

Université Lille 1
École doctorale SMRE

Thèse de doctorat
Numéro d'ordre : 41254

Présentée par :

Thomas Fauchez

pour obtenir le grade de

Docteur de l'université Lille 1

-Spécialité Optique et Lasers, Physico-Chimie de l'Atmosphère-

*Effets de l'hétérogénéité des cirrus sur les
températures de brillance et sur les propriétés
optiques restituées par radiométrie infrarouge
depuis l'espace.*

Soutenue publiquement le 16 décembre 2013 devant la commission d'examen :

Président : Frédéric Parol (LOA)

Rapporteurs : Anthony Davis (JPL/NASA), Jacques Pelon (LATMOS/IPSL)

Examineurs : Anthony Baran (MetOffice), Yvonick Hurtaud (DGA)

Directeur de thèse : Philippe Dubuisson (LOA)

Co-directeurs de thèse : Céline Cornet (LOA), Frédéric Szczap (LaMP)

Thèse effectuée au :

Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA)

UFR de physique, Université Lille 1

59655 Villeneuve d'Ascq, France

Titre : Effets de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance et sur les propriétés optiques restituées par radiométrie infrarouge depuis l'espace.

Résumé : Dans le contexte actuel du changement climatique, les nuages sont l'un des principaux facteurs d'incertitudes, en particulier les nuages de glace (cirrus) qui ont un impact conséquent sur l'effet de serre. Il est donc important de connaître leurs propriétés. Le satellite est l'un des moyens d'observation privilégiés pour étudier les nuages car il permet une couverture globale de manière quasi-continue. Les algorithmes actuels d'inversion des propriétés nuageuses supposent que le pixel observé est homogène (approximation plan-parallèle, PPA) et indépendant des autres (approximation du pixel indépendant, IPA). Cependant, les nuages sont, en réalité, des structures complexes et hétérogènes. Ces approximations peuvent alors entraîner des erreurs sur la restitution des paramètres nuageux. L'objectif de cette thèse est d'estimer l'impact des hétérogénéités des cirrus sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère et sur les paramètres nuageux restitués dans l'infrarouge thermique. Pour cela, nous avons adapté le générateur de nuages tridimensionnels 3DCLOUD aux cas des cirrus. 3DCLOUD a ensuite été couplé au code de transfert radiatif 3DMCPOL, étendu durant cette thèse à la simulation du transfert radiatif 3D dans l'infrarouge thermique. L'impact des hétérogénéités des cirrus a été étudié dans les conditions d'observation du radiomètre infrarouge Imaging Infrared Radiometer (IIR) à bord du satellite CALIPSO au nadir et à la résolution spatiale de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$. Nous avons montré qu'à la résolution spatiale de IIR, l'effet des hétérogénéités est essentiellement dominé par le biais PPA, l'hypothèse IPA ayant un impact négligeable car le transport horizontal des photons est quasiment nul, dans l'infrarouge thermique, à cette échelle. L'effet des hétérogénéités est, au premier ordre, fonction de l'écart type de l'épaisseur optique dans le pixel d'observation et du contraste de températures de brillance entre le sommet du cirrus et l'atmosphère en ciel clair. Il peut atteindre plus de 50 % sur la restitution le diamètre effectif des cristaux et plus de 20 % sur celle l'épaisseur optique. Cet effet est largement supérieur aux autres erreurs possibles et serait à considérer afin d'améliorer la restitution des paramètres nuageux.

Mots clés : 3D, cirrus, infrarouge thermique, propriétés optiques, radiomètre, transfert radiatif

Title : Effects of cirrus heterogeneities on brightness temperatures and on optical properties retrieved from thermal infrared radiometry from space.

Abstract : In a global change context, cloud radiative forcing is one of the main uncertainties, in particular ice clouds (cirrus), having a strong impact on the greenhouse effect. The satellite is a crucial tool in order to study clouds, allowing an almost continuously global coverage. Current retrieval algorithms of cloud properties assume that the observation pixel is homogeneous (Plan Parallel Approximation, PPA) and independent of the other (Independent Pixel Approximation, IPA). However, clouds are, in reality, complex and heterogeneous structures. These approximations may, thus, lead to errors on the retrieved cloud optical properties. The objective of this PhD thesis was to estimate the impact of cirrus cloud heterogeneities on top of atmosphere brightness temperatures and on cloud optical properties retrieved from space infrared radiometry. To solve this question, we developed and used different modelling tools. We adapted the tridimensional cloud generator 3DCLOUD to generate cirrus fields. Then, 3DCLOUD was coupled to the radiative transfer code 3DMCPOL, extended, during this PhD thesis, to the 3D radiative transfer simulation in the thermal infrared. The impact of cirrus heterogeneities have been studied in the observation conditions of the Imaging Infrared Radiometer (IIR) on-board the CALIPSO satellite for nadir observations at the spatial resolution of $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ in the thermal infrared. We have shown that, at the IIR spatial resolution, heterogeneity effects are mainly dominated by the PPA bias, the IPA bias having a neglectful impact because photon horizontal transport is almost zero, in the thermal infrared, at this scale. Heterogeneity effects mainly depend on the standard deviation of the optical thickness inside the observation pixel and of the brightness temperature contrast between the cloud top and the clear sky atmosphere. It can reach more than 50 % on the retrieval of the effective diameter and by up to 20 % on the cloud optical thickness. These effects are larger than others possible errors and would have to be considered in order to improve the cloud property retrieval.

Key words : 3D, cirrus, optical properties, radiative transfer, radiometer, thermal infrared

Remerciements

Avant tout, je tiens à remercier les co-financeurs de cette thèse à savoir, le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et la Direction Générale de l'Armement (DGA) par le biais du Projet National de Télédétection Spatiale (PNTS).

Cette thèse s'est déroulée au sein du Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'université Lille 1. Je remercie son directeur, Frédéric Parol pour m'avoir accepté dans son laboratoire ainsi que tous les membres du LOA qui m'ont chaleureusement accueilli.

Je remercie tout particulièrement mes directeurs de thèse Philippe Dubuisson et Céline Cornet au LOA et Frédéric Szczap au Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP). Ils m'ont tous les trois prodigué un très bon encadrement et ont fait preuve de qualités humaines qui ont permis à cette thèse de se dérouler dans les meilleures conditions. Cette "équipe" ne s'est pas formée par hasard ! J'ai rencontré Philippe en première année de licence, durant son cours d'initiation à l'astronomie de l'Université du Littoral Côte D'opale (ULCO). Mon intérêt pour la recherche scientifique et mon but de devenir docteur en physique a permis d'entretenir un contact par mail. En master 2, Philippe m'a alors proposé ce sujet de thèse, que j'ai accepté sans hésitation. Je le remercie donc pour son suivi, son intérêt et sa confiance en ma réussite. Je remercie aussi Céline, qui a suivi elle aussi très activement toutes les étapes de la thèse, a su faire preuve de patience face à mes lacunes en programmation, en début de thèse, et a toujours été très disponible. Remerciements également à Fred Szczap qui m'a encadré durant plusieurs séjours au LaMP. Nous avons travaillé ensemble sur le développement du code de génération de nuages 3DCloud dans une très bonne atmosphère (c'est le cas de le dire !!). Ensuite, nous avons entretenu de très nombreux échanges par mail concernant les questions liées à la génération des cir-

rus. Je le remercie donc pour sa disponibilité et le bouillonnement d'idées et de questions qu'il a su entretenir. En résumé, j'ai eu la chance d'avoir un encadrement exceptionnel qui a, bien évidemment, conditionné grandement la réussite de cette thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements à chacune des personnes ayant accepté de faire partie de mon jury de thèse. Tout particulièrement mes rapporteurs de thèse Anthony Davis du JPL NASA et Jacques Pelon du LATMOS/IPSL mais aussi mes examinateurs Anthony Baran du MetOffice, Yvonick hurtaud de la DGA et le président du jury et examinateur Frédéric Parol du LOA. Anthony Davis et Anthony Baran se sont déplacés respectivement de Pasadena et de Exeter et je les en remercie vivement.

D'autres collègues ont aussi eu une part importante dans l'aboutissement de cette thèse. Je pense particulièrement à Anne Garnier et Jacques Pelon qui, de part leur expertise sur l'Imaging Infrared Radiometer (IIR), ont permis de développer significativement la partie de cette thèse liée à l'inversion de propriétés nuageuses. Je remercie aussi Anthony Baran, pour les nombreux échanges que nous avons eu par mail concernant les propriétés optiques des cirrus. Je remercie également mes collègues, à savoir Romain pour son soutien informatique et les impressions de posters ! Fabrice pour ses nombreuses aides en Fortran et sur la grille EGI. Sans oublier les collègues thésards, Odran Sourdeval pour ses conseils et son aide sur l'inversion des propriétés optiques, Valentin Louf pour sa grande maîtrise de Matlab !!

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes qui se sont déplacées pour venir assister à ma soutenance de thèse. Ma famille, en commençant par Camille, mes parents et mon frère Vincent, ma grand-mère et mes oncles et tantes (Tajo, Jean-Luc, Gégé et Dan). Ma famille a toujours porté un grand intérêt à mes études et à ma passion pour la

physique. Sans mes parents pour me soutenir à tout niveau, ce parcours n'aurait pas été possible. Je remercie aussi mes amis, en commençant par Odran, revenant spécialement de Leipzig pour ma thèse et dans un ordre non défini, Valentin, Cédric, Igor, William, Marco, Justin et quelques collègues de l'ASP Lille 1. Une dédicace spéciale à Thomas Duda, qui malheureusement n'a pas pu assister à la soutenance mais qui, par son amitié et sa passion pour la physique, a toujours manifesté un intérêt particulier pour mes études. Je remercie aussi tout particulièrement David Pinte, ainsi que sa compagne, pour s'être déplacés à ma thèse. David a suivi avec intérêt mon parcours universitaire depuis la 1ère année de licence (cours de Philippe Dubuisson!!) et a contribué à vivifier mon intérêt pour l'astrophysique et la physique en générale. Je le remercie beaucoup pour son aide.

Remerciements également à ma mère et à Annick Moutier, pour leur temps accordé à une relecture attentive de ma thèse.

Et enfin (et surtout), je termine ces remerciements par Camille, qui a su me supporter, dans tous les sens du terme, durant ces trois années de thèse..!

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	3
1 Théorie, observation et modélisation des cirrus.	1
1.1 Introduction	1
1.2 Généralités sur les cirrus	2
1.2.1 Classification des cirrus	2
1.2.2 Formation des cirrus	3
1.2.3 Climatologie et impact radiatif des cirrus	6
1.3 L'observation des cirrus	11
1.3.1 L'A-train	12
1.3.2 La campagne CIRCLE-2	17
1.4 La modélisation des cirrus	25
1.4.1 Le code 3DCloud	27
1.4.2 Présentation des cirrus simulés	33
1.5 Conclusion	39
2 Transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse.	41
2.1 Introduction	41
2.2 Transfert radiatif dans l'atmosphère	42
2.2.1 Propriétés radiatives	42
2.2.2 Propriétés microphysiques et optiques des cirrus	44
2.2.3 Modélisation des propriétés optiques des cristaux de glace	50

2.2.4	Le modèle d'atmosphère plan-parallèle	56
2.3	Modélisation du transfert radiatif 3D : 3DMCPOL	57
2.4	Analyse des propriétés d'invariance d'échelle des cirrus	64
2.4.1	État de l'art	64
2.4.2	Les observations lors de la campagne CIRCLE-2	67
2.4.3	Propriétés d'invariance d'échelle des cirrus générés par 3DCloud	68
2.5	Conclusion	75
3	Effets des hétérogénéités des cirrus sur les températures de brillance TOA	77
3.1	Introduction	77
3.2	Description des effets dus aux hétérogénéités nuageuses	79
3.3	Effets des hétérogénéités sur les températures de brillance	86
3.3.1	Effets dus à la variabilité de l'épaisseur optique	86
3.3.2	Effets dus à la variabilité des propriétés optiques et microphysiques	89
3.3.3	Influence de l'altitude et de l'épaisseur géométrique du cirrus.	94
3.3.4	Influence de la géométrie d'observation.	95
3.4	Effets de l'hétérogénéité des cirrus en fonction de l'échelle	98
3.5	Conclusion	99
4	Effets de l'hétérogénéité des cirrus sur l'inversion des paramètres nuageux	103
4.1	Introduction	103
4.2	Méthodes de restitution des paramètres nuageux à partir des mesures de IIR	106
4.2.1	La méthode "Split Window Technique"	106
4.2.2	Méthode d'inversion de l'algorithme opérationnel IIR	107
4.3	Impact de l'hétérogénéité des cirrus sur la restitution des paramètres nuageux.	113
4.3.1	Effets de la variabilité de l'épaisseur optique	116
4.3.2	Effets de la variabilité des propriétés optiques et microphysiques.	124
4.3.3	Influence de l'altitude et de l'épaisseur géométrique du cirrus.	131
4.3.4	Impact d'une incertitude sur la température de surface et sur le profil atmosphérique	136
4.4	Conclusion	139
	Conclusions et perspectives	145

A	Générateurs de scènes nuageuses	153
A.1	Introduction	153
A.2	Les LES (Large Eddy Simulator)	153
A.3	Le code 3D stochastique de Hogan and Kew [2005]	158
B	Codes de transfert radiatif	159
B.1	Introduction	159
B.2	Les codes 1D	159
B.2.1	Le code DISORT	159
B.2.2	Le code FASDOM	161
B.2.3	Le code GAME	162
B.3	Les codes 3D	162
B.3.1	Le code SHDOM	162
B.3.2	Les méthodes de Monte-Carlo	164
B.4	Traitement de l'absorption gazeuse	167
C	Inter-comparaisons avec le code MATISSE (ONERA)	171

Introduction

Dans un contexte de réchauffement global avéré, l'étude du système climatique est un enjeu majeur. Les nuages sont l'un des principaux facteurs d'incertitude du système climatique (Forster et al. [2007]). Ils couvrent entre 60 % et 70 % de la surface terrestre et jouent un rôle prépondérant sur l'équilibre radiatif terrestre. Les nuages induisent un forçage radiatif net sur l'atmosphère de l'ordre de -20 W.m^2 (Ramanathan et al. [1989]). Cette valeur est non-négligeable en comparaison des 340 W.m^{-2} qui arrivent en moyenne au sommet de l'atmosphère. Lane et al. [2000] ont estimé la sensibilité des paramétrisations des propriétés radiatives des nuages par rapport à la résolution verticale du modèle climatique utilisée. La conclusion de leur étude a montré que la proportion de nuages estimée par le modèle pouvait varier de 10% selon la résolution spatiale utilisée. Dufresne and Bony [2008] ont également montré qu'en fonction du modèle, le forçage radiatif induit par les nuages pouvait varier significativement. Il est donc nécessaire de connaître et de modéliser correctement les interactions nuages-rayonnement. En particulier, les nuages de glace, tels que les cirrus, sont situés dans la haute troposphère, là où la température est en général inférieure à -30°C et sont composés de cristaux de glace non sphériques. Ils sont présents à toutes les latitudes au-dessus des continents et des océans et à n'importe quelle saison de l'année. Leur couverture globale est estimée à environ 15%-40% (Sassen et al. [2008]) et leur rôle dans le bilan radiatif thermique est crucial pour la compréhension de l'effet de serre global (Hartmann and Short [1980]);

Ohring and Clapp [1980]; Stephens [2005]; Eguchi et al. [2007]). En effet, ils sont généralement fins et sont un faible obstacle au rayonnement solaire (faible effet parasol) mais ils absorbent le rayonnement tellurique émis aux plus grandes longueurs d'onde (infrarouge thermique) et ré-émettent à une température beaucoup plus faible que la température de surface. Ces nuages contribuent donc essentiellement à réchauffer la planète (effet de serre) avec un forçage radiatif d'environ $+28 \text{ W.m}^{-2}$ (Forster et al. [2007]). Au contraire, les nuages dits "chauds" de la basse troposphère, d'épaisseur optique souvent élevée sont, quant à eux, constitués de gouttelettes d'eau (phase liquide). De tels nuages réfléchissent majoritairement le rayonnement solaire émis aux courtes longueurs d'ondes ($0.2 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$) et ont donc tendance à refroidir l'atmosphère par effet parasol. Le forçage induit par ces nuages est d'environ -48 W.m^{-2} (Forster et al. [2007]).

Les nuages sont des structures complexes à modéliser, car ils présentent des variabilités macrophysiques (dimension, forme, contenu en eau, épaisseur géométrique, etc.), des variabilités microphysiques (forme et taille des hydrométéores, etc.) et temporelles (couverture nuageuse) pouvant être importantes. En particulier, la formation des cirrus est liée à des phénomènes pour lesquels les vents peuvent être puissants et varier fortement. Ces forts mouvements d'air contribuent à donner aux cirrus des formes variées et particulièrement hétérogènes. De plus, contrairement à la diffusion de la lumière par des gouttelettes d'eau sphériques qui peut être résolue par la théorie de Mie, il n'existe pas, en pratique, de solution exacte de la diffusion à cause de la multiplicité des formes de cristaux (Lynch et al. [2002]) des cirrus. L'étude des nuages, en particulier les cirrus, nécessitent alors de mettre en place des moyens d'observations permettant d'accéder à leur variabilité temporelle et spatiale ainsi qu'à leurs propriétés optiques.

Différentes techniques de mesures sont exploitables pour étudier les nuages et leur

influence sur le bilan radiatif terrestre. Les mesures au sol par télédétection passive ou active (RADAR, LIDAR, radiomètres, fluxmètres, etc.) peuvent être quasi-permanentes mais elles présentent le désavantage de posséder des surfaces d'échantillonnage très réduites. Les mesures aéroportées telles que celles effectuées lors de la campagne *CiRrus Cloud Experiment-2* (CIRCLE-2) au moyen d'instruments comme par exemple les granulomètres ou diffusomètres permettent d'obtenir les propriétés *in-situ* des nuages comme la concentration, la taille, la composition ainsi que la fonction de phase des constituants du nuage, mais elles sont limitées dans l'espace et dans le temps. Les mesures satellitaires par télédétection permettent, quant à elles, une observation quasi-continue et globale de l'atmosphère. Le rayonnement mesuré ayant interagi, durant son trajet jusqu'au satellite, avec les différents composants du système Terre-atmosphère, il transmet alors des informations, selon les longueurs d'onde, sur les propriétés atmosphériques. Les capteurs satellitaires sont donc des outils cruciaux pour une étude approfondie des nuages.

La difficulté est alors d'accéder, depuis l'espace, aux paramètres les plus pertinents caractérisant les nuages comme par exemple la dimension des hydrométéores, le contenu en eau, l'épaisseur du nuage etc. Le nombre de paramètres accessibles définissant ce modèle de nuage est malheureusement limité, d'une part, par le nombre de données radiométriques disponibles et leur contenu en information et d'autre part, par les méthodes mathématiques existantes pour restituer les propriétés nuageuses. En effet, actuellement, les contraintes, en particulier en temps de calcul, imposent l'utilisation d'un nuage simplifié dans les algorithmes de restitution des propriétés nuageuses. A l'échelle du pixel d'observation, les nuages sont considérés comme plats, homogènes et horizontalement infinis. Cette hypothèse est appelée *Independent Pixel Approximation* (IPA, Cahalan et al. [1994]) dans le cas du pixel homogène indépendant et *Independent Column Approximation* (ICA, Stephens et al. [1991]) dans le cas de la colonne homogène indépendante. Une telle représentation implique qu'aucune interaction entre colonnes nuageuses n'est prise

en compte et que le nuage est considéré homogène à l'échelle du pixel d'observation. Cette représentation simplifiée est bien souvent éloignée de la réalité car les nuages sont des structures tridimensionnelles complexes, avec des propriétés macrophysiques (épaisseur optique, couverture fractionnaire) et microphysiques (dimension et forme des hydrométéores) hétérogènes. Elle peut donc conduire à des erreurs sur les propriétés nuageuses restituées (épaisseur optique, émissivité, taille et forme des cristaux).

Quantifier l'impact des hétérogénéités nuageuses apparaît alors comme nécessaire afin de s'assurer du domaine de validité de la restitution des paramètres nuageux. Les hétérogénéités internes des nuages ne sont toujours pas prises en compte bien que de nombreuses études ont été conduites dans le domaine visible pour les produits nuageux de nuage de type strato-cumulus principalement. En effet, Varnai and Marshak [2001]; Zinner and Mayer [2006]; Kato and Marshak [2009]; etc. ont montré que la négligence de ces variabilités induisent une surestimation de l'albédo de ces nuages et que l'amplitude et le signe des erreurs liées aux hétérogénéités dépendent de nombreux facteurs liés à la résolution spatiale de l'instrument, aux longueurs d'ondes utilisées, à la géométrie d'observation et au type de nuage. Très peu d'études ont été menées concernant l'hétérogénéité des cirrus dans l'infrarouge thermique et elles concernent principalement les flux et les taux de réchauffement/refroidissement. Par exemple, Hogan and Kew [2005] ont montré que la simulation du transfert radiatif en utilisant l'hypothèse IPA modifie les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère d'environ 45 W.m^{-2} dans le proche infrarouge et de 15 W.m^{-2} dans l'infrarouge lointain par rapport à un transfert radiatif 3D. Chen and Liou [2005] ont obtenu une différence de taux de refroidissement aux alentours de 10 % entre le transfert radiatif 3D et 1D.

A notre connaissance, il n'existe aucune étude concernant l'impact de l'hétérogénéité

des cirrus dans l'infrarouge thermique sur les luminances ou les températures de brillance et sur les paramètres inversés à partir de ces mesures. Pourtant, plusieurs satellites sont dédiés à l'observation des cirrus dans la fenêtre atmosphérique infrarouge thermique afin de retrouver les paramètres nuageux. A titre d'exemple, on peut citer l'*Imaging Infrared Radiometer* (IIR, Garnier et al. [2012, 2013 in press]) ou le *Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer* (MODIS, Cooper et al. [2007], Wang et al. [2011]). Dans cette thèse, nous nous sommes donc intéressés à l'erreur possible liée aux hétérogénéités des cirrus sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère et sur la restitution des paramètres nuageux à partir de radiomètres infrarouges spatiaux. Nous nous sommes focalisés en particulier sur les conditions d'observations de IIR, qui est le seul instrument pour lesquels les produits officiels estiment, dans l'infrarouge thermique, l'épaisseur optique du pixel et le diamètre effectif des cristaux.

Afin de réaliser cette étude, la modélisation est un outil essentiel car elle permet de définir des cas d'études précis en contrôlant les différents paramètres du modèle. Dans ce cadre, différents cirrus ont été modélisés à l'aide du générateur de scènes nuageuses 3DCloud (Szczap et al. [2014, in review to GMDD]) développé au Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP). Ce modèle a ensuite été couplé avec le code de transfert radiatif 3DMCPOL (Cornet et al. [2010], Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]) développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) afin d'étudier l'impact des hétérogénéités des cirrus sur les températures de brillance et ensuite sur les paramètres inversés.

Dans le premier chapitre de ce document de thèse, nous présentons quelques généralités sur les cirrus, leur climatologie et leur impact radiatif. Les mesures aéroportées et satellitaires dédiées à l'observation des nuages et en particulier des cirrus sont également évoquées. Ensuite, nous présentons le générateur de scènes nuageuses 3DCloud (Szczap et al. [2014, in review to GMDD]) utilisé dans cette thèse afin de générer des

champs de cirrus réalistes. Ce code a la particularité d'utiliser des simplifications des équations de la dynamique et de la thermodynamique ainsi qu'un cadre de Fourier pour contrôler les propriétés d'invariance d'échelle des nuages. Il nous a permis de générer des contenus en glace réalistes dont l'un d'eux en s'appuyant sur les observations de la campagne aéroportée CIRCLE-2.

Un second chapitre est consacré à la théorie du transfert radiatif. Les bases du transfert radiatif sont abordées et nous détaillons les propriétés optiques et microphysiques ainsi que leurs paramétrisations utilisées dans cette thèse. Nous présentons ensuite le code de transfert radiatif 3DMCPOL, initialement développé pour le rayonnement visible (Cornet et al. [2010]) et étendu à l'infrarouge thermique durant cette thèse (Fauchez et al. [2012, 2014 : accepted to ACP]) afin de simuler les températures de brillance au sommet de l'atmosphère. Nous consacrons de plus une section à l'étude des propriétés d'invariance d'échelle des cirrus permettant de rendre compte de la manière dont certaines propriétés se distribuent dans les cirrus à différentes échelles.

Dans le troisième chapitre, les effets de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance simulées au sommet de l'atmosphère par 3DMCPOL sont analysés pour différents cas de cirrus et pour les canaux infrarouge thermique de IIR ($8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$, $12.05 \mu m$). Ces effets sont mis en évidence en comparant les champs de températures de brillance simulés avec un transfert radiatif 3D à l'échelle de $100 \text{ m} \times 100 \text{ m}$ et moyennés ensuite à l'échelle du capteur satellitaire ($1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$) avec les champs de températures de brillances simulés à partir d'un transfert radiatif 1D directement à l'échelle du capteur satellitaire.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons l'impact des hétérogénéités nuageuses sur la restitution des produits nuageux des cirrus. Deux algorithmes d'inversion sont présentés et utilisés : un algorithme basé sur l'algorithme d'inversion de IIR (Garnier et al. [2012, 2013 in press]), permettant d'estimer l'émissivité effective et l'épaisseur optique effective,

les indices microphysiques ainsi que le diamètre effectif et la forme des cristaux et la méthode de la "Split Window Technique" (Inoue [1985] ; Parol et al. [1991], Dubuisson et al. [2008]) permettant de restituer l'épaisseur optique du pixel, le diamètre effectif et la forme des cristaux. Les produits nuageux restitués dans l'infrarouge thermique à partir des luminances ou des températures de brillance calculées dans le cas d'un transfert radiatif 3D et 1D sont ensuite comparées afin de mettre en évidence l'impact des hétérogénéités nuageuses sur ces produits.

Nous terminons par un chapitre de conclusion résumant les principaux résultats obtenus à l'issue de cette thèse et nous dégageons quelques perspectives.

Chapitre 1

Théorie, observation et modélisation des cirrus.

1.1 Introduction

Les cirrus ont un rôle important dans le bilan radiatif terrestre. Cependant, l'étude de l'interaction du rayonnement avec ce type de nuage s'avère complexe, car non seulement leur structure est très hétérogène et variable mais aussi car ils sont constitués de cristaux de glace. En effet, contrairement à la diffusion de la lumière par des gouttelettes d'eau sphériques pouvant être résolue par la théorie de Mie, il n'existe pas de solution exacte de la diffusion par les cristaux en raison de la multiplicité des formes présentes (Lynch et al. [2002]). Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord quelques généralités sur les cirrus, leurs mécanismes de formations ainsi que leurs caractéristiques principales (altitude, dimension, épaisseurs optiques, caractéristiques microphysiques, etc). Ensuite nous nous intéresserons aux moyens d'observations des cirrus avec de nombreuses missions spatiales et aéroportées qui ont été entreprises afin d'améliorer nos connaissances sur ces nuages. La constellation de satellite A-Train initiée en 2006 sera tout particulièrement détaillée car elle combine les avantages de nombreux instruments actifs (Cloud-Aerosol

Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation, CALIOP, sur le satellite CALIPSO, Cloud Profiling Radar, CPR, sur le satellite CLOUDSAT) et passifs (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer, MODIS, sur la plateforme satellitaire AQUA, l'Imaging Infrared Radiometer, IIR, sur le satellite CALIPSO, Polarization & Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar, POLDER, sur le satellite PARASOL, etc.). Cette constellation de satellites s'est imposée comme l'un des outils incontournable dédié à l'étude des nuages. Les mesures *in situ*, telles que, par exemple, les mesures aéroportées sont également importantes car elles permettent de mesurer directement les propriétés des nuages et sont souvent utilisées pour valider les mesures satellitaires. Nous allons présenter la campagne aéroportée CIRCLE-2 (CiRrus CLoud Experiment 2) utilisée dans cette thèse pour simuler un cirrus réaliste. Enfin, nous présenterons le générateur de scènes nuageuses 3DCloud permettant de modéliser des cirrus réalistes, en particulier le cirrus observé le 25 mai 2007 durant la campagne CIRCLE-2.

1.2 Généralités sur les cirrus

1.2.1 Classification des cirrus

Les cirrus (filament en latin) sont présents dans la haute troposphère, de 6 km à 20 km, avec une épaisseur géométrique moyenne comprise entre la centaine de mètres et quelques kilomètres. Les cirrus apparaissent blancs dans la plupart des cas, révélant un aspect fibreux ou soyeux.

Les nuages, ont été classés en fonction de leur structure en différentes catégories, que l'on appelle "espèce" et "variété" par Howard [1865]. Chacune des espèces et variétés correspond à des conditions météorologiques particulières. Les espèces permettent de

classer les nuages en fonction de leur structure interne. Pour les cirrus on retrouve les espèces suivantes (figure 1.1) :

- *Uncinatus (a)*, *Fibratus (b)*, *Flocus (c)*, *Castellanus (d)*, *Spissatus (e)*, *Vertebratus (f)*

Les variétés, quant à elles, classent les nuages en fonction de détails caractéristiques qui décrivent la disposition des éléments du nuage (par exemple, plusieurs couches comme la variété *duplicatus*). Un même nuage peut avoir plusieurs variétés, pour les cirrus on trouve les variétés suivantes (figure 1.1) :

- *Radiatus (g)*, *Duplicatus (h)*, *Intortus (i)*

Les propriétés principales des cirrus sont résumées dans la Table 1.1. Le paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique ρ_τ a été défini par Szczap [2000]. Ce paramètre correspond au rapport de l'écart-type de l'épaisseur optique σ_τ , à une échelle donnée, par rapport à l'épaisseur optique moyenne $\bar{\tau}$. Le paramètre d'hétérogénéité est calculé sans tenir compte des trous dans le nuage, ces derniers étant déjà représentés par le paramètre de couverture fractionnaire. Carlin et al. [2002] et Sassen et al. [2007] ont montré, suite à de nombreuses mesures *in situ*, que la valeur du paramètre d'hétérogénéité pour les cirrus est comprise entre 0.1 et 1.5, avec une valeur moyenne aux alentours de 0.7.

1.2.2 Formation des cirrus

La formation des cirrus résulte de la présence d'une certaine quantité de vapeur d'eau dans les couches supérieures de la troposphère dont les causes sont nombreuses. En général, une masse d'air chaude et humide se soulève au-dessus d'une autre masse d'air plus froide. Ce soulèvement amène la masse d'air au niveau supérieure de la troposphère à une température plus faible et la vapeur d'eau qu'elle contient se condense en cristaux de



FIGURE 1.1 – Photographies des différents types de cirrus : *cirrus uncinus* (a), *cirrus fibratus* (b), *cirrus flocus* (c) (crédits : Lotte Grønkjær), *cirrus castellanus* (d), *cirrus spissatus* (e), *cirrus vertebratus* (f), *cirrus radiatus* (g) (crédits : Brian Chudleigh), *cirrus duplicatus* (h), *cirrus intortus* (i).

glace. Les cristaux de glace des cirrus peuvent par la suite précipiter et peupler les régions atmosphériques inférieures. Par conséquent, un cirrus nécessite, pour se former et persister, des humidités relatives par rapport à la glace qui excède 100 % ; par conséquent le cirrus se développe principalement dans des régions sursaturées en glace. La condensation peut s'opérer de deux manières, par nucléation hétérogène ou par nucléation homogène. La nucléation hétérogène peut avoir lieu dès 0°C en présence de noyaux de condensation (aérosols par exemple). Ceux-ci facilitent la condensation de la vapeur en abaissant à la surface du noyau, l'énergie nécessaire à la transition de la phase gazeuse vers la phase liquide (ou solide). La nucléation homogène (sans noyaux de condensation), se produit en

TABLE 1.1 – Tableau répertoriant les propriétés principales des cirrus. On y distingue les propriétés moyennes, l'intervalle de valeurs possibles et enfin le rapport entre les deux valeurs extrêmes de l'intervalle. Les épaisseurs optiques sont données à $12.05 \mu\text{m}$ et les valeurs entre parenthèses correspondent aux cas extrêmes de cirrus d'enclume de cumulonimbus. Tableau inspiré de Sassen and Cho [1992], Sassen et al. [2008], Dowling and Radke [1990] et Lynch et al. [2002]

Propriétés	Moyenne	Intervalle	Ratio
Épaisseur	2.0 km	0.1 – 8 km	80 : 1
Altitude	9 km	4 – 20 km	5 : 1
Concentration en nombre des cristaux	30/L	$10^{-4} - 10^4/L$	$10^8 : 1$
Contenu en glace	0.025 g.m^{-3}	$10^{-4} - 1.2 \text{ g.m}^{-3}$	$10^4 : 1$
Taille du cristal	250 μm	1 – 8000 μm	8000 : 1
Forme du cristal	variable	hautement variable	élevée
Épaisseur optique $\bar{\tau}$	0.5	0.001 – 3(30)	3000(0) : 1
Paramètre d'hétérogénéité ρ_τ de l'épaisseur optique	0.7	0.1 – 1.5	15 : 1

dessous de -40°C dans un air sursaturé en humidité. De 0°C à -40°C , on parle d'eau sur-fondue qui peut cristalliser rapidement. Notons que la nucléation homogène est rarement présente car l'air contient toujours un minimum de noyaux de condensation. Les mécanismes de formation peuvent être classés arbitrairement en cinq catégories (Lynch et al. [2002]) :

- **La catégorie "synoptique"** : Des mouvements d'ascendances grandes échelles ($\sim 100 \text{ km}$) de plusieurs centimètres par seconde peuvent entraîner une ascension frontale jusqu'à l'échelle du mètre par seconde pour les cellules convectives d'uncinus. La masse d'air se refroidit en s'élevant, ce qui entraîne une sursaturation de l'air en humidité initiant les processus de nucléation.
- **La catégorie "élévation"** : Elle est similaire à celle synoptique, mais cette fois-

ci ce sont les reliefs qui provoquent de fortes ascendances de plusieurs mètres par seconde, augmentant brutalement la concentration en cristaux dont la congélation peut se produire via de l'eau surfondue.

- **La catégorie "injection"** : Ces cirrus sont directement issus de l'enclume d'un cumulonimbus, dont les ascendances verticales importantes (de l'ordre du mètre par seconde) entraînent un apport conséquent d'humidité.
- **La catégorie "piège froid"** : Cette catégorie particulière concerne la formation des cirrus fins sous-visibles vers la tropopause tropicale. Ils possèdent une large extension spatiale et à ces altitudes (15-20 km) leur température est très basse, de l'ordre de -70 à -90°C. Ces conditions de température et de pression permettent la formation de petits cristaux de glace, maintenus par l'humidité que fournit la convection profonde.
- **La catégorie "contrails"** : Cette catégorie est d'origine anthropique. En effet, le passage d'un avion provoque le dégagement de particules de polluants par les échappements de l'avion qui s'ajoutent aux noyaux de condensation de l'air environnant, favorisant alors la nucléation hétérogène lorsque l'air est sursaturé en humidité. Un cirrus de type contrail se forme alors par condensation puis solidification de la vapeur d'eau .

1.2.3 Climatologie et impact radiatif des cirrus

Afin de montrer en quoi la recherche sur les cirrus est importante, nous allons dans cette section détailler l'impact des cirrus sur le climat ainsi que mettre en évidence les

connaissances et les incertitudes actuelles liées à leurs effets radiatifs globaux.

Dans l'optique d'établir une climatologie fiable des cirrus, il est important de pouvoir inter-comparer les mesures de différents types d'observations et d'instrumentations. Dowling and Radke [1990] ont combiné des données satellites, aéroportées et des sondages ballon afin d'obtenir une climatologie moyenne des cirrus (épaisseur géométrique et altitude moyenne du cirrus) présentée dans la Table 1.1 ainsi que leur couverture nuageuse moyenne (entre 25% et 50%). Cependant, ces propriétés peuvent varier en fonction de la saison et de la position géographique, impliquant alors des intervalles de valeurs importants. Plus récemment, Sassen et al. [2008] ont utilisé les nouvelles mesures de l'A-train (voir section 1.4) afin d'exploiter la complémentarité entre les mesures du LIDAR CALIOP et du RADAR CPR de manière à établir une climatologie des cirrus plus complète. En effet, les caractéristiques respectives de ces deux instruments les rendent tout à fait adaptés à une synergie puisque le LIDAR peut détecter des cirrus assez fins et obtenir l'altitude de leur sommet. Le RADAR peut, quant à lui, détecter l'altitude de leur base en cas de saturation du signal LIDAR. A partir de moyennes annuelles, Sassen et al. [2008] ont obtenu une épaisseur moyenne de 2 km (entre 1,5 km aux pôles et 2,5 km à l'équateur). Ces observations leurs ont aussi permis d'établir des statistiques de recouvrement du globe par les cirrus comparées à celles de l'ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) obtenues à partir de mesures passives (Rossow and Schiffer [1991]). Ces résultats sont résumés dans la Table 1.2. On constate que les résultats sont similaires entre ces deux bases de données. Il existe cependant des différences au niveau de l'équateur, pouvant être expliquées par le fait que les mesures passives sont moins sensibles aux nuages les plus fins, et ainsi entraînent un taux de recouvrement moindre. Il faut cependant garder à l'esprit qu'il existe encore aujourd'hui de nombreuses incertitudes concernant le taux de recouvrement des cirrus qui peut être dépendant du type de

mesures utilisées. Ainsi, il est difficile d'estimer précisément leur impact radiatif, c'est-à-dire l'impact de la présence de cirrus sur le transfert de rayonnement Tellurique ou Solaire.

TABLE 1.2 – *Comparaison des recouvrements moyens par intervalle de latitude à partir de données CloudSat/CALIPSO et ISCCP au-dessus des terres (land) et de l'eau (water). (Sassen et al. [2008])*

Latitude	CloudSat CALIPSO, %		ISCCP %	
	Land	Water	Land	Water
$\sim -85^\circ$ 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 $+15^\circ$	36.0	33.4	21.2	17.9
$+15^\circ$ to $+30^\circ$	15.3	19.6	11.3	12.2
$+30^\circ$ to $+60^\circ$	13.9	17.8	15.7	9.3
$+60^\circ$ to $\sim +85^\circ$	9.2	7.5	8,3	5.8

Le bilan radiatif est défini comme la différence entre l'énergie radiative reçue et l'énergie radiative perdue par un système. Dans le cas de la Terre, le système est à l'équilibre. Dans un contexte de changement climatique, on parle de forçage radiatif. Un forçage radiatif positif (effet de serre) tend à réchauffer le système (il y a plus d'énergie reçue que d'énergie émise), alors qu'un forçage radiatif négatif (effet parasol) tend à refroidir le système (il y a plus d'énergie perdue que reçue). Ici nous nous intéresserons uniquement au forçage radiatif nuageux, bien que de nombreuses autres composantes de l'atmosphère possèdent leur propre forçage radiatif (aérosols, gaz, etc.). L'effet de serre, principalement lié aux nuages de hautes altitudes, correspond à l'absorption par le nuage d'une partie du rayonnement émis par la Terre. Ce rayonnement est ensuite ré-émis à une température plus faible correspondant à celle du nuage, le système Terre conserve de l'énergie. L'effet parasol correspond à la réflexion par le nuage du rayonnement solaire incident vers l'espace. Cet effet a donc tendance à diminuer la quantité d'énergie reçue par la Terre.

Toute modification des nuages entraîne une modification de ces deux effets. Il est donc important de bien les connaître. La figure 1.2 présente les différentes interactions des rayonnements terrestre et solaire, en particulier l'effet radiatif des nuages. On y distingue aussi les effets de chaleur latente (échange de chaleur lors d'un changement de phase), chaleur sensible (échange de chaleur sans changement de phase).

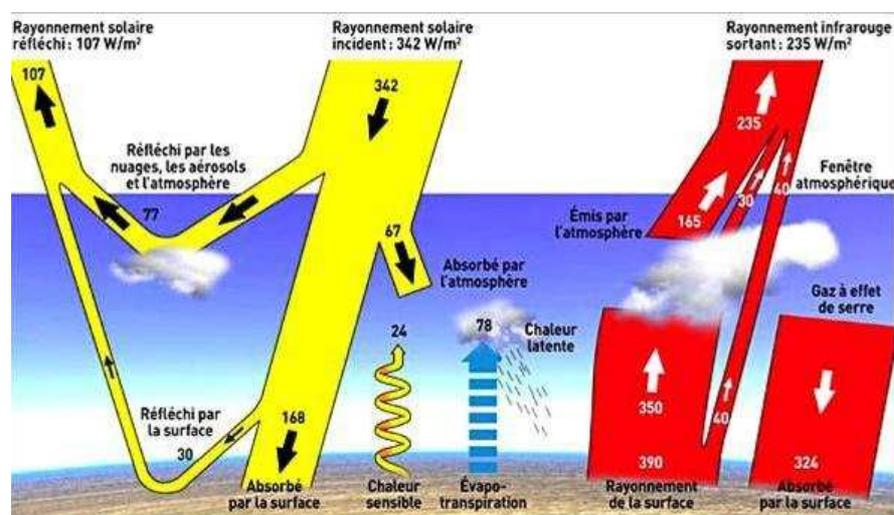


FIGURE 1.2 – Schéma représentant le bilan radiatif terrestre. En jaune est représenté le rayonnement d'origine solaire arrivant avec une énergie moyenne de $342 W.m^2$, en rouge le rayonnement d'origine terrestre (Trenberth, 2009).

Cependant, l'impact radiatif des cirrus est particulièrement compliqué à déterminer, comme le montre Liou [1986] en présentant les résultats de diverses études concernant leur impact sur le climat. Cette complexité provient d'une part de la difficulté à déterminer une climatologie précise des cirrus et d'autre part de la grande complexité de leurs propriétés microphysiques et optiques. Par exemple, Zhang et al. [1999] présentent que le forçage radiatif des cirrus au sommet de l'atmosphère peut varier fortement en fonction de la taille et de la forme des cristaux de glace des cirrus, du contenu en glace mais aussi de l'altitude, comme le montre la figure 1.3. Il est important de remarquer que le forçage radiatif peut être positif ou négatif en fonction de la valeur de ces paramètres. Une étude

complémentaire menée par Choi and Ho [2006] a montré que pour une épaisseur optique visible égale à 10 le forçage radiatif des cirrus est alors négatif.

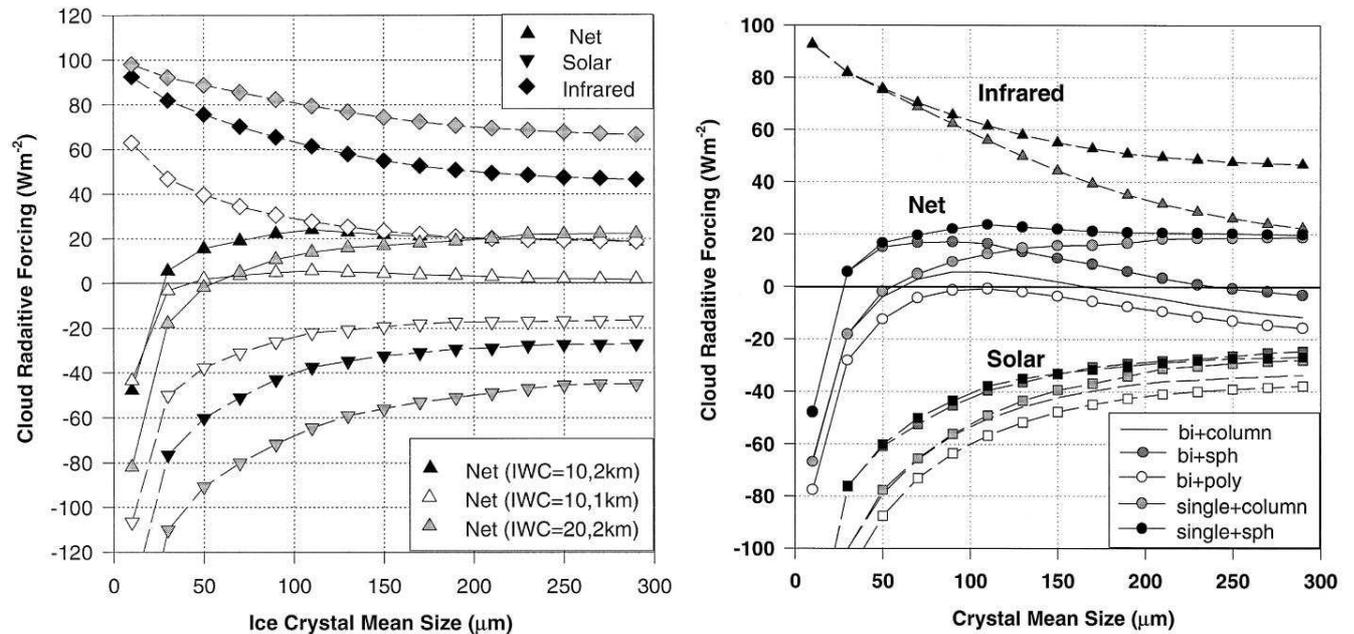


FIGURE 1.3 – Forçage radiatif des cirrus en fonction de la taille des cristaux, pour différentes distributions en tailles, formes des cristaux, contenus en glace IWC et altitude du cirrus. (Zhang et al. [1999])

Le quatrième rapport du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) mentionne également que les rétroactions liées aux nuages restent la plus grande source d'incertitude sur le climat (Forster et al. [2007]), en particulier à cause de l'incertitude liée à l'albédo des nuages. Il semble donc évident qu'une observation continue et globale des nuages par le biais de différentes mesures est essentielle. La section suivante sera donc logiquement consacrée aux méthodes d'observations des nuages en se focalisant principalement sur l'A-train et les mesures aéroportées de la campagne CIRCLE-2.

1.3 L'observation des cirrus

Depuis plusieurs décennies, de nombreux satellites ont été mis en orbite afin de pouvoir étudier les nuages et en particulier les cirrus. On peut citer par exemple Meteosat 1, réalisé par l'agence spatiale européenne (ESA) qui a été lancé dès 1977 dans le but d'effectuer des prévisions météorologiques, un suivi du climat et une observation des nuages. Sept autres versions de ce satellite ont ensuite été successivement envoyées. Dès 1995, Eumetsat lance la suite du programme en élaborant Meteosat Seconde Génération (MSG), embarquant en particulier le radiomètre imageur SEVIRI possédant douze canaux infrarouges. A partir de 2017, Eumetsat prévoit le lancement de Meteosat Troisième Génération (MTG) qui embarquera un radiomètre imageur encore plus performant que SEVIRI (MTG-1) ainsi qu'un spectromètre de Fourier (MTG-S) pouvant fournir une image complète du disque terrestre dans l'infrarouge lointain avec 800 canaux spectraux et dans l'infrarouge moyen sur 920 canaux. Plus récemment, le satellite ENVISAT (ENVironment SATellite), lancé en 2002 par l'ESA a eu pour objectif de mesurer de manière continue, à différentes échelles, les principaux paramètres environnementaux de la Terre relatifs à l'atmosphérique, l'océan, les terres émergées et les glaces. D'ici 2020, EUMETSAT lancera à l'horizon 2020 MetOP-SG qui embarquera entre autre le radiomètre 3MI (Multi-viewing Multi-Chanel Multi-Polarization).

Les satellites NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), ont également fortement contribué à l'étude du climat et des nuages depuis les années 80. L'un des instruments les plus connus est le capteur-imageur AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer), observant la Terre, l'atmosphère et l'océan dans cinq canaux du proche infrarouge et de l'infrarouge thermique.

Le satellite japonais ADEOS 1 (Advanced Earth Observing Satellite 1) lancé par la NASDA (National Space Development Agency) en 1996 a lui aussi permis d'étudier les

nuages et a embarqué huit instruments de mesures différents dont le l'instrument POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances) 1 et POLDER 2, lancé respectivement sur ADEOS 1 et ADEOS 2.

Et enfin, l'A-train, une constellation de satellites, développée conjointement par la NASA, le CNES et l'ASC (Agence Spatiale Canadienne), dans l'optique de constituer un observatoire spatial exceptionnel associant toutes les techniques connues de mesures actives ou passives. Nous allons donner ci-dessous quelques détails sur l'A-train.

On peut aussi noter deux instruments dont le but est l'étude des surfaces mais dont les observations peuvent être utilisés pour des applications concernant les nuages, tels que le radiomètre infrarouge ASTER (Advanced Spaceborn Thermal Emission and Reflection Radiometer) à bord du satellite TERRA (lancé fin décembre 1999) et TIRS (Thermal Infrared Sensor) à bord du futur LANDSAT-8 ayant tous deux une résolution spatiale d'environ 100 m.

1.3.1 L'A-train

L'A-Train est une constellation de satellites franco-américains volant en formation à quelques minutes d'intervalle sur une orbite héliosynchrone passant au-dessus de l'équateur à 13h 30 heure locale d'où le surnom d'*Afternoon constellation* ou "A-Train". Ce train spatial est destiné à mettre en œuvre quasi simultanément toutes les techniques d'observations actuellement disponibles pour observer l'atmosphère, les surfaces et les océans. Autonomes mais complémentaires les unes des autres, les différentes missions de l'A-Train s'intéressent toutes au climat et à l'étude des interactions entre rayonnement, nuages, aérosols, gaz et cycle de l'eau. La complémentarité de leurs instruments apporte à la communauté scientifique une quantité et une qualité de données sans précédent pour, *in fine*, tester et améliorer les modèles de prévision numérique de la pollution, du climat,

etc. La figure 1.4 montre une vue d'artiste de l'A-train en orbite au-dessus de la Terre. Les principaux instruments seront détaillés dans le paragraphe ci-dessous et sont classés par ordre d'arrivée dans l'A-train.

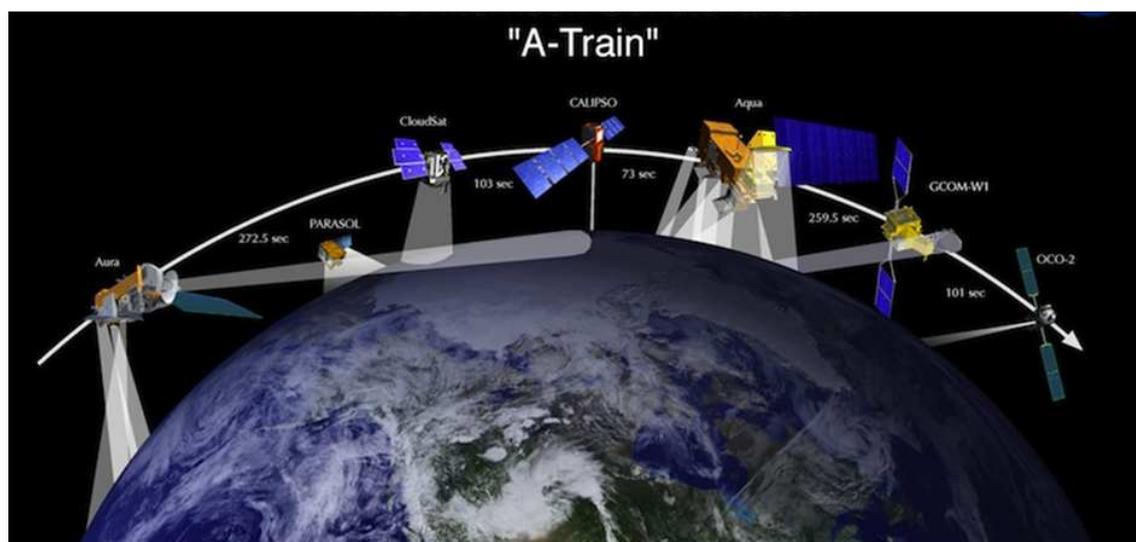


FIGURE 1.4 – *Vue d'artiste de l'Atrain en orbite au-dessus de la Terre. Crédit : NASA*

En orbite depuis le 4 mai 2002, AQUA est considéré comme le "leader" de la constellation, étant le premier à franchir l'équateur chaque jour (à 13h 30 heure locale pour les orbites montantes) et chaque nuit (à 1h30 pour les orbites descendantes), mais aussi parce qu'il est le plus gros et le premier à avoir été mis en orbite. Sa mission est centrée sur le cycle de l'eau. Il embarque le radiomètre imageur multispectral MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer), le radiomètre pour la mesure du bilan radiatif CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System), les radiomètre micro-ondes AMSR (Advanced Microwave Scanning Radiometer) 1 & 2 et différents sondeurs infrarouges, par exemple AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder) et micro-ondes pour établir des profils de température et d'humidité de l'atmosphère.

En orbite depuis le 15 juillet 2004, AURA a pour mission d'étudier la qualité de l'air,

l'ozone stratosphérique et l'évolution du climat. Ce satellite permet aux scientifiques de suivre les phénomènes de transport de pollution intercontinentaux et de remonter à leurs sources locales et régionales. L'instrument HIRDLS (High Resolution Dynamics Limb Sounder) étudie la distribution globale des températures et des espèces chimiques dans la stratosphère et la haute troposphère en "scrutant" la couche nuageuse. Enfin, l'instrument MLS (Microwave Limb Sounder) s'intéresse entre autres à la concentration dans l'atmosphère d'espèces chimiques qui contribuent à la destruction de la couche d'ozone.

Le satellite PARASOL (Polarization & Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar) était associé à l'A-train jusqu'au 2 décembre 2009, date à laquelle il a dû quitter l'orbite de l'A-Train suite à l'épuisement de ses réserves de carburant. C'est un microsatellite de la filière Myriade développé par le CNES qui embarque à son bord un radiomètre à grand champ POLDER 3 (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances) développé par le LOA. POLDER mesure les caractéristiques directionnelles de polarisation de la lumière réfléchie par les surfaces terrestres et l'atmosphère, afin d'améliorer notre connaissance des propriétés radiatives et microphysiques des nuages et des aérosols.

CloudSat est un satellite d'observation terrestre de la NASA qui embarque un radar millimétrique pour mesurer la hauteur et les caractéristiques des nuages. L'instrument principal CPR (Cloud Profiling Radar) est un radar utilisant la fréquence de 94 GHz. Ce type de radar sonde à la verticale, sous le satellite, et mesure la rétrodiffusion des nuages en fonction de la distance au satellite, donnant une information verticale de ceux-ci. Au contraire d'autres missions du genre, comme TRMM, qui s'occupent surtout des nuages et précipitations tropicales, la configuration de CloudSat permet de différencier les types de précipitations (solides et liquides). Il est particulièrement conçu pour étudier la mi-

crophysique à la base de la formation des nuages. CloudSat analyse également la façon dont la lumière est absorbée par les différentes couches de l'atmosphère pour en déduire l'influence des aérosols.

CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation), lancé en même temps que Cloudsat (avec lequel il fonctionne en tandem) sur la fusée Delta 2, repose sur une coopération entre la NASA et le CNES, associé au CNRS (Institut Pierre-Simon-Laplace). La mission d'une durée initiale de trois ans a été prolongée jusqu'en fin 2013. L'instrument principal de CALIPSO est CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization), un LIDAR à rétrodiffusion comportant deux canaux (532 nm et 1064 nm) et équipé d'un télescope de 1 mètre de diamètre. Les deux autres instruments sont une caméra fonctionnant en lumière visible à ouverture grand champ et un radiomètre imageur infra-rouge à trois canaux IIR (Imaging Infrared Radiometer). Dans cette thèse, l'étude de l'impact de l'hétérogénéité des cirrus dans l'infrarouge thermique s'est particulièrement inscrite dans les conditions d'observation de IIR. Des détails supplémentaires sur cet instrument sont donc nécessaires.

L'instrument IIR a été développé par la Société SODERN sous la maîtrise d'œuvre du CNES. Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) a conçu et co-développé le corps noir de l'instrument et réalisé son étalonnage au sol. C'est un radiomètre imageur à trois canaux dans l'infrarouge thermique à $8.65 \mu m$, $10.6 \mu m$ et $12.05 \mu m$.

La conception de IIR utilise l'adaptation d'une caméra infrarouge mono-canal développée dans le cadre du projet IASI sur METOP. Les principales caractéristiques techniques de IIR sont résumées ci-dessous :

- Bandes spectrales : trois bandes sélectionnées par trois filtres spectraux
 - Centre : $8.65 \mu m$, largeur de bande : $0.9 \mu m$
 - Centre : $10.6 \mu m$, largeur de bande : $0.6 \mu m$
 - Centre : $12.05 \mu m$, largeur de bande : $1 \mu m$

- Équivalent de bruit sur la mesure @ 200 K : 0.8 K ; 0.5 K ; 0.5 K
- Champ de Vue instantané : 64 km x 64 km au sol
- Échantillonnage au sol : 1 km x 1 km
- Précision absolue des mesures : 1 K

Le satellite GCOM-W1 (Global Change Observation Mission - Water) fut lancé le 17 mai 2012 et est désormais placé devant AQUA. Sa mission consiste à l'étude du cycle de l'eau (incluant l'observation de la banquise, de la température de surface des océans), notamment au moyen du radiomètre micro-ondes AMSR-2.

OCO2 (Orbiting Carbon Observatory), dernier de cette constellation dont le lancement est prévu en juillet 2014 est le successeur de OCO détruit lors de son lancement en 2009. Il sera placé à l'avant de GCOM-W1 et étudiera la concentration en dioxyde de carbone de l'atmosphère afin notamment de comparer les données spatiales aux mesures effectuées au sol.

Pour finir GLORY, satellite américain, devait rejoindre l'A-Train mais il a été perdu le 4 mars 2011 par l'explosion de la fusée Taurus XL qui le transportait. Il était destiné à déterminer les caractéristiques des aérosols présents dans l'atmosphère terrestre et à calculer avec précision l'irradiance totale du Soleil.

L'A-train a apporté et continue d'apporter une quantité d'informations sans précédent sur les nuages, en exploitant la synergie entre différents instruments d'observation. Cette mission a donc été un succès et pourra être poursuivie par la relève de futures satellites.

1.3.2 La campagne CIRCLE-2

La campagne de mesures aéroportées CIRCLE-2 (Cirrus CLOUD Experiment 2) a eu pour objectif de valider les mesures du radiomètre IIR et du LIDAR CALIOP à bord du satellite CALIPSO et de contribuer à l'étude des propriétés microphysiques et radiatives des cirrus. Cette campagne fût coordonnée par deux organismes : le SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) et le DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt). Deux avions Falcon 20 ont été utilisés et ont volé sous la trace du satellite CALIPSO en synchronisation spatiale et quasi-temporelle. L'avion français FF20 (French Falcon 20), équipé par le SAFIRE, emporta à son bord le radiomètre infrarouge CLIMAT-AV (Conveyable Low-noise Infrared radiometer for Measurements of Atmosphere and ground surface Targets - Airborne Version, Brogniez et al. [2005]) et 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]) afin d'effectuer des mesures de télédétection au-dessus des cirrus à une altitude maximale d'approximativement 13 000 m. L'avion allemand GF20 (German Falcon 20), équipé par le DLR, emporta plusieurs instruments de mesures *in situ*, en volant sous le FF20 à l'intérieur même des cirrus. CIRCLE-2 se déroula du 13 au 26 mai 2007.

Dans cette thèse, nous avons simulé le cirrus observé lors de la journée du 25 mai 2007 correspondant à des conditions optimales de mesures, c'est-à-dire avec la synchronisation entre les instruments du FF20, le GF20 et CALIPSO est acquise. Ce cirrus était situé

au-dessus de l’océan Atlantique, au large du golfe de Gascogne. On pourra se référer à Mioche et al. [2010] et Sourdeval et al. [2012] pour plus de détails concernant la validation des mesures CALIOP et IIR. La figure 1.5 illustre de façon schématique la configuration de vol des deux avions sous la trace du satellite CALIOP lors de l’observation commune d’un cirrus.

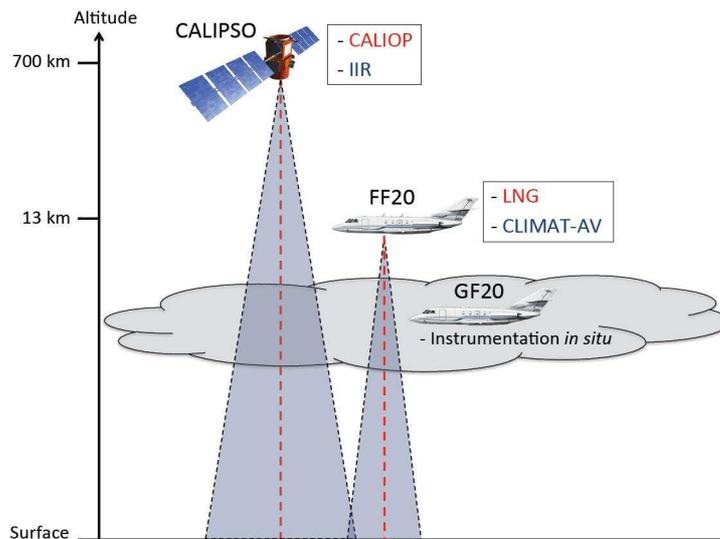


FIGURE 1.5 – Schéma de la configuration des instruments de mesures lors de la campagne CIRCLE-2. (Thèse Odran Sourdeval [2012])

1.3.2.1 L’instrumentation

Comme nous l’avons précisé ci-dessus, les deux avions Falcon 20 emportèrent divers instruments. On peut cependant distinguer les instruments de télédétection du FF20 (radiomètre infrarouge CLIMAT-AV et LIDAR LEANDRE-NG), des instruments de mesures *in situ* du GF20, un néphélomètre polaire et un imageur CPI (Cloud Particle Imager) opérés par le Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP) et deux sondes PMS (Particle Measuring System) 2D-C et FSSP 300 opérés par le DLR. Nous allons procéder ci-dessous à une description succincte de ces instruments en commençant par les instruments de télédétection.

1.3.2.1.1 Les instruments de télédétection

- **Le radiomètre CLIMAT-AV** (Brogniez et al. [2005]) est un instrument conçu par le LOA et Cimél Electronique. Il effectue des mesures de luminances à plusieurs longueurs d'ondes ($8.7 \mu\text{m}$, $10.8 \mu\text{m}$ et $12.0 \mu\text{m}$), proches des trois canaux IIR, via des filtres interférentiels avec une largeur à mi-hauteur de $1 \mu\text{m}$ environ, lui permettant d'effectuer les mesures de luminances simultanément. CLIMAT-AV a en outre un temps de réponse de 12 ms, une sensibilité d'environ 50 mK pour chacun des canaux lui permettant une précision de mesures inférieure à 0.1 K, ainsi qu'une ouverture angulaire de 50 mrad. L'instrument mesure à une résolution spatiale de 50 m dans le cas où l'avion vole à 1 km au-dessus des cirrus.
- **Le LIDAR LEANDRE-LNG** (Pelon et al. [1990]) effectue des mesures de rétro-diffusion atmosphérique dans trois canaux : à 355 nm (associés à une dépolarisation linéaire), à 532 nm et à 1064 nm. A 532 nm la divergence du faisceau est de 2.5 mrad (le télescope a une ouverture angulaire de 5 mrad), permettant une résolution horizontale de 2.5 m à 1 km d'altitude au-dessus du cirrus. La résolution verticale est, quant à elle, de 75 m. Cet instrument a permis la validation du LIDAR CALIOP et des mesures *in situ* par inter comparaisons des coefficients de rétrodiffusion (Mioche et al. [2010]).

1.3.2.1.2 Les instruments de mesures *in situ*

- **Le néphélomètre polaire** est un instrument consistant à faire diffuser un faisceau laser au passage d'un ensemble de particules. Le faisceau diffusé, à 804 nm dans le cas de cet instrument, est ensuite réfléchi par un miroir parabolique qui le renvoie sur des photo-diodes positionnées sur une couronne. Cette méthode permet d'obtenir une fonction de phase représentative de l'ensemble des particules réceptionnées,

entre 3.5° et 169° pour cet instrument. Cette fonction de phase permet alors de déduire, avec l'aide de modèles de cristaux de glace, des propriétés optiques comme le coefficient d'extinction et l'albédo de diffusion simple. Les données traitées sont fournies à 1 Hz. Si on estime la vitesse de l'avion à 200 m.s^{-1} , alors la résolution spatiale du néphélomètre polaire est de 200 m. Nous pouvons voir sur la figure 1.6 une illustration du fonctionnement du néphélomètre polaire.

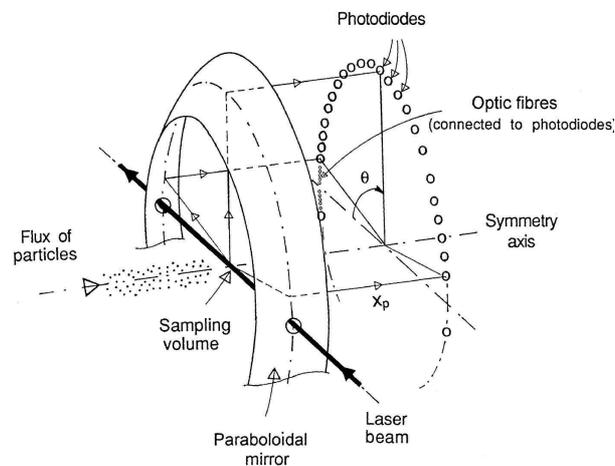


FIGURE 1.6 – Schéma de fonctionnement du néphélomètre polaire. (Gayet et al. [1997])

- **L'imageur à particules nuageuses CPI** est un instrument développé par SPEC (Lawson et al. [2001]) composé d'un PDS (Particle Detection System), c'est-à-dire un système de détection de particules par deux lasers à 788 nm. Lorsque les lasers détectent simultanément une particule nuageuse, un troisième laser, à 850 nm, est activé pendant 25 ns afin d'imprimer la figure de réfraction sur une matrice CCD d'un million de pixels de $2.13 \mu\text{m}$. La résolution du CPI permet de prendre une image des cristaux et d'en déduire des tailles de cristaux comprises entre $10 \mu\text{m}$ jusqu'à plus de 2 mm . Le principe de fonctionnement du CPI est illustré à la figure 1.7 et plus de détails pourront être trouvés dans la thèse de Guillaume Mioche [2010].

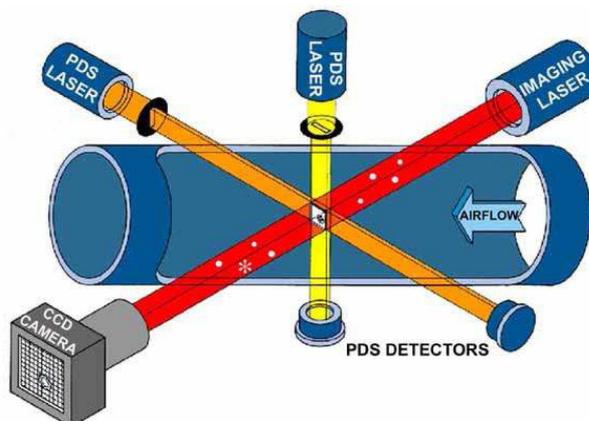


FIGURE 1.7 – Schéma de fonctionnement du CPI. (Mioche [2010])

- Les sondes PMS FSSP 300 et 2D-C sont des compteurs de particules développés par Knollenberg [1970] très populaires durant les trente dernières années pour déterminer les propriétés microphysiques et optiques des nuages. Le 2D-C est une sonde composée d'un faisceau laser à 632 nm et d'une ligne de 32 photodiodes d'une résolution de $25 \mu m$ et fonctionnant selon la méthode des OAP (Optical Array Probe, voir figure 1.8). Chaque particule nuageuse qui pénètre à l'intérieur du 2D-C rencontre le faisceau laser qui projette alors la figure de réfraction de la particule sur les photo-diodes. Ces dernières enregistrent ensuite des séquences de figures de réfraction à une fréquence qui dépend de la vitesse de l'avion, ce qui implique qu'une image 1D est ainsi obtenue à chaque pas de résolution des photo-diodes formant au final, une image stéréoscopique de la particule. Cependant, comme les images 2D sont obtenues dans le plan défini par la trajectoire de l'avion et par la rangée de photodiodes, cela peut entraîner un biais dépendant de la manière dont la particule entre dans la sonde. La sonde 2D-C peut effectuer des mesures pour des particules nuageuses avec une taille comprise entre $25 \mu m$ (résolution des photodiodes) et $800 \mu m$.

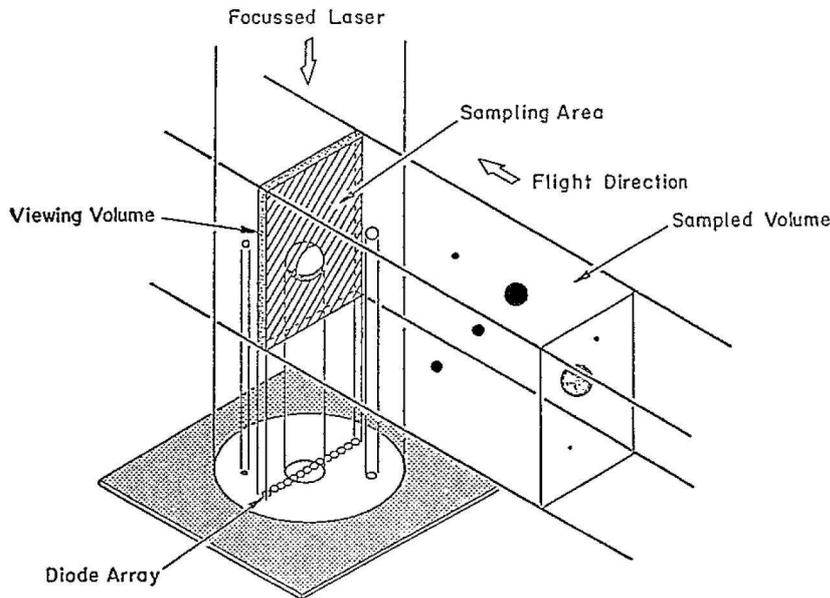


FIGURE 1.8 – Schéma de fonctionnement d'une sonde de type OAP. (Baumgardner and Korolev [1997])

Afin d'analyser des particules plus petites, Knollenberg développa aussi la sonde PMS FSSP 300 qui, comme la 2D-C, utilise un faisceau laser à 632 nm avec une distribution d'intensité gaussienne percutant une particule nuageuse. Par contre, contrairement à la sonde 2DC, c'est le pic de diffusion avant qui est mesuré par un détecteur. Il est ensuite analysé par la théorie de Lorentz-Mie en supposant la particule sphérique pour obtenir les informations microphysiques et optiques de celle-ci. Cependant, le fait de supposer les particules sphériques peut entraîner des erreurs lors de mesures de cristaux de glace. Un néphélomètre polaire a été ajouté à la liste des instruments *in situ* à bord du GF20 afin de palier à ce problème. La sonde FSSP 300 peut effectuer des mesures pour des cristaux dont la dimension est comprise entre $3 \mu\text{m}$ et $21 \mu\text{m}$ avec une résolution d' $1 \mu\text{m}$ environ. Enfin, on remarque donc que ces deux sondes permettent une utilisation parfaitement complémentaire à celle du CPI qui ne peut détecter des particules plus petites que $10 \mu\text{m}$.

1.3.2.2 Les observations

La journée du 25 mai 2007 présente un cirrus de grande extension horizontale (400 km \times 250 km) avec des zones sans nuage bas, ce qui est un atout pour une meilleure restitution satellite des propriétés du cirrus. Sa localisation se situe au large de Bordeaux, au-dessus de l'océan atlantique et il provient de l'enclume d'un cumulonimbus présent plus au nord. Sur la figure 1.9 on peut voir l'image MODIS "true color RGB" du cirrus observé le 25 mai 2007 avec la trace du LIDAR CALIOP (trait épais jaune) et le trajet de l'avion FF20 (trait fin rouge) superposés à l'image. A l'aide du LIDAR CALIOP à bord de CALIPSO, nous avons pu représenter le profil vertical du cirrus (dans la zone délimitée par le rectangle noir de la figure 1.9) via la mesure coefficient de rétrodiffusion atténué du cirrus (figure 1.10). Sur cette figure nous pouvons voir les différents trajets des avions à travers le cirrus ainsi que l'altitude du sommet (environ 11 km) et de la base (environ 9 km).

La Table 4.1 résume les paramètres nuageux du cirrus mesurés le 25 mai 2007. Pour chaque paramètre, nous avons choisi de présenter uniquement la valeur obtenue par l'instrument dont la précision est la meilleure. La moyenne du contenu en glace ($IWC = 4.08 \times 10^{-3} g.m^3$) observée par le CPI+FSSP est une valeur caractéristique des cirrus (Dowling and Radke [1990]). Les valeurs des pentes spectrales 1D seront analysées dans la section 2.4. Concernant le paramètre d'hétérogénéité ρ , la valeur mesurée depuis l'avion par la combinaison du CPI et du FSSP pour l'IWC est d'environ 1.2 alors qu'elle est égale à 0.55 et 0.65 respectivement pour D_{eff} (mesurée par le 2DC) et le coefficient d'extinction σ_e (mesurée par le néphélomètre polaire). Enfin, notons que les luminances et épaisseurs optiques mesurées par IIR et MODIS sont différentes car elles ont été estimées à 12.05 μm pour IIR et à 0.66 μm pour MODIS.

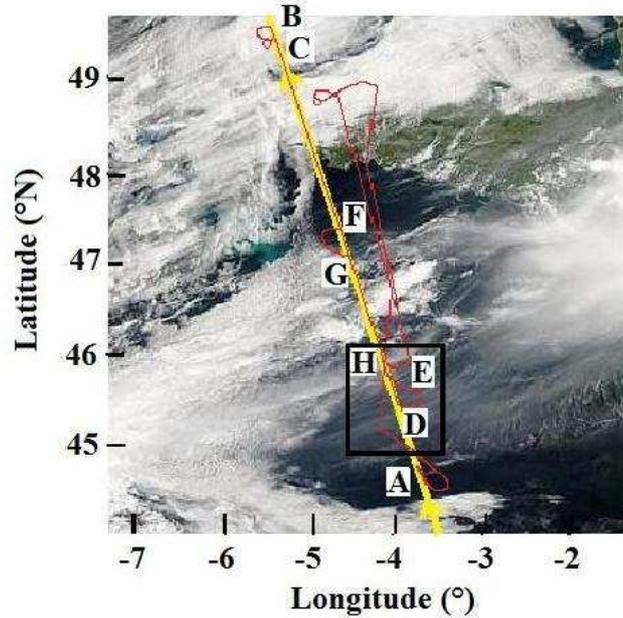


FIGURE 1.9 – Image MODIS "true color RGB" prise le 25 mai 2007 à 13 :27 UTC. Le trait jaune correspond à la trace du satellite CALIPSO, et le trait rouge au plan de vol fs0713 du FF20. Les mesures commencent en A et se terminent en G. La trace du GF20 emportant les instruments *in situ* est quasi superposée à celle du FF20, mais elle n'est pas représentée ici pour ne pas nuire à la clarté de l'image. Le rectangle noir représente la zone où il y a peu ou pas de nuages bas sous le cirrus.

TABLE 1.3 – Table des paramètres nuageux du cirrus mesurés le 25 mai 2007 avec β la pente spectrale, ρ le paramètre d'hétérogénéité, "Moyenne" la valeur moyenne mesurée pour le paramètre, "Seuil", "Résolution" et "Incertitude" correspondant respectivement à la limite minimale de détection, la résolution spatiale de l'instrument et l'incertitude moyenne de la mesure.

Paramètres	Instruments	β	ρ	Moyenne	Seuil	Résolution	Incertitude
IWC ($g.m^{-3}$)	CPI + FSSP	-1.3	1.2	4.08×10^{-3}	3.2×10^{-6}	$180m.s^{-1} \times 1Hz$	96%
D_{eff} (μm)	2DC	-1.4	0.55	36.6	21.6	$180m.s^{-1} \times 1Hz$	25%
σ_e (km^{-1})	IIR	-1.5	0.34	44.29	-	$1 km \times 1 km$	25%
	NP	-1.5	0.65	0.38	5.10^{-2}	$180m.s^{-1} \times 1Hz$	25%
Epaisseur optique	IIR	-3.4	0.83	0.41	-	$1km \times 1km$	$\sim 10\%$
	MODIS	-2.3	0.82	1.25	-	$1km \times 1km$	$\sim 10\%$
Radiance ($W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$)	IIR	-2.1	0.17	-	-	$1km \times 1km$	-
	MODIS	-2.0	0.28	-	-	$1km \times 1km$	-

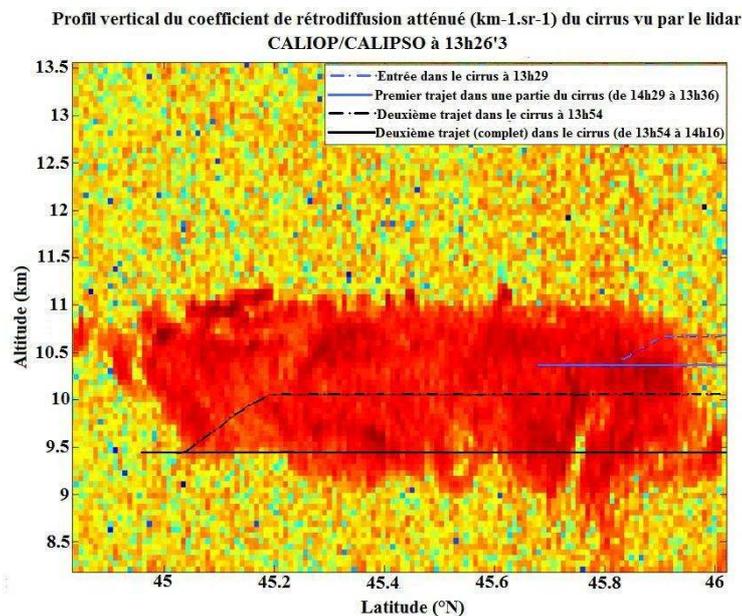


FIGURE 1.10 – Profil vertical du coefficient de rétrodiffusion atténué ($\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$) du cirrus observé par CALIOP/CALIPSO le 25 mai 2007 à 13h 26min 36s.

1.4 La modélisation des cirrus

Afin de modéliser la dynamique atmosphérique, la formation des nuages, les précipitations, etc., de nombreux codes ont vu le jour depuis les trente dernières années. En particulier les codes de type LES (Large Eddy Simulation, simulation des grandes échelles) se sont avérés très performants. Les LES sont des modèles mathématiques utilisés pour simuler la turbulence. Ils ont été initialement proposés par Smagorinsky [1963] pour simuler des courants atmosphériques. Les LES sont désormais utilisés dans une large variété d'applications en ingénierie, en acoustique et bien sûr pour les simulations de la dynamique atmosphérique. Ces algorithmes consistent à simuler un écoulement turbulent via les équations de Navier-Stokes et en définissant un nombre d'onde de coupure au-delà duquel l'énergie due aux mouvements tourbillonnaires est prise en compte par un modèle dit "modèle sous-maille". En d'autres termes, les plus gros tourbillons sont calculés (ils sont physiquement visibles dans le domaine de calcul), les plus petits sont pris en

compte en introduisant une viscosité supplémentaire. Les LES sont alors plus rapides que la Simulation Numérique Directe (SND, ou DNS acronyme anglais de Direct Numerical Simulation) où toutes les structures tourbillonnaires potentiellement présentes, sont explicitement calculées, au prix de temps de calculs très lourds. Enfin, les LES sont supérieurs en précision par rapport aux méthodes alternatives de décomposition de Reynolds appliquées aux solutions de l'équation de Navier-Stokes (RANS, acronyme anglais de Reynolds-averaged Navier–Stokes), qui consistent à décomposer une quantité instantanée en une quantité moyennée et sa fluctuation. Certains des LES les plus connus tels que RAMS (Regional Atmospheric Modeling System), WRF (Weather Research and Forecasting), et le modèle français Meso-NH (Non-Hydrostatic Mesoscale) sont présentés en annexe A.1.

On peut aussi citer le modèle développé par Di Giuseppe and Tompkins [2003] pour la modélisation de stratocumulus utilisant la transformé de Fourier, les modèles de Evans and Wiscombe [2004] et Hogan and Kew [2005], respectivement pour les cumulus et les cirrus. Ces modèles, tout comme 3DCloud, ont l'avantage par rapport aux LES de simuler des nuages avec très peu de paramètres et ils sont donc souvent plus rapides. Ils ont également l'avantage de simuler directement les propriétés d'invariance d'échelle (voir section 2.4). Ils sont donc plus adaptés à notre étude que les LES. Dans cette thèse, afin de simuler l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère et sur les paramètres nuageux restitués, nous avons simulé les cirrus à partir du code 3DCloud (Szczap et al. [2014, in review to GMDD]) que nous allons décrire ci-dessous. Ce code a été développé initialement pour des nuages de type stratocumulus, et il a ensuite été étendu durant cette thèse aux cas des cirrus.

1.4.1 Le code 3DCloud

3DCloud (Szczap et al. [2014, in review to GMDD]) est un générateur de nuages tridimensionnels combinant une approche dynamique et thermodynamique simplifiée afin de générer rapidement (avec un seul processeur) des nuages hétérogènes. Ce modèle utilise des processus stochastiques basés sur la Transformée de Fourier (TF) pour contrôler les propriétés statistiques et d'invariances d'échelle des nuages (voir section 2.4). 3DCloud est donc séparé en deux parties distinctes que nous allons détailler ci-dessous.

1.4.1.1 Simulation 3D du contenu en glace

A partir des profils météorologiques initiaux (figure 1.11), 3DCloud résout les équations de la mécanique des fluides, en particulier les équations de Navier-Stokes afin de générer les champs 3D d'IWC/LWC ou d'extinction. Plusieurs lois physiques sont utilisées :

- Bilan de la quantité de mouvement : Cette première loi stipule que la variation de la quantité de mouvement dans un élément de volume $dx dy dz$ est égale à la somme des efforts appliqués. Le mouvement d'une masse d'air est donc contrôlé par la seconde loi de Newton et s'écrit (Houze [1993]) :

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - f\mathbf{k} \wedge \mathbf{u} - g\mathbf{k} + \mathbf{F}, \quad (1.1)$$

avec les quantités en gras désignant les vecteurs, ρ la masse volumique de l'air, f le paramètre de Coriolis, g l'accélération de la pesanteur, \mathbf{F} les forces de frottements, $\frac{D}{Dt} = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ exprime la dérivée totale par rapport au temps, $\partial/\partial t$ exprime la

variation de la quantité au cours du temps et $\mathbf{u} \cdot \nabla$ représente le terme d'advection. ∇ est le gradient tridimensionnel, $\mathbf{u} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$ est la vitesse du vent dont les composantes horizontales dans un repère cartésien sont u et v et la composante verticale w , $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ sont des vecteurs unitaires dans les directions x, y, z respectivement.

- Bilan de l'énergie : En émettant l'hypothèse que les sources de chaleurs diabatiques sont liées aux processus d'évaporation et de condensation, alors, l'évolution de la température potentielle θ , c'est-à-dire la température qu'un fluide atteindrait si on le comprimait ou le détendait adiabatiquement vers un niveau de pression standard (par exemple la pression atmosphérique) s'exprime par (Houze [1993]) :

$$\frac{D\theta}{Dt} = -\frac{L}{C_p \Pi} \frac{Dq_v}{Dt}, \quad (1.2)$$

avec $\Pi = (p_{sol}/p)^{0.286}$ la fonction d'Exner, $C_p \simeq 1kJ/kg$ la capacité calorifique de l'air et $L \simeq 2500kJ/kg(2800kJ/kg)$ la chaleur latente de vaporisation de l'eau (glace) et q_v le rapport de mélange en eau, c'est-à-dire le rapport de la masse de vapeur d'eau que contient le volume d'air par rapport à la la masse d'air sec.

- Équation de continuité : Elle décrit la conservation de la masse au sein d'un écoulement et s'exprime mathématiquement pour une parcelle d'air par (Houze [1993]) :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (1.3)$$

3DCloud utilise des simplifications telles que l'approximation de Boussinesq afin d'optimiser les temps de calcul. Cette approximation consiste à supposer que l'extension verticale des mouvements de l'air est confinée dans une couche mince et que la densité de l'air est constante dans la couche. De plus, les gradients horizontaux de pression (beaucoup

plus faibles que les gradients verticaux), la force de Coriolis et les forces de frottements sont aussi négligés. A l'échelle des champs nuageux que nous générons dans cette étude (maximum $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$) cette approximation est tout-à-fait valable. Après cette hypothèse, il ne reste plus qu'un jeu d'équations simplifiées à résoudre décrit par les équations 1.4 à 1.8.

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = g \left(\frac{\theta_v^*}{\theta_{v0}} - q_c \right), \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \text{div } u = 0, \quad (1.5)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{L}{C_p \Pi} C, \quad (1.6)$$

$$\frac{Dq_v}{Dt} = -C, \quad (1.7)$$

$$\frac{Dq_c}{Dt} = C, \quad (1.8)$$

avec $C = \min(q_{vs} - q_v, q_c)$ est la quantité d'eau condensée ou évaporée dans la parcelle d'air, avec q_{vs} le rapport de mélange à saturation, $\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v)$ est la température potentielle virtuelle¹ de la parcelle d'air, $\theta_v^* = \theta_v - \theta_{v0}$ est l'écart de température potentielle virtuelle à la température potentielle virtuelle de référence, cette dernière étant estimée à partir du profil vertical des paramètres météorologiques.

Ces équations sont résolues dans un espace discrétisé selon une grille 3D de voxels. La pression, la température et la vitesse du vent sont définis au centre de chaque voxel. On utilise alors un schéma semi-lagrangien pour suivre l'évolution temporelle de la vitesse du vent \mathbf{u} , la température potentielle θ , l'humidité spécifique q_v , etc. Pour respecter la contrainte sur la divergence nulle de la vitesse ($\nabla \cdot \mathbf{u} = \text{div } \mathbf{u} = 0$), inhérente à l'ap-

1. La température virtuelle est la température qu'aurait de l'air sec possédant la même masse volumique et la même pression que l'air humide. Elle s'exprime par $T_v = T + \Delta T = T + 0.61qT$ avec T la température ambiante et q l'humidité spécifique.

proximation de Boussinesq, la méthode la plus rapide consiste à projeter le champ 3D des vitesses du vent dans l'espace de Fourier. L'intérêt d'utiliser de cette méthode est que l'opérateur gradient dans l'espace réel correspond à l'opérateur multiplication dans l'espace de Fourier, ce qui simplifie considérablement l'algorithme. Et enfin la couverture fractionnaire du champ nuageux est aussi contrôlée par le modèle et elle est imposée égale à 100 % pour tous les cirrus que nous avons simulé.

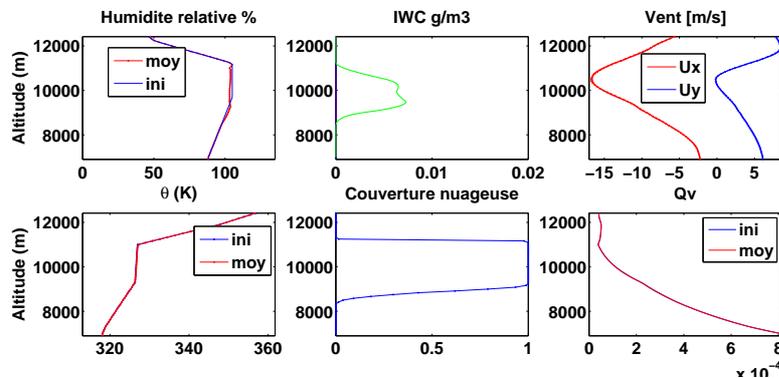


FIGURE 1.11 – Exemple d'un profil météorologique utilisé pour générer le cirrus observé durant la campagne CIRCLE-2 à partir des données de l'ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts) avec adaptation du profil d'humidité relative et de température potentielle nécessaire pour former le cirrus. θ représente la température potentielle et Q_v l'humidité spécifique. L'acronyme "ini" correspond à l'état initial et renseigne sur le profil imposé en entrée, tandis que "moy" correspond au profil moyen calculé sur chacune des itérations du modèle. U_x et U_y expriment respectivement la composante du vent selon les axes x et y .

Afin de simuler de façon réaliste les cirrus, une modification importante a dû être ajoutée à 3DCloud. Celle-ci concerne la paramétrisation des processus d'évaporation et de condensation ainsi que les processus de sédimentation. En effet, contrairement à des nuages d'eau liquide tels que les stratocumulus, des sursaturations par rapport à la glace sont nécessaires pour former des cristaux de glace et les cristaux peuvent perdurer longtemps dans un milieu sous-saturé. Afin de modéliser ce processus de manière simple et rapide, nous avons utilisé la paramétrisation développée par Starr and Cox [1985a]. A la suite de nombreuses observations *in situ*, Starr and Cox [1985a] ont discrétisé les pro-

cessus de formation et d'évaporation des cristaux en différents seuils, en fonction de la saturation de l'air en humidité, de la quantité de glace présente, de la température, etc. Les processus de sédimentation des cristaux de glace des cirrus sont eux aussi très complexes et sont encore partiellement compris (Heintzenberg and Charlson [2009]). Afin de rendre compte d'une manière simple ce processus, 3DCloud utilise aussi la paramétrisation de Starr and Cox [1985b] pour calculer la valeur du coefficient C (la quantité d'eau condensée ou évaporée dans la parcelle d'air) toutes les 2.5 minutes. La sédimentation est prise en compte dans l'équation $\frac{Dq_c}{Dt} = C$ (équation 1.4) en additionnant le paramètre de vitesse de chute v_{fall} obtenu à partir de la figure 6 de Starr and Cox [1985b] :

$$v_{fall} = \frac{1.5}{6} \log_{10}[\max(IWC, 1 \times 10^{-6})] + 1.5, \quad (1.9)$$

avec v_{fall} en $m.s^{-1}$ et l' IWC en $g.m^{-3}$.

Ces paramétrisations des processus propres aux nuages de glace sont mathématiquement simples mais permettent de modéliser rapidement la formation et l'évolution d'un cirrus. Elles ont été testées à de nombreuses reprises, par exemple dans Starr [1982], Starr and Cox [1985b]. Notons que pour un gain en temps de calcul, nous avons négligé les processus radiatifs des cirrus couplés à la dynamique dans 3DCloud.

1.4.1.2 Génération du champ d'IWC/LWC suivant les propriétés d'invariance d'échelle.

De nombreuses observations ont montré, souvent à partir de mesures *in situ* (Benassi et al. [2004]; Cahalan and Snider [1989]; Davis et al. [1994], Davis et al. [1996] pour les stratocumulus et Hogan and Kew [2005] pour les cirrus), que le spectre d'énergie, dans l'espace de Fourier, des propriétés microphysiques telles que le contenu en eau liquide LWC ou

en glace IWC, le diamètre des particules ainsi que leurs coefficients optiques suit une loi de puissance avec un exposant en $-5/3$. De plus amples détails concernant les propriétés d'invariance d'échelle des cirrus seront donnés dans la section 2.4.

Afin de rendre compte de ces observations, il est donc nécessaire de contrôler l'invariance d'échelle des propriétés nuageuses dans 3DCloud. Tout d'abord, 3DCloud calcule le contenu en glace moyen (\overline{IWC}) défini par l'équation 1.10 :

$$\overline{IWC} = \frac{1}{N_x N_y N_z^*} \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y} \sum_{z=1}^{N_z} IWC(x, y, z) \quad (1.10)$$

avec N_x et N_y le nombre de pixels selon les axes x et y respectivement et N_z^* le nombre de pixels entre la base et le sommet du cirrus. Le paramètre d'hétérogénéité du contenu en glace ρ_{IWC} est alors défini par l'équation 1.11 :

$$\rho_{IWC} = \frac{\sigma[IWC^{>0}]}{\overline{IWC^{>0}}} \quad (1.11)$$

avec $\sigma[IWC^{>0}]$ et $\overline{IWC^{>0}}$ respectivement l'écart-type et la moyenne de l'IWC sans tenir compte des valeurs nulles.

Enfin, en se basant sur les travaux de Hogan and Kew [2005], l'IWC est alors corrigé en 2D (c'est-à-dire à chaque niveau d'altitude) en imposant une pente spectrale 1D en $-5/3$ afin de satisfaire aux propriétés d'invariance d'échelle observées pour les nuages. L'échelle à partir de laquelle la pente spectrale est corrigée est définie par une limite grande échelle L_{out} d'environ 50-100 km (Hogan and Kew [2005]) et une limite basse échelle définie par la résolution spatiale des pixels nuageux.

Au final, à partir d'un profil météorologique imposé par l'utilisateur, 3DCloud permet de générer rapidement des champs nuageux réalistes en utilisant des hypothèses simplificatrices des équations de la mécanique des fluides tout en contrôlant les propriétés d'invariance d'échelle du champ nuageux. 3DCloud a été comparé à des modèles de type LES trouvés dans la littérature scientifique pour différents genres de nuages. La figure 1.12 présente la comparaison de l'IWP simulé en fonction du temps, par 3DCloud et par l'"Idealized Cirrus Model Comparison Project" (ICMCP, Starr et al. [2000]). On remarque que 3DCloud (trait bleu épais) est cohérent avec les LES pour le cirrus chaud. Pour le cirrus froid, 3DCloud sous-estime le IWP. L'explication la plus probable est que, contrairement aux autres LES, 3DCloud ne simule pas le transfert radiatif interactivement. 3DCloud a alors des difficultés à maintenir le cirrus froid car les effets diabatiques liés au dégagement de chaleur latente pendant les changements de phase ne sont pas pris en compte. Cet effet est moins visible dans le cirrus chaud car les effets diabatiques de dégagement de chaleur latente sont probablement dominants. Dans les deux cas, 3DCloud permet d'obtenir une croissance du cirrus pendant les quatre premières heures, similaire à celle des autres modèles. Le cirrus se forme (l'IWP augmente) puis s'évapore (l'IWP diminue avec le temps). Les simplifications des équations de la dynamique et thermodynamique utilisées dans 3DCloud semblent donc acceptables. Notons que les conclusions sont similaires, pour les stratocumulus marins et les cumulus mais elles, ne sont pas présentées ici (voir Szczap et al. [2014, in review to GMDD]).

1.4.2 Présentation des cirrus simulés

Afin d'étudier l'impact des hétérogénéités nuageuses des cirrus sur les Températures de Brilliance (TB) simulées au sommet de l'atmosphère, nous avons modélisé deux types de champs nuageux différents à l'aide de 3DCloud. Le premier champ (figure 1.13) a été généré en se basant sur le profil météorologique permettant de former un cirrus pré-

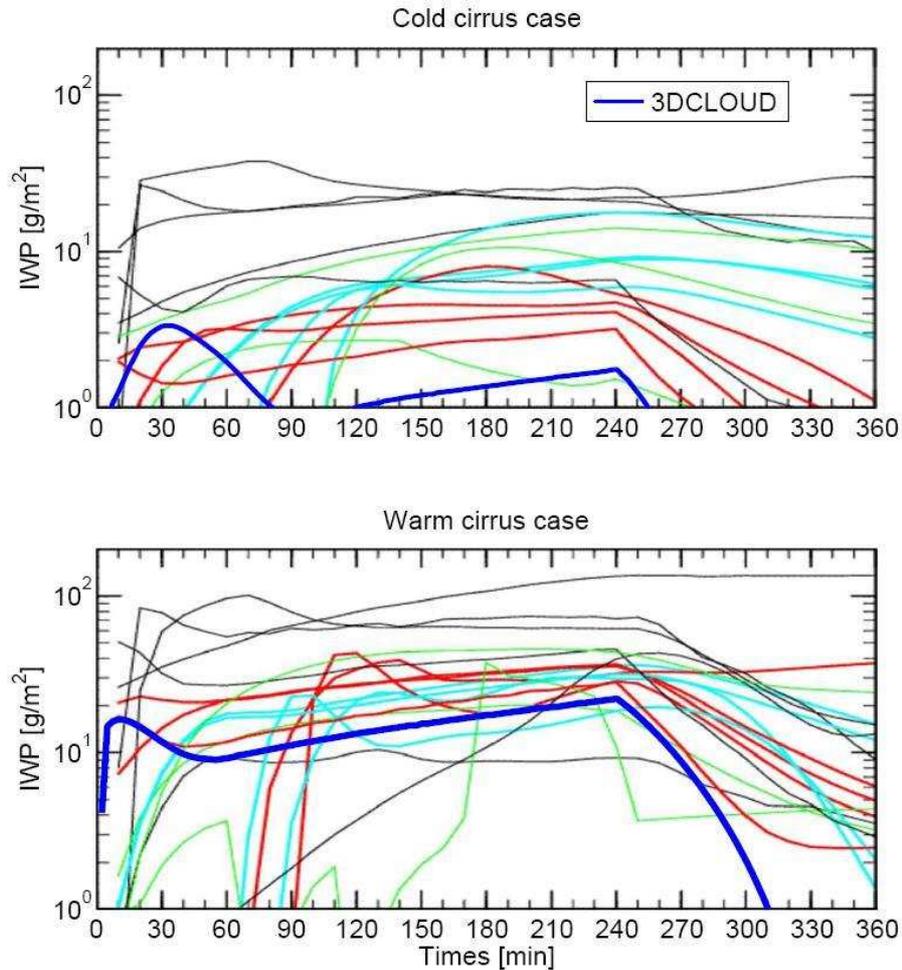


FIGURE 1.12 – Série temporelle du contenu en glace verticalement intégré (IWP) issue de modèle de générations de cirrus ayant participé à l'«Idealized Cirrus Model Comparison Project» et de 3DCLOUD (ligne bleue grasse). La figure du haut correspond à un cirrus "froid" tandis que la figure du bas correspond à un cirrus "chaud", la couleur cyan représente le modèle utilisant une microphysique "bin" (fine), le rouge, le modèle avec une microphysique "bulk" (grossière), le vert, le modèle simple colonne et les courbes fines noires, un modèle utilisé pour étudier la convection profonde ou les nuages de couche limite. Cette figure a été établie à partir de celles présentées dans Starr et al. [2000].

senté par Starr and Cox [1985b]. Nous avons ajouté un profil de vent afin de pouvoir former des virgas, caractéristiques de certains cirrus. A partir de cette première réalisation, nous avons testé l'influence de différents paramètres nuageux sur les TB au sommet de l'atmosphère : l'épaisseur optique moyenne du cirrus τ_c , le paramètre d'hétérogénéité

$\rho_\tau = \sigma_\tau / \tau_c$ (Szczap [2000]), le diamètre effectif des cristaux de glace D_{eff} et l'altitude du cirrus. Huit cirrus avec différents paramètres nuageux ont alors été générés (voir Table 2.2), avec τ_c compris entre 0.45 et 1.80, ρ_τ entre 0.7 et 1.5, D_{eff} entre $9.95 \mu m$ et $40.58 \mu m$ et l'altitude du sommet du cirrus variant de 7.97 km à 11.06 km. Ces paramètres macrophysiques, ainsi que les valeurs de D_{eff} , sont caractéristiques des cirrus (Sassen and Cho [1992]; Carlin et al. [2002]; Lynch et al. [2002]). La figure 1.13 (a) montre un exemple de champ d'épaisseurs optiques de $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ avec une résolution spatiale de 100 m et la figure 1.13 (b) montre une coupe $x - z$ de l'IWC.

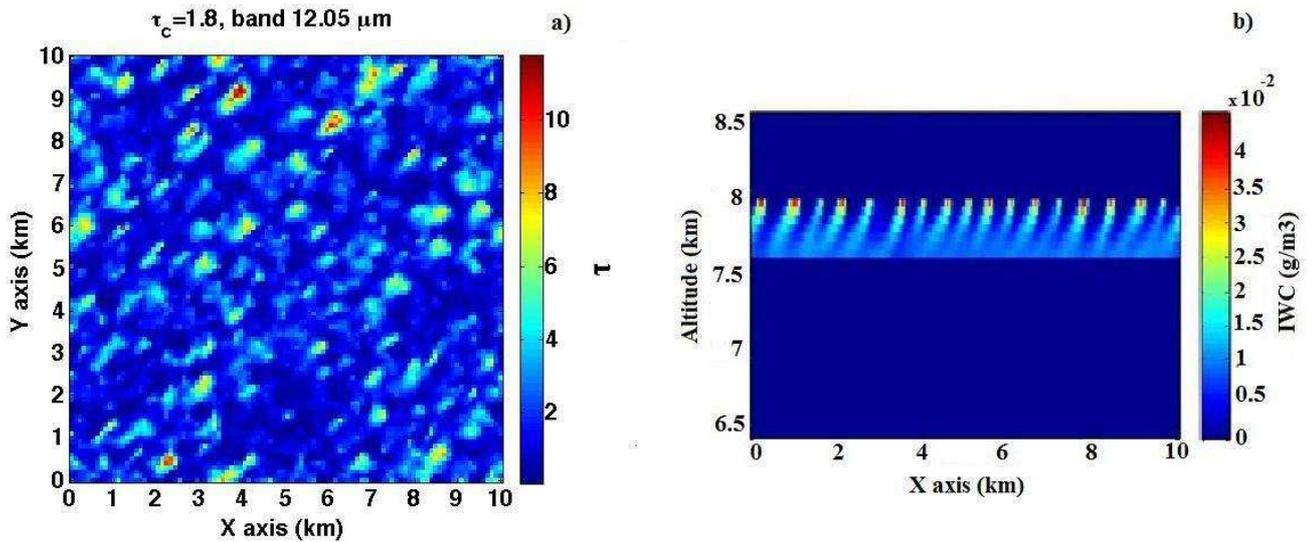


FIGURE 1.13 – (a) Champ d'épaisseurs optiques de $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ simulé à $12.05 \mu m$ avec une résolution spatiale de 100 m, (b) vue $x-z$ du contenu en glace (IWC) avec une résolution verticale de 58 m.

Le deuxième champ de cirrus (figure 1.14) a été généré à partir des mesures obtenues le 25 mai 2007 durant la campagne CIRCLE-2. Pour simuler de manière réaliste le cirrus observé, 3DCloud utilise en entrée les mesures *in situ* fournies par les avions ainsi que les mesures radiométriques de IIR et MODIS et du LIDAR CALIOP. L'IWC moyen du cirrus ($IWC_c = 4.08 \times 10^{-3} \text{ g.m}^{-3}$) est obtenu à partir de la combinaison des mesures du CPI

(sensible aux petites particules) et FSSP (sensible aux grosses particules). Le coefficient d'extinction moyen ($\sigma_{e,c} = 0.38 \text{ km}^{-1}$) est obtenu, quant à lui, à partir des mesures du néphélomètre polaire et l'épaisseur optique moyenne du cirrus ($\tau_c = 0.41$ à $12.05 \mu\text{m}$) à partir de l'inversion des mesures de IIR (voir Table 4.1). Le profil météorologique (vitesse du vent et orientation, humidité, température, etc., voir figure 1.11) est imposé dans le modèle en utilisant les données du "European Center for Medium-Range Weather Forecasts" (ECMWF) pour la journée du 25 mai 2007 dans la zone du cirrus. Cependant, ces données météorologiques ne sont pas assez précises pour être révélatrices des conditions de formation du cirrus (résolution spatiale de $2.125^\circ \times 2.125^\circ$, c'est-à-dire environ $230 \text{ km} \times 230 \text{ km}$). Des adaptations du profil d'humidité relative et de température potentielle ont donc été nécessaires en se basant sur le profil de Starr and Cox [1985b].

Concernant les propriétés d'invariance d'échelle du cirrus, elles sont contrôlées en imposant une pente spectrale 1D en $-5/3$ à tous les niveaux d'altitude du cirrus, en accord avec les observations du coefficient de rétrodiffusion à 532 nm de CALIOP/CALIPSO et du coefficient d'extinction mesuré par néphénomètre polaire aux différentes altitudes de vol de l'avion et qui montrent une pente spectrale constante en $-5/3$ à tous les niveaux (On peut se reporter à la section 2.4 pour plus de détails sur les propriétés d'invariance d'échelle des cirrus).

L'image MODIS dans le visible de ce cirrus est présentée à la figure 1.14 (a). La figure 1.14 (b) représente le profil vertical du cirrus observé par CALIOP à partir du coefficient de rétrodiffusion à 532 nm. La figure 1.14 (c) représente le champ d'épaisseurs optiques de $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$ avec une résolution spatiale de 100 m simulé par 3DCloud à l'intérieur du rectangle noir de la figure 1.14 (a). Cette zone délimite l'espace où il y a peu ou pas de nuages bas et qui est traversée par la trace de CALIOP. La figure 1.14 (d) montre le profil vertical de l'IWC généré par 3DCloud avec une résolution verticale de 58 m. On constate tout d'abord qu'entre les figures 1.14 (a) et 1.14 (c), les bandes du cirrus

ont la même orientation, illustrant la bonne correspondance entre la structure du cirrus observé et celle simulé par 3DCloud. Ensuite, nous avons imposé dans le modèle la même épaisseur optique moyenne τ_c que celle retrouvée par IIR. La comparaison des figures 1.14 (b) et 1.14 (d) permet de voir que les altitudes de la base et du sommet du cirrus sont comparables. A partir de ce champ nuageux, trois cirrus différents ont été simulés. Le cirrus CII-1 correspond directement à la simulation du cirrus observé le 25 mai 2007, le cirrus CII-2 est le même cirrus mais avec un IWC deux fois plus important et enfin le cirrus CII-3 a une structure identique aux deux autres mais avec les mêmes propriétés optiques que le cirrus 8 afin de pouvoir comparer l'impact de l'extension verticale et de la distribution de l'épaisseur optique du cirrus sur l'effet des hétérogénéités. Leurs propriétés moyennes sont résumées au chapitre 2, Table 2.2.

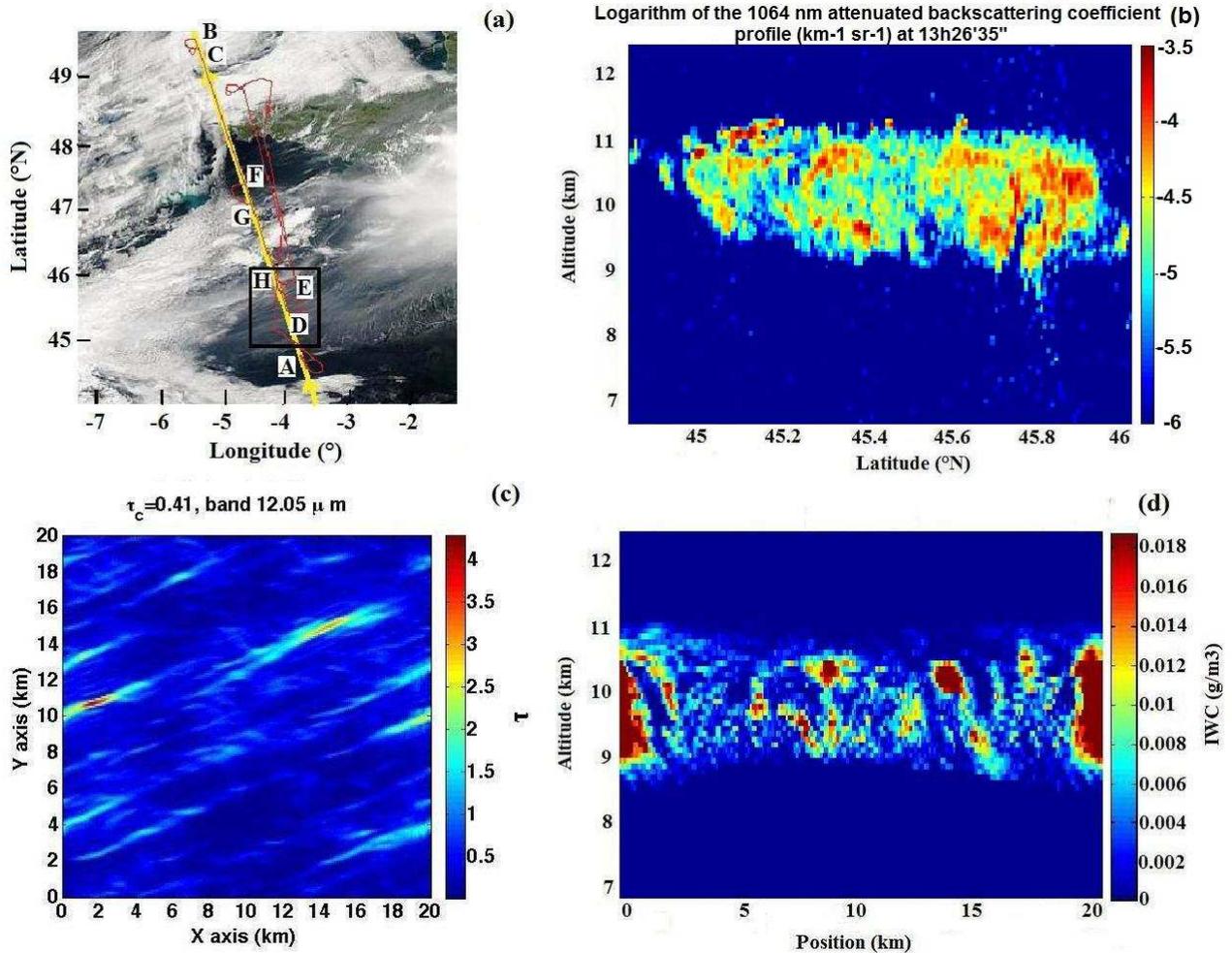


FIGURE 1.14 – Cirrus observé (a), (b) et simulé (c),(d) pour la journée du 25 mai 2007 durant la campagne CIRCLE-2. (a) montre l'image MODIS "true color RGB" du cirrus. La ligne jaune représente la trace de CALIOP/CALIPSO et la ligne rouge celle de l'avion français FF20. Les mesures commencent au point A pour finir au point H. Le rectangle noir représente la zone du cirrus sans nuage d'eau liquide en dessous. (b) représente le profil vertical du cirrus obtenu à partir du coefficient de rétrodiffusion à 532 nm mesuré par CALIOP à l'intérieur du rectangle noir de (a). (c) représente le champ d'épaisseurs optiques de 20 km \times 20 km généré par 3DCloud à 12.05 μ m avec une résolution spatiale de 100 m et une épaisseur optique moyenne $\tau_c = 0.41$ restituée à partir des inversions IIR à 12.05 μ m. (d) représente la coupe x-z de l'IWC simulé par 3DCloud avec une résolution verticale 58 m.

1.5 Conclusion

Les interactions entre le rayonnement solaire et tellurique et les cirrus font encore aujourd'hui l'objet de nombreuses incertitudes, en particulier concernant la balance entre effets de serre et parasol ainsi que sur leur composition et leur taux de recouvrement. Un nombre important de campagnes spatiales et aéroportées ont été mises en place depuis les dernières décennies afin de mieux étudier ces nuages. La modélisation des cirrus peut aussi nous permettre de simuler les observations et de pouvoir ajuster chaque paramètre nuageux afin de tester leur influence. Nous avons alors présenté le code 3DCloud permettant de générer des scènes nuageuses, en particulier de cirrus, à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes avec des hypothèses simplificatrices et en utilisant la transformée de Fourier pour contrôler les propriétés d'invariance d'échelle observées dans les nuages. Plusieurs champs de cirrus ont été modélisés dont l'un à partir des observations du cirrus du 25 mai 2007 lors de la campagne CIRCLE-2. Ma contribution personnelle a consisté à développer le code 3DCloud, avec l'aide de Frédéric Szczap au LaMP, afin de générer des cirrus et à contraindre les propriétés d'invariance d'échelle en développant un algorithme basé sur la transformée de Fourier. Ce travail a nécessité trois semaines au LaMP à l'université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand.

Nous avons désormais des champs de cirrus réalistes auxquels nous allons associer un code de transfert radiatif 3D (chapitre 2) afin d'étudier l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les températures de brillances au sommet de l'atmosphère (chapitre 3) et sur les paramètres nuageux restitués (chapitre 4).

Chapitre 2

Transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse.

2.1 Introduction

Le transfert radiatif est le domaine de la physique décrivant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec la matière. Cette discipline permet notamment d'étudier la propagation de la lumière à travers un milieu et joue de ce fait un rôle fondamental dans les analyses effectuées en physique de l'atmosphère terrestre et planétaire ainsi qu'en astrophysique à partir des spectres stellaires. Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord brièvement les propriétés radiatives de la matière et l'équation du transfert radiatif. Ensuite, nous détaillerons les propriétés microphysiques et optiques des cirrus ainsi que les méthodes employées dans cette thèse pour les modéliser. L'approximation de l'atmosphère plan parallèle sera introduite avant de présenter le code de transfert radiatif 3DMCPOL (Cornet et al. [2010]) utilisé dans cette thèse afin de simuler les températures de brillance au sommet de l'atmosphère dans une atmosphère tridimensionnelle. Enfin, nous terminerons par une analyse des propriétés optiques et microphysiques des cirrus ainsi que des quantités radiatives au sommet de l'atmosphère par transformée de Fourier.

2.2 Transfert radiatif dans l'atmosphère

2.2.1 Propriétés radiatives

Le transfert radiatif est la description de l'interaction entre le rayonnement et la matière. Un faisceau lumineux transporte une quantité d'énergie radiative que l'on nomme Q (en Joule). La variation de cette énergie dans un intervalle de temps donné représente la puissance radiative ϕ_r (en W). On peut alors définir le flux radiatif F (en $W.m^{-2}$), et la luminance L (en $W.m^{-2}.sr^{-1}$) comme étant respectivement la quantité de puissance radiative reçue ou émise par une surface S et la quantité de ce même flux contenue dans un angle solide ω .

L'équation 2.1 formalise mathématiquement ces trois quantités radiatives et la figure 2.1 représente schématiquement la luminance monochromatique L_λ émis par un élément d'angle solide $d\omega$ traversant la surface élémentaire dS .

$$\phi_r = \frac{dQ}{dt}; \quad F = \frac{d\phi_r}{dS}; \quad L = \frac{d^2\phi_r}{dSd\omega}. \quad (2.1)$$

On obtient donc :

$$F = \int_{1/2 \text{ espace}} \cos \theta L d\omega = \int_0^{2\pi} \int_0^1 L \mu d\mu d\phi \quad (2.2)$$

avec $\mu = \cos \theta$ provenant du fait que l'on projette l'équation sur la surface délimitant l'espace hémisphérique.

Dans l'infrarouge thermique, l'expression des températures de brillance (TB) est bien souvent préférée à celle des luminances. La température de brillance correspond à la

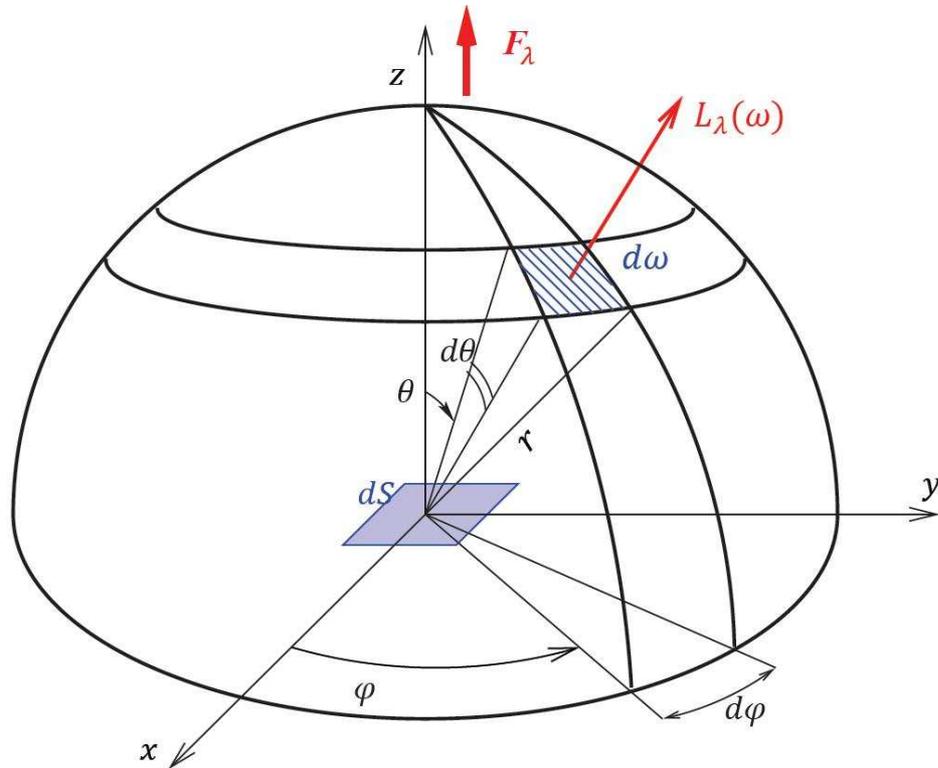


FIGURE 2.1 – Schéma en coordonnées sphériques de la luminance L_λ issue de l'élément de surface dS dans un angle solide $d\omega$. La luminance est définie pour chaque direction repérée par l'angle zénithal θ et l'angle azimutale ϕ .

température d'un corps noir délivrant la même luminance que le corps étudié. Sur un intervalle spectral on obtient l'équation suivante :

$$F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda B_\lambda(T) d\lambda, \quad (2.3)$$

avec B la fonction de Planck, ε l'émissivité comprise entre 0 (cas purement diffusant) et 1 (cas purement absorbant) et T la température du corps étudié.

2.2.2 Propriétés microphysiques et optiques des cirrus

Les cirrus sont constitués de cristaux de glace dont la forme peut être très variable comme l'indique la figure 2.2. La première étude portant sur la classification des cristaux de glace dans les cirrus fut menée par Magono [1966] qui, suite à des observations, constatarent que les mécanismes de formation sont similaires à ceux décrits par les diagrammes dit de " $T_a - s$ Nakaya's". Ces diagrammes classent les cristaux de glace d'un point de vue physique, en liant la température et l'humidité du milieu à la formation de différents cristaux. Par la suite, de nombreuses campagnes d'observations *in situ* furent menées afin d'améliorer cette classification en caractérisant de manière plus précise les différentes conditions météorologiques menant à diverses formes de cristaux. Un schéma non exhaustif des différentes formes et tailles possibles de cristaux est présenté sur la figure 2.2. Sur cette figure, on constate que pour la couche supérieure du cirrus (appelée couche de formation), les cristaux sont majoritairement de type droxtal, au milieu (couche de croissance) on trouve différents types de cristaux cylindriques, plats ou en forme de rosettes et enfin à la base du cirrus (couche de sublimation) on trouve principalement des agrégats.

L'obtention d'une taille représentative des cristaux de glace n'est donc pas facilement accessible à cause de la complexité de la diversité de leurs formes. Pour tenter de pallier ce problème, la notion de taille effective est souvent utilisée afin de fournir une représentation de la taille des cristaux. L'une des définitions la plus couramment employée est celle qui représente, pour un cristal de taille maximale L , le rapport entre le volume $V(L)$ et l'aire projetée $A(L)$ (Yang et al. [2000]; Mitchell [2002]). Pour un unique cristal avec une distribution en taille $n(L)$, son diamètre effectif (D_{eff}) peut alors être défini comme suit :

$$D_{eff} = \frac{3 \int V(L)n(L)dL}{2 \int A(L)n(L)dL}. \quad (2.4)$$

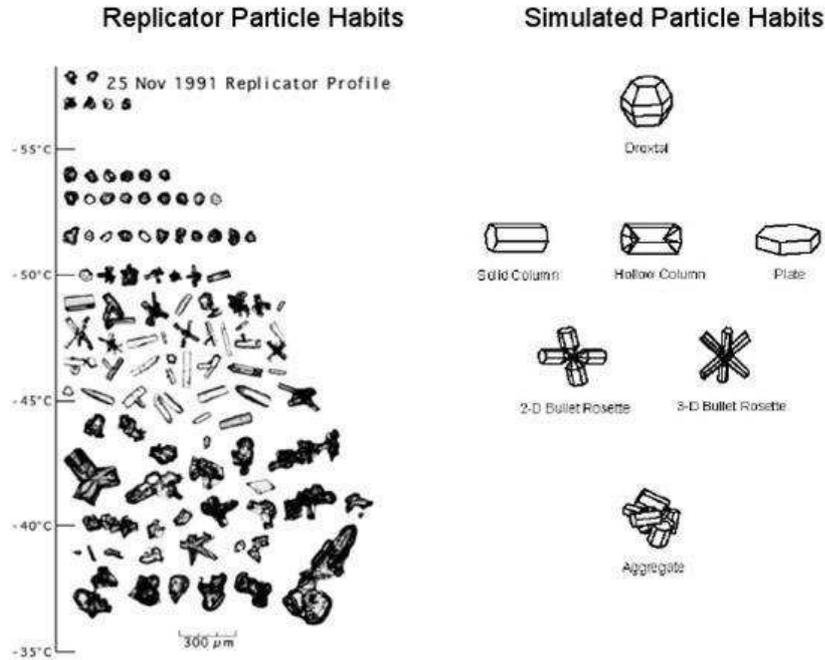


FIGURE 2.2 – A gauche, schéma des différents types de formes et de tailles de cristaux de glace présents dans les cirrus observés durant la campagne FIRE II. A droite, exemples de particules de glace simulées en fonction de la température (Heymsfield [1993]).

De plus, la notion de IWC (*Ice Water Content*, en français : contenu en glace) est également largement employée pour décrire la microphysique d'un cirrus. Celle-ci correspond directement à la concentration en glace à l'intérieur du nuage. On définit pour des cristaux de glace de volume V , de dimension maximale L , suivant une distribution en taille $n(L)$, le contenu en glace tel que :

$$IWC = \rho_i \int_L V(L)n(L)dL, \quad (2.5)$$

avec ρ_i la masse volumique de la glace généralement établie à 0.92 g.cm^3 , bien qu'elle puisse dépendre de la taille des cristaux (Brown and Francis [1995]).

En intégrant l'IWC sur l'épaisseur géométrique verticale du nuage on obtient alors l'*Ice Water Path* (IWP, en français : contenu en glace intégré) :

$$IWP = \int_{Z_b}^{Z_t} IWC(z) dz. \quad (2.6)$$

Il est intéressant de remarquer qu'en liant les relations 2.4 et 2.5, le diamètre effectif des cristaux peut être relié au contenu en glace via l'équation suivante :

$$D_{eff} = \frac{3}{2} \frac{IWC}{\rho_i \int_L A(L)n(L)dL}. \quad (2.7)$$

L'interaction du rayonnement avec le nuage (dans notre cas, les cristaux de glace) consiste à l'expression des phénomènes de diffusion et d'absorption. L'absorption et de la diffusion sont définis par l'extinction, représentant l'atténuation du rayonnement par le milieu qu'il traverse. On définit le coefficient d'extinction $\sigma_e = \sigma_a + \sigma_d$ (en m^{-1}), avec σ_a le coefficient d'absorption et σ_d le coefficient de diffusion. Ces trois paramètres nous amènent à la définition de l'albédo de diffusion simple ϖ_0 :

$$\varpi_0 = \frac{\sigma_d}{\sigma_d + \sigma_a} = \frac{\sigma_d}{\sigma_e} \quad (0 \leq \varpi_0 \leq 1). \quad (2.8)$$

Lorsque $\varpi_0 = 0$, le milieu est totalement absorbant et lorsque $\varpi_0 = 1$, le milieu est totalement diffusant.

L'atténuation dL_λ de la luminance monochromatique L_λ le long du chemin dl s'exprime alors simplement par la loi de Beer-Lambert :

$$dL_\lambda = -\sigma_{e,\lambda}L_\lambda dl, \quad (2.9)$$

avec dl le chemin parcouru à travers la couche atmosphérique ou le milieu de coefficient d'extinction $\sigma_{e,\lambda}$.

En intégrant l'équation 2.9 le long du chemin optique l , on obtient l'équation 2.10.

$$L_\lambda = L_0 \times \exp\left[-\int \sigma_{e,\lambda}(l)dl\right] = L_0 \times \exp[-\tau_{e,\lambda}], \quad (2.10)$$

avec $\tau_{e,\lambda}$ l'épaisseur optique d'extinction à la longueur d'onde λ .

Dans l'infrarouge thermique, il n'y a pas de direction privilégiée pour la source de rayonnement comme il peut y avoir dans le visible. Cependant, les équations 2.9 et 2.10 ne tiennent pas compte des phénomènes de diffusion multiple pouvant contribuer à la variation la luminance L_λ le long du trajet optique.

On en déduit l'équation du transfert radiatif avec S_λ le terme source :

$$\mu \frac{dL_\lambda}{d\tau_\lambda} = (L_\lambda - S_\lambda), \quad (2.11)$$

avec dz défini positif vers le haut et $\mu = \cos \theta$. La fonction source pouvant être décomposée en deux termes $S = S^e + S^d$ avec :

- Le terme d'émission S_λ^e qui dépend de la température T du milieu :

$$S_\lambda^e = B_\lambda(T) \quad (2.12)$$

Dans l'infrarouge thermique, les sources d'émissions sont isotropes, contrairement au visible où la source est le Soleil.

- Le terme de diffusion multiple S_λ^d comprenant l'énergie provenant de toutes les directions de l'espace :

$$S_\lambda^d = \frac{\varpi_{0\lambda}}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} p(\tau_\lambda; \mu, \phi, \mu', \phi') L(\tau_\lambda; \mu', \phi') d\mu d\phi \quad (2.13)$$

avec $p(\tau_\lambda; \mu, \phi, \mu', \phi')$ la fonction de phase entre l'angle d'incidence défini par (μ, ϕ) et l'angle de diffusion par (μ', ϕ') .

La fonction de phase $p(\Theta, \Phi)$ exprime la probabilité pour qu'un photon incident soit diffusé dans la direction (Θ, Φ) :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi p(\Theta, \Phi) \sin \Theta d\Theta = 1. \quad (2.14)$$

La figure 2.3 représente des exemples de fonction de phase pour différents modèles de cristaux de glace et un modèle de gouttelettes d'eau. On y remarque pour les cristaux de forme "plate" (trait rouge), "column" (trait noir) et "bullet rosette" (trait vert), la présence des deux pics à 22° et 46°, qui est caractéristique des halos. Ces pics de diffusion sont absents lorsque le cirrus est composé d'agrégats (trait marron).

Dans l'infrarouge, la fonction de phase des cristaux de glace est relativement lisse, avec

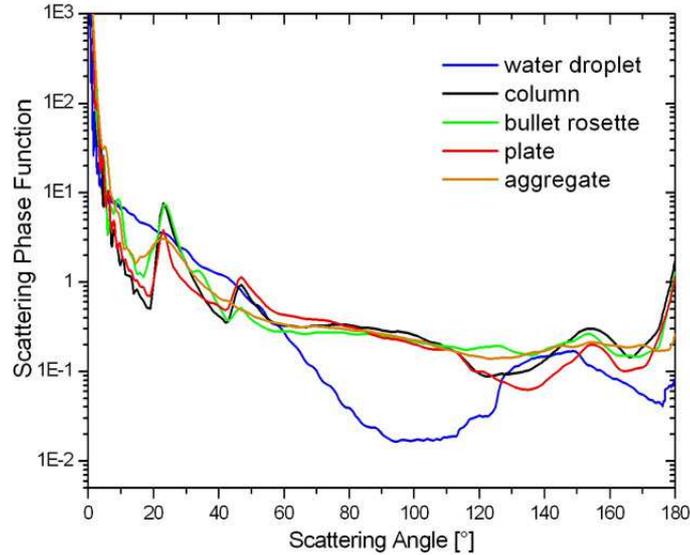


FIGURE 2.3 – *Fonction de phase pour différents cristaux de glace et pour un modèle de gouttelettes d'eau à la longueur d'onde de 700 nm et pour des particules de $R_{eff} = 95 \mu\text{m}$. Crédit : Arbeitsgruppe Atmosphärische Strahlung, Leipzig*

une faible pointe de diffusion avant. Dans ce cas, la fonction de phase peut être approchée par une fonction de phase de type Henyey-Greenstein p_{HG} (Henyey and Greenstein [1940]) qui dépend du coefficient d'asymétrie g et de l'angle de diffusion Θ :

$$p_{HG}(\mu) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}}. \quad (2.15)$$

Le facteur d'asymétrie g représente la moyenne normalisée de la fonction de phase et il est exprimé de la manière suivante :

$$g = \frac{\int_{-1}^{+1} \mu p(\mu) d\mu}{\int_{-1}^{+1} p(\mu) d\mu}. \quad (2.16)$$

Trois cas particuliers du facteur d'asymétrie sont remarquables : $g = 0$ correspond à une diffusion isotrope, $g = 1$ et $g = -1$ signifient respectivement que la totalité du rayonnement est diffusé vers l'avant et vers l'arrière.

2.2.3 Modélisation des propriétés optiques des cristaux de glace

Après avoir généré les champs nuageux macrophysiques, un modèle de cristaux de glace doit y être associé afin de modéliser de la manière la plus réaliste possible les propriétés optiques nuageuses. En effet, les cirrus possèdent des propriétés microphysiques et optiques particulièrement difficiles à appréhender à cause de la variabilité de formes, de tailles et d'orientations des cristaux de glace. De nombreuses études ont été effectuées afin de calculer les propriétés optiques des cirrus, principalement dans le visible (Magono [1966]; C. Labonnote et al. [2000]; Yang et al. [2001, 2005]; Baum et al. [2005, 2011]; Baran and Labonnote [2007], Baran et al. [2009, 2011a,b]). Dans cette thèse nous avons utilisé deux modèles différents : le modèle de cristaux développé par P. Yang (Yang et al. [2001, 2005]) et la paramétrisation des propriétés optiques des cristaux (Baran et al. [2009, 2011a,b]) développée à partir de mesures *in situ* de distribution en taille de cristaux (Field et al. [2005, 2007]).

2.2.3.1 Le modèle de P. Yang

Le modèle de cristaux développé par Yang et al. [2001, 2005] permet le calcul du coefficient d'extinction, de l'albédo de diffusion simple et du facteur d'asymétrie pour sept formes de cristaux (Aggregate, Droxtal, Plate, Solid Column, Hollow Column, Bullet-Rosette et Spheroid) avec un diamètre effectif compris entre $1 \mu m$ à $10\,000 \mu m$. Lorsque la taille des cristaux est inférieure à $40 \mu m$, ces paramètres sont obtenus par la résolution directe des équations de Maxwell via une méthode de différences finies dans le domaine

temporel (FDTD). Si la taille des cristaux dépasse $40 \mu m$, les coefficients optiques sont calculés à l'aide d'une méthode améliorée d'optique géométrique (IGOM, Yang and Liou [1995]). Pour chacune des formes de cristaux, trois distributions en taille sont possibles et correspondent à celles utilisées dans les algorithmes officiels de IIR : une distribution mono-disperse (tous les cristaux ont la même taille), ainsi que deux distributions mono-modales qui suivent une loi gamma généralisée (Walko et al. [1995]). Ces deux dernières permettent de représenter respectivement des cirrus jeunes formés de petites particules et des cirrus composés de particules plus grosses obtenues par agrégation. Dubuisson et al. [2008] ont montré que les mesures IIR permettent de retrouver un diamètre effectif et une épaisseur optique, mais que la sensibilité à la forme est faible mais exploitable et que celle sur la distribution des cristaux est nulle. De plus, les produits officiels IIR sont obtenus pour une distribution mono-disperse (Garnier et al. [2013 in press]), celle-ci sera donc utilisée dans tous les cirrus où nous utilisons les propriétés optiques provenant du modèle de Yang et al. [2001, 2005]. Comme mentionné précédemment, pour les bandes spectrales IIR, le pic de diffusion avant est faible et les fonctions de phase des particules sont suffisamment lisses pour être approchées correctement (Yang et al. [2001]) par celles de type Henyey-Greenstein (Henyey and Greenstein [1940]).

TABLE 2.1 – *Propriétés optiques utilisées pour les cirrus 1 à 8 et pour le cirrus CII-3 pour des cristaux de type agrégats provenant du modèle P. Yang model (Yang et al. [2001, 2005])*

$D_{eff} (\mu m)$	band $8.65 \mu m$			band $10.60 \mu m$			band $12.05 \mu m$		
	σ_e	ϖ_0	g	σ_e	ϖ_0	g	σ_e	ϖ_0	g
9.95	1.704	0.771	0.879	0.951	0.317	0.880	1.716	0.410	0.860
20.09	2.460	0.748	0.938	1.480	0.439	0.961	1.951	0.471	0.925
40.58	2.054	0.603	0.944	1.838	0.499	0.979	1.966	0.494	0.944

2.2.3.2 Paramétrisation des propriétés optiques à partir de mesures *in situ*

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, Yang et al. [2001, 2005] approchent la distribution en taille (ou "Particule Size Distribution", PSD) des cristaux de glace par des distributions en taille analytiques plus ou moins complexes. Cependant, une distribution en taille complexe peut aussi être obtenue à partir de mesures *in situ*. Dans cette optique, de nombreux travaux ont été effectués sur la distribution en taille des gouttelettes d'eau (Sekhon and Srivastava [1971]; Miles et al. [2000] etc.). Baran et al. [2009, 2011a,b] ont suivi une méthode équivalente résumée sur la figure 2.4. Ils se sont basés sur Field et al. [2005, 2007] ayant obtenu plus de 20 000 PSD par des mesures *in situ* dans des régions intertropicales et de moyennes latitudes. Celles-ci ont été acquises grâce à des sondes équivalentes à celles utilisées dans la campagne CIRCLE-2 à savoir une sonde CPI et une PMS 2D-C. Field et al. [2005, 2007] montrent que lorsque l'on possède un nombre élevé de PSD de nuages de glace, celles-ci peuvent être réduites en une distribution dite "universelle" à partir de laquelle les PSD originales peuvent être reconstituées à la condition que l'on connaisse au moins deux de leurs moments (voir figure 2.4 (a)), à savoir le contenu en glace (IWC) et la température (T_c). De ce fait, en utilisant la PSD universelle, on obtient une PSD correspondant à chaque couple ($IWC ; T_c$). Cette PSD est ensuite insérée dans le modèle d'ensemble de Baran and Labonnote [2007] afin d'obtenir les propriétés optiques (figure 2.4 (b)).

Ce modèle est composé de six formes différentes dont la concentration relative dépend de la distribution en taille du nuage. Il a été ajusté par comparaison avec des fonctions de phase *in situ*, ou par une fonction de phase de type IHM (Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal, C. Labonnote et al. [2000]) afin d'obtenir la fonction de phase d'ensemble $P_{ensemble}(\Theta)$.

En suivant cette méthodologie, les propriétés optiques peuvent alors être acquises de

manière fiable (au regard du grand nombre de PSD mesurées) pour la longueur d'onde λ voulue pour une température T_c comprise entre $0^\circ C$ et $-80^\circ C$. Finalement, les propriétés optiques d'une cellule/couche nuageuse sont alors directement reliées au couple (IWC ; T_c) par une paramétrisation représentée par le paramètre $Z_{n,\lambda}$ telle que

$$Z_{1,\lambda} = \log_{10}(\sigma_e, \lambda); Z_{2,\lambda} = \varpi_{0,\lambda}; Z_{3,\lambda} = g_\lambda, \quad (2.17)$$

et avec

$$Z_{n,\lambda} = a_{n,\lambda} + b_{n,\lambda}T_c + c_{n,\lambda}\log_{10}(IWC) \quad (2.18)$$

avec $a_{n,\lambda}$, $b_{n,\lambda}$ et $c_{n,\lambda}$ des coefficients dépendants de λ et provenant de calculs de régressions dans l'espace défini par chaque propriété optique.

Ensuite, les fonctions de phases peuvent être acquises de deux manières : soit en utilisant g pour obtenir la fonction de phase analytique présentée par Baran et al. [2001], soit en utilisant des tables pré calculées pour divers IWC à partir du modèle d'ensemble. L'avantage principal de cette méthode est qu'elle permet d'assurer la cohérence spectrale des propriétés de nuages de glace car elle peut être appliquée de manière identique quelle que soit la longueur d'onde. De plus, en combinant un modèle d'ensemble de cristaux avec une PSD universelle, établie à partir de nombreuses PSD mesurées *in situ*, on obtient les propriétés optiques des cirrus sans avoir besoin du concept de diamètre effectif des cristaux.

Cette paramétrisation a été utilisée pour les propriétés optiques des cirrus CII-1 et CII-2. Les distributions verticales moyennes du coefficient d'extinction σ_e , de l'albédo de diffusion simple ϖ_0 et du facteur d'asymétrie g pour les trois canaux IIR sont représentées

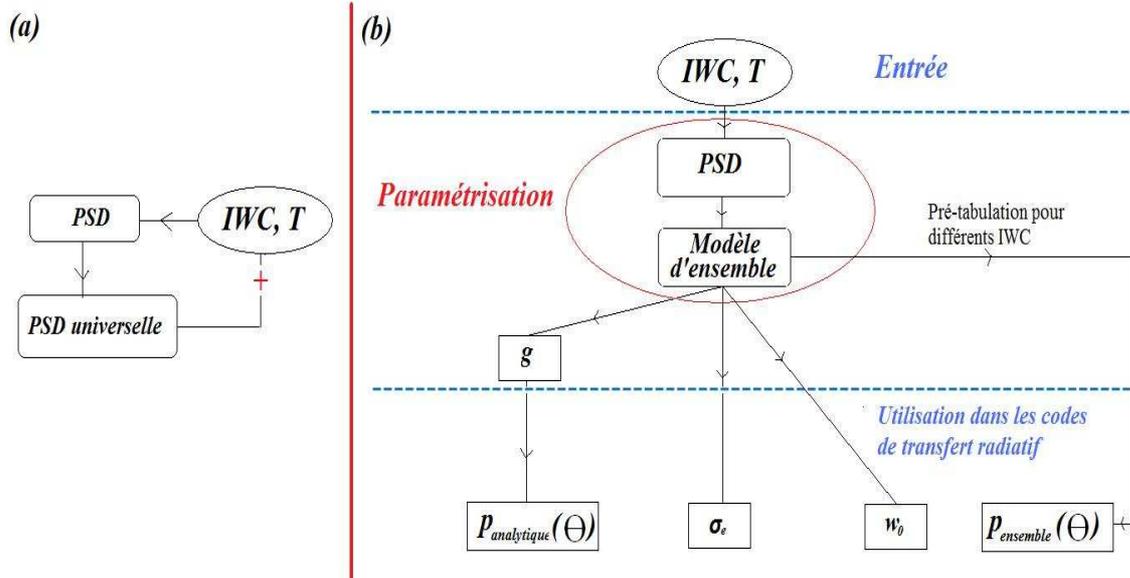


FIGURE 2.4 – (a) : Méthode présentée par Field et al. [2005, 2007] pour retrouver la PSD à partir d'une PSD universelle et du couple $(IWC ; T_c)$, (b) schéma de l'algorithme permettant d'obtenir les propriétés optiques à partir du couple $(IWC ; T_c)$, (Baran et al. [2009, 2011a,b]).

pour ces deux cirrus à la figure 2.5. On constate que l'albédo de diffusion simple est maximal au sommet et à la base du nuage pour la bande $8.65 \mu m$, ce qui signifie que les plus petites particules sont présentes au sommet et à la base du cirrus. De plus, on observe à $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$, une diminution de l'albédo de diffusion simple correspondant à une augmentation de l'absorption et donc une diminution de la taille des particules. (A. Baran, communication personnelle). Une telle structure peut être présente lorsque le processus de sédimentation des particules est amorcé. Les particules précipitent alors à partir du haut du cirrus, en chutant progressivement vers les couches plus basses.

2.2.3.3 Propriétés optiques des cirrus simulés.

La Table 2.2 présente les cirrus simulés par 3DCloud avec différentes propriétés optiques paramétrées à partir du modèle de Yang et al. [2001, 2005] ou de Baran et al. [2009, 2011a,b]. Notons que, comme nous l'avons précisé au chapitre 1, les valeurs d'épaisseurs

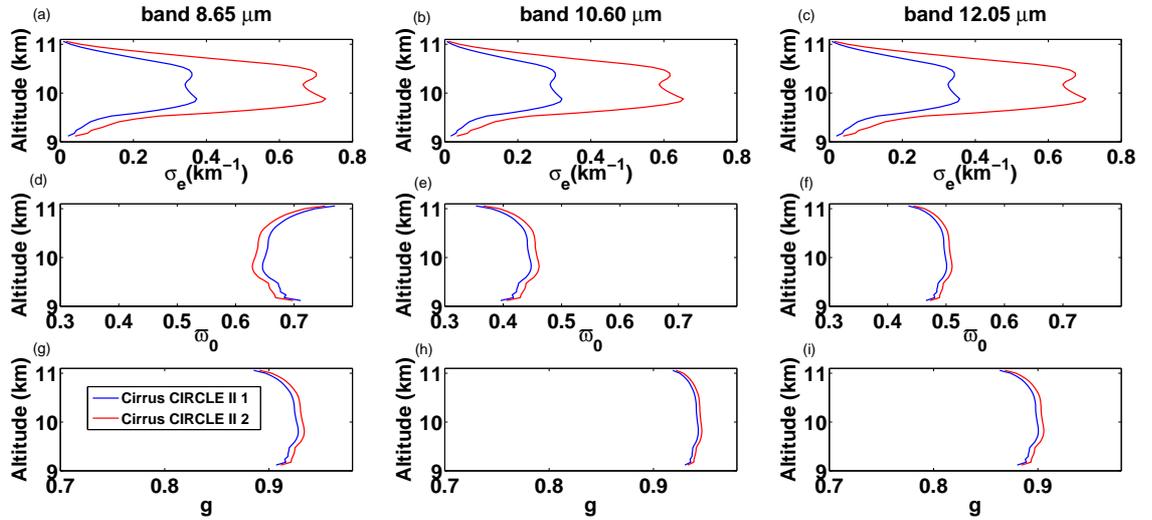


FIGURE 2.5 – (a), (b) et (c) : variation verticale du coefficient d’extinction moyen σ_e ; (d), (e) et (f) : variation verticale de l’albédo de diffusion simple moyen τ_0 ; (g), (h) et (i) : variation verticale du facteur d’assymétrie g pour les trois canaux à $8.65 \mu\text{m}$, $10.60 \mu\text{m}$ et $12.05 \mu\text{m}$ et pour le cirrus CII-1 (courbes bleus) et CII-2 (courbes rouges).

optiques mentionnées dans ce tableau sont classiques pour les cirrus (Lynch et al. [2002]) ainsi que celles du paramètre d’hétérogénéité moyen du cirrus. En effet, Carlin et al. [2002] et Sassen et al. [2007] ont montré par le biais de nombreuses mesures *in situ*, que la valeur du paramètre d’hétérogénéité des cirrus est comprise entre 0.1 et 1.5, avec une valeur moyenne aux alentours de 0.7.

TABLE 2.2 – Cirrus générés par 3DCloud dans une atmosphère de type Mid latitude Summer (MLS). "OP" correspond au type de paramétrisation des propriétés optiques, "Yal", au modèle de cristaux de glace développé par Yang et al. [2001, 2005] pour des cristaux de forme agrégat, "Bal", à la paramétrisation des propriétés optiques de cristaux développée par Baran et al. [2009, 2011a,b] et "CTA" à l'altitude du sommet du cirrus.

Cirrus	τ_c	ρ_τ	Deff (μm)	OP	CTA (km)
1	0.45	0.7	9.95	Yal	7.97
2	0.90	0.7	9.95	Yal	7.97
3	1.80	0.7	9.95	Yal	7.97
4	1.80	1.1	9.95	Yal	7.97
5	1.80	1.5	9.95	Yal	7.97
6	1.80	0.7	20.09	Yal	7.97
7	1.80	0.7	40.58	Yal	7.97
8	0.90	0.7	9.95	Yal	11.06
CII-1	0.41	0.77	variable	Bal	11.06
CII-2	0.81	0.77	variable	Bal	11.06
CII-3	0.90	0.70	9.95	Yal	11.06

2.2.4 Le modèle d'atmosphère plan-parallèle

Afin de résoudre l'équation du transfert radiatif à travers l'atmosphère, il est nécessaire de choisir une représentation de celle-ci. L'une des représentations les plus communément employées est celle d'une atmosphère dite *plan parallèle*. Celle-ci considère l'atmosphère comme une succession de couches parallèles, horizontalement homogènes et infinies, superposées les unes aux autres (figure 2.6). Cette représentation impose une variabilité de l'atmosphère selon une seule dimension correspondant à la verticale. Pour des raisons de simplicité, et de temps de calcul, ce modèle est employé dans la majorité des codes de transfert radiatif utilisés pour inverser les paramètres nuageux. Cependant, la forme différentielle de l'équation du transfert radiatif ne permet pas une résolution analytique, même dans le cas de l'hypothèse plan parallèle. Différentes méthodes numériques permettent cependant d'approcher le résultat de manière très satisfaisante (méthode de Monte-Carlo, ordonnées discrètes, harmoniques sphériques) et sont développées en Annexe section B.

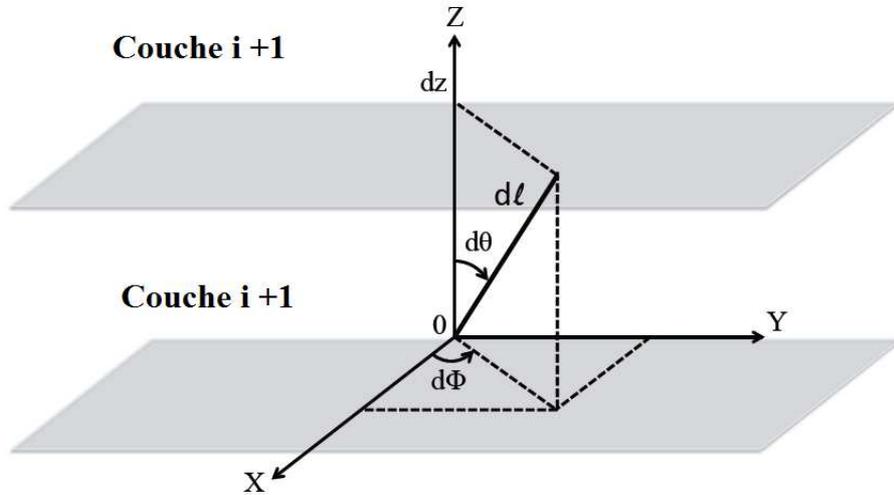


FIGURE 2.6 – Schéma de l'atmosphère plan parallèle entre deux couches notées i et $i + 1$ dans un système de coordonnées sphériques.

2.3 Modélisation du transfert radiatif 3D : 3DMCPOL

Dans le cas des nuages, la représentation plan parallèle ne permet pas un calcul assez réaliste. Nous utiliserons donc une représentation 3D de l'atmosphère et le transfert radiatif sera calculé à l'aide de 3DMCPOL.

3DMCPOL (Cornet et al. [2010]) est un code de type Monte-Carlo qui permet de simuler le transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle (3D). Il a été initialement développé pour le rayonnement solaire et peut inclure l'état de polarisation de la lumière ainsi que le calcul du vecteur de Stokes. Durant cette thèse, nous avons étendu ce code à l'infrarouge thermique afin de pouvoir modéliser le transfert radiatif aux alentours de la fenêtre atmosphérique ($\lambda \sim 10 \mu m$). 3DMCPOL est construit sur un algorithme de type Monte-carlo (Metropolis and Ulam [1949], voir Annexe section B.3.2). L'atmosphère est divisée en voxels (pixels 3D) avec une dimension horizontale constante (dx , dy) et une dimension verticale (dz) variable. Chaque voxel est homogène et défini par ses

propriétés optiques (coefficient d'extinction σ_e , albédo de diffusion simple ϖ_0 , fonction de phase) ainsi que sa température T_c . Ensuite, afin de se préserver d'éventuels effets de bords, les limites du système sont considérées cycliques (excepté en haut et en bas), ce qui signifie que le nuage est reproduit, horizontalement, infiniment. Enfin, 3DMCPOL est un code de Monte-Carlo appelé "forward", c'est-à-dire direct, car il a d'abord été développé pour le domaine visible dans lequel la direction initiale des photons est donnée par la direction du Soleil. L'extension du code à l'infrarouge thermique a conservé cette méthode, même si la source et la direction initiale des photons n'est plus unique étant donné que les photons sont émis de façon isotrope par la surface, l'atmosphère et le nuage.

La méthode de Monte-Carlo consiste à suivre à l'aide de lois statistiques des paquets de photons à travers l'atmosphère. Ils peuvent subir des phénomènes de diffusion et d'absorption dans l'atmosphère ainsi que des réflexions/absorptions par la surface. A chaque interaction, 3DMCPOL utilise la "Local Estimate Method" (LEM; figure 2.7; Marshak and Davis [2005]; Mayer [2009]). Cette méthode calcule à chaque interaction, la contribution de l'émission, diffusion ou réflexion dans la direction du détecteur, atténuée par l'épaisseur optique du milieu (nuage + aérosols + gaz) entre le lieu de l'interaction et le détecteur. A chaque interaction, la LEM s'exprime par l'émission d'un paquet de photons virtuels dans chacune des directions d'observations choisies par l'utilisateur, affecté d'un poids W_{le} exprimé par :

$$W_{le} = \frac{W_{\varpi_0} P_{11}(\Theta_s) \exp(-\tau_m)}{\cos(\theta_v)}, \quad (2.19)$$

avec P_{11} le premier élément de la matrice de diffusion donnant la probabilité que le photon soit diffusé dans la direction du détecteur, Θ_s l'angle de diffusion entre la direction du photon et celle du détecteur, τ_m l'épaisseur optique du milieu à partir du lieu de l'inter-

action jusqu'au détecteur, θ_v l'angle de vue zénithal. W_{ϖ_0} est le poids dû à l'absorption nuageuse, initialement égal à 1 et à chaque interaction, il est multiplié par l'albédo de diffusion simple (pour les diffusions nuageuses) ou par l'albédo de surface (pour les réflexions de surface). Quand $W_{\varpi_0} < 10^{-6}$, le poids de l'absorption nuageuse attribué au photon est très petit et donc l'énergie du photon devient négligeable, il est alors considéré comme étant absorbé et un nouveau photon est lancé. Cette méthode de traitement de l'absorption nuageuse permet de gagner un temps de calcul précieux car il n'est alors plus nécessaire d'effectuer un tirage aléatoire sur la valeur de ϖ_0 à chaque interaction afin de savoir si le photon sera absorbé ou diffusé. Si aucune interaction n'a lieu, alors le photon sort soit par le haut du système soit par le bas et un nouveau paquet de photons est lancé par 3DMCPOL.

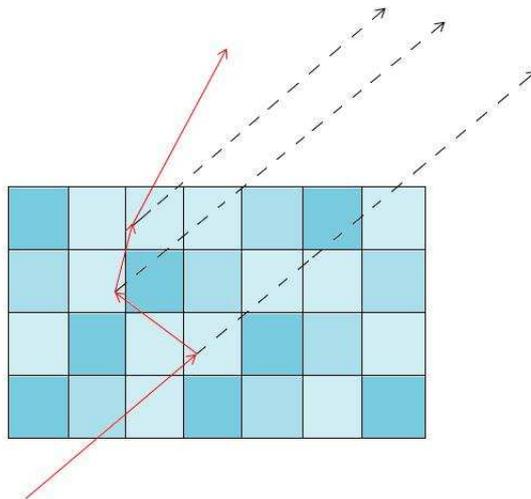


FIGURE 2.7 – Schéma de la LEM. La ligne solide rouge représente le trajet du paquet de photons à travers le nuage. Le paquet de photons est diffusé trois fois avant d'en sortir. Chaque trait pointillé correspond à l'émission d'un paquet de photons virtuels dans la direction du détecteur. A chaque interaction, le poids W_{le} associé au photon est recalculé et un paquet de photons virtuels pondéré par W_{le} est envoyé en direction du détecteur.

L'atmosphère (ici supposée de type Mid latitude Summer (MLS)) a un rôle important

dans l'infrarouge thermique. En effet, les gaz émettent et absorbent dans ce domaine spectral. Afin d'inclure l'absorption gazeuse dans 3DMCPOL, nous avons utilisé la méthode de la "correlated k-distribution" (Lacis and Oinas [1991]; Kratz [1995], voir Annexe section B.2). Cette méthode permet de tenir compte des variations d'absorption dans chaque bande spectrale en discrétisant les bandes d'absorption en intervalles, par le biais d'une somme d'exponentielles. L'importance de chaque intervalle est alors pondérée par un poids a_i dont la somme est égale à 1. Avec une approche classique, cette méthode est très coûteuse en temps de calcul car elle nécessite de simuler le transfert radiatif pour chaque intervalle. Avec les méthodes de Monte-Carlo, nous pouvons utiliser le théorème d'équivalence (Partain et al. [2000]; Emde et al. [2011]) qui consiste à attacher un vecteur d'absorption W_g au paquet de photons avec une taille $nbin$ correspondant au nombre d'intervalles de la correlated k-distribution :

$$W_g(ib) = \exp\left(-\int_0^l k_g(ib, z) dl'\right), \quad (2.20)$$

avec l la longueur du chemin entre chaque interaction, $k_g(ib, z)$ le coefficient d'absorption pour l'intervalle ib et l'altitude z .

Avec l'absorption gazeuse, le poids de la LEM devient un vecteur de taille $nbin$:

$$W_{le}(ib) = \frac{W_g(ib)W_{\omega_0}P_{11}(\Theta_s)\exp(-\tau_m)}{\cos(\theta_v)}. \quad (2.21)$$

Avec cette méthode, il est possible avec une seule simulation Monte-Carlo du transfert radiatif de calculer la réflectance pour une bande spectrale avec une absorption gazeuse variable. Ceci reste valable tant que les propriétés optiques du milieu sont homogènes.

L'autre modification importante apportée à 3DMCPOL concerne les sources d'émission. Le nombre de processus d'émission (ou paquets de photons) est fixé en entrée et à chaque source (nuage, surface et gaz) est attribuée une fraction du nombre total de paquets photons. Cette fraction est calculée en fonction des caractéristiques d'émission (émissivité, température) des voxels de la source via le calcul d'une quantité appelée "flux source" F . Ce flux est défini comme étant l'énergie émise dans toutes les directions par toutes les cellules de la source d'émission. La somme des flux source du nuage, de la surface et des gaz ($F_c + F_s + F_g$) sur toutes les cellules du milieu permet d'obtenir l'énergie totale émise. Le nombre de paquet de photons émis par une source correspond à la proportion d'énergie de la source par rapport à l'énergie totale. Un processus aléatoire détermine ensuite la localisation spatiale précise de l'émission. L'émission thermique étant isotrope, la direction d'émission est calculée aléatoirement.

Le flux source F est calculé à partir de la radiance R . Pour un voxel nuageux, le flux F_c s'exprime de la façon suivante :

$$F_c = 4\pi R_v = 4\pi \tau_a B(T_c) = 4\pi (1 - \varpi_0) \tau_e B(T_c), \quad (2.22)$$

avec R_v la radiance source émise par le voxel, τ_a et τ_e respectivement l'épaisseur optique d'absorption et d'extinction, $B(T_c)$ la fonction de Planck à la température T_c et ϖ_0 l'albédo de diffusion simple.

De la même manière, le flux source F_s émis par la surface s'exprime par :

$$F_s = \pi R_s = \pi \varepsilon_s B(T_s), \quad (2.23)$$

avec R_s , ε_s et T_s la radiance source, l'émissivité et la température de la surface respectivement. Pour des raisons de simplicité, le type de surface choisie est de type océanique. Cette surface est supposée homogène et peut être assimilée à une surface lambertienne dans l'infrarouge thermique (Koepke [1984]), c'est-à-dire que l'albédo plan est indépendant de la direction, avec une émissivité de 0.99.

Pour finir, concernant l'émission gazeuse, le flux F_g émis pour chaque intervalle spectral ib s'exprime par :

$$F_g(ib) = 4\pi R_g(ib) = 4\pi a_{ib}(ib)\tau_g(ib)B(T_g), \quad (2.24)$$

avec a_i , le poids associé à l'intervalle ib , τ_g l'épaisseur optique d'absorption gazeuse, et T_g la température du gaz.

La figure 2.8 illustre le schéma structurel de 3DMCPOL dans le cas du transfert radiatif infrarouge thermique.

La validation des modifications incluses dans 3DMCPOL a été effectuée par inter-comparaisons avec le code SHDOM (Evans [1998]). Plus de détails sur le code SHDOM sont donnés en Annexe section B. Un exemple de comparaison entre 3DMCPOL et SHDOM est illustré à la figure 2.9, à l'échelle de 100 m pour le cirrus 3 et pour $\theta_v = \phi_v = 0^\circ$. La figure 2.9 (a) montre le champ de luminances simulé au nadir par 3DMCPOL, 2.9 (b) représente la comparaison des luminances simulées par 3DMCPOL et SHDOM le long de l'axe X pour Y=5 km, 2.9 (c) montre la différence relative (%) entre les champs de luminances de 3DMCPOL et SHDOM et 2.9 (d), représente la relation entre les lu-

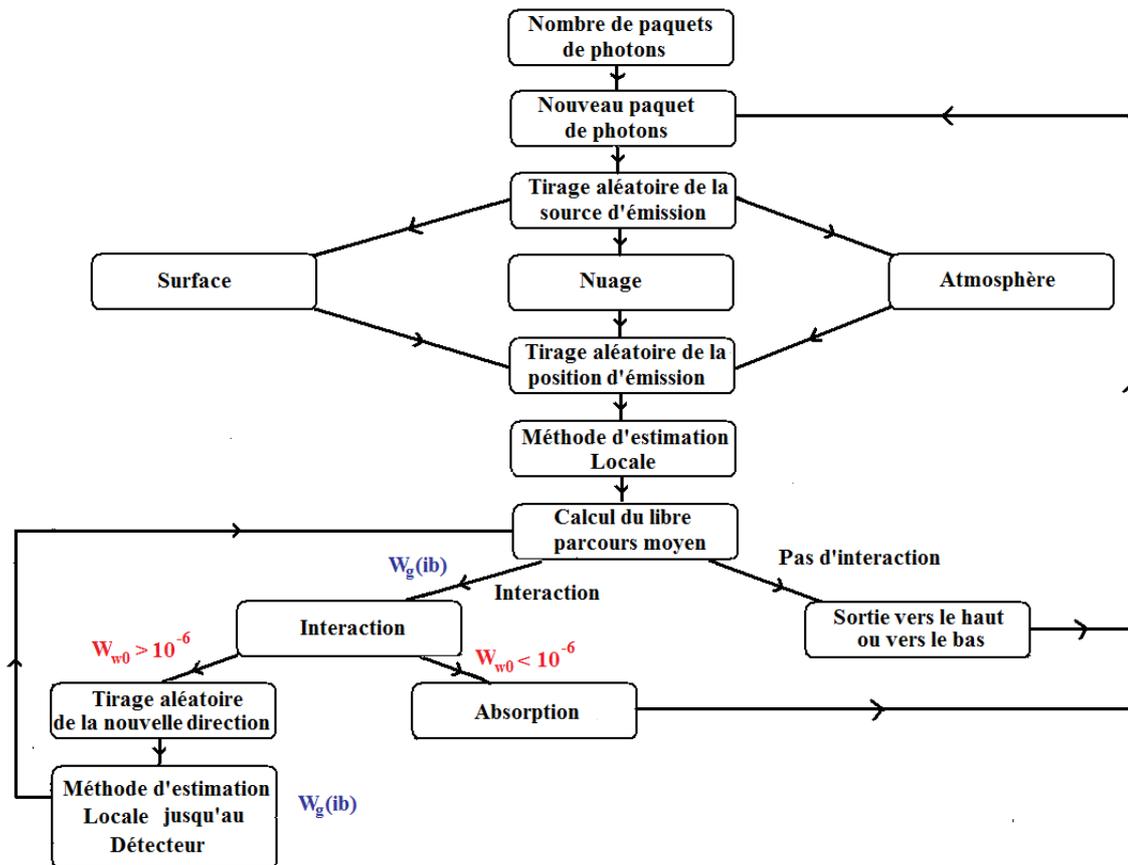


FIGURE 2.8 – Schéma structurel de 3DMCPOL.

minances 3DMCPOL et SHDOM. L'erreur relative entre la simulation 3DMCPOL et la simulation SHDOM est en moyenne inférieure à 2%, avec un léger biais, et la corrélation entre les deux modèles est de 0.998. Ces faibles différences peuvent être expliquées par un traitement différent des propriétés du milieu. En effet, 3DMCPOL considère que les propriétés du milieu sont constantes dans chaque voxel alors que SHDOM interpole les propriétés optiques à l'intérieur des voxels.

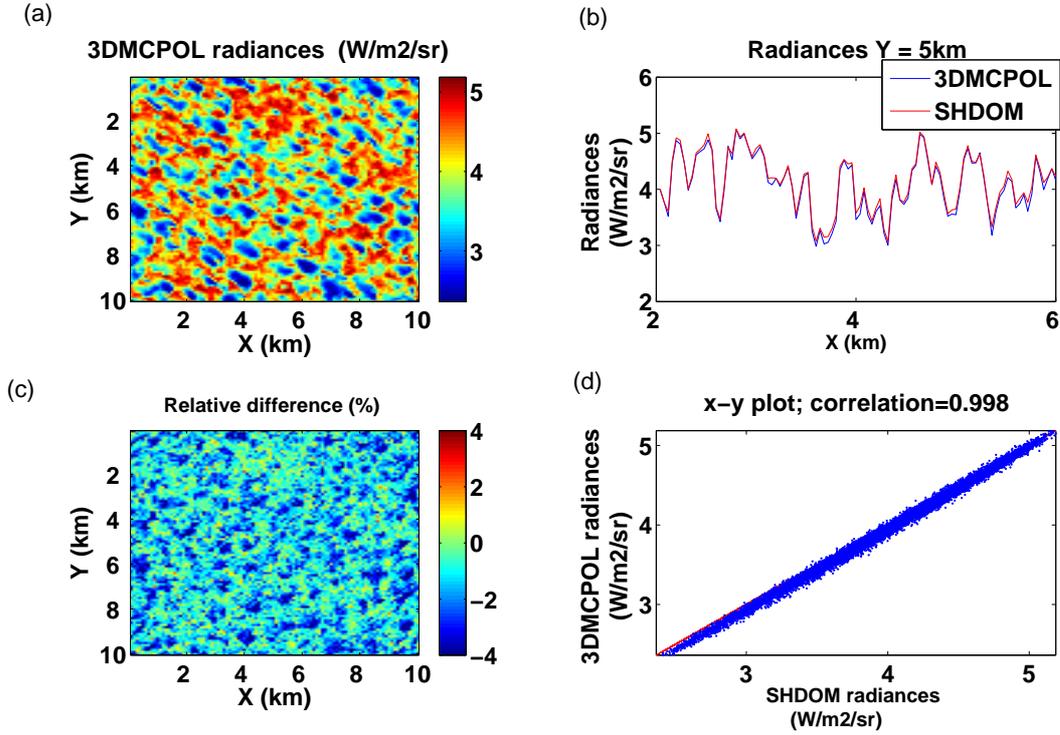


FIGURE 2.9 – Comparisons des radiances 3DMCPOL et SHDOM simulées à $10.60 \mu\text{m}$ avec $\varpi_0 = 0.5$, $\tau_c = 1.8$ et pour $\theta_v = \phi_v = 0^\circ$. (a) simulation du champ de luminances du cirrus 3 par 3DMCPOL, (b) luminances 3DMCPOL et SHDOM le long de l'axe X pour $Y = 5 \text{ km}$, (c) différences relatives entre les luminances 3DMCPOL et SHDOM, (d) relation entre 3DMCPOL et SHDOM. La simulation 3DMCPOL a été effectuée pour 3.5 milliards de photons.

2.4 Analyse des propriétés d'invariance d'échelle des cirrus

2.4.1 État de l'art

Afin d'analyser la répartition spatiale à différentes échelles de quelques grandeurs caractéristiques telles que l'IWC, le diamètre effectif des cristaux ou l'épaisseur optique à l'intérieur des cirrus, on peut utiliser une analyse spectrale. Le spectre de puissance $E(k)$, calculé par l'outil de FFT (Fast Fourier Transform, en français Transformée de Fourier Rapide), du logarithme de ces grandeurs (IWC, diamètre effectif, épaisseur optique) montre souvent une décroissance linéaire en fonction du nombre d'onde k telle

que

$$E(k) \propto k^{-\beta}, \quad (2.25)$$

avec β la pente spectrale. On dit alors que la grandeur étudiée possède des propriétés d'invariance d'échelle.

La théorie de Kolmogorov (Kolmogorov [1941]) démontre que lorsque l'on se trouve dans un domaine dit "inertiel", c'est-à-dire où la turbulence est isotrope et en équilibre énergétique avec les grandes échelles, alors l'énergie spectrale est décrite par une loi de puissance avec un exposant en $-5/3$ (environ -1,666) que l'on appelle "pente spectrale". Pour des échelles plus petites que le domaine inertiel, les phénomènes de viscosité lissent et homogénéisent les mouvements du fluide et la pente spectrale décroît alors rapidement (Benassi et al. [2004]). La limite entre les deux régimes n'est pas clairement définie à cause des limitations dues à la résolution instrumentale. Mais de manière théorique, elle peut être définie par l'échelle de dissipation moléculaire, de quelques millimètres ou plus en fonction de l'intensité de la turbulence. Quant à la limite supérieure, elle est définie à partir de l'échelle où le spectre devient "plat" (fluctuations décorréélées). Cette échelle peut varier d'un champ nuageux à un autre. Par exemple, Cahalan and Snider [1989] ont trouvé, grâce à des mesures satellitaires (en particulier à l'aide du radiomètre TM sur un satellite LANDSAT), que l'énergie spectrale $E(k)$ des luminances au sommet de l'atmosphère suivent une loi de puissance de pente $-5/3$ de l'échelle de 500 m jusqu'à environ 500 km. En dessous de 500 m, la pente spectrale diminue jusque des valeurs proches de -3 (Davis et al. [1997]). De plus, lors de mesures de LWC par avions, Davis et al. [1994], Davis et al. [1996] ont estimé cet intervalle pour trois stratocumulus. Celui-ci est compris entre quelques mètres et quelques dizaines de kilomètres, avec une pente spectrale

1D absolue comprise entre $\beta_{1D} = 1.1$ et $\beta_{1D} = -1.7$ ($\sim -5/3$). Davis et al. [1996] et Wood and Taylor [2001] ont aussi montré, par mesures avion, que pour le LWP, la pente spectrale est légèrement inférieure à $-5/3$. En effet, il est important de garder à l'esprit que le spectre de puissance avec une pente spectrale en $-5/3$ représente un cas idéalisé où la turbulence 3D est homogène et isotrope, ce qui n'est pas vraiment le cas dans un stratocumulus ou n'importe quel autre type de nuage. Enfin, on peut aussi citer l'étude de Nastrom and Gage [1985] ayant montré à partir de plus de 6000 mesures avions que le vent lui même exhibe une pente spectrale en $-5/3$ jusqu'à 400 km. Au delà, la pente spectrale devient dépendante de la saison, de la latitude etc.

Concernant les cirrus, peu d'études ont porté sur leurs propriétés d'invariance d'échelle. Hogan and Kew [2005] ont mesuré, en utilisant des mesures de réflectivité RADAR, que la pente spectrale de l'IWC est environ égale à $-5/3$ au sommet du cirrus et qu'elle diminue avec la profondeur géométrique jusqu'à atteindre des valeurs proches de -3.5 à la base du cirrus. Hogan and Kew [2005] avancent l'hypothèse que cette diminution est liée à l'action couplée du cisaillement du vent vertical et horizontal avec les processus de sédimentation des particules, dont la vitesse dépend de la masse, menant à une homogénéisation de l'IWC préférentiellement aux petites échelles. Le cisaillement horizontal et vertical du vent est, en effet, généralement important dans les cirrus à cause des forts courants d'altitude (de type courant jet par exemple). Hogan and Kew [2005] montrent aussi que pour des échelles supérieures à 50-100 km, la pente spectrale "subit" une brisure nette et devient proche de 0. La raison de cette brisure d'échelle n'est pas certaine, mais un mécanisme doit agir pour empêcher des valeurs d'IWC très élevées et donc le maintien de la pente spectrale aux échelles supérieures. Ce phénomène a aussi été observé à partir de 18 mois de données par Hogan and Illingworth [2003]. L'un des processus envisagés par Hogan and Kew [2005] est la sédimentation. Généralement une grande majorité des

cristaux d'un cirrus chutent et leur vitesse dépend essentiellement de la masse du cristal. De plus, comme nous l'avons vu dans la section 1.4.1, les plus gros cristaux s'évaporent moins vite que les petits, contribuant encore à la ségrégation de masse permettant aux cristaux les plus gros de se trouver généralement à la base du cirrus et les plus petits au sommet. Les hautes valeurs d'IWC correspondant à la chute de particules les plus rapides, impliquant alors une perte plus rapide de glace par sédimentation. Cependant, ce phénomène doit se produire pour des cirrus suffisamment "vieux" et avec un contenu en glace suffisamment important afin que l'effet de sédimentation soit notable.

2.4.2 Les observations lors de la campagne CIRCLE-2

La figure 2.10 montre les spectres de puissance du coefficient de rétrodiffusion mesurée à 532 nm par le LIDAR CALIOP lors de la journée du 25 mai 2007. On constate que la pente spectrale est approximativement constante et environ égale à -1.4 quel que soit le niveau d'altitude dans le cirrus. Ce résultat a aussi été mis en évidence grâce aux mesures aéroportées à l'altitude de vol par la combinaison des instruments CPI et FSSP (la combinaison la plus sensible à l'IWC). En effet, ils ont mesuré une pente spectrale moyenne constante de $\beta_{1D} = -1.3$ pour l'IWC. De plus, le néphélomètre polaire a mesuré une pente spectrale constante de $\beta_{1D} = -1.5$ pour l'extinction (voir Table 4.1). Ces valeurs sont légèrement plus faibles que $-5/3$ (-1.66) certainement car, comme nous l'avons vu plus haut, la pente spectrale en $-5/3$ est obtenue pour un cas idéalisé où la turbulence 3D est homogène et isotrope (Davis et al. [1996] et Wood and Taylor [2001]). Par ailleurs, on peut noter que la pente spectrale estimée est seulement un ajustement d'un spectre de puissance qui n'est pas forcément en loi de puissance et donc on ne peut s'attendre à retrouver exactement une pente spectrale en $-5/3$. Rappelons que Hogan and Kew [2005] ont observé une pente spectrale de l'IWC qui diminue avec la profondeur géométrique.

Cette différence avec les résultats concernant le cirrus du 25 mai 2007 peut être due à l'intervention d'un mécanisme de formation différent entre les cirrus et/ou à un âge différent. De plus, on peut noter que le cirrus observé par Hogan and Kew [2005] a une extension verticale de 4 km ; il est alors probable que la distribution de l'IWC à la base de ce cirrus soit très éloignée de celle du sommet qui, quant à elle, a été observée proche de $-5/3$.

Concernant les pentes spectrales obtenues à partir des radiomètres, nous avons observé pour IIR, sous la trace de CALIOP, une pente spectrale 1D moyenne de $\beta_{IIR}(rad) = -2.1$ pour la luminance et $\beta_{IIR}(\tau) = -3.4$ pour l'épaisseur optique. A partir des mesures MODIS, les pentes spectrales mesurées sont de $\beta_{1D} = -2.0$ pour les luminances et $\beta_{1D} = -2.3$ pour l'épaisseur optique restituée (Table 4.1). Il est important de remarque que bien que visuellement le champ de la figure 1.14 semble asymétrique, on obtient une pente spectrale 1D identique quel que soit la direction d'observation. On constate également que les pentes spectrales de la luminance et de l'épaisseur optique sont significativement plus faibles que celle du contenu en glace. Afin d'essayer d'expliquer ce phénomène nous avons étudié les propriétés d'invariance d'échelle de différents cirrus simulés avec 3DCloud et 3DMCPOL.

2.4.3 Propriétés d'invariance d'échelle des cirrus générés par 3DCloud

A notre connaissance, il n'y a pas d'étude sur les propriétés d'invariance d'échelle de l'épaisseur optique (ou IWP) et des luminances (ou TB) pour les cirrus que ce soit dans le visible ou l'infrarouge des cirrus. Dans cette partie nous allons alors présenter les propriétés, dans l'espace de Fourier, des différentes quantités nuageuses (IWC, IWP, épaisseurs optiques) simulées par 3DCloud ainsi que sur les luminances simulées par le code de transfert radiatif 3DMCPOL (voir section 2.3).

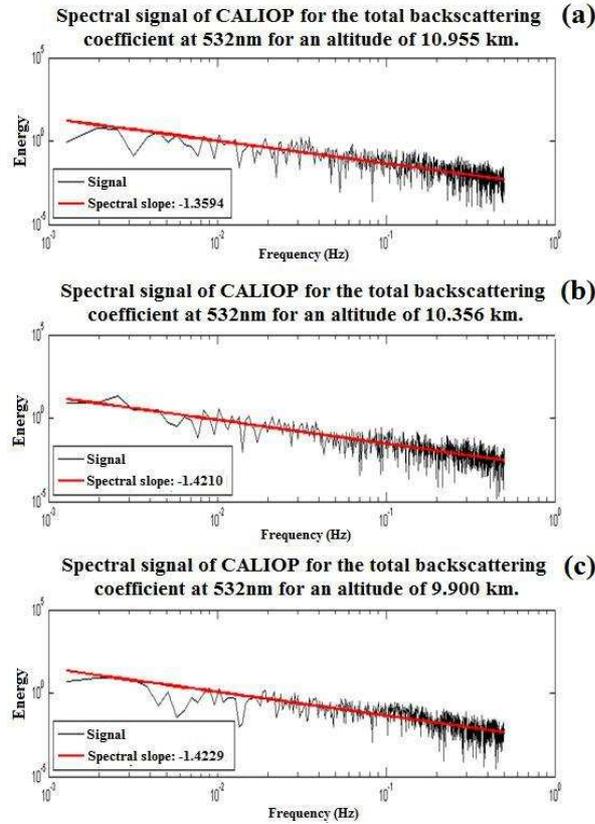


FIGURE 2.10 – *Pentes spectrales du coefficient de rétrodiffusion CALIOP à 532 nm observées à 10.955 km (a), 10.356 km (b) et 9.900 km (c) en fonction de la fréquence en Hz.*

Dans les cirrus simulés avec 3DCloud, nous avons choisi une pente spectrale 2D à chaque niveau dans le cirrus (c'est-à-dire la moyenne des pentes spectrales selon les axes x et y) de l'IWC égale à $-5/3$, en accord avec les observations de CALIOP. Les figures 2.11 (a) et (b) représentent respectivement le spectre de puissance de l'épaisseur optique τ et de la luminance rad en fonction du nombre d'onde pour les cirrus 1, 2 et 3, d'ordre croissant d'épaisseur optique moyenne. Les figures 2.11 (c) et (d) représentent les spectres de puissance selon les axes x et y pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3. La ligne bleue verticale représente la limite L_{out} à partir de laquelle on estime la pente spectrale. Les champs nuageux générés par 3DCloud ont des dimensions de $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ et $20 \text{ km} \times$

20 km et (Hogan and Kew [2005]) ont observé que la pente spectrale du contenu en glace est constante jusqu'à des échelles de 50-100 km. La pente spectrale 1D a donc été imposée égale à $-5/3$ à chaque niveau du cirrus et ceci, quelque soit l'échelle. Cependant, afin de ne pas attribuer un poids statistique trop important aux plus grandes échelles, nous avons choisi d'estimer la pente spectrale uniquement pour un nombre d'onde compris entre $2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $4 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ (i.e entre 5 km et 250 m). Nous avons choisi de représenter uniquement la luminance qui est la quantité mesurée par le capteur satellitaire mais les résultats pour les TB sont les mêmes. De même, nous présentons ici les résultats seulement pour la bande à $10.60 \mu\text{m}$, mais ils sont similaires pour les autres bandes.

On constate tout d'abord que les valeurs des pentes spectrales de τ et de rad ne changent pas avec la valeur de l'épaisseur optique moyenne du nuage (les cirrus 1, 2 et 3 proviennent du même champ nuageux dans lequel l'épaisseur optique moyenne a été ajustée). Les moyennes des pentes spectrales 1D selon x et y de τ et de rad sont respectivement égales à -2.4 et -2.5 pour les cirrus 1, 2 et 3 et de -2.3 et -2 pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3.

Rappelons que nous avons imposé une pente spectrale 2D de l'IWC égale à $-5/3$ dans chaque couche du cirrus, en accord avec les observations du néphélomètre polaire à différentes altitudes et de CALIOP. Nous obtenons donc un résultat similaire à ce qui a été observé par IIR et MODIS, c'est-à-dire des pentes spectrales de l'épaisseur optique et des luminances significativement plus basses que celles du contenu en glace. Ces conclusions sont différentes pour les nuages d'eau liquide tels que les stratocumulus, la pente spectrale du LWC ayant été mesurée constante et légèrement inférieure à $-5/3$ tout comme celle du contenu en eau intégré (LWP) (Cahalan and Snider [1989]; Wood and Taylor [2001]). L'influence du cisaillement vertical du vent sur les propriétés spectrales (Fourier) peut être une explication. Cette hypothèse a été étudiée en simulant le cirrus CII-1 en l'absence de vent (voir figure 2.12 (b)). Visuellement, on constate que les champs d'IWP avec ou

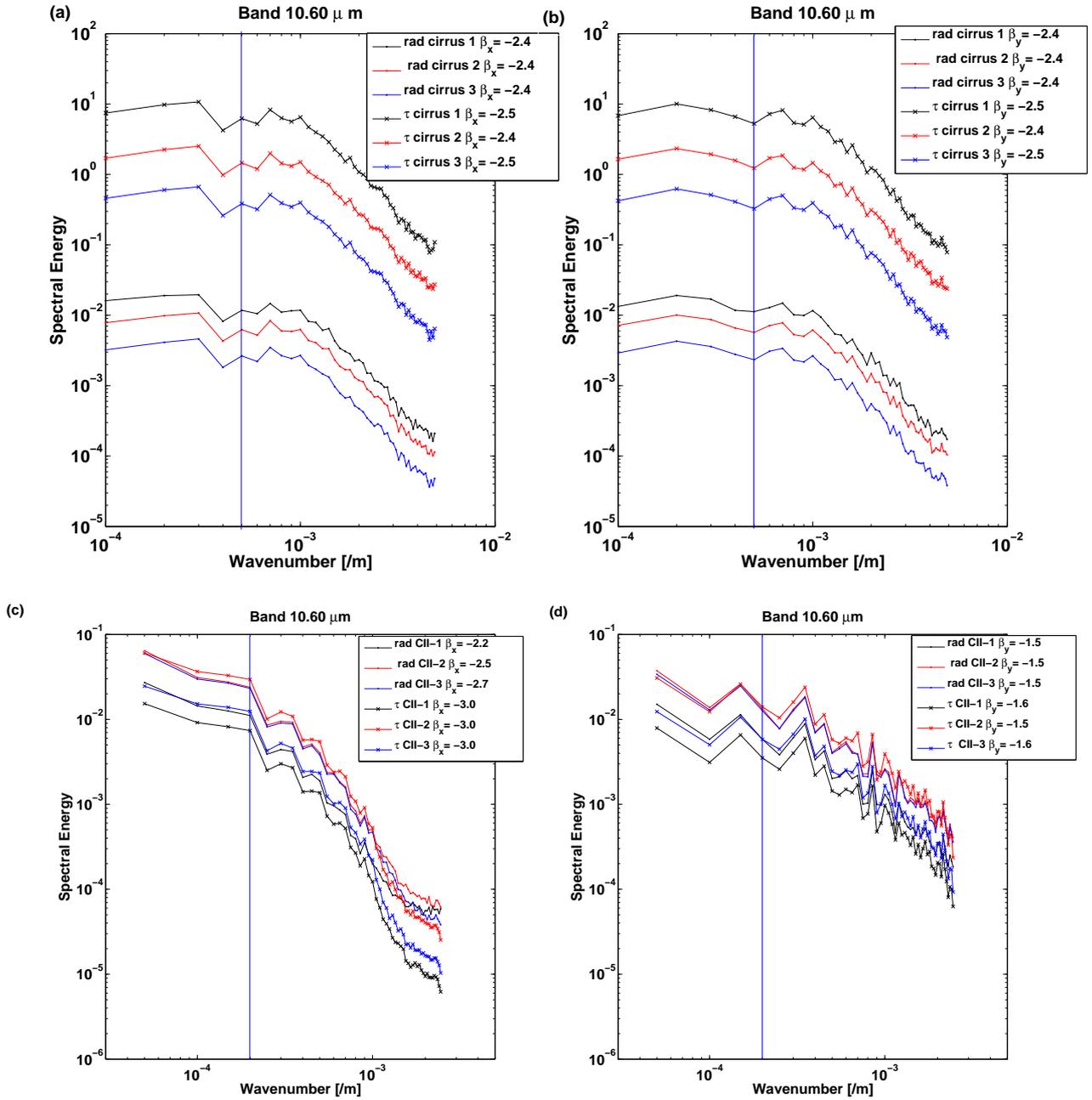


FIGURE 2.11 – Énergie spectrale de la luminance (rad) et de l'épaisseur optique (τ) en fonction du nombre d'onde selon les axes x (β_x) et y (β_y) pour les cirrus 1 2 et 3 ((a) et (b)) pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3 ((c) et (d)) pour la bande à 10.60 μm .

sans cisaillement de vent sont géométriquement très différents.

Cependant les moyennes des pentes spectrales 1D β_x et β_y de l'IWP (figure 2.13 (a)) sont

quasiment identiques avec ou sans vent. Le cisaillement vertical du vent ne semble donc pas être le paramètre responsable de la diminution des pentes spectrales de l'épaisseur optique aux alentours de -2. Concernant le cisaillement horizontal du vent, on remarque sur les figures (figure 2.13 (a)) et (figure 2.13 (b)) que les pentes spectrales 1D β_x et β_y de l'IWP et de l'IWC sont différentes entre les deux axes pour les cirrus CII-1 en présence de vent alors qu'elles sont égales en l'absence de vent. Nous ne pouvons généraliser ce résultat car celui-ci est dû au fait que le module de correction de la pente spectrale présenté au chapitre 1, section 1.4.1.2, impose une pente spectrale 2D de l'IWC égale à $-5/3$, c'est-à-dire à chaque niveau, et non pas en 1D. En outre, comme nous l'avons expliqué plus haut, les observations IIR et MODIS ont montré que les pentes spectrales 1D des luminances et épaisseurs optiques sont identiques quelque soit la direction.

On remarque aussi que la pente spectrale moyenne des luminances pour le cirrus CII-1 simulé à partir des observations de CIRCLE-2 est proche de celle observée ($\beta_{IIR}(rad) = -2.1$). Cependant, la pente spectrale de l'épaisseur optique observée ($\beta_{IIR}(\tau) = -3.4$) est beaucoup plus basse que celle simulée ($\bar{\beta} = -2.3$). Cette différence s'explique par le fait que l'épaisseur optique obtenue à partir des mesures IIR est un paramètre inversé à partir de la mesure des luminances alors que l'épaisseur optique simulée est directement obtenue en intégrant verticalement l'IWC simulé par 3DCloud. Notons aussi que le modèle de propriété optique ne semble pas affecter la valeur de la pente spectrale de l'épaisseur optique ou des luminances lorsque l'on compare le cirrus CII-3 constitué uniquement d'agrégats de diamètre effectif $D_{eff} = 9.95 \mu m$ provenant des modèles de Yang et al. [2001, 2005] avec les cirrus CII-1 et CII-2 dont les propriétés optiques sont hétérogènes et proviennent de la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b]. Nous avons aussi enfin observé à partir de la figure 2.14 que les propriétés optiques σ_e , ϖ_0 et g présentent, tout comme l'IWC, des pentes spectrales moyennes 1D environ égales à $-5/3$.

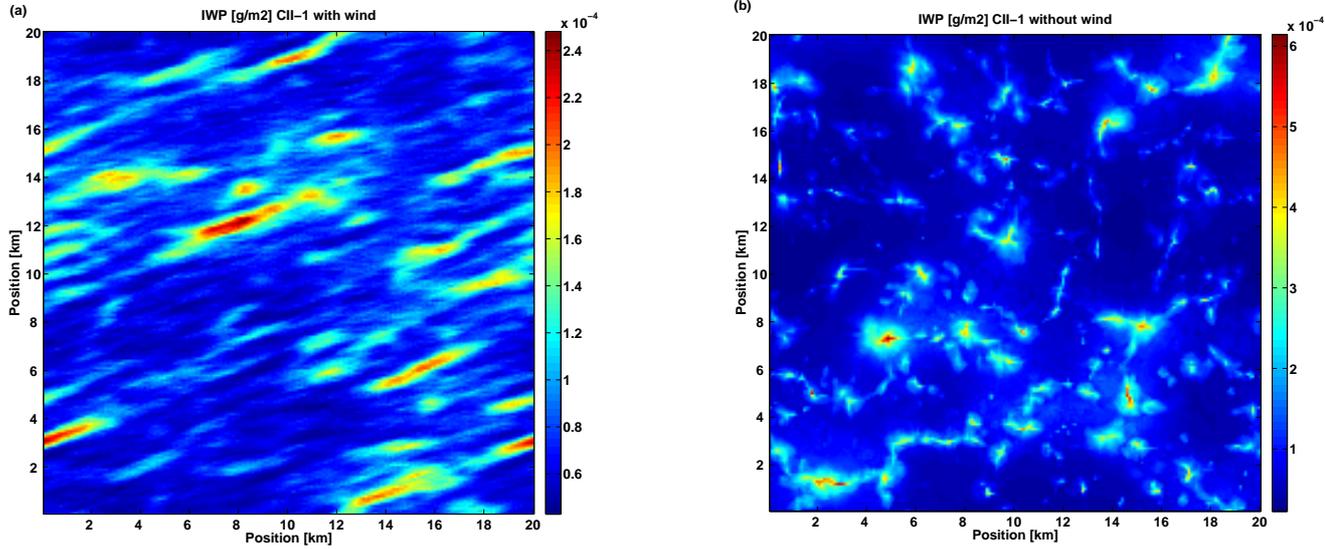


FIGURE 2.12 – (a) champ du contenu en glace intégré (IWP) du cirrus CII-1 avec un profil de vent, (b) champ du contenu en glace intégré (IWP) du cirrus CII-1 sans profil de vent.

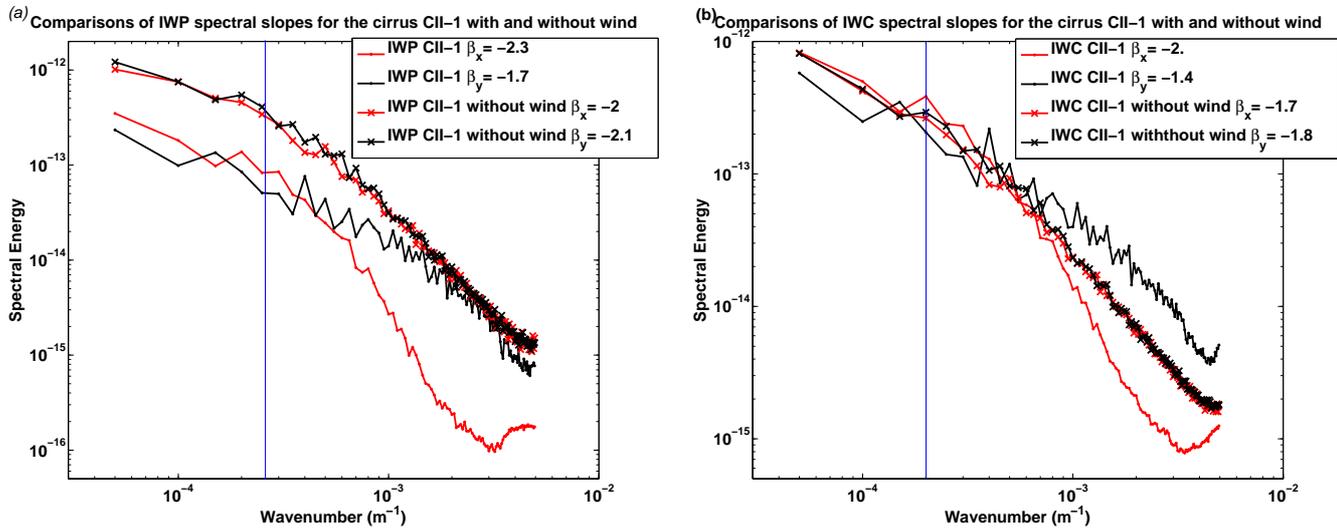


FIGURE 2.13 – Énergie spectrale de l'IWC en fonction du nombre d'onde selon les axes x (β_x) et y (β_y) pour le cirrus 2 et 8 et pour la bande $10.60 \mu\text{m}$.

Afin de tirer des conclusions plus générales sur la valeur observée et simulée de la pente spectrale de l'épaisseur optique, du contenu en glace intégré ou des luminances, il

serait nécessaire d'utiliser un générateur de nuage exploitant un modèle microphysique plus complexe. En effet, 3DCloud utilise des paramétrisations des processus d'évaporation et condensation des cristaux ainsi que de la sédimentation pouvant s'avérer insuffisantes pour déterminer quel processus est responsable de la valeur des pentes spectrales. En outre, 3DCloud ne tient pas compte des effets radiatifs des cirrus (refroidissement du sommet par exemple) qui pourrait aussi potentiellement influencer les pentes spectrales. Par ailleurs, le traitement qui consiste à corriger la pente spectrale est en 2D, couche par couche. La corrélation verticale est donc ignorée, ce qui est peut être trop brutal et irréaliste.

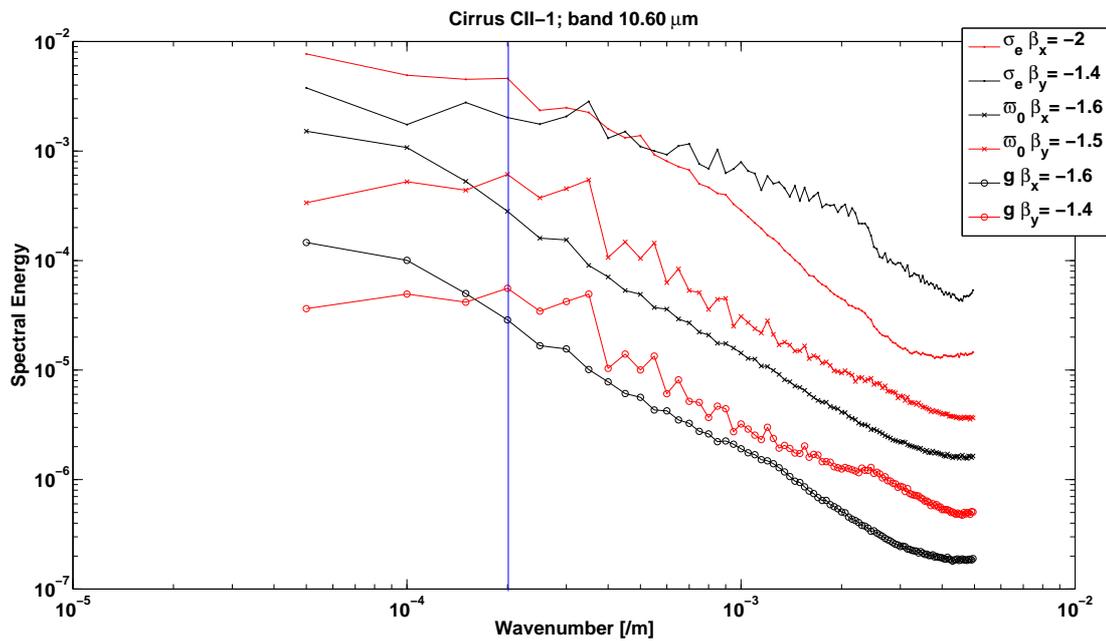


FIGURE 2.14 – Énergie spectrale du coefficient d'extinction σ_e , de l'albédo de diffusion simple ϖ_0 et du facteur d'asymétrie g en fonction du nombre d'onde k selon les axes x (β_x) et y (β_y) pour le cirrus CII-1 et pour la bande à $10.60 \mu\text{m}$.

2.5 Conclusion

Le transfert radiatif décrit les interactions du rayonnement avec la matière. Cette interaction est utilisée pour sonder les caractéristiques de la matière traversée par le rayonnement. Dans ce chapitre nous avons posé les bases du transfert radiatif dans l'atmosphère terrestre. Nous avons donné quelques généralités sur les propriétés optiques des cirrus ainsi que les méthodes utilisées dans ce travail afin de les simuler. Deux modèles de propriétés optiques des cristaux ont été présenté, le modèle de cristaux de Yang et al. [2001, 2005] et la paramétrisation des propriétés optiques des cristaux de Baran et al. [2009, 2011a,b]. Ces propriétés optiques ont ensuite été insérées dans les différents cirrus générés par 3DCloud. Nous avons présenté l'approximation de l'atmosphère plan parallèle, qui à l'heure actuelle, est la représentation la plus communément employée pour résoudre le transfert radiatif à travers l'atmosphère. Nous avons aussi présenté le code de transfert radiatif 3DMCPOL utilisé dans cette thèse afin de simuler les températures de brillance et les flux au sommet de l'atmosphère dans une atmosphère nuageuse tridimensionnelle. La fin du chapitre a été dédiée à l'étude des propriétés d'invariance d'échelle des propriétés optiques et radiatives des différents cirrus simulés. Nous avons montré que, contrairement à l'IWC ou aux propriétés optiques des cristaux, l'épaisseur optique, l'IWP et la luminance ne suivent pas un spectre de puissance en exposant $-5/3$, mais plutôt en exposant -2 à -2.5 . Nous n'avons pas pu tirer de conclusions définitives, mais il semblerait que les processus microphysiques particuliers au cirrus tels que l'évaporation et la condensation des cristaux ainsi que leur sédimentation pourraient en être la cause. Le cisaillement de vent ne semble pas responsable de ces valeurs de pentes spectrales mais le résultat nécessite d'être confirmé. De surcroît, la méthode de correction de la pente spectrale en 2D couche par couche utilisée dans 3DCloud est peut être trop brutale et ne peut être pas simuler de façon réaliste la corrélation verticale dans le cirrus. L'utilisation

d'un modèle utilisant une microphysique plus réaliste que celle employée par 3DCloud et tenant compte des effets radiatifs, pourrait potentiellement permettre d'identifier le paramètre responsable de ces valeurs de pentes spectrales.

Ma contribution personnelle a consisté à étendre le code de transfert radiatif 3DMCPOL à l'infrarouge thermique et à analyser les propriétés d'invariance d'échelle par le biais d'un algorithme basé sur la transformé de Fourier. Les développements de 3DMCPOL ont alors permis de simuler des champs de températures de brillance au sommet de l'atmosphère réalistes dans lesquels les effets des hétérogénéités seront analysés au chapitre 3. Ces champs de températures de brillance permettront, en outre, d'étudier au chapitre 4, l'impact des hétérogénéités des cirrus sur les paramètres nuageux inversés.

Chapitre 3

Effets des hétérogénéités des cirrus sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère

3.1 Introduction

Les nuages sont des structures tridimensionnelles présentant de nombreuses variabilités pouvant être de nature spatiale (forme, dimension, altitude, épaisseur, répartition), microphysique (taille, forme, orientation et distribution des hydrométéores dans le nuage) et optique (épaisseur optique, diamètre effectif des cristaux). Cependant, pour des raisons de temps de calcul et de complexité de définition d'une atmosphère 3D, les algorithmes de restitution des paramètres nuageux (épaisseur optique, émissivité, taille et forme des hydrométéores) utilisent un modèle de nuage simplifié. L'approximation la plus largement employée est celle de l'"Independent Pixel Approximation" (IPA, Cahalan et al. [1994]) ou l'"Independent Column Approximation" (ICA, Stephens et al. [1991]). A la résolution spatiale de IIR ou MODIS ($1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$), chaque pixel d'observation est considéré homo-

gène et indépendant des autres. De telles approximations peuvent conduire à des erreurs sur le calcul des quantités radiatives ainsi que sur l'inversion des paramètres nuageux. Un nombre important d'études a été mené afin d'estimer ces erreurs, mais elles concernent principalement des nuages de type strato-cumulus dont les paramètres nuageux sont obtenus à partir de mesures visibles (Varnai and Marshak [2001]; Marshak and Davis [2005], Zinner and Mayer [2006]; Kato and Marshak [2009], etc.). Cependant, il n'existe que très peu d'études sur l'effet de l'hétérogénéité des cirrus dans l'infrarouge thermique et celles-ci concernent les flux ou les taux de réchauffement/refroidissement. Par exemple, Hogan and Kew [2005] ont montré que l'utilisation de l'IPA peut entraîner des erreurs sur les flux infrarouges au sommet de l'atmosphère jusqu'à 45 W.m^{-2} dans le proche-infrarouge et 15 W.m^{-2} dans l'infrarouge lointain par rapport au transfert radiatif 3D. D'autre part, Chen and Liou [2005] ont mis en évidence une différence significative sur les taux de réchauffement d'environ 10% lorsqu'ils comparent les résultats d'un transfert radiatif 3D et 1D.

Avant ce travail de thèse, à notre connaissance, aucune étude ne concernait l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les luminances ou les Températures de Brillance (TB) dans l'infrarouge thermique alors que plusieurs satellites sont dédiés à leur observation. On peut citer IIR (Garnier et al. [2012, 2013 in press]) et MODIS (Cooper et al. [2007] et Wang et al. [2011]) qui utilisent des canaux infrarouges thermiques afin de restituer des produits nuageux à partir de TB mesurées au sommet de l'atmosphère (voir chapitre 4). Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact que peuvent avoir les hétérogénéités des cirrus sur ces températures de brillance dans les conditions d'observation de IIR, c'est-à-dire une observation au nadir avec une résolution spatiale de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ dans les trois canaux infrarouges thermiques ($8.65 \mu\text{m}$, $10.60 \mu\text{m}$ et $12.05 \mu\text{m}$). Dans une première partie, nous présenterons les effets possibles des hétérogénéités, puis nous nous

intéresserons à l'influence de différents paramètres nuageux et à l'influence de la géométrie d'observation sur l'impact des hétérogénéités sur les TB. Enfin, nous présenterons quelques résultats sur l'effet de ces hétérogénéités en fonction de l'échelle.

3.2 Description des effets dus aux hétérogénéités nuageuses

Afin d'étudier l'impact de l'hétérogénéité des cirrus dans l'infrarouge thermique sur les TB au sommet de l'atmosphère, nous avons comparé des simulations de transfert radiatif réalisées avec 3DMCPOL en 3D et en 1D à partir des différents champs de cirrus générés par 3DCloud. En "mode 3D", il peut y avoir interaction entre les colonnes nuageuses. De plus, le coefficient d'extinction varie horizontalement et verticalement. Les TB 3D sont simulées à la résolution spatiale de $100\text{ m} \times 100\text{ m}$, puis elles sont moyennées à la résolution spatiale de IIR de $1\text{ km} \times 1\text{ km}$ ($BT3D_{1km}$). En "mode 1D", les colonnes sont indépendantes les unes des autres et les propriétés nuageuses sont constantes horizontalement et verticalement dans chacune d'elles. Les TB 1D sont donc calculées en moyennant d'abord les propriétés nuageuses à $1\text{ km} \times 1\text{ km}$ avant de simuler le transfert radiatif ($BT1D_{1km}$). Notons que la résolution spatiale est un paramètre important à considérer lorsque l'on étudie l'impact des hétérogénéités et que nos résultats sont seulement applicables pour une résolution spatiale proche de $1\text{ km} \times 1\text{ km}$. En effet, la relation entre l'épaisseur optique et les TB est non-linéaire et aboutit à l'inégalité de Jensen, couramment appelée, en sciences atmosphériques, "Plan Parallel Approximation" (PPA). Afin d'illustrer cet effet, la figure 3.1 représente la variation des températures de brillance calculées à la résolution de 100 m ($BT3D_{100m}$) en fonction de l'épaisseur optique à 100 m (τ_{100m}) pour le cirrus 5 (très hétérogène) et pour les trois canaux IIR ($8.65\ \mu\text{m}$, $10.60\ \mu\text{m}$ et $12.05\ \mu\text{m}$). La largeur de la distribution des $BT3D_{100m}$ d'environ 4-5 K est due, d'une part, à la variabilité verticale du coefficient d'extinction et, d'autre part, à l'effet du transport horizontal des

photons entre les colonnes nuageuses (Varnai and Marshak [2001]). Ces deux effets seront détaillés par la suite. Concernant le biais PPA, il implique que la moyenne des températures de brillance ($\overline{BT3D}$) est supérieure à la température de brillance de la moyenne des épaisseurs optiques $\bar{\tau}$. Par exemple sur la figure 3.1, la valeur moyenne $\overline{BT3D}$ entre deux $BT3D_{100m}$ associées à deux épaisseurs optiques ($\tau_{100m} = 2$ et $\tau_{100m} = 6$) est supérieure à la température de brillance $BT3D$ obtenue à partir de $\bar{\tau} = 4$. Il est important de remarquer que la non-linéarité est plus importante pour la bande $12.05 \mu m$, suivie par la bande $10.60 \mu m$ et la bande $8.65 \mu m$. Par conséquent, les différences entre $BT1D_{1km}$ et $BT3D_{1km}$ sont plus importantes à $12.05 \mu m$. Cet effet est lié à l'absorption. En effet, plus l'absorption est grande, plus la différence de TB est importante entre le sommet du cirrus et la surface, conduisant ainsi à l'augmentation du biais PPA. On note aussi un effet de saturation (plus de variation de TB avec l'augmentation de l'épaisseur optique) pour des épaisseurs optiques supérieures à 6 environ. Cet effet se produit à une épaisseur optique plus faible pour la bande $12.05 \mu m$, ici encore à cause d'une absorption plus forte dans cette bande.

Afin d'estimer l'importance des différents effets des hétérogénéités sur les TB, nous avons représenté respectivement sur les figures 3.2 et 3.4, la valeur absolue de la différence de TB à l'échelle de 100 m ($|\Delta BT_{100m}|$) et à l'échelle de 1 km ($|\Delta BT_{1km}|$), pour un cirrus très hétérogène (cirrus 5) et dans différents cas :

- En vert, nous avons tracé la valeur absolue $|BT1D_{vhe_{100m}} - BT1D_{100m}|$, avec $BT1D_{vhe_{100m}}$ correspondant au transfert radiatif 1D avec un coefficient d'extinction verticalement hétérogène. $BT1D_{100m}$ correspond au cas horizontalement et verticalement homogène. La courbe verte représente donc l'effet de l'hétérogénéité verticale du coefficient d'extinction.

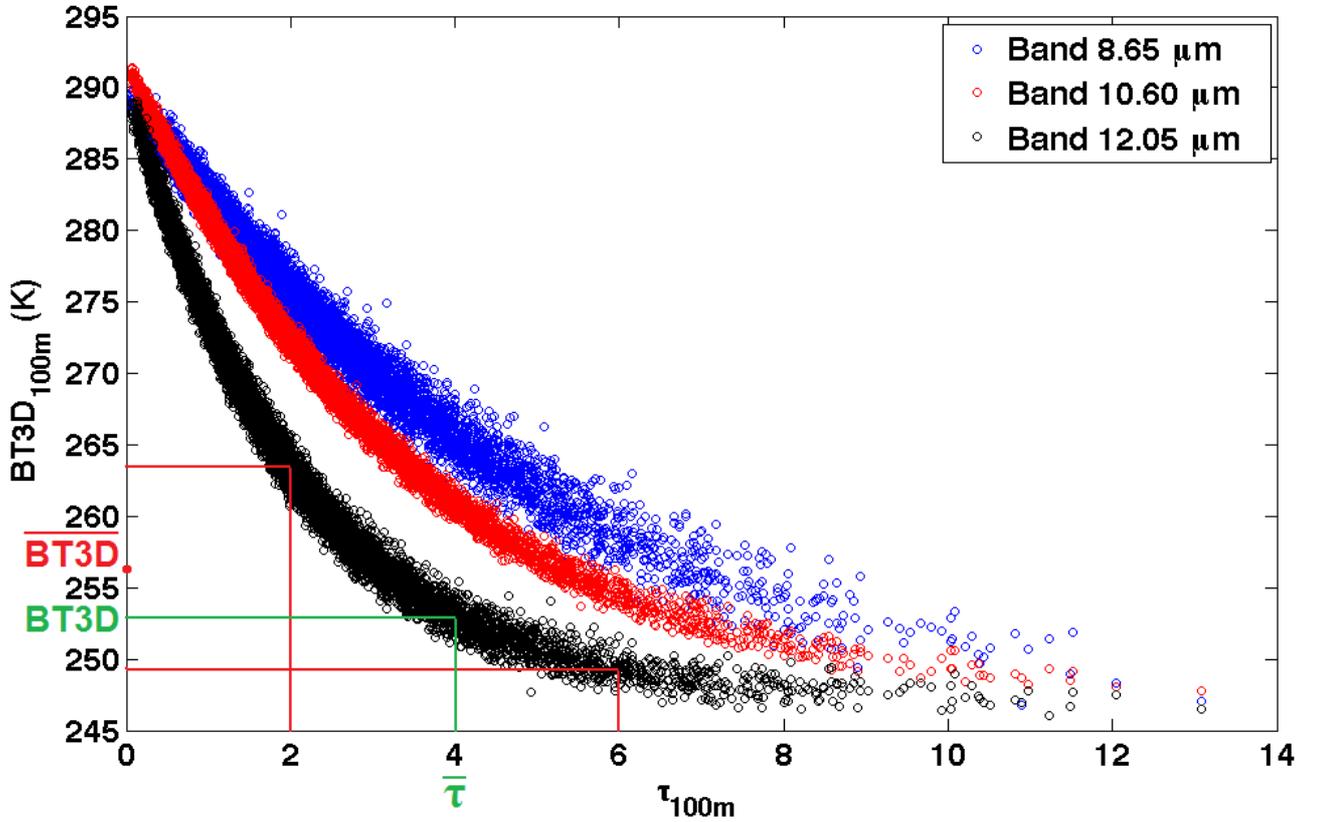


FIGURE 3.1 – Variation des $BT3D_{100m}$ en fonction τ_{100m} pour les trois canaux infrarouges thermiques IIR et pour le cirrus 5. $\overline{BT3D}$ représente la moyenne des températures de brillance associées aux épaisseurs optiques $\tau = 2$ et $\tau = 6$ et $BT3D$ représente la température de brillance associée à la moyenne des épaisseurs optiques $\bar{\tau}$. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

- En rouge, nous avons tracé la valeur absolue $|BT3D_{vho_{100m}} - BT1D_{100m}|$ avec $BT3D_{vho_{100m}}$ correspondant au transfert radiatif 3D avec un coefficient d'extinction verticalement homogène. Le rouge représente alors la différence sur les TB due au transport horizontal des photons.
- En bleu, nous avons tracé $|\Delta BT_{100m}|$ obtenue à partir de la valeur absolue de la différence $|BT3D_{100m} - BT1D_{100m}|$. Notons que $|\Delta BT_{100m}|$ n'est pas la somme des deux effets décrits précédemment, car certains peuvent être opposés.

De plus, nous avons tracé en noir l'erreur statistique issue du code de Monte-Carlo qui est d'environ 0.5 K.

On observe qu'à 100 m, $|\Delta BT_{100m}|$ est plus importante pour la bande 8.65 μm et que les différences sont dominées par l'effet du transport horizontal. En effet, la diffusion est beaucoup plus importante à 8.65 μm que dans les autres bandes (Table 2.1). Pour les bandes 10.60 μm et 12.05 μm , nous voyons que l'effet du transport horizontal et la différence totale $|\Delta BT_{100m}|$ sont plus faibles. A contrario, la variabilité verticale de l'extinction, associée à celle de l'émissivité, y est légèrement plus importante que pour la bande 8.65 μm . A 10.60 μm et 12.05 μm , l'effet du transport horizontal et de la variabilité verticale de l'extinction sont du même ordre de grandeur et contribuent donc avec la même importance à la différence totale $|\Delta BT_{100m}|$. Les résultats sont identiques pour les autres cirrus simulés mais ils ne sont pas présentés ici. Notons également que ces conclusions sont identiques pour les luminances, mais nous avons choisi de représenter ici uniquement les températures de brillance, qui sont plus couramment employées en radiométrie infrarouge.

Afin de mieux appréhender l'influence du transport horizontal, nous avons représenté sur la figure 3.3 un cirrus "créneau". L'épaisseur optique (axe vertical de droite) est de 3.5 entre 0 et 2 km et elle est nulle entre 2 et 3 km pour les trois canaux IIR. Chaque pixel à une dimension de 100 m. "thin cirrus" (traits pleins) et "thick cirrus" (tirets) sont deux cirrus avec la même épaisseur optique, la même altitude du sommet mais une épaisseur géométrique différente (0.4 km pour thin et 2 km pour thick). Les courbes représentent les cas 3D tandis que les lignes droites correspondent au 1D (1 seul pixel avec $\tau_{100m} = 3.5$). Les pixels avec une épaisseur optique nulle ont une TB élevée correspondant à celle de

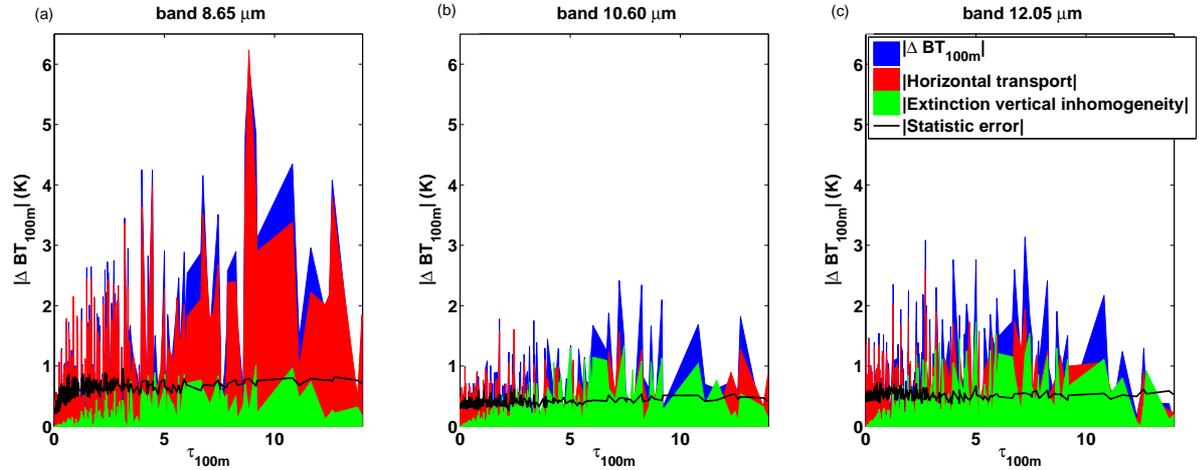


FIGURE 3.2 – Valeur absolue de la différence totale de température de brillance ΔBT_{100m} (en bleu) et de la différence due seulement à l'effet du transport horizontal des photons (en rouge), à la variabilité verticale de l'extinction (en vert) et à l'erreur statistique du code (ligne noire) pour le cirrus 5. Les résultats sont présentés pour les bandes $8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$ à la résolution de $100 m \times 100 m$ au nadir. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

l'atmosphère en ciel clair, alors que les pixels d'épaisseur optique 3.5 ont des TB beaucoup plus faibles correspondant à celles du sommet du cirrus. On observe tout d'abord que la différence de TB entre les pixels opaques et les pixels en ciel clair est beaucoup plus importante à $12.05 \mu m$ qu'à $8.65 \mu m$. Cet effet est dû à l'absorption plus forte dans la bande à $12.05 \mu m$ rendant les pixels nuageux plus opaques et donc plus froids. Ensuite, les TB du "thick cirrus" sont supérieures à celles de "thin cirrus" car ces deux cirrus ont une altitude du sommet identique à 11 km mais une altitude de la base différente (9 km pour "thick cirrus" et 10.6 km pour "thin cirrus"). La base de "thick cirrus" étant plus basse, sa température moyenne est plus élevée que "thin cirrus" et les TB TOA sont donc plus importantes.

L'effet du transport horizontal est visible lors de la transition d'épaisseur optique lorsque des photons émis depuis la surface traversent ou sont diffusés dans le nuage. On observe que l'augmentation des TB aux bords du nuage se propagent plus loin dans le cas de "thick cirrus". En effet, comme "thick cirrus" est géométriquement plus épais que "thin

cirrus", le coefficient d'extinction moyen par cellule est moins important et les photons peuvent se propager plus loin. On remarque aussi que pour les bandes à $10.60 \mu\text{m}$ et à $12.05 \mu\text{m}$, le nombre de pixels affectés par le transport horizontal est assez proche (100 m pour "thin cirrus" et $400\text{-}500 \text{ m}$ pour "thick cirrus"), leurs propriétés d'absorption étant similaires (environ $\varpi_0 \sim 0.35$). Cependant, l'extinction est environ deux fois plus importante à $12.05 \mu\text{m}$, la TB des pixels nuageux est donc plus contrastée avec celle de la surface ce qui entraîne une augmentation plus importante de la TB des premiers pixels nuageux que pour la bande à $10.60 \mu\text{m}$. Concernant la bande à $8.65 \mu\text{m}$, l'absorption est faible ($\varpi_0 = 0.77$) et l'effet du transport horizontal peut atteindre 1 km voire plus dans le cas de "thick cirrus".

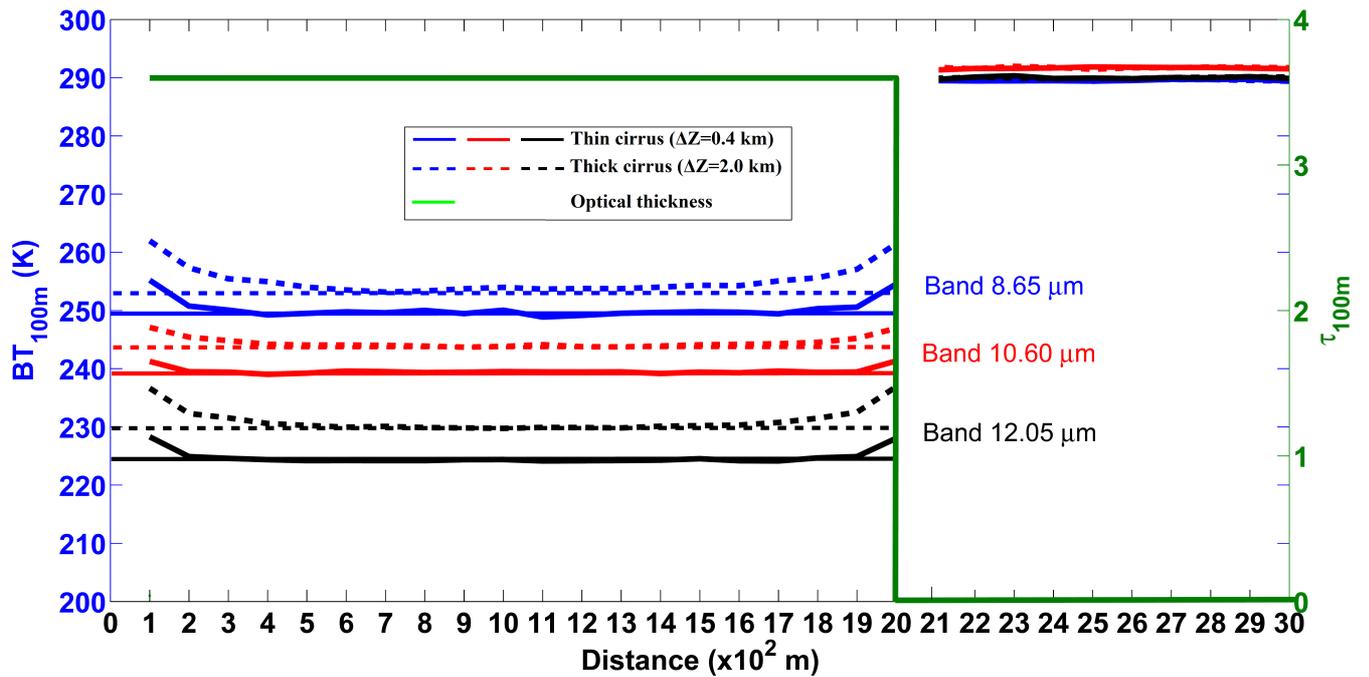


FIGURE 3.3 – Températures de brillance à 100 m (BT_{100m}) en fonction de la distance dans le cas d'un cirrus créneau. La courbe verte correspond à la distribution de l'épaisseur optique τ_{100m} , les lignes droites correspondent au cas $1D$, et les courbes aux cas $3D$. Les lignes sont pleines pour "thin cirrus" avec une épaisseur géométrique $\Delta Z = 0.4 \text{ km}$ et tirets pour "thick cirrus" avec une épaisseur géométrique de $\Delta Z = 2.0 \text{ km}$.

A l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ (figure 3.4), les effets du transport horizontal (rouge) et de

l'hétérogénéité verticale de l'extinction (vert) sont faibles. Cela signifie que la différence absolue $|\Delta BT_{1km}|$ (bleu) entre $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ est largement dominée par le biais PPA. Elle atteint, dans les trois bandes, jusqu'à 12 K pour les plus grandes épaisseurs optiques. Le transport horizontal est une fois encore maximal dans la bande à $8.65 \mu m$, mais reste tout de même négligeable par rapport à $|\Delta BT_{1km}|$. De même, la variabilité verticale de l'extinction à $1 km \times 1 km$ contribue faiblement à la valeur de $|\Delta BT_{1km}|$. En résumé, la figure 3.4 montre qu'à l'échelle du pixel d'observation de IIR ou MODIS, l'effet le plus important entre les températures de brillance $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ est le biais PPA. Durant l'inversion, les paramètres nuageux restitués à partir des TB à $1 km \times 1 km$ seront donc différents des paramètres nuageux réels que l'on peut approcher avec une résolution spatiale supérieure.

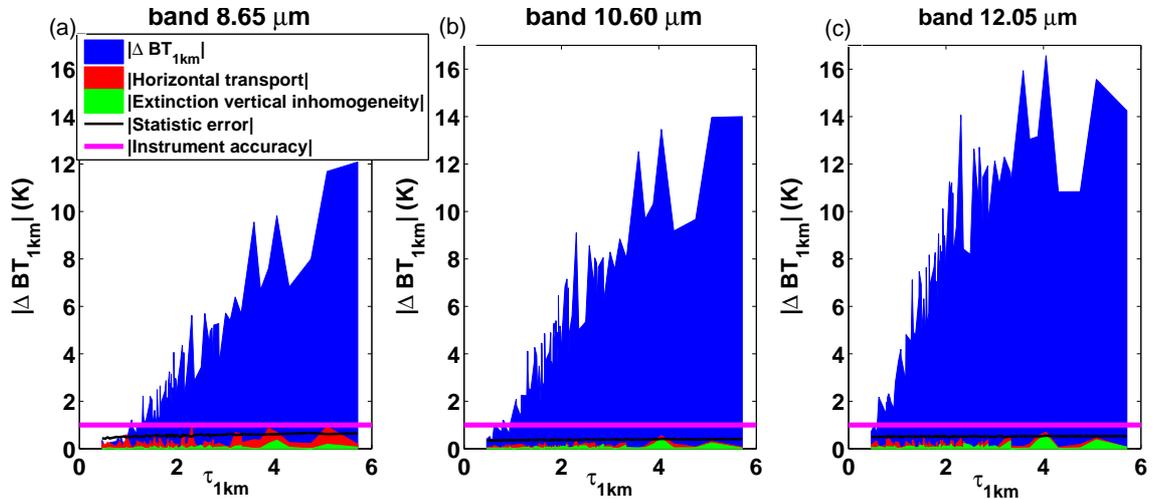


FIGURE 3.4 – Valeur absolue de la différence totale de température de brillance $|\Delta BT_{1km}|$ (en bleu) et due seulement à l'effet du transport horizontal des photons (en rouge), à la variabilité verticale de l'extinction (en vert) et à l'erreur statistique du code (ligne noire) pour le cirrus 5. Les résultats sont présentés pour les bandes $8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$ à la résolution de $1 km \times 1 km$ au nadir. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

3.3 Effets des hétérogénéités sur les températures de brillance

3.3.1 Effets dus à la variabilité de l'épaisseur optique

Cette section est consacrée à l'impact de la variabilité de l'épaisseur optique sur les TB au sommet de l'atmosphère. Tous les autres paramètres (profil atmosphérique, altitude, épaisseur géométrique, température de surface) sont constants. La figure 3.5 présente l'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance (ΔBT_{1km}) pour la bande $12.05 \mu m$ en fonction de l'épaisseur optique τ_{1km} , de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ calculé à partir de 100 pixels de $100 m \times 100 m$ et du paramètre d'hétérogénéité $\rho_{\tau_{1km}}$ à l'échelle de $1 km \times 1 km$. Ces deux paramètres ne doivent pas être confondus avec τ_c et ρ_{τ_c} dont les valeurs correspondent à l'ensemble du champ nuageux. On observe que la différence ΔBT_{1km} est mieux corrélée avec $\sigma_{\tau_{1km}}$ ($R=0.95$) qu'avec τ_{1km} ($R=0.78$) ou $\rho_{\tau_{1km}}$ ($R=0.58$). En effet, plus $\sigma_{\tau_{1km}}$ est important, plus l'effet du moyennage sera important; celui-ci entraînant à son tour une augmentation de ΔBT_{1km} . Comme τ_{1km} et $\sigma_{\tau_{1km}}$ ne sont pas totalement corrélées, la corrélation entre ΔBT_{1km} et τ_{1km} est plus faible que celle entre ΔBT_{1km} et $\rho_{\tau_{1km}}$. Le paramètre $\sigma_{\tau_{1km}}$ apparait donc comme étant le plus pertinent pour mettre en évidence l'effet des hétérogénéités. Il sera toujours utilisé par la suite pour représenter l'hétérogénéité du champ nuageux. De plus, toutes les figures de ce chapitre sont présentées pour une observation au nadir, exceptée la figure concernant l'influence de la géométrie d'observation.

Les différences ΔBT_{1km} sont présentées sur la figure 3.6 en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5 présentés dans la Table 2.2 et pour les trois canaux IIR. La première remarque concernant cette figure est que le coefficient de corrélation R est supérieure à 0.80 pour tous les cirrus, excepté le cirrus 1. Pour ce cirrus, la faible épaisseur optique ($\tau_c = 0.45$) associée à la forte diffusion dans la bande

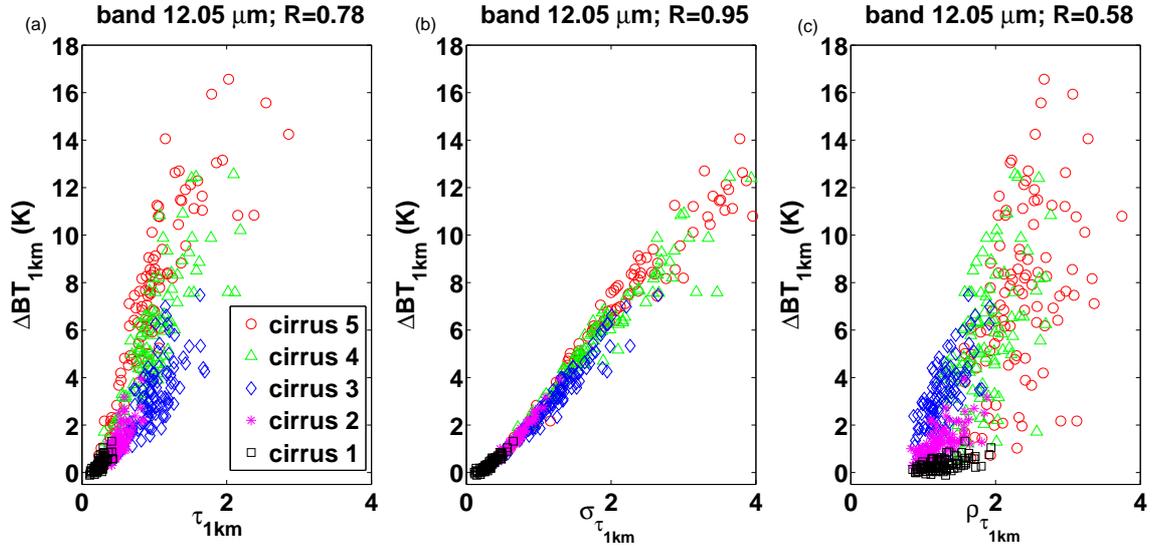


FIGURE 3.5 – Différences de températures de brillance ΔBT_{1km} en fonction de l'épaisseur optique τ_{1km} , de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ et du paramètre d'hétérogénéité $\rho_{\tau_{1km}}$ pour différents cirrus présentés Table 2.2 et pour la bande $12.05 \mu m$. R représente le coefficient de corrélation moyen calculé à partir des cinq cirrus. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

à $8.65 \mu m$ entraîne un lissage des hétérogénéités dû au transport horizontal des photons. On constate que, bien que les 100 pixels de $1 km \times 1 km$ aient tous une distribution de l'épaisseur optique sous-pixel différente, les ΔBT_{1km} des cinq cirrus suivent la même relation linéaire en fonction de σ_{τ} (excepté pour le cirrus 1). La distribution sous-pixel de l'épaisseur optique n'est donc pas significative et ΔBT_{1km} dépend alors au premier ordre seulement de l'hétérogénéité sous-pixel de l'épaisseur optique. Notons que des résultats similaires avaient été obtenus dans le visible (Szczap et al. [2000], Cornet et al. [2004]) où les effets de l'hétérogénéité dépendent au premier ordre de τ_{1km} et $\sigma_{\tau_{1km}}$. De plus, on remarque que les valeurs des ΔBT_{1km} changent entre les trois bandes car les propriétés optiques des cirrus y sont différentes.

Il est aussi intéressant d'étudier l'impact des hétérogénéités en fonction de différentes tailles effectives de cristaux. La figure 3.7 présente ΔBT_{1km} en fonction de σ_{τ} pour trois tailles effectives de cristaux : $D_{eff} = 9.95 \mu m$, $20.09 \mu m$, $40.58 \mu m$. Nous avons utilisé des cristaux de type agrégats provenant du modèle de Yang et al. [2001, 2005] (voir

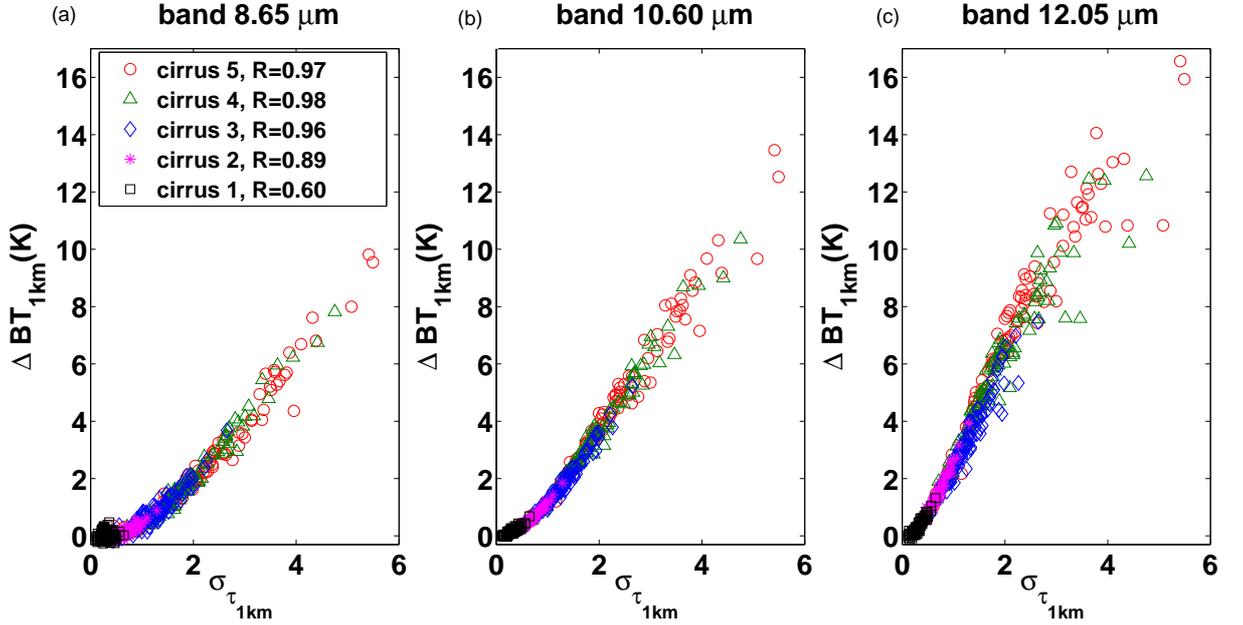


FIGURE 3.6 – Différences de températures de brillance ΔBT_{1km} en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5 présentés dans la Table 2.2. R représente le coefficient de corrélation moyen sur les trois bandes. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

Table 2.1). Cette figure montre que ΔBT_{1km} décroît avec l'augmentation de D_{eff} pour les trois canaux infrarouges avec des différences entre les D_{eff} moins marquées pour la bande à $8.65 \mu m$. Pour les bandes à $10.60 \mu m$ (b) et à $12.05 \mu m$ (c), l'albédo de diffusion simple ϖ_0 et le facteur d'asymétrie g augmentent avec D_{eff} entraînant respectivement une diminution de l'absorption et une augmentation de l'énergie dans la pointe avant de diffusion dans chaque pixel de $1 km \times 1 km$. De ce fait, les photons émis depuis la surface traversent plus facilement le nuage impliquant une diminution du contraste entre les épaisseurs optiques faibles et fortes. Les hétérogénéités sont donc moins contrastées. Concernant la bande à $8.65 \mu m$, la décroissance de ϖ_0 avec D_{eff} entraîne une augmentation de l'absorption et donc du biais PPA. Cependant, le facteur d'asymétrie g augmente avec D_{eff} ce qui tend à décroître le biais PPA par la diminution du contraste entre les épaisseurs optiques. La décroissance de ϖ_0 et l'augmentation de g entraînent donc

des effets opposés. Entre $D_{eff} = 9.95 \mu m$ et $D_{eff} = 20.09 \mu m$, l'augmentation de g domine et, comme expliqué précédemment, ΔBT_{1km} décroît. Entre $D_{eff} = 20.09 \mu m$ et $D_{eff} = 40.58 \mu m$, g augmente légèrement et ϖ_0 diminue. La compétition entre ces deux effets implique alors peu de changement de la valeur de ΔBT_{1km} .

En résumé, l'effet des hétérogénéités sur les TB dépend de la taille effective des cristaux lorsqu'une taille unique est supposée dans le cirrus. En effet, dans cette situation, les propriétés optiques peuvent être très différentes d'un cristal à l'autre et donc conduire à des effets des hétérogénéités différents. Par exemple, la valeur moyenne de ΔBT_{1km} pour le cirrus 3 est de 3.12 K (pour la bande à $12.05 \mu m$), tandis que pour le cirrus 7 la valeur moyenne est de 0.99 K. Cependant, supposer une taille et une forme de cristal unique n'est pas réaliste. Cela nous permet simplement d'estimer l'influence de la taille effective des cristaux sur les températures de brillance TOA. En réalité, il y a une grande variété de tailles et formes de cristaux dans un cirrus et donc une paramétrisation plus complexe des propriétés optiques est nécessaire afin d'étudier l'impact de leur variabilité sur les températures de brillance TOA. Pour cela, nous avons utilisé la paramétrisation des propriétés optiques développée par Baran et al. [2009, 2011a,b] (voir section suivante).

3.3.2 Effets dus à la variabilité des propriétés optiques et microphysiques

Afin d'étudier l'influence de la variabilité des propriétés optiques et microphysiques sur l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les TB, nous avons utilisé la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b]. En effet, contrairement au modèle de cristaux de Yang et al. [2001, 2005] ne permettant pas de générer une distribution tridimensionnelle réaliste en taille et en forme de cristaux, ce modèle permet de simuler un champ hétérogène réaliste de propriétés optiques en exploitant la relation liant le contenu en glace et la température aux propriétés optiques des cristaux (voir section 2.4). Cette paramétrisation

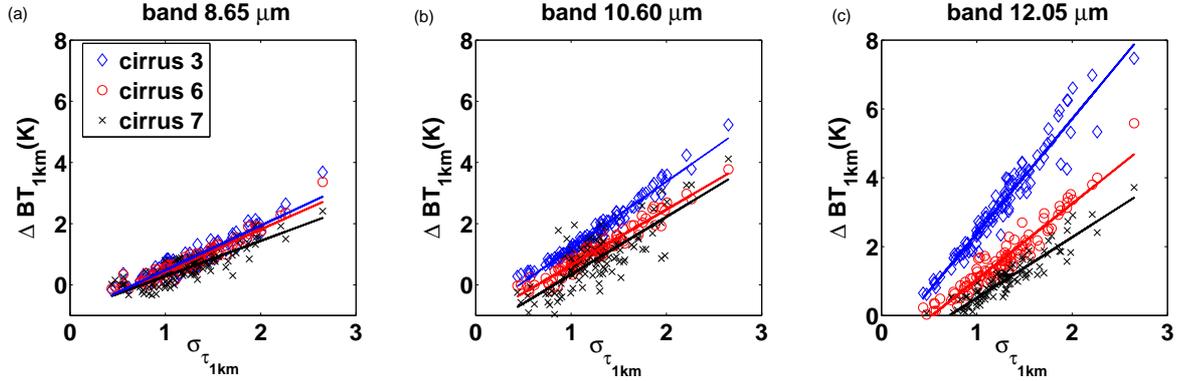


FIGURE 3.7 – Différences de températures de brillance ΔBT_{1km} en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour trois champs nuageux identiques mais avec des cristaux de glace de diamètres effectifs différents : cirrus 3 ($D_{eff} = 9.95 \mu m$), cirrus 6 ($D_{eff} = 20.09 \mu m$) et cirrus 7 ($D_{eff} = 40.58 \mu m$). Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

a été utilisée dans le cas des cirrus CII-1 et CII-2 ayant une distribution du contenu en glace réaliste obtenue à partir des observations de la campagne CIRCLE-2. Pour rappel, ce champ nuageux est présenté au chapitre 1 (figure 1.14), les propriétés macrophysiques dans la Table 2.2 et la distribution verticale des propriétés optiques sur la figure 2.5.

Tout d'abord, nous avons testé l'impact de l'hétérogénéité verticale des propriétés optiques σ_e , ϖ_0 et g (figure 3.9). Nous avons comparé, dans le cas du cirrus CII-2 à l'échelle de $1 km \times 1 km$, les températures de brillance 1D simulées dans le cas de colonnes verticalement hétérogènes ($BT1Dhe_{1km}$) avec les températures de brillance 1D simulées dans le cas de colonnes nuageuses homogènes obtenues après moyennage vertical de l'IWC ($BT1D_{1km}$). Cette dernière valeur est identique à celle utilisée pour la différence ΔBT_{1km} . On constate que les différences entre les $BT1Dhe_{1km}$ et les $BT1D_{1km}$ sont en moyenne inférieures à 1 K, en valeur absolue, pour la bande à $8.65 \mu m$ et à 0.5 K pour les bandes à $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$. Cependant, contrairement aux ΔBT_{1km} , cette différence est négative, ce qui signifie que les $BT1D_{1km}$ avec des propriétés optiques verticalement homogènes sont supérieures aux $BT1Dhe_{1km}$ provenant du cas verticalement

hétérogène. Afin d'expliquer cette constatation, nous avons représenté sur la figure 3.8, les profils verticaux des propriétés optiques dans le cas verticalement hétérogène auquel nous avons superposé les propriétés optiques moyennes calculées avec la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b] après moyennage verticale de l'IWC et de la température. Ceci nous a permis d'obtenir des coefficients optiques identiques verticalement homogènes auxquels nous avons associé le profil initial de température variant, quant à elle, couche par couche. La relation entre le couple ($IWC; T_c$) et les propriétés optiques n'est pas linéaire. On observe donc que les valeurs des propriétés optiques du cas verticalement homogène sont différentes de la moyenne verticale des propriétés optiques. En effet, l'albédo de diffusion simple ϖ_0 du cas homogène est inférieure à la moyenne verticale du cas hétérogène pour la bande à $8.65 \mu m$ il est supérieur pour les bandes à $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$. Les facteurs d'asymétrie g du cas homogène dans les trois bandes sont supérieurs à la moyenne du cas hétérogène. De ce fait, les photons provenant de la surface traversent plus facilement le nuage dans le cas homogène et les températures de brillance au sommet de l'atmosphère sont par conséquent plus élevées, comme le montre la figure 3.9.

La figure 3.10 présente ΔBT_{1km} en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ dans les trois canaux IIR pour les cirrus CII-1 et CII-2 avec des propriétés optiques horizontalement et verticalement hétérogènes obtenues avec la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b] et le cirrus CII-3 avec des propriétés optiques uniformes du modèle de Yang et al. [2001, 2005]. Ce dernier cirrus a été généré dans le but de comparer les deux modèles de propriétés optiques et d'autres part de mettre en évidence l'influence de l'extension verticale du cirrus (voir section 3.3.3). Le coefficient de corrélation moyen R , moyenné sur les trois canaux, entre ΔBT_{1km} et $\sigma_{\tau_{1km}}$ est supérieur à 0.80. Notons que, par souci de clarté, nous avons moyenné la valeur de R des trois bandes car d'une part, les valeurs sont sensiblement égales et d'autre part pour avoir un coefficient de corrélation moyen indépendant de la

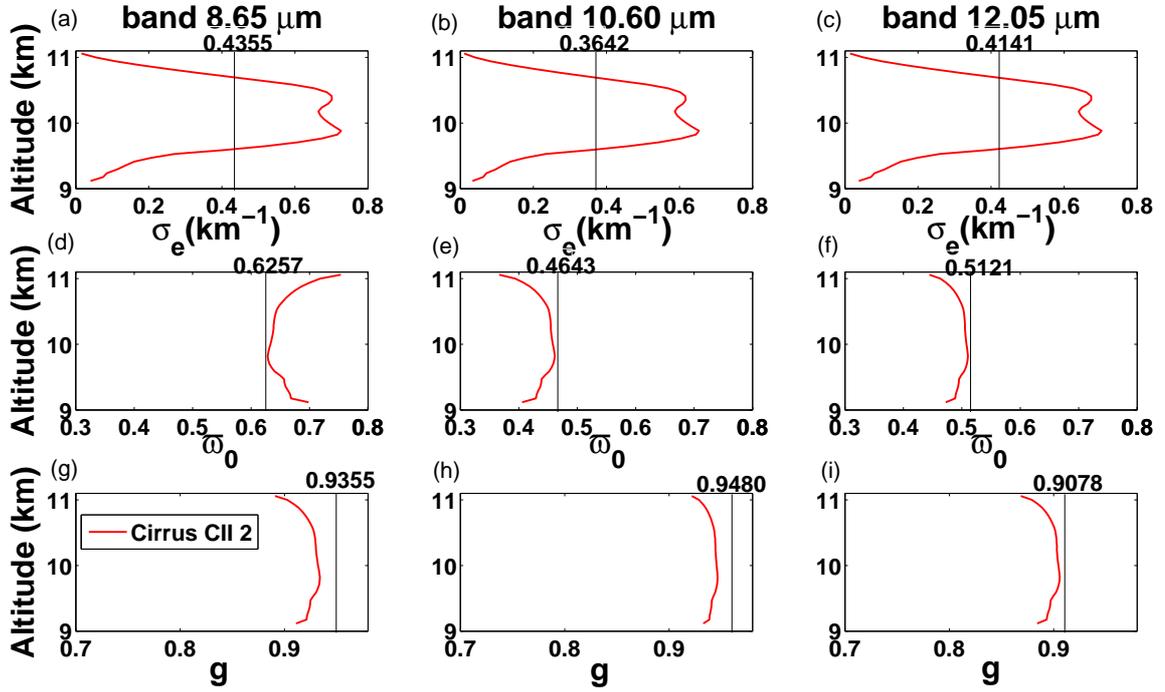


FIGURE 3.8 – (a), (b) et (c) : variation verticale du coefficient d’extinction moyen σ_e ; (d), (e) et (f) : variation verticale de l’albédo de diffusion simple moyen ω_0 ; (g), (h) et (i) : variation verticale du facteur d’assymétrie g pour les trois canaux $8.65 \mu\text{m}$, $10.60 \mu\text{m}$ et $12.05 \mu\text{m}$ et pour le cirrus CII-2. Les lignes noires verticales correspondent à la valeur moyenne des différentes propriétés optiques obtenues après moyennage vertical de l’IWC.

bande. La plus faible valeur de R (0.88) concerne le cirrus CII-1. Cette faible valeur est particulièrement due à la bande à $8.65 \mu\text{m}$ où le biais PPA est proche de zéro puisque les valeurs de $\sigma_{\tau_{1km}}$ sont assez faibles pour ce cirrus et que les effets de diffusion sont plus importants dans cette bande, entraînant un lissage de l’hétérogénéité du champ radiatif et donc une décorrélation de la relation.

Le champ nuageux du cirrus CII-1 a été simulé à partir des observations du cirrus de la campagne CIRCLE-2 et on constate que l’effet des hétérogénéités sur les TB est, en moyenne, plus faible que la précision instrumentale absolue de 1 K de IIR. Les biais IPA et PPA pour ce cirrus ont donc un faible impact sur les températures de brillance TOA.

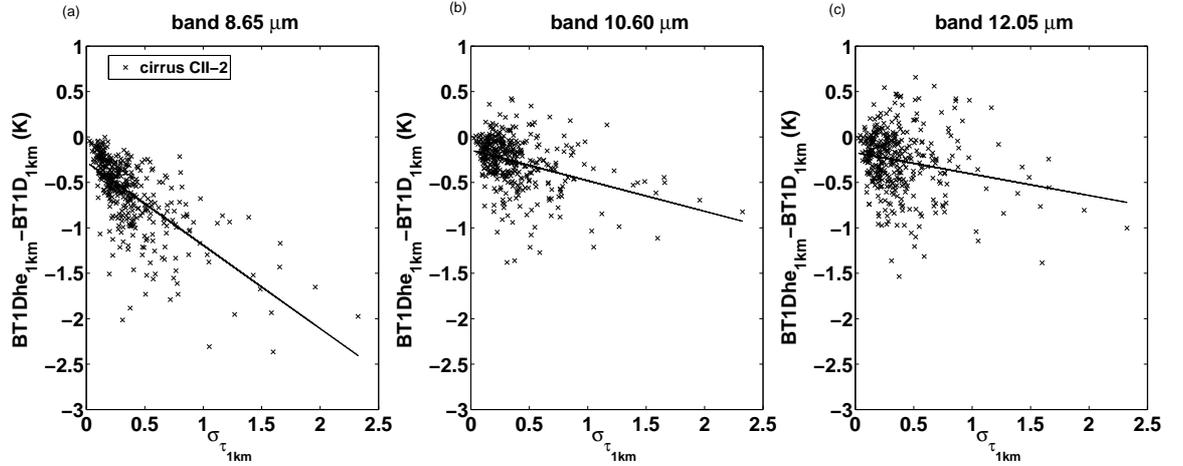


FIGURE 3.9 – Différences entre les températures de brillance obtenues pour un transfert radiatif 1D avec des propriétés optiques verticalement hétérogènes ($BT1Dhe_{1km}$) et verticalement homogènes ($BT1D_{1km}$) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour le cirrus CII-2 et pour les trois bandes $8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$, $12.05 \mu m$. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

Concernant le cirrus CII-3 ayant des propriétés optiques constantes, ΔBT_{1km} est plus faible que pour les autres cirrus dans la bande à $8.65 \mu m$, mais cette différence s'amoindrit pour la bande à $10.60 \mu m$ puis devient même positive pour la bande à $12.05 \mu m$. En effet, le cirrus CII-3 contient seulement des agrégats avec un diamètre effectif de $D_{eff} = 9.95 \mu m$ alors que les cirrus CII-1 et CII-2 contiennent des cristaux de toutes tailles. Or, comme les petites particules ont un albédo de diffusion simple ϖ_0 qui est maximal pour la bande à $8.65 \mu m$, les petites particules du cirrus CII-3 sont peu absorbantes et impliquent alors un biais PPA plus faible. Par contre, le biais PPA est plus important pour la bande à $12.05 \mu m$ car les petites particules sont hautement absorbantes dans cette bande. Enfin, on constate que le modèle utilisé pour paramétrer les propriétés optiques n'a qu'une faible influence sur l'effet des hétérogénéités sur les TB (en moyenne inférieur à 1 K) lorsque l'on compare les ΔBT_{1km} des cirrus CII-1 et CII-2 à celles du cirrus CII-3.

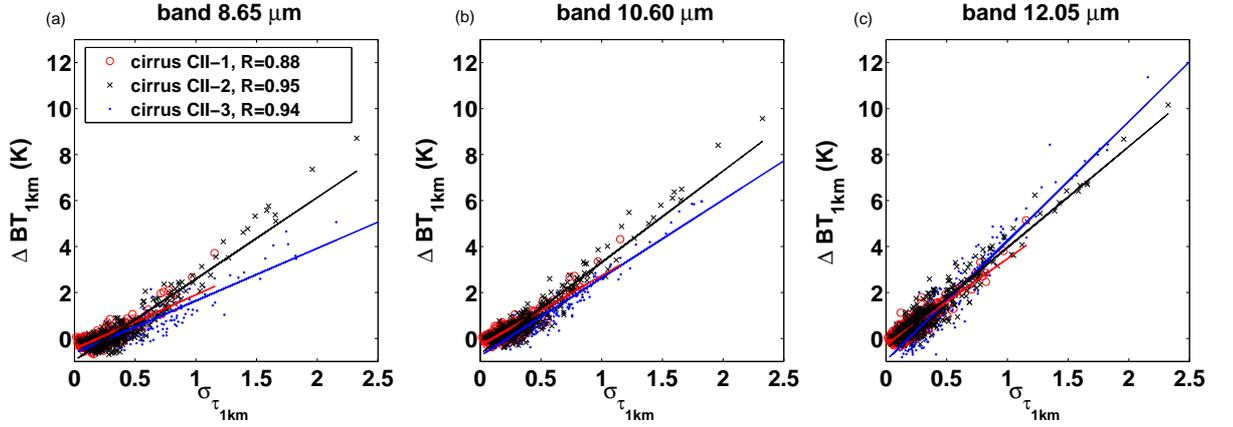


FIGURE 3.10 – Différences de températures de brillance ΔBT_{1km} en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3 et pour les bandes $8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$, $12.05 \mu m$. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

3.3.3 Influence de l'altitude et de l'épaisseur géométrique du cirrus.

Dans les sections précédentes, les différents cirrus ont été comparés pour une altitude du sommet et une épaisseur géométrique identique. Or, dans la troposphère, la température décroît avec l'altitude. Un cirrus à une altitude plus haute émet donc à une température plus faible qu'un cirrus avec les mêmes propriétés optiques mais à une altitude plus basse. Afin d'analyser l'influence du changement d'altitude et d'épaisseur géométrique, la figure 3.11 présente ΔBT_{1km} en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ dans le cas de deux cirrus ayant la même épaisseur géométrique mais avec une altitude de sommet de 7.97 km pour le cirrus 2, et 11.06 km pour le cirrus 8 et dans le cas de deux cirrus avec une altitude de sommet identique de 11.06 km mais une épaisseur géométrique de 0.37 km pour le cirrus 2 et 2 km pour le cirrus CII-3. Notons que ces trois cirrus ont des propriétés optiques identiques avec un diamètre effectif constant $D_{eff} = 9.95 \mu m$ et une épaisseur optique moyenne $\tau_c = 0.90$. On remarque que ΔBT_{1km} est plus importante pour le cirrus 8 (le plus haut) que pour le cirrus 2 avec la même épaisseur géométrique. En effet, comme l'altitude du cirrus est plus haute, le contraste de TB entre le sommet du cirrus et l'atmosphère en ciel clair est plus importante et donc le biais PPA est plus conséquent.

Afin d'étudier l'influence de l'extension verticale du cirrus, nous avons comparé l'effet des hétérogénéités nuageuses sur les TB du cirrus 8 et du cirrus CII-3. Notons que, comme nous l'avons vu précédemment, la distribution sous-pixel de l'épaisseur optique entre les deux cirrus a peu d'influence sur ΔBT_{1km} . La figure 3.11 montre une faible différence pour les bandes à $8.65 \mu m$ et à $10.60 \mu m$. Cependant, pour la bande à $12.65 \mu m$, où l'absorption est la plus forte, le cirrus CII-3, plus épais, montre une ΔBT_{1km} significativement moins importante que celle du cirrus 8. En effet, la base du cirrus CII-3 est à une plus faible altitude et elle émet donc à une température plus proche de celle de la surface que pour le cirrus 8. La température moyenne du cirrus CII-3 est donc moins contrastée par rapport à celle de la surface entraînant un biais PPA plus faible que pour le cirrus 8 avec la base du cirrus plus haute. Pour conclure, pour deux cirrus avec une altitude du sommet identique, l'influence de l'extension verticale sur l'effet des hétérogénéités est, en moyenne, seulement de quelques dixièmes de Kelvin. Cependant, l'effet du changement d'altitude sur l'impact des hétérogénéités sur les TB au sommet de l'atmosphère est plus important. En effet, à $12.05 \mu m$ et pour $\sigma_{\tau_{1km}} = 1$ la différence de ΔBT_{1km} entre le cirrus 2 et 8 est de environ 2 K et cette différence augmente avec $\sigma_{\tau_{1km}}$.

3.3.4 Influence de la géométrie d'observation.

Les résultats précédents ont été présentés pour une observation au nadir, comme c'est le cas pour IIR/CALIPSO. Dans cette section, nous allons étudier l'effet des hétérogénéités pour d'autres directions d'observations. Dans le cadre d'un transfert radiatif 3D pour un angle d'observation différent du nadir, les photons peuvent traverser différentes colonnes hétérogènes, alors que l'inversion s'opère verticalement colonne par colonne. Várnai and Davies [1999] expliquent ce phénomène pour le rayonnement solaire et intro-

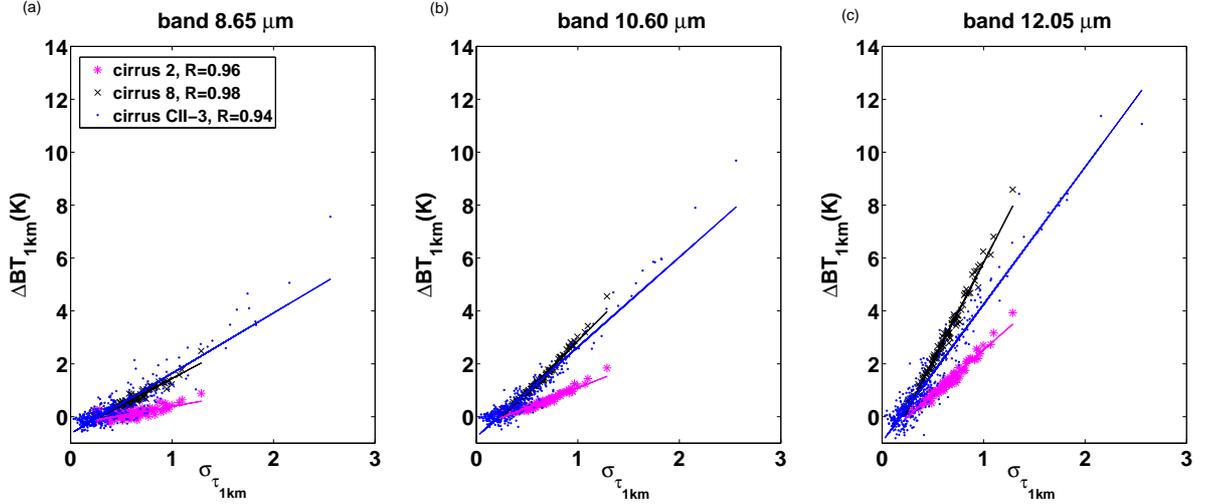


FIGURE 3.11 – Différences de températures de brillance ΔBT_{1km} en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 2, 8 et CII-3 et pour les bandes 8.65 μm , 10.60 μm , 12.05 μm . L'altitude du sommet du cirrus 2, 8 et CII-3 sont respectivement de 7.97 km, 11.06 km et 11.06 km tandis que l'altitude de la base sont respectivement de 7.60 km, 10.69 km, et 9.06 km. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

duisent la "Tilted Independent Approximation" (TIPA) pour corriger ce biais. La figure 3.12 montre ΔBT_{1km} moyennée sur tous les pixels des champs nuageux ($\overline{\Delta BT_{1km}}$) en fonction de l'angle de vue zénithal Θ_v , pour les cirrus 1 à 5 et pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3. Dans la plupart des cas, la moyenne $\overline{\Delta BT_{1km}}$ augmente avec Θ_v . Pour les cirrus 1 à 5, cette valeur est environ deux fois plus importante pour $\Theta_v = 60^\circ$ que pour $\Theta_v = 0^\circ$. Pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3, elle atteint approximativement 10 fois la valeur à $\Theta_v = 0^\circ$ car leur variabilité verticale est plus importante. On remarque, dans le cas de la bande à 12.05 μm pour les cirrus 3, 4 et 5, que $\overline{\Delta BT_{1km}}$ ne change que très peu en fonction de Θ_v . Cela est certainement dû à un effet de saturation. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1, le biais PPA disparaît pour les pixels avec une épaisseur optique supérieure à environ 6, à condition que la valeur de $\sigma_{\tau_{1km}}$ ne soit pas trop importante. En effet, une épaisseur optique moyenne de 6 mais avec $\sigma_{\tau_{1km}} = 5$ implique aussi des faibles valeurs d'épaisseurs optiques et donc à un biais PPA potentiellement important. Lorsque

le biais PPA devient proche de zéro, seul le sommet du cirrus contribue et la surface n'est plus visible. Or, ces trois cirrus ont une épaisseur optique moyenne élevée ($\tau_c = 1.8$), avec localement des épaisseurs optiques supérieures à 6. Dans ces conditions, $\overline{\Delta BT}_{1km}$ évolue peu avec Θ_v pour les cirrus 3 à 5. Concernant l'angle de vue azimutal Φ_v , nous n'avons pas observé de réelle tendance, excepté les différences dues au fait que la ligne de visée traverse des colonnes différentes en fonction de Φ_v . Il est important de noter que pour $\Theta_v \neq 0^\circ$, $\overline{\Delta BT}_{1km}$ n'est plus vraiment corrélé avec $\sigma_{\tau_{1km}}$ car celui-ci est calculé à partir de l'intégration verticale de la colonne et ne permet donc pas de représenter l'hétérogénéité perçue pour un angle de vue oblique.

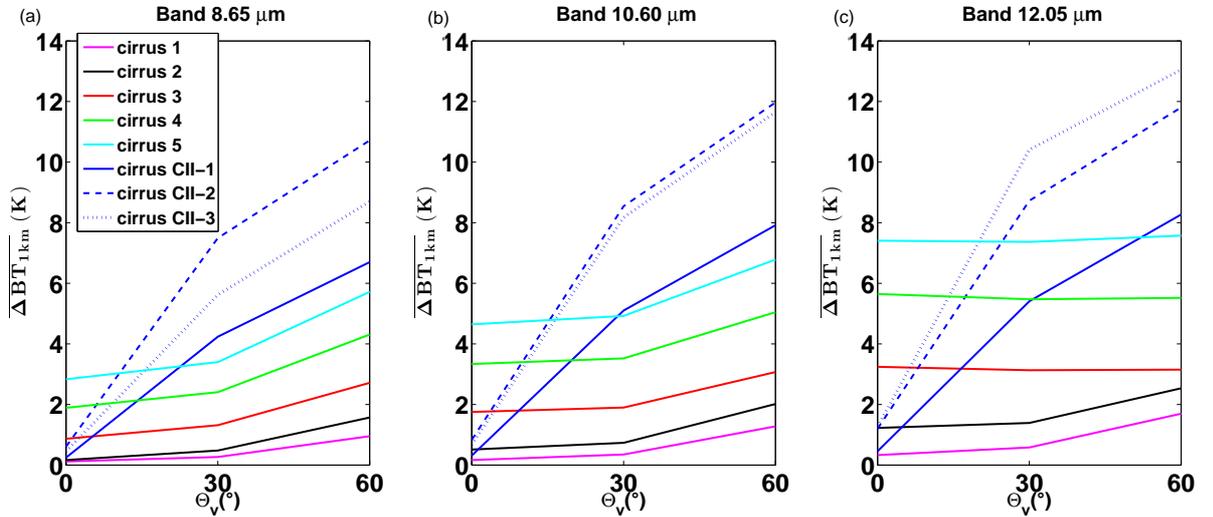


FIGURE 3.12 – Différences moyennes de températures de brillance $\overline{\Delta BT}_{1km}$ en fonction de l'angle de vue zénithal Θ_v ($^\circ$) pour les cirrus 1 à 5 et pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3 dans les bandes à 8.65 μm , 10.60 μm , 12.05 μm . Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

3.4 Influence de l'échelle d'observation sur l'effet des hétérogénéités

Dans les sections précédentes, nous avons présenté l'effet des hétérogénéités nuageuses des cirrus à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ sur les températures de brillance TOA. Dans cette section, nous allons déterminer si ces effets augmentent avec l'échelle ou non. Pour cela, nous avons tracé la figure 3.13 représentant la différence de températures de brillance moyenne $\overline{\Delta BT}$ à $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$, $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ (uniquement pour le cirrus 5), $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ et $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ ainsi qu'à $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3. Pour les $BT3D_{2.5km}$, $BT3D_{5km}$, $BT3D_{10km}$ et $BT3D_{20km}$, les TB sont simulées à l'aide d'un transfert radiatif 3D avec une résolution spatiale de $100 \text{ m} \times 100 \text{ m}$, puis elles sont moyennées aux résolutions spatiales respectives de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$, $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$, $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ et $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$, tandis que les $BT1D_{5km}$, $BT1D_{10km}$ et $BT1D_{20km}$ sont directement simulées en 1D aux différentes échelles spatiales et avec les colonnes nuageuses homogènes et indépendantes. Pour des raisons de temps de calcul, l'erreur sur les TB à l'échelle de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ a uniquement été étudié pour le cirrus 5, présentant les effets maximums. En effet, la différence entre $\overline{\Delta BT}$ à 1 km et 10 km est maximale pour le cirrus 5 avec une valeur d'environ 1.5 K à $12.05 \mu\text{m}$. On constate également que, $\overline{\Delta BT}$ augmente rapidement entre 1 km , 2.5 km et 5 km . Cette augmentation est d'autant plus importante que l'épaisseur optique moyenne ou le paramètre d'hétérogénéité moyen du cirrus sont grands. Ensuite, entre 5 km , 10 km et 20 km , l'augmentation est significativement moins marquée. On constate donc que logiquement l'effet des hétérogénéités (dominé à ces échelles par le biais PPA) augmente avec l'échelle.

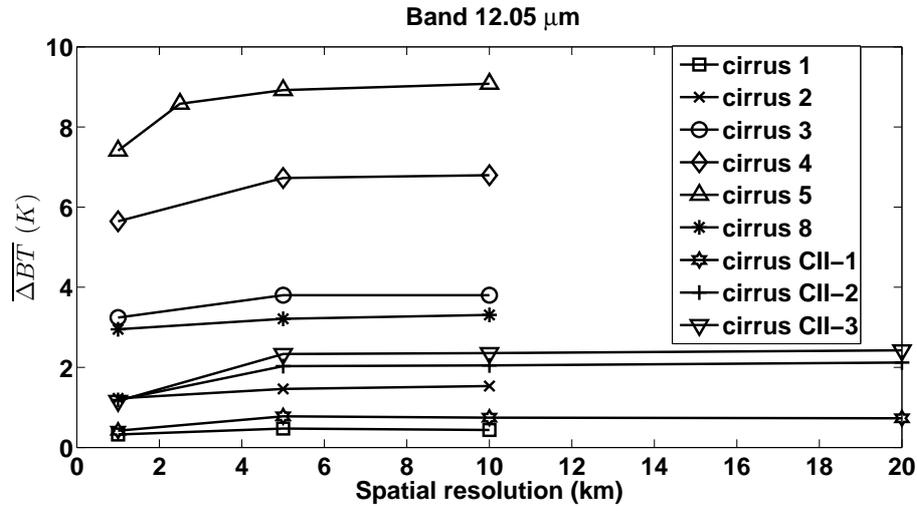


FIGURE 3.13 – Différences de températures de brillance $\overline{\Delta BT}$ à $12.05 \mu\text{m}$ à différentes échelles spatiales.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude sur l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance (ΔBT_{1km}) au sommet de l'atmosphère dans les conditions d'observation de IIR. Il est important de quantifier cet effet car celui-ci peut directement affecter la pertinence des produits nuageux inversés à partir des TB ou des luminances. En effet, comme nous l'avons vu, les algorithmes d'inversion satellitaires supposent le pixel d'observation homogène et indépendant des autres. Nous avons observé que le champ de TB simulé avec cette hypothèse peut être bien différent de celui simulé avec un transfert radiatif 3D à plus hautes résolutions. L'effet le plus important à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ est le biais plan parallèle (PPA) et les ΔBT_{1km} sont au premier ordre, uniquement dépendantes de l'écart-type de l'épaisseur optique sous-pixel et du contraste de températures de brillance entre le sommet du cirrus et l'atmosphère en ciel clair. En outre, le biais PPA dépend des propriétés d'absorption et donc de la bande spectrale d'observation avec un effet plus important pour les bandes à $10.60 \mu\text{m}$ et $12.05 \mu\text{m}$.

Afin d'illustrer les différents résultats de ce chapitre, nous avons représenté la figure 3.14 montrant les ΔBT_{1km} simulées au nadir en fonction de l'épaisseur optique à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ (τ_{1km}) pour l'ensemble des cirrus présentés à la Table 2.2. Cela constitue 2000 pixels par bande. Nous avons choisi de représenter ce graphique en fonction de τ_{1km} car cette quantité est plus aisément appréciable et utilisée et elle sert de référence pour classer les cirrus sous-visibles, fins, épais, etc. Pour les cirrus simulés, le contraste de température de brillance entre le sommet du nuage et l'atmosphère en ciel clair est compris dans l'intervalle de $[-67 \text{ K}; -46 \text{ K}]$. Dans cet intervalle, l'effet des hétérogénéités devient alors significatif (ΔBT_{1km} supérieure à la précision instrumentale absolue de IIR de 1 K) aux alentours de $\tau_{1km} \sim 0.4$ à $12.05 \mu m$. Cette valeur est équivalente à $\tau_{1km} \sim 0.3$ dans le visible à 532 nm qui correspond à la limite basse des cirrus optiquement épais définie par Sassen and Cho [1992]. En terme de $\sigma_{\tau_{1km}}$, l'effet des hétérogénéités devient supérieur à 1 K pour $\sigma_{\tau_{1km}} \sim 1$ (Figure non présentée).

Nous avons également représenté dans la table 3.1 un résumé des erreurs sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère dues aux hétérogénéités, pour une vue au nadir, en fonction des différents paramètres nuageux évoqués dans ce chapitre. Cette table met bien en évidence les biais significatifs sur les températures de brillance dus aux hétérogénéités, en particulier pour les petits cristaux et les altitudes les plus élevées.

De plus, nous avons aussi montré que l'impact des hétérogénéités augmente fortement avec l'angle de vue zénithal, excepté pour de fortes épaisseurs optiques pour lesquels un effet de saturation apparaît pour la bande à $12.05 \mu m$ à cause de la trop forte absorption. Enfin, nous avons comparé les effets des hétérogénéités sur les températures de brillance entre les échelles de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ et $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ et avons constaté qu'ils augmentaient avec la diminution de la résolution spatiale.

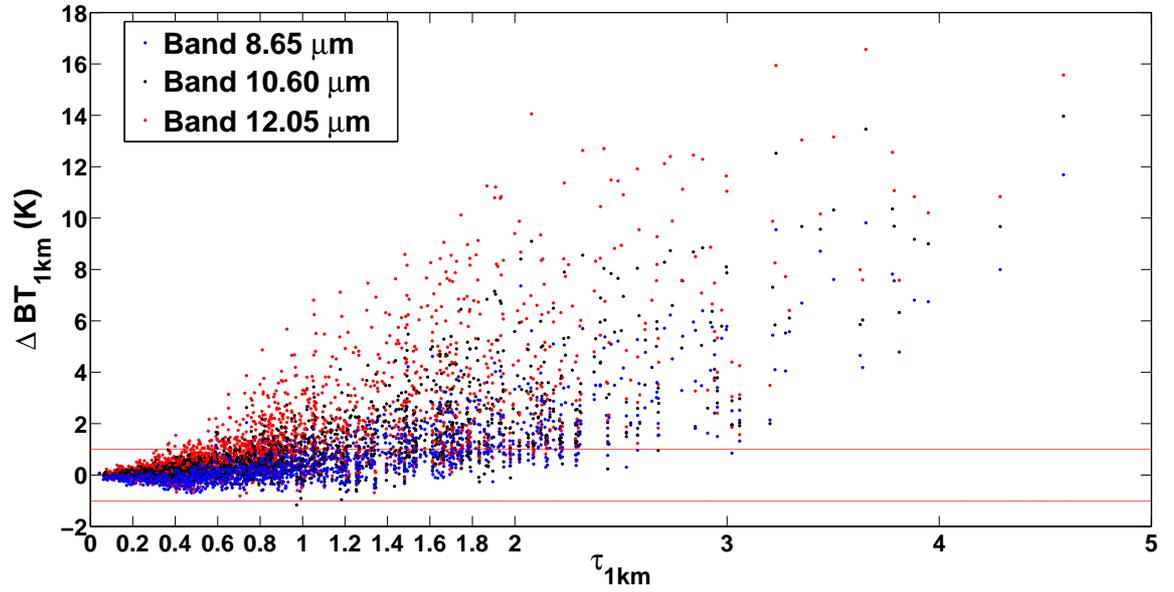


FIGURE 3.14 – Différences de température de brillance ΔBT_{1km} entre $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ en fonction de l'épaisseur optique à 1 km (τ_{1km}) pour les trois canaux IIR et pour 2000 pixels nuageux par bande spectrale. Les deux lignes rouges correspondent à la précision instrumentale absolue de IIR de ± 1 K. Fauchez et al. [2014 : accepted to ACP]

TABLE 3.1 – Erreur moyenne dû aux hétérogénéités sur les températures de brillance au sommet de l’atmosphère pour deux valeurs de $\sigma_{\tau_{1km}}$ et en fonction de différents paramètres : la bande spectrale, le diamètre effectif des cristaux D_{eff} , l’effet de l’altitude du sommet et l’épaisseur géométrique du cirrus, comparés à l’erreur due à la non prise en compte e l’hétérogénéité vertical des propriétés optiques (Hétéro. vert. Prop. Opt.), avec 1Dhe correspondant au transfert radiatif 1D avec colonnes verticalement hétérogènes 1D avec colonnes verticalement homogènes, ainsi qu’à l’incertitude de IIR.

$\sigma_{\tau_{1km}}$	Erreurs moyennes $\Delta BT(K)$ dues aux hétérogénéités en fonction de :						Hétéro. vert. prop. opt. (1Dhe - 1D)	Incertitude de IIR (K)
	Bande	Diamètre effectif			Effet de Altitude du sommet (11.06km - 7.97km)	Effet de Epaisseur géométrique (2km - 0.4km)		
		D_{eff} 48.70 μm	20.09 μm	9.95 μm				
1	8.65 μm	0.3	0.4	0.8	0.8	0.3	-1.2	~ 1
	10.60 μm	0.4	0.7	1	1.8	-0.3	-0.5	~ 1
	12.05 μm	0.5	0.9	2.5	3.7	-1.8	-0.4	~ 1
2	8.65 μm	1.3	1.8	2.1	2.5	0.6	-2.1	~ 1
	10.60 μm	2.1	2.4	3.5	4.0	-0.6	-0.8	~ 1
	12.05 μm	2.3	3.0	6.3	7.4	-3.7	-0.6	~ 1

Chapitre 4

Effets de l'hétérogénéité des cirrus sur l'inversion des paramètres nuageux dans l'infrarouge thermique

4.1 Introduction

Des méthodes ont été développées afin de restituer les propriétés optiques des cirrus à partir de mesures radiométriques. On peut citer la méthode de la "Split Window Technique", SWT (Inoue [1985]; Parol et al. [1991]; Radel et al. [2003]; Dubuisson et al. [2008]) sur laquelle s'appuie la méthode d'inversion de IIR (Garnier et al. [2012, 2013 in press]) et la méthode Nakajima and King, NK (Nakajima and King [1990]). La SWT utilise des mesures dans la fenêtre atmosphérique infrarouge ($8 \mu m - 13 \mu m$) afin d'estimer le diamètre effectif des cristaux de glace et l'épaisseur optique du pixel étudié. Néanmoins, la SWT présente l'inconvénient de manquer de sensibilité aux grandes particules et aux grandes épaisseurs optiques. Elle permet seulement la restitution des particules dont le diamètre effectif est approximativement en dessous de $40 \mu m$ et dont les épaisseurs op-

tiques à $12 \mu m$ sont comprises entre 0.5 et 3 (Dubuisson et al. [2008]; Sourdeval [2012]). Dubuisson et al. [2008] ont aussi montré que, d'une part, le bruit de mesure et d'autre part l'erreur due à la méthode d'inversion limitaient la précision sur la restitution du diamètre effectif des cristaux de glace à 10 % – 25 % et à 10 % sur la restitution de l'épaisseur optique.

Pour des cirrus plus épais et des cristaux plus grands, la méthode NK (Nakajima and King [1990]) peut être utilisée en combinant des canaux visibles et proches infrarouges. Cette méthode est en effet complémentaire à la SWT car elle permet de restituer l'épaisseur optique et le diamètre effectif des cristaux pour des nuages épais (d'épaisseur optique supérieure à 4), là où la SWT ne le permet plus. Cooper et al. [2007] ont combiné ces deux méthodes pour les mesures MODIS afin de pouvoir à la fois traiter des cirrus fins (via la SWT) et des cirrus épais (via la NK). Les mesures de réflectances polarisées mesurées par POLDER/PARASOL peuvent aussi être utilisées pour restituer les produits nuageux. Par exemple, le rayon des hydrométéores peut être évalué à partir de la signature directionnelle de la réflectance polarisée (Chepfer et al. [2001]) pour les cristaux de glace et Bréon and Goloub [1998] pour les gouttelettes d'eau liquide.

Toutes ces méthodes utilisent des interpolations dans des tables (LUT) pré-calculées. De nouvelles méthodes d'inversion, dites variationnelles, ont vu le jour récemment et se basent sur des méthodes d'estimation optimale. Celles-ci ont l'avantage de restituer un paramètre en combinant différentes mesures et en associant une erreur aux produits restitués. Par exemple Delanoé and Hogan [2008, 2010] appliquent cette méthode en combinant les données du LIDAR CALIOP, du radar CPR et du radiomètre MODIS afin de restituer la taille des cristaux et l'épaisseur optique. La combinaison de différents types de mesures permet d'améliorer la fiabilité accordée à la restitution du paramètre. Sourdeval et al. [2013] ont utilisé une méthode variationnelle à partir d'une synergie entre les produits du LIDAR CALIOP et de IIR afin de rendre compte de manière précise des incertitudes

associées aux restitutions.

Plusieurs radiomètres spatiaux exploitent les canaux infrarouges thermiques afin de pouvoir restituer des paramètres nuageux. On peut citer par exemple les travaux de Parol et al. [1991] pour AVHRR et les travaux de Cooper et al. [2007] et Wang et al. [2011] pour MODIS. De surcroît, la SWT est aussi appliquée à la restitution des propriétés optiques des aérosols comme le montre Mei et al. [2012] pour SEVIRI et des poussières volcaniques (Prata and Prata [2010]). Cependant, ces études n'ont pas permis la mise en place d'algorithmes opérationnels à partir de l'infrarouge thermique contrairement au cas de IIR.

Le modèle inverse utilisé pour restituer les paramètres nuageux est basé sur l'hypothèse d'un nuage homogène plan parallèle. Nous avons vu au chapitre précédent que les hétérogénéités induisaient des différences sur les températures de brillance. Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur l'inversion du diamètre effectif des cristaux de glace et de l'épaisseur optique dans l'infrarouge thermique. Dans une première partie, nous allons détailler la méthode SWT que nous avons utilisée dans cette thèse ainsi qu'une méthode proche de la méthode d'inversion de l'algorithme opérationnel IIR. Nous présenterons ensuite l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les produits nuageux restitués dans l'infrarouge thermique. Pour finir, nous comparerons ces résultats à l'erreur associée à une mauvaise estimation de la température de surface ou du profil de température atmosphérique.

4.2 Méthodes de restitution des paramètres nuageux à partir des mesures de IIR

4.2.1 La méthode "Split Window Technique"

Dans le chapitre 3, nous avons étudié l'impact des hétérogénéités des cirrus sur les Température de Brillance (TB) au sommet de l'atmosphère. Afin d'étudier l'impact des hétérogénéités sur les paramètres nuageux restitués, nous avons utilisé la méthode de la SWT qui permet de restituer les paramètres nuageux à partir des différences de températures de brillance entre les canaux infrarouge thermique. L'intérêt de cette méthode est présenté sur la figure 4.1. Les différences de températures de brillance (BTD) en fonction de la température de brillance du canal centré à $12.05 \mu m$ (BT_{12}) sont tracées pour différents diamètres effectifs et épaisseurs optiques et pour les trois couples de différences de températures de brillance BTD_{10-12} (a), BTD_{8-12} (b), BTD_{8-10} (c). Ces trois couples correspondent respectivement aux différences de canaux $10.60 \mu m - 12.05 \mu m$, $8.65 \mu m - 12.05 \mu m$ et $8.65 \mu m - 10.60 \mu m$. Notons que le choix de la bande à $12.05 \mu m$ en abscisse est ici arbitraire. On remarque que les différences de températures de brillance tracées en fonction de la température de brillance d'une des bandes prennent la forme d'arches. A chaque arche correspond une taille de cristaux unique et à chaque point de l'arche correspond une épaisseur optique. Les différentes arches se rejoignent en deux points correspondants aux pieds de l'arche : le pied froid (à gauche) associé à l'épaisseur optique du nuage la plus forte (nuage opaque) et le pied chaud (à droite) associé à l'épaisseur optique nulle (ciel clair). Lors de l'inversion, chaque pixel du champ nuageux dont on souhaite inverser les propriétés se positionne dans le diagramme à la coordonnée correspondant à sa BTD et BT et permet de retrouver D_{eff} et τ . Dans la pratique, une "Look Up Table" (LUT) est pré-calculée pour un nombre important de couples de diamètre effectif et d'épaisseur optique associé à un couple de (BTD, BT) .

La figure 4.1 illustre les limites de la méthode évoquées dans la partie d'introduction. En effet, on observe que l'amplitude des arches et leur séparation diminuent avec l'augmentation de la taille effective, ce qui a pour conséquence de limiter le diamètre effectif pouvant être restitué avec une précision satisfaisante. Ceci s'explique par la diminution des différences de propriétés optiques entre les trois bandes lorsque D_{eff} augmente, diminuant ainsi la valeur des BTD . Pour finir, on remarque que le couple BTD_{8-10} présente des arches d'amplitude nettement plus faible que celles des deux autres couples, révélant une sensibilité plus faible sur la restitution des D_{eff} . Celui-ci ne sera alors pas utilisé lors des inversions, comme c'est le cas dans l'algorithme d'inversion IIR (Garnier et al. [2012]). A partir des couples 10-12 et 8-12, on calcule le diamètre effectif moyen et l'épaisseur optique moyenne :

$$D_{eff} = \frac{D_{eff10-12} + D_{eff8-12}}{2}; \quad \tau = \frac{\tau_{10-12} + \tau_{8-12}}{2} \quad (4.1)$$

La forme sélectionnée est obtenue en minimisant la valeur de ΔD_{eff} :

$$\Delta D_{eff} = \frac{|D_{eff10-12} - D_{eff8-12}|}{2} \quad (4.2)$$

4.2.2 Méthode d'inversion de l'algorithme opérationnel IIR

Afin d'étudier l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les produits restitués par l'algorithme opérationnel de IIR, nous avons utilisé une méthode dont le calcul des produits nuageux est proche de celui de IIR, à quelques approximations près que nous allons détailler. L'algorithme IIR est légèrement différent de l'algorithme basé sur la SWT que nous avons utilisé car une première étape consiste à obtenir à partir de la mesure des

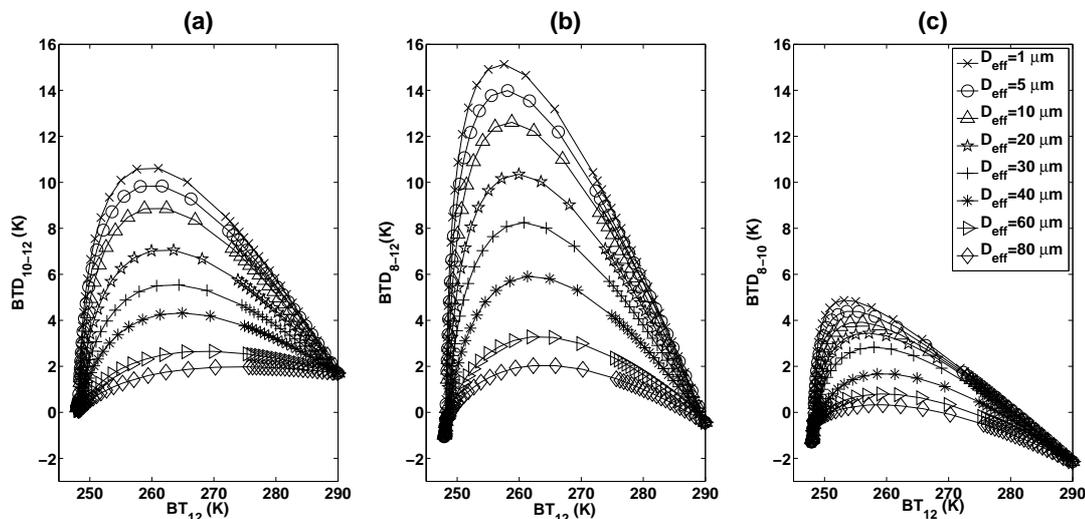


FIGURE 4.1 – Différences de températures de brillance (a) : BTD_{10-12} entre les canaux $10.60 \mu\text{m} - 12.05 \mu\text{m}$, (b) BTD_{8-12} entre les canaux $8.65 \mu\text{m} - 12.05 \mu\text{m}$, (c) BTD_{8-10} entre les canaux $8.65 \mu\text{m} - 10.60 \mu\text{m}$, en fonction de la température de brillance du canal centré à $12.05 \mu\text{m}$ (BT_{12}) pour différentes épaisseurs optiques (de 0 à 50) et pour huit diamètres effectifs D_{eff} .

luminances des produits nuageux intermédiaires tels que l'émissivité effective, l'épaisseur optique effective et les indices microphysiques. Le diamètre effectif et la forme des cristaux sont ensuite obtenus par la SWT via des "Look Up Table", LUT, pré-calculées.

L'algorithme opérationnel IIR peut traiter jusqu'à deux couches nuageuses dont la position est fournie par les données du LIDAR CALIOP (Vaughan et al. [2009]). Leur position est à la fois caractérisée par le sommet de la couche ainsi que par l'altitude centroïde, cette dernière correspondant à une altitude moyenne obtenue par pondération de l'intensité du signal de rétrodiffusion du LIDAR CALIOP à 532 nm (Vaughan et al. [2005]). Lorsque le profil nuageux est établi, différents produits de niveau 2 peuvent être estimés pour la couche nuageuse supérieure (Allen [1971]; Garnier et al. [2012]). Le schéma structurel de l'algorithme d'inversion IIR est présenté sur la figure 4.2.

Schéma de l'algorithme d'inversion IIR

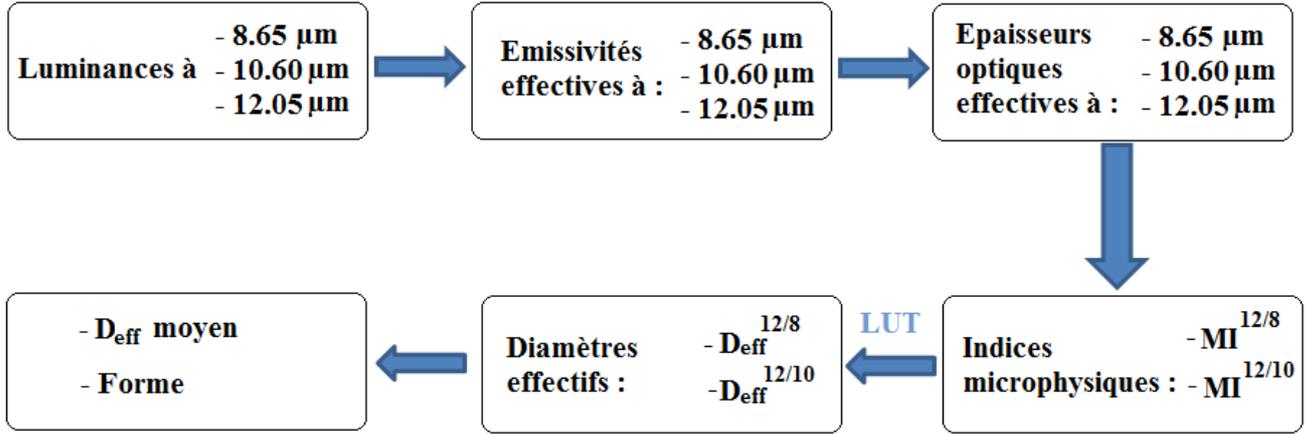


FIGURE 4.2 – Schéma structurel de l'algorithme d'inversion IIR.

A partir des luminances dans les trois canaux IIR, différents produits sont obtenus :

- L'émissivité effective $\varepsilon_{eff,k}$ pour le canal k , définie par (Garnier et al. [2012]) est dite "effective" car elle est définie en incluant l'effet de la diffusion. Rappelons que l'émissivité est, quant à elle, définie seulement à partir de l'épaisseur optique d'absorption. L'émissivité effective permet donc d'approcher l'émissivité du nuage et elle est exprimée par l'équation 4.3 :

$$\varepsilon_{eff,k} = [R_k - R_{k,BG}] / [B_k(T_c, Z_c) - R_{k,BG}], \quad (4.3)$$

avec R_k la luminance calibrée dans le canal k , $R_{k,BG}$, la luminance au sommet de l'atmosphère en absence du nuage observé, $B_k(T_c, Z_c)$ la luminance du nuage opaque (corps noir) localisé à l'altitude centroïde Z_c et à la température T_c fournie par le modèle GEOS-5 (Rienecker et al. [2008]). Ce modèle fournit en outre l'ensemble des profils atmosphériques et des températures de surface utilisés par l'algorithme. La luminance en ciel clair $R_{k,BG}$ est, dans la mesure du possible, mesurée par l'IIR

pour un pixel clair dans une zone de 100 km autour du pixel étudié. Si la condition n'est pas remplie, par exemple à cause de la présence d'un nuage opaque, une incertitude de 100 m est admise sur la position de la base et du sommet du nuage et les luminances sont calculées à partir du code de transfert radiatif FASRAD (Dubuisson et al. [2005], voir Annexe B.2.2). Notons ici que, pour simplifier la méthode, nous avons fait l'hypothèse d'une luminance du nuage opaque ($B_k(T_c, Z_c)$) identique pour chacun des pixels inversés et dont l'altitude centroïde Z_c et la température centroïde T_c sont localisées au centre du cirrus, alors que l'algorithme opérationnel IIR recalcul ces quantités pour chaque pixel. On suppose qu'une telle approximation n'affecte que faiblement l'estimation de l'erreur due aux hétérogénéités sur les produits restitués. En effet, pour les cirrus 1 à 8, l'épaisseur géométrique n'est que de 400 m, et le coefficient d'extinction est en moyenne constante avec l'altitude. Z_c correspond alors, en bonne approximation, au centre géométrique du nuage. Pour ce qui est des cirrus CII-1, CII-2 et CII-3, comme on peut le voir sur la figure 2.5, l'extinction est maximum au centre géométrique du cirrus. Z_c correspond, ici encore, approximativement au centre géométrique du cirrus.

- Une épaisseur optique effective $\tau_{eff,k}$ peut être calculée à partir de $\varepsilon_{eff,k}$:

$$\tau_{eff,k} = -\ln(1 - \varepsilon_{eff,k}), \quad (4.4)$$

$\tau_{eff,k}$ est alors supposée équivalente à une épaisseur optique d'absorption à $\pm 10\%$ près pour épaisseur optique de 0.1 et $\pm 15\%$ pour une valeur de 3.0 (Garnier et al. [2012]).

La figure 4.3 (a) (Garnier et al. [2012]) présente l'erreur sur l'émissivité effective $dEmissivity$ pour plusieurs différences entre la TB en ciel clair BG (axe Y) et la tem-

pérature de brillance du corps noir BB pour trois émissivités effectives et la figure 4.3 (b) présente l'erreur relative sur l'épaisseur optique effective $dO_{Def}f/O_{Def}f$ pour les mêmes conditions. Chacun des cas est représenté en fonction d'une incertitude de 1 K, 3 K et 5 K sur la BG et BB . En s'intéressant au cas de 1 K qui correspond à un nuage au-dessus d'une surface océanique (Garnier et al. [2012]). On observe que la moyenne $dEmissivity$ sur toute la gamme de $BG - BB$ pour les trois émissivités est d'environ 0.03. De même, l'erreur relative sur l'épaisseur optique effective est d'environ 0.2. Ces valeurs seront prises comme référence par la suite afin d'être comparées aux erreurs dues aux hétérogénéités.

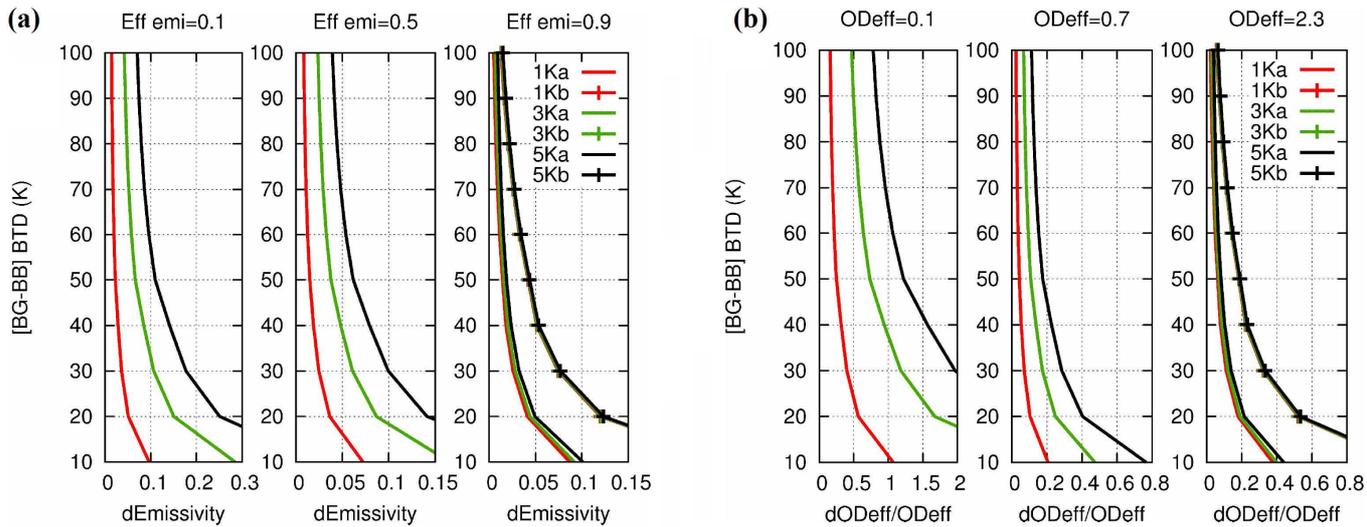


FIGURE 4.3 – Figure issue de Garnier et al. [2012]. (a) : Erreur sur l'émissivité effective $dEmissivity$ par rapport à la différence entre la température de brillance en ciel clair BG et la température de brillance du corps noir BB (axe Y) pour des émissivités effectives de 0.1, 0.5 et 0.9, (b) : Erreur relative sur l'épaisseur effective $dO_{Def}f/O_{Def}f$ par rapport à la différence entre la température de brillance en ciel clair BG et la température de brillance du corps noir BB (axe Y) pour des épaisseurs optiques effectives de 0.1, 0.7 et 2.3. Les erreurs sur BG de 1 K, 3 K et 5 K sont représentées respectivement en rouge, vert et noir et les erreurs sur BB sont de 1 K pour les cas (a) et 3 K pour les cas (b). Bande à $12.05 \mu m$.

A partir des rapports de deux épaisseurs optiques effectives $\tau_{eff,k}$ calculées à différentes longueurs d'ondes (Parol et al. [1991]), l'algorithme IIR calcule deux indices microphy-

siques :

$$MI_{12/8} = \tau_{eff,12}/\tau_{eff,8} \quad ; \quad MI_{12/10} = \tau_{eff,12}/\tau_{eff,10} \quad (4.5)$$

Ce rapport est appelé "indice microphysique" car il dépend fortement des propriétés microphysiques. Chacun des deux MI est respectivement associé, pour la couche nuageuse supérieure, à un diamètre effectif de cristal $Def f_{12/8}$ et $Def f_{12/10}$ restituées en utilisant les modèles de Yang et al. [2001, 2005] pour une distribution mono-disperse et trois formes possibles : Aggregate, Plate, et Solid Column (voir section 2.2.3.1 pour plus d'informations sur les cristaux). La plus probable est celle qui permet de minimiser l'écart $\Delta Def f$ entre $Def f_{12/8}$ et $Def f_{12/10}$ de manière équivalente à l'équation 4.2. Lorsque la forme est déterminée, le diamètre effectif $Def f$ restitué est calculé comme la moyenne $Def f_{12/8}$ et $Def f_{12/10}$ (équation 4.1). Notons que, si le rapport entre $\Delta Def f$ et $Def f$ dépasse 30%, alors l'algorithme d'inversion IIR n'attribue aucune forme.

La relation entre l'indice microphysique et le diamètre effectif des cristaux est présenté sur la figure 4.4 (Garnier et al. [2013 in press]). Sur cette figure, on peut voir que les indices microphysiques décroissent en fonction du diamètre effectif et que cette diminution ralentit à partir d'environ de $40 \mu m$. On constate également que la sensibilité des indices microphysiques à la forme des cristaux est relativement faible pour l'indice microphysique $\beta_{eff12/8}$ ($MI^{12/8}$ selon notre convention) mais elle peut devenir significative au delà de $40 \mu m$ pour l'indice microphysique $\beta_{eff12/8}$ ($MI^{12/8}$).

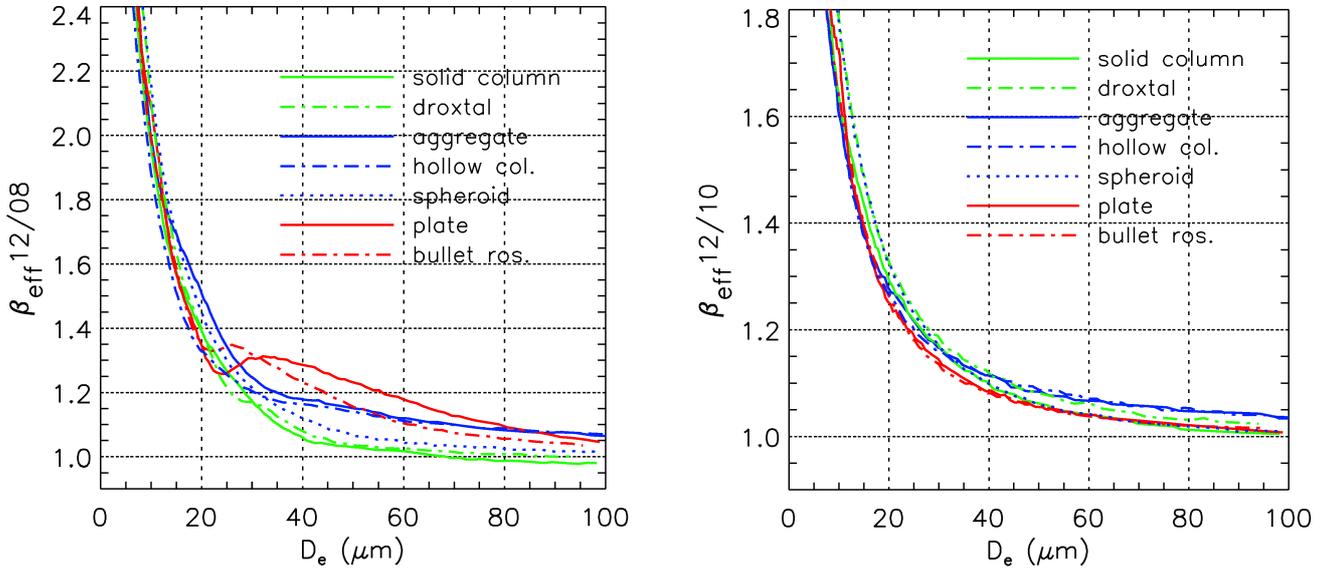


FIGURE 4.4 – *Figure issue de Garnier et al. [2013 in press]. (a) : indice microphysique entre les bande à 12.05 μm et à 8.65 μm ($\beta_{\text{eff}12/8}$) en fonction du diamètre effectif (D_e), (b) indice microphysique entre les bande à 12.05 μm et à 10.60 μm ($\beta_{\text{eff}12/10}$) en fonction de D_e pour différents types de cristaux : "solid column", "droxtal", "aggregate", "hollow column", "spheroid", "plate" et "bullet rosette".*

4.3 Impact de l'hétérogénéité des cirrus sur la restitution des paramètres nuageux.

Dans cette section, nous allons présenter l'influence de la variabilité de différentes propriétés nuageuses (épaisseur optique, propriétés optiques et microphysiques, altitude du sommet et épaisseur géométrique) sur l'effet des hétérogénéités des cirrus lors de l'estimation des produits nuageux à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$. Nous présentons les résultats pour différents produits : ceux calculés dans l'algorithme IIR (émissivité effective, épaisseur optique effective, indices microphysiques) et ceux restitués directement par notre algorithme d'inversion utilisant la SWT (diamètre effectif des cristaux et épaisseur optique). L'effet des hétérogénéités est mis en évidence en utilisant la différence des produits restitués à partir des températures de brillance $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ en utilisant dans les

deux cas l'algorithme d'inversion qui suppose chaque pixel homogène et indépendant. Les $BT1D_{1km}$ sont issues d'un champ nuageux ayant à $1\text{ km} \times 1\text{ km}$ les mêmes propriétés moyennes que le champ nuageux 3D. A partir de $BT1D_{1km}$, nous restituons donc une valeur proche de la valeur moyenne du pixel, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.5. La figure 4.5 (a) montre la différence ΔD_{eff1D} entre le diamètre effectif restitué en inversant les $BT1D_{1km}$ et celui utilisé lors du transfert radiatif (D_{eff1D}) en fonction de l'épaisseur optique $\tau1D_{1km}$ et la figure 4.5 (b) montre la différence $\Delta\tau1D$ entre l'épaisseur optique restituée à partir des $BT1D_{1km}$ et celle utilisée dans le transfert radiatif ($\tau1D_{1km}$) en fonction de $\tau1D_{1km}$. On constate alors que les erreurs relatives dues aux interpolations utilisées par la méthode d'inversion restent faibles.

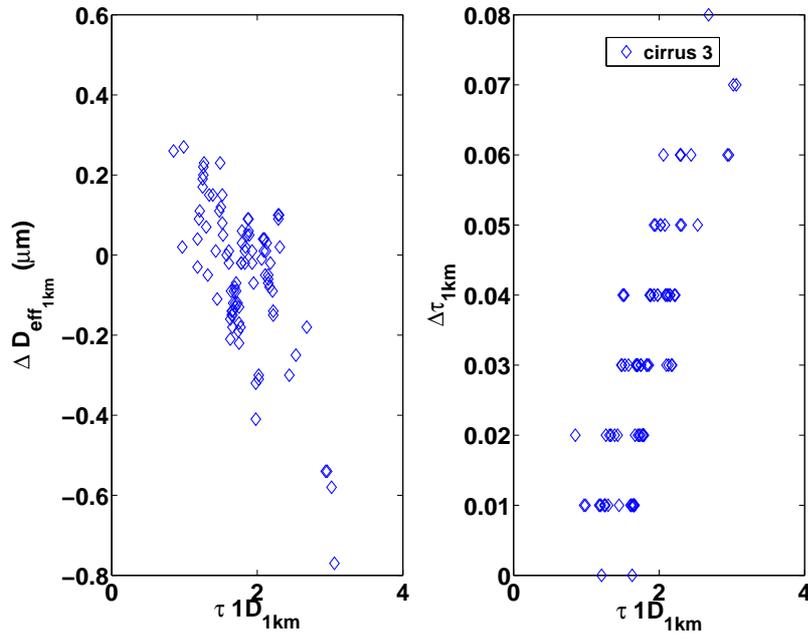


FIGURE 4.5 – Erreurs sur la restitution du diamètre effectif dues à la méthode d'inversion (ΔD_{eff1km}) en fonction de $\tau 1D_{1km}$ (a) et erreurs sur la restitution de l'épaisseur optique dues à la méthode d'inversion ($\Delta\tau_{1km}$) en fonction de $\tau 1D_{1km}$ (a).

Pour estimer les effets de l'hétérogénéité sur les produits nuageux restitués, nous avons

défini les erreurs suivantes :

- $\Delta\varepsilon_{eff} = \varepsilon 3D_{eff} - \varepsilon 1D_{eff}$: erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur l'émissivité effective calculée par l'équation 4.3 avec $B_k(T_c, Z_c)$ constante.
- $\Delta\tau_{eff} = \tau 3D_{eff} - \tau 1D_{eff}$: erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur l'épaisseur optique effective calculée par l'équation 4.4 avec $B_k(T_c, Z_c)$ constante.
- $\Delta\tau_{1km} = \tau 3D_{1km} - \tau nu_{1km}$: erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur l'épaisseur optique à $12.05 \mu m$ restituée avec la méthode SWT.
- $\Delta MI^{12/8} = MI 3D^{12/8} - MI 1D^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10} = MI 3D^{12/10} - MI 1D^{12/10}$: erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur l'estimation des indices microphysiques calculés par l'équation 4.5 .
- $\Delta Def f_{1km} = Def f 3D_{1km} - Def f 1D_{1km}$: erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur le diamètre effectif restitué avec la méthode la SWT.

Avec l'indice $3D$ correspondant aux propriétés restituées à partir des $BT3D_{1km}$ et l'indice $1D$, celles restituées à partir des $BT1D_{1km}$, τ_{1km} l'épaisseur optique utilisée pour le transfert radiatif. $Def f 1D_{1km}$ correspond soit au diamètre effectif des cristaux utilisé lors du transfert radiatif (lorsqu'il est connu) soit au diamètre effectif restitué à partir des $BT1D_{1km}$.

4.3.1 Effets de la variabilité de l'épaisseur optique

Dans cette section, nous allons présenter l'impact de la variabilité de l'épaisseur optique sur l'effet des hétérogénéités nuageuses lors de l'inversion des produits IIR de niveau 2. Les figures 4.6 (a) et 4.6 (b) présentent respectivement $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5. Pour rappel, l'épaisseur optique moyenne des cirrus augmente pour les cirrus 1 à 3 ($\tau_c = 0.45, 0.90$ et 1.80 respectivement) et le paramètre d'hétérogénéité moyen augmente entre les cirrus 3 à 5 ($\rho_\tau = 0.7, 1.1$ et 1.5 respectivement, voir Table 2.2). On constate tout d'abord que les $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont différentes en fonction des longueurs d'ondes, à cause de l'effet de l'absorption, de manière identique à ce que nous avons observé pour les températures de brillance au chapitre 3. De plus, ε_{eff} et $\Delta\tau_{eff}$ sont corrélées à plus de 94 % avec $\sigma_{\tau_{1km}}$, excepté pour le cirrus 1 à $8.65 \mu m$ pour lequel le transport horizontal lisse les effets radiatifs des faibles hétérogénéités du cirrus. Les $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont négatives. En effet, les $BT3D_{1km}$ étant supérieures aux $BT1D_{1km}$, les émissivités et épaisseurs optiques effectives 3D apparaissent moins fortes que dans le cas 1D. On constate de plus que les valeurs moyennes $\overline{\Delta\varepsilon_{eff}}$ et $\overline{\Delta\tau_{eff}}$, sur l'ensemble du champ, augmentent en valeur absolue avec la longueur d'onde et donc avec l'absorption. $\overline{\Delta\varepsilon_{eff}}$ augmente en moyenne respectivement d'environ -0.10, -0.12 et -0.15 et $\overline{\Delta\tau_{eff}}$ d'environ -0.2, -0.3 et -0.5. En terme de comparaison, Garnier et al. [2012] montrent que si l'on suppose une incertitude de 1 K sur la température ciel clair (cas au-dessus d'un océan), alors l'incertitude sur l'émissivité effective due à la méthode d'inversion est en moyenne d'environ 0.03 pour la bande à $12.05 \mu m$ (voir figure 4.3). L'erreur due aux hétérogénéités est donc, en moyenne, très supérieure à l'incertitude sur l'estimation de l'émissivité effective. La valeur de l'écart-type de l'épaisseur optique sous-pixel, à partir de laquelle l'effet des hétérogénéités sur l'estimation de l'émissivité effective devient supérieure à la précision de la méthode, est de $\sigma_{\tau_{1km}} \sim 1$. Cette valeur correspond aussi à celle à partir de laquelle l'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance devient supérieure

à la précision instrumentale absolue de IIR de 1 K (voir section 3.5).

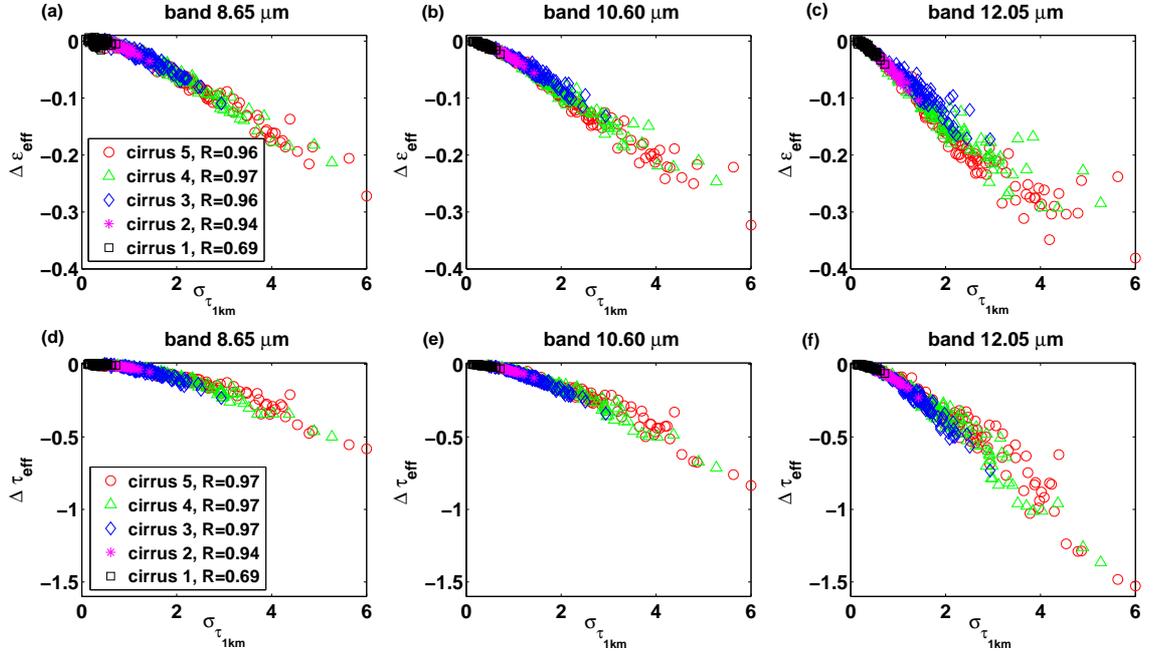


FIGURE 4.6 – Différences d'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ pour la bande à $8.65 \mu m$ (a), à $10.60 \mu m$ (b) et à $12.05 \mu m$ (c) et d'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ pour la bande à $8.65 \mu m$ (d), à $10.60 \mu m$ (e) et à $12.05 \mu m$ (f) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5 ($Def f = 9.95 \mu m$). R représente le coefficient de corrélation entre $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ et entre $\Delta\tau_{eff}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$

Les figures 4.7 (a) et (b) représentent respectivement l'erreur sur les indices microphysiques $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5. On constate tout d'abord que les indices microphysiques sont en moyenne négatifs, excepté une fois encore pour le cirrus 1 à $8.65 \mu m$ pour les mêmes raisons que précédemment. $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ augmentent en valeur absolue avec l'épaisseur optique moyenne du cirrus (du cirrus 1 à 3) et le paramètre d'hétérogénéité (du cirrus 3 à 5), la corrélation entre $\Delta MI^{12/10}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ étant meilleure que celle entre $\Delta MI^{12/8}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cinq cirrus. Ici encore l'influence de la diffusion plus importante pour la bande à $8.65 \mu m$ tend à décorrélérer la relation entre $\Delta MI^{12/8}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ par un effet lissage radiatif. Les $\Delta MI^{12/8}$ sont

en moyenne supérieures aux $\Delta MI^{12/10}$ à cause d'une différence d'absorption et d'émissivité significativement plus importantes entre les bandes à $12.05 \mu m$ et $8.65 \mu m$ qu'entre les bandes à $12.05 \mu m$ et $10.60 \mu m$. La moyenne des $\Delta MI^{12/8}$ est d'environ -0.30 tandis que celle des $\Delta MI^{12/10}$ est d'environ -0.15 . A partir de la figure 4.4, on constate que pour des agrégats de $D_{eff} = 9.95 \mu m$, l'erreur sur l'indices microphysique entraînent une erreur sur le diamètre effectif d'environ $5 \mu m$. Cependant, n'ayant pas à notre disposition la LUT utilisée par l'algorithme officiel IIR, nous avons restitué les diamètres effectifs à partir de la SWT en inversant les différences de températures de brillance entre les bandes.

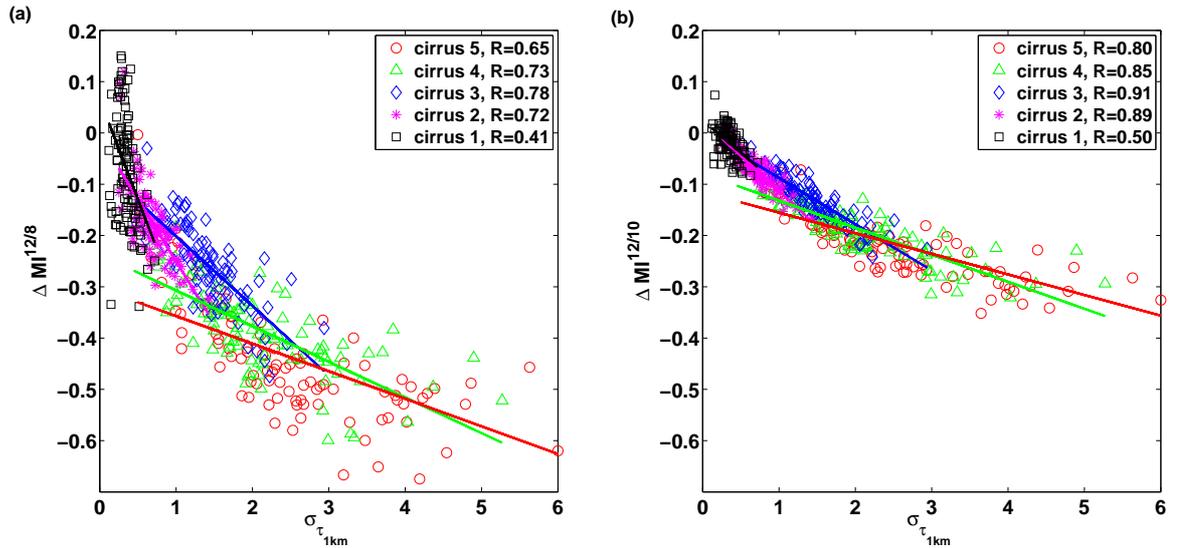


FIGURE 4.7 – Différences d'indices microphysiques (a) $\Delta MI^{12/8}$ et (b) $\Delta MI^{12/10}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5. Avec R , le coefficient de corrélation entre $\Delta MI^{12/8}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ et entre $\Delta MI^{12/10}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$

Nous avons ensuite représenté sur la figure 4.8 les erreurs sur la restitution de l'épaisseur optique ($\Delta\tau_{1km}$) et du diamètre effectif ($\Delta D_{eff_{1km}}$) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$. Pour chacun des cirrus présentés, le diamètre effectif des cristaux est $D_{eff} = 9.95 \mu m$. On constate tout d'abord que les $\Delta D_{eff_{1km}}$ sont positives tandis que $\Delta\tau_{1km}$ sont négatives. En effet, comme nous l'avons constaté sur la figure 4.1,

les différences de températures de brillance $BT D_{8-12}$ et $BT D_{10-12}$ diminuent avec l'augmentation du diamètre effectif des cristaux. De plus, nous avons vu au chapitre 3 que les ΔBT_{1km} entre les $BT3D_{1km}$ et les $BT1D_{1km}$ sont plus importantes pour la bande à $12.05 \mu m$ que pour les bandes à $8.65 \mu m$ et $10.60 \mu m$. Cela signifie que les $BT D_{3D_{8-12}}$ et $BT D_{3D_{10-12}}$ sont plus faibles que les $BT D_{1D_{8-12}}$ et $BT D_{1D_{10-12}}$ et donc le diamètre effectif des cristaux restitué à partir des $BT3D_{1km}$ est supérieur à celui utilisé lors du transfert radiatif. De plus, comme la température de brillance augmente avec la diminution de l'épaisseur optique et que les $BT3D_{1km}$ sont en moyenne supérieures aux $BT1D_{1km}$, l'inversion de l'épaisseur optique à partir des $BT3D_{1km}$ restituera une épaisseur optique plus faible.

Comme précédemment, ΔD_{eff1km} et $\Delta \tau_{1km}$ augmentent en valeur absolue avec l'épaisseur optique moyenne du cirrus (entre les cirrus 1 à 3) et le paramètre d'hétérogénéité moyen (entre les cirrus 3 et 5). Pour résumer, l'erreur moyenne sur la restitution du diamètre effectif à partir des $BT3D_{1km}$ pour ces cinq cirrus est d'environ $4 \mu m$, soit environ 40 % de la valeur de $D_{eff} = 9.95 \mu m$ utilisée dans le transfert radiatif. De même, concernant la restitution de l'épaisseur optique, l'erreur moyenne est environ égale à $\overline{\Delta \tau_{1km}} \sim -0.4$ mais peut atteindre des valeurs de $\Delta \tau_{1km} \sim -3$ pour les pixels fortement hétérogènes.

En comparant la figure 4.6 (f) représentant l'erreur sur le calcul de l'épaisseur optique effective à $12.05 \mu m$ ($\Delta \tau_{eff}$) et la figure 4.8 (b) représentant l'erreur sur l'épaisseur optique restituée par la SWT à $12.05 \mu m$ ($\Delta \tau_{1km}$). On constate qu'en moyenne les $\Delta \tau_{eff}$ sont inférieures aux $\Delta \tau_{1km}$ et que les valeurs de $\Delta \tau_{1km}$ sont beaucoup plus dispersées. Comme nous l'avons vu dans la section 4.2.2, τ_{eff} est estimée à partir de l'émissivité effective comme si il n'y avait pas de diffusion dans le nuage et Garnier et al. [2012] ont estimé que τ_{eff} correspond à une épaisseur optique d'absorption à $\pm 10\%$ près pour une

épaisseur optique de 0.1 et $\pm 15\%$ pour une valeur de 3.0. Il apparaît alors logique que l'épaisseur optique d'extinction τ_{1km} soit supérieure à l'épaisseur optique effective τ_{eff} . Or, comme l'effet des hétérogénéités augmente avec l'épaisseur optique, les $\Delta\tau_{1km}$ sont supérieures aux $\Delta\tau_{eff}$. De plus, la SWT restitue un diamètre effectif et une épaisseur optique en moyennant les diamètres effectifs restitués à partir des deux couples de différences de températures de brillance BTD_{12-8} et BTD_{12-10} . Celles-ci entraînent alors une dispersion plus importante des valeurs de $\Delta\tau_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ qu'entre $\Delta\tau_{eff}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ calculées pour chacune des bandes spectrales.

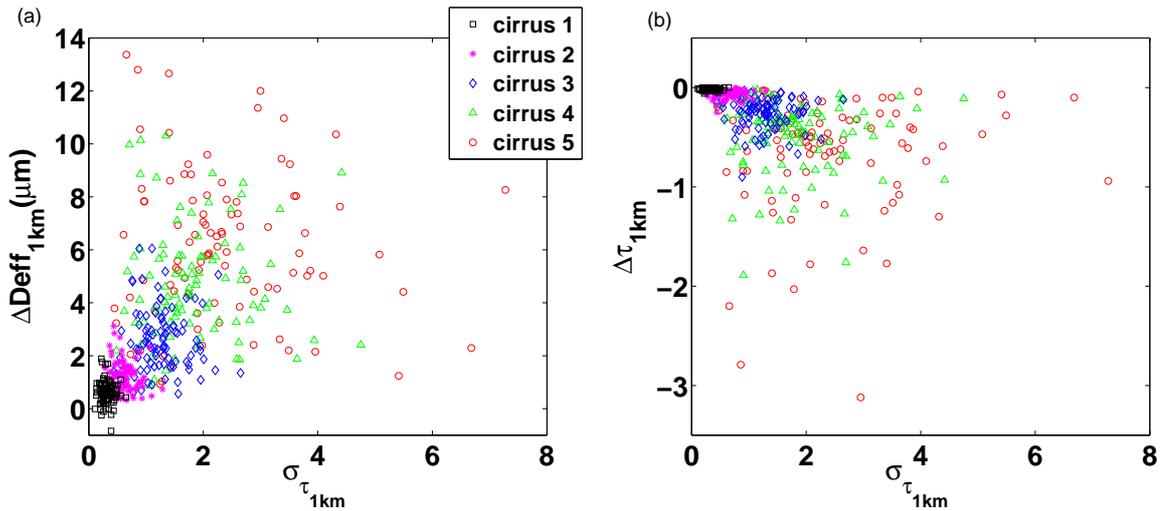


FIGURE 4.8 – Erreurs sur la restitution du diamètre effectif (a) $\Delta Def f_{1km}$ et (b) sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta\tau_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 1 à 5.

Dans la suite de cette section, nous allons présenter l'effet des hétérogénéités pour des cirrus ayant différents diamètres effectifs de cristaux. La figure 4.9 montre l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur la restitution de l'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ et de l'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$, pour des cirrus avec des cristaux de diamètre effectif croissant : cirrus 3 ($D_{eff} = 9.95 \mu m$), cirrus 6 ($D_{eff} = 20.09 \mu m$) et cirrus 7 ($D_{eff} = 40.58 \mu m$). Nous avons tracé les droites de corrél-

lation afin de dissocier plus facilement chacun des cirrus. Comme nous l'avons constaté avec les températures de brillance, les relations reliant les $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ à $\sigma_{\tau_{1km}}$ sont différentes en fonction du diamètre effectif. Pour les bandes à $10.60\ \mu m$ et $12.05\ \mu m$, on constate que $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ diminuent avec l'augmentation de D_{eff} . En effet, lorsque D_{eff} augmente, l'absorption décroît (l'albédo de diffusion simple augmente), entraînant la diminution de l'émissivité effective et de l'épaisseur optique effective et donc des erreurs, en valeurs absolues, des $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$.

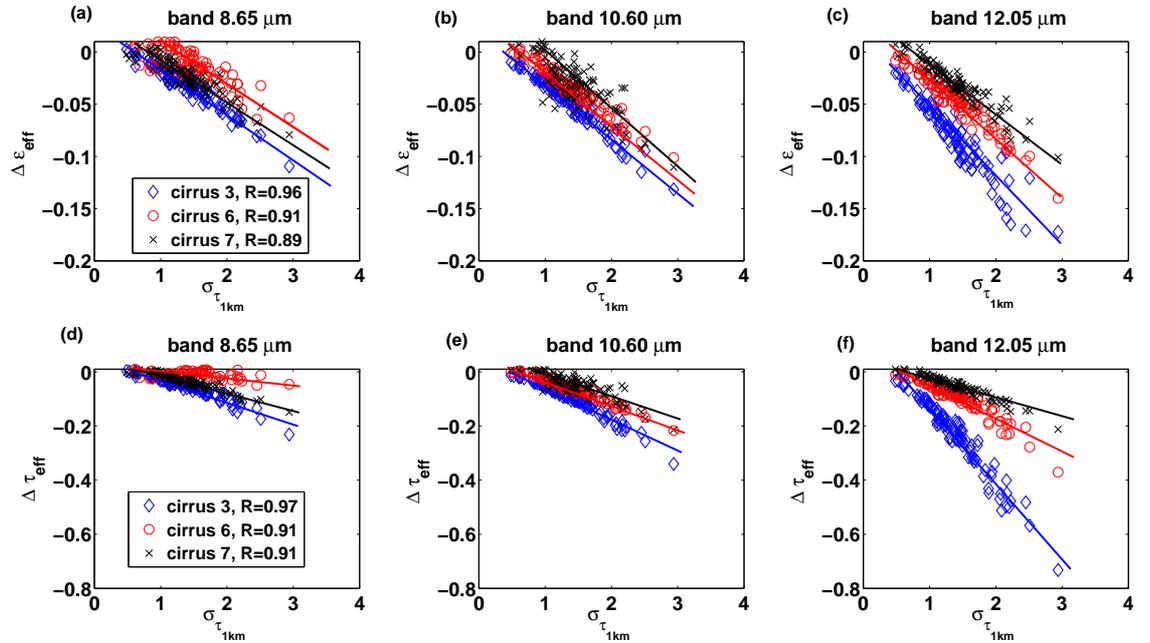


FIGURE 4.9 – Différences d'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ pour la bande à $8.65\ \mu m$ (a), à $10.60\ \mu m$ (b) et à $12.05\ \mu m$ (c) et différences d'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ pour la bande à $8.65\ \mu m$ (d), à $10.60\ \mu m$ (e) et à $12.05\ \mu m$ (f) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour trois champs nuageux identiques mais avec des cristaux de glace de diamètres effectifs différents : cirrus 3 ($D_{eff} = 9.95\ \mu m$), cirrus 6 ($D_{eff} = 20.09\ \mu m$) et cirrus 7 ($D_{eff} = 40.58\ \mu m$).

L'erreur sur les indices microphysiques $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 3, 6 et 7 est représentée respectivement sur les figures 4.10 (a) et (b). Les corrélations entre $\Delta MI^{12/8}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ ainsi que $\Delta MI^{12/10}$ et $\sigma_{\tau_{1km}}$ ne sont plus satisfaisantes

(inférieures à 0.40) excepté pour le cirrus 3 où le coefficient de corrélation moyen entre $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ est d'environ 0.85. En effet, les cirrus 6 et 7 possèdent des cristaux de diamètres effectifs plus grands pour lesquels la diffusion est plus importante, pouvant lisser les effets radiatifs des hétérogénéités. De plus, les propriétés optiques des cristaux convergent lorsque le diamètre effectif des cristaux augmente de $9.95 \mu m$ à $40.58 \mu m$ avec en moyenne, une diminution de l'absorption. Cela implique alors la diminution des erreurs dues aux hétérogénéités sur l'estimation des indices microphysiques. On remarque que pour le cirrus 7 possédant des cristaux de diamètre effectif $D_{eff} = 40.58 \mu m$, les valeurs de $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ sont faibles et équitablement réparties autour de zéro. Cela signifie qu'il n'y a pas d'effet notable des hétérogénéités sur les indices microphysiques calculés pour ce cirrus.

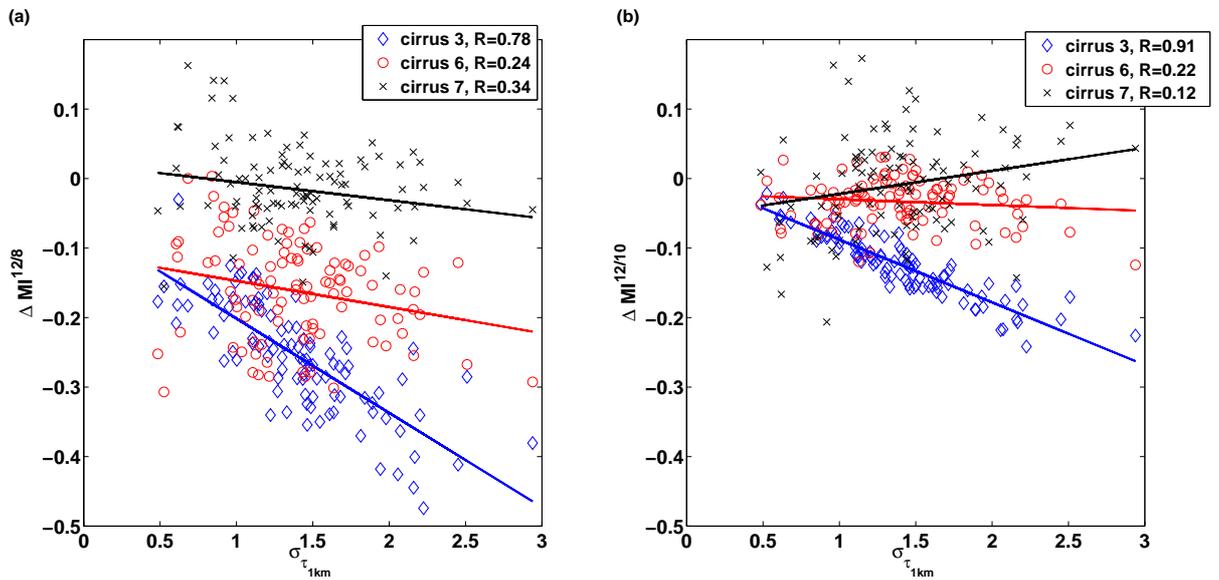


FIGURE 4.10 – Différences d'indices microphysiques $\Delta MI^{12/8}$ (a) et $\Delta MI^{12/10}$ (b) en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour trois champs nuageux identiques mais avec des cristaux de glace de diamètres effectifs différents : cirrus 3 ($D_{eff} = 9.95 \mu m$), cirrus 6 ($D_{eff} = 20.09 \mu m$) et cirrus 7 ($D_{eff} = 40.58 \mu m$).

La figure 4.11 montre l'impact des hétérogénéités sur la restitution du diamètre ef-

fectif et de l'épaisseur optique pour des cirrus avec trois diamètres effectifs. On remarque qu'en moyenne, les $\Delta Def f_{1km}$ sont similaires entre le cirrus 3 et le cirrus 6 ($\Delta Def f_{1km} \sim +3 \mu m$) alors que pour le cirrus 7, l'erreur sur la restitution du diamètre est d'environ $\pm 10 \mu m$. Ceci s'explique par le manque de sensibilité de la méthode SWT à partir de $D_{eff} \sim 40 \mu m$. En effet, pour un diamètre effectif de $D_{eff} = 40.58 \mu m$ les différences de températures de brillance entre les bandes sont faibles, car les propriétés optiques sont plus proches. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.1 où l'on voit que l'amplitude des arches diminue avec l'augmentation du diamètre effectif. Il est alors de plus en plus difficile de distinguer les arches. Concernant les erreurs sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta \tau_{1km}$, celles-ci diminuent avec l'augmentation du diamètre effectif entre le cirrus 3, 6 et 7. En effet, l'absorption décroît avec l'augmentation de D_{eff} impliquant une diminution du biais PPA et donc des $\Delta \tau_{1km}$.

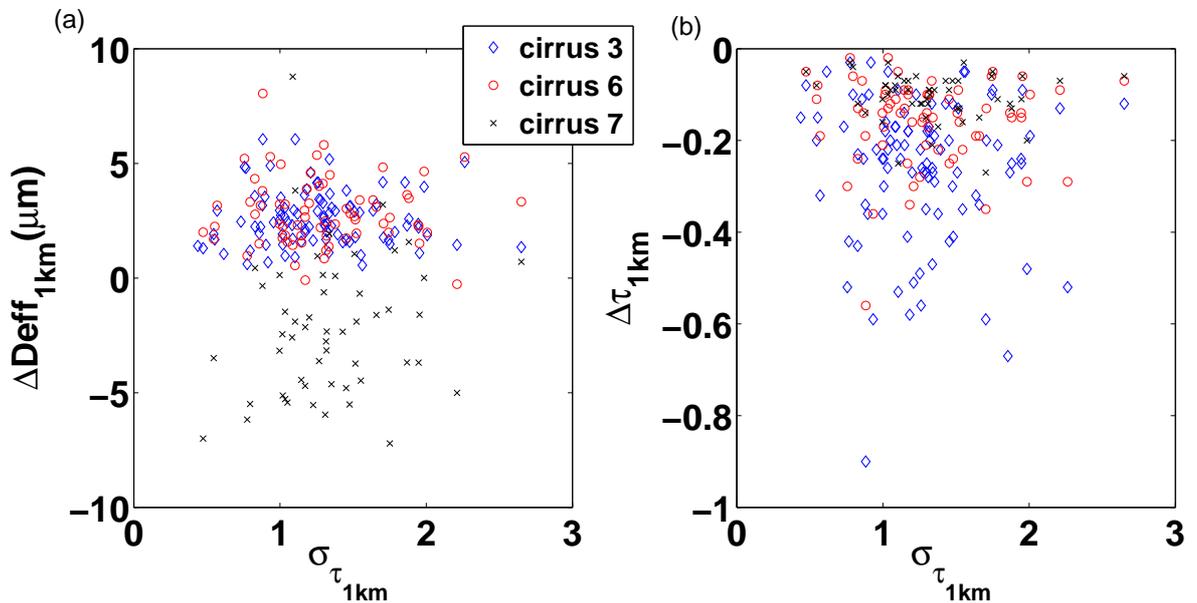


FIGURE 4.11 – Erreurs sur la restitution du diamètre effectif $\Delta Def f_{1km}$ (a) et sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta \tau_{1km}$ (b) en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour trois champs nuageux identiques mais avec des cristaux de glace de diamètres effectifs différents : cirrus 3 ($D_{eff} = 9.95 \mu m$), cirrus 6 ($D_{eff} = 20.09 \mu m$) et cirrus 7 ($D_{eff} = 40.58 \mu m$).

4.3.2 Effets de la variabilité des propriétés optiques et microphysiques.

Dans cette section nous allons nous intéresser à l'influence de la variabilité des propriétés optiques et microphysiques sur l'effet des hétérogénéités impactant les produits IIR de niveau 2. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, l'impact de la variabilité des propriétés optiques et microphysiques est mise en évidence grâce à la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b] permettant de générer un champ hétérogène réaliste de propriétés optiques.

La figure 4.12 présente l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur la restitution de l'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ et de l'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3. On constate tout d'abord que les $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont légèrement différentes entre les cirrus CII-1 et CII-2 d'une part et CII-3 d'autre part. En effet, $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont plus faibles pour le cirrus CII-3 que pour les deux autres cirrus dans la bande $8.65 \mu m$. Cette différence s'amenuise pour la bande à $10.60 \mu m$ puis devient même positive pour la bande $12.05 \mu m$. Ces différences sont dues à l'effet de l'hétérogénéité des propriétés optiques. En effet, le cirrus CII-3 contient seulement des agrégats avec un diamètre effectif de $D_{eff} = 9.95 \mu m$ alors que les cirrus CII-1 et CII-2 contiennent des cristaux de toutes tailles. Or, comme les petites particules ont un albédo de diffusion simple ϖ_0 qui est maximal pour la bande $8.65 \mu m$, les petites particules du cirrus CII-3 sont peu absorbantes, ce qui implique un biais PPA plus faible. Par contre, celui-ci est plus important pour la bande à $12.05 \mu m$ car les petites particules sont fortement absorbantes dans cette bande.

Si l'on s'intéresse tout particulièrement au cirrus CII-1 dont les propriétés optiques correspondent à celles mesurées pour le cirrus du 25 mai 2007, on constate que l'erreur moyenne sur l'émissivité effective pour les trois bandes est d'environ $\overline{\Delta\varepsilon_{eff}} \sim -0.03$ et pour l'épaisseur optique effective d'environ $\overline{\Delta\tau_{eff}} \sim -0.1$, alors que l'incertitude due à la

méthode de restitution d'environ ± 0.03 pour ε_{eff} et ± 0.2 pour τ_{eff} . Comme nous l'avons vu pour les températures de brillance, les erreurs dues aux hétérogénéités sur l'émissivité et l'épaisseur optique effectives restent donc dans les limites de la sensibilité pour le cas du cirrus observé le 25 mai durant la campagne CIRCLE-2.

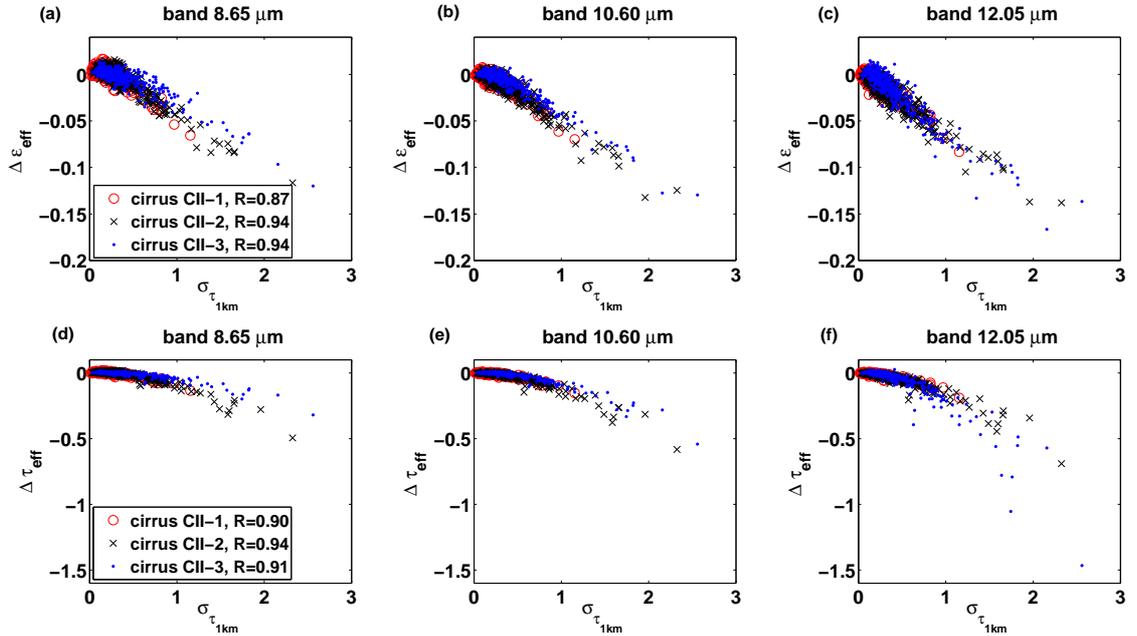


FIGURE 4.12 – Différences d'émissivité effective $\Delta \varepsilon_{eff}$ restituée à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour les bandes à 8.65 μm (a), à 10.60 μm (b) et à 12.05 μm (c) et différence d'épaisseur optique effective $\Delta \tau_{eff}$ restituée à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour la bande à 8.65 μm (d), à 10.60 μm (e) et à 12.05 μm (f) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3.

La figure 4.13 (a) et (b) représente respectivement l'erreur sur l'estimation des indices microphysiques $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3. L'erreur sur l'estimation des indices microphysiques ne présente aucune corrélation avec $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1 et CII-2 alors qu'elle est de $R = 71\%$ et $R = 84\%$ respectivement pour $\Delta MI^{12/8}$ et $\Delta MI^{12/10}$ pour le cirrus CII-3. En effet, comme nous l'avons expliqué plus haut, les cirrus CII-1 et CII-2 possèdent une distribution de proprié-

tés optiques hétérogènes issues de la paramétrisation de Baran et al. [2009, 2011a,b]. Or cette distribution est représentative d'une multitude de formes et de tailles de cristaux, fonction du contenu en glace et de la température. Cela implique alors, que l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les indices microphysiques restitués ne dépend plus seulement de $\sigma_{\tau_{1km}}$ (comme c'est le cas pour le cirrus CII-3 possédant uniquement des agrégats de $D_{eff} = 9.95 \mu m$) mais aussi de la distribution microphysique de la colonne nuageuse. De ce fait, l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les indices microphysiques n'est plus corrélé avec $\sigma_{\tau_{1km}}$ quand la distribution des propriétés optiques et microphysiques est hétérogène comme c'est le cas pour les cirrus CII-1 et CII-2. On constate également que l'erreur sur l'estimation des indices microphysiques est largement supérieure dans le cas du cirrus CII-3. En effet, comme nous l'avons vu sur les figures 4.12 (d), (e) et (f), l'effet des hétérogénéités sur l'épaisseur optique effective est plus faible pour le cirrus CII-3 que pour les cirrus CII-1 et CII-2 dans le cas de la bande à $8.65 \mu m$ (et à $10.60 \mu m$ dans une moindre mesure) mais il est plus fort pour la bande à $12.05 \mu m$. Ces différences se manifestent plus fortement lorsque l'on estime les indices microphysiques $MI^{12/8}$ et $MI^{12/10}$ à partir du rapport de l'épaisseur optique effective à $12.05 \mu m$ par rapport à celle à $8.65 \mu m$ et à $10.60 \mu m$.

Concernant la restitution de l'épaisseur optique et du diamètre effectif des cristaux pour les cirrus CII-1 et CII-2, la paramétrisation des propriétés optiques de Baran et al. [2009, 2011a,b] utilisée dans ces cirrus ne tient pas compte du diamètre effectif des cristaux. $\Delta Def f_{1km}$ est alors obtenue par la différence entre $Def f3D_{1km}$ et $Def f1D_{1km}$. $Def f3D_{1km}$ et $\tau3D_{1km}$ représentent les produits nuageux tels qu'ils peuvent être calculés par l'algorithme d'inversion IIR, c'est-à-dire à partir de la mesure de températures de brillance provenant d'un transfert radiatif 3D à travers un milieu hétérogène ($BT3D_{1km}$). A partir de ce résultat, la différence $\Delta Def f_{1km} = Def f3D_{1km} - Def f1D_{1km}$ entre le

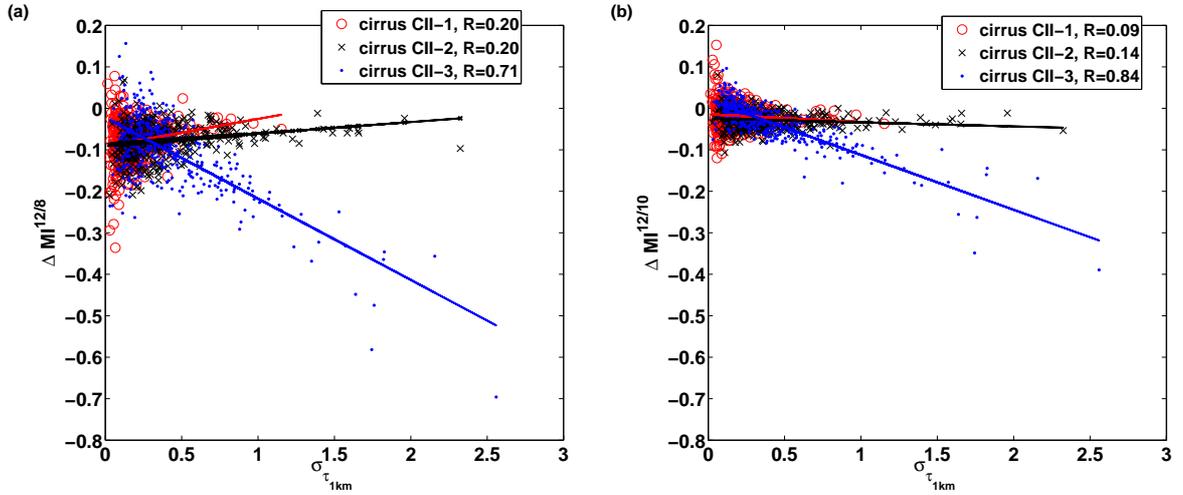


FIGURE 4.13 – Différences d'indice microphysique (a) : $\Delta MI^{12/8}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ et (b) différence d'indice microphysique $\Delta MI^{12/8}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3.

diamètre effectif restitué à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ correspond alors à l'impact des hétérogénéités sur la restitution de $Def f3D_{1km}$. De plus, comme nous pouvons le voir sur les figures 4.14 (a) et (b), $\Delta Def f_{1km}$ et $\Delta \tau_{1km}$ ne sont plus corrélées avec $\sigma_{\tau_{1km}}$.

Nous avons représenté sur la figure 4.15 $\Delta Def f_{1km}$ et $\Delta \tau_{1km}$ en fonction de respectivement $Def f3D_{1km}$ et $\tau3D_{1km}$ pour les cirrus CII-1 et CII-2 et résumé les valeurs moyennes restituées et les erreurs associées dans la table 4.1. Pour rappel, le cirrus CII-1, possède les caractéristiques du cirrus observé durant la campagne CIRCLE-2. La valeur moyenne restituée après transfert radiatif 3D de $Def f3D_{1km}$ est de $38.9 \mu m$ et celle de l'épaisseur optique moyenne de 0.40 à $12.05 \mu m$. Ces valeurs sont proches de celles restituées à partir des mesures IIR le long de la trace de CALIOP/CALIPSO (sans nuage d'eau liquide sous-jacent) qui sont $Def f_{IIR} = 44.2 \mu m$ et $\tau_{IIR} \sim 0.41$ (voir Table 4.1). Pour le cirrus CII-2 ayant un IWC deux fois plus important, le diamètre effectif moyen des cristaux restitués est plus important ($\overline{Def f3D_{1km}} \sim 48.7 \mu m$) ainsi que l'épaisseur optique moyenne ($\overline{\tau3D_{1km}} \sim 0.74$ à $12.05 \mu m$).

TABLE 4.1 – Propriétés optiques moyennes restituées par IIR (D_{effIIR} , τ_{IIR}), le 25 mai 2007 durant la campagne CIRCLE-2, propriétés optiques moyennes restituées pour les cirrus CII-1 et CII-2 ($\overline{D_{eff3D_{1km}}}$, $\overline{\tau 3D_{1km}}$) et erreur due aux hétérogénéités associée à chaque paramètre en valeur absolue et en valeur relative ($\overline{\Delta D_{eff3D_{1km}}}$, $\overline{\Delta \tau 3D_{1km}}$).

Cirrus	D_{effIIR} (μm)	$\overline{D_{eff3D_{1km}}}$ (μm)	$\overline{\Delta D_{eff3D_{1km}}}$ (μm)	$\overline{\Delta D_{eff3D_{1km}}}$ (%)	τ_{IIR}	$\overline{\tau 3D_{1km}}$	$\overline{\Delta \tau 3D_{1km}}$	$\overline{\Delta \tau 3D_{1km}}$ (%)
CII-1	44.2	38.9	5.1	13	0.41	0.40	-0.02	5
CII-2	-	48.7	9.7	20	-	0.74	-0.05	7

L'erreur moyenne due aux effets des hétérogénéités sur la restitution du diamètre effectif est de $5.1 \mu m$ soit environ 13 % en relatif. Pour l'épaisseur optique, l'erreur moyenne est de -0.02 soit environ 5 % en relatif. Les erreurs relatives sur l'inversion du diamètre effectif et de l'épaisseur optique dues aux hétérogénéités apparaissent donc faibles par rapport à l'incertitude de l'inversion IIR (respectivement 10 % à 25 % et 10 %). A l'échelle du pixel d'observation, on observe cependant des valeurs pouvant atteindre plus de 40 % d'erreur pour la restitution du diamètre effectif et 15 % pour la restitution de l'épaisseur optique.

L'erreur sur l'inversion des propriétés optiques due aux hétérogénéités augmente avec le contenu en glace ou avec l'épaisseur optique moyenne du cirrus. En effet on observe pour le cirrus CII-2 que $\overline{\Delta D_{eff3D_{1km}}} \sim 9.7 \mu m$ soit 20 % de la valeur de $\overline{D_{eff3D_{1km}}}$ et $\overline{\Delta \tau 3D_{1km}} \sim -0.05$ soit 7 % de la valeur de $\overline{\tau 3D_{1km}}$.

Afin d'estimer l'influence de la variabilité verticale des propriétés optiques des cirrus (σ_e , ϖ_0 et g) sur l'impact des hétérogénéités lors de la restitution des paramètres nuageux, nous avons comparé les produits nuageux restitués en 1D dans le cas de colonnes verticalement hétérogènes avec ceux restitués dans le cas de colonnes nuageuses verticalement homogènes obtenues après moyennage vertical.

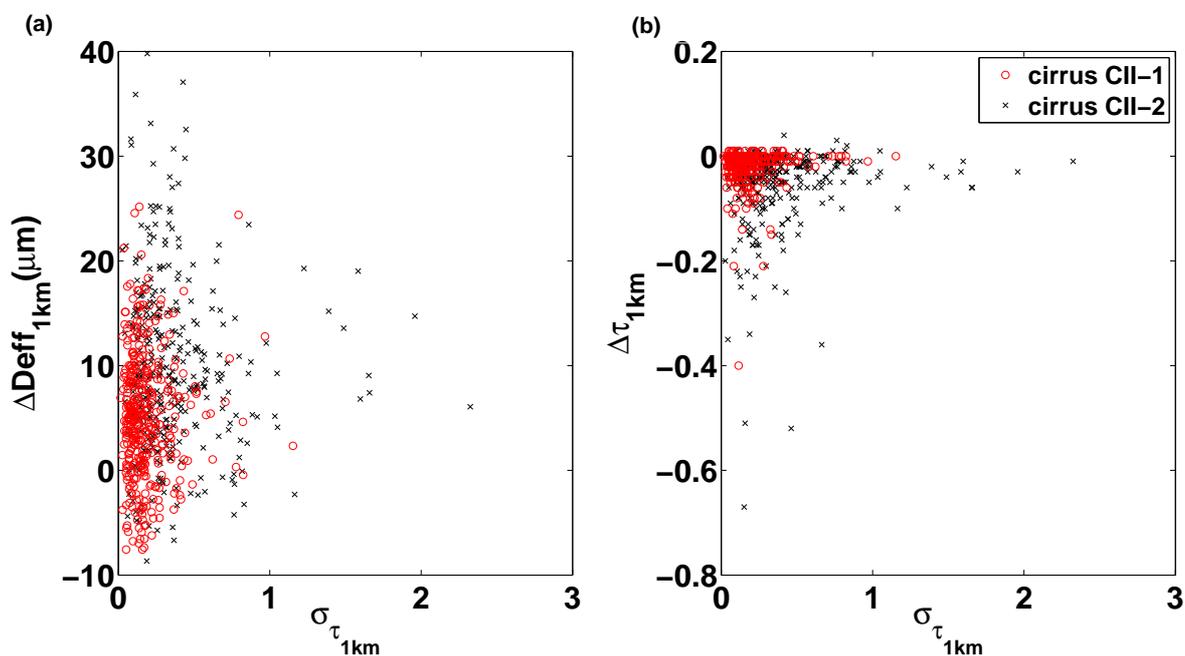


FIGURE 4.14 – (a) Erreurs sur la restitution du diamètre effectif $\Delta Deff_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ et (b) erreurs sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta \tau_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus CII-1 et CII-2.

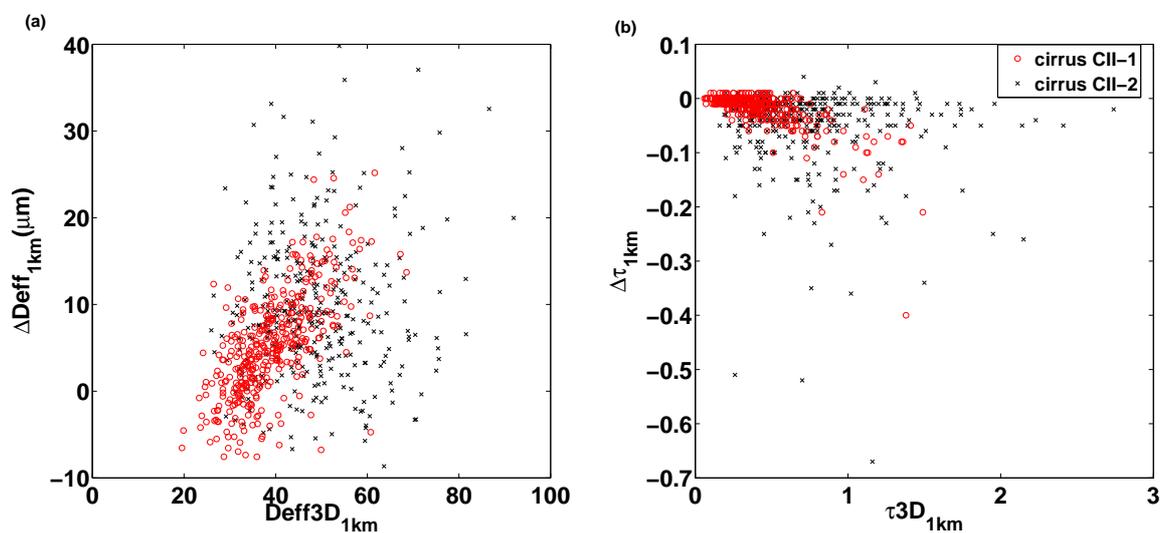


FIGURE 4.15 – (a) Erreurs sur la restitution du diamètre effectif $\Delta Deff_{1km}$ en fonction du diamètre effectif $Deff3D_{1km}$ et (b) erreur sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta \tau_{1km}$ en fonction de l'épaisseur optique $\tau3D_{1km}$ pour les cirrus CII-1 et CII-2.

Les figures 4.16 (a), (b) et (c) montrent, en fonction de l'écart type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$, l'effet de l'hétérogénéité verticale des propriétés optiques sur l'estimation de l'émissivité effective ($\varepsilon_{eff}1Dhe - \varepsilon_{eff}1D$) et les figures 4.16 (d), (e) et (f), l'impact de l'hétérogénéité verticale des propriétés optiques sur l'estimation de l'épaisseur optique effective ($\tau_{eff}1Dhe - \tau_{eff}1D$) pour les trois canaux IIR. On constate que les effets moyens de l'hétérogénéité verticale des propriétés optiques sont d'environ 0.01 sur l'émissivité effective et 0.02 sur l'épaisseur optique effective. En comparant ces valeurs à celles de la figure 4.12, les effets de la variabilité verticale des propriétés optiques sont beaucoup plus faibles. Dans le chapitre 3, on avait vu que le signe de ΔBT_{1km} était différent entre l'effet des hétérogénéités horizontales et verticale. On remarque, par conséquent, qu'ici les différences $\varepsilon_{eff}1Dhe - \varepsilon_{eff}1D$ et $\tau_{eff}1Dhe - \tau_{eff}1D$ sont positives alors que les erreurs dus aux hétérogénéités par ces deux produits nuageux sont négatives. La variabilité verticale des propriétés optiques tend donc à diminuer l'effet des hétérogénéités horizontales à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$, mais cet effet peut être particulier à la distribution verticale des coefficients optiques de notre simulation.

L'impact de la variabilité verticale des propriétés optiques sur les indices microphysiques est présenté sur la figure 4.17. En comparant cette figure avec la figure 4.13, nous avons estimé que l'impact moyen de la variabilité verticale sur l'estimation des indices microphysiques ($MI^{12/8}1Dhe - MI^{12/8}1D$) est environ deux fois plus faibles $\Delta MI^{12/8}$ et celui de $MI^{12/1}1Dhe - MI^{12/10}1D$, environ dix fois plus faible que $\Delta MI^{12/10}$. Comme on peut le voir sur la figure 4.16, l'effet de la variabilité verticale des propriétés optiques est plus important pour la bande à $8.65 \mu m$ ce qui explique la valeur relative plus importante de $MI^{12/8}1Dhe - MI^{12/8}1D$.

Concernant l'impact de la variabilité verticale des propriétés optiques sur la restitu-

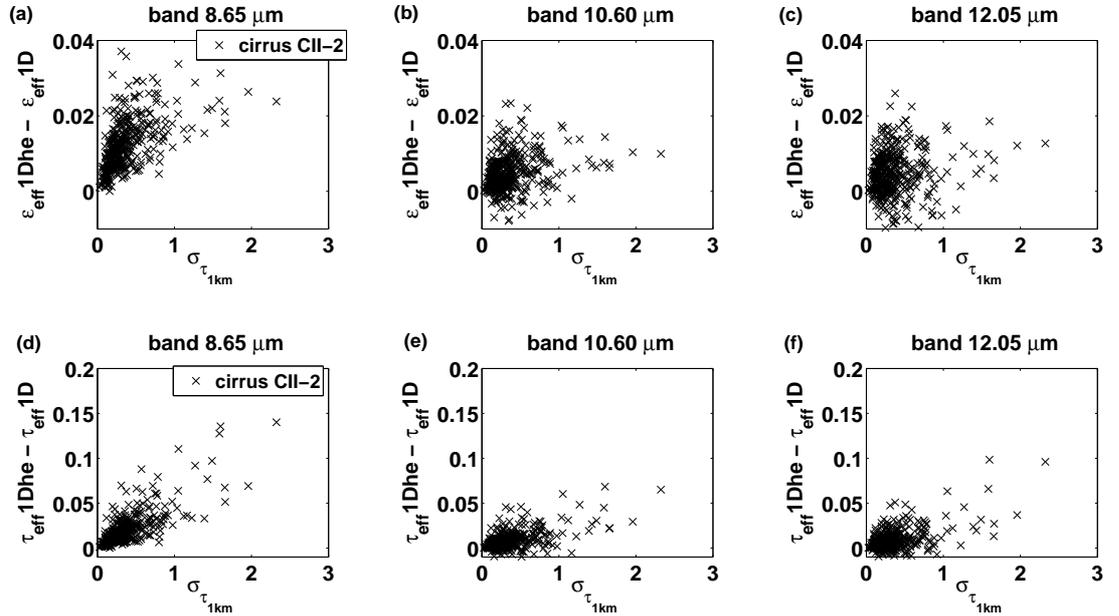


FIGURE 4.16 – Différences d'émissivités effectives à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ entre les $\varepsilon_{eff}1Dhe$ restituées à partir des luminances calculées dans le cas de colonnes verticalement hétérogènes et $\varepsilon_{eff}1D$ obtenues dans le cas de colonnes nuageuses verticalement homogènes pour les bandes à $8.65 \mu\text{m}$ (a), à $10.60 \mu\text{m}$ (b) et à $12.05 \mu\text{m}$ (c) et différences d'épaisseurs optiques effectives entre $\tau_{eff}1Dhe$ et $\tau_{eff}1D$ pour les bandes à $8.65 \mu\text{m}$ (d), à $10.60 \mu\text{m}$ (e) et à $12.05 \mu\text{m}$ (f) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ dans le cas du cirrus CII-2.

tion du diamètre effectif (figure 4.18 (a)), celui-ci est d'en moyenne $4 \mu\text{m}$, ce qui est environ dix fois plus faible que la valeur de $\overline{D_{eff}3D_{1km}}$ du cirrus CII-2 (table 4.1) et sur l'épaisseur optique (figure 4.18 (b)) de 0.02, soit environ cinquante fois plus faible que la valeur de $\overline{\tau 3D_{1km}}$.

4.3.3 Influence de l'altitude et de l'épaisseur géométrique du cirrus.

De manière analogue à l'étude de l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance, nous avons testé l'impact de l'altitude et de l'épaisseur géométrique du nuage sur l'erreur due aux hétérogénéités sur la restitution des paramètres nuageux.

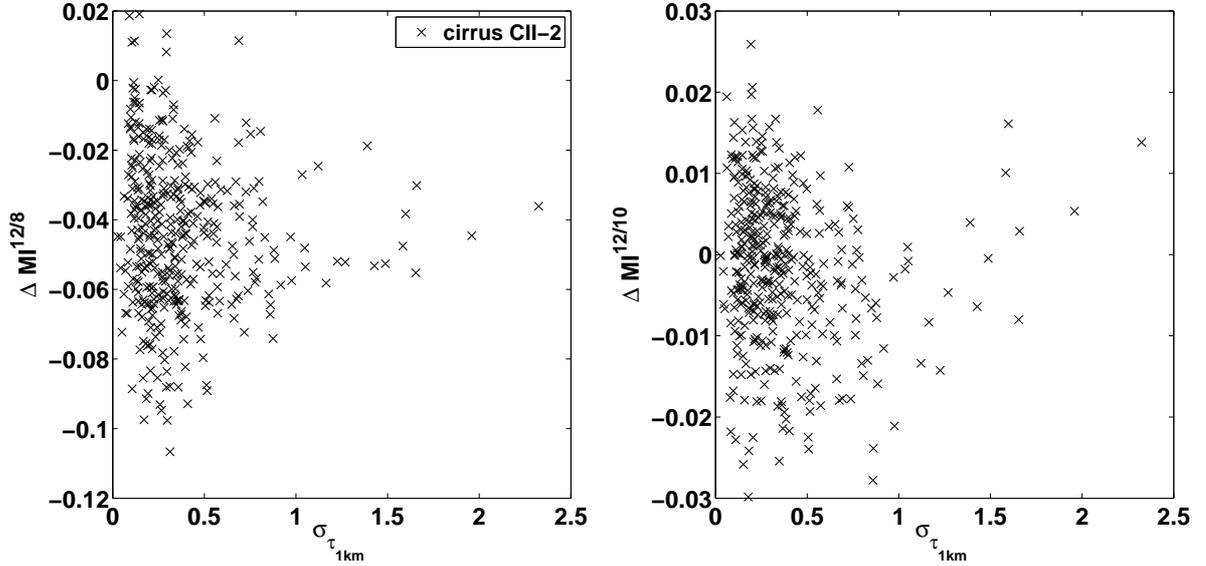


FIGURE 4.17 – Différences d'indices microphysiques à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ entre (a) les $MI^{12/8}1Dhe$ restitués à partir de simulations du transfert radiatif dans le cas de colonnes verticalement hétérogènes et les $MI^{12/8}1D$ restitués dans le cas de colonnes nuageuses homogènes obtenues après moyennage vertical et (b) entre $MI^{12/10}1Dhe$ et $MI^{12/10}1D$ en fonction de l'écart type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ dans le cas du cirrus CII-2.

Nous avons tout d'abord comparé l'impact des hétérogénéités sur la restitution de l'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ et de l'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ pour deux cirrus avec la même épaisseur géométrique de 0.4 km mais avec une altitude du sommet respectivement de 7.97 km et 11.06 km pour les cirrus 2 et 8. Nous avons aussi comparé deux cirrus avec une altitude du sommet identique de 11.06 km mais une épaisseur géométrique différente de 0.4 km et 2 km respectivement pour les cirrus 2 et CII-3 (figure 4.19). Notons de plus que ces trois cirrus ont des propriétés optiques identiques avec un diamètre effectif constant $D_{eff} = 9.95 \mu m$ et une épaisseur optique moyenne $\tau_c = 0.90$. En accord avec nos constatations sur les températures de brillance au chapitre 3, $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont plus importantes pour le cirrus 8 (le plus haut) que pour le cirrus 2. En effet, comme l'altitude du cirrus est plus haute, le contraste de température de brillance entre le sommet du cirrus et l'atmosphère en ciel clair est plus important, entraînant alors un biais PPA su-

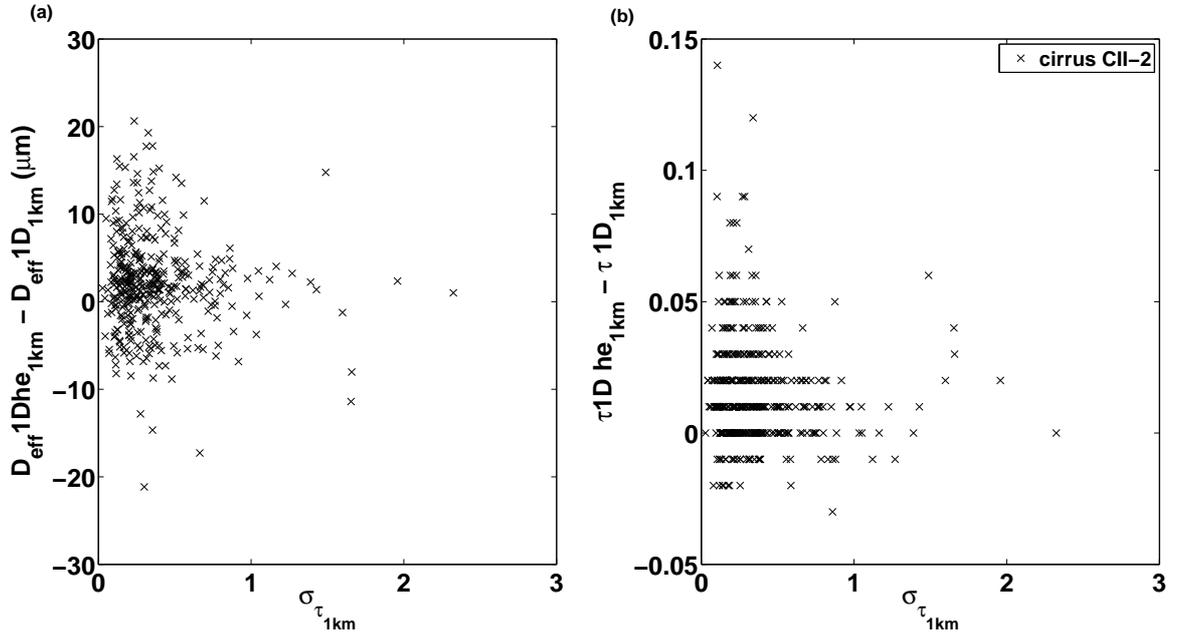


FIGURE 4.18 – Différences de diamètres effectifs à l'échelle de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ entre (a) les $D_{eff}1Dhe_{1km}$ restitués à partir des différences de températures de brillance dans le cas de colonnes verticalement hétérogènes et les $D_{eff}1D_{1km}$ restitués dans le cas de colonnes nuageuses verticalement homogènes et (b) entre les épaisseurs optiques $\tau 1Dhe_{1km}$ et $\tau 1D_{1km}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ dans le cas du cirrus CII-2

périeur et donc des $\Delta\varepsilon 3D_{eff}$ et $\Delta\tau 3D_{eff}$ plus importants. Nous avons également montré que nos simulations du cirrus observé le 25 mai 2007 durant la campagne CIRCLE-2 et du transfert radiatif nous ont permis de restituer des propriétés optiques proches de celles restituées par IIR, validant ainsi la pertinence de nos simulations. De plus, l'impact des hétérogénéités est assez faible pour ce cirrus, introduisant un biais d'en moyenne 13 % sur la restitution du diamètre effectif et d'environ 5 % sur la restitution de l'épaisseur optique. Cependant, à l'échelle du pixel d'observation, certaines valeurs peuvent atteindre plus de 40 % d'erreur pour la restitution du diamètre effectif et 15 % pour la restitution de l'épaisseur optique.

La comparaison des $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ pour le cirrus 8 et CII-3 montre l'influence de

l'extension verticale du cirrus sur l'inversion sur les effets des hétérogénéités. L'influence de l'extension verticale sur l'erreur due aux hétérogénéités sur les émissivités effectives et épaisseurs optiques effectives est faible, tout comme dans ce que nous avons constaté au chapitre 3 concernant les températures de brillance. On peut cependant remarquer concernant la bande à $12.65 \mu\text{m}$, que la différence entre les $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ des cirrus 8 et CII-3 est plus prononcée que pour les autres bandes car l'absorption est plus forte. La base du cirrus CII-3 étant à une plus faible altitude, elle émet à une température plus proche de celle de la surface que dans le cas le cirrus 8, ce qui implique alors un biais PPA plus faible et donc $\Delta\varepsilon_{eff}$ et $\Delta\tau_{eff}$ sont moins importantes que pour le cirrus 8.

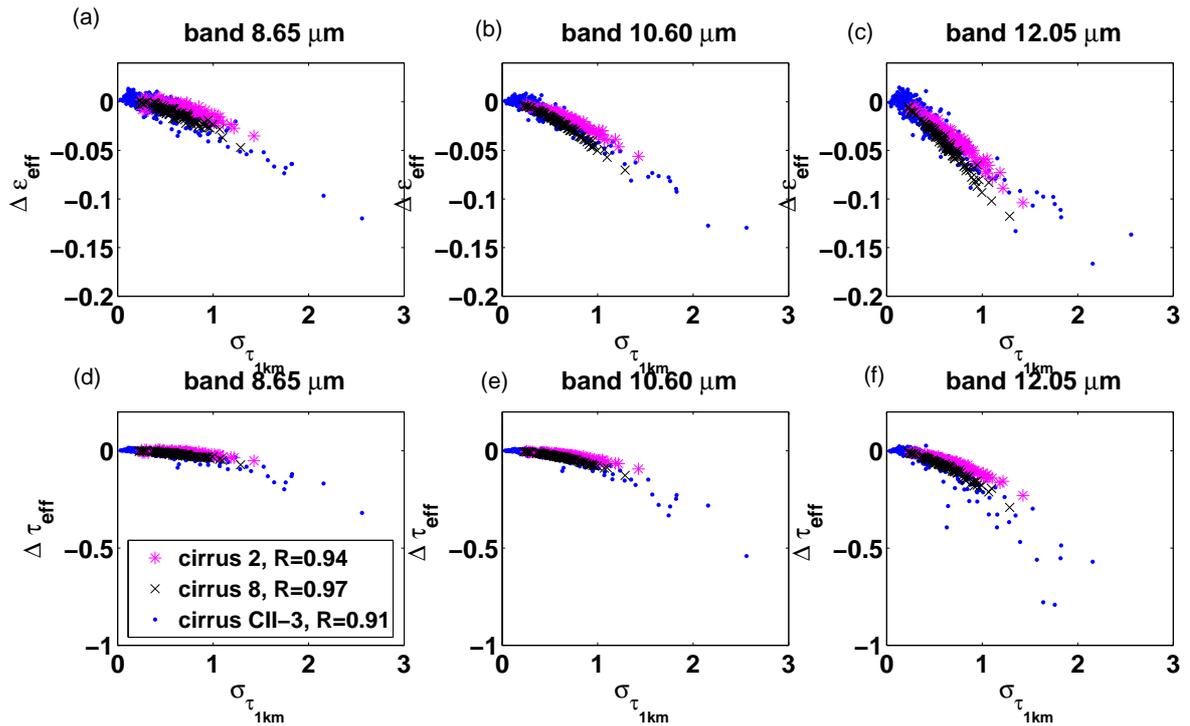


FIGURE 4.19 – Différences d'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{eff}$ restituée à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour les bandes à $8.65 \mu\text{m}$ (a), $10.60 \mu\text{m}$ (b) et $12.05 \mu\text{m}$ (c) et différence d'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$ restituée à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour les bandes à $8.65 \mu\text{m}$ (d), $10.60 \mu\text{m}$ (e) et $12.05 \mu\text{m}$ (f) en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 2, 8 et CII-3. L'altitude du sommet du cirrus 2, 8 et CII-3 est respectivement de 7.97 km, 11.06 km et 11.06 km avec une épaisseur géométrique de 0.4 km, 0.4 km et 2 km.

L'influence de l'altitude et de l'épaisseur géométrique sur l'impact des hétérogénéités des cirrus lors de l'estimation des indices microphysiques apparaît négligeable (figure 4.20). Il en va de même concernant les cirrus 8 et CII-3, ce qui montre que l'épaisseur géométrique du cirrus modifie peu l'impact des hétérogénéités sur la restitution des paramètres nuageux.

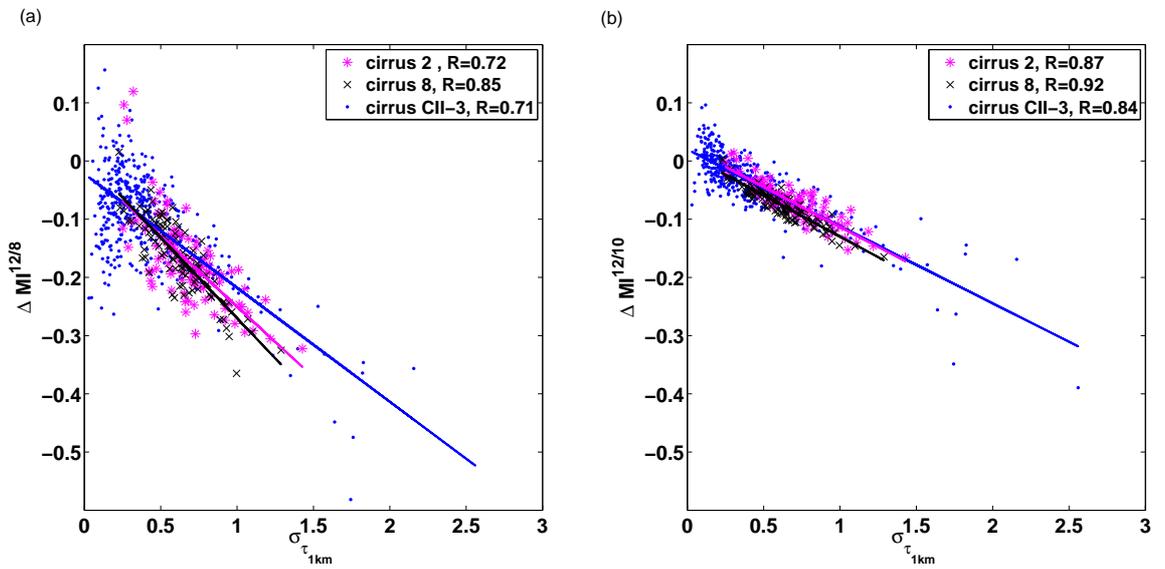


FIGURE 4.20 – (a) Différences $\Delta MI^{12/8} = MI3D^{12/8} - MI1D^{12/8}$ entre les indices microphysiques restitués à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour les bandes à $12.05 \mu m$ et $8.65 \mu m$, (b) différences $\Delta MI^{12/8} = MI3D^{12/10} - MI1D^{12/10}$ entre les indices microphysiques restitués à partir des $BT3D_{1km}$ et $BT1D_{1km}$ pour les bandes à $12.05 \mu m$ et $10.60 \mu m$ pour les cirrus 2, 8 et CII-3. L'altitude du sommet du cirrus 2, 8 et CII-3 est respectivement de $7.97 km$, $11.06 km$ et $11.06 km$ avec une épaisseur géométrique de $0.4 km$, $0.4 km$ et $2 km$.

On observe des résultats similaires concernant l'impact des hétérogénéités sur l'inversion du diamètre effectif $\Delta Def f_{1km}$ et de l'épaisseur optique $\Delta \tau_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ présenté à la figure 4.21. On observe qu'en moyenne il y a peu de différences entre les $\Delta Def f_{1km}$ et $\Delta \tau_{1km}$ des cirrus 2, 8 et CII-3. En effet, en comparant les produits restitués des cirrus 2 et 8, l'impact moyen de l'altitude du sommet du cirrus sur la restitution du diamètre effectif est d'environ $0.5 \mu m$ soit 5% de D_{eff1km} . Quant à l'impact de l'altitude

du sommet sur la restitution de l'épaisseur optique, celui-ci est d'en moyenne 0.06, soit environ 7 % de l'épaisseur optique moyenne des deux cirrus. Ces valeurs peuvent sembler très faibles par rapport à l'effet observé sur les températures de brillance présentée dans la table 3.1 de plusieurs Kelvins à $\sigma_{\tau_{1km}} = 1$ et 2. En effet, l'impact de l'altitude sur $D_{eff_{1km}}$ et τ_{1km} a ici été estimé en comparant les cirrus 2 et cirrus 8 avec une épaisseur optique moyenne de 0.9 et un $\overline{\sigma_{\tau_{1km}}} \sim 0.6$, c'est à dire deux fois plus faible que celles des cirrus 3 à 7. Malheureusement, pour des raisons de temps de calcul, nous n'avons pas pu mettre en évidence l'influence de l'altitude sur l'effet des hétérogénéités pour un cirrus plus épais, mais il semble raisonnable de penser au regard de l'impact sur les températures de brillances $\sigma_{\tau_{1km}} = 1$ et 2 que l'impact sur la restitution de $D_{eff_{1km}}$ pourrait dépasser les 20 % et sur τ_{1km} , plus de 10 %. Concernant l'impact de l'extension verticale, la comparaison des produits restitués des cirrus 8 et CII-3 est quasi nulle. Ici encore, ces valeurs pourraient devenir plus importantes pour un cirrus optiquement plus épais, mais resteraient nettement plus faibles que celles dues à l'effet de l'altitude. Notons cependant, que quelques valeurs extrêmes apparaissent pour la restitution de l'épaisseur optique du cirrus CII-3, pour lesquelles nous n'avons pas d'explication.

4.3.4 Impact d'une incertitude sur la température de surface et sur le profil atmosphérique

Afin de pouvoir comparer l'importance de l'effet des hétérogénéités nuageuses sur l'inversion par rapport aux autres sources d'erreurs possibles, nous avons testé l'impact d'une erreur de 1 K sur la température de surface et sur le profil de température atmosphérique. Cette erreur de 1 K correspond à l'incertitude estimée par Garnier et al. [2012] lors de l'inversion des mesures IIR. La figure 4.22 (a) montre l'erreur sur la restitution du diamètre effectif $\Delta D_{eff_{1D}}$ et la figure 4.22 (b) l'erreur sur la restitution de l'épaisseur optique

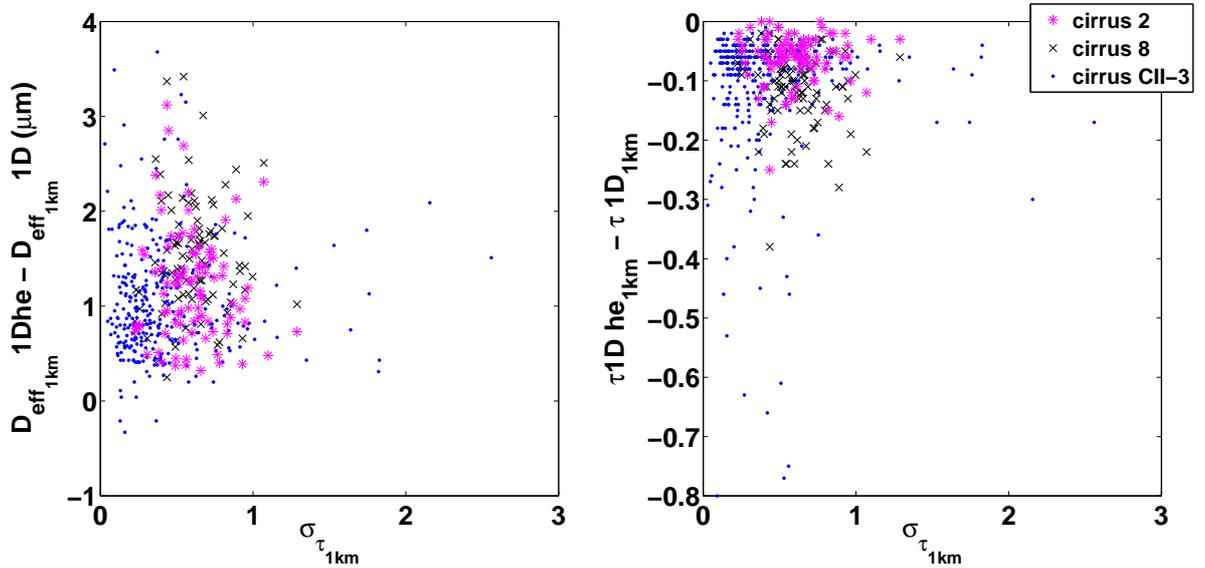


FIGURE 4.21 – Erreurs sur la restitution (a) : du diamètre effectif : $\Delta D_{eff_{1km}}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ et (b) de l'épaisseur optique $\Delta\tau_{1km}$ en fonction de $\sigma_{\tau_{1km}}$ pour les cirrus 2, 8 et CII-3. L'altitude du sommet du cirrus 2, 8 et CII-3 est respectivement de 7.97 km, 11.06 km et 11.06 km tandis que l'altitude de la base est respectivement de 7.60 km, 11.06 km, et 9.06 km.

$\Delta\tau_{1D}$ en fonction de l'épaisseur optique τ_{1D} pour des cirrus avec une altitude du sommet de 6 km, 8 km, 10 km et 12 km. Lors du transfert radiatif nous avons utilisé le profil de température supposé lors de l'inversion mais augmenté de 1 K pour la température de surface (cas $T_{surf}+1$) et de 1 K pour le profil de température atmosphérique (cas $T_{atm}+1$).

On observe tout d'abord que l'erreur moyenne, en valeur absolue, sur la restitution du diamètre effectif due à une erreur de 1 K sur la température de surface est d'environ $1 \mu m$ ($\sim 10 \%$) et sur le profil de température atmosphérique d'environ $0.2 \mu m$ ($\sim 2 \%$). Concernant la restitution de l'épaisseur optique, celle-ci est respectivement d'environ 0.04 ($\sim 2 \%$) et 0.08 ($\sim 4 \%$). Ces erreurs sont donc relativement plus faibles que celles causées par l'effet des hétérogénéités, bien que, comme nous l'avons vu précédemment, celles-ci dépendent du degré d'hétérogénéité du cirrus. Ces erreurs peuvent aussi être comparées à l'incertitude de l'inversion (bruit de mesure, incertitude de la méthode d'inversion) qui

sont comprises entre 10 % – 25 % lors de la restitution du diamètre effectif et d'environ 10% lors de la restitution de l'épaisseur optique (Dubuisson et al. [2008]). Au regard des faibles erreurs dues à une incertitude de 1 K, la lecture de la figure doit donc être prise avec précautions. Nous pouvons cependant remarquer que plus l'épaisseur optique du cirrus et/ou son altitude augmente, moins l'erreur de 1 K sur la température de surface affecte la restitution. L'erreur sur le profil de température atmosphérique semble, quant à elle, augmenter avec l'épaisseur optique du cirrus car son émissivité augmente et l'erreur de 1 K de la température de la couche du cirrus a donc plus d'impact. Par contre, l'effet de l'altitude du cirrus lors d'une erreur de 1 K sur le profil de température atmosphérique ne semble pas être significatif, ou tout du moins ce n'est pas clairement visible sur notre figure.

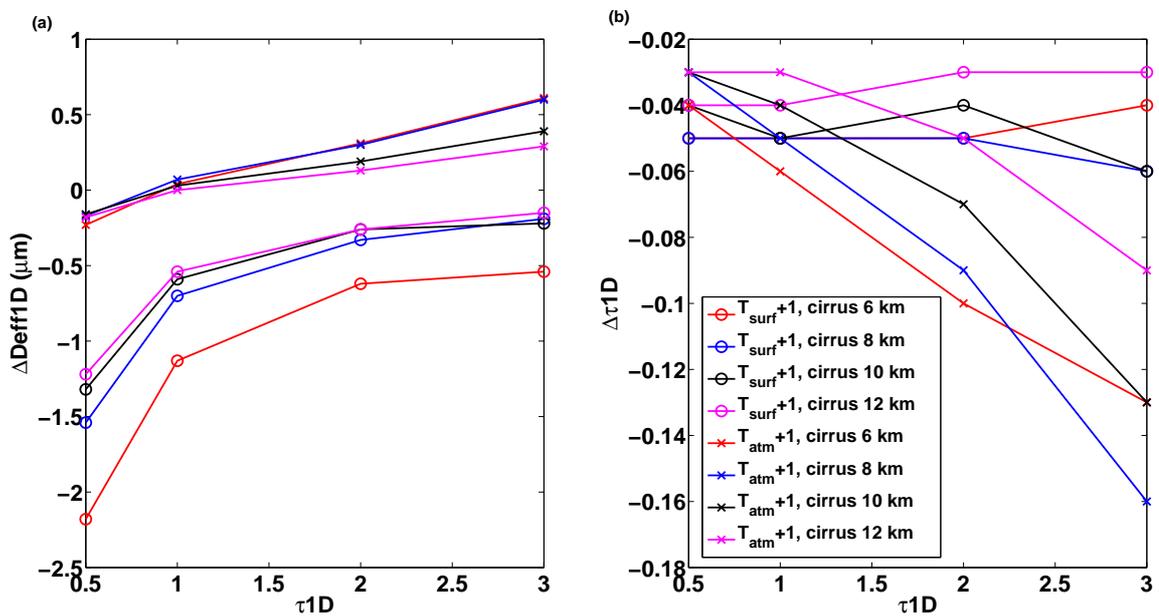


FIGURE 4.22 – (a) Erreurs sur la restitution du diamètre effectif $\Delta Def1D$ en fonction de l'épaisseur optique τ et (b) erreurs sur la restitution de l'épaisseur optique $\Delta\tau1D$ en fonction de τ dues à une différence de +1 K sur la température de surface ($T_{surf} + 1$) et de +1 K sur le profil de température de l'atmosphère ($T_{atm} + 1$) pour des cirrus d'altitude 6 km, 8 km, 10 km et 12 km.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté de l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur l'inversion des paramètres nuageux à partir de mesures radiométriques infrarouges thermiques depuis l'espace. Nous nous sommes particulièrement intéressés au cas de IIR pour lequel l'algorithme d'inversion estime l'émissivité effective, l'épaisseur optique effective, les indices microphysiques ainsi que le diamètre effectif et la forme des cristaux. Nous avons montré que les erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sur l'émissivité effective et l'épaisseur optique effective sont corrélées avec l'écart-type de l'épaisseur optique sous-pixel $\sigma_{\tau_{1km}}$. De plus, nous avons estimé que ces erreurs deviennent supérieures à la précision de la méthode d'inversion pour $\sigma_{\tau_{1km}} \sim 1$ correspondant logiquement aussi à la valeur à partir de laquelle l'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance (chapitre 3) devient supérieure à la précision instrumentale absolue de 1 K de IIR. On peut se reporter à la table 4.2 qui résume l'amplitude des erreurs dues aux hétérogénéités en fonction de différents paramètres et pour $\sigma_{\tau_{1km}} = 1$

Les impacts sur la restitution du diamètre effectif et de l'épaisseur optique des différents paramètres nuageux évoqués dans ce chapitre ont été résumés dans la table 4.3. On constate que les erreurs les plus importantes concernent celles dues aux hétérogénéités nuageuses sous pixel et en particulier pour les plus petits cristaux, car l'absorption, et donc le biais PPA sont plus forts. L'erreur moyenne, en valeur absolue, est égale à $4 \mu m$, c'est-à-dire 40 % en relatif pour un cirrus avec des cristaux de taille unique égale à $9.95 \mu m$. Notons que pour $D_{eff} = 40.58 \mu m$ la méthode SWT semble saturer car les propriétés optiques des cristaux dans les trois canaux convergent vers des valeurs similaires, entraînant alors de faibles différences de températures de brillance entre les canaux et donc une restitution moins précise des paramètres nuageux. Ensuite, viennent les effets

de la variabilité verticale des propriétés optiques et l'incertitude de 1 K sur la température de surface qui entraînent tout deux une erreur relative respectivement d'environ 8 % et 10 % sur le diamètre effectif des cristaux, à comparer avec l'incertitude relative estimée pour l'inversion du diamètre effectif par IIR d'environ 10 %. Concernant la restitution de l'épaisseur optique, les effets de la variabilité verticale des propriétés optiques et l'incertitude de 1 K sur la température de surface induisent une erreur relative de seulement 2 %, ce qui est bien en dessous du seuil de l'incertitude de 10 % de l'inversion IIR. Les autres effets, tels que l'effet de l'altitude du sommet du cirrus, de l'épaisseur géométrique et d'une incertitude de 1 K sur le profil de température atmosphérique entraînent des incertitudes sur la restitution du diamètre effectif et de l'épaisseur optique nettement inférieures à l'incertitude de l'inversion IIR. L'influence de ces paramètres est donc négligeable au regard des effets des hétérogénéités et de l'incertitude de l'inversion IIR. Cependant, l'effet de l'altitude du cirrus a probablement été sous estimé par le fait que nous avons comparés deux cirrus d'épaisseur optique modeste ($\tau_c = 0.9$) en comparaison par exemple de ceux étudiés pour comparer l'influence de la taille des cristaux ($\tau_c = 1.8$). En effet, nous avons observé au chapitre 3, une influence importante de l'altitude du cirrus sur l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les températures de brillance.

Pour résumer, l'effet des hétérogénéités sous pixel sur l'inversion des paramètres nuageux est largement dominant par rapport aux autres effets étudiés dans ce chapitre. Ces effets sont d'autant plus marqués pour les petits cristaux et augmentent avec l'écart type de l'épaisseur optique sous-pixel et le contraste de température de brillance entre le sommet du cirrus et la surface (ce que nous avons considéré comme un effet d'altitude), comme ce qui avait été observé au chapitre 3 concernant les températures de brillance. Comme nous avons aussi montré au chapitre 3, il semblerait que ces effets deviennent significatifs, c'est-à-dire supérieurs à l'incertitude de l'inversion, à partir d'un écart type

sous pixel de l'épaisseur optique environ égal à 1.

TABLE 4.2 – Table résumant les erreurs moyennes dues aux hétérogénéités, à $\sigma_{\tau_{1km}}$, sur l'émissivité effective $\Delta\varepsilon_{\text{eff}}$, l'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{\text{eff}}$ et les indices microphysiques $\Delta\text{MI}^{12/8}$ et $\Delta\text{MI}^{12/10}$ en fonction de différents paramètres : la bande spectrale, le diamètre effectif des cristaux D_{eff} , l'hétérogénéité vertical des propriétés optiques (Hétéro. vert. Prop. Opt.), l'effet de l'altitude du sommet et l'épaisseur géométrique du cirrus comparés à l'incertitude de IIR.

Erreurs sur le produit	Erreurs moyennes sur produits IIR dues aux hétérogénéités horizontales en fonction de :							Incertitude de IIR
	Bande	D_{eff}			Hétéro. vert. prop. opt.	Effet de l'altitude (11km - 8km)	Effet de l'épais. géo. (2km - 0.4km)	
		9.95 μm	20.09 μm	40.58 μm				
$\Delta\varepsilon_{\text{eff}}$	8.65 μm	-0.02	-0.01	0.00	0.02	-0.02	-0.01	$\sim \pm 0.03$
	10.60 μm	-0.04	-0.02	0.00	0.01	-0.03	0.00	$\sim \pm 0.03$
	12.05 μm	-0.06	-0.03	-0.02	0.01	-0.04	0.02	$\sim \pm 0.03$
$\Delta\tau_{\text{eff}}$	8.65 μm	-0.04	-0.02	0.00	0.04	-0.05	0.02	-
	10.60 μm	-0.08	-0.07	-0.04	0.02	-0.10	-0.01	-
	12.05 μm	-0.15	-0.08	-0.04	0.03	-0.16	-0.08	-
$\Delta\text{MI}^{12/8}$	-	-0.20	-0.15	0.00	-0.04	-0.03	0.05	-
$\Delta\text{MI}^{12/10}$	-	-0.09	-0.02	-0.01	-0.01	-0.03	0.03	-

TABLE 4.3 – Erreurs moyennes dues aux hétérogénéités sur la restitution des propriétés optiques des cirrus en fonction du diamètres effectifs (D_{eff}), de l'effet de l'altitude du sommet du cirrus et de l'effet de l'épaisseur géométrique. Ces erreurs sont comparées à celles dues à l'hétérogénéité verticale des propriétés optiques (Vert. hétéro. prop. opt.), avec 1Dvhe correspondant au cas d'un transfert radiatif 1D avec colonnes verticalement hétérogènes et 1Dvho verticalement homogènes, à une erreur de 1 K sur la température de surface, une erreur de 1 K sur le profil de température atmosphérique et à l'incertitude sur la restitution des paramètres lors de mesures IIR (Dubuisson et al. [2008]). $|\overline{\Delta D_{\text{eff}1\text{km}}}|$ correspond à la valeur absolue de l'erreur sur la restitution du diamètre effectif en valeur absolue (en μm et (%)), $|\overline{\Delta \tau_{1\text{km}}}|$ correspond à l'erreur sur la restitution de l'épaisseur optique et "min" et "max" aux erreurs minimales et maximales, en valeurs absolues.

	Effets des hétérogénéité sur les propriétés optiques restituées en fonction de :					Autres sources d'incertitudes			
	Diamètre effectif D_{eff}			Altitude du sommet	Epaisseur géométrique	Hetero. vert. prop. opt. (1Dvhe - 1Dvho)	Surface 1 K	Atmosphère 1 K	Incertainde de IIR
top. alt. (km)	7.97			11.06		11.06	-	-	-
geo. thick. (km)	0.4				2	2	-	-	-
D_{eff} (μm)	48.70	20.09	9.95			40.58	9.95	9.95	-
$ \overline{\Delta D_{\text{eff}1\text{km}}} $ (μm)	3	3	4	4.5	3.8	4	1	0.2	-
$\overline{\Delta D_{\text{eff}1\text{km}}}$ (%)	~ 8	~ 15	~ 40	~ 45	~ 38	~ 8	~ 10	~ 2	~ 10 à ~ 25
$ \Delta D_{\text{eff}1\text{km}} $ max (μm)	8	9	15	18	18	21	2	0.5	-
$ \Delta D_{\text{eff}1\text{km}} $ min (μm)	0	0	0	0	0	0	0.5	0.25	-
$ \overline{\Delta \tau_{1\text{km}}} $	0.10	0.20	0.40	0.46	0.39	0.02	0.04	0.08	-
$\overline{\Delta \tau_{1\text{km}}}$ (%)	~ 5	~ 11	~ 22	~ 24	~ 21	~ 2	~ 2	~ 4	~ 10
$ \Delta \tau_{1\text{km}} $ max	0.3	0.6	3.0	3.0	2.5	0.14	0.05	0.16	-
$ \Delta \tau_{1\text{km}} $ min	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.03	0.03	-

Conclusions et perspectives

L'impact radiatif des nuages de glace sur le système Terre-atmosphère ne fait, à l'heure actuelle, plus aucun doute (rapport du GIEC 2013). Leur haute altitude et leur relativement faible épaisseur optique leur confèrent majoritairement un forçage radiatif positif (effet de serre), bien que dans certains cas, celui-ci peut être négatif (effet parasol). Ce forçage est donc mal déterminé, en majorité à cause de la forte variabilité des propriétés macrophysiques, optiques et microphysiques des nuages de glace. Il apparaît alors indispensable d'étudier ces nuages et ainsi de mieux les représenter dans les modèles climatiques. L'important taux de recouvrement des cirrus autour du globe (60% à 70%) nécessite l'utilisation de moyens d'observations spatiaux. Cependant, pour des raisons de temps de calcul et de complexité, les algorithmes d'inversion satellitaires restituent les paramètres nuageux, à partir de mesures radiométriques, en supposant chaque pixel d'observation homogène et indépendant des autres (hypothèse IPA, Cahalan et al. [1994]). Cette approximation peut être éloignée de la réalité et peut entraîner des erreurs dans la restitution des paramètres nuageux. Dans cette thèse, nous avons étudié l'impact de cette approximation sur les températures de brillance simulées au sommet de l'atmosphère et sur les propriétés optiques des cirrus (épaisseur optique et diamètre effectif des cristaux) restitués dans l'infrarouge thermique. Ces erreurs sont importantes à caractériser car des instruments comme IIR ou MODIS utilisent des canaux infrarouges thermiques pour restituer leurs propriétés optiques.

La modélisation est un outil essentiel pour cette étude car elle permet de contrôler et d'ajuster chaque paramètre du modèle et ainsi de tester leur influence séparément. Pour cela, nous avons étendu aux cirrus le générateur de nuages 3DCloud, initialement développé pour les stratocumulus et les cumulus. Ce code a la particularité d'utiliser des simplifications des équations de la dynamique et de la thermodynamique afin de générer rapidement un contenu en glace (IWC) ou en eau liquide (LWC) dont les propriétés d'invariance d'échelle sont ensuite contrôlées par une méthode basée sur la transformée de Fourier. Deux champs d'IWC différents ont été simulés. Dans chacun d'eux, les propriétés optiques ont été modifiées afin de déterminer indépendamment leur influence sur l'effet des hétérogénéités. L'un de ces champs nuageux a été généré en simulant le cirrus observé le 25 mai 2007 lors de la campagne aéroportée CIRCLE-2. Cette campagne était principalement dédiée à la validation des produits IIR et CALIOP et elle nous a permis d'utiliser en entrée de 3DCloud de nombreux paramètres mesurés *in situ* et par télédétection. Les propriétés optiques des champs nuageux ont ensuite été paramétrées par deux modèles différents, (1) le modèle de Yang et al. [2001, 2005] utilisé dans l'algorithme IIR pour restituer la taille et la forme des cristaux et (2) le modèle de Baran et al. [2009, 2011a,b] qui nous a permis de simuler un champ de propriétés optiques tridimensionnel et hétérogène.

Ensuite, afin de simuler les températures de brillance au sommet de l'atmosphère nous avons étendu à l'infrarouge thermique, durant cette thèse, le code 3DMCPOL (Fauchez et al. [2012, 2014 : accepted to ACP]) , initialement développé pour le visible par Cornet et al. [2010]. Les températures de brillance sont simulées dans les trois canaux infrarouges de IIR ($8.65 \mu m$, $10.60 \mu m$ et $12.05 \mu m$) de deux façons différentes : i) en 3D à la résolution spatiale de $100 \text{ m} \times 100 \text{ m}$, puis moyennées à la résolution spatiale de

IIR de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ ($BT3D_{1km}$) et ii) en 1D à la résolution de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ en utilisant l'approximation du pixel homogène et indépendant ($BT1D_{1km}$). La comparaison des $BT3D_{1km}$ par rapport aux $BT1D_{1km}$ nous ont alors permis de mettre en évidence l'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance au sommet de l'atmosphère.

Nous avons montré que l'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance dans l'infrarouge thermique est fonction essentiellement de deux paramètres : l'écart-type de l'épaisseur optique sous-pixel et la différence de température de brillance entre le sommet du cirrus et l'atmosphère en ciel clair. La distribution spatiale de l'épaisseur optique sous-pixel ne présente pas d'influence significative, comme cela avait été montré pour le visible (Szczap et al. [2000], Cornet et al. [2004]). Pour les différents cirrus simulés, le contraste de températures de brillance entre le sommet du nuage et l'atmosphère en ciel clair est compris dans l'intervalle de $[-67 \text{ K}; -46 \text{ K}]$ et nous avons montré que l'effet des hétérogénéités devient supérieur à la précision instrumentale absolue de IIR (environ 1 K) à partir d'une épaisseur optique environ égale à 0.3 à 532 nm . Cette valeur d'épaisseur optique correspond à celle définie par Sassen and Cho [1992] comme la limite basse des cirrus optiquement épais. L'erreur de 1 K correspond aussi approximativement à un écart-type de l'épaisseur optique sous-pixel d'environ 1 . L'effet des hétérogénéités sur les températures de brillance augmente également avec la diminution de la résolution spatiale entre 1 km et 10 km à cause de l'augmentation du biais PPA.

Nous avons également étudié les propriétés d'invariance d'échelle des propriétés optiques des cirrus et des quantités radiatives. Les propriétés optiques telles que l'IWC, le diamètre effectif des cristaux et leurs coefficients optiques suivent une loi de puissance d'exposant $-5/3$ comme c'est le cas pour de nombreux nuages. Cependant, nous avons mis en évidence des pentes spectrales significativement plus faibles pour l'épaisseur optique, les luminances et les températures de brillance, que ce soit à partir des observations

IIR et MODIS ou de nos simulations. Il se pourrait que les processus d'évaporation et de condensation des cristaux ainsi que leur sédimentation en soient les responsables. Mais ces hypothèses nécessitent d'être vérifiées par un modèle permettant de générer des cirrus avec une paramétrisation plus rigoureuse des processus microphysiques que celle utilisée dans 3DCloud afin d'identifier le processus responsable de la valeur ces pentes spectrales.

Nous avons ensuite étudié l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur les paramètres nuageux restitués à partir des luminances ou températures de brillance simulées dans l'infrarouge thermique depuis l'espace. Les hétérogénéités ont un impact sur la restitution des produits nuageux car les algorithmes d'inversions supposent que les luminances (ou températures de brillance) observées proviennent d'un transfert radiatif 1D et que les colonnes nuageuses sont verticalement homogènes. Nous avons étudié l'impact des hétérogénéités nuageuses sur les produits nuageux obtenus à partir d'un algorithme similaire à l'algorithme opérationnel IIR à savoir l'émissivité effective, l'épaisseur optique effective et les indices microphysiques. De plus, nous avons utilisé la Split Window Technique qui exploite les différences de températures de brillance entre les trois canaux IIR pour restituer l'épaisseur optique et le diamètre effectif des cristaux.

Nous avons montré que l'effet des hétérogénéités des cirrus sur l'émissivité effective et l'épaisseur optique effective est corrélé avec l'écart type de l'épaisseur optique sous-pixel $\sigma_{\tau_{1km}}$. Comme dans le cas des températures de brillance, l'effet des hétérogénéités devient significatif et donc supérieur à précision de la méthode d'inversion à partir de $\sigma_{\tau_{1km}} \sim 1$. Nous avons aussi montré que l'erreur due aux hétérogénéités sur la restitution des produits nuageux décroît avec l'augmentation du diamètre effectif entre $D_{eff} = 9.95 \mu m$ et $D_{eff} = 40.58 \mu m$ car l'absorption diminue. Cette étude nous a aussi permis de confirmer les limites de la Split Window technique, évoquées par Dubuisson et al. [2008] et Sourdeval et al. [2012]. A partir d'un diamètre effectif de $D_{eff} \sim 40 \mu m$, la méthode ne

permet plus de restituer l'épaisseur optique et le diamètre effectif de manière aussi précise que pour de plus petits cristaux à cause de la convergence de la valeur de leurs propriétés optiques dans les trois canaux. L'erreur moyenne due aux hétérogénéités sur la restitution du diamètre effectif des cristaux a été estimée à environ 40 % et celle sur l'épaisseur optique à environ 28 % pour un cirrus composé de petits cristaux ($D_{eff} = 9.95 \mu m$). Pour des pixels fortement hétérogènes, ces erreurs dépassent les 100%.

Les effets des hétérogénéités sur les produits nuageux restitués ont aussi été comparés avec ceux dus à la variabilité verticale des propriétés optiques, à l'influence de l'altitude du sommet et de l'épaisseur géométrique du cirrus et à l'impact d'une incertitude de 1 K sur l'estimation de la température de surface et du profil de température atmosphérique. Les erreurs sur les paramètres restitués dues aux hétérogénéités dépassent largement celles des autres incertitudes et sont les seules à être supérieures à l'incertitude de la restitution des produits nuageux IIR (25% sur la restitution du diamètre effectif et 10% sur la restitution de l'épaisseur optique (Dubuisson et al. [2008])). Les erreurs dus aux hétérogénéités augmentent, en outre, sensiblement avec l'augmentation de l'altitude du cirrus.

Concernant la simulation du cirrus du 25 mai 2007 mesuré durant la campagne CIRCLE-2, nous avons montré que le contenu en glace du cirrus simulé par 3DCloud et les propriétés optiques utilisées permettent de restituer des paramètres nuageux proches de ceux observés par IIR en l'absence d'effets d'hétérogénéité. De surcroît, nous avons constaté qu'au regard de la précision de la méthode d'inversion, les effets dus aux hétérogénéités sur les produits inversés sont en moyenne faibles pour ce type de champ nuageux. Cependant, à l'échelle du pixel d'observation, ces effets peuvent devenir important pour les pixels les plus hétérogènes.

Il apparaît alors évident, au terme de cette thèse, que pour des cirrus dont l'hétérogénéité est importante (l'écart type sous-pixel de l'épaisseur optiques en supérieur à environ 1), l'utilisation d'un modèle de nuage simplifié, pour lequel les colonnes nuageuses sont homogènes et indépendantes, entraîne des erreurs importantes lors de l'inversion des propriétés optiques à partir de mesures radiométriques dans l'infrarouge thermique.

En perspectives de cette thèse, il serait intéressant de continuer à étudier les propriétés d'invariance d'échelle des cirrus en utilisant des paramétrisations des propriétés microphysiques plus complexes pouvant permettre de simuler de manière plus précise les phénomènes thermodynamiques et dynamiques à différentes échelles. Pour cela, il serait nécessaire d'améliorer et de complexifier les processus microphysiques dans 3DCloud ou d'utiliser un modèle plus précis, par exemple de type LES. Cela permettrait également d'étudier de quelles manières les effets des hétérogénéités (en particulier le transport des photons) influencent la dynamique du cirrus.

Concernant, l'étude de l'impact de l'hétérogénéité des cirrus sur la restitution des paramètres nuageux, celle-ci a permis de mettre en évidence des biais significatifs qu'il serait alors important de corriger afin d'améliorer la qualité des restitutions. L'infrarouge thermique semble le domaine le plus adéquat pour étudier l'impact des hétérogénéités sur les produits restitués à partir de radiomètre spatiaux tels que IIR. En effet, il y a peu de lissage radiatif et l'hétérogénéité de l'épaisseur optique correspond donc assez bien à l'hétérogénéité du champ radiatif. Comme nous l'avons vu durant cette thèse, les températures de brillance issues d'un transfert radiatif 3D à haute résolution sont systématiquement supérieures à celles issues d'un transfert radiatif 1D à plus basse résolution. Cela signifie que pour prendre en compte les effets des hétérogénéités, les luminances ou températures de brillance mesurées doivent être corrigées. Cependant, l'amplitude de cette correction est dépendante, d'une part, du contraste de températures de brillance entre le sommet

du cirrus et la surface et, d'autre part, de l'écart type sous-pixel de l'épaisseur optique. Le contraste de températures de brillance peut être obtenu en utilisant un pixel clair à proximité du cirrus, cependant il n'est actuellement pas possible d'obtenir l'écart type de l'épaisseur optique dans l'infrarouge thermique pour chaque pixel inversé.

Les effets des hétérogénéités devront aussi être considérés pour les futures missions dédiées à l'étude des nuages par radiométrie infrarouge depuis l'espace, tels que MTG-1 sur Meteosat 3^{ème} génération avec une résolution spatiale de 1 km à 2 km ou le radiomètre BBR (BroadBand Radiometer) sur EarthCare avec une résolution spatiale de 10 km x 10 km. Une étude prenant en compte les conditions d'observations de ces instruments (bandes spectrales, résolution, géométrie d'observation) serait cependant nécessaire afin de ré-évaluer les biais.

À noter qu'il existe d'autres radiomètres spatiaux, dédiés à l'observation des surfaces mais pouvant être tout de même exploités pour les nuages, et qui permettent des observations à haute résolution spatiale (100 m) dans l'infrarouge thermique. Par exemple, l'instrument ASTER (Advanced Spaceborn Thermal Emission and Reflection Radiometer) à bord de TERRA et TIRS (Thermal Infrared Sensor) à bord du futur LANDSAT-8. Modéliser leurs observations permettrait de mettre en évidence l'impact des hétérogénéités pour un radiomètre à une résolution spatiale dix fois supérieures à celle de IIR. Les effets des hétérogénéités, à cette échelle, devraient être largement dominés par le transport des photons pouvant affecter sensiblement la restitution des paramètres nuageux. Ceci pourrait être confirmé en modélisant le transfert radiatif à $100\text{ m} \times 100\text{ m}$ en 3D puis en inversant les températures de brillance en 1D à la même échelle. Il serait également intéressant de dégrader la résolution spatiale de ces instruments afin d'éviter l'effet du transport horizontal des photons. Nous avons estimé qu'à partir de $250\text{ m} \times 250\text{ m}$, ces effets deviennent, en moyenne, inférieurs à 1.0 K et le biais plan-parallèle doit être nettement plus faible qu'à la résolution de $1\text{ km} \times 1\text{ km}$ de IIR. Nous pourrions alors, par modélisation, vérifier cette

hypothèse et confronter la modélisation aux observations de ASTER ou LANDSAT-8 à la résolution de $250 \text{ m} \times 250 \text{ m}$.

Les conclusions de ce travail de thèse peuvent donc permettre de définir les caractéristiques d'un futur radiomètre infrarouge spatial (telles qu'une résolution spatiale d'environ $250 \text{ m} \times 250 \text{ m}$) dédié à l'étude des nuages, pour lequel les produits nuageux pourront être estimés en l'absence d'effet significatif des hétérogénéités. Cela permettrait ainsi améliorer la qualité de la restitution des propriétés optiques des cirrus.

Annexe A

Générateurs de scènes nuageuses

A.1 Introduction

Le but de cet annexe est de donner une liste non-exhaustive, de certains des générateurs de scènes nuageuses les plus connus, en particulier les LES (Large Eddy Simulator) afin de mettre en avant leurs points communs et leurs différences vis à vis de 3DCloud. Les LES sont des modèles météorologiques méso-échelles résolvant les équations non compressibles de la dynamique et de la thermodynamique de manière explicite. Nous allons présenter le modèle RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) et le modèle WRF (Weather Research and Forecasting) ainsi que modèle communautaire Meso-NH (Non-Hydrostatic Mesoscale) développé par la communauté de recherche française. En plus des LES, nous présenterons le générateur de cirrus développé par Hogan and Kew [2005].

A.2 Les LES (Large Eddy Simulator)

Les LES sont des modèles mathématiques permettant de simuler la turbulence, initiés en 1963 par Joseph Smagorinsky (Smagorinsky [1963]) pour simuler des courants atmosphériques. Les LES résolus de manière explicite les équations de Navier-Stokes, contrai-

rement à 3DCloud qui utilise des approximations (Boussinesq). Cependant, l'avantage de 3DCloud par rapport au LES et qu'il utilise un petit nombre de paramètres d'entrées pour lesquels les valeurs moyennes et les écarts types peuvent être ajustés, alors que pour les LES, seuls les propriétés moyennes de certains paramètres peuvent être ajustés. De plus, 3DCloud permet de contrôler les propriétés d'invariance d'échelle, alors que celles-ci sont implicitement modélisées dans les LES.

A.2.0.1 Le modèle RAMS

Le modèle RAMS (Regional Atmospheric Modeling System (Pielke et al. [1992]; Cotton et al. [2003]) : www.atmet.com, en français Système de Modélisation Atmosphérique Régional) est un code numérique (actuellement à sa 6^{ème} version) développé initialement dans les années 70 conjointement par l'Université du Colorado (CSU Colorado State University) et la division *ASTeR du laboratoire de recherche MRC/*ASTeR (Mission Research Corporation), pour simuler et prévoir la circulation atmosphérique de l'échelle hémisphérique à l'échelle de la turbulence (inférieure à 100 m). Il a été employé dans de nombreuses études afin de comprendre divers processus à méso-échelle, notamment pour l'étude de l'impact de l'humidité des sols sur les flux de chaleur (Chen and Avissar [1994]); l'étude de la mousson sur le Kenya (Mukabana and Pielke [1996]); pour l'étude de l'entraînement et du déentraînement dans les cumulonimbus (Cohen [2000]); la quantification de l'impact des effets radiatifs dus aux cristaux de glace dans les cirrus (Wu et al. [2000]), etc. Il existe en outre une version particulière du modèle RAMS appelée BRAMS v3.2 (Brazilian developments on the Regional Atmospheric Modelling System : <http://brams.cptec.inpe.br/>) spécialement adaptée par les services météorologiques brésiliens CPTEC/INPE pour les zones tropicales. Cette version est optimisée pour la prise en compte de la végétation, de l'humidité des sols et de la convection profonde. Le modèle RAMS/BRAMS est en constante évolution par l'introduction de nouvelles paramétrisations des processus sous

maille (Cotton et al. [2003]), ou par l'ajout de différents modules (chimie : Arteta et al. [2006] ; transport d'aérosols : Cautenet et al. [2000]) ou encore à travers l'amélioration de la structure informatique (parallélisme et portabilité du code).

Contrairement à 3DCloud, RAMS résout explicitement les équations de la dynamique et de la thermodynamique. Son modèle atmosphérique est construit autour des caractéristiques suivantes :

- Il contient un ensemble complet des équations non hydrostatiques compressibles de la dynamique atmosphérique et la thermodynamique, ainsi que les équations de conservation pour des quantités scalaires comme la vapeur d'eau et le rapport de mélange en hydrométéores.
- Ces équations sont complétées avec une grande sélection de paramétrisations de la diffusion turbulente, du transfert radiatif, de formation et de l'interaction de nuages, la précipitation des hydrométéores, les effets de surface, les échanges de chaleur latente et sensible etc.

A.2.0.2 Le modèle WRF

Le Modèle Weather Research and Forecasting (WRF) (recherche et prévision météo) est un système numérique méso-échelle de nouvelle génération pour les prévisions météo. Il est conçu à la fois pour des prévisions opérationnelles et les besoins de la recherche atmosphérique. C'est une évolution et le successeur du modèle MM5. Les efforts pour développer le WRF ont été une collaboration, principalement entre le National Center for Atmospheric Research (NCAR), la National Oceanic and Atmospheric Administration (le National Centers for Environmental Prediction (NCEP) et le Forecast Systems Laboratory (FSL), l' Air Force Weather Agency (AFWA), le Naval Research Laboratory,

Oklahoma University, et la Federal Aviation Administration (FAA). Les applications de WRF sont sensiblement les même que celles de RAMS.

WRF permet de résoudre explicitement les équations de la dynamique qui assure la conservation et implémente les principaux processus physiques en lien avec le climat (Skamarock et al. [2008]) à savoir :

- échanges et transferts radiatifs aux courtes et grandes longueurs d'onde ;
- mouvements et turbulences dans la couche limite planétaire ;
- schémas de convection et microphysique des nuages ;
- interaction eau, sol, végétation et pôle urbain avec les basses couches de l'atmosphère.

Tout comme RAMS, la résolution des équations de la dynamique à haute résolution dans WRF s'appuie sur la formulation non-hydrostatique des équations de la mécanique des fluides et de la thermodynamique. WRF implémente le formalisme eulérien de ces équations et propose deux noyaux qui diffèrent principalement dans leur mode d'utilisation du modèle :

- Le noyau Non-Hydrostatique Meso-scale Model (NMM) est utilisé pour la prévision météorologique opérationnelle. Ce noyau est développé par le NOAA/NCEP (National Oceanic and Atmospheric Administration/ National Centers for Environmental Prediction) ;
- Le noyau Advanced Research WRF (ARW) développé par le NCAR (National Center for Atmospheric Research) correspond à l'état de l'art de la résolution dynamique des schémas physiques les plus récents.

A.2.0.3 Le modèle Meso-NH

Meso-NH (Non-Hydrostatic Mesoscale) est le modèle atmosphérique méso-échelle non-hydrostatique communautaire développé par la communauté de recherche française. Il a été conjointement développé par le Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560 UPS/CNRS) et par le CNRM-JEU (URA 1357 CNRS/MÉTÉO-FRANCE). Ce code a été développé par une large communauté, il est alors difficile d'en dégager un auteur particulier, cependant, toutes les publications liées à Meso-NH et à sa validation peuvent être trouvées sur le lien suivant : <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>.

Le modèle Meso-NH possède les caractéristiques suivantes :

- Il incorpore un système non-hydrostatique d'équations, et calcule des budgets des grandes (synoptiques) aux petites (large eddy) échelles ;
- Il utilise un ensemble complet de paramétrisations physiques pour la représentation de nuages et des précipitations ;
- Il est couplé au modèle de surface SURFEX pour représenter les interactions surface/atmosphère en considérant différents types de surface (la végétation, la ville, océan, lac, etc..) ;
- Il tient compte d'une approche multi-échelle grâce à une technique d'emboîtement de grilles ;
- Il est couplé avec des modules de chimie gazeuse, aqueuse et des aérosols permettant d'étudier les processus physico-chimique atmosphériques.
- Il est pourvu d'opérateurs d'observation permettant de comparer directement les sorties du modèle avec des observations radiométriques, LIDAR ou RADAR.

A.3 Le code 3D stochastique de Hogan and Kew [2005]

Tout comme 3DCloud, le code développé par Hogan and Kew [2005] est un modèle capable de simuler de manière réaliste les cirrus en contrôlant les propriétés d'invariance d'échelle. La modélisation des cirrus dans 3DCloud a été inspirée par ce modèle. Celui-ci utilise en entrée un spectre de puissance 1D d'un profil d'IWC obtenu par mesures radar. Afin de le transformer en un champ d'IWC 3D, le modèle applique une transformée de Fourier 3D inverse sur une matrice d'amplitudes de Fourier simulées avec une phase aléatoire afin d'obtenir un champ 3D fractal et isotrope avec la même propriété spectrale que le champ 1D original. Chaque couche du cirrus est alors contrôlée de manière à obtenir un cirrus réaliste. Un exemple de comparaison entre un champ d'IWC observé et le champ mesuré correspondant est présenté figure A.1. Sur cette figure, on constate que la similarité entre les deux champs est très proche et la partie basse soumise à un cisaillement de vent vertical important modélise correctement les lignes du cirrus (fallstreak) observées.

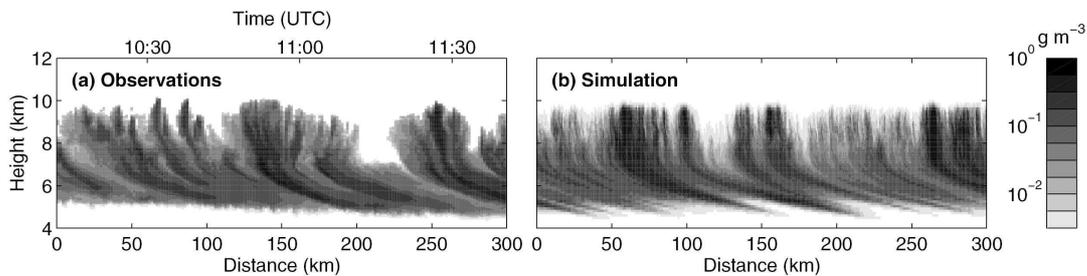


FIGURE A.1 – (a) Profil d'IWC obtenu à partir de mesure radar (b) profil simulé en 3D du profil d'IWC observé à un angle parallèle à la direction du vent et au niveau de formation du cirrus. Figure de Hogan and Kew [2005].

Annexe B

Codes de transfert radiatif

B.1 Introduction

Dans cette section nous allons présenter quelques un des codes de transfert radiatif les plus connus ainsi que les codes utilisés dans cette thèse lors d'inter-comparaisons avec 3DMCPOL ou lors de l'inversion des paramètres nuageux. Ils ont été regroupés en deux catégories, les codes de transfert radiatif 1D (DISORT, FASDOM, GAME, MATISSE) et les codes de transfert radiatif 3D (SHDOM) avec une attention toute particulière aux codes Monte-Carlo (MYSTIC, MCARaTS, le modèle Chen-Liou).

B.2 Les codes 1D

B.2.1 Le code DISORT

Le code DISORT (Stamnes et al. [1988]) est un modèle de transfert radiatif basé sur la méthode des ordonnées discrètes (Chandrasekhar [1960]). Il a été utilisé dans cette thèse afin de comparer les premiers résultats de 3DMCPOL dans l'infrarouge thermique dans des cas 1D. C'est un code fonctionnant sous l'approximation plan parallèle et pouvant modéliser le transfert radiatif de l'ultraviolet à l'infrarouge monochromatiquement ou sur

une bande spectrale. Le code suppose les colonnes nuageuses verticalement homogènes, mesurées en unité d'épaisseur optique et deux coordonnées angulaires, polaire et azimutale. DISORT utilise une méthode de décomposition de la luminance en série de Fourier qui s'exprime comme :

$$L(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N L^m(\tau, \mu) \cos(\phi_0 - \phi) \quad (\text{B.1})$$

avec τ l'épaisseur optique, μ l'angle zénithal, ϕ l'angle azimutal, m allant de 0 à N avec N le nombre de coefficients de la série de Fourier. L'un des atouts majeurs de DISORT est qu'il permet de résoudre le transfert radiatif quelque soit l'épaisseur optique, le nombre de couche ou la longueur d'onde. DISORT utilise la méthode présentée par Wiscombe [1977] appelée méthode $\delta - M$. Celle-ci permet d'optimiser le temps de calcul en tronquant l'important pic de diffusion vers l'avant. L'énergie radiative tronquée est alors ajoutée à la radiance directe ce qui a pour effet de lisser la fonction de phase et diminuer l'épaisseur optique, l'albédo de diffusion simple et le facteur d'asymétrie. Cette approximation peut affecter sensiblement les luminances, mais n'affecte pas le calcul des flux où l'énergie est intégrée sur toutes les directions.

DISORT utilise la méthode des ordonnées discrètes afin de résoudre l'équation du transfert radiatif. De manière générale, l'équation du transfert radiatif contient un nombre infini de directions qui sont couplées dans le terme de diffusion. Dans cette méthode, les directions sont discrétisées en un nombre fini en utilisant une quadrature de Gauss-Legendre. L'équation différentielle-intégrale est donc remplacée par un jeu d'équations aux dérivées partielles. Plus le nombre de directions est important, meilleure est la précision. La fonction de phase $P(\cos(\Theta))$ en polynômes de Legendre P_l :

$$P(\cos(\Theta)) = \sum_{l=0}^N \varpi_l P_l, \quad (\text{B.2})$$

avec $P_l(\cos(\Theta)) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l(\cos^2(\Theta)-1)}{d\cos^l(\Theta)}$, ϖ_l , les coefficients d'expansion des polynômes qui sont donnés par :

$$\varpi_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos(\Theta)) P_l(\cos(\Theta)) d(\cos(\Theta)), \quad l = 0, 1, \dots, N \quad (\text{B.3})$$

B.2.2 Le code FASDOM

Le code de transfert radiatif FASDOM (FASt Discrete Ordinates Method, Dubuisson et al. [2005]) a été développé afin de simuler des luminances au sommet de l'atmosphère mesurée dans les trois canaux de l'IIR. FASDOM a été utilisé dans cette thèse lors de la restitution des paramètres nuageux. FASDOM utilise DISORT pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans une atmosphère absorbante et diffusante. L'absorption gazeuse est paramétrée via la méthode de correlated k-distribution (voir B.2). L'atmosphère utilisée dans FASDOM est discrétisée verticalement (approximation plan-parallèle) dont les limites de chaque couche sont définies par le profil de pression P , de température T et de quantité de gaz u . Chaque couche homogène est alors définie par son épaisseur optique (nuageuse et/ou gazeuse) τ , son albédo de diffusion simple ϖ_0 , le facteur d'asymétrie de la fonction de phase g ou le développement en polynômes de Legendre. FASDOM permet donc de tenir compte des gaz atmosphériques tels que la vapeur d'eau, l'ozone, ainsi que différents gaz homogènes à effet de serre (CO_2 , CH_4 et NO_2) grâce à l'utilisation de la base de données HITRAN-2000. L'algorithme opérationnel de l'IIR utilise également une version de FASDOM plus rapide (FASRAD) qui ne prend pas en compte les phénomènes de diffusion afin de faire gagner un temps précieux à l'algorithme opérationnel. Enfin,

Dubuisson et al. [2005] ont comparé FASDOM à un code à haute résolution spectrale de type line-by-line et montrent que la précision de FASDOM sur les températures de brillance est meilleure que 0.3 K. Ce code a donc l'avantage d'être rapide tout en permettant de résoudre le transfert radiatif avec une précision meilleure que la précision instrumentale absolue de IIR (1 K).

B.2.3 Le code GAME

Le code GAME (Global Atmospheric Model, Dubuisson et al. [2006]) a été utilisé dans cette étude afin de comparer et valider le calcul des luminances obtenus par code MATISSE (Modélisation Avancée de la Terre pour l'Imagerie et la Simulation des Scènes et leur Environnement, Simoneau et al. [2006], voir section C) de l'ONERA (Office National d'études et de recherches aérospatiales). GAME est un code permettant de résoudre l'équation du transfert radiatif en utilisant DISORT afin de tenir compte de la diffusion multiple. L'absorption gazeuse est calculée par la méthode de la "correlated k-distribution" (voir B.2) . Les flux radiatifs, les luminances et les taux de réchauffement peuvent être calculés à chaque niveau de l'atmosphère entre dans l'intervalle $0.2 - 50 \mu m$.

B.3 Les codes 3D

B.3.1 Le code SHDOM

Le code SHDOM (Spherical Harmonic Discrete Ordinary Method, Evans [1998]) est un code de transfert radiatif pour des atmosphères tridimensionnelles pouvant calculer des luminances dans le visible et l'infrarouge thermique. Il a en outre la particularité d'utiliser à la fois les harmoniques sphériques et les ordonnées discrètes (DISORT) afin d'optimiser les temps de calcul.

La partie angulaire de la fonction source est représentée par une série d'harmoniques sphériques. Si la diffusion dépend seulement de l'angle de diffusion (comme c'est le cas pour des particules aléatoirement orientées), alors la fonction source décomposée en harmoniques sphériques peut être réduite à une multiplication. De plus, une troncature en harmonique sphérique a été implémentée pour le cas de fonction de phase lisse afin de diminuer le temps de calcul.

Les ordonnées discrètes sont quant à elles utilisées pour l'intégration de la fonction de phase combinées à une grille adaptative permettant d'améliorer la résolution spatiale.

La méthode itérative est équivalente à une approche par ordres successifs. Pour chaque itération :

1. La fonction source est transformée en ordonnée discrète à chaque point de la grille spatiale.
2. La forme intégrale de l'équation du transfert radiatif est utilisée pour calculer la radiance (en ordonnées discrètes) en chaque point de la grille.
3. La luminance est exprimée en harmoniques sphériques.
4. La nouvelle fonction source est calculée à partir de la luminance en harmoniques sphériques.

Les itérations sont stoppées lorsque l'écart-type de la différence entre les fonctions sources du champ entre deux itérations successives est inférieure à une valeur d'entrée choisie. Il est de surcroît possible de choisir les discrétisations angulaires et spatiales afin de trouver un compromis entre précision et temps de calcul. Notons que les conditions aux limites peuvent être choisies périodiques, ouvertes en x , ouvertes en y , ou ouvertes en x et y .

En conclusion, SHDOM est l'une des représentations la plus explicite du transfert radiatif atmosphérique 3D. Cependant, il ne peut pas traiter toutes les situations de modélisation et les méthodes de Monte Carlo sont souvent plus précises car elles utilisent moins d'approximations, mais sont en contre-partie plus lentes. SHDOM est approprié aux milieux atmosphériques dans lesquels le transfert radiatif peut être résolu, c'est-à-dire où la profondeur optique à travers les cellules de la grille adaptative est de l'ordre de l'unité.

SHDOM a été utilisé dans cette thèse afin de comparer et valider les simulations de 3DMCPOL du transfert radiatif 3D dans l'infrarouge thermique.

B.3.2 Les méthodes de Monte-Carlo

Les algorithmes de Monte Carlo sont des méthodes numériques utilisant des procédés aléatoires. Le nom de cette méthode fait allusion aux jeux de hasard pratiqués à Monte Carlo et elle a été élaborée par Metropolis and Ulam [1949]. Le véritable développement des méthodes de Monte-Carlo s'est effectué sous l'impulsion de John von Neumann et Stanislas Ulam notamment, lors de la Seconde Guerre mondiale pour des recherches sur la fabrication de la bombe atomique. Désormais, les méthodes de Monte-Carlo sont particulièrement utilisées pour calculer des surfaces et des volumes via les calculs d'intégrales en dimensions plus grandes que l'unité. Elles sont également couramment utilisées en physique des particules, où des simulations probabilistes permettent d'estimer la forme d'un signal ou la sensibilité d'un détecteur. Dans le domaine financier, cette méthode permet aussi d'introduire une approche statistique du risque dans une décision financière. Elle consiste à isoler un certain nombre de variables-clés du projet et à leur affecter une distribution de probabilités. Pour chacun de ces facteurs, un grand nombre de tirages aléatoires sont effectués dans les distributions de probabilités déterminées précédemment,

afin de trouver la probabilité d'occurrence de chacun des résultats. Actuellement, l'imagerie médicale utilise des méthodes de Monte-Carlo pour la conception et l'optimisation de détecteurs et pour la correction d'images dégradées par des effets d'atténuation, de diffusion, etc. Dans la modélisation du transfert radiatif via la méthode de Monte-Carlo, chaque photon est suivi individuellement et se déplace selon un trajet aléatoire à travers l'atmosphère. La source de ces photons peut être solaire ou terrestre (émission thermique de l'atmosphère, de la surface etc..).

Dans la suite de cette annexe, nous présentons successivement les codes Monte-Carlo de transfert radiatif 3D dont la méthode est proche de celle de 3DMCPOL.

B.3.2.1 Le code MYSTIC

Le code MYSTIC (Mayer [1999, 2000]; Emde and Mayer [2007]) est un code Monte-Carlo qui permet de suivre chaque photon individuellement à travers l'atmosphère (de la même manière que 3DMCPOL). Les photons peuvent provenir du sommet de l'atmosphère (pour l'émission solaire) soit par l'atmosphère, les nuages et la surface (pour l'émission thermique). Le code MYSTIC permet de plus de fonctionner en mode "backward", c'est-à-dire que le transfert radiatif est calculé en partant du détecteur et en remontant jusqu'à la source d'émission du photon. MYSTIC peut fonctionner en mode 3D ou 1D et il peut prendre en compte des topographies complexes ainsi qu'inclure la polarisation. MYSTIC est un code publique pouvant être acquis gratuitement, plus d'informations sur MYSTIC et peuvent être trouvées via le lien suivant :

<http://www.bmayer.de/mystic.html>.

B.3.2.2 Le code MCARaTS

MCARaTS (Iwabuchi [2006]) est un code de transfert radiatif 3D atmosphérique utilisant un algorithme Monte-Carlo "forward" (direct). C'est un code parallélisé qui permet de simuler le transfert radiatif solaire et thermique dans une atmosphère nuageuse au-dessus d'une surface quelconque afin d'estimer des taux de réchauffement, des luminances, ainsi que modéliser des images prises par une caméra etc. Le code ainsi que des informations complémentaires sur MCARaTS sont accessibles gratuitement à l'adresse suivante : <http://www.geocities.jp/null2unity/mcarats/>.

B.3.2.3 Le modèle Chen-Liou

Le modèle développé par Chen and Liou [2005] est un code 3D Monte-Carlo spécifique au traitement du transfert radiatif thermique large bande et permet d'estimer des flux et des taux de réchauffement en 1D et en 3D. L'absorption gazeuse y est paramétrée via la "correlated k-distribution" (voir B.2) et l'atmosphère est discrétisée en cellules cubiques homogènes et isothermes qui émettent en fonction de leurs caractéristiques d'émission (émissivité et température).

B.3.2.4 Le projet I3RC

Le projet I3RC est né à la fin des années 90 de l'idée d'inter-comparer les codes de transfert radiatifs 3D les plus performants (Cahalan et al. [2005]). L'objectif était de comparer les différentes méthodes valables pour des calculs de transfert radiatif 3D à travers l'atmosphère, de fournir des résultats de références pour tester et corriger les codes de transfert radiatif 3D, de publier un outil libre d'accès (naissance de la communauté 3D Monte-Carlo) et d'aider les sciences atmosphériques en créant un site internet éducatif sur le transfert radiatif 3D (<http://i3rc.gsfc.nasa.gov/>). Ce projet inclut aussi le

développement d'un code de transfert radiatif 3D communautaire. Les versions actuelles des codes de Monte-Carlo communautaires peuvent aussi être accessibles via l'adresse internet précédente.

B.4 Traitement de l'absorption gazeuse

De nombreuses méthodes ont été développées afin de prendre en compte l'absorption gazeuse dans les modèles. Comme nous pouvons le voir sur la figure B.1, le spectre de transmission des gaz atmosphériques est fortement complexe, et peut varier fortement dans un intervalle spectral court. De surcroît, les mesures instrumentales telles que celles des radiomètres ne sont en général pas monochromatiques. Il est donc nécessaire d'intégrer l'équation du transfert radiatif sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ correspondant à la largeur du filtre $f(\lambda)$ de l'instrument. Cette intégration du spectre de transmission est possible, grâce à la méthode line-by-line (raie par raie en anglais). Des bases de données spectroscopiques extrêmement complètes ont été développées afin de calculer les propriétés gazeuses de façon très précise (HITRAN : Rothman et al. [2009] ; GEISA : Husson et al. [1992]). Cependant cette méthode est très couteuse en temps de calcul, et elle est peut adaptée lorsque l'on souhaite inverser des propriétés atmosphériques en utilisant les équations de transfert radiatif.

Il existe cependant une approximation plus économe en temps de calcul appelée la "correlated k-distribution" (Lacis and Oinas [1991] ; Kratz [1995]) que nous avons utilisé dans cette thèse afin de tenir compte de l'absorption gazeuse lors de la simulation du transfert radiatif dans l'infrarouge thermique. Cette méthode consiste à approcher la transmission sur l'intervalle de fréquences $\Delta\nu$ par une somme d'exponentielle afin de tenir compte des variations de l'absorption sur l'intervalle $\delta\nu$. Chaque terme de la somme permet de mieux prendre en compte la propriété de multiplicativité des transmissions

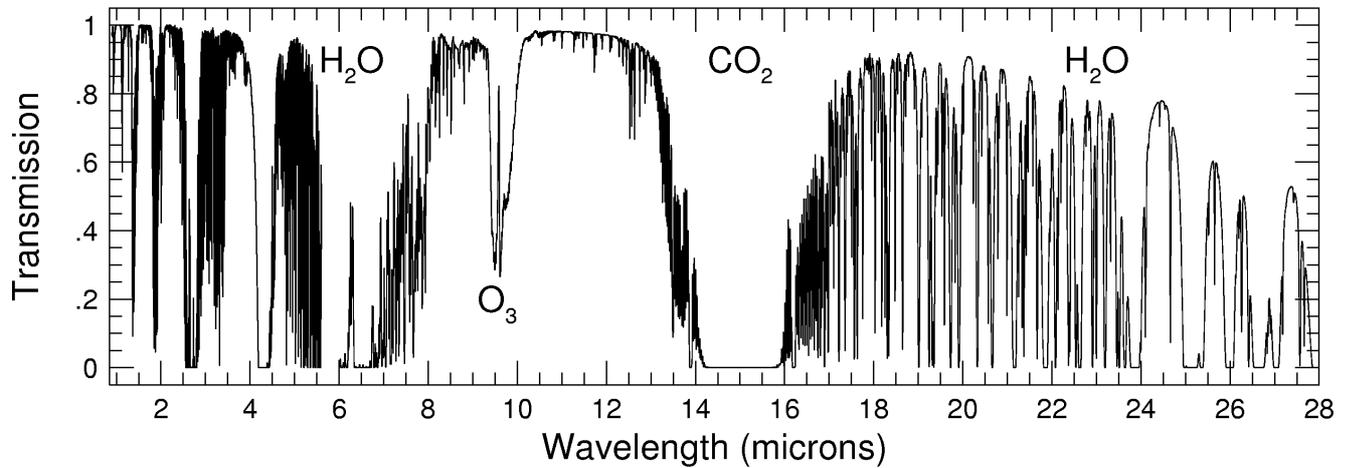


FIGURE B.1 – Spectre de la transmission atmosphérique aux alentours de la fenêtre atmosphérique infrarouge.

pour un parcours inhomogène. Il faut cependant garder à l'esprit que le calcul approché des transmissions par une somme d'exponentielle est un problème numériquement mal conditionné, avec une précision limite qui est de l'ordre de 0.1%. La méthode de la "correlated k-distribution" suppose que pour un intervalle $\Delta\nu$ donné, la transmission ne dépend que de la fraction de cet intervalle qui est associée à une valeur donnée du coefficient d'absorption quelle que soit l'altitude. La transmission à une pression et à une température donnée est alors exprimée par une intégration sur la distribution de densité du coefficient d'absorption :

$$t_{\Delta\nu}(P, T) = \int_0^{\infty} f(k) \exp(-ku) dk \quad (\text{B.4})$$

avec $t_{\Delta\nu}(P, T)$ la transformée de Laplace de la fonction $f(k)$, k le coefficient d'absorption en km^{-1} et u le chemin géométrique en km . Pour chaque intervalle $\Delta\nu$, la fonction $f(k)$ représente la probabilité du coefficient d'absorption k d'appartenir à l'intervalle $[k, k+dk]$. La transmission peut alors être exprimée par une somme d'exponentielle définie comme :

$$t_{\Delta\nu}(P, T) \simeq \sum_{i=1}^N a_i \exp(-k_i(P, T)u(P, T)) \quad (\text{B.5})$$

avec a_i les poids représentant la probabilité associée au coefficient d'absorption moyen k_i de chaque classe d'absorption i (encore appelées "bins"). Les a_i sont déterminés par un calcul préliminaire "line by line" avec la somme des poids a_i devant être égale à 1 (voir figure B.2). Les coefficients d'absorption sont supposés corrélés à tous les niveaux de pression pour un intervalle donné. Quel que soit le niveau de pression (d'altitude), les coefficients a_i sont identiques pour un intervalle donné :

$$a_i \int_{k_{i-1}}^k f(k) dk = g(k_i) - g_{k_{i-1}}, \text{ avec } g(k_i) = \int_0^k f(k) dk \quad (\text{B.6})$$

avec $g(k_i)$ la fonction de poids.

La méthode de la "correlated k-distribution" exploite la propriété de multiplicativité des transmissions, dans le cas d'une atmosphère subdivisée en différents niveaux de pression. La transmission totale de l'atmosphère est calculée en appliquant le produit des transmissions à chaque couche atmosphérique pour un "bin" donné, pondéré par a_i . On somme alors le résultat pour chaque "bin" afin d'obtenir la transmission atmosphérique totale qui s'exprime de la manière suivante :

$$t_{\Delta\nu} \simeq \sum_{i=1}^N a_i \prod_{P_B}^{P_T} \exp(-k_i(P, T)u(P, T)) \quad (\text{B.7})$$

avec P_B désignant la pression au niveau du sol et P_T la pression au sommet de l'atmosphère.

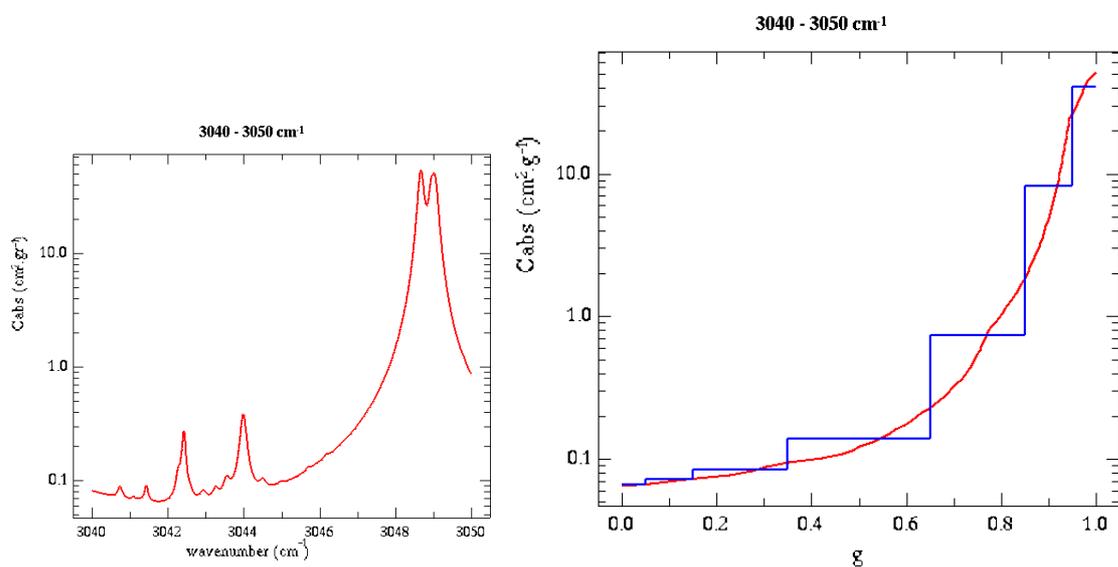


FIGURE B.2 – A gauche, schéma représentant la variation spectrale du coefficient d'absorption pour un intervalle spectral de nombre d'onde (calcul "line by line"). A droite, la fonction de répartition du coefficient d'absorption (courbe rouge) à l'intérieur de l'intervalle est approchée par une somme d'exponentielle (courbe bleue) divisant l'absorption en 7 bins en fonction de la fonction de poids g .

Annexe C

Inter-comparaisons avec le code MATISSE (ONERA)

Le code MATISSE (Modélisation Avancée de la Terre pour l’Imagerie et la Simulation des Scènes et de leur Environnement, Simoneau et al. [2006]) est un simulateur de scènes de fonds naturels dans l’infrarouge ($3 \mu m - 13 \mu m$). Il a été développé afin de répondre aux besoins en génération d’images de fonds et en calcul de grandeurs radiatives spécifiques des services techniques de la DGA (Direction Générale de l’Armement) et des industriels du secteur de la défense.

MATISSE est désormais à sa version 2.1 et il a été initialement développé dans le but de générer des images de références en utilisant des méthodes permettant un bon compromis entre précision et temps de calcul. MATISSE se distingue ainsi de la plupart des simulateurs d’images pour lesquels la vitesse d’exécution prime bien souvent au détriment de la physique. MATISSE peut fonctionner sous deux modes, un mode imagerie et un mode ligne de visée.

En mode imagerie, MATISSE est capable de simuler des images spectrales en luminance et en transmission telles que le verrait un instrument d'observation. Ce dernier est défini par sa position en coordonnées géocentriques, son altitude, la géométrie d'observation, le champ de vue angulaire et le nombre de pixels. L'image alors formée est une image en luminance, c'est-à-dire que chaque pixel de l'image correspond une valeur unique de luminance le long d'une seule ligne de visée.

En mode ligne de visée, MATISSE permet de simuler le transfert radiatif (calcul de luminances et transmissions) le long d'une ligne de visée avec les mêmes hypothèses de calcul et d'environnement que celles des images générées.

En mode imagerie tout comme en mode ligne de visée, la résolution spectrale du modèle est de 5 cm^{-1} et l'absorption est paramétrée via la correlated k-distribution.

Dans cette thèse nous avons comparé deux codes de transfert radiatif du LOA, GAME (Dubuisson et al. [2006]) et 3DMCPOL (Cornet et al. [2010]) à MATISSE en mode ligne de visée, pour différents angles d'observation. Avec le code GAME, nous avons pu comparer le transfert radiatif à haute résolution spectrale pour une atmosphère ciel clair et pour un intervalle de 3000 cm^{-1} à 25000 cm^{-1} (de $3.3 \mu\text{m}$ à $0.4 \mu\text{m}$) avec une résolution de 10 cm^{-1} . On constate le bon accord entre GAME et MATISSE, sauf dans certains cas où des raies d'absorption manquent dans GAME.

En outre, nous avons comparé les simulations de MATISSE à celles de 3DMCPOL et SHDOM pour différents types de cirrus dans une gamme de longueur d'onde plus étroite dans les canaux IIR à $8.65 \mu\text{m}$, $10.60 \mu\text{m}$ et $12.05 \mu\text{m}$ (figure C.2) et dans une atmosphère "Mid Latittude Summer". MATISSE propose différents types de cirrus pour

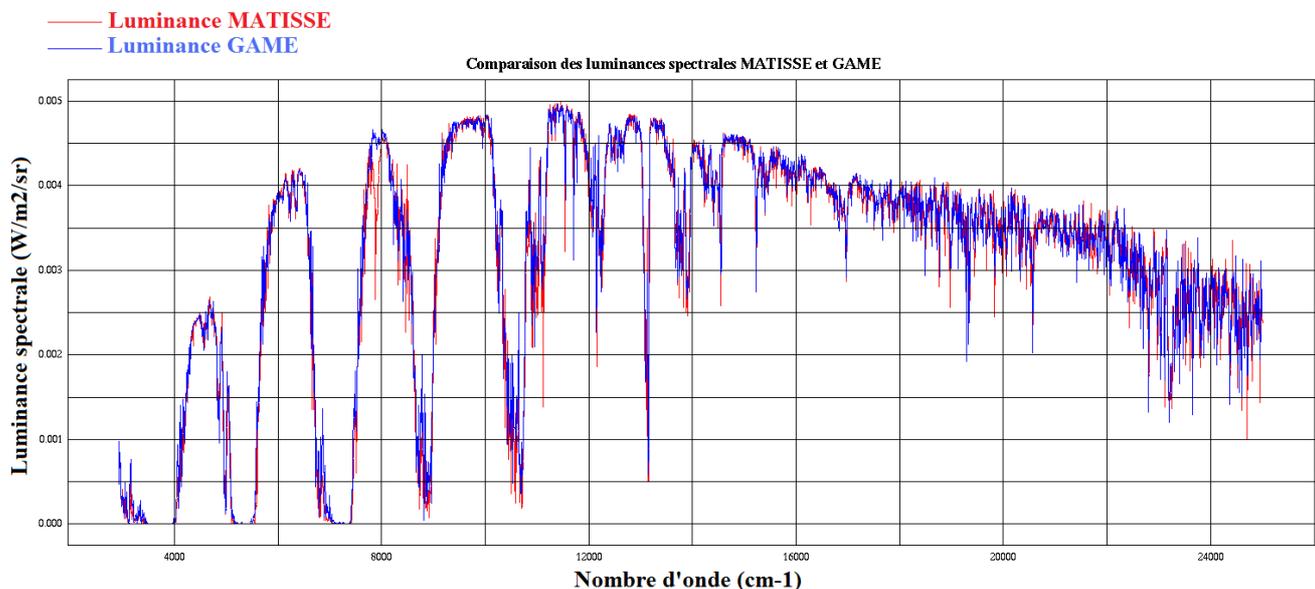


FIGURE C.1 – Comparaison des luminances spectrales de GAME et MATISSE simulées pour une atmosphère ciel clair entre 2500cm^{-1} et 25000cm^{-1} .

lesquels un coefficient d'extinction σ_e et un rayon effectif des cristaux R_{eff} est imposé et dont l'utilisateur contrôle l'épaisseur géométrique et l'altitude du sommet. Concernant le modèle de fonction de phase des cristaux, nous avons choisi d'utiliser une fonction de phase de type Henyey-Greenstein parmi les fonctions de phase proposées par MATISSE (Mie, Pure Hexagonal Monocrystal etc.), bien adaptée aux cristaux de glace dans l'infrarouge thermique. Nous avons alors testé un cas en ciel clair, puis quatre cas de cirrus avec différentes propriétés :

- Cirrus très fin : $\sigma_e = 0.0114\text{km}^{-1}$, $R_{eff} = 4 \mu\text{m}$.
- Cirrus fin : $\sigma_e = 0.0340\text{km}^{-1}$, $R_{eff} = 4 \mu\text{m}$.
- Cirrus épais : $\sigma_e = 0.1458\text{km}^{-1}$, $R_{eff} = 96 \mu\text{m}$.
- Cirrus très épais : $\sigma_e = 1.0416\text{km}^{-1}$, $R_{eff} = 96 \mu\text{m}$.

On constate que pour l'atmosphère en ciel clair tout comme les cirrus "très fin", "fin" et "épais", la différence relative entre 3DMCPOL, MATISSE et SHDOM est inférieure en

valeur absolue à 2%, montrant ainsi le bon accord entre les trois codes. Cependant, on note que pour le cirrus très épais des différences plus importantes apparaissent (entre 5 % et 10 %) et principalement entre MATISSE et SHDOM. Nous avons émis l'hypothèse que la paramétrisation des propriétés optiques des deux modèles n'est pas tout à fait similaire et cette différence augmente avec le coefficient d'extinction σ_e car le nombre de diffusion croît. De plus, l'augmentation du R_{eff} entre $4 \mu m$ et $96 \mu m$ est liée à une augmentation de l'albédo de diffusion simple dans les trois canaux, renforçant encore l'influence de la diffusion.

En résumé, nous avons présenté le code de transfert radiatif MATISSE, permettant à la fois de générer des images de luminances et effectuer des calcul de transfert radiatif le long d'une ligne de visée. Ce modèle a été inter-comparé aux codes du LOA et a donné des résultats cohérents (moins de 2% de différence en moyenne). Cependant, nous avons vu pour que les grandes particules ($R_{eff} = 96 \mu m$) et en particulier pour une épaisseur optique importante, les comparaisons des luminances simulées entre MATISSE et SHDOM et entre MATISSE et 3DMCPOL donnent des résultats moins satisfaisants pouvant être expliqués par un traitement différent des processus de diffusion.

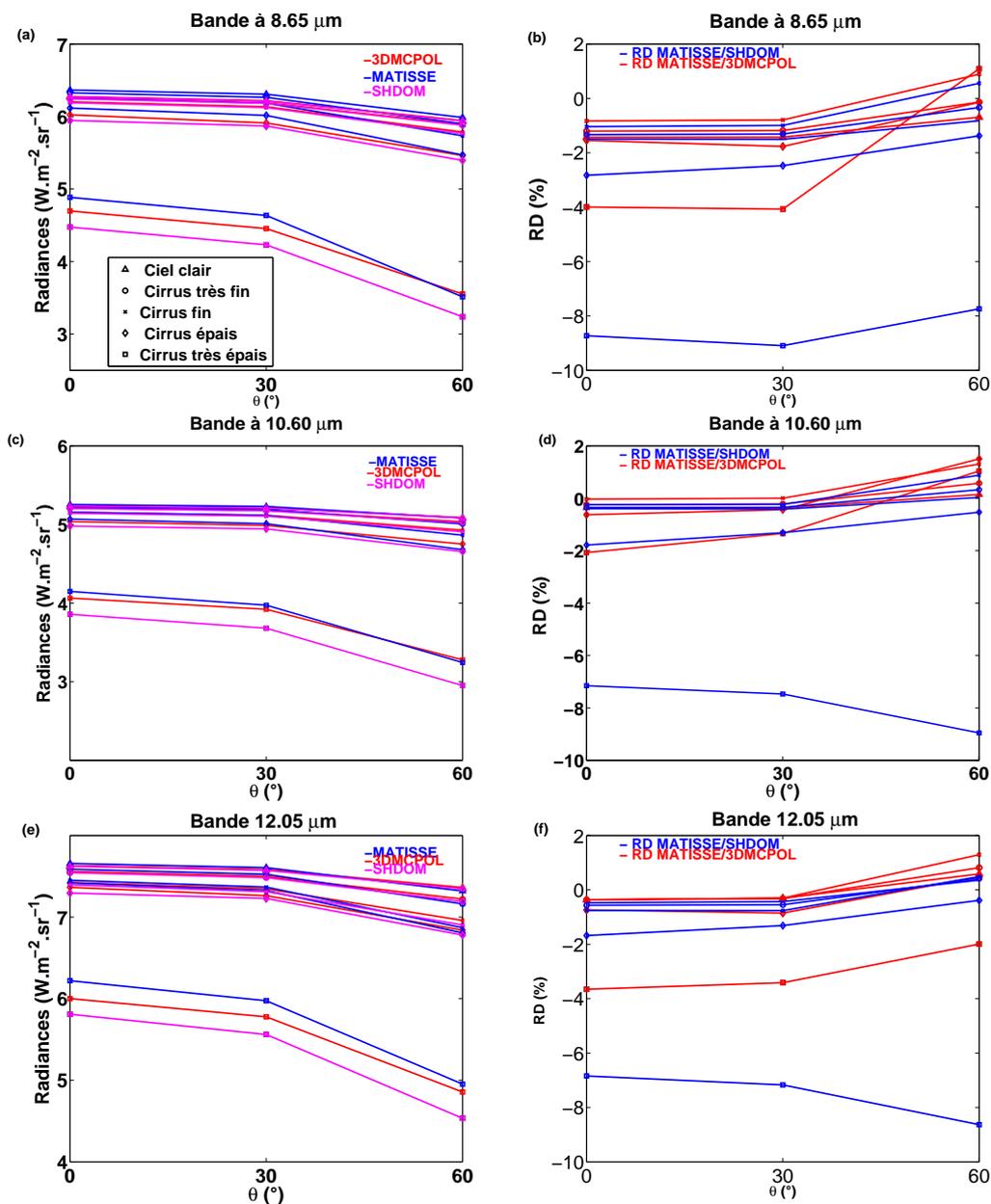


FIGURE C.2 – (a), (c) et (e) : comparaisons des luminances simulées par MATISSE, 3DMCPOL et SHDOM en fonction de l'angle zénithal de vue θ pour des cirrus avec différents coefficients d'extinction σ_e et rayon effectif R_{eff} pour les bandes à 8.65 μm , 10.60 μm et 12.05 μm . (b), (d) et (f) : différences relatives (RD %) entre les luminances simulées entre MATISSE et 3DMCPOL (lignes rouges) et entre MATISSE et SHDOM (lignes bleues) pour les bandes à 8.65 μm , 10.60 μm et 12.05 μm .

Bibliographie

- Allen, J. R. Measurements of cloud emissivity in the 8-13 um waveband. *Journal of Applied Meteorology. J APPL METEOROL*, **10**(2) :260–265, 1971.
- Arteta, J., Cautenet, S., Taghavi, M., and Audiffren, N. Impact of two chemistry mechanisms fully coupled with mesoscale model on the atmospheric pollutants distribution. *ATMOS ENVIRON*, **40**(40) :7983 – 8001, 2006.
- Baran, A. J. and Labonnote, L.-C. A self-consistent scattering model for cirrus. I : The solar region. *Q J ROY METEOR SOC*, **133**(629) :1899–1912, 2007.
- 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. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **127**(577) :2395–2416, 2001.
- 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. *J QUANT SPECTROSC RA*, **110**(14-16) :1579–1598, Nov 2009.
- 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. *Q J ROY METEOR SOC*, **137**(659) : 1547–1560, 2011a.

- 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. *Q J ROY METEOR SOC*, **137**(654) :199–218, 2011b.
- Baum, B., Yang, P., Heymsfield, A., Platnick, S., King, M., Hu, Y.-X., and Bedka, S. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part II. Narrowband models. *J APPL METEOROL*, **44**(12) :1896–1911, 2005.
- Baum, B., Yang, P., Heymsfield, A., Schmitt, C., Xie, Y., Bansemer, A., Hu, Y.-X., and Zhang, Z. Improvements in shortwave bulk scattering and absorption models for the remote sensing of ice clouds. *B AM METEOROL SOC*, **50**(5) :1037–1056, May 2011.
- Baumgardner, D. and Korolev, A. Airspeed Corrections for Optical Array Probe Sample Volumes. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **14** :1224, 1997.
- Benassi, A., Szczap, F., Davis, A., Masbou, M., Cornet, C., and Bleuyard, P. Thermal radiative fluxes through inhomogeneous cloud fields : a sensitivity study using a new stochastic cloud generator. *Atmospheric Research*, **72** :291–315, 2004.
- Bréon, F.-M. and Goloub, P. Cloud droplet effective radius from spaceborne polarization measurements. *Geophysical Research Letters*, **25**(11) :1879–1882, 1998.
- 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.
- Brown, P. and Francis, P. Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12** :410, 1995.
- C. Labonnote, L., 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** (1) :113–116, 2000.
- Cahalan, R. F. and Snider, J. B. Marine stratocumulus structure. *Remote Sens. Environ.*, **95-107** :28, 1989.
- Cahalan, R. F., Ridgway, W., Wiscombe, W. J., Bell, T. L., and Snider, J. B. The Albedo of Fractal Stratocumulus Clouds. *J ATMOS SCI*, **51**(16) :2434–2455, aug 1994.
- Cahalan, R. F., Oreopoulos, L., Marshak, A., Evans, K. F., Davis, A. B., Pincus, R., Yetzer, K. H., Mayer, B., Davies, R., Ackerman, T. P., Barker, H. W., Clothiaux, E. E., Ellingson, R. G., Garay, M. J., Kassianov, E., Kinne, S., Macke, A., O'Hirok, W., Partain, P. T., Prigarin, S. M., Rublev, A. N., Stephens, G. L., Szczap, F., Takara, E. E., Várnai, T., Wen, G., and Zhuravleva, T. B. THE I3RC : Bringing Together the Most Advanced Radiative Transfer Tools for Cloudy Atmospheres. *B AM METEOROL SOC*, **86** :1275–1293, sep 2005.
- Carlin, B., Fu, Q., Lohmann, U., Mace, J., Sassen, K., and Comstock, J. M. High cloud horizontal inhomogeneity and solar albedo bias. *J. Climate*, **15** :2321–2339, 2002.
- Cautenet, G., Guillard, F., Marticorena, B., Bergametti, G., Dulac, F., and Edy, J. Modelling a Saharan dust event. *Meteorologische Zeitschrift*, **9** :p.221–230, 2000.
- Chandrasekhar, S. *RADIATIVE TRANSFER*. Dover publications, 1960.
- Chen, F. and Avissar, R. The Impact of Land-Surface Wetness Heterogeneity on Mesoscale Heat Fluxes. *J APPL METEOROL*, **33** :1323–1340, nov 1994.
- Chen, Y. and Liou, K. A Monte Carlo method for 3D thermal infrared radiative transfer. *J QUANT SPECTROSC RA*, **101** :166–178, oct 2005.
- Chepfer, H., Goloub, P., Riedi, J., De Haan, J. F., Hovenier, J. W., and Flamant, P. H. Ice crystal shapes in cirrus clouds derived from POLDER/ADEOS-1. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **106**(D8) :7955–7966, 2001.

- Choi, Y.-S. and Ho, C.-H. Radiative effect of cirrus with different optical properties over the tropics in MODIS and CERES observations. *Geophysical Research Letters*, **33**(21), 2006.
- Cohen, C. A Quantitative Investigation of Entrainment and Detrainment in Numerically Simulated Cumulonimbus Clouds. *J ATMOS SCI*, **57** :1657–1674, may 2000.
- Cooper, S. J., L'Ecuyer, T. S., Gabriel, P., Baran, A. J., and Stephens, G. L. Performance assessment of a five-channel estimation-based ice cloud retrieval scheme for use over the global oceans. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **112**(D4), 2007.
- Cornet, C., Isaka, H., Guillemet, B., and Szczap, F. Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous clouds from multispectral and multiscale radiance data : Feasibility study. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **109**(D12), 2004.
- 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. *J QUANT SPECTROSC RA*, jun 2010.
- Cotton, W. R., Pielke, R. A. Sr., Walko, R. L., Liston, G. E., Tremback, C. J., Jiang, H., McAnelly, R. L., Harrington, J. Y., Nicholls, M. E., Carrio, G. G., and McFadden, J. P. RAMS 2001 : Current status and future directions. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2003.
- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., and Cahalan, R. Multifractal characterizations of nonstationarity and intermittency in geophysical fields : Observed, retrieved, or simulated. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **99**(D4) :8055–8072, 1994.
- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., and Cahalan, R. Scale Invariance of Liquid Water Distributions in Marine Stratocumulus. Part I : Spectral Properties and Stationarity Issues. *Journal of Atmospheric Sciences*, **53** :1538–1558, June 1996.

- Davis, A., Marshak, A., Cahalan, R., and Wiscombe, W. The Landsat scale-break in stratocumulus as a three-dimensional radiative transfer effect, Implications for cloud remote sensing. *Journal of Atmospheric Sciences*, **54** :241–260, 1997.
- Delanoé, J. and Hogan, R. J. A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **113**(D7), 2008.
- Delanoé, J. and Hogan, R. J. Combined CloudSat-CALIPSO-MODIS retrievals of the properties of ice clouds. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **115**(D4), 2010.
- Di Giuseppe, F. and Tompkins, A. M. Effect of Spatial Organization on Solar Radiative Transfer in Three-Dimensional Idealized Stratocumulus Cloud Fields. *J ATMOS SCI*, **60** :1774–1794, Aug. 2003.
- Dowling, D. R. and Radke, L. F. A Summary of the Physical Properties of Cirrus Clouds. *Journal of Applied Meteorology*, **29** :970–978, sep 1990.
- Dubuisson, P., Giraud, V., Chomette, O., Chepfer, H., and Pelon, J. Fast radiative transfer modeling for infrared imaging radiometry. *J QUANT SPECTROSC RA*, **95** :201–220, 2005.
- Dubuisson, P., Roger, J., Mallet, M., and Dubovik, O. A code to compute the direct solar radiative forcing : application to anthropogenic aerosols during the Escompte experiment. *IRS 2004 : Current Problems in Atmospheric Radiation, Busan, Korea*, pages 127–130, 2006.
- 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. *J APPL METEOROL CLIM*, **47**(10) :2545–2560, 2008.
- Dufresne, J.-L. and Bony, S. An Assessment of the Primary Sources of Spread of Global Warming Estimates from Coupled Atmosphere Ocean Models. *Journal of Climate*, **21** :5135, 2008.

- Eguchi, N., Yokota, T., and Inoue, G. Characteristics of cirrus clouds from ICESat/GLAS observations. *GEOPHYS RES LETT*, **34**(9), 2007.
- Emde, C. and Mayer, B. under a Creative Commons License. Atmospheric Chemistry and Physics Simulation of solar radiation during a total eclipse : a challenge for radiative transfer. *Atmospheric Chemistry and Physics -Discussion*, 2007.
- Emde, C., Buras, R., and Mayer, B. ALIS : An efficient method to compute high spectral resolution polarized solar radiances using the Monte Carlo approach. *J QUANT SPECTROSC RA*, **112** :1622–1631, July 2011.
- Evans, K. F. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer. *J ATMOS SCI*, **55** :429–446, Feb. 1998.
- Evans, K. F. and Wiscombe, W. J. An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics. *ATMOS RES*, **72** :263–289, Nov. 2004.
- Fauchez, T., Cornet, C., Szczap, F., and Dubuisson, P. Assessment of cloud heterogeneities effects on brightness temperatures simulated with a 3D Monte-Carlo code in the thermal infrared. *International Radiation Symposium proceeding, Berlin, Germany*, page 4p., 2012.
- Fauchez, T., Cornet, C., Szczap, F., Dubuisson, P., and Rosambert, T. Impacts of Cirrus Clouds Heterogeneities on TOA Thermal Infrared Radiation. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2014 : accepted to ACP.
- 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. *Q J ROY METEOR SOC*, **131**(609) :1997–2017, 2005.
- Field, P. R., Heymsfield, A., and Bansemer, A. Snow size distribution parameterization for midlatitude and tropical ice clouds. *J ATMOS SCI*, **64** :4346–4365, December 2007.

- 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., Schultz, M., and Van Dorland, R. 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*, **44** :129–234, 2007.
- 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 METEOROL CLIM*, **51** :1407–1425, 2012.
- Garnier, A., Pelon, J., Dubuisson, P., Yand, P., Faivre, M., Chomette, O., Pascal, N., and Lucker, P. Retrieval of Cloud Properties Using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part II : effective diameter and ice water path. *J APPL METEOROL CLIM*, 2013 in press.
- Gayet, J., Crépel, O., Fournol, J., 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.
- Hartmann, D. and Short, D. On the use of earth radiation budget statistics for studies of clouds and climate. *J ATMOS SCI*, **37** :1233–1250, jun 1980.
- Heintzenberg, J. and Charlson, R. Cloud-controlling Factors of Cirrus. *MIT press*, pages 235 – 268, 2009.
- Heney, L. G. and Greenstein, J. L. Diffuse radiation in the galaxy. *Annales d’astrophysique.*, **3** :117–137, 1940.
- Heymsfield, L. A. and Miloshevich. Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. *J ATMOS SCI*, **50**(15) :2335–2353, 1993.
- Hogan, R. J. and Illingworth, A. J. Parameterizing Ice Cloud Inhomogeneity and the Overlap

- of Inhomogeneities Using Cloud Radar Data. *Journal of Atmospheric Sciences*, **60** :756–767, Mar. 2003.
- Hogan, R. J. and Kew, S. F. A 3D stochastic cloud model for investigating the radiative properties of inhomogeneous cirrus clouds. *Q J ROY METEOR SOC*, **131**(611) :2585–2608, 2005.
- Houze, J. R. A. Cloud Dynamics. *Academic Press, San Diego*,, page 573 pp, 1993.
- Howard, L. *Essay on the Modification of Clouds*. John Churchill and sons, 1865. URL <http://books.google.fr/books?id=toU-AAAAAYAAJ>.
- Husson, N., Bonnet, B., Scott, N., and Chedin, A. Management and study of spectroscopic information - The GEISA program. *JQRST*, **48** :509–518, 1992.
- Inoue, T. On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μm window region. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **63** :88–99, 1985.
- Iwabuchi, H. Efficient Monte Carlo Methods for Radiative Transfer Modeling. *J ATMOS SCI*, **63** :2324–2339, 2006.
- Kato, S. and Marshak, A. Solar zenith and viewing geometry-dependent errors in satellite retrieved cloud optical thickness : Marine stratocumulus case. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **114**(D1) :D01202+, Jan. 2009.
- Knollenberg, R. G. The Optical Array : An Alternative to Scattering or Extinction for Airborne Particle Size Determination. *J APPL METEOROL*, **9** :86–103, feb 1970.
- Koepke, P. Effective reflectance of oceanic whitecaps. *APPL OPTICS*, **23**(11) :1816–1824, Jun 1984.

- Kolmogorov, A. N. "Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence". *Proceedings of the USSR Academy of Sciences (Russian), translated into English by Kolmogorov, Andrey Nikolaevich (July 8, 1991, 23(32) :16–18, 1941.*
- Kratz, D. P. The correlated k-distribution technique as applied to the AVHRR channels. *J QUANT SPECTROSC RA*, **53** :501–517, may 1995.
- 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.
- Lane, D. E., Somerville, R. C. J., and Iacobellis, S. F. Sensitivity of cloud and radiation parameterizations to changes in vertical resolution. *jc*, **13** :915–922, 2000.
- 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-ATMOS*, **106(D14)** :14989–15014, 2001.
- Liou, K. N. Influence of Cirrus Clouds on Weather and Climate Processes : A Global Perspective. *Monthly Weather Review*, **114** :1167, 1986.
- Lynch, D., Sassen, K., Starr, D., and Stephens, G. *Cirrus*. Oxford University Press, USA, 2002.
- Magono, C. *Meteorological Classification of Natural Snow Crystals*. Hokkaido University, 1966.
- Marshak, A. and Davis, A. Physics of Earth and Space Environments Series. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- Mayer, B. I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model, in : Intercomparison of three-dimensional radiation codes. pages 49–54, 1999.
- Mayer, B. I3RC phase 2 results from the MYSTIC Monte Carlo model, in Intercomparison of three-dimensional radiation codes. pages 107–108, 2000.

- Mayer, B. Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *Eur. Phys. J. Conferences*, **1** :75–99, 2009.
- Mei, L., Xue, Y., de Leeuw, G., Holzer-Popp, T., Guang, J., Li, Y., Yang, L., Xu, H., Xu, X., Li, C., Wang, Y., Wu, C., Hou, T., He, X., Liu, J., Dong, J., and Chen, Z. Retrieval of aerosol optical depth over land based on a time series technique using MSG/SEVIRI data. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **12**(19) :9167–9185, 2012.
- Metropolis, N. and Ulam, S. M. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, **44**(247) :335–341, Sept. 1949.
- Miles, N. L., Verlinde, J., and Clothiaux, E. E. Cloud Droplet Size Distributions in Low-Level Stratiform Clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, **57** :295–311, Jan. 2000.
- 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*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2010. Thèse d'université.
- Mioche, G., Josset, D., Gaye, J., 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-ATMOS*, **115** (D4), 2010.
- Mitchell, D. Effective Diameter in Radiation Transfer : General Definition, Applications, and Limitations. *J ATMOS SCI*, **59** :2330–2346, aug 2002.
- Mukabana, J. R. and Piekle, R. A. Investigating the Influence of Synoptic-Scale Monsoonal Winds and Mesoscale Circulations on Diurnal Weather Patterns over Kenya Using a Mesoscale Numerical Model. *Monthly Weather Review*, **124** :224, 1996.

- 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. *J ATMOS SCI*, **47**(15), 1990.
- Nastrom, G. D. and Gage, K. S. A Climatology of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft. *Journal of Atmospheric Sciences*, **42** : 950–960, May 1985.
- Ohring, G. and Clapp, P. The Effect of Changes in Cloud Amount on the Net Radiation at the Top of the Atmosphere. *J ATMOS SCI*, **37** :447–454, feb 1980.
- Parol, F., Buriez, J., Brogniez, G., and Fouquart, Y. Information Content of AVHRR Channels 4 and 5 with Respect to the Effective Radius of Cirrus Cloud Particles. *J APPL METEOROL*, **30** :973–984, jul 1991.
- Partain, P. T., Heidinger, A. K., and Stephens, G. L. High spectral resolution atmospheric radiative transfer : Application of the equivalence theorem. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **105** :2163–2177, 2000.
- 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.
- Pielke, R. A., Cotton, W. R., Walko, R. L., Tremback, C. J., Lyons, W. A., Grasso, L. D., Nicholls, M. E., Moran, M. D., Wesley, D. A., Lee, T. J., and Copeland, J. H. A comprehensive meteorological modeling system : RAMS. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **49** :69–91, 1992.
- Prata, F. and Prata, A. Eyjafjallajokull volcanic ash concentrations determined from CALIOP and SEVIRI measurements (Invited). *AGU Fall Meeting Abstracts*, page D4, Dec. 2010.

- Radel, G., Stubenrauch, C. J., Holz, R., and Mitchell, D. L. Retrieval of effective ice crystal size in the infrared : Sensitivity study and global measurements from TIROS-N Operational Vertical Sounder. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **108**(D9), 2003.
- Ramanathan, V., Cess, R. D., Harrison, E. F., Minnis, P., Barkstrom, B. R., Ahmad, E., and Hartmann, D. Cloud-radiative forcing and climate : Results from the earth radiation budget experiment. *Science*, **243**(4887) :57–63, 1989.
- Rienecker, M. M., Suarez, M. J., Todling, R., Bacmeister, J., Takacs, L., Liu, H.-C., Gu, W., Sienkiewicz, M., Koster, R. D., Gelaro, R., Stajner, I., and E., N. J. Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation. *TECHNICAL REPORT*, **27**, 2008.
- Rossow, W. B. and Schiffer, R. A. ISCCP Cloud Data Products. *Bulletin of The American Meteorological Society*, **72** :2–20, 1991.
- 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. *jqsrt*, **110** :533–572, June 2009.
- Sassen, K. and Cho, B. S. Subvisual-Thin Cirrus Lidar Dataset for Satellite Verification and Climatological Research. *J APPL METEOROL*, **31** :1275–1285, Nov. 1992.
- Sassen, K., Wang, L., Starr, D., Comstock, J., and M., Q. A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part V : Cloud Structural Properties? *J ATMOS SCI*, **64** :2483–2501, 2007.

- Sassen, K., Wang, Z., and D., L. Global distribution of cirrus clouds from CloudSat/Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) measurements. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **113**(D8), 2008.
- Sekhon, R. S. and Srivastava, R. C. Doppler Radar Observations of Drop-Size Distributions in a Thunderstorm. *Journal of Atmospheric Sciences*, **28** :983–994, Sept. 1971.
- Simoneau, K. P. ad Caillault, Fauqueux, S., Huet, T., Krapez, J., Labarre, L., Malherbe, C., and Miesch, C. MATISSE : version 1.4 and future developments. pages 636409–636409–7, 2006.
- Skamarock, W., Klemp, J., Dudhia, J., Gill, D., Barker, D., Duda, M., yu Huang, X., and Wang, W. A Description of the Advanced Research WRF Version 3. Technical report, June 2008.
- Smagorinsky, J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. *Monthly Weather Review*, **91** :99, 1963.
- Sourdeval, O. *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*. PhD thesis, Université Lille 1, Villeneuve d'Ascq, 2012. Thèse d'université.
- 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.*, **29** :653–667., May 2012.
- Sourdeval, O., C.-Labonnote, L., Brogniez, G., Jourdan, O., Pelon, J., and Garnier, A. A variational approach for retrieving ice cloud properties from infrared measurements : application in the cotext of two IIR validation campaigns. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **13** : 8229–8244, 2013.

- Stamnes, K., S-Chee, T., Warren, W., and J., K. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *APPL OPTICS*, **27**(12) :2502–2509, Jun 1988.
- Starr, D. *Numerical Experiments on the Formation and Maintenance of Cirriform Clouds*. Colorado State University, 1982. URL <http://books.google.fr/books?id=PVQzHQAAAJ>.
- Starr, D. and Cox, S. Cirrus Clouds. Part II : A Cirrus Cloud Model. *J ATMOS SCI*, **42**(23) : 2663–2681, july 1985a.
- Starr, D. and Cox, S. Cirrus Clouds. Part II : Numerical Experiments on the Formation and Maintenance of Cirrus. *J ATMOS SCI*, **42** :2682–2694, dec 1985b.
- Starr, D., Benedetti, A., Boehm, M., Brown, P. R., Gierens, K., Girard, E., Giraud, V., Jakob, C., Jensen, E., Khvorostyanov, V., and et al. GCSS Idealized Cirrus Model Comparison Project. *American Geophysical Union*, jan 2000.
- Stephens, G. L. Cloud Feedbacks in the Climate System : A Critical Review. *J CLIMATE*, **18** :237–273, Jan. 2005.
- Stephens, G. L., Gabriel, P. M., and Tsay, S. Statistical radiative transport in one-dimensional media and its application to the terrestrial atmosphere. *Transport Theory and Statistical Physics*, **20**(2-3) :139–175, 1991.
- Szczap, F. *Étude de la répartition des hétérogénéités des nuages sur leurs propriétés radiatives effectives et leurs paramétrisations*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2000. Thèse d’université.
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., and Gour, Y. Inhomogeneity effects of 1D and 2D bounded cascade model clouds on their effective radiative properties. *Physics and Chemistry of the Earth, Part B : Hydrology, Oceans and Atmosphere*, **25**(2) :83–89, 2000.

- Szczap, F., Gour, Y., Fauchez, T., Cornet, C., Faure, T., Joudan, O., and Dubuisson, P. 3DCloud, a fast and flexible 3D cloud optical depth generator based on drastically simplified basic atmospheric equations and Fourier transform framework. Applications to stratocumulus, cumulus and cirrus cloud fields. *Geoscience Model Developpement*, 2014, in review to GMDD.
- Várnai, T. and Davies, R. Effects of Cloud Heterogeneities on Shortwave Radiation : Comparison of Cloud-Top Variability and Internal Heterogeneity. *Journal of Atmospheric Sciences*, **56** : 4206–4224, Dec. 1999.
- Varnai, T. and Marshak, A. Statistical analysis of the uncertainties in cloud optical depth retrievals caused by three-dimensional radiative effects. *J ATMOS SCI*, **58**(12) :1540–1548, 2001.
- Vaughan, M., Winker, D., and Powell., K. A. CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document Part2 : Feature Detection and Layers Properties Algorithms. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **26**, 2005.
- Vaughan, M. A., Powell, K. A., Kuehn, R. E., Young, S. A., Winker, D. M., Hostetler, C. A., Hunt, W. H., Liu, Z., McGill, M. J., and Getzewich, B. J. Fully Automated Detection of Cloud and Aerosol Layers in the CALIPSO Lidar Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **26**, 2009.
- Walko, R., Cotton, W., Meyers, M., and Harrington, J. New RAMS cloud microphysics parameterization Part I : the single-moment scheme. *ATMOS RES*, **38**(1) :29–62, 1995.
- Wang, C., Yang, P., Baum, B., Platnick, S., Heidinger, A. K., Hu, Y., and Holz, R. E. Retrieval of ice cloud optical thickness and effective size using a fast infrared radiative transfer model. *J APPL METEOROL CLIM*, **50** :2283–2297, 2011.
- Wiscombe, W. Delta-m method - rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions. *J ATMOS SCI*, **34**(9), 1977.

- Wood, R. and Taylor, J. P. Liquid water path variability in unbroken marine stratocumulus cloud. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **127** :2635–2662, Oct. 2001.
- Wu, T., Cotton, W. R., and Cheng, W. Y. Y. Radiative Effects on the Diffusional Growth of Ice Particles in Cirrus Clouds. *J ATMOS SCI*, **57** :2892–2904, sep 2000.
- 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, Jan 1995.
- Yang, P., Liou, K. N., Wyser, K., and Mitchell, D. Parameterization of the scattering and absorption properties of individual ice crystals. *J GEOPHYS RES-ATMOS*, **105**(D4) :4699–4718, 2000.
- Yang, P., Gao, B.-C., Baum, B. A., Hu, Y. X., Wiscombe, W. J., Tsay, S.-C., Winker, D. M., and Nasiri, S. L. Radiative properties of cirrus clouds in the infrared (8-13 um) spectral region. *J QUANT SPECTROSC RA*, **70**(4-6) :473 – 504, 2001.
- 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 OPTICS*, **44**(26) :5512–5523, Sep 2005.
- Zhang, Y., Macke, A., and Albers, F. Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing. *Atmospheric Research*, **52** :59–75, 1999.
- Zinner, T. and Mayer, B. Remote sensing of stratocumulus clouds : Uncertainties and biases due to inhomogeneity. *J GEOPHYS RES*, **111** :D14209+, July 2006.