

N°ordre : 41878

Université de Lille 1 Sciences et Technologies

Mémoire présenté par
Céline Cornet

pour l'obtention de :
L'Habilitation à Diriger des Recherches

Transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle : modélisation et applications en télédétection

Présentée et soutenue publiquement le 30 novembre 2015

Composition du Jury

Nadine Chaumerliac	Directrice de Recherche, LaMP, Université Blaise Pascal	Rapportrice
Anthony B. Davis	Senior Scientist, Jet Propulsion Laboratory/NASA, Pasadena	Rapporteur
Jacques Pelon	Directeur de Recherche, LATMOS/IPSL, Paris	Rapporteur
Philippe Dubuisson	Professeur, LOA, Université de Lille	Examineur
Frédéric Parol	Professeur, LOA, Université de Lille	Examineur
Valery Shcherbakov	Professeur, LaMP, IUT allier	Examineur
Claudia Stubenrauch	Directrice de Recherche, LMD/IPSL, Paris	Examinatrice

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
UFR de Physique
Université Lille 1, Sciences et Technologies
59655 Villeneuve d'Ascq, FRANCE

Remerciements

Les travaux de recherche effectués au cours de ces douze dernières années et présentés dans ce document d'habilitation à diriger des recherches n'auraient pu aboutir sans l'aide et la contribution de nombreuses personnes que je tiens à remercier.

Tout a commencé au Laboratoire de Météorologie Physique où j'ai eu la chance d'effectuer ma thèse sous la direction de Harumi Isaka et Bernard Guillemet. J'ai alors partagé mon bureau avec Frédéric Szczap, ce qui a permis d'initier une étroite collaboration qui perdure aujourd'hui et je l'espère encore pour longtemps. Je tiens aussi à remercier Nadine Chaumerliac qui était alors directrice du Laboratoire et qui m'a fait le plaisir d'accepter d'être rapportrice de ce document. Je remercie aussi Olivier Jourdan, Yahya Gour et Valery Scherbakov de l'IUT de Montluçon avec qui c'est toujours un plaisir de travailler.

J'ai ensuite effectué une année d'ATER au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, où j'ai été très bien accueillie, en particulier par Jean-Claude Buriez et Jérôme Riédi mais aussi par l'ensemble de l'équipe nuage. J'ai ensuite eu la chance de partir une année en séjour post-doctorale au Jet Propulsion Laboratory à Pasadena, où j'ai pu travailler et être formé à grande satisfaction par l'un des pionniers du transfert radiatif atmosphérique tridimensionnel, Roger Davies.

Depuis 2005, date à laquelle je suis devenu maître de conférence au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, j'ai eu l'occasion de travailler dans une atmosphère plaisante et stimulante. J'en remercie vivement, les directeurs Didier Tanré et Frédéric Parol et mes collègues Laurent C-Labonnote, Philippe Dubuisson, Nicolas Ferlay, Frédéric Parol, Fanny Peers, Jérôme Riédi, François Thieuleux, Claudine Vanbauce et Fabien Waquet avec qui j'ai eu l'occasion de publier des articles que j'espère intéressants. En tant qu'enseignant-chercheur, je suis aussi très redevable aux étudiants que j'ai co-encadrés et qui permettent de mener à bien de nombreuses études : Shan Zeng, Thomas Fauchez, Guillaume Merlin, Cyrille Fotsing Talla.

Ces travaux m'ont aussi amené à développer des collaborations avec des chercheurs extérieurs au LOA. Je remercie donc Alexander Kokhanovsky de l'Université de Brême ; Claudia Emde du DLR ; Zhibo Zhang de l'Université du Maryland et bien évidemment Anthony Davis actuellement au JPL avec qui, nous avons souvent échangé et qui m'a fait l'honneur d'être rapporteur de mon HDR.

Je remercie aussi vivement tous mes collègues du LOA qui nous permettent de travailler efficacement, en particulier Marie-Lyse Liévin et Anne Priem, ainsi que l'indispensable Isabelle

Favier. Je remercie tous les spécialistes informatique du labo qui nous apportent une aide précieuse, Christine Deroo, Romain DeFilippi, Fabrice Ducos, François Thieuleux et Jean-Marc Nicolas ainsi que tout l'équipe technique ancienne et présente qui contribue au développement des instruments et en particulier d'OSIRIS, Frédérique Auriol, Christian Verwaerde, Jean-Yves Balois, Cyril Delegove, Rodrigue Loisil et Maxime Catalfamo.

Je ne pourrai pas passer sous silence, l'ambiance très agréable qui règne au LOA, qui fait que chaque matin, c'est un réel plaisir d'y venir. Je remercie donc, dans le désordre, Freddy, Isabelle (mon coach), Fanny, Laurent, Suzanne, Guillaume, Philippe, Hervé, Olivier, JC, Fabien, les trois Nicos, Bahi, Yevgeny, Jean-Marc, François, Fred, Marie pour les cafés, le repas du RU, les séances de bad et de yoga.

Je remercie aussi bien évidemment Pascal et Colin qui me supporte au quotidien et qui ont collaboré par leur soutien à la réalisation des différents travaux présentés dans ce manuscrit.

Pour finir, ils ont contribué à ce manuscrit en l'évaluant et en m'apportant leurs suggestions et questions éclairées lors de la soutenance, je remercie vivement les membres de mon jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'y participer. Je remercie donc Nadine Chaumerliac, Anthony Davis, Jacques Pelon, Frédéric Parol, Claudia Stubenrauch, Valery Scherbakov et en particulier Philippe Dubuisson, mon garant qui a joué pleinement son rôle de conseiller.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Partie 1: Modélisation du transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle	9
1.1. Transfert radiatif dans l'atmosphère.....	10
1.1.1. Formulation scalaire (non polarisée) de l'équation de transfert radiatif	10
1.1.2. Transfert radiatif polarisé : approche vectorielle	12
1.1.3. Modèle tridimensionnel.....	15
1.2. Méthodes de Monte-Carlo appliquées au transfert radiatif : le modèle 3DMCPOL.....	16
1.2.1. Schéma général.....	16
1.2.2. Source solaire ou thermique.....	20
1.2.3. Prise en compte de la diffusion et de l'état de polarisation.....	22
1.2.4. Absorption par les gaz atmosphériques.....	22
1.2.5. Méthodes de réduction de variance	24
1.2.6. Développement d'un code LIDAR :	26
1.2.7. Applications spécifiques au code de Monte-Carlo.....	28
1.3. Intercomparaisons et validation de 3DMCPOL	29
1.3.1. Validation de 3DMCPOL dans la visible.....	29
1.3.2. Validation dans l'infrarouge thermique	37
1.4. Conclusion.....	38
Partie 2: Evaluation des effets de l'hétérogénéité des nuages sur les quantités radiatives mesurées et sur les paramètres restitués	41
2.1. Comparaison des produits nuageux restitués par POLDER et MODIS	42
2.1.1. Comparaison des couvertures nuageuses POLDER et MODIS.....	43
2.1.2. Comparaisons des épaisseurs optiques POLDER et MODIS	45
2.2. Evaluation des effets de l'hétérogénéité des nuages	50
2.2.1. Génération de champ nuageux tridimensionnel	51
2.2.2. Cas du Radiomètre POLDER/PARASOL	53
2.2.3. Cas du radiomètre IIR/CALIPSO.....	62

2.3. Conclusion.....	71
Partie 3: Vers le développement de méthodes d'inversion de structures nuageuses hétérogènes	73
3.1. Restitution par réseaux de neurones de paramètres nuageux à l'aide des mesures multispectrales et multi-échelles	74
3.1.1. Procédure de restitution mise en place	74
3.1.2. Cas test à partir de mesures réelles du radiomètre MODIS	80
3.2. Stéréographie et modélisation 3D du TR	84
3.3. Conclusion.....	89
Conclusion et perspectives	91
Bibliographie	99
Curriculum Vitae	109
Publications et communications	114
ACRONYMES	123

Note : Les publications citées en gras sont celles auxquelles j'ai participé en tant que premier auteur ou co-auteur.

Introduction générale

En cette année 2015, la France accueille la 21^{ième} conférence des parties de la Convention-cadre des Nations Unies sur les changements climatiques (COP 21). Cette conférence a comme principal objectif de préparer les engagements de 2020 concernant la réduction des gaz à effet de serre qui devront faire suite à ceux du protocole de Kyoto entré en vigueur en 2005. L'objectif, qui paraît difficilement atteignable, est de limiter le réchauffement climatique à 2°C et ainsi d'endiguer ses conséquences. Il est évident, que les problématiques du réchauffement climatique ainsi que celle de la pollution atmosphérique sont, de fait, des sujets d'actualité majeurs et font partie des grands maux du 21^{ième} siècle.

Cette conférence s'appuie sur les travaux du GIEC, Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat. Ce regroupement de scientifiques a pour mission de fournir des évaluations détaillées de l'ensemble des connaissances scientifiques mais aussi techniques et socio-économique liées au changement climatique. Dans leur 5^{ième} rapport (GIEC, 2013), ils concluent, avec 95% de certitude, que le réchauffement climatique, depuis la moitié du XX^{ième} siècle, est causé par les activités humaines et en grande partie par l'augmentation des gaz à effets de serre. Ce réchauffement a été, plus ou moins, contrebalancé par l'effet radiatif des aérosols et des nuages qui ont plutôt tendance à refroidir l'atmosphère, mais une incertitude forte demeure sur l'amplitude de ce refroidissement.

L'incertitude liée aux rétroactions des nuages est, en grande partie, liée aux deux effets antagonistes que ceux-ci peuvent avoir. D'un côté, les nuages optiquement épais ont un effet dit parasol, en renvoyant une partie de l'énergie solaire vers l'espace, ce qui conduit à un

refroidissement du système Terre-Atmosphère. D'un autre côté, les nuages hauts et froids, piègent par effet de serre une partie du rayonnement infrarouge émis par la surface terrestre, entraînant un réchauffement du système. Les nuages de convection profonde, épais et avec un sommet élevé, contribuent aux deux effets radiatifs précités mais jouent, en plus, un rôle important sur le bilan hydrologique. Actuellement, à $\pm 10\%$ près selon les radiomètres satellitaires utilisés, on estime le forçage radiatif des nuages à environ -50 W.m^{-2} aux courtes longueurs d'onde et $+30 \text{ W.m}^{-2}$ aux grandes longueurs d'onde soit un refroidissement radiatif d'environ -20 W.m^{-2} (Loeb et al., 2009). Les rétroactions des nuages suite à un doublement de CO_2 et à l'augmentation globale de température sont très complexes et par conséquent, difficiles à évaluer. Pour la première fois, un chapitre entier du rapport du GIEC est, d'ailleurs, dédié aux aérosols et aux nuages (Boucher et al., 2013). Les différentes rétroactions des nuages sont présentées sur la Figure 0-1. Individuellement, ces rétroactions peuvent être positives ou négatives mais globalement, la rétroaction nette incluant tout type de nuage est vraisemblablement positive ce qui entrainerait une amplification du changement climatique. Avec une confiance de 90%, cette rétroaction est estimée entre -0.2 et $+2 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$.

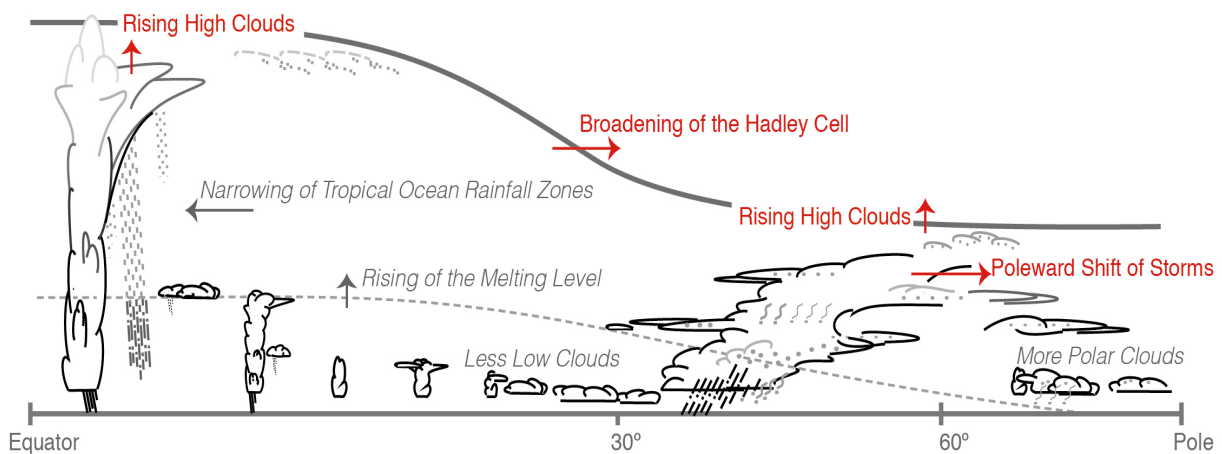


Figure 0-1: Réponses des nuages suite à un réchauffement dû aux gaz à effet de serre. Les changements attendus sont indiqués par des flèches rouges pour les rétroactions positives fortement probables et par des flèches grises pour rétroactions faibles ou très incertaines. On note qu'aucun mécanisme ne conduit à une rétroaction globale négative.

Les propriétés des nuages et donc le climat peuvent aussi être modifiées par l'augmentation de la charge en aérosols liée aux activités humaines (effet indirect des aérosols). L'augmentation du nombre d'aérosols entraîne, en effet, une élévation de la concentration en gouttelettes nuageuses avec une diminution de leurs rayons (effet Twomey). Ceci induit un accroissement de la réflexion des nuages vers l'espace et donc une augmentation de l'effet parasol. Cette réduction de la taille des gouttelettes pourrait aussi conduire à un retard de précipitation et donc à une augmentation de la durée de vie des nuages. Les précédents rapports

concluait que ces deux effets, réduction de la taille des gouttes et augmentation de la durée de vie des nuages, tendaient à augmenter le forçage négatif des nuages. Cependant, la réponse des nuages due à une perturbation du nombre d'aérosols semble plus complexe. Des effets se compensent et le système apparaît moins sensible à la perturbation qu'initialement prévu. Le forçage radiatif effectif des nuages suite à une modification des aérosols qui est défini comme la modification de la radiation nette au sommet de l'atmosphère entre l'ère préindustriel et aujourd'hui, est compris dans le cas des stratocumulus entre -2.4 et -0.6 W.m^{-2} avec une valeur médiane à -1.5 W.m^{-2} . En incluant les interactions aérosols-nuages dans les nuages mixtes et/ou convectifs, ce forçage tend à diminuer. Le forçage radiatif effectif des interactions aérosols-nuages seules, est difficile à estimer mais pour un intervalle de confiance de 90%, il est compris entre -1.2 et 0 W.m^{-2} avec une valeur médiane de -0.45 W.m^{-2} .

L'observation satellite est un des principaux moyens permettant d'améliorer notre représentation globale des nuages et le suivi de leurs propriétés. Ce type d'observations permet aussi de valider les résultats des modèles climatiques et d'étudier des interactions nuages-aérosols à différentes échelles spatiales. Jusqu'en 2006, les mesures satellites étaient uniquement passives c'est à dire qu'elles utilisaient la modification par l'atmosphère du rayonnement solaire ou thermique. Elles ont été complétées, en 2007, par les mesures actives du Lidar CALIOP/CALIPSO (Winker et al., 2010) et du Radar CPR/CLOUDSAT (Stephens et al., 2002). Ces instruments ont permis de mieux appréhender le profil vertical des aérosols et des nuages.

Depuis 1982, le projet ISCPP (International Satellite Cloud Climatology Project, Rossow and Schiffer, 1999) collecte les mesures des satellites opérationnels météorologiques afin d'analyser la distribution globale des nuages, leurs propriétés et leurs variabilités journalières, saisonnières et annuelles. Les produits nuageux de cette climatologie comme la couverture nuageuse, l'altitude, l'épaisseur optique et la taille effective des particules nuageuses ont été récemment inter-comparés aux produits issus de satellites polaires défilants présentant différentes caractéristiques (radiomètres multispectrales ou multi-angulaires, sondeurs infrarouge, lidar) par (Stubenrauch et al., 2013) dans le cadre du projet GEWEX (Global Water and Energy Exchanges Project). Selon les caractéristiques des instruments, des différences existent (comme par exemple pour la détection des cirrus fins), mais dans l'ensemble et en moyenne, les différentes mesures concordent sur la variabilité géographique et saisonnière des propriétés nuageuses et peuvent donc être utilisées pour valider statistiquement les modèles.

A l'échelle du pixel d'observation, des différences existent néanmoins pour certains produits nuageux comme l'épaisseur optique, le rayon effectif ou encore le contenu en eau. En effet, ces propriétés sont restituées suivant l'hypothèse classique d'un nuage homogène, compris entre deux plans parallèles et infinis c'est à dire que sans considérer les pixels voisins. Les nuages sont, en réalité, souvent beaucoup plus complexes et peuvent présenter des variabilités spatiales importantes de leurs propriétés macrophysiques et microphysiques. Ces hétérogénéités et structures nuageuses peuvent conduire à des erreurs sur les paramètres nuageux restitués.

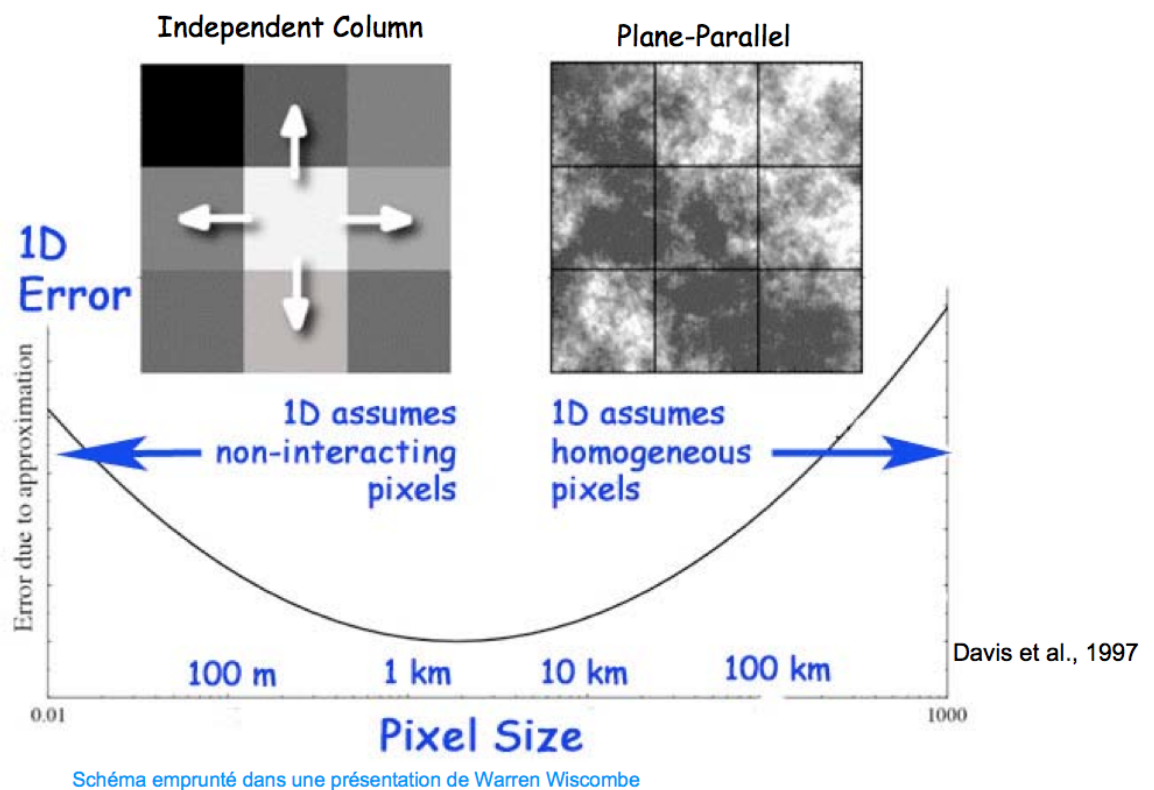


Figure 0-2 : Représentation schématique des erreurs dues à l'approximation du nuage homogène plan parallèle (1D) sur la restitution de l'épaisseur optique. Cette figure est issue d'une présentation de Warren Wiscombe et a été adaptée à partir de (Davis et al., 1997). Vers les petites échelles, l'erreur augmente car les colonnes nuageuses ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Vers les grandes échelles, l'erreur augmente du fait de l'hétérogénéité sous-pixel. Dans le visible, il faut aussi considérer les erreurs dues aux effets de surbrillance et d'ombrage suite à l'éclairement solaire.

Depuis environ une cinquantaine d'années, de nombreuses études synthétisées dans la publication de (Davis and Marshak, 2010) et dont certaines sont présentées dans le livre de Marshak et Davis (2005) traitent de problématiques liées au transfert radiatif dans les milieux complexes que sont les nuages. Les effets des hétérogénéités nuageuses ont été très étudiés dans

le cadre des radiomètres passifs visibles pour des champs de stratocumulus. Les erreurs induites par l'utilisation d'un modèle de nuage homogène dépendent de la résolution spatiale du pixel d'observation (Davis et al., 1997; Zinner and Mayer, 2006).

A moyenne et grande échelle (supérieure à 1km), la non-linéarité des luminances en fonction de l'épaisseur optique ou du rayon effectif entraîne un biais appelé « biais plan-parallèle ». Il conduit à la restitution d'une épaisseur optique effective inférieure à l'épaisseur optique moyenne du pixel (Cahalan, 1994; Szczap et al., 2000a). Dans le cas où le rayon effectif est restitué grâce aux canaux proche-infrarouges (Nakajima and King, 1990), la variabilité sous-pixel de l'épaisseur optique induit aussi un biais plan-parallèle sur le rayon effectif qui est alors surestimé (Zhang et al., 2012). Au contraire, la variabilité sous-pixel du rayon effectif entraîne une valeur de rayon effectif sous-estimée par rapport au rayon moyen. Cette erreur dépend de la longueur d'onde utilisée (Marshak et al., 2006; Szczap et al., 2000b). Le rayon effectif variant, en général, moins en magnitude que l'épaisseur optique, on s'attend que ce deuxième effet soit plus léger et donc plutôt à avoir une surestimation du rayon effectif.

A petite échelle, inférieure au km, une colonne nuageuse ne peut plus être considérée comme infinie et indépendante de ses voisines (hypothèse IPA : Independent Pixel Approximation). En effet, le transport horizontal des photons entre colonnes nuageuses tend à lisser le champ radiatif (Marshak et al., 1995a) et donc le champ d'épaisseur optique restitué (Marshak et al., 1995b). Des méthodes utilisant une convolution avec une fonction de green du calcul IPA ont été proposées et utilisées afin de restituer des épaisseurs optiques à partir de mesures à fine résolution spatiale (Marshak et al., 1998; Zinner et al., 2006).

De nombreuses études sur les effets des hétérogénéités nuageuses ont eu lieu pour des longueurs d'onde solaires. Néanmoins, le biais plan-parallèle et le transport des photons entre colonnes sont deux phénomènes qui existent aussi dans l'infrarouge thermique. (**Faucheux et al., 2014**) montrent qu'à une échelle de 100m, le transport horizontal des photons domine l'erreur obtenue sur le calcul des températures de brillances à 8.65 μ m. A une échelle spatiale supérieure, égale au kilomètre, le biais plan-parallèle devient prépondérant. Comme nous le présenterons dans la deuxième partie de ce document, ce biais sur les températures de brillance entraîne une erreur sur les paramètres restitués par des radiomètres tels que MODIS/AQUA ou IIR/CALIPSO (**Faucheux et al., 2015**).

Pour des directions de visée hors nadir, il existe aussi des différences liées à l'hétérogénéité verticale des nuages qui font que, le long de sa ligne de visée, le satellite (ou le flux solaire) ne rencontre pas des propriétés constantes (Benner and Evans, 2001; Varnai and Davies, 1999). Ceci est particulièrement flagrant dans le cas des champs de nuages fractionnés (type cumulus) où les bords des nuages, qui ne sont pas vus au Nadir, entraînent un

accroissement de la luminance pour des angles de vue élevés. Ceci conduit à restituer des couvertures nuageuses (Zeng et al., 2011) et des épaisseurs optiques (Varnai and Marshak, 2007) qui augmentent avec l'angle zénithal d'observation.

Aux courtes longueurs d'onde, il existe de plus un phénomène lié à l'éclairement solaire. Il est souvent désigné sous le terme d'« effets 3D » ou d'« effets de surbrillance et d'ombrage ». Lorsque les cotés (ou bosses) des nuages sont éclairés par le soleil, une quantité d'énergie plus importante « entre » dans le nuage et conduit à une augmentation des luminances rétrodiffusées vers l'espace et par conséquent de l'épaisseur optique restituée selon certaines directions. Cette amplification en fonction de l'incidence solaire a été observée sur des données AVHRR par (Loeb and Davies, 1996) et a été reproduite à partir de simulations par (Loeb and Davies, 1997). Ils ont aussi montré un effet angulaire sur la restitution de l'épaisseur optique. Celui-ci a été confirmé, par la suite, à partir de mesures AVHRR (Loeb and Coakley, 1998), de mesures POLDER (Buriez et al., 2001) ou MODIS (Varnai and Marshak, 2002). En effet, en rétrodiffusion (le soleil est derrière le satellite), les cotés ou bosses nuageuses sont éclairés (effet de surbrillance) et ce d'autant plus que le soleil est bas. Ceci entraîne une épaisseur optique restituée plus élevée dans cette configuration angulaire. En diffusion avant, c'est l'inverse, des cotés (ou bosses) du nuage sont dans l'ombre (effet d'ombrage) ce qui entraîne une épaisseur optique restituée plus faible. A partir de simulations, il a été montré que cet effet était d'autant plus marqué pour des nuages présentant des variabilités de leurs sommets que pour des nuages plats (Loeb et al., 1998; Varnai, 2000; Varnai and Davies, 1999). Cette signature angulaire qui correspond, au final, à la somme des effets dus à l'hétérogénéité sous-pixel (biais plan-parallèle), à l'hétérogénéité le long d'une visée oblique et aux effets 3D de surbrillance et d'ombrage a aussi pu être étudiée et confirmée grâce au radiomètre multi-angulaire MISR (Liang and Girolamo, 2013). Elle peut, d'ailleurs, aussi être utilisée pour tester l'hypothèse du nuage plan-parallèle grâce à des tests de cohérence angulaire (Horváth and Davies, 2004; Di Girolamo et al., 2010).

Le signe et l'amplitude de l'erreur sur l'épaisseur optique restituée dépend donc de plusieurs paramètres comme la géométrie d'observation, l'hétérogénéité sous-pixel et l'hétérogénéité externe au pixel et ont été étudiée pour des radiomètres de l'ordre du km par (Iwabuchi and Hayasaka, 2002; Kato et al., 2006; Kato and Marshak, 2009; Zinner and Mayer, 2006).

Moins d'études traitent de ces effets de surbrillance et d'ombrage pour la restitution du rayon effectif à partir des longueurs d'onde proche-infrarouge (Nakajima and King, 1990). Pourtant, en cas de surbrillance, la luminance est plus élevée et conduit à la restitution d'un rayon effectif plus faible. En cas d'ombrage, c'est l'inverse, l'absorption paraît plus importante et

le rayon effectif restitué est plus élevé que le rayon effectif moyen (Cornet et al., 2005; Marshak et al., 2006). Ces effets 3D sont, d'ailleurs, plus importants lorsque le rayon est obtenu à partir de mesures à $2.1\mu\text{m}$ qu'à $3.7\mu\text{m}$ (Zhang et al., 2012). A l'échelle de MODIS, une partie des différences observées sur le rayon effectif en fonction de la longueur d'onde utilisée, pourrait même s'expliquer par les effets 3D (Liang et al., 2015).

A partir de la combinaison de l'épaisseur optique et du rayon effectif, il est possible d'obtenir un contenu en eau du nuage (LWP : Liquid Water Path) à partir de mesures visibles passives qui peut être comparé à celui obtenu directement à partir de radiomètre micro-ondes (Horváth and Davies, 2007). Une compensation partielle des effets angulaires de l'épaisseur optique et du rayon effectif permet d'obtenir en général une cohérence angulaire pour ce produit nuageux (Horváth et al., 2014), excepté dans le cas de nuages très hétérogènes ou à couverture fractionnaire et lorsque les angles solaires sont importants.

L'observation satellite est aussi un des principaux moyens utilisé pour étudier les interactions nuages-aérosols mais des artefacts peuvent conduire à une mauvaise interprétation des mesures. D'une part, la restitution des propriétés des aérosols peut être erronée en partie parce que les aérosols sont humidifiés à proximité des nuages (Jeong and Li, 2010) mais aussi parce que le rayonnement diffusé par les nuages agit comme une source d'éclairement additionnelle (Várnai et al., 2013; Wen et al., 2007). D'autre part, la restitution des propriétés nuageuses peut être faussée aux bords de nuage ou lorsque qu'il y a de la couverture fractionnaire sous-pixel (Platnick et al., 2003; Yang and Di Girolamo, 2008) du fait du biais plan-parallèle ou des effets de surbrillance et d'ombrage.

Les travaux que j'ai menés au cours de ces dix dernières années se placent dans ce contexte des interactions nuages-rayonnement. Ils ont pour objectifs d'évaluer les biais et erreurs induits par l'hypothèse du nuage homogène plan-parallèle et de proposer des alternatives à cette hypothèse. Afin de mener ces études, la première étape indispensable a été de disposer d'un modèle de transfert radiatif le plus réaliste possible, permettant la simulation précise des interactions entre le milieu atmosphérique et le rayonnement. Il devait pouvoir prendre en compte la géométrie tridimensionnelle de l'atmosphère en y incluant des aérosols, des nuages et des gaz. La première partie de ce document traite du développement de ce modèle de transfert radiatif, appelé 3DMCPOL (Cornet et al., 2010; Fauchez et al., 2014). Il utilise les méthodes de Monte-Carlo et permet la simulation de flux et luminances totales et polarisées issus d'un milieu décrit en trois dimensions pour une gamme spectrale allant du visible à l'infrarouge-thermique.

La deuxième partie présente, en terme d'hétérogénéités nuageuses et d'effets 3D, des comparaisons de produits nuageux issus des radiomètres passifs POLDER/PARASOL et MODIS/AQUA (**Zeng et al., 2012**). Je présente ensuite des résultats obtenus grâce au modèle 3DMCPOL qui ont pour but d'estimer les limites des algorithmes classiques d'inversion de différents capteurs satellitaires. La première étude (**Cornet et al., 2013**) se place dans le contexte de POLDER/PARASOL (radiomètre multi-angulaire visible et polarisé, Deschamps et al., 1994) dont le Laboratoire d'Optique Atmosphérique a été un des principaux investigateurs. La deuxième étude (**Fauchez et al., 2015**) traite des effets des hétérogénéités nuageuses dans le cadre du radiomètre infrarouge IIR/CALIPSO (Garnier et al., 2012) développé par le centre national d'études spatiales (CNES).

Le troisième axe de mes travaux reprend des études plus anciennes qui ont été menées au cours de ma thèse et de mes séjours postdoctoraux. Ces travaux sont antérieurs à ceux présentés dans les premières parties mais ils ouvrent, à mon avis, des perspectives intéressantes pour la restitution de propriétés nuageuses dans le cas de nuages hétérogènes. Ils démontrent, en effet, d'une part la possibilité de restituer à l'aide d'un radiomètre multispectral de type MODIS/AQUA des paramètres nuageux dans des cas de nuages de type stratocumulus (**Cornet et al., 2004, 2005**). D'autre part, ils montrent la possibilité d'obtenir le contenu en eau d'un nuage convectif isolé à partir de la reconstruction de son enveloppe à l'aide des données multi-angulaires du radiomètre MISR/AQUA (**Cornet and Davies, 2008**).

Partie 1: Modélisation du transfert radiatif dans une atmosphère tridimensionnelle

Afin d'évaluer les effets des hétérogénéités nuageuses sur les quantités radiatives et les produits nuageux restitués par télédétection, il est indispensable de disposer d'un modèle de transfert radiatif permettant un calcul dans une atmosphère tridimensionnelle. De plus, comme de nombreux instruments prévus dans les années à venir mesureront des luminances polarisées tel que POLDER le faisait, les modèles de transfert radiatif doivent être en mesure de prendre en compte l'état de polarisation du rayonnement.

Dans ce contexte, le modèle 3DMCPOL, décrit dans cette partie, a été un des premiers codes développé pour simuler des luminances totales et polarisées dans une atmosphère tridimensionnelle composée de nuages, d'aérosols et de molécules atmosphériques. Ce code est présenté dans deux publications : la partie solaire et la prise en compte de la polarisation sont exposées dans (**Cornet et al., 2010**) ; la partie thermique et l'inclusion de absorption des gaz atmosphériques dans (**Faucheux et al., 2014**).

La validation du modèle a été effectuée pour la partie transfert radiatif tridimensionnel par des comparaisons avec le modèle SHDOM (Evans, 1998) reconnu dans la communauté des sciences atmosphériques, et pour la partie polarisation au cours d'exercices d'intercomparaisons présentés dans (**Kokhanovsky et al., 2010**) et dans (**Emde et al., 2015**). Nous détaillerons ces comparaisons dans la section 1.3.

Le choix de développer un modèle utilisant les méthodes de Monte-Carlo est d'une part historique mais est aussi lié à l'aspect intuitif et très physique de ce type de méthodes. Il est en

effet possible, par exemple, de conserver et d'étudier les différents ordres de diffusion (Figure 2.10) ou encore de suivre le chemin géométrique ou optique des photons dans le nuage ce qui est utile pour développer une version Lidar (paragraphe 1.2.6) et ce qui permet de déduire la pénétration verticale des photons dans le nuage (paragraphe 1.2.7). En plus d'être un modèle de transfert radiatif, le modèle 3DMCPOL utilisant les méthodes de Monte-Carlo est donc aussi un outil essentiel pour comprendre et analyser les interactions nuages-rayonnement.

1.1. Transfert radiatif dans l'atmosphère

Dans cette sous-section, l'équation de transfert radiatif ainsi que les éléments nécessaires à sa compréhension sont présentés. De nombreux ouvrages traitent de ce sujet comme, par exemple, le chapitre 3 du livre de (Marshak and Davis, 2005) duquel plusieurs équations présentées ci-après ont été extraites.

1.1.1. Formulation scalaire (non polarisée) de l'équation de transfert radiatif

La luminance monochromatique I est la grandeur énergétique généralement utilisée en sciences atmosphériques. Cette quantité correspond à l'intensité lumineuse d'un corps dans une direction donnée par unité de surface et d'angle solide. Elle s'exprime en $\text{W.m}^{-2}.\text{Sr}^{-1}$.

L'équation de transfert radiatif monochromatique décrit la variation de la luminance ∇I le long d'une direction de propagation $\Omega = (\theta, \varphi)$ (Figure 1-2) d'une position x à une position $x + \Omega.\delta s$ avec $\delta s \rightarrow 0$:

$$\Omega.\nabla I = -\sigma(x)I(x, \Omega) + S(x, \Omega) + Q(x, \Omega) \quad \text{Équation 1-1}$$

Nous détaillons maintenant chaque terme composant le membre de droite de l'équation ainsi que les différentes grandeurs qui en découlent. Le premier terme représente la perte locale d'énergie due à l'atténuation du rayonnement. Elle s'exprime par le coefficient d'extinction σ en m^{-1} . En partant de ce coefficient, on définit l'épaisseur optique le long d'une distance d dans la direction Ω comme :

$$\tau(d, x, \Omega) = \int_0^d \sigma(x + \Omega.s') ds' \quad \text{Équation 1-2}$$

Ce coefficient d'extinction se décompose en un coefficient d'absorption σ_a et un coefficient de diffusion σ_s du rayonnement. Pour caractériser la part d'absorption (ou de diffusion) dans l'extinction totale, on utilise le coefficient d'albédo de diffusion simple :

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma} \leq 1 \quad \text{Équation 1-3}$$

Le terme $S(x, \Omega)$ de l'équation 1-1 correspond au gain d'énergie lié à la diffusion du rayonnement d'une direction Ω' dans la direction de propagation Ω :

$$S(x, \Omega) = \sigma_s(x) \int_{4\pi} p(x, \Omega' \rightarrow \Omega) I(x, \Omega') d\Omega' \quad \text{Équation 1-4}$$

$p(x, \Omega' \rightarrow \Omega)$ est la fonction de phase de diffusion. Elle dépend du type de particule et donne la probabilité qu'un photon issu d'une direction $\Omega' = (\theta', \varphi')$ soit diffusé dans une direction $\Omega = (\theta, \varphi)$. L'angle entre les directions Ω' et Ω est appelé angle de diffusion Θ (Figure 1-2) et a pour expression:

$$\cos \Theta = \cos \theta' \cos \theta + \sin \theta' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi') \quad \text{Équation 1-5}$$

Le terme $Q(x, \Omega)$ de l'équation 1-1 représente le terme source du rayonnement qui peut être solaire Q_{sol} ou thermique Q_T . Dans le cas du rayonnement solaire, le flux monochromatique incident F_0 selon la direction d'incidence solaire Ω_0 est atténué par l'épaisseur optique traversée de son point d'entrée au sommet de l'atmosphère x_0 à la position x considérée. Une partie de ce flux contribue au rayonnement diffusé de la direction Ω_0 vers la direction Ω . Ce terme s'écrit donc :

$$Q_{sol}(\Omega_0, x, \Omega) = F_0 e^{-\tau(x_0, x)} \sigma_s(x) p(x, \Omega_0 \rightarrow \Omega) \quad \text{Équation 1-6}$$

Le terme source lié à l'émission thermique du système Terre-Atmosphère pour un température locale $T(x)$ s'écrit :

$$Q_T(x, \Omega) = \sigma_a(x) B[T(x)], \quad \forall \Omega \quad \text{Équation 1-7}$$

où $B(T)$ est la fonction de Planck et σ_a le coefficient d'absorption et donc d'émission locale (loi de Kirchhoff).

Selon la partie du spectre traitée, il est habituel d'utiliser des quantités radiatives normalisées. Pour le spectre visible où la source est principalement solaire, on utilise souvent la quantité d'énergie émergeant à la position x_s normalisée par le flux solaire, appelée réflectance directionnelle normalisée :

$$L_n(x_s, \Omega) = \frac{\pi I(x_s, \Omega)}{\mu_0 F_0} \quad \text{Équation 1-8}$$

Dans l'infrarouge thermique, on utilise usuellement les températures de brillances qui correspondent à la température d'un corps noir délivrant la même luminance que le corps étudié.

1.1.2. Transfert radiatif polarisé : approche vectorielle

Dans la section précédente, nous avons présenté l'équation de transfert radiatif sous forme scalaire c'est à dire sans prendre en compte l'état de polarisation du rayonnement. Afin de décrire cet état de polarisation, il est nécessaire de remplacer la luminance I dans les équations précédentes par le vecteur de Stokes noté $\vec{S}$:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad \text{Équation 1-9}$$

I décrivant comme précédemment la luminance totale, Q et U la luminance polarisée rectilignement dans deux directions différentes et V , généralement très faible dans l'atmosphère, la luminance polarisée circulairement. A partir des composantes du vecteur de Stokes, on définit la luminance polarisée comme :

$$L_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \quad \text{Équation 1-10}$$

Dans le cas d'un calcul vectoriel, la fonction de phase est remplacée par une matrice de phase carrée $P(\theta)$ de dimension quatre, définie dans le plan de diffusion. Par exemple, pour des particules aléatoirement orientées, la matrice de phase s'écrit :

$$P(\Theta) = \begin{pmatrix} P_{11}(\Theta) & P_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ P_{12}(\Theta) & P_{22}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\Theta) & P_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & -P_{34}(\Theta) & P_{44}(\Theta) \end{pmatrix} \quad \text{Équation 1-11}$$

Si les particules sont sphériques, $P_{22} = P_{11}$ et $P_{44} = P_{33}$. Des exemples de coefficients de matrice de phase sont présentés sur la Figure 1-1.

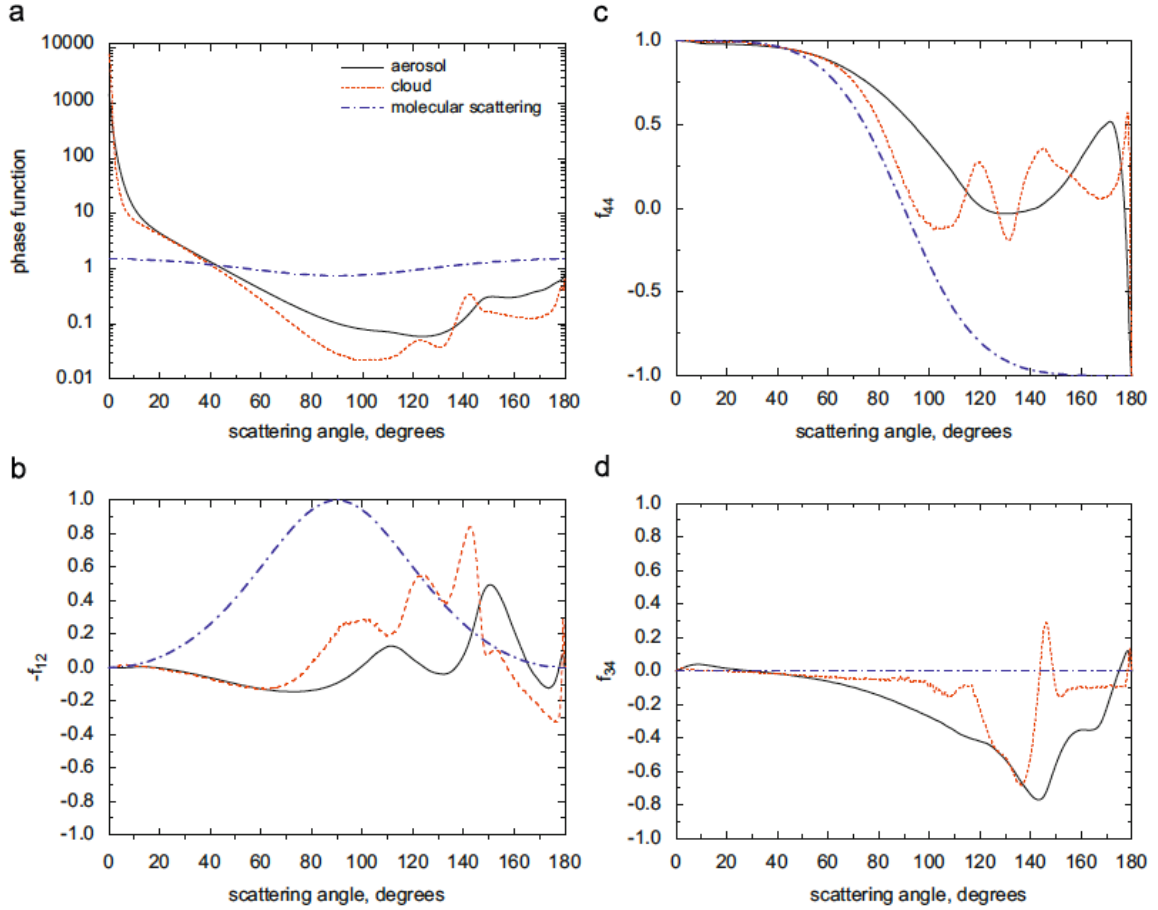


Figure 1-1 : Eléments de la matrice de phase pour différents types de particules : molécules d'air, aérosols et nuages (**Kokhanovsky et al., 2010**). (a) 1^{er} terme de la matrice de phase P_{11} correspondant à la fonction de phase normalisée (b) terme $-P_{12}/P_{11}$ (c) terme P_{44}/P_{11} ; (d) terme P_{34}/P_{11} .

A chaque diffusion, il est nécessaire de prendre en compte le changement de polarisation du vecteur de Stokes. Pour ce faire, on considère un système de coordonnées sphériques (Figure 1-2). Le vecteur de Stokes incident $\vec{S}_i$ se propage selon la direction (θ, φ) par rapport au plan méridien défini par l'axe Oz et la direction de propagation. Après une diffusion selon l'angle de

diffusion Θ , le vecteur de Stokes $\vec{S}_d$ se propage selon la direction (θ', φ') toujours définie par rapport au plan méridien. La matrice de phase est définie dans le plan de diffusion, il est donc nécessaire d'effectuer deux rotations : l'une selon l'angle $-i_1$ pour exprimer le vecteur de Stokes incident dans le plan de diffusion, une deuxième selon l'angle $\pi - i_2$ pour ramener le vecteur de Stokes diffusé dans le plan méridien.

A chaque diffusion, le vecteur de Stokes doit donc être multiplié par la matrice :

$$Z(\theta', \theta, \varphi - \varphi') = R(\pi - i_2)P(\Theta)R(-i_1) \quad \text{Équation 1-12}$$

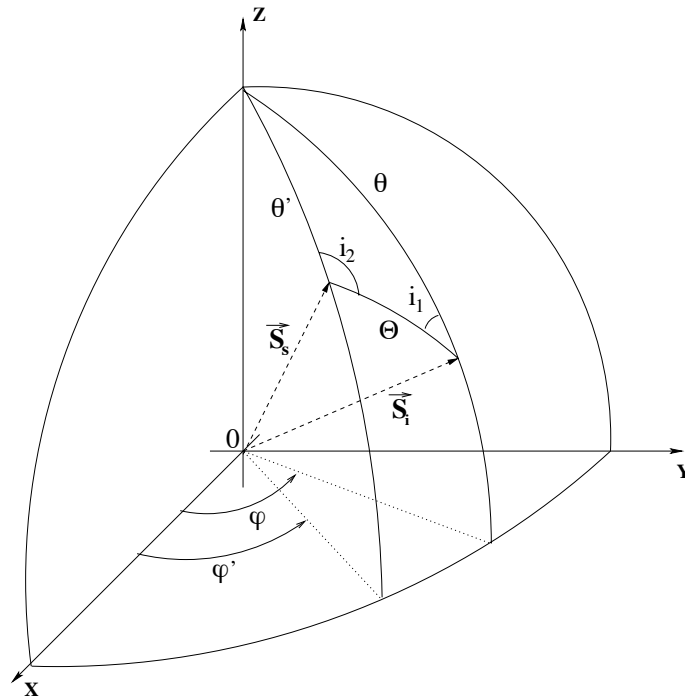


Figure 1-2 : Représentation géométrique de la diffusion d'un vecteur de Stokes incident $\vec{S}_i$ vers un vecteur de Stokes diffusé $\vec{S}_d$.

Les angles de rotation sont définis comme :

$$\begin{aligned} \cos i_1 &= \cos \Phi \\ \cos i_2 &= \frac{-\cos \theta + \cos \theta' \cos \Theta}{\pm \sin \Theta \sin \theta'} \end{aligned} \quad \text{Équation 1-13}$$

avec Φ l'angle azimutal de diffusion. Le signe du dénominateur dépend de l'azimut relatif $\varphi' - \varphi$. On note deux valeurs limites pour l'expression de $\cos i_2$: $\lim_{\Theta \rightarrow 0} \cos i_2 = 1$ et $\lim_{\theta' \rightarrow 0} \cos i_2 = \pm \cos(\varphi - \varphi')$.

Les matrices de rotation sont ensuite définies par :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2i & -\sin 2i & 0 \\ 0 & \sin 2i & \cos 2i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Équation 1-14}$$

1.1.3. Modèle tridimensionnel

Toutes les équations décrites ci-dessus s'appliquent aussi bien au transfert radiatif unidimensionnel (1D) que tridimensionnel (3D). La particularité d'une approche tridimensionnelle vient du fait que en plus des variations verticales des propriétés optiques du milieu, on considère les variations selon les axes horizontaux.

Le milieu est donc défini selon une grille cartésienne en trois dimensions où les propriétés du milieu sont décrites pour chaque voxel (pixel 3D) dont les dimensions sont ajustables selon x et y à chaque initialisation et généralement variables selon la verticale. Ces propriétés sont le coefficient d'extinction, l'albédo de diffusion simple, la matrice de phase et la température du voxel pour des simulations dans le thermique.

Les premiers modèles de transfert radiatifs tridimensionnels appliqués aux atmosphères nuageuses ont été développés dans les années 70 (Davies, 1978; van Blerkom, 1971). Ils étaient basés sur des méthodes de Monte-Carlo que nous détaillerons dans la section suivante. Elles sont toujours très utilisées aujourd'hui et ont permis le développement de plusieurs modèles 3D. Un autre type de méthode a été développé par la suite, The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method, SHDOM (Evans, 1998) . Cette méthode combine une approche en ordonnée discrète pour l'intégration spatiale de l'équation de transfert radiatif et une décomposition en harmonique sphérique des radiances pour le calcul de l'intégrale de diffusion, permettant de ramener celle-ci à une simple multiplication.

Les résultats issus de ces modèles 3D ont été comparés sur plusieurs cas tests dans le cadre du projet I3RC (Cahalan et al., 2005). La description des différents cas tests, un inventaire des modèles participants ainsi qu'une liste des publications concernant la thématique du transfert radiatif 3D peuvent être trouvés sur le site du projet : <http://i3rc.gsfc.nasa.gov/>.

Plus récemment, des modèles 3D incluant la polarisation ont été développés. Basés sur les méthodes de Monte-Carlo, on peut citer le modèle MYSTIC (Monte-Carlo code for the phYsically correct Tracing of photons in Cloudy atmospheres) (Mayer, 2009; Emde et al., 2010), le modèle 3DMCPOL (Cornet et al., 2010; Fauchez et al., 2014) et plus récemment le modèle SPARTA

(Solver for Polarized Atmospheric Radiative Transfer Applications) qui devrait être prochainement publié. Le modèle SHDOM a quant à lui aussi été étendu dernièrement vers une résolution vectorielle de l'équation de transfert radiatif (Doicu et al., 2013). Un exercice d'intercomparaisons dans le cadre de l'IPRT (International working group on Polarized Radiative Transfer, <http://www.meteo.physik.uni-muenchen.de/~iprt/doku.php?id=start>) est en cours et sera présenté dans la section 1.3.1

1.2. Méthodes de Monte-Carlo appliquées au transfert radiatif : le modèle 3DMCPOL

Les méthodes de Monte-Carlo sont des méthodes statistiques basées sur l'utilisation de fonctions de répartition et la réalisation d'un nombre important de tirages aléatoires. L'objectif est de résoudre pour une variable aléatoire X , l'équation $F(X) = \rho$ où ρ est un nombre aléatoire entre 0 et 1.

La plupart des méthodes actuellement utilisées en sciences atmosphériques ont été développées initialement pour le suivi des neutrons au Los Alamos Scientific Laboratory (ex: Cashwell and Everett, 1959). Elles ont ensuite été adaptées au transfert radiatif atmosphérique (ex: Davies, 1978; van Blerkom, 1971) et sont regroupées dans le livre (Marchuk et al., 1980), dans le chapitre 4 du livre (Marshak and Davis, 2005) et dans la publication de (Mayer, 2009).

Dans cette sous-section, nous allons décrire le modèle de transfert radiatif 3DMCPOL qui est un « forward » modèle ce qui signifie que l'on suit les photons de la source vers le détecteur. La partie scalaire a été développée pour le spectre solaire par (Cornet and Davies, 2008); l'intégration de la polarisation est décrite dans (Cornet et al., 2010). Ce modèle a ensuite été étendu au calcul dans l'infrarouge thermique par (Fauchez et al., 2014) et une version LIDAR-Radar Doppler est en cours de développement au laboratoire de Météorologie Physique (Szczap et al., 2013).

1.2.1. Schéma général

Le schéma général du modèle 3DMCPOL est présenté sur la Figure 1-3. La méthode de Monte-Carlo appliquée au transfert radiatif atmosphérique consiste à suivre, à travers un milieu défini, des particules lumineuses qui, par abus de langage, sont appelées *photons* mais qui rigoureusement pourraient être appelées *Flip* (Fictive Light Particles) (Pujol, 2015).

Que la source soit solaire ou thermique, un photon est initialisé selon une position (x, y, z) et une direction définie par trois cosinus directeurs (u, v, w) :

$$\begin{aligned} u &= \sin \theta \cos \varphi \\ v &= \sin \theta \sin \varphi \\ w &= \cos \theta \end{aligned}$$

Équation 1-15

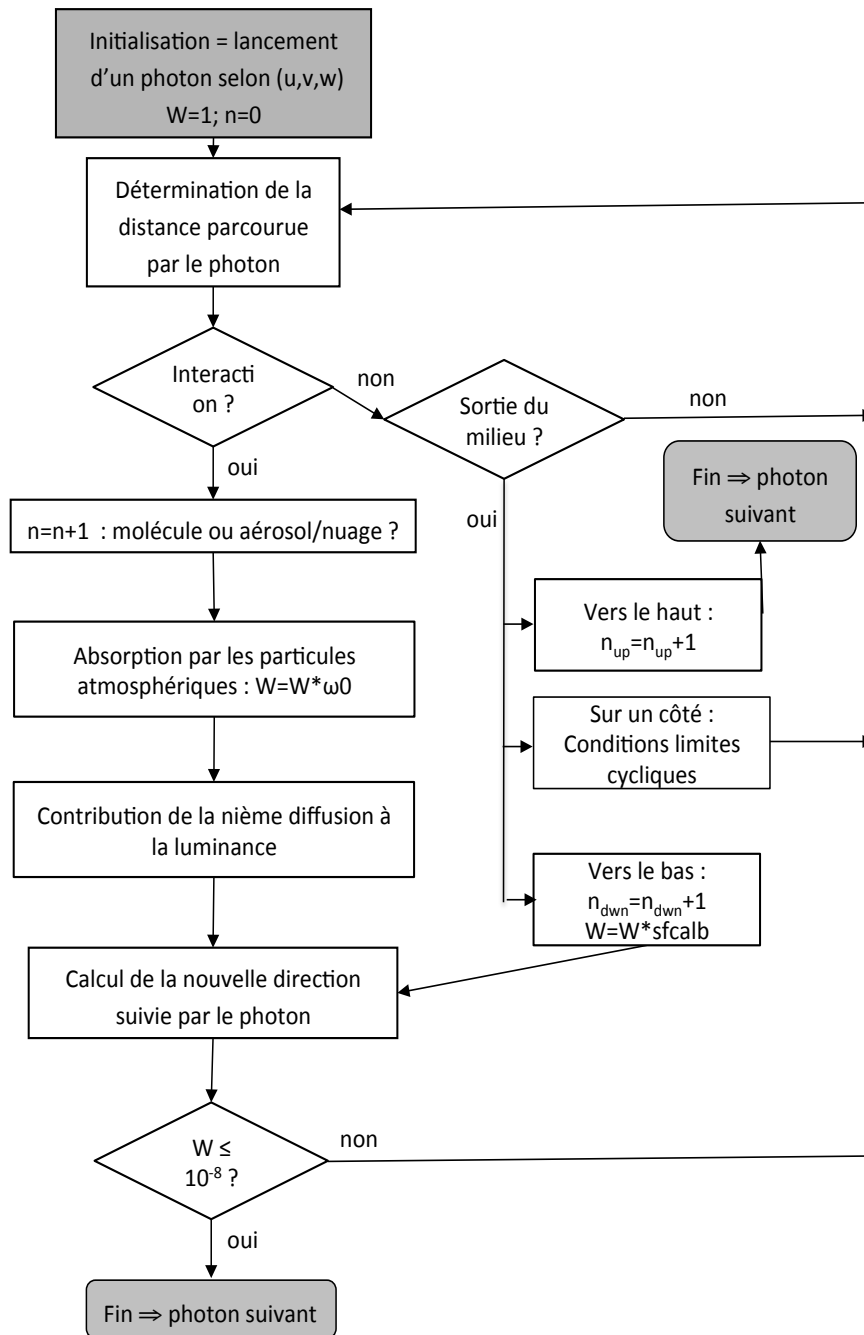


Figure 1-3 : Principe général simplifié du modèle 3DMCPOL pour le suivi des photons. n_s représente l'ordre de diffusion, W le poids du photon, n_{up} et n_{dwn} le nombre de photons sortant respectivement vers le haut ou vers le bas du milieu

La densité de probabilité de la variable aléatoire représentant la distance ℓ parcourue par le photon sans interaction est donnée par l'équation 3.68 du livre de (Marshak and Davis, 2005):

$$p(\ell) = \sigma e^{-\sigma\ell} \text{ qui vérifie } \int_0^{\infty} p(\ell) d\ell = 1 \quad \text{Équation 1-16}$$

Afin d'obtenir la distance ℓ' parcourue par le photon à partir d'un tirage aléatoire de $\rho \in [0,1]$, on doit résoudre :

$$\int_0^{\ell'} p(\ell) d\ell = \rho \quad \text{Équation 1-17}$$

On obtient : $\ell' = -\ln(\rho) / \sigma$ qui peut s'écrire

$$\tau_{free} = -\ln \rho \quad \text{Équation 1-18}$$

Cette expression donne l'épaisseur optique traversée par le photon avant interaction avec le milieu. Cette épaisseur optique est comparée à l'épaisseur optique τ_{voxel} traversée dans le voxel considéré : si elle est inférieure, il y a interaction dans le voxel sinon le photon continue son trajet dans le voxel suivant avec une épaisseur optique $\tau_{free} - \tau_{voxel}$ et ainsi de suite...

En cas d'interaction dans le voxel, un premier tirage aléatoire est effectué afin de déterminer si le photon interagit avec des molécules atmosphériques (diffusion Rayleigh) ou avec le milieu (nuage ou aérosol) défini en entrée. Le poids du photon W , initialement égal à 1, est ensuite multiplié par l'albédo de diffusion simple ce qui permet tenir compte de l'éventuelle absorption du photon.

A ce stade, nous utilisons ensuite la méthode d'estimation locale (Figure 1-4) qui permet de déterminer la contribution de cette $j^{\text{ème}}$ interaction (diffusion) à la luminance sortante dans une direction Ω à une altitude z . La direction et la différence d'altitude entre l'interaction et l'extrémité du milieu impliquent une localisation de la luminance sortante par la surface S de coordonnées $[x, x + dx; y, y + dy]$:

$$L_j(S, \Omega) = W_j \frac{P_{11}(\Theta)}{4\pi} \exp(-\tau_{prp}(\Omega) / \cos(\theta_v)) \quad \text{Équation 1-19}$$

où $P_{11}(\Theta)$ est le 1^{er} terme de la matrice de phase correspondant à la fonction de phase pour un angle de diffusion Θ ; $\tau_{prp}(\Omega)$ est l'épaisseur optique le long de la direction Ω entre la position de l'interaction et la surface S ; le terme $\cos(\theta_v)$ est issu de la re-projection de la surface inclinée traversée par le photon sur une surface horizontale.

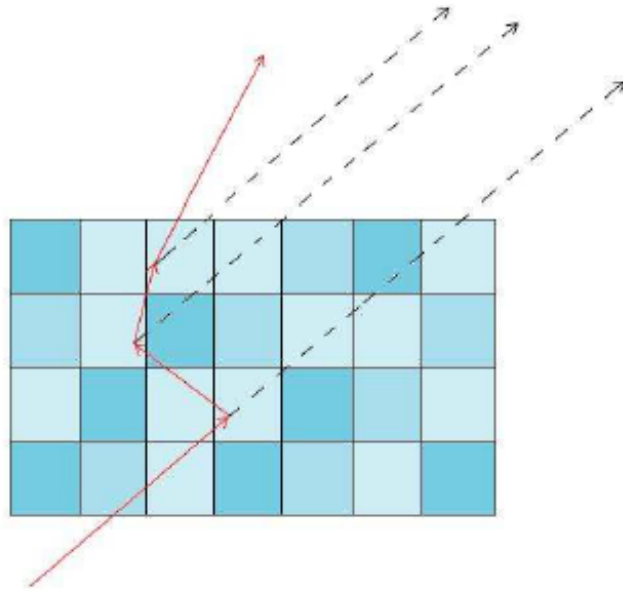


Figure 1-4 : Schéma de la méthode d'estimation locale : les lignes solides rouges représentent le trajet suivi par le photon qui est diffusé trois fois avant de sortir par le haut du milieu. Les lignes pointillées représentent la contribution de chaque diffusion dans la direction du détecteur.

Un tirage aléatoire de la nouvelle direction suivie par le photon est ensuite effectué (voir section 1.2.3). Le photon est ainsi suivi jusqu'à sa sortie du milieu par le haut ou jusqu'à ce que le poids W soit inférieur à une valeur donnée.

Sur les bords du milieu défini en entrée, nous utilisons des conditions cycliques signifiant qu'un photon qui sort d'un côté, entre de l'autre.

Lorsque un photon atteint la surface, les mêmes étapes que lors d'une interaction dans le milieu sont suivies. Le poids W est multiplié par l'albédo de la surface, la contribution due à la $j^{\text{ème}}$ interaction (réflexion) sur la surface est ajoutée aux autres et une nouvelle direction est déterminée aléatoirement. Dans le cas, d'une surface Lambertienne, la nouvelle direction est obtenue à partir d'une distribution uniforme. Dans le cas, d'une surface décrite par une fonction bidirectionnelle type océanique, les fonctions de répartition dépendant des directions incidentes (θ', φ') et des directions réfléchies (θ, φ) sont calculées en amont du suivi des photons.

L'addition pondérée du nombre de photons sortant vers le haut ou vers le bas (nup et ndwn) nous permet de calculer les flux montant et descendant, tout simplement en divisant cette somme par le nombre total de photons.

La précision d'un code de Monte-Carlo dépend du nombre de réalisations indépendantes effectuées. La luminance est obtenue en moyennant la somme des N_s contributions des N photons par le nombre N' égal au nombre N réalisations effectuées divisées par les dimensions du domaine $n_x \times n_y$ soit $N' = N / (n_x \times n_y)$

$$L(S, \Omega) = \frac{1}{N'} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N_s} L_j(S, \Omega)$$

Équation 1-20

Les méthodes de Monte-Carlo étant des méthodes statistiques, il est possible d'obtenir un intervalle de confiance et donc une incertitude sur les résultats calculés. Par exemple, avec 68% de confiance, si le nombre de réalisations est suffisamment important pour utiliser une loi normale, l'intervalle de confiance de la moyenne d'une variable aléatoire X (la luminance) d'espérance $E(X)$ et de variance estimée $s^2(X)$ est :

$$\begin{aligned} \bar{X} \pm \sqrt{\frac{s^2(X)}{N}} &= \bar{X} \pm \sqrt{\frac{E(X^2) - (E(X))^2}{N}} \\ \bar{X} \pm \sqrt{\frac{s^2(X)}{N}} &= \bar{X} \pm \frac{N}{N-1} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{N} - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right)^2} \end{aligned}$$

Équation 1-21

L'Équation 1-21 nous permet donc de calculer un intervalle de confiance et donc une incertitude sur les résultats de luminances estimées.

1.2.2. Source solaire ou thermique

Comme vu dans la section précédente, la source d'émission de photons peut être solaire pour des longueurs d'onde comprise entre $0.4\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ ou thermique suite à l'émission du système terrestre pour des longueurs d'onde supérieures à environ $3\mu\text{m}$.

Dans le cas solaire, la source est tout simplement un flux collimaté qui arrive au sommet de l'atmosphère selon une direction (θ_0, φ_0) . Sa position (x, y) au sommet du milieu est

déterminée par un tirage aléatoire. Le modèle permet d'obtenir en sortie la luminance normalisée (Equation 1.8).

Dans le thermique, l'énergie est émise, de façon isotrope, soit par la surface terrestre, soit par le milieu (nuages-aérosols) soit les gaz atmosphériques. Le nombre de photons émis par chacune des sources est déterminé en amont du calcul de transfert radiatif et correspond à une fraction de nombre total de photons émis. La quantité émise par chaque type de source est initialement calculée sous forme de flux à l'aide de la fonction de Planck $B(T)$ pour une température T . Pour un voxel nuageux de température T_c et d'épaisseur optique τ , le flux F_c s'exprime par :

$$F_c = 4\pi \tau_a B(T_c) = 4\pi (1 - \omega_0) \tau B(T_c) \quad \text{Équation 1-22}$$

où τ_a est l'épaisseur optique d'absorption.

Le flux F_s émis par la surface à la température T_s s'exprime par :

$$F_s = \pi \varepsilon_s B(T_s) = \pi (1 - A_{sfc}) B(T_s) \quad \text{Équation 1-23}$$

où ε_s est l'émissivité de la surface et A_{sfc} son albédo.

Pour prendre en compte les gaz atmosphériques, nous utilisons la méthode des k-distributions (Lacis and Oinas, 1991) qui à chaque coefficient d'absorption k_i défini sur un intervalle $[k; k+dk]$ associe un poids a_i calculé en amont avec un modèle raie par raie. Le flux F_g^i émis par une couche de gaz atmosphériques à la température T_g par chaque intervalle $[k; k+dk]$ est :

$$F_g^i = 4\pi a_i \tau_g^i B(T_g) \quad \text{Équation 1-24}$$

où τ_g^i est l'épaisseur optique d'absorption gazeuse pour l'intervalle considéré.

Les photons sont ensuite émis dans le milieu avec une énergie égale au flux F calculé selon les équations 1-22, 1-23 et 1-24. L'émission dans le thermique étant isotrope, la direction d'émission est choisie de façon aléatoire. A chaque émission, la méthode d'estimation locale (Equation 1.19) est utilisée pour calculer la contribution de cette émission dans les directions du détecteur.

1.2.3. Prise en compte de la diffusion et de l'état de polarisation

A chaque diffusion, une nouvelle direction doit être calculé. Le tirage aléatoire de l'angle de diffusion est effectué après calcul de la fonction de répartition $F(\Theta)$. Dans le cas scalaire, l'angle azimutal de diffusion Φ est déterminé aléatoirement dans l'intervalle $[-\pi; \pi]$ ce qui signifie que la densité de probabilité est uniforme.

Dans le cas vectoriel, l'angle azimutal de diffusion Φ dépend de l'angle zénithal de diffusion Θ et de l'état de polarisation du photon incident. La densité de probabilité uniforme doit donc, normalement, être remplacée par une densité de probabilité conditionnelle $P(\Phi / \Theta)$. C'est la méthode que nous avons initialement implémentée dans le modèle 3DMCPOL. Le calcul de $P(\Phi / \Theta)$ est donc explicitement développé dans (Cornet et al., 2010). Cette méthode est exacte mais néanmoins un peu longue en temps de calcul, nous l'avons donc remplacé par une méthode d'échantillonnage biaisé (Collins et al., 1972; Emde et al., 2010) qui consiste à choisir aléatoirement la nouvelle direction (Θ, Φ) comme dans le cas scalaire et à utiliser la matrice de phase réduite $P'_{ij} = P_{ij}(\Theta) / P_{11}(\Theta)$.

Les nouveaux cosinus directeurs (u', v', w') sont ensuite déterminés à partir des précédents (u, v, w) à l'aide de plusieurs rotations (Cashwell and Everett, 1959) :

$$\begin{cases} u' = (bcwu - bdv) / \sqrt{(1 - w^2)} + au \\ v' = (bcwv + bdu) / \sqrt{(1 - w^2)} + av \\ w' = -bc\sqrt{(1 - w^2)} + aw \end{cases} \quad \text{Équation 1-25}$$

où $a = \cos\Theta$; $b = \sin\Theta$; $c = \cos\phi$; $d = \sin\phi$.

Une fois, la nouvelle direction déterminée, le vecteur de Stokes après diffusion est obtenu en multipliant l'ancien par la matrice Z de l'équation 1-12 construite à partir de la matrice de phase réduite P'_{ij} .

1.2.4. Absorption par les gaz atmosphériques

Dans l'infrarouge thermique mais aussi pour certaines bandes du spectre visible comme la bande A de l'oxygène, l'absorption par les gaz atmosphériques peut être importante. La difficulté de sa prise en compte réside dans la variabilité spectrale importante de l'absorption, même pour une bande spectrale étroite. Rigoureusement, une simulation du transfert radiatif pour chaque

variation du coefficient d'absorption devrait être effectuée. Cependant, afin de réduire le temps de calcul, la méthode de la k-distribution est généralement utilisée (Lacis and Oinas, 1991).

Avec un code Monte-Carlo, il est, en plus, possible d'utiliser le théorème d'équivalence (Emde et al., 2011), qui est basé sur l'hypothèse, généralement vérifiée, que le trajet des photons reste le même dans un milieu avec des particules diffusantes et des gaz absorbants que dans un milieu avec uniquement des particules diffusantes. On peut, dans ce cas, écrire :

$$L(k_g, x, \Omega) = L(k_g = 0, x, \Omega) \cdot \int_0^\infty p(l, k_g = 0, x, \Omega) \cdot e^{-k_g l} dl \quad \text{Équation 1-26}$$

avec k_g le coefficient d'absorption d'un gaz, p la densité de probabilité normalisée de la longueur l des chemins géométriques suivis par les photons.

Dans le cas du modèle de Monte-Carlo, le chemin total l de chaque photon est explicitement calculé, il suffit donc simplement, à chaque interaction, de multiplier la contribution obtenue par l'équation 1.19 par un poids W_{gaz} (Emde et al., 2011) :

$$W_{\text{gaz}}(k_g) = \exp\left(-\int_0^l k_g(l') dl'\right) \quad \text{Équation 1-27}$$

Si la bande spectrale est suffisamment fine pour que les propriétés optiques du milieu diffusant ne varient pas, le trajet suivi par les photons reste le même sur toute la bande. Pour une bande contenant n_k coefficients d'absorption dépendant de longueur d'onde, il suffit de transformer W_{gaz} en une matrice de dimension $n_k \times 1$.

Si on utilise la k-distribution, il suffit d'effectuer le suivi des photons dans une première étape et de multiplier l'équation 1-19 par la matrice W_{gaz} . Ensuite, on effectue la somme pondérée par les poids a_i des différentes contributions de la k-distribution. L'équation 1.20 devient alors :

$$L(S, \Omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{N_k} a_i \sum_{j=1}^{N_i(i)} L_j(S, \Omega, k) \quad \text{Équation 1-28}$$

Cette méthode est valable, lorsque les propriétés du milieu diffusant sont constantes sur l'intervalle spectral considéré. Ceci se vérifie en général pour les aérosols et les nuages sur une bande étroite mais ce n'est plus le cas, par exemple aux courtes longueurs d'onde où la diffusion

moléculaire varie rapidement. (Emde et al., 2011) propose de corriger cette modification des propriétés diffusantes par un poids supplémentaire. Cette implémentation n'est actuellement pas incluse dans 3DMCPOL mais peut être une possible piste d'amélioration si nécessaire.

1.2.5. Méthodes de réduction de variance

Les fonctions de phase des nuages ont généralement un pic avant très prononcé (Figure 1-1) qui, quelque soit la méthode de résolution utilisée, entraîne des difficultés pour le calcul précis des luminances. Dans le cas spécifiques des méthodes de Monte-Carlo utilisant la méthode d'estimation locale, ce fort pic avant entraîne, lorsque que le photon se dirige en direction du détecteur (l'angle de diffusion est alors proche de 0°), des sauts qui ralentissent la convergence vers le résultat exact. Sur la Figure 1-5, les luminances totales et polarisées sont représentées en fonction du nombre de photons. Ces simulations ont été faites pour un nuage d'épaisseur optique 5, correspondant au cas test nuageux de (Kokhanovsky et al., 2010). La courbe noire correspond aux résultats de référence téléchargeables sur le site : <http://www.iup.uni-bremen.de/~alexk>. La courbe verte correspond au cas où la simulation est effectuée sans tronquer la fonction de phase et sans méthodes de réduction de variance. On voit typiquement des sauts importants dus au pic avant de la fonction de phase qui peuvent conduire à obtenir un résultat biaisé.

Une manière d'accélérer la convergence des codes est de tronquer le pic avant de la fonction de phase et de corriger le coefficient d'extinction et l'albédo de diffusion simple en fonction de l'intégrale de la partie tronquée. Plusieurs méthodes existent comme la delta-M (Nakajima and Tanaka, 1988), la delta-fit (Hu et al., 2000), des méthodes de troncation géométrique qui ont été appliquées à la méthode de Monte-Carlo par (Iwabuchi, 2006) ou encore la méthode de (Potter, 1970), qui nous avons choisi d'implémenter dans 3DMCPOL. Ce type de méthode est efficace et permet de limiter les effets du pic avant, comme le montre la courbe violette sur la Figure 1-5. Néanmoins, elle entraîne des résultats biaisés dans certaines directions particulières comme, évidemment, en transmission dans la direction avant ($\theta = 0^\circ$) ou en réflexion dans les directions de l'arc en ciel ($\theta = 140^\circ$) pour les nuages d'eau ou en rétrodiffusion ($\theta = 180^\circ$). Les résultats obtenus avec une fonction de phase tronquée en rétrodiffusion (courbe violette), sont en effet beaucoup moins bruités et la convergence vers le résultat final est plus rapide que sans troncation mais la luminance totale obtenue est inexacte. Ce biais est surtout problématique dans le cas d'un code LIDAR où les calculs sont faits principalement en rétrodiffusion.

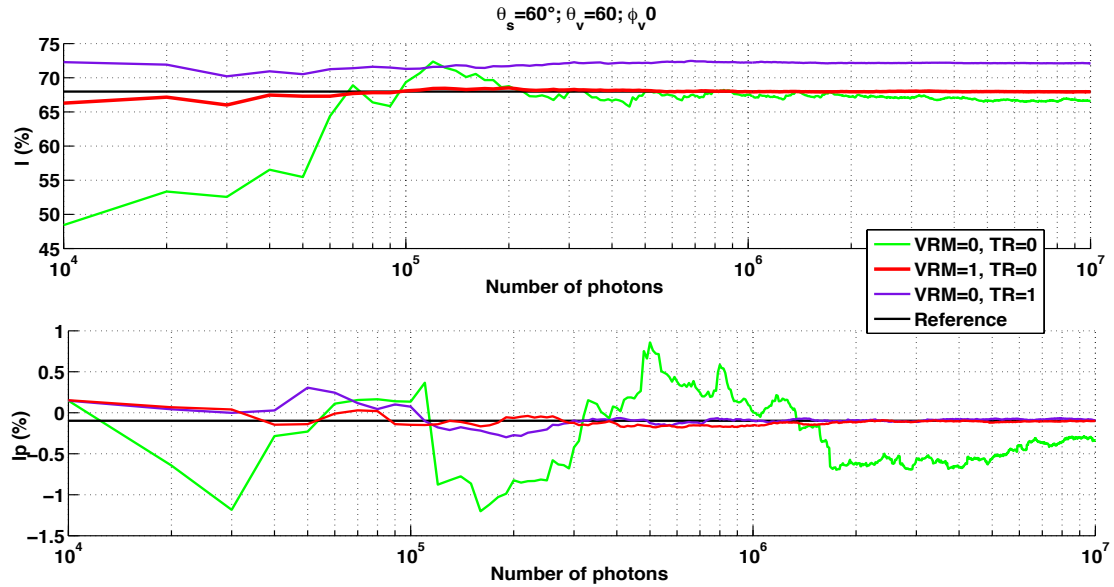


Figure 1-5 : Convergence en rétrodiffusion ($\theta_s = 60^\circ; \theta_v = 60^\circ; \phi_v = 0^\circ$) vers les luminances totales (haut) et polarisées (bas) en fonction du nombre de photons. TR=1 indique que la fonction a été tronquée. VRM=1 indique que les méthodes de réduction de variance ont été appliquées. La courbe de référence noire est issue du cas nuageux de (Kokhanovsky et al., 2010)

Pour palier à ces problèmes, (Buras and Mayer, 2011) ont développé des méthodes de réduction de variance applicables aux codes de Monte-Carlo et que nous avons insérées dans 3DMCPOL. Ces méthodes sont expliquées en détails dans la publication citée précédemment, ici nous essayons d'en faire seulement une brève description.

La première méthode appelée DDIS (Detector Directional Importance Sampling) s'applique pour une direction unique d'observation et consiste à augmenter le nombre d'événements provoquant un saut. On utilise pour cela une fonction de phase modifiée qui permet d'augmenter le nombre de photons se dirigeant approximativement dans la direction du détecteur. Cette modification est compensée par l'utilisation d'un facteur de pondération qui réduit le poids du photon « forcé » à se diriger vers le détecteur. Cette méthode manque d'efficacité pour des épaisseurs optiques importantes car il ne peut plus y avoir de grands ordres de diffusion et ne permet pas le calcul de plusieurs directions de visée.

La méthode NLE (N-tuple Local Estimate) permet de résoudre ces deux problèmes. Elle est schématisée sur la Figure 1-6. Un photon mère (MP : Mother Photon) se déplace normalement. A un certain ordre de diffusion, un photon clone (CP : cloned photon) est créé. On lui applique la méthode DDIS pour le forcer à aller dans une des directions d'observation choisies. Plusieurs photons clones permettent ainsi de simuler les luminances dans plusieurs directions.

La dernière méthode utilisée est une méthode pour prévenir les pics lorsque le photon mère se dirige, après une diffusion, dans la direction du détecteur. Dans ce cas, les photons

clonés produiront en effet des pics. La méthode utilisée (PBS : Prediction Based Splitting) consiste à séparer le photon en plusieurs photons de poids réduits.

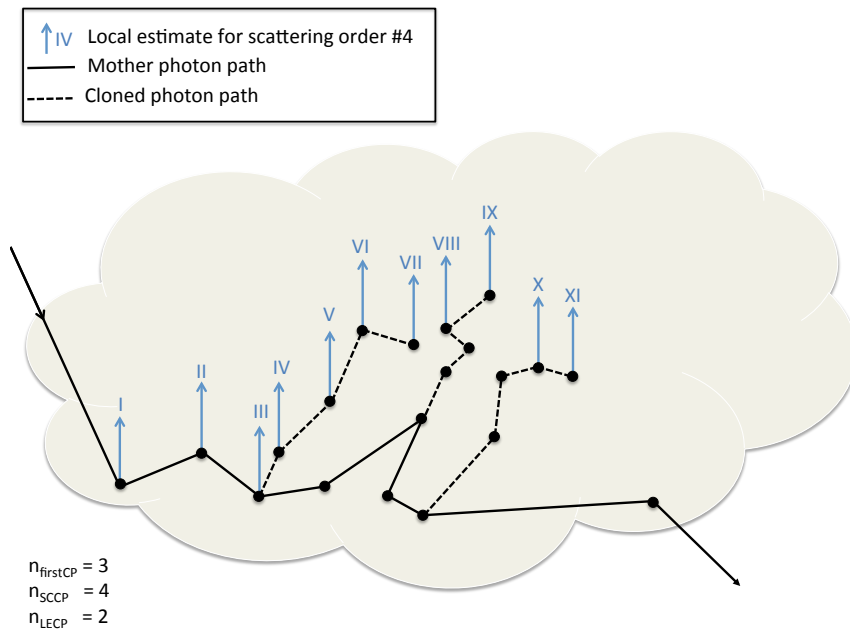


Figure 1-6 : Schéma de la méthode de réduction de variance NLE. Les chiffres romains représentent les ordres de diffusion de la méthode d'estimation locale. Le trait plein représente le trajet suivi par le photon mère (MP) et les traits pointillés, le trajet suivi par les photons clones (CP). Remerciements : Mathieu Compiègne

Ces méthodes ont été insérées, à l'aide de Mathieu Compiègne, dans 3DMCPOL et ont donné des résultats probants. Sur la Figure 1-5, la convergence en utilisant ces méthodes (courbe rouge) est obtenue assez rapidement sans que les résultats ne soient biaisés.

1.2.6. Développement d'un code LIDAR :

L'implémentation des ces méthodes de réduction de variance s'est aussi avéré indispensable et nécessaire pour le développement d'un code LIDAR de référence précis et performant (3DMCLIPOL, **Szczap et al., 2013**). La migration de 3DMCPOL vers le code LIDAR a évidemment demandé quelques modifications : le principe du code Monte-Carlo Lidar consiste à additionner la longueur du trajet parcouru par le photon dans le milieu. A chaque interaction, la méthode d'estimation locale est utilisée pour connaître l'énergie remontant dans la direction de l'antenne. La profondeur qui lui est associée correspond alors au chemin total parcouru par le photon jusqu'à cette interaction. En cas de diffusion multiple, on a inévitablement un trajet plus long qu'un simple aller-retour suivant la verticale et le photon semble donc venir de plus loin. La

contribution du photon est calculé selon l'équation 1.19 en ajoutant un facteur dépendant de l'ouverture de l'antenne du LIDAR et de l'altitude du satellite qui définissent le champ de vue (FOV). La divergence du laser est elle prise en compte selon la méthode de Box-Muller.

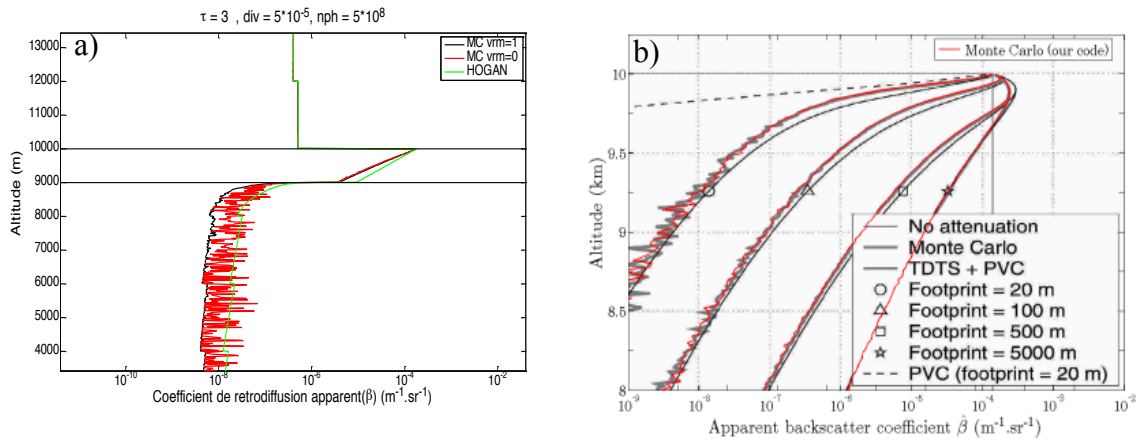


Figure 1-7 : Exemples de simulation LIDAR du coefficient de rétrodiffusion LIDAR en fonction de l'altitude. (a) pour un nuage homogène compris entre 9 et 10km. en vert, résultats obtenus par le code rapide de (Hogan, 2008), en noir et en rouge ceux obtenus avec le code 3DMCLIPOL issu de 3DMCPOL avec et sans méthode de réduction de variance. (b) pour un nuage épais. En noir, résultats obtenus avec le code de (Battaglia et al., 2006), en gris avec le code Monte-Carlo de (Battaglia et al., 2006) et en rouge avec le code 3DMCLIPOL pour différents champ de vue.

Des exemples de simulation LIDAR sont présentés sur la Figure 1-7. Sur la Figure 1-7a, les simulations sont effectuées pour un nuage d'épaisseur optique 3 situé entre 9 et 10km avec un rayon effectif de $10\mu\text{m}$. Les comparaisons sont faites avec le code de (Hogan, 2008) qui est un code rapide et donc approché qui tient compte de la diffusion multiple. Le facteur de rétrodiffusion est présenté avec les méthodes de réductions de variances (VRM=1) et sans (VRM=0). L'apport de ces méthodes est évident avec un signal beaucoup moins bruité. Notons que le signal sous le nuage est dû à la diffusion multiple qui accroît la distance parcourue par les photons. Les différences qui existent entre les deux codes sont dues à la prise en compte de la diffusion par le code de (Hogan, 2008) qui est approchée. Ceci est d'ailleurs confirmé sur la Figure 1-7b où pour un nuage plus épais, les résultats issus de deux codes Monte-Carlo, 3DMCLIPOL et celui de (Battaglia et al., 2006) sont très proches et légèrement différents de celui de (Hogan, 2008) et ce quelque soit le champ de vue.

Des travaux sont actuellement en cours au Laboratoire de Météorologie Physique en étroite collaboration avec le LOA, dans le cadre de la thèse de Alaa Alqassem, pour continuer le

développement du code Lidar et l'étendre vers un simulateur Radar Doppler. Il est aussi prévu d'évaluer les effets des hétérogénéités nuageuses sur les signaux Lidar et Radar mesurés.

1.2.7. Applications spécifiques au code de Monte-Carlo

Un des avantages des modèles de Monte-Carlo est qu'ils simulent bien les phénomènes physiques et peuvent donc permettre d'appréhender certains d'entre eux. Par exemple, il est facile, comme nous le verrons dans le chapitre 2 (Figure 2.10), de sauvegarder les différents ordres de diffusion grâce à la méthode d'estimation locale et ainsi de déterminer la quantité d'énergie et la signature de chaque ordre de diffusion.

A l'instar de la version LIDAR, il est aussi possible de connaître la longueur du trajet des photons et donc d'obtenir une distribution de leur trajet dans le nuage. Ce type d'étude nous a permis de comprendre la variation de l'absorption dans la bande A de l'oxygène selon l'angle zénithal de vue (**Ferlay et al., 2010**). En effet, nous avons pu à partir des distributions en taille des trajets de photons, calculer le trajet moyen des photons. En le divisant par la masse d'air $[1/\cos(\theta_s) + 1/\cos(\theta_v)]$, nous obtenons la pénétration verticale des photons équivalente à celle d'une diffusion simple (Figure 1-8).

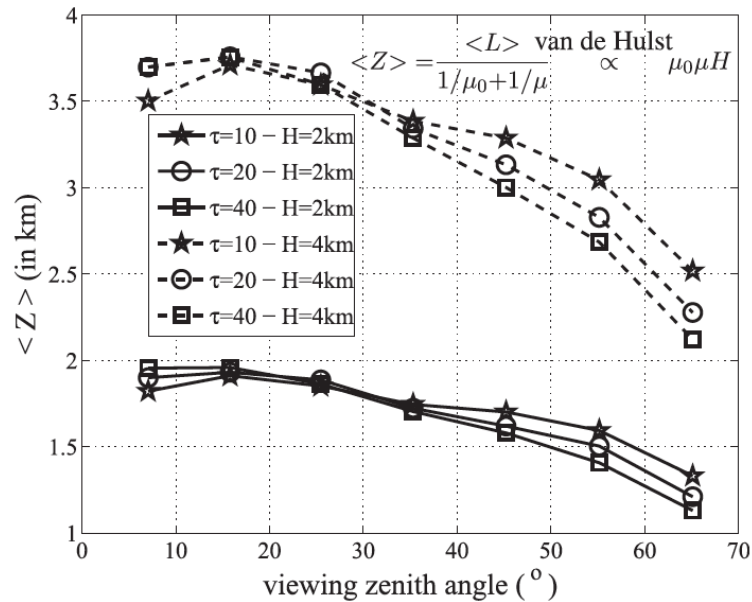


Figure 1-8 : Pénétration verticale équivalente des photons dans le milieu nuageux en fonction de l'angle zénithal de vue pour plusieurs épaisseurs optiques (τ) et géométriques (H). (**Ferlay et al., 2010**).

Cette pénétration verticale équivalente ainsi que son amplitude de variation selon l'angle zénithal dépend peu de l'épaisseur optique du nuage mais principalement de son épaisseur géométrique. Ce résultat important signifie qu'il existe une information sur l'épaisseur géométrique dans la signature angulaire de la bande A de l'oxygène. Celle-ci est d'ailleurs maintenant utilisée pour restituer l'épaisseur géométrique des nuages à partir de mesures passives de POLDER (Desmons et al., 2013).

1.3. Intercomparaisons et validation de 3DMCPOL

Le code 3DMPCOL a été validé par intercomparaisons avec d'autres modèles de transfert radiatif. Pour la partie visible, les luminances totales ont été comparées sur des cas nuageux tridimensionnels issus I3RC (Cahalan et al., 2005). Les luminances polarisées ont été comparées aux résultats obtenus avec un modèle 1D d'Adding-Doubling (Cornet et al. 2010). Nous avons aussi participé à deux exercices d'intercomparaisons qui sont présentés ci-dessous. Dans le thermique, le code a été validé par comparaison avec le modèle SHDOM (Evans, 1998).

1.3.1. Validation de 3DMCPOL dans la visible

La première intercomparaison (Kokhanovsky et al., 2010) incluait sept codes de transfert radiatif utilisant différentes méthodes de résolution comme celles des ordonnées discrètes, des ordres successifs de diffusion, de l'Adding-Doubling et des méthodes de Monte-Carlo. Le vecteur de Stokes en réflexion et transmission a été simulé avec une résolution angulaire fine (pas de 1°) sur trois cas tests relativement simples : une atmosphère homogène composée de molécules atmosphériques, d'aérosols ou de particules nuageuses. Les fonctions de phase utilisées sont représentées sur la Figure 1-1. Les résultats obtenus avec 3DMCPOL ont été corrects pour les cas moléculaires et aérosols mais un écart non négligeable a été découvert dans le cas nuageux où la fonction de phase est très piquée. Un écart de 5% a été obtenu par rapport au code SCIATRAN pour la première composante du vecteur de Stokes I et supérieur à 5% pour Q et U. En 2010, nous n'avions pas encore implémenté ni les méthodes de réduction de variances décrites plus haut ni le calcul de la fonction de répartition selon la quadrature de Gauss. L'implémentation de cette méthode numérique ainsi que la correction d'un problème d'interpolation de la fonction de phase a permis d'améliorer grandement les résultats comme nous les verrons à travers la deuxième intercomparaison effectuée.

Cette première intercomparaison nous a permis de détecter des problèmes, en particulier en transmission et de les corriger. Les résultats des simulations peuvent être obtenus facilement sur le site <http://www.iup.uni-bremen.de/~alexk> et servent régulièrement de références lors du développement et du test d'un nouveau modèle de transfert radiatif.

La première phase de la deuxième intercomparaison s'est déroulée récemment et a donné lieu à une publication (**Emde et al., 2015**). Six modèles dont des modèles de Monte-Carlo (MYSTIC, SPARTA, 3DMCPOL), le modèles SHDOM, des modèles en ordonnées discrètes IPOL et PSTAR ont participé à cette intercomparaison qui se place dans le cadre du groupe de travail IPRT (International Polarized Radiative Transfer) de l'IRC (International Radiation Commission). Les tests se sont déroulés sur dix cas types allant d'une atmosphère unidimensionnelle composée d'une simple couche homogène de molécules, d'aérosols ou de nuages (phase A) à une atmosphère dont les propriétés des particules, absorbantes ou non, variaient verticalement (phase B). Pour les deux phases, des tests ont été faits avec ou sans surface. Le vecteur de Stokes a été simulé en transmission et en réflexion pour des configurations géométriques variées incluant des angles azimutaux hors du plan solaire ce qui n'était pas le cas dans la première intercomparaison.

RMSE (%)	I	Q	U	V
A1 dp=0.0	0.023 (0.035)	0.031 (0.042)	143.7 (106.4)	-
A1 dp=0.03	0.017 (0.023)	0.034 (1.249)	0.034 (0.981)	-
A1 dp=0.1	0.018 (0.144)	0.0324 (3.938)	0.029 (3.047)	-
A1 all	0.020 (0.092)	0.0317 (1.681)	0.0401 (2.129)	-
A2	0.009 (0.010)	0.038 (0.354)	0.029 (0.275)	-
A3	0.051	0.117	0.108	0.519
A4	0.009	0.041	0.061	1.840
A5pp	2.432	1.221	-	-
A5al	2.665	1.094	1.264	36.313
A6	0.540 (0.499)	0.378 (2.574)	0.695 (22.360)	-
RMSE (%)	I	Q	U	V
B1	0.024 (0.033)	0.033 (0.558)	0.505 (0.026)	-
B2	1.387	0.975	0.517	-
B3	0.050 (0.040)	0.088 (1.296)	0.081 (1.037)	5.126 (4.347)
B4	0.834 (1.152)	6.311 (27.614)	1.839 (5.965)	58.29 (94.93)

Tableau 1-1 : Ecart quadratique moyen (RMSE) en pourcents entre les résultats des modèles 3DMCPOL et MYSTIC pour les différents cas tests définis dans (**Emde et al., 2015**). « dp » correspond à la valeur du facteur de dépolarisation Rayleigh ; « pp » au Plan Principal solaire et « al » à l'almucantar. Les chiffres entre parenthèses sont les écarts publiés et obtenus avant correction de 3DMCPOL.

Comme précédemment, la participation à cette intercomparaison nous a permis de déceler des erreurs dans le code 3DMCPOL : nous avons en effet détecté et corrigé une erreur sur la prise en compte du facteur de dépolarisation Rayleigh de la diffusion moléculaire et une erreur

sur la prise en compte du vecteur de Stokes lors d'une réflexion sur la surface océanique. Le Tableau 1-1 indique les écarts quadratiques moyens (RMSE) en pourcent calculés entre les résultats de 3DMCOL et ceux de MYSTIC. Les valeurs indiquées correspondent à celles obtenues avec la version actuelle de 3DMCPOL. Dans le cas où il y a eu des améliorations suite aux corrections effectuées, les valeurs de RMSE précédentes (et publiées) sont indiquées entre parenthèses. La plupart des écarts quadratiques sont très faibles, généralement inférieurs à 1% voire à 0.1%.

Nous allons nous intéresser à quelques résultats particuliers. Tout d'abord, le cas nuageux où des écarts importants avaient été trouvés lors la première intercomparaison. En incluant toutes les directions d'observations en transmittance et réflectance, les écarts sont de l'ordre de 2.4-2.7% pour I et 1.0-1.2% pour Q. Ces écarts sont plus faibles que précédemment mais encore supérieurs au 1% . Ils sont en grande partie dus au pic avant de la fonction de phase. En effet, sur les Figure 1-9 et Figure 1-10 sont représentés les résultats obtenus pour le cas A5 qui correspond à la simulation des luminances montantes et descendantes à 800 nm dans le cas d'un nuage d'épaisseur optique 5 avec une distribution en taille gamma de rayon effectif 10 μ m et de variance 0.1. L'angle d'incidence solaire est de 50°. Ce cas est similaire à celui de la précédente intercomparaison. Les écarts absolus sont dans l'ensemble faibles, exceptés en diffusion avant (Figure 1-10) et en rétrodiffusion (Figure 1-9). En excluant ces deux directions particulières, les RMSE sont de l'ordre de 0.2% pour I et 1% pour Q donc plutôt faibles pour toutes les composantes du vecteur de Stokes. Les corrections apportées suite à la première intercomparaison sont donc concluantes.

Dans le Tableau 1-1, on remarque pour les cas A1, A2, B1, B3 où le facteur de dépolarisation intervenait, une nette amélioration des résultats, en particulier pour la ligne où le facteur de dépolarisation est important ($dp=0.1$).

Les cas A6 et B4 représentent respectivement une atmosphère avec uniquement des molécules et une atmosphère nuageuse au dessus d'une surface océanique. On constate là aussi une amélioration suite à la correction de l'erreur sur la rotation du vecteur de Stokes après réflexion sur la surface. Il reste néanmoins quelques écarts comme on peut le voir sur les Figure 1-11 Figure 1-12, en particulier pour la 2^{ème} composante du vecteur de Stokes. La prise en compte de la fonction de réflexion bidirectionnelle de l'océan dans 3DMCPOL se fait par un pré-calcul au début du code selon plusieurs angles zénithaux d'incidence, plusieurs angles zénithaux et azimutaux de réflexion. Les écarts peuvent venir de la discrétisation angulaire choisie ou de la

rotation utilisée pour calculer des angles azimutaux incidents différents de zéro. Des tests supplémentaires sont nécessaires afin de finaliser la correction.

Il reste aussi à corriger une légère déviation pour le cas B2 où l'absorption atmosphérique est forte.

La première phase de cette intercomparaison de modèles de transfert radiatif incluant la polarisation et par conséquent le calcul du vecteur de Stokes vient de se terminer. Jusqu'à présent, les cas tests étaient des cas unidimensionnels allant de cas simples, une couche composée de molécules atmosphériques à des cas plus complexes, un nuage au milieu d'une atmosphère au-dessus d'une surface océanique. Cela nous a permis de détecter et de corriger plusieurs erreurs dans le code 3DMCPOL.

La prochaine étape qui devrait débiter prochainement inclura des comparaisons pour des atmosphères nuageuses tridimensionnelles : un nuage en escalier, un nuage cubique isolé dans une atmosphère et un cumulus fractionné déjà utilisé pour l'intercomparaison I3RC. Le nombre de modèles participants sera réduit à quatre puisque les modèles IPOL et PSTAR ne permettent pas d'effectuer des simulations dans une atmosphère tridimensionnelle.

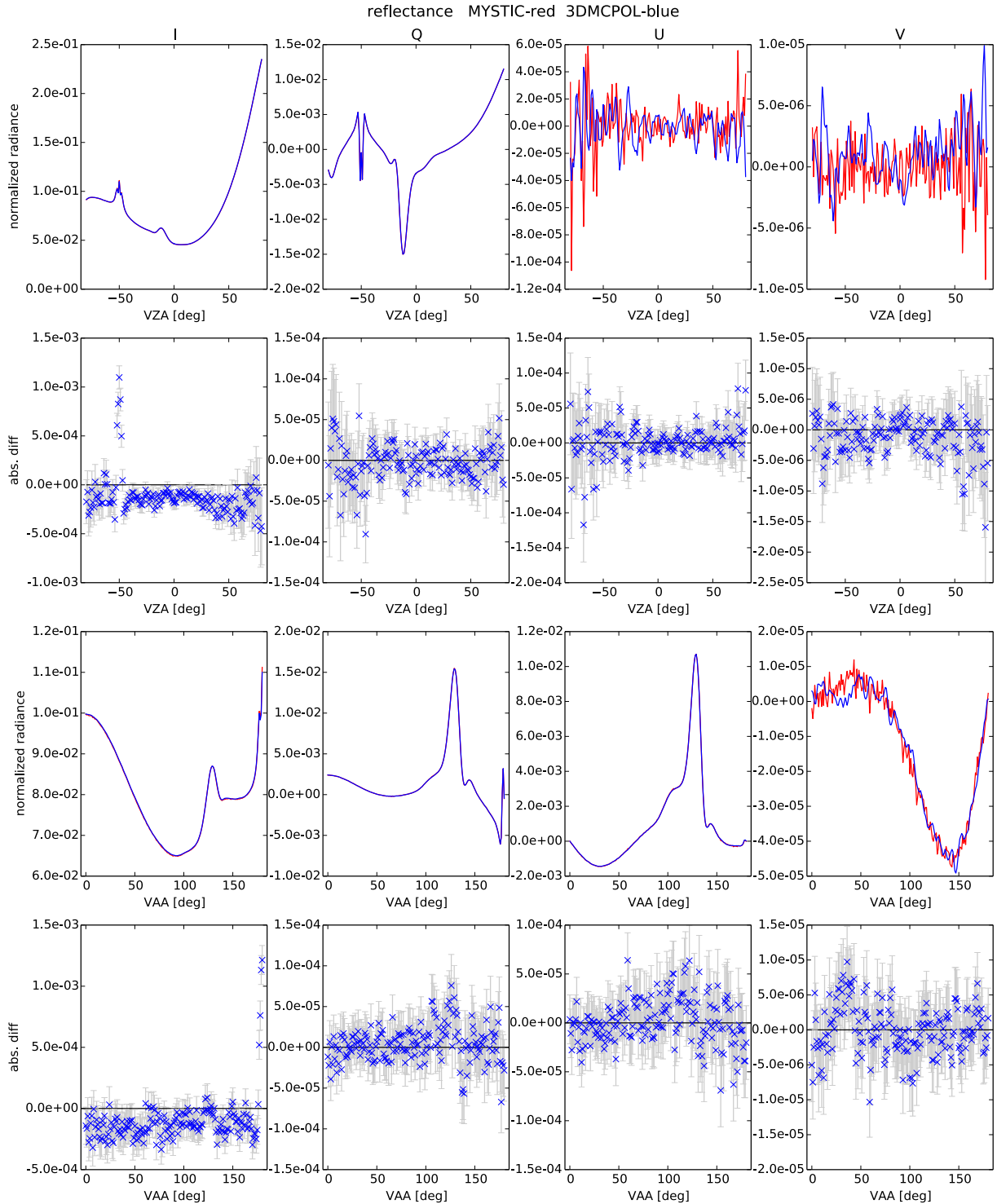


Figure 1-9 : Composantes en réflectance du vecteur de Stokes obtenues pour le cas A5 (nuage) par 3DMCPOL en bleu et MYSTIC en rouge. 1^{er} et 2^{ème} lignes, résultats et différences absolues dans le plan solaire. 3^{ème} et 4^{ème} lignes, résultats et différences absolues dans le plan almucantar.

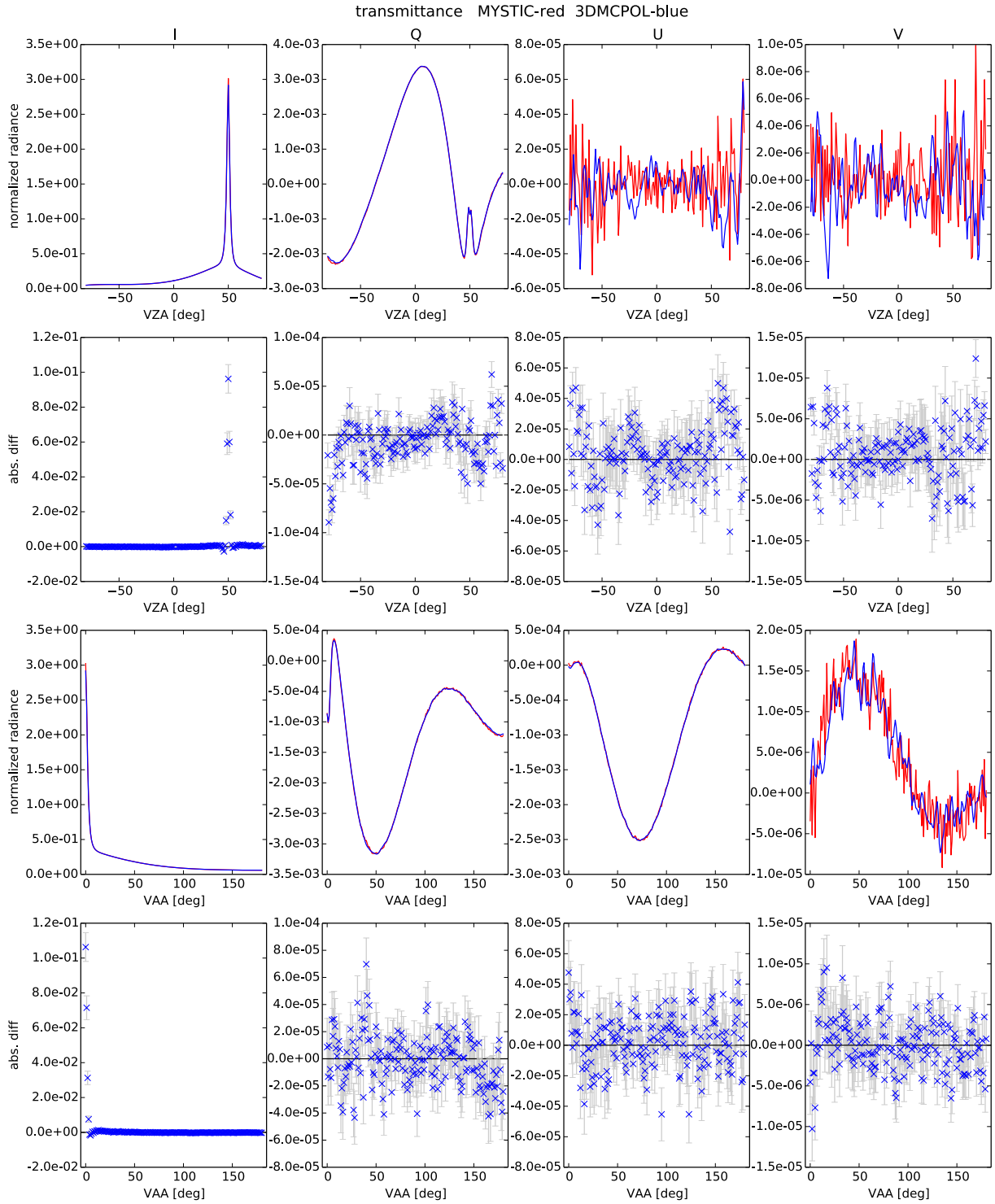


Figure 1-10 : mêmes graphiques que pour la Figure 1-9 pour les valeurs en transmittance

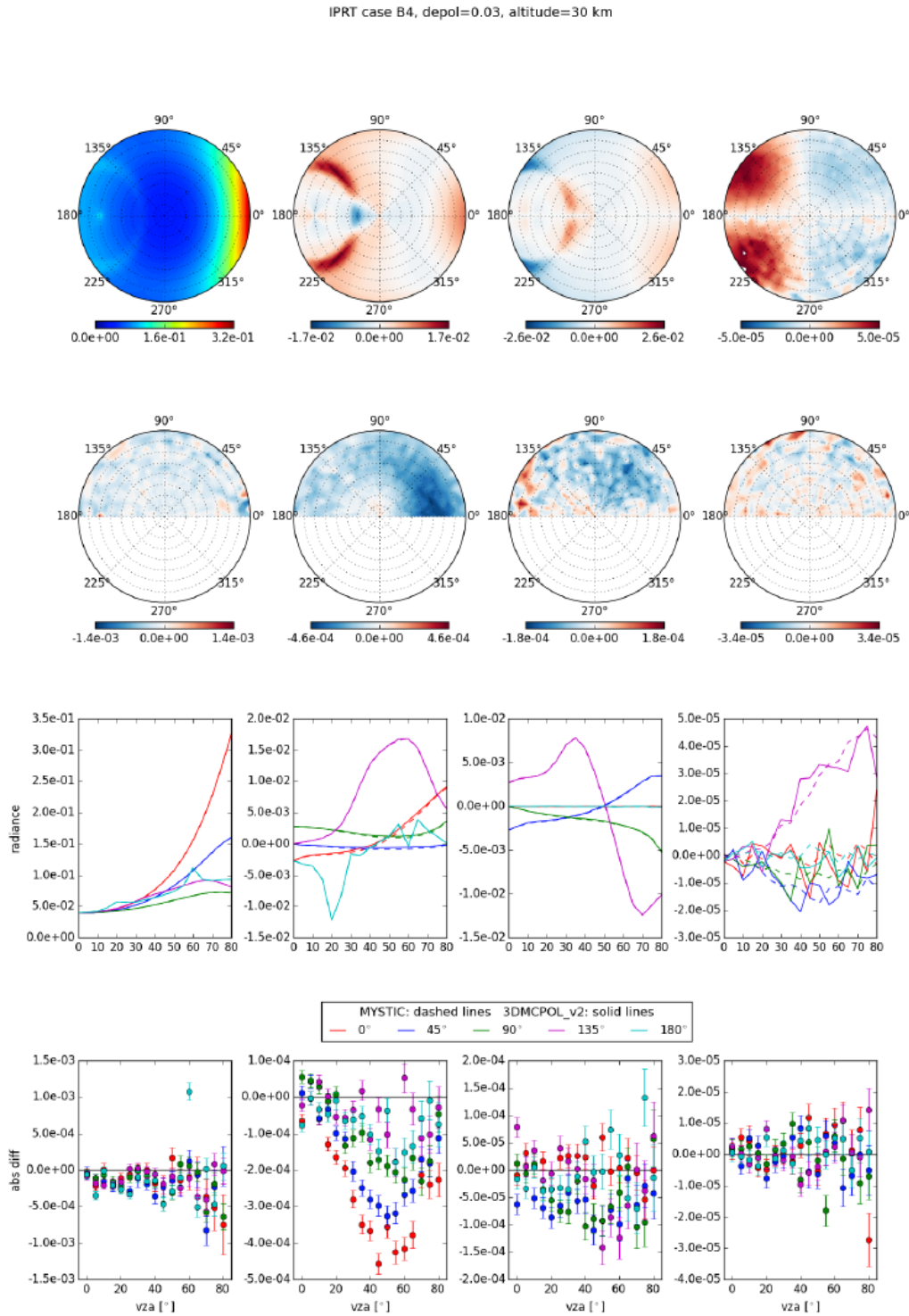


Figure 1-11 : Comparaisons des luminances obtenues par 3DMCPOL et MYSTIC pour le cas B4 composé d'une surface océanique, d'un nuage et de molécules atmosphériques. 1^{ère} ligne : graphique polaire des composantes du vecteur de Stokes issu de MYSTIC (partie supérieure) et de 3DMCPOL (partie inférieure). 2^{ème} ligne : différences absolues entre 3DMCPOL et MYSTIC. 3^{ème} ligne : luminances en fonction des angles zénithaux pour différents angles azimutaux et 4^{ème} ligne : différence absolues en fonction des angles zénithaux pour différents angles azimutaux.

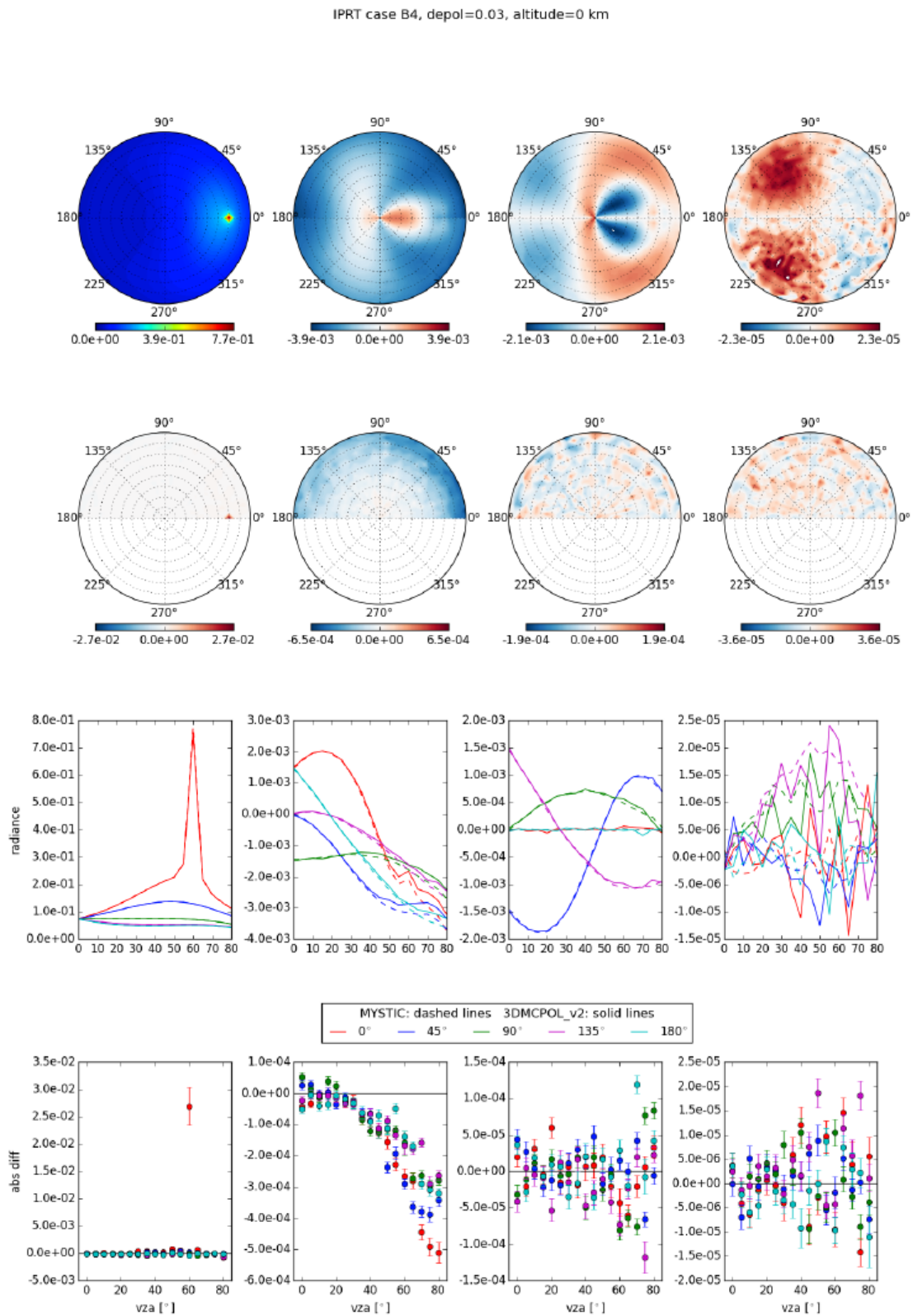


Figure 1-12 : Même figures que la Figure 1-11 pour les transmittances.

1.3.2. Validation dans l'infrarouge thermique

La validation pour les longueurs d'onde infrarouges s'est déroulée en effectuant des comparaisons avec le code SHDOM. Les résultats sont présentés sur la Figure 1-13 (Fauchez et al. 2014). Les calculs ont été faits pour un cirrus d'épaisseur optique moyenne 1.8, avec un albédo de diffusion simple de 0.5, une fonction de phase Henyey-Greenstein avec un paramètre d'asymétrie égal à 0.865. La température de surface a été fixée à 290K. Le champ nuageux à une taille de 10kmx10km avec une résolution spatiale de 100 m.

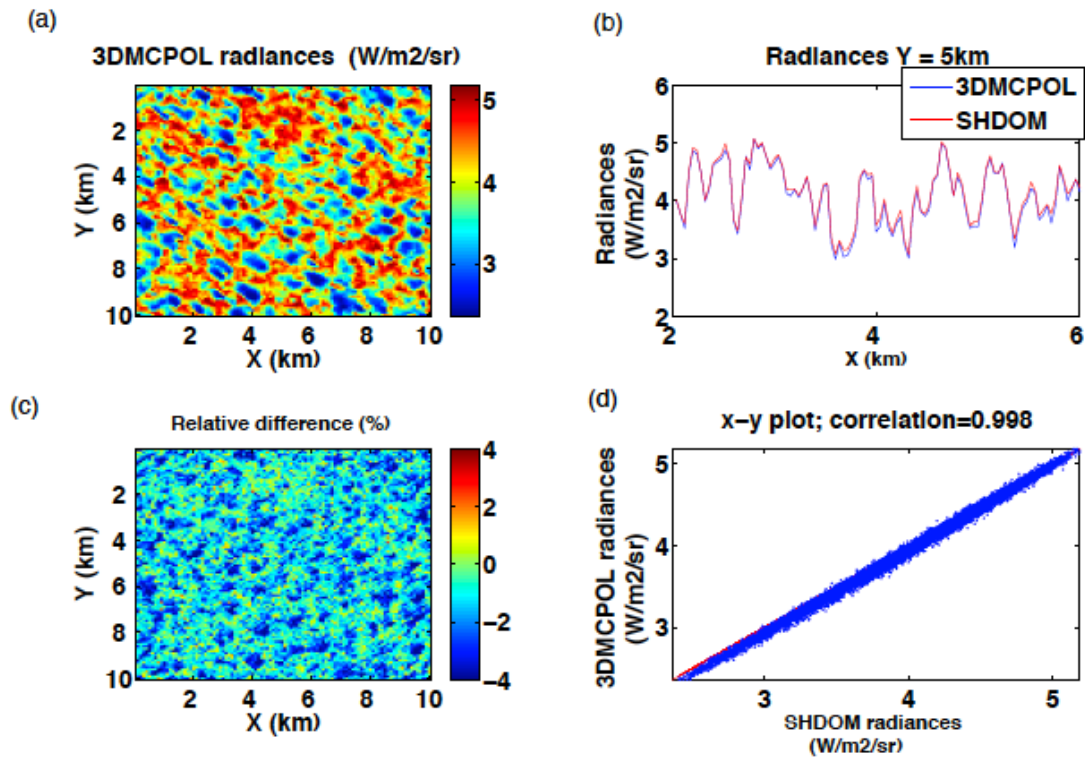


Figure 1-13 : Comparaison des radiances obtenues avec 3DMCPOL et SHDOM à une longueur d'onde de $10.60\mu\text{m}$ pour un nuage d'épaisseur optique 1.8 (Fauchez et al., 2014). (a) Champ de luminances simulées au Nadir avec 3DMCPOL ; (b) comparaison des luminances 3DMCPOL et SHDOM le long de l'axe $y=5\text{km}$; (c) différences relatives entre les deux modèles ; (d) relation entre les deux luminances.

L'erreur relative entre les luminances 3DMCPOL et SHDOM est en moyenne inférieure à 2% et la corrélation est de 0.998. Il existe néanmoins un léger biais entre les deux simulations visibles sur les Figure 1-13b et 1-13d, les luminances 3DMCPOL étant légèrement plus faibles que les luminances SHDOM. Nous expliquons ces écarts par une différence de traitement des propriétés optiques qui sont considérées comme constantes dans chaque voxel pour 3DMCPOL alors qu'elles sont interpolées dans le modèle SHDOM.

1.4. Conclusion

Cette partie est dédiée au modèle tridimensionnel de transfert radiatif 3DMCPOL. J'ai commencé son développement au cours de mon séjour postdoctoral en 2004-2005 pour la partie solaire (**Cornet and Davies, 2008**) et il a été étendu au spectre thermique au cours de la thèse de Thomas Fauchez (**Fauchez et al., 2014**). Il est l'un des premiers modèles permettant le calcul précis des luminances polarisées dans une atmosphère tridimensionnelle (**Cornet et al., 2010**). Cette particularité reste d'ailleurs peu courante puisqu'il n'existe, à ma connaissance, actuellement que deux autres modèles permettant ce type de calcul : MYSTIC développé au DLR en Allemagne, (Emde et al., 2010) et SHDOM développé initialement aux Etats-Unis (Evans, 1998; Doicu et al., 2013). Pourtant, un nombre important d'instruments mesurent ou mesureront dans un futur proche les luminances totales et polarisées comme l'a fait le radiomètre POLDER/PARASOL entre 2004 et 2009. On peut citer les radiomètres aéroportés OSIRIS développé au LOA (Auriol et al., 2008) ou les futurs radiomètres spatiales tel 3MI/Metop-SG (Multi-viewing, Multi-channel, Multi-polarisation Imager, Marbach et al., 2013) développé par EUMETSAT ou MSPI (Multi-angle Spectro-Polarimetric Imager) développé au Jet Propulsion Laboratory et candidat pour l'instrument multidirectionnel, multispectral et polarisé identifié par la NASA pour la mission spatiale ACE (Aerosol-Cloud-Ecosystem) et dont la version aéroportée est déjà opérationnelle (Diner et al., 2013).

Etant donné ces nombreux projets en cours au niveau international, il est donc primordial de disposer au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, reconnu pour son expertise en transfert radiatif, d'un modèle de transfert radiatif permettant de simuler des scènes complexes telles que des scènes nuageuses, de façon la plus réaliste possible.

Néanmoins, un des principaux inconvénients de ce modèle sont les temps d'exécution, qui comme pour tous les codes 3D existants sont actuellement très longs. Selon la scène étudiée (dimensions, longueurs d'ondes, nombre de géométrie, épaisseurs optiques moyennes,...), les calculs peuvent aller de quelques heures à quelques jours selon le nombre de processeurs disponibles. Il est donc primordial de trouver des solutions pour rendre plus rapide ces codes de transfert radiatif. Cette question a d'ailleurs été une des problématiques de la table ronde « les codes de transfert radiatif rapides », pour laquelle j'ai été co-animatrice dans le cadre de l'atelier TRATTORIA (Transfert Radiatif dans les ATmosphères Terrestres pour les ObseRvations SpatIAles). Cet atelier organisé par le CNES et le LOA a eu lieu en Mars 2015 à Lille (<http://www-loa.univ-lille1.fr/workshops/Trattoria-2015/>). Il a regroupé grande partie de la communauté française en transfert radiatif. Il a donc été très profitable et a permis de nombreux échanges. Concernant l'accélération des codes de transfert radiatif 1D ou 3D, il existe des

solutions techniques comme le transfert des codes du CPU sur GPU (Graphics Processing Unit). C'est cependant un travail conséquent de réécriture du code dans un langage spécifique (par exemple en langage CUDA). Il a permis des améliorations de l'ordre d'un facteur 6-7 pour SHDOM porté sur GPU par la société Alyotech (<http://www.alyotech.com/>) ou de l'ordre d'un facteur 100-200 pour le code Monte-Carlo SMARTG de la société HYGEOS (<http://www.hygeos.com/fr/index.htm>). Ce transfert vers les technologies GPU est aussi pour l'instant limité par les problèmes de mémoire vive dont les besoins peuvent être importants pour une simulation 3D. Une autre solution technologique appelée Xeon-phi (ou MIC) a aussi été évoqué toujours au cours de l'atelier TRATTORIA. Ce sont des processeurs hautement parallélisés qui présentent l'avantage de ne pas nécessiter une complète réécriture du code.

D'autres pistes spécifiques aux méthodes de Monte-Carlo sont aussi à explorer. Elles utilisent des techniques alternatives, rapides et précises venant d'autres domaines de la physique comme des travaux issus de la thermique et de la physique des plasmas. Elles ont été présentées par des chercheurs des laboratoires CETHIL (Centre d'Energétique et de Thermique de Lyon, INSA) et LAPLACE (Laboratoire Plasmas et Conversion d'Energie, Université Paul Sabatier, Toulouse) dans le cadre de chambre à combustion, mais pourraient être adaptées et appliquées à l'atmosphère terrestre. Cette méthode se base sur la reformulation de l'intégrale de l'équation de transfert radiatif et sur l'application de la théorie des collisions nulles développée au LAPLACE et CETHIL. Elle est actuellement appliquée pour le calcul des raies d'absorption à partir d'une base de données spectroscopiques, ce qui dans le cas de calculs de transfert radiatif atmosphérique dans les bandes absorbantes de l'atmosphère (bande O₂ ou H₂O) pourrait nous faire gagner un temps précieux. Mais, des travaux devront aussi être mené pour tester l'intérêt d'exporter cette méthode dans le cas de calcul dans un milieu 3D où le suivi des photons voxels par voxels est très coûteux.

Partie 2: Evaluation des effets de l'hétérogénéité des nuages sur les quantités radiatives mesurées et sur les paramètres restitués

La télédétection par satellite, qui permet un suivi temporel global des paramètres atmosphériques est un outil essentiel pour l'étude des processus météorologiques et climatiques. Mon sujet principal d'étude concernent les nuages qui, que ce soit d'un point de vue radiatif ou hydrologique sont des éléments clés du système Terre-Atmosphère.

Actuellement, pour des raisons de temps de calculs et de simplicité, dans tous les algorithmes d'inversion opérationnels, les nuages sont considérés comme unidimensionnels (hypothèse 1D) et sont supposés homogènes horizontalement et verticalement, compris entre deux plans parallèles et infinis. En réalité, les nuages sont très variés et présentent souvent des hétérogénéités importantes. Par exemple, à une échelle de 1km, en utilisant le radiomètre multi-angulaire à haute résolution spatiale MISR, entre 10 et 30% des luminances nuageuses passent un test d'hétérogénéité spatiale (Genkova and Davies, 2003) et environ 20% passent un test basé sur la cohérence angulaire (Horváth and Davies, 2004). A l'échelle globale, en utilisant les radiomètres MODIS et MISR, (Di Girolamo et al., 2010) montrent que la réflectance, l'albédo sphérique et l'épaisseur optique sont angulairement non distinguable d'un nuage homogène dans respectivement seulement 24, 25 and 79% des cas.

En effet, comme exposé lors de l'introduction, les hétérogénéités nuageuses entraînent des biais sur les quantités radiatives calculées en suivant l'hypothèse 1D et donc des erreurs sur les paramètres restitués. Ces erreurs sont dues d'une part aux variabilités internes au pixel et sont connues sous le nom de biais plan-parallèle (Cahalan, 1994) et d'autre part aux variabilités externes qui conduisent, à petite échelle, à un lissage radiatif du champ de luminances (Marshak et al., 1995) et en cas d'incidence solaire inclinées, à des effets de surbrillance et d'ombrage (ex: Loeb and Davies, 1997). L'ampleur et même le signe de ces erreurs dépendent du degré d'hétérogénéité du nuage, de l'échelle du radiomètre, de la configuration géométrique (incidence solaire et direction d'observation) et de la longueur d'onde utilisée. L'évaluation des effets de

l'hétérogénéité des nuages sur les paramètres inversés est donc dépendante du radiomètre étudié.

Dans ce deuxième chapitre, je commence par présenter quelques uns des résultats issus d'un travail de comparaison des produits opérationnels des radiomètres MODIS et POLDER menées par Shan Zeng que j'ai co-encadrée en thèse. Par la suite, je présente les travaux, effectués en étroite collaboration avec Frédéric Szczap du Laboratoire de Météorologie Physique dans le cadre de plusieurs projets PNTS, pour estimer les erreurs induites par l'hypothèse du nuage homogène plan-parallèle dans les algorithmes d'inversion des paramètres nuageux. Ces travaux ont été menés dans le cadre des mesures du radiomètre POLDER/PARASOL mais aussi dans le cadre du radiomètre infrarouge IIR/CALIPSO, lors de la thèse de Thomas Fauchez.

2.1. Comparaison des produits nuageux restitués par POLDER et MODIS

L'A-train est une constellation de cinq satellites volant sur une orbite héliosynchrone et effectuant, à quelques minutes d'intervalles, des mesures au-dessus d'une même scène. Parmi ces satellites, se trouvaient de 2005 à 2010, le radiomètre multi-angulaire, multispectral et polarisé, POLDER (Polarization and Directionality of Earth Reflectance, Deschamps et al., 1994) à bord de la plate-forme PARASOL et le radiomètre multispectral MODIS (MODerate resolution Imaging Spectroradiometer, King et al., 1992) à bord de la plate-forme AQUA. POLDER effectue des mesures de luminances totales du bleu (443nm) au proche infrarouge (1020nm) et, pour certains canaux, de luminances polarisées. Dans le cas des nuages, ce sont principalement les canaux dans la bande A de l'oxygène (763 et 765nm) et les canaux polarisés (490, 670 et 865nm) qui sont utilisés. L'instrument peut observer un même point jusqu'à seize fois selon des directions différentes. La résolution spatiale du pixel POLDER est 6x7km mais, pour réduire le bruit suite à la co-registation des données, les produits sont délivrés à une résolution de 20x20km.

MODIS, quant à lui, effectue une mesure suivant une unique direction avec une résolution spatiale de 1km pour la plupart des canaux (certains canaux visibles ont une résolution de 250m mais ne sont pas utilisés dans cette partie). La gamme spectrale de MODIS est plus étendue, puisque les mesures s'effectuent du violet (410nm) à l'infrarouge thermique (15 μ m).

A partir de ces mesures et selon les caractéristiques de chaque instrument des chaînes d'inversion ont été développées pour inverser les propriétés des nuages, des aérosols et des surfaces. Concernant POLDER, la chaîne de traitement « nuage et bilan radiatif » est décrite dans (Buriez et al., 1997): après l'étape essentielle de détection des nuages, la phase des nuages est déterminée ainsi que les paramètres nuageux tels que la pression de sommet de nuage,

l'épaisseur optique, le rayon effectif et la variance effective. A partir de l'épaisseur optique angulaire, l'albédo des nuages est obtenue après une moyenne angulaire pondérée de l'albédo obtenue dans chaque direction (**Buriez et al., 2005**). Des résultats issus de cette chaîne de traitement sont présentés dans (Parol et al., 2004).

La chaîne de traitement MODIS est dans l'ensemble assez similaire à celle de POLDER exceptée qu'elle n'utilise plus les propriétés des mesures multi-angulaires et polarisées mais celles des canaux proche-infrarouges et infrarouges (King et al., 1997; Platnick et al., 2003).

Pour les comparaisons présentées par la suite, un jeu de données spécifiques, appelé « PM-L2 » a été développé. Il regroupe à une même résolution de 20km x 20km et sur une même grille géographique, les produits géo-localisés issus des deux radiomètres POLDER et MODIS (**Zeng et al., 2011**).

2.1.1. Comparaison des couvertures nuageuses POLDER et MODIS

La première étape des chaînes de traitement est la détection de la présence ou non de nuage. Pour POLDER un pixel est classé nuageux si, au moins l'une des conditions est vérifiée :

- la pression apparente est très inférieure à celle de la surface ;
- la valeur de la réflectance visible, hors surface brillante, est nettement supérieure à celle estimée en ciel clair ;
- la réflectance polarisée à 490nm est inférieure à la valeur en ciel clair (moins de diffusion moléculaire) ;
- la réflectance polarisée signée à 865nm est inférieure à la valeur minimale en ciel clair signifiant la présence d'un nuage qui polarise négativement la luminance ;
- la réflectance polarisée signée à 865nm présente un arc marqué vers 140° indiquant la présence d'un nuage d'eau liquide ;

Trois tests additionnels sont effectués pour confirmer la présence de ciel clair si aucun des tests ci-dessus n'a identifié de nuages.

Pour MODIS, le masque nuageux consiste en une série de tests basés sur des seuils entre les valeurs de luminances ciel clair et nuageux (Ackerman et al., 1998). Après avoir déterminé la présence de nuages à 1kmx1km, les couvertures nuageuses sont calculées à 5kmx5km et donne le produit CFD (Cloud Fraction Day). Un autre produit couverture nuageuse, appelé CFC (Cloud Fraction Combined) est calculé à partir des pixels pour lesquels les propriétés nuageuses sont restituées : dans ce cas, les pixels faussement détectés nuageux en cas d'importantes charges en aérosols ou les pixels aux bords des nuages sont retirés. Par conséquent, la couverture nuageuse CFC est toujours inférieure à la couverture nuageuse CFD.

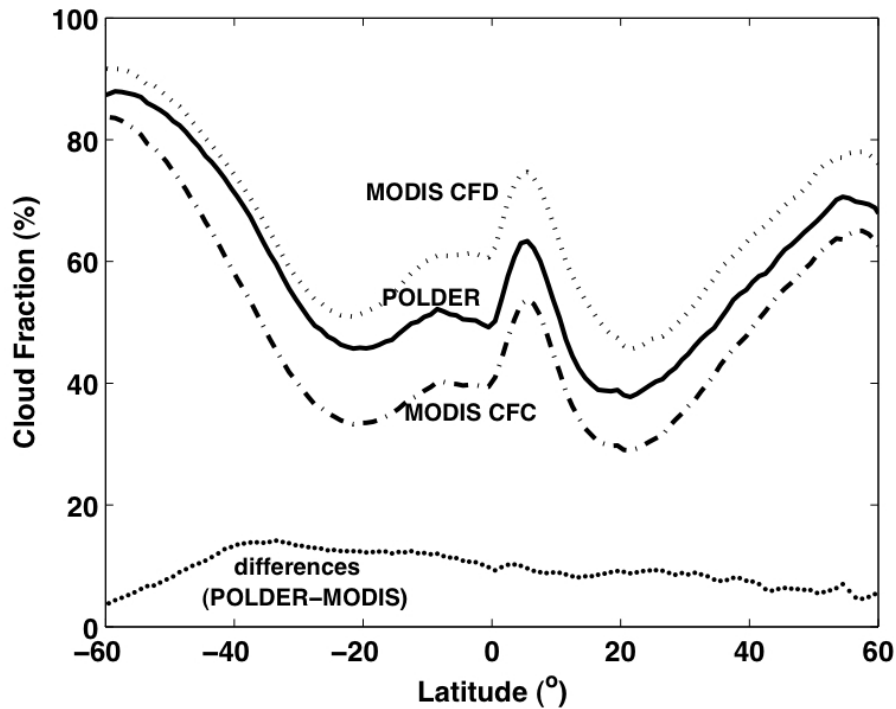


Figure 2-1 : Variations latitudinales de la couverture nuageuse MODIS et POLDER ainsi que les différences entre POLDER et MODIS CFC (Zeng et al., 2011).

Sur la Figure 2-1, sont représentées les variations latitudinales de la couverture nuageuse détectée par POLDER et MODIS. En accord avec d'autres climatologies (Stubenrauch et al., 2013), on distingue, au premier regard, les variations dues aux mouvements synoptiques, avec des valeurs plus importantes dans la zone de convergence intertropicale et dans les zones dépressionnaires de moyennes latitudes. Concernant la comparaison entre les deux instruments, on remarque que le produit MODIS CFD qui tend à garder tout les pixels susceptibles d'être nuageux est supérieur à la couverture nuageuse POLDER qui elle-même est supérieure à la couverture fractionnaire MODIS CFC, qui ne garde que les pixels où la restitution nuageuse est effectuée et qui tend donc à minimiser la couverture nuageuse.

Au cours de l'étude de (Zeng et al., 2011), nous avons montré que, pour les scènes complètement claires ou complètement nuageuses, le produit « couverture nuageuse » des deux instruments concordaient bien. Les différences les plus marquantes, correspondent, sans surprise, au cas de nuages liquides fractionnés. Ceci est certainement lié à la différence de résolution spatiale des instruments bien que deux effets s'opposent. En effet, une résolution plus basse (POLDER) implique de choisir des seuils suffisamment grands pour s'affranchir du bruit de l'instrument et donc de manquer certains nuages fins mais, d'un autre côté, avec cette résolution plus basse, un pixel comprenant des nuages fractionnés est compté comme couvert à

100%, ce qui conduit à surestimer la couverture nuageuse comparativement à un instrument avec une résolution plus fine (Wielicki and Parker, 1992). En outre, le choix d'un seuil unique séparant les pixels nuageux des pixels clairs est rendu difficile par les effets du transfert radiatif 3D (Yang and Di Girolamo, 2008) et dépend de l'angle d'incidence solaire du fait des effets d'ombrage et de surbrillance.

2.1.2. Comparaisons des épaisseurs optiques POLDER et MODIS

Le jeu de données PM-L2 a aussi permis d'étudier les différences sur l'épaisseur optique des nuages restituée par POLDER et MODIS (Zeng et al., 2012). L'épaisseur optique est obtenue à partir des luminances visibles pour POLDER (MODIS), à 865nm (858nm) au-dessus de l'océan, à 670nm (645nm) au-dessus des terres. Des tables d'interpolation sont pré-calculées en utilisant l'hypothèse d'un nuage homogène à plans parallèles pour différentes configurations géométriques, différentes phases nuageuses et différentes surfaces.

2.1.2.1. Comparaisons pixel à pixel

La Figure 2 présente les comparaisons pixel à pixel des épaisseurs optiques (COT) restituées par les 2 instruments pour deux classes de couvertures nuageuses et différentes phases nuageuses. Dans le cas le plus favorable comportant des nuages liquides avec une couverture nuageuse totale, malgré une certaine dispersion, la droite de régression est proche de 1 et le coefficient de corrélation est assez élevé, de l'ordre de 0.92.

Pour les autres classes de phases, le coefficient de corrélation reste aussi assez élevé avec des valeurs comprises entre 0.82 et 0.92. Lorsque les deux instruments détectent une phase glace, les COT MODIS sont supérieures au COT POLDER car les deux instruments n'utilisent pas le même modèle microphysique : POLDER utilise un modèle fixe, IHM, composé de cristaux hexagonaux comprenant des impuretés (C.-Labonnote et al., 2001) et MODIS différents mélanges de cristaux de glace (Baum et al., 2005).

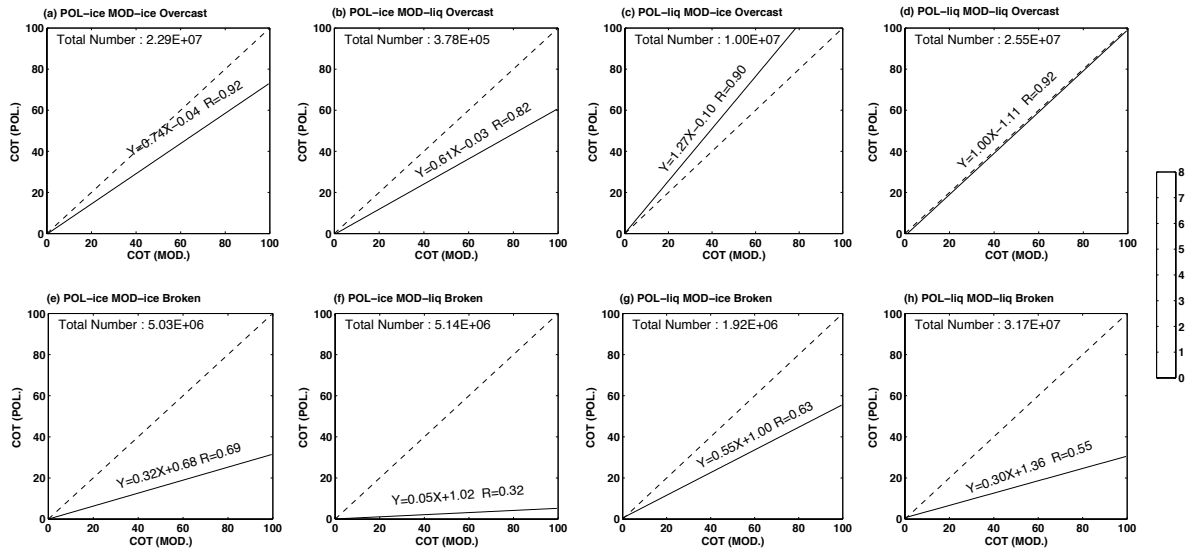


Figure 2-2 : Histogrammes bidimensionnels des épaisseurs optiques (COT) POLDER et MODIS pour des scènes de couvertures nuageuses totales (1^{ère} ligne) ou fractionnées (2^{ème} ligne) au dessus de l'océan. Les scènes sont aussi classées le long des colonnes selon la phase thermodynamique des nuages. L'échelle de couleur est logarithmique. La droite en traits pointillés est la relation un-un entre les 2 COT. La droite en trait plein est la droite de régression avec son expression et le coefficient de corrélation associé. (Zeng et al., 2012)

Dans les cas où les phases détectées sont différentes, les COT POLDER sont supérieures lorsque POLDER détecte une phase liquide et MODIS une phase glace car les cristaux de glace renvoient plus d'énergie en rétrodiffusion conduisant à une épaisseur optique restituée plus faible. Les valeurs tendent en moyenne à être plus élevées que dans le cas où POLDER détecte de la glace et MODIS de l'eau. On en déduit donc que ce cas correspond certainement à des systèmes multicouches. Le signal angulaire en polarisation de POLDER est en effet sensible au nuage liquide sous le nuage de glace alors que MODIS, grâce à l'information de ces canaux infrarouges, détecte plutôt la phase du sommet du nuage.

Les cas où POLDER détecte de la glace et MODIS de l'eau liquide correspondent plutôt à des nuages fins où la surface est visible ou à des cas d'aérosols au dessus des nuages. Dans ces deux configurations, le signal angulaire polarisé se rapproche de celui d'un nuage de glace. Une étude plus approfondie sur les différences de phase en POLDER et MODIS peut être trouvée dans (Zeng et al., 2013).

Dans les cas où les deux instruments détectent des couvertures fractionnées (2^{ème} ligne de la Figure 2-2), les COT POLDER sont beaucoup plus faibles que les COT MODIS. La différence de résolution des instruments permet d'expliquer ces écarts. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (Figure 2-1), POLDER détecte en moyenne une couverture nuageuse plus élevée

que MODIS car les trous entre nuages ne sont pas vus. Toutefois, ceux-ci ont pour conséquence de réduire l'épaisseur optique restituée.

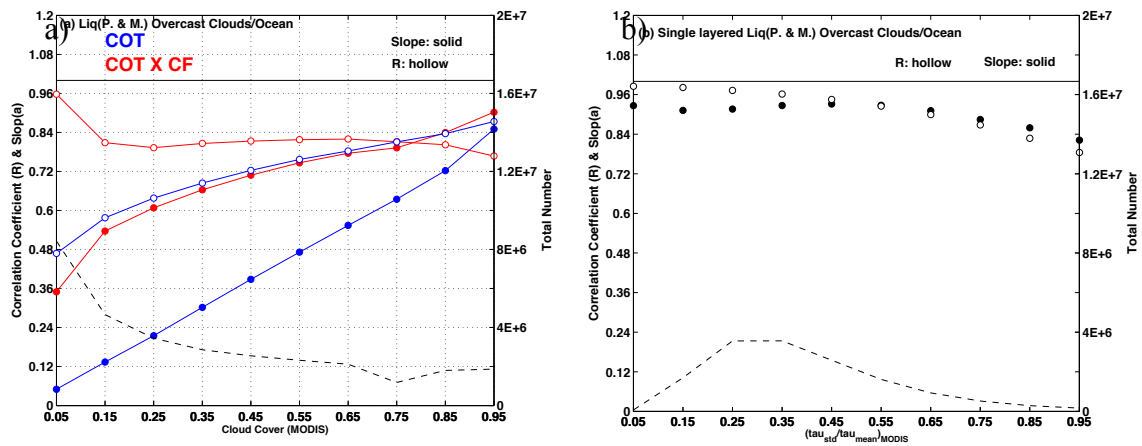


Figure 2-3 : Pentes et coefficients de corrélation des relations COT et COT X CF entre POLDER et MODIS en fonction de la couverture nuageuse (a) et du paramètre d'hétérogénéité (b) pour les nuages complètement couverts au dessus de l'océan. Les traits pointillés représentent le nombre de pixels. (Zeng et al., 2012)

La Figure 2-3a qui représente la valeur de la pente pour différentes classes de couverture nuageuse, confirme cette hypothèse. En effet, la pente de la régression linéaire entre les deux COT y ait représentée en fonction de la couverture nuageuse (courbe bleue) augmente pour se rapprocher de l'unité. Ceci indique donc bien que les différences entre les 2 COT sont très dépendantes de la couverture nuageuse. Pour s'affranchir de cette, nous comparons sur la Figure 2-4, le produit COT x CF avec CF, la couverture fractionnaire. Les droites de régression sont nettement améliorées et ceci quelque soit la couverture fractionnaire (Figure 2-3a, courbe rouge). En conclusion, on peut retenir que l'utilisation des épaisseurs optiques nuageuses ne peut se faire sans une connaissance de la couverture nuageuse.

Sur la Figure 2-4, on note, toutefois, que le produit COT X CF pour POLDER reste plus faible que celui de MODIS. Ce phénomène est lié au biais plan-parallèle dû à l'hétérogénéité sous-pixel du nuage et à la forme convexe de la relation entre épaisseurs optiques et luminances. Ceci conduit à la restitution d'une épaisseur optique effective inférieure à l'épaisseur optique moyenne (Cahalan et al. 1994, Szczap et al. 2000). Comme ce biais est dépendant de la résolution spatiale de l'instrument (Davis et al., 1997; Varnai and Marshak, 2001), MODIS avec une meilleure résolution spatiale saisit mieux cette hétérogénéité sous-pixel et retrouve donc une épaisseur optique plus grande. En complément, on peut noter que les coefficients de régression et de corrélation tracés en fonction du paramètre d'hétérogénéité (défini comme l'écart type de l'épaisseur optique sur sa moyenne) (Figure 2-3b) diminuent légèrement avec

l'augmentation de l'hétérogénéité entraînant une COT POLDER de plus en plus faible par rapport à celle de MODIS.

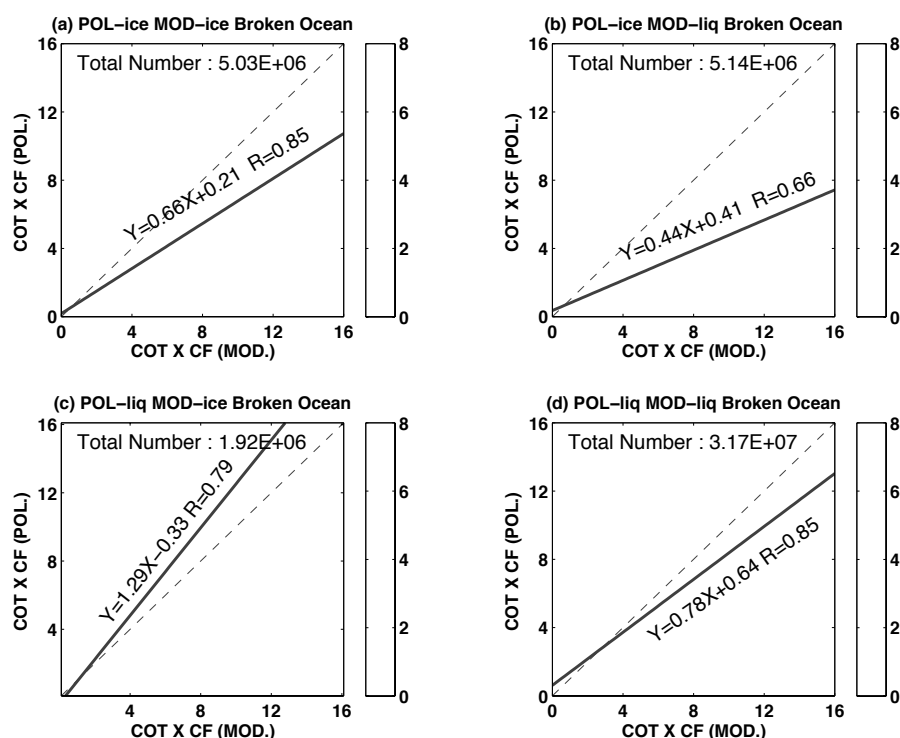


Figure 2-4 : Même graphiques que la Figure 2-2 pour les quantités COT X CF avec COT, l'épaisseur optique et CF la couverture nuageuse. (Zeng et al., 2012)

2.1.2.2. Variations angulaires de l'épaisseur optique

Plusieurs auteurs ont montré un effet angulaire sur les valeurs de l'épaisseur optique restituée à partir de restitutions d'AVHRR (Loeb and Coakley, 1998), de POLDER (Buriez et al., 2001) ou MODIS (Varnai and Marshak, 2007, 2002). Ces effets angulaires ont été retrouvés à partir de simulations (Loeb et al., 1998; Varnai, 2000). Afin de vérifier la présence de cette signature sur les mesures POLDER/PARASOL, nous avons tracé les graphiques polaires des COT POLDER obtenues pour des couvertures nuageuses totales au dessus de l'océan pour différentes classes d'angles d'incidence solaire (Figure 2-5).

On note que la valeur moyenne des COT tend à augmenter avec l'angle d'incidence solaire (les échelles de couleur ne sont pas les mêmes). Cette augmentation des COT avec l'augmentation de l'inclinaison solaire a déjà été observée sur des données AVHRR (Loeb and Davies, 1996) et a été reproduite à partir de simulations (Loeb et al., 1998). Elle s'explique par le fait que le rayonnement solaire oblique atteint les cotés des nuages et qu'une plus grande quantité d'énergie, par rapport aux prédictions du modèle plan-parallèles, pénètre dans le nuage

et est donc renvoyée vers le haut. Ce phénomène est généralement appelé effet de surbrillance. Néanmoins, dans le cas des données POLDER présentées, il faut être prudent car cette augmentation peut aussi être liée à l'échantillonnage des données. En effet, POLDER étant héliosynchrone à 13h30, l'élévation de l'incidence solaire correspond à une augmentation de la latitude et donc de la couverture nuageuse (Figure 2-1).

Pour des angles solaires faibles, les COT obtenues sont peu dépendantes de l'angle d'observation. Lorsque l'incidence solaire augmente, une signature angulaire apparaît avec des COT plus élevées en rétrodiffusion (proche de 16) qui diminuent fortement vers la zone de diffusion avant (proche de 8). Ceci correspond aux observations faites pour l'albédo sphérique de POLDER par (Buriez et al., 2001). Ce phénomène a aussi été identifié, plusieurs fois, comme lié aux effets 3D des nuages. En effet, en rétrodiffusion les cotés de nuages (ou bosses nuageuses) sont visibles et d'autant plus éclairés que le soleil est bas ce qui entraîne une COT restituée plus élevée alors qu'en diffusion avant, ces cotés (ou bosses) sont dans l'ombre ce qui entraîne une COT restituée plus faible (ex: Varnai and Marshak, 2002).

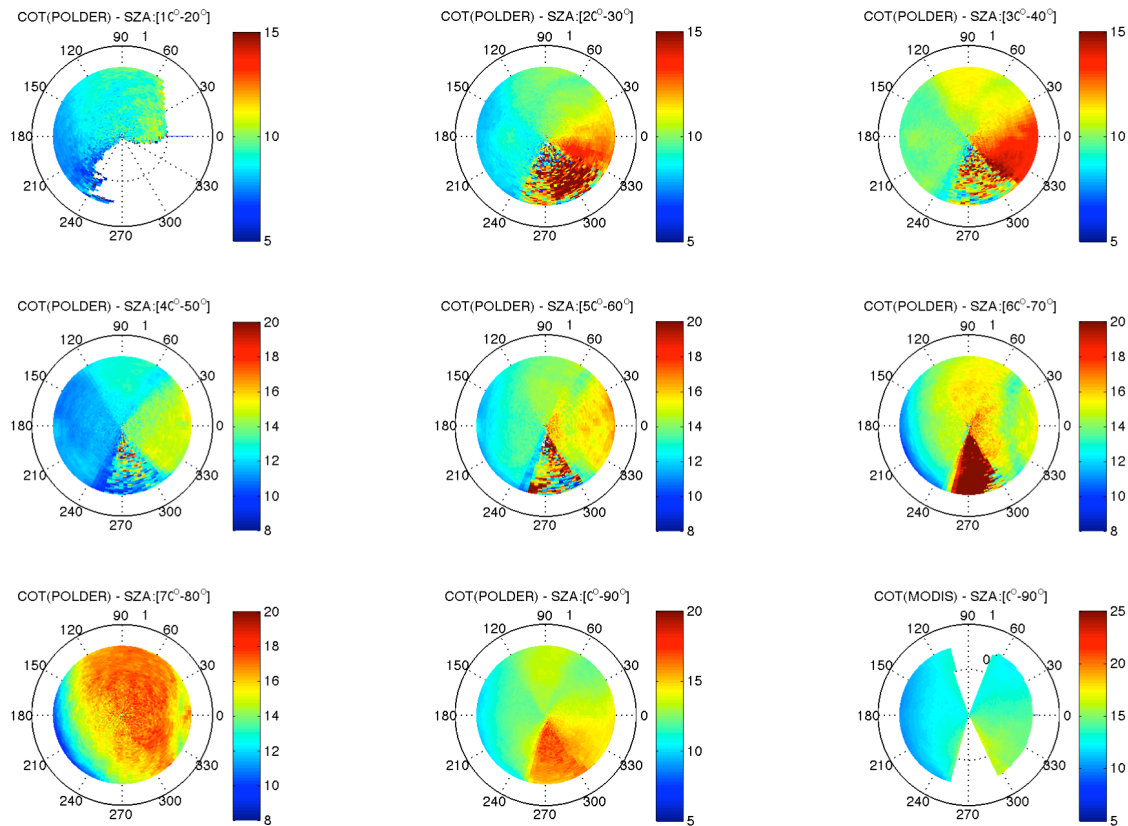


Figure 2-5 : Graphiques polaires des épaisseurs optiques restituées par POLDER pour différentes classes d'incidence solaires. (Zeng et al., 2012)

Sur la Figure 2-5, on note aussi, pour des angles de diffusion proches de 140° dans le cas $\theta_s=[50-60^\circ]$, une signature angulaire due à la microphysique (Liang et al., 2015). POLDER n'utilise, en effet, qu'un seul modèle microphysique correspondant à une distribution en taille log-normale avec un rayon effectif de $9\mu\text{m}$ au dessus des terres et $11\mu\text{m}$ au dessus de l'océan.

Les mêmes figures ont été construites pour les cas de nuages fractionnés au dessus de l'océan (Zeng et al., 2012). Les conclusions sont similaires avec, de surcroit, une signature angulaire liée à la réflexion spéculaire de l'océan conduisant à des COT plus élevées dans cette direction.

2.2. Evaluation des effets de l'hétérogénéité des nuages

Dans la section précédente, nous avons détaillé les effets de l'hétérogénéité des nuages sur la restitution des épaisseurs optiques à partir de POLDER ou MODIS. Dans cette section, nous allons présenter des résultats de simulations effectuées afin de modéliser ces effets et donc de mieux les comprendre.

La démarche suivie est assez classique. Initialement, un champ nuageux tridimensionnel est généré à une résolution spatiale fine de l'ordre de quelques dizaines de mètres. Ce champ nuageux permet de définir les propriétés optiques de la grille tridimensionnelle afin de simuler le transfert radiatif grâce au modèle 3DMCOL, décrit dans la partie 1.2. Nous obtenons des champs de luminances totales et polarisées dans le visible ou des champs de températures de brillance de l'infrarouge. Ces champs radiatifs sont simulés, à haute résolution spatiale, suivant plusieurs directions d'observations. Ils sont ensuite moyennés, par exemple à l'échelle de $6\times 7\text{km}$ (ou de $1\text{km}\times 1\text{km}$) afin de simuler de façon réaliste les mesures effectuées par POLDER (ou par IIR).

En parallèle, les propriétés du champ nuageux initial sont moyennées à l'échelle de l'instrument. Le transfert radiatif 1D, c'est à dire en considérant chaque colonne comme indépendante et infinie, est effectué. A ce stade, nous pouvons donc comparer les luminances ou températures de brillance 3D et 1D et donc évaluer les effets des hétérogénéités nuageuses sur les quantités radiatives (Cornet et al., 2013; Fauchez et al., 2014).

Ces luminances sont ensuite utilisées en entrée de l'algorithme opérationnel d'inversion des paramètres nuageux pour POLDER ou d'un algorithme similaire dans le cas de IIR. La comparaison des propriétés restituées à partir des mesures générées (3D) et des mesures construites en appliquant l'hypothèse du nuage homogène plan parallèle (1D) permet d'évaluer les effets des hétérogénéités nuageuses sur les paramètres restitués comme l'épaisseur optique, l'albédo du nuage, le rayon ou diamètre effectif, la variance effective et la pression Rayleigh de sommet de nuage (Cornet et al., 2013; Fauchez et al., 2015).

2.2.1. Génération de champ nuageux tridimensionnel

Le modèle utilisé pour générer, de manière stochastique, des scènes nuageuses réalistes est le modèle 3DCLOUD conçu au Laboratoire de Météorologie Physique (**Szczap et al., 2014**). La génération des nuages se décompose en deux étapes. Premièrement, les profils météorologiques verticaux (température, pression, vent suivant ses 3 composantes, humidité) ainsi que les dimensions du domaine et la couverture nuageuse définie par l'utilisateur sont entrés dans le modèle. Les équations de base telles que les équations de Navier-Stokes et l'équation de continuité simplifiée par l'approximation de Boussinesq sont résolues. Tous les détails de la résolution de ces équations peuvent être trouvés dans la publication précitée. A la fin de cette première étape, un champ tridimensionnel de contenu en eau (LWC : Liquid Water Content) ou contenu en glace (IWC : Ice Water Content) est généré.

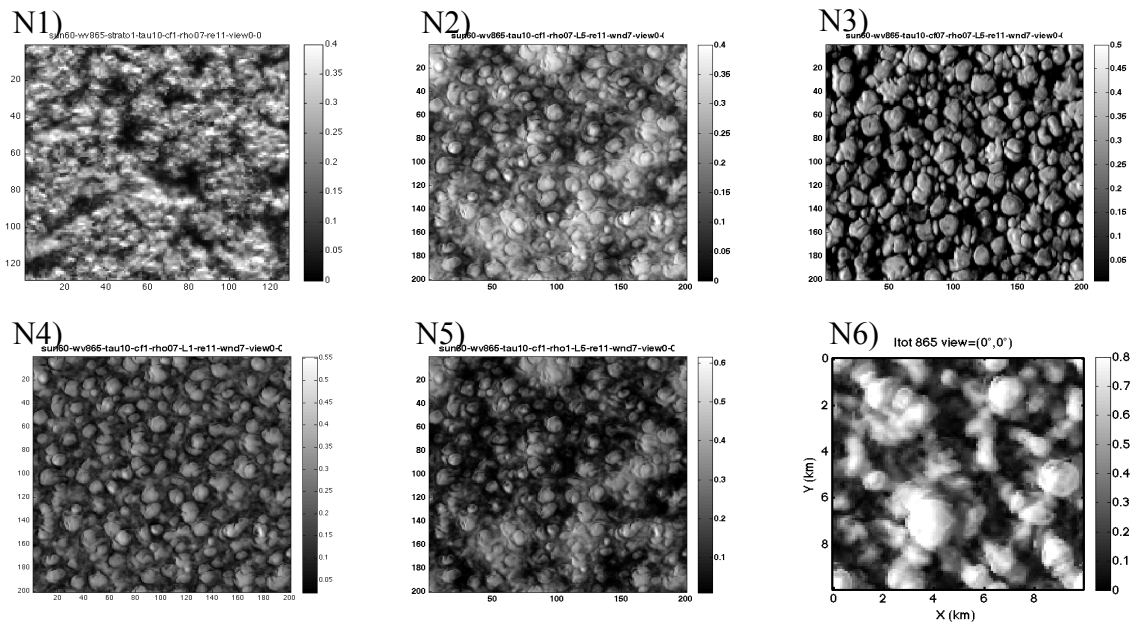


Figure 2-6 : Luminances visibles de six nuages utilisés pour estimer les effets de l'hétérogénéité sur les luminances et sur les paramètres restitués par POLDER : (N1) $\tau=10$, $\rho=\sigma/\tau=0.7$, $cf=1.0$, $L=5km$; (N2) $\tau=10$, $\rho=0.7$, $cf=1.0$, $L=5km$; (N3) $\tau=10$, $\rho=0.7$, $cf=1.0$, $L=1km$; (N4) $\tau=10$, $\rho=1.0$, $cf=1.0$, $L=5km$; (N5) $\tau=10$, $\rho=0.7$, $cf=0.7$, $L=5km$; (N6) bosselé ; $\tau=10$, $\rho=0.2$, $cf=1.0$, $L=5km$. (**Cornet et al., 2013**)

La deuxième étape consiste à ajuster les propriétés statistiques du champ nuageux afin d'obtenir une distribution 3D d'épaisseur optique dans le cas des nuages d'eau ou une distribution 3D de l'IWC dans le cas des nuages de glace. Ces propriétés statistiques choisies par l'utilisateur sont la moyenne et le paramètre d'hétérogénéité défini comme le quotient de l'écart-type de la distribution sur sa moyenne pour les pixels nuageux ($COT > 0$). Cette distribution est supposée log-normale ou gamma. Les propriétés d'invariance d'échelle observées sur les nuages

réels sont contrôlées en ajustant la pente spectrale 1D à $-5/3$, en s'appuyant sur une transformation de Fourier 2D pour chaque niveau.

Les nuages générés par 3DCLOUD ont été comparés à ceux obtenus avec un modèle LES (Large Eddy Simulation) sur trois cas tests. Les résultats obtenus avec 3DCLOUD sont cohérents avec ceux du LES.

Pour nos études sur les effets de l'hétérogénéité des nuages, nous avons généré des champs de stratocumulus et des champs de cirrus. Les champs de stratocumulus sont représentés sur la Figure 2-6. Ils ont tous une épaisseur optique moyenne de 10 qui correspond à une valeur habituelle pour ce type de nuage. Le nuage (N1) et le nuage (N2) ont les mêmes propriétés statistiques moyennes à savoir un paramètre d'hétérogénéité ρ égal à 0.7, une couverture fractionnaire cf de 1.0 et une échelle de correction spectrale (échelle jusqu'à laquelle on impose la pente spectrale) L de 5km. Pour le nuage (N3), on a changé cette échelle de correction, en fixant $L=1km$ ce qui donne un rendu visuel complètement différent. Le nuage (N4) a les mêmes paramètres que le (N2) excepté son paramètre d'hétérogénéité qui est plus important ($\rho=1.0$). Pour le nuage (N5), nous avons diminué la couverture fractionnaire ($cf=0.7$). Enfin, le dernier nuage (N6) est un peu différent : il a la même épaisseur optique que les nuages (N1) à (N5), une couverture nuageuse totale, un paramètre d'hétérogénéité est plus faible que le nuage (N2) mais ce nuage est bosselé, c'est à dire qu'il présente des variations importantes de son sommet contrairement aux nuages (N1) à (N5) qui ont des sommets quasiment plats.

Les champs de cirrus utilisés, sont présentés sur la Figure 2-7 et leurs principales caractéristiques dans le Tableau 2-3. Le cirrus sur Figure 2-7a et Figure 2-7b a été généré à partir de profils météorologiques présentés dans (Starr and Cox, 1985) couplés à un profil de vent permettant d'obtenir des virgas caractéristiques de certains cirrus. A partir de cette réalisation, huit cirrus ont été créés en modifiant l'épaisseur optique moyenne entre 0.45 à 1.80, le paramètre d'hétérogénéité ρ entre 0.7 et 1.5 et l'altitude du sommet du nuage à 8 et 11km (Tableau 2-3). Le deuxième type de cirrus généré est issu de mesures effectuées le 25 mai 2007 pendant la campagne aéroportée CIRCLE-2 (Mioche et al., 2010). Elles sont co-localisées avec des mesures de l'instrument infrarouge IIR/CALIPSO et du Lidar CALIOP/CALIPSO. Les inversions de IIR et les profils fournis par le centre européen ECMWF (European Center for Medium Range Weather Forecast) ont ainsi permis de générer le cirrus présenté sur les Figure 2-7c et d. A partir de ce cirrus appelé CII-1, nous avons généré deux autres cirrus en modifiant l'épaisseur optique moyenne et la microphysique des cristaux de glace.

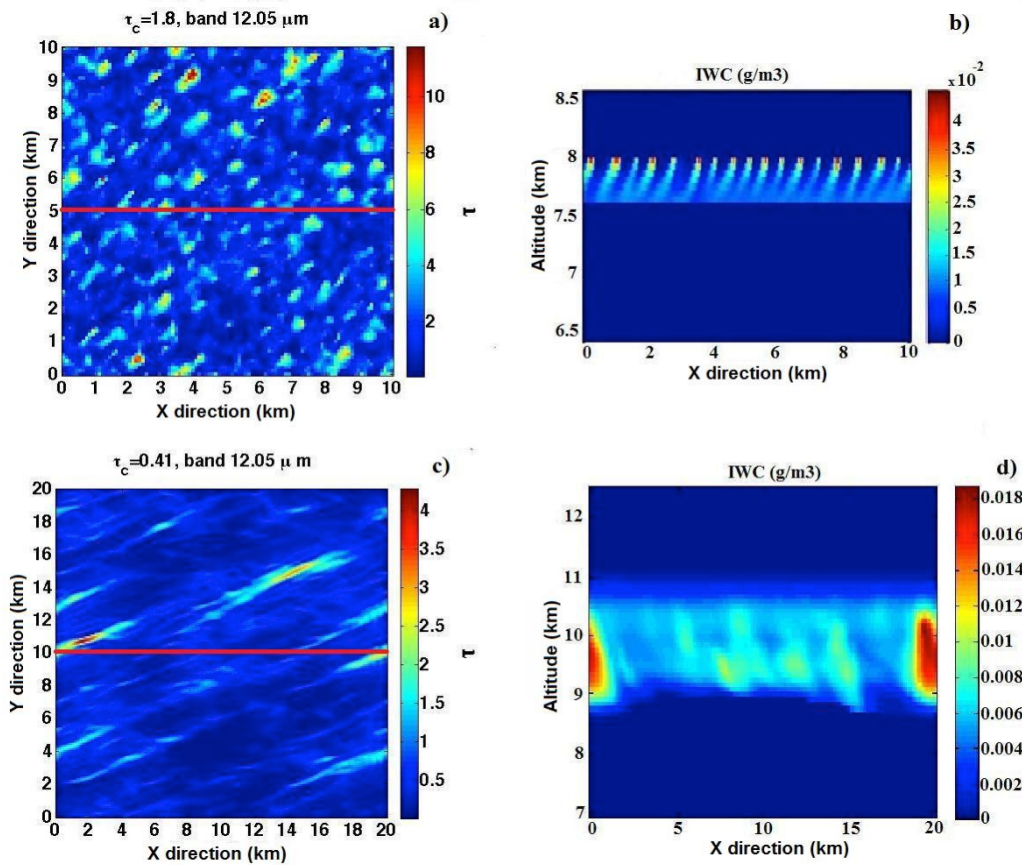


Figure 2-7 : Cirrus générés pour l'étude des effets de l'hétérogénéité des nuages sur les mesures IIR (section 2.2.3) à partir de conditions météorologiques réalistes (a, b) et partir de mesures effectuées pendant la campagne de mesures CIRCLE II (c, d). (Fauchez et al., 2015)

2.2.2. Cas du Radiomètre POLDER/PARASOL

Nous nous intéressons dans cette section aux effets de l'hétérogénéité des nuages dans le cas des mesures multi-angulaires en luminances totales et polarisées du radiomètre POLDER. Les études effectuées et présentées ici concernent les nuages d'eau et ont été publiées pour les nuages (N1 à N5) de la Figure 2-6 dans (Cornet et al., 2013). Les résultats du nuage (N6) plus bosselé ont été présentés à l'AGU (American Geophysical Union) en mai 2015 et devrait bientôt faire l'objet d'une publication. Un cas de cirrus, qui ne sera pas présenté ici, avait aussi été traité dans (Cornet et al., 2010).

Toutes les simulations ont été effectuées avec un modèle microphysique unique dans chaque champ nuageux. Nous ne considérons donc pas la variabilité spatiale du modèle microphysique mais seulement celle du coefficient d'extinction. Le rayon effectif a comme valeur 10 ou 11 μm selon les cas et la variance effective de la distribution est égale à 0.02.

2.2.2.1. Effets sur les luminances totales et conséquences sur les épaisseurs optiques et albédos du nuage

Sur la Figure 2-8a, nous avons représenté les luminances totales 1D (trait plein) et 3D (trait pointillés) pour les différents nuages de la Figure 2-6, pour des angles d'incidence solaire de 20° (courbes rouges), 40° (courbes vertes) et 60° (courbes bleues).

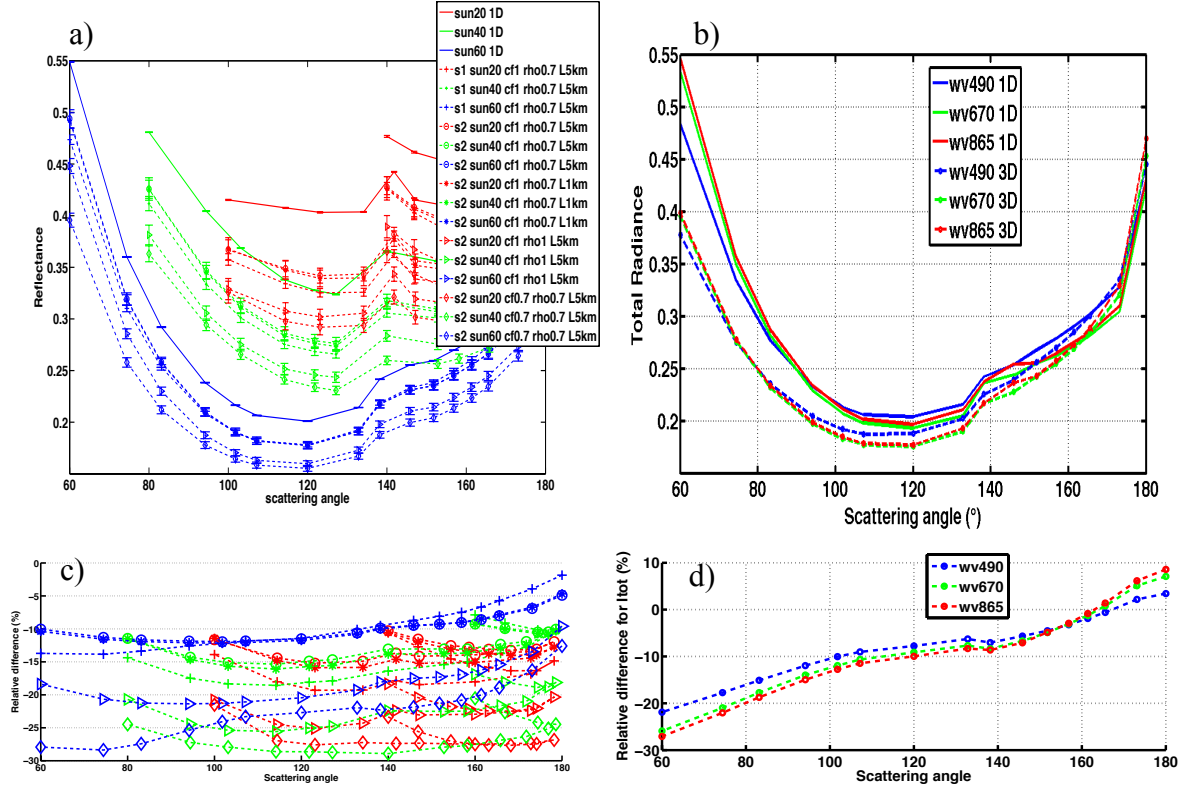


Figure 2-8 : Luminances totales à 865nm 1D en trait plein et 3D en trait pointillés en fonction de l'angle de diffusion pour (a) les nuages (N1) à (N5) présentés sur la Figure 2-6 pour trois angles d'incidence solaire (20°, 40° et 60°) et (b) pour le nuage bosselé (N6) pour un angle d'incidence solaire de 60° et trois longueurs d'onde. (c) et (d) écarts relatifs entre les luminances du modèle 1D et 3D pour les cas (a) et (b) respectivement. Figures (a) et (c) issues de (Cornet et al., 2013)

Le premier constat est que les luminances 3D sont, pour un sommet quasiment plat, toujours plus faibles que les luminances 1D. Ceci témoigne du biais plan-parallèle dû à la non-linéarité des luminances en fonction de l'épaisseur optique du nuage. Les différences relatives sont comprises entre 10% et 30% avec une dispersion plus grande pour un angle d'incidence solaire de 60°. En regardant plus précisément chaque cas, on note en toute logique, que le biais plan-parallèle augmente avec l'hétérogénéité du nuage et la couverture fractionnaire. Au contraire, les écarts pour les nuages (N1), (N2) et (N3) qui ont les mêmes propriétés moyennes mais une structure nuageuse différente, sont très faibles. La structure nuageuse sous-pixel n'est donc qu'un facteur de second ordre. Le biais plan-parallèle peut, par conséquent, à une échelle

donnée, être paramétrisé, au premier ordre, par la valeur moyenne de l'épaisseur optique et son paramètre d'hétérogénéité (Cahalan et al., 1994; Szczap et al., 2000).

On constate aussi une légère dépendance des écarts avec l'angle de diffusion, en particulier pour des incidences solaires de 60°, dans les cas où la couverture fractionnaire est inférieure à un. Cette dépendance angulaire est à rapprocher des effets de surbrillance et d'ombrage mentionnés plus haut (Loeb et al., 1998; Varnai, 2000). Ils sont peu visibles dans ces cas là, car le sommet des nuages est assez plat.

Nous avons refait des simulations similaires à partir d'un nuage bosselé, pour lequel on s'attend à avoir des effets plus significatifs (Varnai and Davies, 1999). Les luminances totales 1D et 3D aux trois longueurs d'onde POLDER utilisées pour la restitution des nuages sont présentées sur les Figure 2-8b et les écarts relatifs correspondants sur la Figure 2-8d. On note que l'écart entre les luminances 3D et 1D varie de façon importante, avec l'angle de diffusion. On note même un changement de signe vers 160°. Pour une incidence solaire de 60°, l'angle de diffusion à 120° correspond à la vision nadir où, comme précédemment, la luminance 3D est inférieure à la luminance 1D d'environ 10% du fait du biais plan-parallèle. En diffusion avant, on remarque que cet écart s'accroît jusqu'à environ -30%. Dans cette configuration géométrique, pour un nuage bosselé, les cotés du nuage opposés au soleil sont dans l'ombre ce qui en moyenne diminue la valeur de la luminance totale. A l'inverse, en rétrodiffusion (le satellite a le soleil dans le dos), les bosses du nuage vues par le radiomètre sont éclairés par le soleil ce qui crée un effet de surbrillance et entraîne une valeur de luminance 3D supérieure à la luminance 1D d'environ 10%.

A partir de ces valeurs simulées de luminances, nous avons appliqué l'algorithme opérationnel de POLDER/PARASOL afin de restituer l'épaisseur optique et l'albédo du nuage. Les restitutions d'épaisseur optique se font, à l'échelle de 6kmx7km pour chaque direction suivant l'hypothèse du nuage homogène plan-parallèle et sont ensuite moyennées spatialement à une échelle d'environ 20kmx20km. Les épaisseurs optiques obtenues sont présentées sur la Figure 2-9.

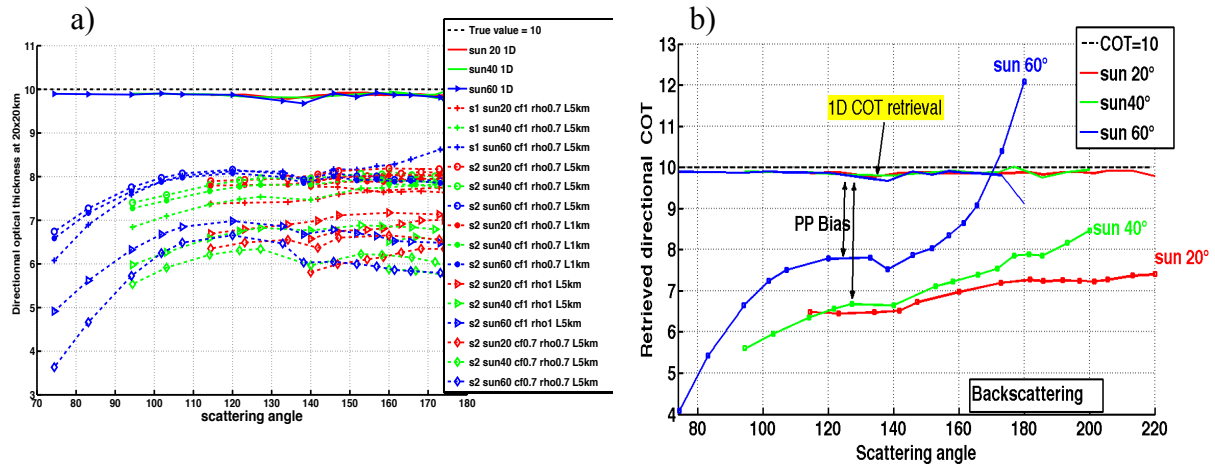


Figure 2-9 : Épaisseurs optiques restituées par l'algorithme opérationnel POLDER à partir des luminances de la Figure 2-8. L'épaisseur optique moyenne des champs nuageux est de 10. L'inversion 1D sert de contrôle et l'inversion 3D est obtenue à partir de données simulées réalistes. (a) issue de (Cornet et al., 2013)

En accord avec les valeurs de luminances obtenues, les valeurs d'épaisseurs optiques effectives sont généralement inférieures aux épaisseurs optiques moyennes avec un biais qui varie entre 2 et 6 soit une erreur comprise entre 20 et 60%. Cette erreur est évidemment plus importante dans les cas des nuages les plus hétérogènes et fractionnés. La signature angulaire, observée sur les produits officiels POLDER (Buriez et al., 2001, Figure 2-5) est visible pour une incidence solaire de 60° dans le cas des nuages plats (Figure 2-9a) mais apparaît plus nettement pour le nuage bosselé (Figure 2-9b, courbe bleue).

Dans ce cas, pour une angle d'incidence solaire $\theta_s = 20^\circ$, quelque soit l'angle d'observation, la valeur d'épaisseur optique obtenue est quasiment la même. Elle est toutefois erronée par le biais plan-parallèle d'environ 30%. Pour $\theta_s = 40^\circ$, une signature angulaire apparaît légèrement avec des valeurs plus élevées en rétrodiffusion qu'en diffusion avant. Cet effet est encore plus marqué pour $\theta_s = 60^\circ$, où on obtient une valeur assez faible de 4 (-60% d'erreur) en diffusion avant, due aux effets d'ombrage. En rétrodiffusion, au contraire, la valeur est plus élevée que la valeur moyenne en raison de l'éclairement par le soleil des bosses nuageuses. Ce type de signature angulaire a aussi été reproduit pour des échelles spatiales de 1kmx1km (Iwabuchi and Hayasaka, 2002; Zinner and Mayer, 2006) et observé sur les données MODIS (Varnai and Marshak, 2002).

Dans l'algorithme POLDER, les albédos angulaires des nuages sont obtenus à partir des épaisseurs optiques restituées dans chaque direction en utilisant des tables de pré-calculées selon l'hypothèse du nuage homogène 1D. Ces albédos sont ensuite moyennés angulairement à

l'aide d'une fonction poids pour limiter l'influence des directions les plus problématiques (Buriez et al., 2005).

Dans le Tableau 2-1, nous avons reporté les écarts relatifs entre les albédos de nuages calculés directement avec un code de transfert radiatif 3D et ceux restitués avec l'algorithme POLDER à partir des luminances totales. La première ligne permet de contrôler le bon accord entre le modèle utilisé pour calculer les albédos et celui utilisé pour l'algorithme d'inversion. Pour le nuage plat N1, on constate que, même si l'erreur sur l'épaisseur optique est non négligeable (20-30%), les différences relatives des albédos sont faibles, de l'ordre de 1-2%. Ceci s'explique, par le fait que le même modèle de nuage homogène est utilisé pour inverser une épaisseur optique effective que pour recalculer l'albédo. Il y a donc compensation du biais plan-parallèle.

Dans le cas du nuage N6, les erreurs sont plus importantes avec une sous-estimation de l'ordre de -3% pour $\theta_s = 20^\circ$ et au contraire, une surestimation assez importante de l'ordre de 6% pour $\theta_s = 60^\circ$ qui s'explique par les effets de surbrillance.

Erreur (%)	$\theta_s=20^\circ$	$\theta_s=40^\circ$	$\theta_s=60^\circ$
Nuage 1D	-0.03	-0.03	-0.02
Nuage plat (N1)	-0.94	-0.52	1.67
Nuage Bosselé (N6)	-2.94	0.87	5.78

Tableau 2-1: Ecarts relatifs en pourcent entre l'albédo calculé directement avec un modèle 3D et celui obtenu après application de l'algorithme de restitution POLDER pour 3 angles d'incidence solaire. 1^{ère} ligne, cas d'un nuage 1D ; 2^{ème} cas du nuage plat N1 et 3^{ème} cas du nuage bosselé N6.

2.2.2.2. Effets sur les luminances polarisées et conséquences sur le rayon effectif restitué et la pression de sommet du nuage

Afin d'étudier les effets des hétérogénéités nuageuses, sur la luminance polarisée et de cerner les similitudes mais aussi les disparités entre luminance totale et polarisée, nous avons, tout d'abord, simulé les luminances totales et polarisées de deux nuages dits « en escalier » avec un sommet plat (Figure 2-10a et b). Aux environs de 7km, lorsque l'épaisseur optique augmente brutalement, on voit clairement un effet d'illumination pour les deux luminances, logiquement plus marqué pour une transition d'épaisseurs optiques 0.5-10 que 0.5-2. Vers 17km, on distingue une zone d'ombre, là aussi plus marquée pour la transition 10-0.5 car une quantité de rayonnement plus importante est éteinte. On note que les pics d'illumination et d'ombrage sont plus étroits et relativement plus importants pour la luminance polarisée. Afin d'interpréter ce phénomène, nous avons calculé la contribution des différents ordres successifs de diffusion grâce au modèle de Monte-Carlo 3DMCPOL (Figure 2-10c et d). Pour la luminance totale, vingt ordres ne sont pas suffisants pour reconstruire la valeur totale tandis que la valeur de la

luminance polarisée est atteinte au bout de quatre ordres de diffusion. Les pics sont donc plus marqués car moins atténués par les effets de lissage radiatif liés à la diffusion multiple.

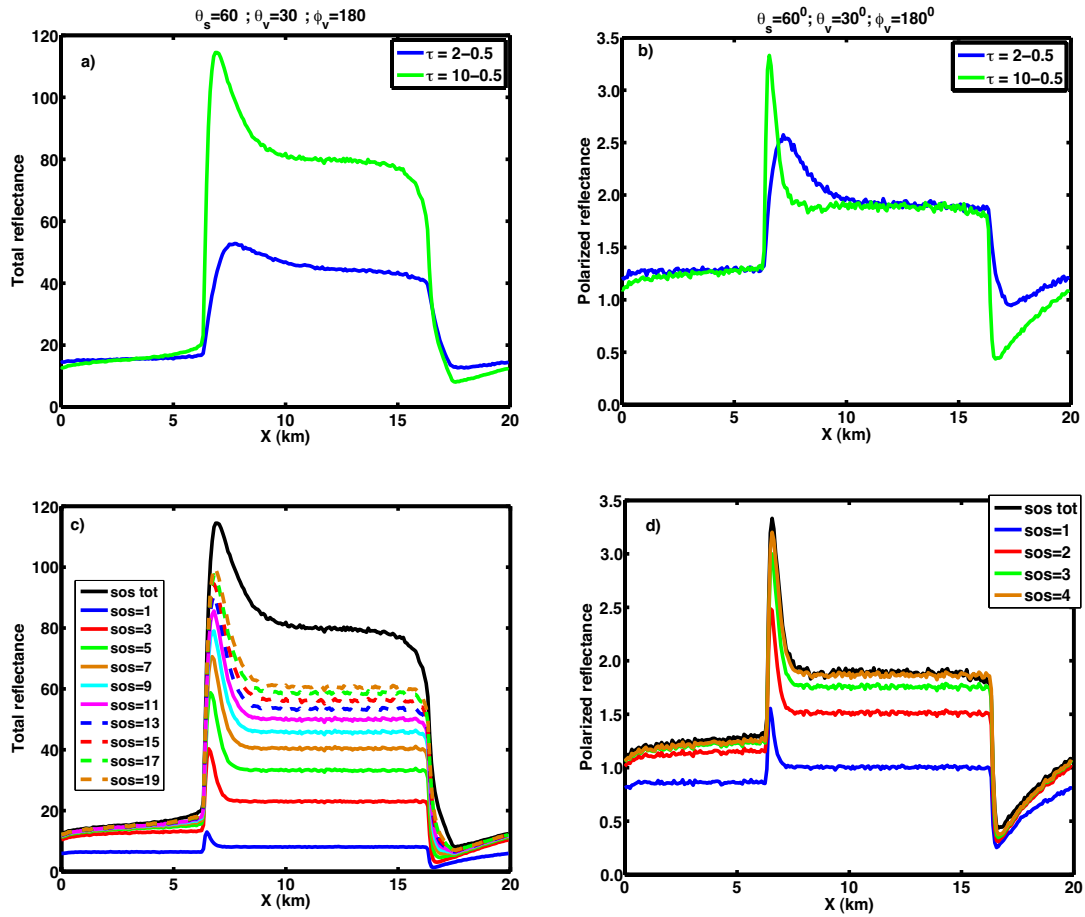


Figure 2-10 : Luminances totales (a) et luminances polarisées (b) pour des nuages en escaliers avec des épaisseurs optiques 2-0.5 et 10-0.5 pour une incidence solaire de 60° (venant de la gauche) et un angle de vue de 30° en diffusion avant. Ordres successifs de diffusion pour la luminance totale (c) et la luminance polarisée (d) pour le nuage 2-10. (Cornet et al., 2010)

Pour aller plus loin, nous avons réalisé le même type de simulations pour la luminance polarisée que pour la luminance totale (section 2.2.2.1). Deux nuages ayant le même paramètre d'hétérogénéité proches de 0.2 ont été générés grâce à 3DCLOUD : l'un est plat (Figure 2-11a) et l'autre bosselé (Figure 2-6, N6). Les différences entre les luminances 1D et 3D sont présentées sur les Figure 2-11d et e. On remarque que, dans le cas du nuage plat, les écarts sont très faibles. En effet, comme noté pour le cas du nuage en escalier, la luminance polarisée sature rapidement pour des épaisseurs optiques faibles de l'ordre de 3-4. La variabilité sous-pixel de l'épaisseur optique est donc peu apparente comme on peut le voir sur la Figure 2-11b entraînant un biais plan parallèle très faible.

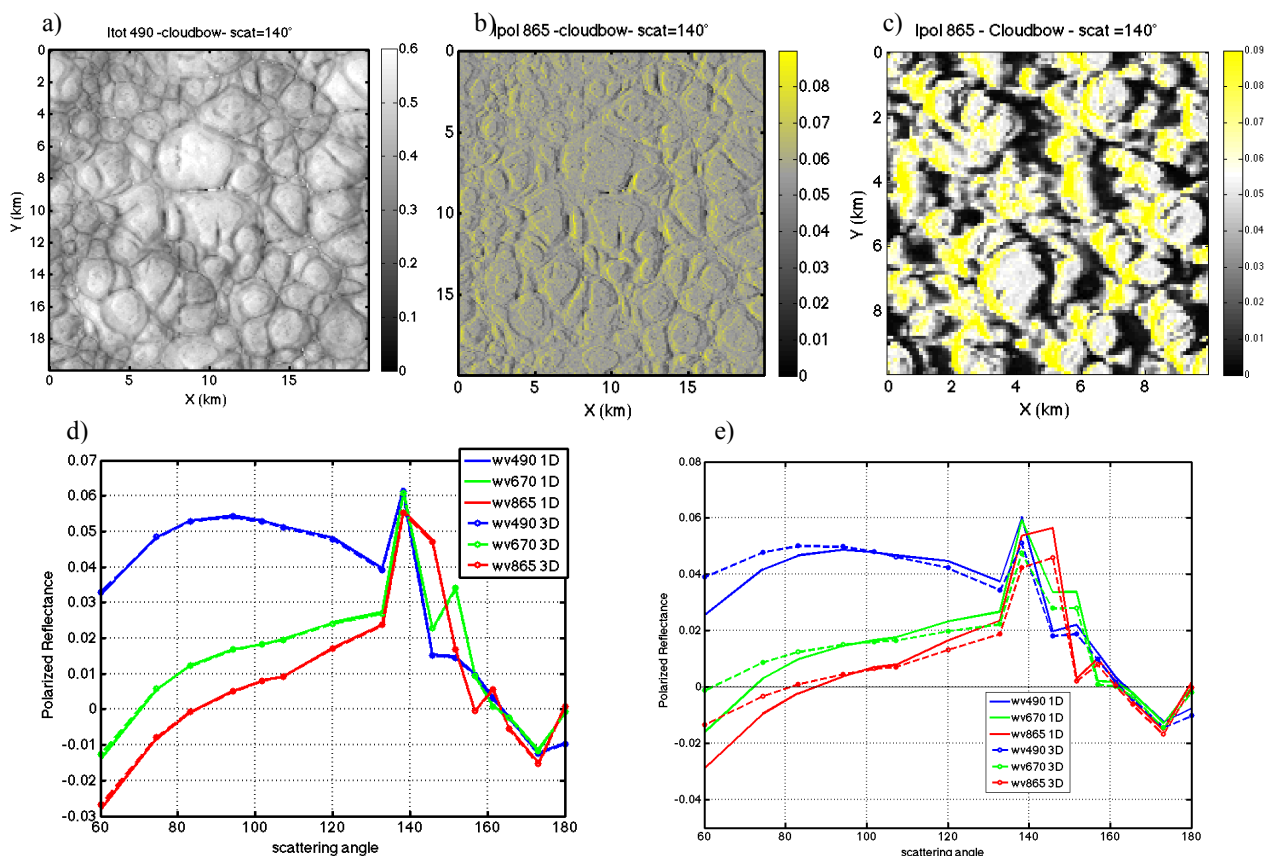


Figure 2-11: (a) Luminances totales du nuage plat utilisé, (b) Luminances polarisées correspondantes. (c) Luminances polarisées du nuage bosselé N6 pour un angle de diffusion de 140° . Le soleil est situé à gauche de l'image. Luminances polarisés 1D et 3D en fonction de l'angle de diffusion pour le nuage plat (d) et le nuage bosselé (e).

Dans le cas du nuage bosselé, les variabilités sont beaucoup plus visibles (Figure 2-11c) car les effets de surbrillance et d'ombrage sont là aussi présents : les luminances des bosses nuageuses éclairées par le nuage sont plus élevées, les parties colorées en jaune correspondent même à des valeurs dépassant les valeurs maximales prévues par la théorie 1D. A petite échelle, les valeurs de luminances polarisées pourraient donc être utilisées comme un indicateur de l'effet de surbrillance. On distingue aussi des zones d'ombres pour les faces opposées au soleil.

En moyenne (Figure 2-11e), on remarque des différences négligeables en diffusion arrière où de toute manière, la luminance polarisée est proche de zéro. Pour des angles de diffusion proche de 140° , la luminance polarisée 3D est inférieure à celle 1D du fait du biais plan-parallèle qui est accru par les bosses nuageuses. En diffusion avant, là où les zones d'ombre sont les plus visibles, les effets sont très marqués et dépendent de la longueur d'onde. A 490nm, la diffusion moléculaire, qui polarise fortement le signal, est très importante. La luminance polarisée apparaît donc plus élevée dans les zones d'ombres et en moyenne le taux de polarisation 3D est

plus important que le taux de polarisation 1D. Au contraire, à 865 nm, la diffusion moléculaire est très faible, les zones d'ombre apparaissent donc avec un signal plus faible. En moyenne, le taux de polarisation 3D est plus faible que le taux de polarisation 1D. Autrement dit, en diffusion avant, les luminances polarisées 3D tendent à se rapprocher de la signature moléculaire.

Dans l'algorithme opérationnel POLDER, la luminance polarisée est utilisée pour obtenir la pression du sommet du nuage et les paramètres de la distribution en taille des gouttelettes nuageuses. La pression peut être retrouvée de deux façons grâce aux mesures POLDER : soit en utilisant l'absorption dans la bande A de l'oxygène (Vanbaucé et al., 1998), soit en utilisant la luminance polarisée aux courtes longueurs d'ondes (490nm) qui dépend de la quantité de molécules d'air traversée (Goloub et al., 1994). Ainsi, plus le nuage est bas, plus la luminance polarisée est élevée. Cette façon de déterminer la pression du sommet du nuage est assez fiable sauf en cas de couches d'aérosols au dessus des nuages (Waquet et al., 2009).

Le rayon effectif et la variance effective de la distribution en taille sont restitués grâce à la position de l'arc et grâce au nombre et à l'amplitude des arcs surnuméraires (Bréon et Goloub, 2008). En effet, lorsque le rayon effectif croît, l'arc de polarisation s'approche de 140° et devient plus étroit. Lorsque la variance effective diminue, le nombre d'arcs surnuméraires augmente. L'algorithme, qui devrait être bientôt utilisé de façon opérationnelle pour restituer ces paramètres, s'appuie sur une méthode d'estimation optimale et a été développé par Laurent C-Labonnote.

Nous l'avons appliqué aux luminances 1D de la Figure 2-11e. Nous avons obtenu un rayon effectif de $10.00\mu\text{m}$, une variance effective de 0.0192 et une pression de sommet de 768hPa qui correspond à une altitude de 2.2km. La fonction coût (écarts quadratiques entre mesures et modèles) est faible de l'ordre de 11.75. A partir des luminances polarisées 3D du nuage bosselé, nous obtenons un rayon effectif de $10.26\mu\text{m}$, une variance effective de 0.0205 et une pression de sommet de 905.3hPa correspondant à une altitude de 0.90km. La fonction coût dans ce cas est beaucoup plus importante de l'ordre de 459 car le modèle 1D utilisé pour l'inversion ne parvient pas à reproduire parfaitement la signature 3D.

En résumé, les paramètres restitués de la distribution en taille sont peu modifiés par les effets de l'hétérogénéité des nuages car ils sont déterminés par la position de l'arc principal et le nombre d'arcs surnuméraires, propriétés qui ne sont pas modifiées dans les effets d'hétérogénéité des nuages. Au contraire, la signature en diffusion avant est grandement modifiée conduisant à une erreur d'environ 15% sur la pression de sommet de nuage restituée.

2.2.2.3. *Conséquences sur les restitutions d'aérosols au-dessus des nuages*

(**Waquet et al., 2013**) ont développé un algorithme innovant permettant la restitution de l'épaisseur optique des aérosols au dessus des nuages à partir des mesures en polarisation POLDER. Ces situations sont détectées et inversées en utilisant la luminance polarisée à 490nm qui est amplifiée par la présence d'aérosols de biomasse au dessus des nuages dans une gamme d'angles de diffusion entre 80° et 120° (Waquet et al., 2009). Dans le cas de poussières minérales (aérosols désertiques), le signal est fortement diminué dans l'arc principal. Or, nous avons vu que ces deux effets pouvaient aussi être provoqués par l'hétérogénéité des nuages.

Afin de limiter les erreurs qui pourrait être dues à l'hétérogénéité des nuages, l'algorithme a été construit en rejetant les pixels ayant un écart-type de l'épaisseur optique calculé à partir de pixels MODIS de 1kmx1km inférieur à 7. De plus, comme les simulations effectuées nous ont permis d'évaluer une erreur sur les luminances polarisées de l'ordre de 6-7% dans l'arc principal, celle-ci a été incluse dans la matrice de covariance des erreurs de l'algorithme (**Waquet et al., 2013**).

En outre, (**Peers et al., 2015**) ont montré qu'il était possible de restituer l'absorption des aérosols en utilisant le ratio des luminances totales à 490 et 865nm. Lorsque ce ratio est proche de l'unité, l'indice imaginaire de réfraction est égal à zéro signifiant qu'il n'y a pas d'absorption. Lorsque l'indice imaginaire augmente et donc l'absorption, ce ratio diminue. Or, là nous avons vu, dans les paragraphes précédents que la luminance totale était fortement affectée par les effets de l'hétérogénéité.

Nous avons donc testé l'ensemble de l'algorithme avec les luminances POLDER du nuage peu hétérogène (Figure 2-11c et Figure 2-11d). Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 2-2. On remarque que, comme précédemment, l'erreur sur l'épaisseur optique est de l'ordre de 30%. En revanche, les erreurs sur les paramètres aérosols au dessus des nuages sont très faibles, 1.6% pour l'albédo de diffusion simple voire nulle pour l'épaisseur optique en aérosols au dessus des nuages. Les effets sont faibles car l'algorithme exclut les nuages les plus hétérogènes, les effets sont donc limités à la zone de l'arc en ciel.

Pour l'indice imaginaire, le ratio de deux luminances totales est utilisé. Or ces deux luminances sont affectées quasiment de la même manière par les effets de l'hétérogénéité, l'effet reste donc, là aussi, limité.

Nous avons aussi comparé l'effet radiatif des aérosols au-dessus des nuages en comparant l'albédo (flux montant) par simulation directe 3D et celui obtenu en utilisant l'algorithme de restitution qui suppose un nuage homogène. Nous obtenons respectivement 92.06W.m⁻² et 81.92W.m⁻² soit une sous-estimation de l'effet radiatif des nuages de -11%. Comme dans le cas de l'albédo des nuages (Tableau 2-1), les effets 3D ne sont pas négligeables mais restent limités

car le même modèle du nuage homogène est utilisé pour inverser les paramètres à partir des luminances que pour calculer les flux radiatifs.

Le nuage que nous avons utilisé pour cette étude, est plutôt plat et peu hétérogène, les résultats pourraient être différents dans le cas du nuage bosselé qui, comme nous l'avons vu, modifie la signature angulaire des luminances polarisées aussi en diffusion avant.

	COT	ACAOT (865nm)	Indice imaginaire	Albédo de diffusion simple
Nuages	10	0.142	0.0325	0.781
Restitution 1D	9.8	0.142	0.0325	0.794
Restitution 3D	7.6	0.142	0.0300	0.807
Erreur relative	29%	0%	8%	1.6%

Tableau 2-2 : 1^{ière} ligne : caractéristiques du nuage utilisé. 2^{ième} et 3^{ième} lignes : restitutions obtenues par algorithme « aérosols au dessus des nuages » respectivement pour le nuage 1D et le nuage 3D pour l'épaisseur optique nuage (COT), l'épaisseur optique aérosols au dessus des nuages (ACAOT), l'indice imaginaire et l'albédo de diffusion simple à 865nm. 4^{ième} ligne : erreurs relatives.

2.2.3. Cas du radiomètre IIR/CALIPSO

Dans cette section, nous nous intéressons aux effets des hétérogénéités nuageuses sur les températures de brillance mesurées par un radiomètre type IIR/CALIPSO ou MODIS/AQUA. Ce type de mesures est essentiellement utilisé pour restituer les paramètres de nuages fins de type cirrus. Nous avons donc focalisé notre étude sur ce type de nuage, en analysant différentes simulations suivant la méthodologie expliquée en introduction de cette section 2.2.

Les nuages utilisés sont ceux présentés sur la Figure 2-7 pour lesquels, nous avons fait varier les paramètres moyens (Tableau 2-3). Contrairement aux nuages d'eau qui sont composés de gouttelettes sphériques, les cristaux de glace ont des formes complexes et très variées. Une littérature abondante existe autour de cette problématique. Dans notre étude, nous avons utilisé deux modèles différents. Pour la plupart des champs de cirrus générés, nous avons considéré un modèle de cristal unique sur l'ensemble du champ nuageux formé d'agrégats dont les propriétés optiques sont présentées dans (Yang et al., 2005). Le modèle nous permet d'obtenir le coefficient d'extinction, l'albédo de diffusion simple et le paramètre d'asymétrie pour les trois bandes spectrales utilisées. La fonction de phase est calculée à partir du paramètre d'asymétrie en utilisant le modèle Henyey-Greenstein. Pour s'approcher d'une situation plus réaliste où les propriétés microphysiques varient, nous avons aussi utilisé la paramétrisation de (Baran et al., 2009). Cette paramétrisation a été obtenue à partir de nombreuses mesures et permet de relier

directement un contenu en glace et une température à une distribution en taille de cristaux pour laquelle, le calcul des propriétés optiques a été effectué.

Cirrus	CTOP (km)	COT (τ)	σ_τ	ρ_τ	$D_{eff}(\mu m)$	OP model
1	7.97	0.45	0.32	0.7	9.95	Yal
2	7.97	0.90	0.63	0.7	9.95	Yal
3	7.97	1.80	1.26	0.7	9.95	Yal
4	7.97	1.80	1.98	1.1	9.95	Yal
5	7.97	1.80	2.70	1.5	9.95	Yal
6	7.97	1.80	1.26	0.7	20.09	Yal
7	7.97	1.80	1.26	0.7	40.58	Yal
8	11.06	0.90	0.63	0.7	9.95	Yal
CII-1	11.06	0.41	0.32	0.77	Variable	Bal
CII-2	11.06	0.81	0.62	0.77	Variable	Bal
CII-3	11.06	0.90	0.63	0.70	9.95	Bal

Tableau 2-3 : Paramètres nuageux moyens des cirrus générés par 3DMCPOL. CTOP correspond à l'altitude du nuage, YAL indique que le modèle microphysique utilisé correspond à celui de (Yang et al., 2005) pour des agrégats. BAL indique que la paramétrisation de (Baran et al., 2009) a été utilisée. COT est l'épaisseur optique moyenne du cirrus, σ_τ l'écart-type de l'épaisseur optique, et ρ_τ le paramètre d'hétérogénéité, D_{eff} est le diamètre effectif des particules sur l'ensemble du champ. (Fauchez et al., 2014)

Notre étude concerne le radiomètre IIR, qui a une visée Nadir avec une résolution spatiale de 1kmx1km dans trois canaux de la fenêtre atmosphérique (8.65 μm , 10.60 μm , 12.05 μm). Les champs nuageux et radiatifs simulés ont une résolution initiale de 100mx100m et sont donc moyennés à la résolution de 1kmx1km.

2.2.3.1. Effets des hétérogénéités nuageuses sur les températures de brillance

Comme nous l'avons vu, de nombreuses études traitent des effets des hétérogénéités principalement pour des nuages de type stratocumulus et dans le visible. Peu d'études concernent les effets des hétérogénéités des cirrus dans le thermique et elles sont souvent relatives aux calculs des flux ou taux de réchauffement (Chen and Liou, 2006; Hogan and Kew, 2005).

Pourtant, excepté les effets de surbrillance et d'ombrage qui sont spécifiques au cas solaire, des effets similaires, liés à l'hétérogénéité sous-pixel ou aux interactions entre colonnes nuageuses peuvent être présents. Nous avons reporté sur la Figure 2-12, les températures de brillance (TB) à l'échelle de 100m en fonction de l'épaisseur optique à la même échelle pour le cirrus 5 très hétérogène et pour les trois canaux de IIR. En toute logique, lorsque l'épaisseur

optique augmente, la surface et le bas du nuage deviennent moins visible et donc la TB diminue. Sous l'hypothèse du nuage homogène, cette relation est unique avec une seule correspondance épaisseurs optiques-TB. Or, dans le cas de nuages hétérogènes, nous remarquons une dispersion d'environ 4-5K des valeurs de TB autour d'une valeur moyenne. Cette dispersion est due d'une part, à la variabilité verticale du coefficient d'extinction du nuage et d'autre part à l'effet du transport horizontal des photons entre les colonnes nuageuses, phénomènes présents aussi aux courtes longueurs d'ondes (ex. Varnai et Marshak 2001).

Cette figure permet aussi d'illustrer le biais plan-parallèle. Prenons un pixel composé de deux épaisseurs optiques 2 et 6, la moyenne des TB des deux épaisseurs optiques $\overline{BT3D}$ équivalente à la mesure faite par un radiomètre, sera supérieure à la température de brillance $BT3D$ correspondant à la moyenne 4 des épaisseurs optiques. On remarque de plus que, du fait de l'absorption, la non-linéarité de cette courbe est plus importante respectivement pour la bande à $12.05\mu\text{m}$ que pour la bande à $10.60\mu\text{m}$ que pour celle à $8.65\mu\text{m}$. En effet, plus l'absorption dans une bande est grande, plus la différence de TB entre la surface et le sommet du nuage est importante et par conséquent le biais plan-parallèle.

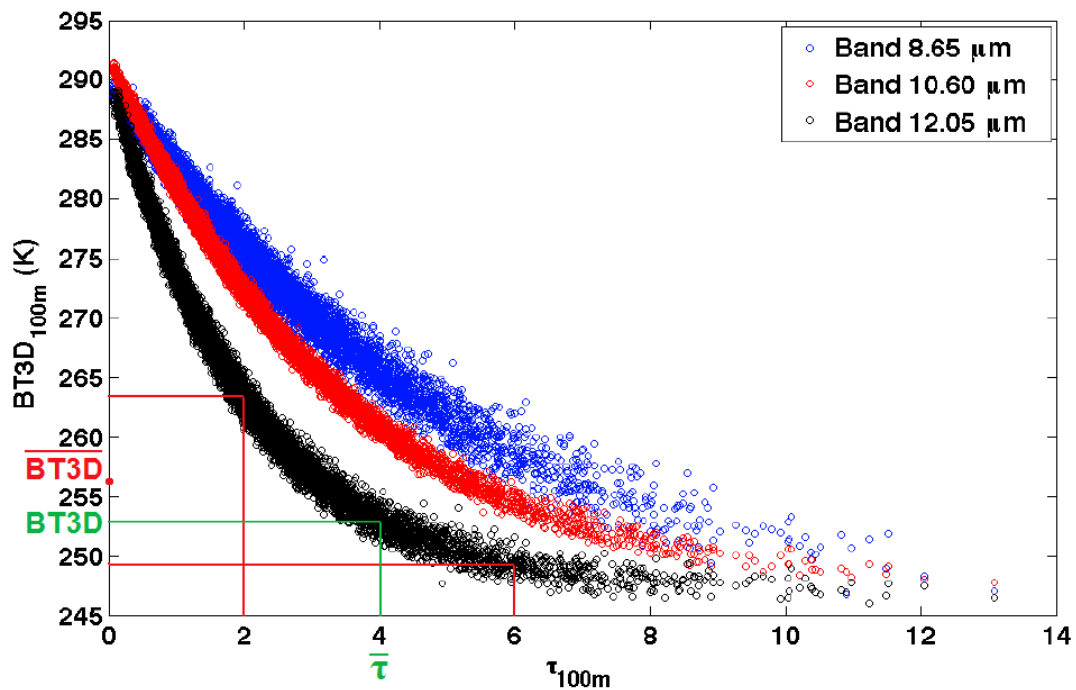


Figure 2-12 Températures de brillance 3D à 100m en fonction de l'épaisseur optique à 100m pour les trois canaux infrarouges de IIR/CALIPSO. $\overline{BT3D}$ -représente la moyenne des températures de brillance pour les épaisseurs optiques 2 et 6 et $BT3D$ la température de brillance associée à l'épaisseur optique moyenne de 4. (Fauchez et al., 2014).

Afin d'étudier ce biais, nous avons représenté sur la Figure 2-13, ΔBT_{1km} en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique à 1km estimé à 100m. ΔBT_{1km} est la différence entre la

température de brillance moyennée à 1km ($\overline{BT3D}$) et la température de brillance obtenue à partir du l'épaisseur optique moyenne à 1km ($BT3D$). $\overline{BT3D}$ représente la mesure que ferait un radiomètre dans un cas réaliste et $BT3D$ celle dans le cas idéal où les nuages seraient plan-parallèle homogène. Les écarts ont été tracés pour les différents cirrus du Tableau 2-3 pour les trois canaux de IIR.

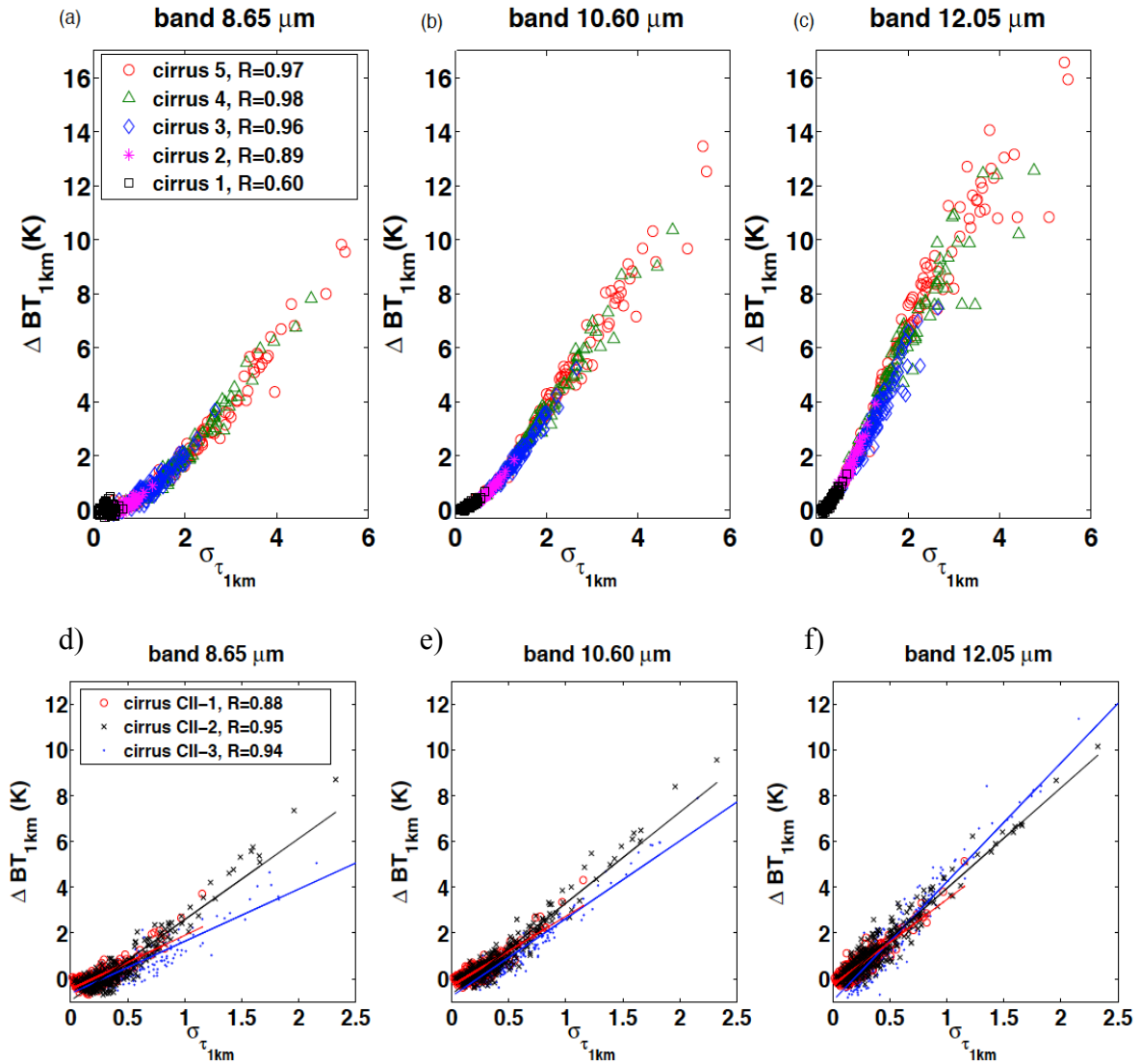


Figure 2-13 : Ecart entre les températures de brillance 1D et 3D à 1km en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique à 1km pour les cirrus 1 à 5 (a, b, c) et pour les cirrus CII-1, CII-2 et CII-3 (d, e, f) pour les trois canaux de IIR. R est le coefficient de corrélation pour les trois canaux spectraux pour chaque cirrus. (Fauchez et al., 2014)

On obtient, comme prévu par la courbure de la relation de la Figure 2-12, des écarts plus importants à 12.05 μm . On constate aussi, excepté pour le cirrus 1 à 8.65 μm , des coefficients de corrélation très élevés entre la différence de température de brillance et l'écart-type de

l'épaisseur optique. Pour les cirrus 1 à 5 (Figure 2-13a, b, c) où la variabilité du modèle microphysique n'a pas été prise en compte, la relation entre la différence de BT et l'écart type de l'épaisseur optique est quasi-linéaire. Les écarts entre les BT ne dépendent donc pas de la distribution sous-pixel des épaisseurs optiques et dépendent au premier ordre de l'écart-type de l'épaisseur optique, de la même manière que dans le visible (Szczap et al., 2000).

Lorsque l'on rajoute la variabilité verticale et horizontale du modèle microphysique, on voit sur les Figure 2-13 (d, e, f) que les relations pour les cirrus CII-1 et CII-2 sont là-aussi presque linéaires bien que légèrement différentes de celle du cirrus CII-3 avec un modèle microphysique constant. Le modèle microphysique influence donc légèrement la relation entre les différences 1D-3D de température de brillance et l'écart-type de l'épaisseur optique. Nous avons aussi montré que l'effet des hétérogénéités est plus marqué pour des petits cristaux.

Au cours de l'étude menée par (Fauchez et al., 2014), le contraste entre sommet du nuage et température de surface est aussi apparu comme un paramètre important sur la relation $\Delta BT = f(\sigma_\tau)$. Sur la Figure 2-14, nous avons tracé cette relation pour le cirrus 2, le cirrus 8 et le cirrus CII-3. Les cirrus 2 et 8 n'ont pas le même sommet et les cirrus 8 et CII-3 n'ont pas la même épaisseur géométrique. Dans le cas où le sommet du nuage est à une altitude différente, le biais plan-parallèle est plus important pour le nuage le plus haut ce qui correspond à une température plus faible et donc un contraste avec la surface plus important.

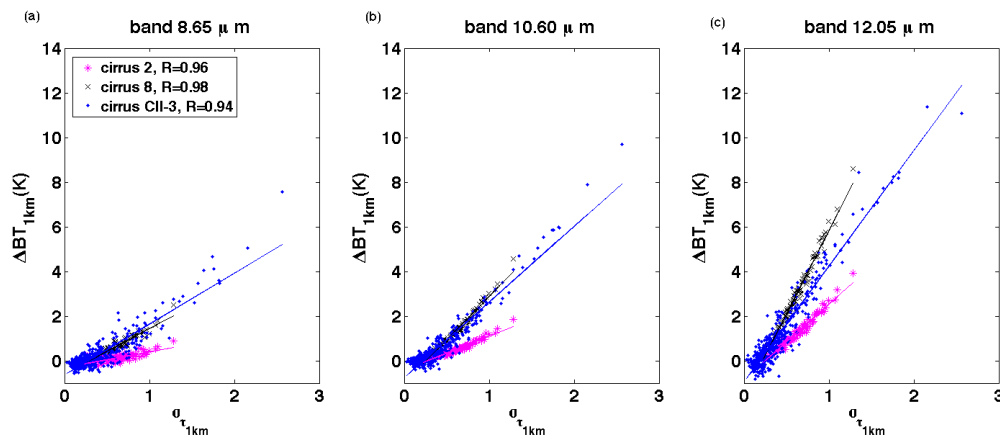


Figure 2-14: Ecarts entre les températures de brillance 1D et 3D (ΔBT_{1km}) à 1km en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique en 1km pour des cirrus à différentes altitudes et de différentes épaisseurs géométriques (voir Tableau 2-3). (Fauchez et al., 2014)

L'épaisseur géométrique n'a que peu d'influence sur la relation pour les bandes 8.65 et 10.60 μm . Dans le cas de la bande 12.05 μm , les écarts sont légèrement plus faibles pour un nuage plus étendu verticalement. En effet, à cette longueur d'onde, l'absorption est très forte, ce qui entraîne un fort contraste entre le nuage et la surface et donc un biais plan-parallèle

important. Par rapport aux autres longueurs d'onde, ce contraste est modifié de façon plus notable lorsque la base du nuage se rapproche du sol et donc que la température moyenne du cirrus est modifiée.

Sur l'ensemble des pixels nuageux traités durant l'étude, nous avons noté que l'effet des hétérogénéités nuageuses sur les températures de brillance devient significatif c'est à dire supérieur à la précision instrumentale de IIR pour des épaisseurs optiques τ_{1km} proches de 0.4 à $12.05\mu m$ soit 0.3 dans le visible.

2.2.3.1. Effets des hétérogénéités nuageuses sur les paramètres restitués dans l'infrarouge thermique.

Les températures de brillance mesurées dans la fenêtre atmosphérique $8-12\mu m$ sont utilisées pour restituer les paramètres nuageux de cirrus fins. La méthode la plus ancienne et la plus courante est la méthode dite de la « Split Window Technique », SWT (Inoue, 1985; Parol et al., 1991). Cette méthode se base sur la différence de température de brillance entre deux canaux en fonction de la température de brillance d'un des canaux pour retrouver l'épaisseur optique du nuage et la taille effective des particules. Comparativement aux mesures dans le visible, l'utilisation des mesures dans l'infrarouge présente l'inconvénient de manquer de sensibilité aux particules de grande taille ($\geq 40\mu m$) et aux nuages ayant des épaisseurs optiques supérieures à 3 à $12\mu m$.

Plus récemment, un nouvel algorithme a été développé pour IIR (Garnier et al., 2013, 2012), il restitue, dans une première étape, l'émissivité effective aux trois longueurs d'ondes qui correspond à l'émissivité de la couche nuageuse supérieure en incluant les effets de la diffusion. Le calcul de cette émissivité effective est possible grâce à la connaissance de l'altitude du nuage déterminé par le Lidar CALIOP présent sur la même plate-forme CALIPSO. A partir de cette émissivité effective, l'algorithme en déduit une épaisseur optique effective qui représente entre 40 et 80% d'une épaisseur optique d'extinction visible (Figure 5 dans Garnier et al., 2012). A partir du rapport des épaisseurs optiques effectives dans chaque bande spectrale, un indice microphysique est déterminé. Cet indice permet, grâce à des tables pré-calculées de déterminer deux diamètres effectifs de cristaux, $D_{eff12/8}$ et $D_{eff10/8}$. La forme des cristaux qui minimise l'écart entre les deux diamètres effectifs est choisie.

Au cours du travail de (Fauchez et al., 2015), nous ne disposons pas du code d'inversion opérationnel de IIR, nous avons donc développé notre propre inversion, en restituant d'une part, l'émissivité et l'épaisseur effective selon (Garnier et al., 2012) et d'autre part, le diamètre effectif et l'épaisseur optique à $12.05\mu m$ en utilisant la SWT à partir de tables pré-calculées. Sur la Figure 2-15, nous avons représenté l'écart entre la restitution obtenue à partir du nuage

hétérogène (3D) et le nuage homogène équivalent (1D) pour l'émissivité effective $\Delta\epsilon_{eff}$ et pour l'épaisseur optique effective $\Delta\tau_{eff}$.

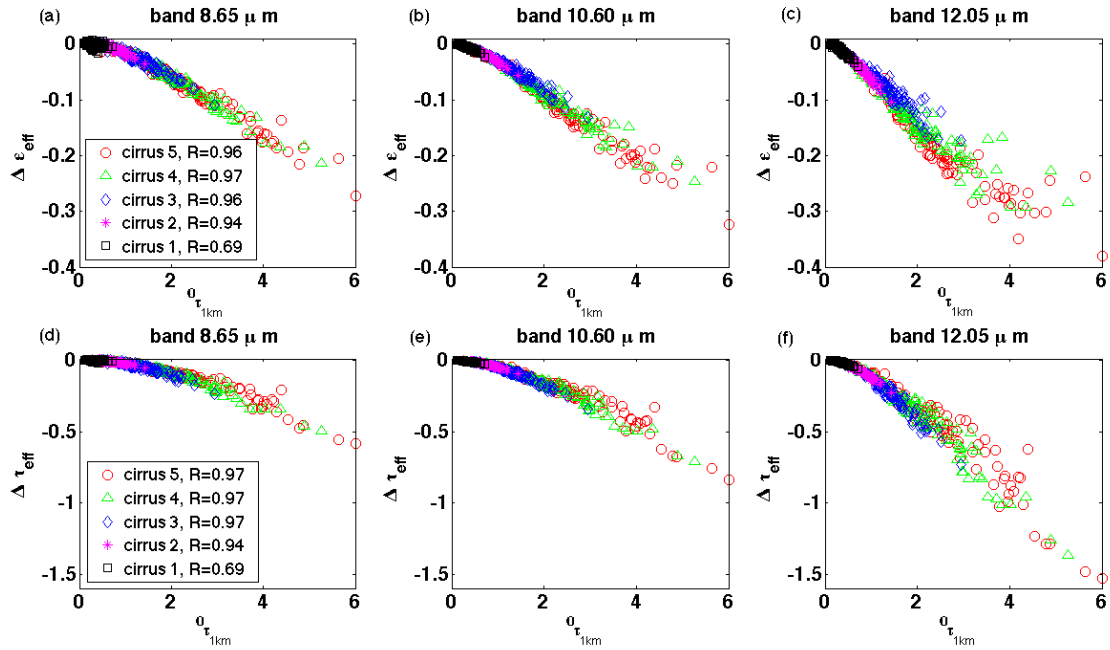


Figure 2-15 : Erreurs dues à l'hétérogénéité du nuage en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique entre les restitutions à partir des simulations 1D et 3D pour l'émissivité effective (a, b, c) et l'épaisseur optique effective (d, e, f) pour les trois canaux de IIR. (Fauchez et al., 2015).

Les différences négatives obtenues indiquent que ces deux paramètres sont sous-estimés en suivant l'hypothèse du nuage homogène. Comme dans le cas des différences de température de brillance (Figure 2-13), on remarque aussi que l'erreur dépend de la bande spectrale et est plus importante pour la bande à 12.05μm où l'absorption est plus grande. Les erreurs moyennes pour l'ensemble des cirrus sont respectivement pour les bandes 8.65μm, 10.60μm et 12.05μm, -0.10, -0.12 et -0.15 pour l'émissivité effective et -0.2, -0.3 et -0.5 pour l'épaisseur optique effective. Ces valeurs sont bien supérieures à l'erreur de 0.03 estimée pour l'émissivité par (Garnier et al., 2012) dans le cas d'une incertitude de 1K sur la température du ciel clair. De plus, on note que ces erreurs sont très bien corrélées avec l'écart-type de l'épaisseur optique, à plus de 94% excepté pour le cirrus 1 qui est optiquement fin. Dans le cas des cirrus CII-1 et CII-2 présentant des variabilités du modèle microphysique, les erreurs sont légèrement plus faibles mais la corrélation avec l'écart-type de l'épaisseur optique reste importante de l'ordre de 0.9.

Sur la Figure 2-16, nous avons tracé les écarts obtenus pour la restitution du diamètre effectif ΔDef_{1km} et pour la restitution de l'épaisseur optique d'extinction $\Delta\tau_{1km}$ en fonction de l'écart-type de l'épaisseur optique pour les cirrus 1 à 5 et pour les cirrus CII-1 et CII-2. Tout

d'abord, on constate qu'en suivant l'hypothèse du nuage homogène, on tend à surestimer le diamètre effectif et à sous-estimer l'épaisseur optique. Les erreurs augmentent avec l'épaisseur optique moyenne (cirrus 1 à 3) et avec l'hétérogénéité (cirrus 3 à 5) des cirrus. L'erreur moyenne pour les cirrus (1 à 5) est d'environ 40% pour une valeur de $D_{eff} = 9.95\mu m$ et a comme valeur moyenne -0.4 pour l'épaisseur optique, avec des erreurs pouvant atteindre -3 pour des pixels très hétérogènes.

On peut aussi remarquer que les écarts sont supérieurs et beaucoup plus dispersés pour l'épaisseur optique d'extinction que pour l'épaisseur optique effective de la Figure 2-15. Comme prévu par (Garnier et al., 2012), l'épaisseur optique d'extinction est plus élevée que celle effective entraînant des écarts plus grands. De plus, la méthode SWT restitue les paramètres nuageux en moyennant les résultats obtenus pour chaque couple de température de brillance ce qui peut conduire à une augmentation de la dispersion.

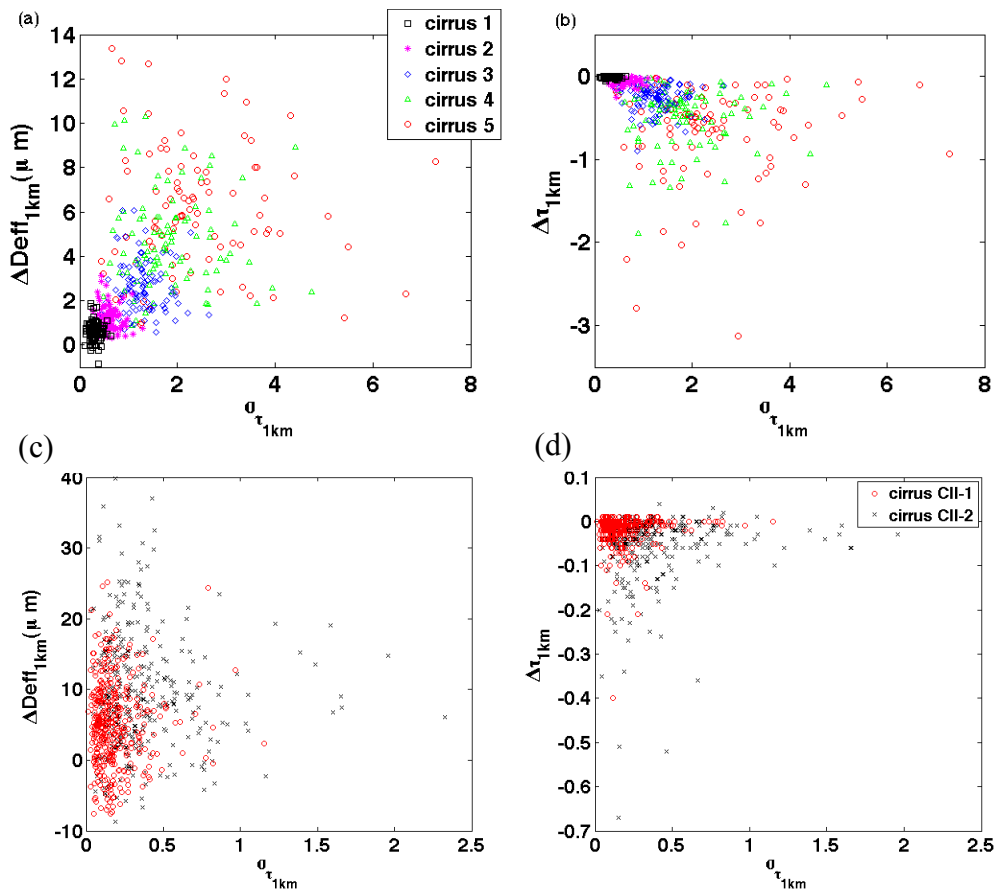


Figure 2-16: Erreurs sur le diamètre effectif (a) et (c) et sur l'épaisseur optique (b) et (d) respectivement pour les cirrus 1 à 5 et pour les cirrus CII-1 et CII-2.

Pour les cirrus CII-1 et CII-2 (Figure 2-16c et d), nous notons que dans le cas où les propriétés microphysiques sont variables, il n'existe quasiment plus de corrélation entre erreurs et écart-type de l'épaisseur optique. Nous obtenons des erreurs sur le diamètre effectif restitué comprises entre $-10\mu\text{m}$ et $+30\mu\text{m}$ pour des valeurs $1D$ restituées comprises entre 20 et $80\mu\text{m}$ ce qui correspond à une erreur moyenne de 13% pour le cirrus CII-1 et 20% pour le cirrus optiquement plus épais CII-2. Dans le cas de l'épaisseur optique restituée, on obtient une erreur moyenne de 5% (-0.02) pour CII-1 et 7% (-0.05) pour CII-2.

Les effets de l'hétérogénéité des nuages sur les paramètres restitués à partir des mesures radiométriques dans l'infrarouge ne sont donc pas négligeables. Nous avons testé les impacts de certains paramètres sur ces biais comme l'influence de la taille des cristaux, de l'altitude ou de l'épaisseur géométrique du nuage ou encore de la variabilité verticale des propriétés optiques. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 2-4. Dans ce tableau sont aussi présentés, de manière quantitative, les biais dus à d'autres types d'erreurs comme par exemple ceux liés à une erreur de 1K sur la température de surface ou sur le profil atmosphérique.

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

Tableau 2-4 : Erreurs moyennes, pourcentages correspondants et erreurs maximums et minimums sur le diamètre effectif D_{eff} et sur l'épaisseur optique τ dues aux hétérogénéités nuageuses pour différents diamètres effectifs, D_{eff} (colonne 1, 2 et 3) ; pour différentes altitudes de sommet de nuages (colonne 3 et 4), pour différentes épaisseurs géométriques (colonne 3 et 5). En comparaison, nous avons aussi reporté les erreurs obtenues entres des nuages verticalement homogènes ou hétérogènes (colonne 6), pour une erreur sur la température de surface de 1K (colonne 7), pour une erreur sur les températures du profil atmosphérique de 1K (colonne 8) et finalement les erreurs dues aux incertitudes de l'algorithme IIR (Dubuisson et al., 2008). (Fauchez et al., 2015)

On constate que les erreurs dues aux hétérogénéités nuageuses sont largement plus élevées que les erreurs dues aux autres sources d'incertitudes, en particulier pour des cristaux de petites tailles car l'absorption et donc le biais plan-parallèle sont plus importants (environ 40% pour D_{eff} et 22% pour τ). De même, lorsque le sommet du nuage est plus élevé, le contraste entre la surface et le nuage est augmenté et donc le biais plan-parallèle (45% pour D_{eff} et 24% pour τ). La variabilité verticale des propriétés optiques entraîne une erreur plus faible de l'ordre

de 8 et 2% respectivement pour D_{eff} et τ , ce qui est comparable à l'incertitude relative de l'algorithme IIR (Dubuisson et al., 2008) ou à une erreur de 1K sur la température de surface.

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les travaux effectués sur les effets des hétérogénéités nuageuses sur les quantités radiatives mesurées et sur les produits nuageux restitués par les algorithmes opérationnels.

Ces effets sont clairement visibles sur les épaisseurs optiques restituées par PARASOL. Grâce à des simulations, nous avons pu les reproduire et donc s'assurer qu'ils étaient bien imputables aux variabilités nuageuses. Nous avons aussi montré que les hétérogénéités nuageuses affectaient peu la luminance polarisée et donc la restitution du rayon effectif, de la variance effective et des propriétés des aérosols au dessus des nuages.

Toutes les simulations effectuées dans les cas des nuages liquides ont été faites avec un modèle microphysique constant sur l'ensemble du champ nuageux. Or, une variabilité du modèle microphysique (taille des particules), même si elle est moindre, existe aussi dans les nuages. Des études doivent donc être aussi réalisées afin d'évaluer cet effet.

Nous avons aussi évalué les effets des hétérogénéités nuageuses sur les mesures radiométriques dans l'infrarouge et sur les paramètres nuageux inversés dans le cas de nuages fins de type cirrus. Nous avons montré que les différences entre température de brillance 3D et 1D étaient plutôt bien corrélées avec l'écart-type de l'épaisseur optique. Cette corrélation est aussi présente pour les erreurs induites par l'hypothèse 1D sur les paramètres nuageux restitués tels que l'émissivité effective et l'épaisseur optique effective. Elle est cependant moins évidente dans le cas des écarts trouvés pour la restitution du diamètre effectif, surtout lorsque les propriétés microphysiques du nuage sont variables. Cette dépendance est toutefois une piste à suivre pour corriger pour permettre la correction des effets 3D.

Ces évaluations des erreurs dues à l'hétérogénéité des nuages sur les quantitatives radiatives et sur les paramètres inversés est une information essentielle pour les utilisateurs des produits satellitaires. Actuellement, ces erreurs n'ont été obtenues qu'à partir de simulations et pour quelques types de nuages. Ces études doivent donc être généralisée afin que, pour les futurs radiomètres tels comme 3MI, il soit possible de fournir des produits nuageux accompagnés d'une incertitude liée aux effets 3D et mieux encore, lorsque c'est nécessaire de délivrer des produits corrigés des effets 3D.

Partie 3: Vers le développement de méthodes d'inversion de structures nuageuses hétérogènes

Dans la première partie de ce document, j'ai présenté le développement d'un modèle de transfert radiatif permettant le calcul des quantités radiatives dans une atmosphère nuageuse tridimensionnelle. Ce modèle nous a permis d'évaluer les écarts et erreurs induits par l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèles, utilisée dans les algorithmes d'inversion opérationnels des instruments de télédétection spatiale tels que POLDER, MODIS ou encore IIR. Selon la configuration géométrique, la résolution spatiale de l'instrument, le type de nuages, les erreurs peuvent être importantes et conduire à la restitution de paramètres nuageux biaisés.

En parallèle d'efforts visant à estimer ces erreurs, il est donc essentiel d'aller vers le développement de procédures de restitution qui prennent en compte la structure tridimensionnelle des nuages et les hétérogénéités de leurs propriétés optiques. Dans ce dernier chapitre, des travaux qui sont plus anciens mais qui vont dans ce sens sont présentés.

La première étude traite de la mise au point d'une procédure de restitution dans le cas de nuages type stratocumulus. Elle s'appuie sur les méthodes neuronales et a été développée dans le cadre de radiomètres multispectraux type GLI/ADEOS ou MODIS/AQUA. La deuxième partie, utilise les capacités multi-angulaires du radiomètre MISR/TERRA pour reconstruire l'enveloppe nuageuse d'un nuage convectif isolé. Le modèle de transfert radiatif 3D est ensuite utilisé pour ajuster le coefficient d'extinction du nuage et donc son épaisseur optique.

3.1. Restitution par réseaux de neurones de paramètres nuageux à l'aide des mesures multispectrales et multi-échelles

3.1.1. Procédure de restitution mise en place

Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.2.1, les erreurs sur l'épaisseur optique sont dues, entre autres, au biais plan-parallèle et peuvent être au premier ordre liées au paramètre d'hétérogénéité et à la couverture fractionnaire sous-pixel (Szczap et al., 2000a). En suivant cette idée et en utilisant les moyens d'observations dans le proche infrarouge et selon différentes résolutions spatiales, (Faure et al., 2001) ont montré la possibilité de restituer en plus des deux paramètres habituels (épaisseur optique et rayon effectif), un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique et un paramètre de couverture fractionnaire. Cette étude a été faite à partir des flux radiatifs simulés.

Les travaux effectués par (Cornet et al., 2004), ont consisté à généraliser cette méthode pour l'appliquer à des mesures directionnelles de luminances. Nous avons, de plus, développé un modèle de nuage inverse plus complet, qui à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km) est caractérisé par six paramètres : l'épaisseur optique moyenne, le rayon effectif moyen, la couverture nuageuse sous-pixel, la température du sommet du nuage et deux paramètres d'hétérogénéité, l'un décrivant la variabilité sous-pixel de l'épaisseur optique et l'autre celle du rayon effectif. Pour restituer ces six paramètres, nous avons utilisé huit données radiométriques à différentes longueurs d'ondes et l'opportunité que certaines étaient disponibles à différentes résolutions spatiales (1km et 250m). Pour s'approcher de mesures réelles, il a fallu prendre en compte, en plus du caractère directionnel des données d'observation, l'existence des gaz atmosphériques, de la réflexion sur la surface terrestre et pour certains canaux de la contribution de l'émission thermique.

Une procédure de restitution en plusieurs étapes (Figure 3-1) a donc été développée. Pour tous les canaux, une étape d'interpolation de la configuration géométrique (incidence solaire et angles d'observation) est nécessaire. En simultanée, pour les canaux visibles (Ch. 08, Ch. 28 et Ch. 29) où l'albédo de surface peut être supérieur à zéro, on effectue une correction des effets de cet albédo sur les luminances. De même, pour le canal proche-infrarouge à 3.75 μ m, les effets de l'émission thermique sont corrigés grâce à l'information apportée par les luminances à 10.80 μ m. Une fois les luminances aux différentes longueurs d'ondes corrigées et angulairement interpolées, elles sont utilisées pour restituer les paramètres nuageux.

L'augmentation du nombre de données et du nombre de paramètres ainsi que les relations complexes les connectant font que les méthodes classiques d'inversion (interpolation, minimisation d'une fonction coût...) sont difficiles à mettre en place. L'utilisation des méthodes

neuronales pour chaque étape a donc été choisie. Ces méthodes permettent de gérer des relations complexes à plusieurs variables et sont rapides (donc peuvent être utilisées de manière opérationnelle) une fois l'apprentissage effectué.

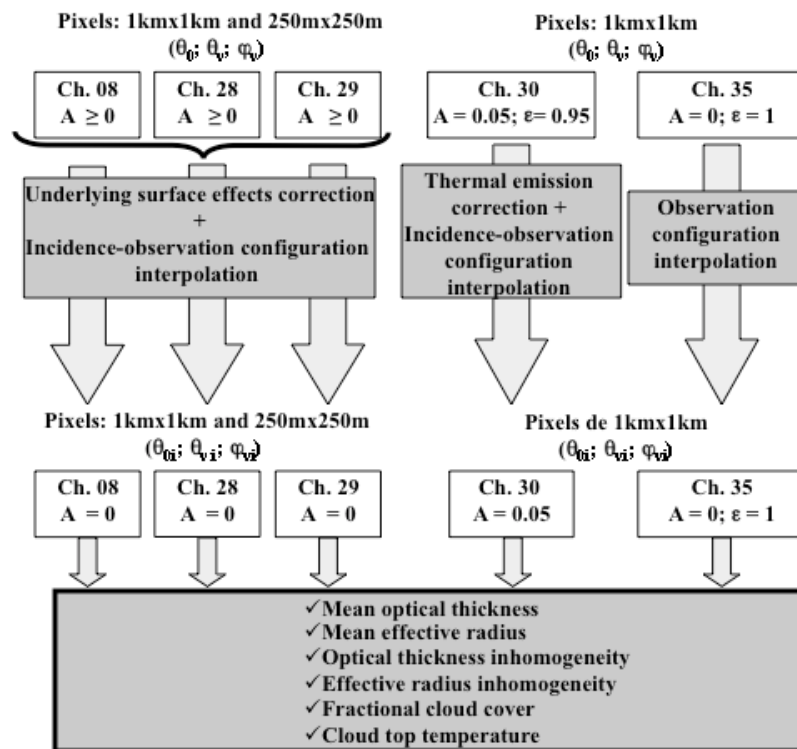


Figure 3-1 : Schéma descriptif de la procédure de restitution mise en place. Les canaux Ch.08, Ch. 28, Ch.29, Ch. 30 et Ch. 35 correspondent respectivement à une longueur d'onde centrale de 0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.80 μm . (Cornet et al., 2004)

L'utilisation de ces méthodes nécessite la construction d'une base de données représentatives pour la phase d'apprentissage. Les luminances aux différentes longueurs d'onde ont été simulées à l'aide du modèle tridimensionnel SHDOM (Evans, 1998) à partir de champs nuageux générés par le modèle à cascade bornée (Cahalan, 1994; Marshak et al., 1994), le modèle 3DLCLLOUD n'existant pas encore. Les simulations de luminances ont été faites pour plusieurs incidences solaires, plusieurs albédos de surface, plusieurs températures de surface et plusieurs altitudes de nuages.

Les apprentissages des réseaux de neurones ont été effectués pour différentes configurations d'observations et d'incidences solaires. La performance de chacun d'entre eux a ensuite été testée à partir de données d'entrée qui n'ont pas servies lors de la phase d'apprentissage (étape classique de généralisation).

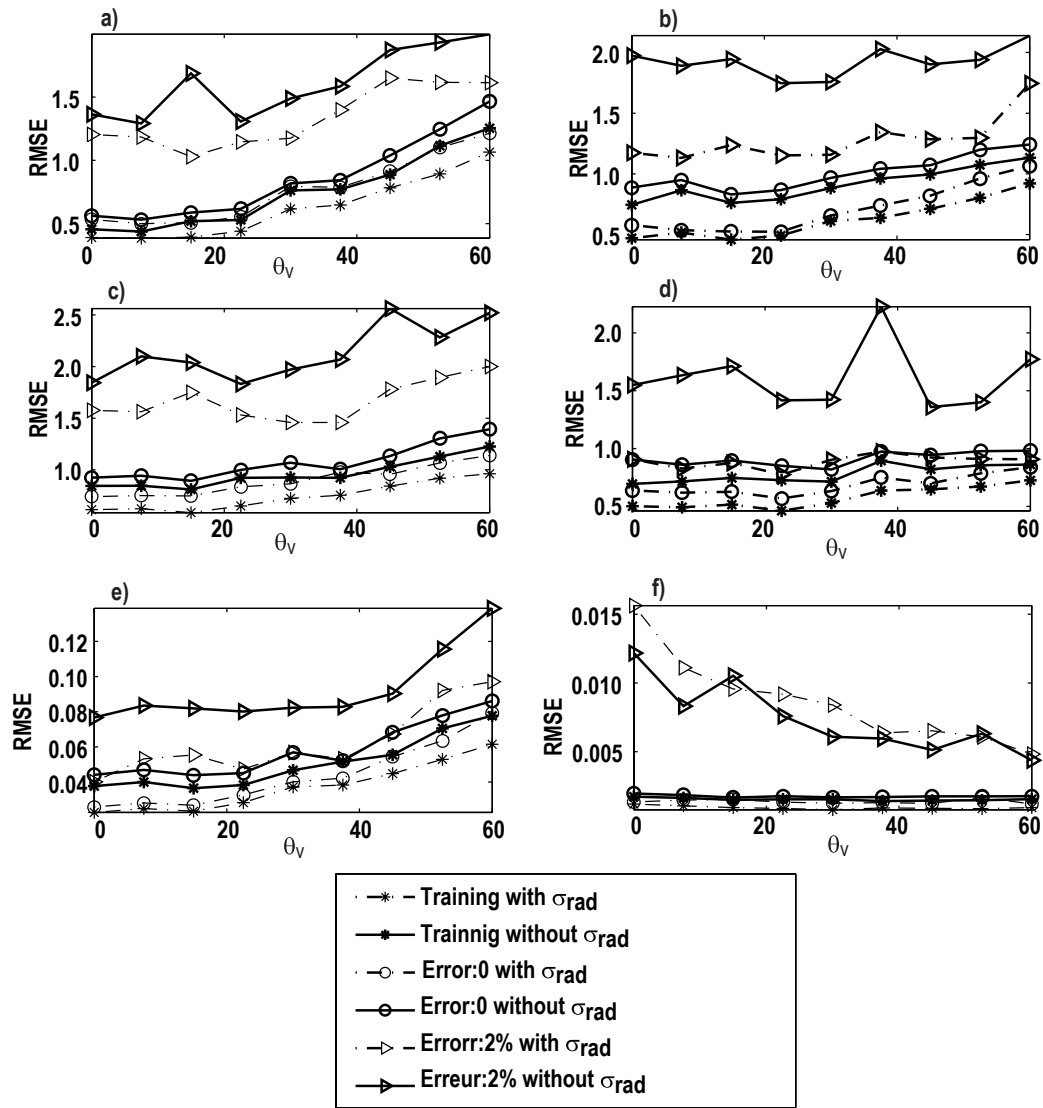


Figure 3-2 : Comparaisons des performances obtenues avec et sans l'information des écarts-types des luminances à 0.544, 1.6, 2.15 μm estimés à 1km à partir des mesures à 250m. (Cornet et al., 2004)

Comme mentionné précédemment, nous utilisons cinq longueurs d'onde pour restituer les cinq paramètres définissant notre modèle inverse. Comme dans la méthode classique utilisant des tables pré-calculées (Nakajima and King, 1990), les informations sur l'épaisseur optique et sur le rayon effectif sont apportées respectivement par les luminances visibles (0.544 μm), et les luminances proche-infrarouges (1.6, 2.15 et surtout 3.65 μm). L'information sur la couverture fractionnaire est essentiellement apportée par la luminance infrarouge à 10.80 μm . Pour les paramètres d'hétérogénéité de l'épaisseur optique et du rayon effectif, nous avons testé l'apport des écarts-types des luminances à 0.544, 1.6 et 2.15 μm estimés à 1km à partir de pixels de 250m, mesures prévues sur le radiomètre GLI/ADEOS.

Sur la Figure 3-2, nous avons représenté les erreurs quadratiques moyennes obtenues avec et sans ces écarts-types pour la phase d'apprentissage, une phase de généralisation sans erreur et une phase de généralisation avec une erreur uniforme de 2% sur les mesures du vecteur d'entrée.

Excepté pour la température du sommet du nuage, l'apport de l'écart-type des luminances permet clairement de diminuer l'erreur quadratique moyenne, particulièrement dans le cas où le vecteur d'entrée contient des erreurs. Nous notons aussi sur cette figure, que même si ces données à 250m ne sont pas disponibles, il reste possible, avec une précision moindre, d'inverser les six paramètres nuageux.

Afin de comparer nos inversions avec les restitutions classiques basées sur l'hypothèse du nuage à plans parallèles homogène, nous avons spécialement entraîné un réseau de neurones avec des données simulées en 1D comprenant comme vecteur d'entrée la luminance visible et la luminance à $3.65\mu\text{m}$ qui est la plus sensible au rayon effectif et comme vecteur de sortie l'épaisseur optique et le rayon effectif. Les résultats sont tracés sur la Figure 3-3. Les restitutions obtenues avec le modèle hétérogène sont correctes avec une corrélation élevée, supérieure à 0.99 pour les deux paramètres. Dans le cas des résultats obtenus avec le modèle inverse homogène, nous avons séparé les résultats entre pixels partiellement couverts ($cf < 0.9$) et pixels presque totalement couverts ($cf > 0.9$). Dans ce second cas, en accord avec les résultats obtenus par (Zeng et al., 2012, section 1.1.2), la corrélation entre paramètres inversés et paramètres initiaux est élevée mais le biais plan-parallèle existe et entraîne une sous-estimation des épaisseurs optiques moyennes. Dans le cas des couvertures nuageuses partielles qui accroissent l'hétérogénéité sous-pixel, cet écart est, en toute logique, légèrement plus important. La sous-estimation de l'épaisseur optique est de l'ordre de 30-40% dans le cas de nuages très hétérogènes.

La restitution du rayon effectif à partir d'une luminance proche-infrarouge est aussi très affectée par l'hétérogénéité sous-pixel avec un biais important qui donne un rayon effectif plus élevé de l'ordre de 50%. Ceci est en accord avec les conclusions de (Szczap et al., 2000b) qui montrent qu'en cas d'hétérogénéité nuageuse, l'albédo de diffusion simple effective, c'est à dire restitué avec un modèle de nuage 1D est plus faible que l'albédo de diffusion simple moyenne. Dans les cas de couverture fractionnaire, la dispersion est beaucoup plus grande et on obtient des rayons effectifs qui peuvent être très biaisés surtout pour les valeurs assez faibles ($< 10\mu\text{m}$).

En conclusion, même sans restituer de paramètres supplémentaires, un modèle inverse prenant en compte l'hétérogénéité et la couverture fractionnaire sous-pixel pour la restitution

du rayon effectif et de l'épaisseur optique apparaît inévitablement mieux adapté qu'un modèle de nuage homogène.

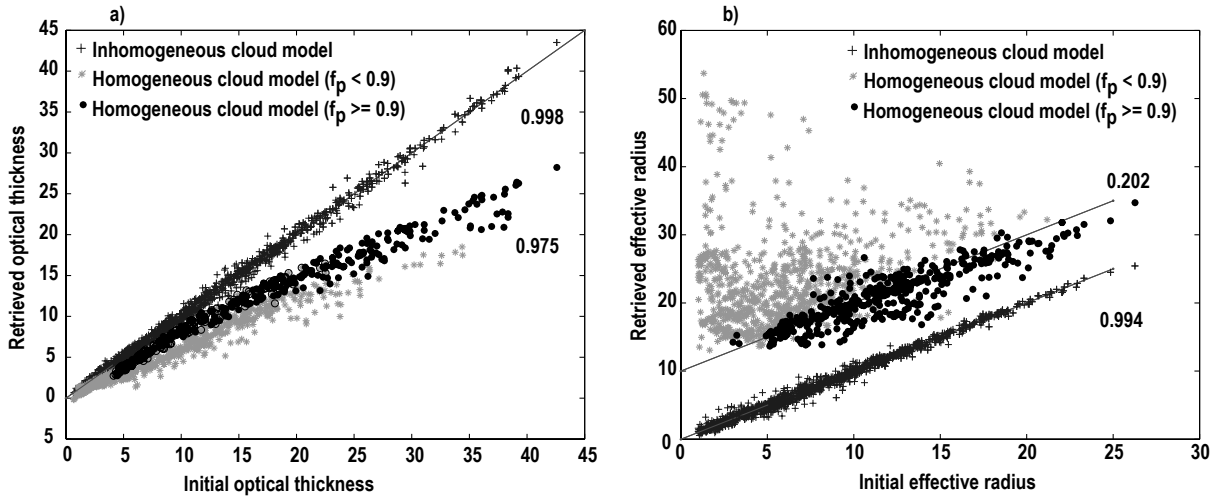


Figure 3-3 : Restitutions de l'épaisseur optique et du rayon effectif pour des champs de luminances 3D obtenus dans le cas d'un modèle de nuage inverse hétérogène et dans le cas du nuage homogène pour des couvertures nuages quasiment totales ($f_p > 0.9$) et pour des couvertures nuageuses partielles ($f_p < 0.9$). $\theta_s = 30^\circ$, $\theta_v = 15^\circ$, $\varphi_v = 60^\circ$.

La procédure de restitution dans son ensemble a ensuite été testée, à partir de données synthétiques réalisées dans des conditions similaires mais aussi différentes de la base de données créée ; ceci afin d'évaluer sa robustesse. Par exemple, nous avons testé l'inversion des paramètres dans le cas où l'épaisseur géométrique des nuages est 900m alors que la base de donnée a été créée avec des nuages de 300m. Aucune différence significative sur les erreurs obtenues n'a été remarquée. Les erreurs quadratiques moyennes pour chacun des six paramètres pour 300m (900m) d'épaisseurs géométriques sont de 2.37 (1.35) pour l'épaisseur optique, de 1.90 (1.93) μm pour le rayon effectif, de 2.01 (1.14) pour l'écart-type de l'épaisseur optique, de 1.12 (1.13) μm pour l'écart-type du rayon effectif et de 0.089 (0.115) pour la couverture fractionnaire.

Etant donné que pour la construction de notre modèle inverse nous avons fait l'hypothèse que seuls les deux premiers moments (moyenne et écart-type) de la distribution d'épaisseur optique et de rayon effectif suffisaient à représenter la variabilité sous-pixel, nous avons testé cette hypothèse en générant des nuages synthétiques à partir de processus Gaussien (Barker and Davies, 1992) avec une valeur imposée de pente spectrale de $-5/3$. Deux types de nuages ont été générés, l'un avec un sommet plat comme pour la base d'apprentissage, l'autre en imposant des variations du sommet liées à l'épaisseur optique. Les résultats des inversions pour les six paramètres sont présentés sur la Figure 3-4.

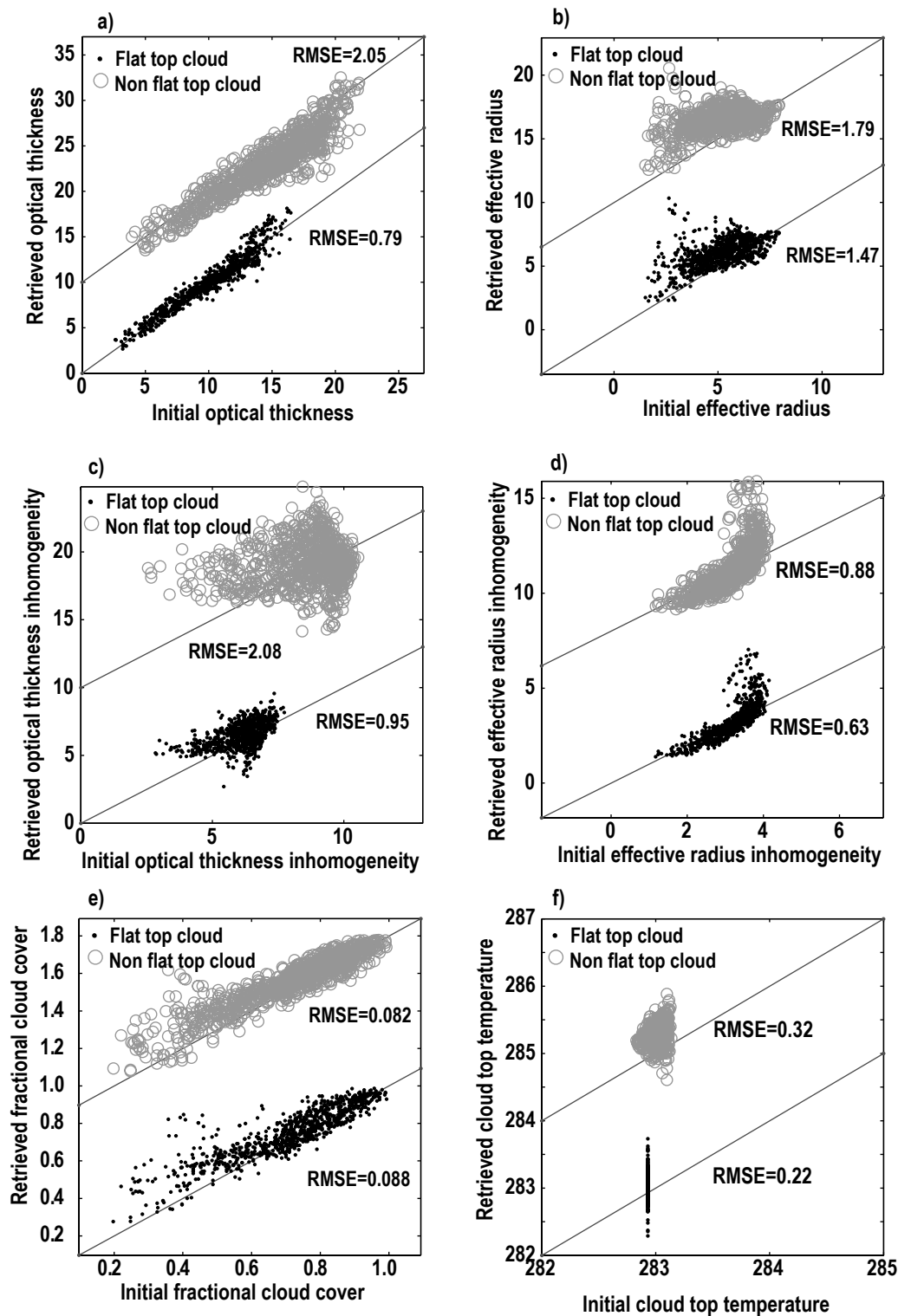


Figure 3-4 : Comparaisons entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués pour un nuage Gaussien avec un sommet plat et avec un sommet bosselé à l'échelle de 1km. (a) Epaisseur optique ; (b) Rayon effectif ; (c) écart-type de l'épaisseur optique ; (d) écart-type du rayon effectif ; (e) taux de couverture fractionnaire et (f) température du sommet du nuage. $\theta_s = 42^\circ$, $\theta_v = 26.25^\circ$, $\varphi_v = 127.5^\circ$. Les valeurs pour le nuage bosselé sont décalées pour une meilleure visibilité.

Dans le cas du nuage plat, on remarque que, même si la structure nuageuse sous-pixel est différente, on obtient un bon accord et une bonne corrélation entre les paramètres restitués et les paramètres du modèle. Les erreurs quadratiques moyennes sont assez faibles et proches de celles obtenus avec le modèle à cascade bornée.

En revanche, on constate que la dispersion entre paramètres restitués et paramètres initiaux est beaucoup plus importante lorsque que le sommet du nuage est variable en particulier pour l'épaisseur optique et son écart-type. Il apparaît donc nécessaire d'inclure des nuages avec des variabilités de sommet dans la base d'apprentissage des réseaux de neurones.

3.1.2. Cas test à partir de mesures réelles du radiomètre MODIS

Les différents tests de la méthode de restitution dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire décrite précédemment se sont avérés plutôt concluants à partir de nuages synthétiques. Nous avons donc souhaité appliquer cette méthode à des mesures réelles issues du radiomètre MODIS/AQUA (**Cornet et al., 2005**). La scène choisie est présentée sur la Figure 3-5 : c'est un stratocumulus au large de la côte ouest de Etats-Unis avec une partie où la couverture nuageuse est fractionnée. L'angle d'incidence solaire est de 60° et les angles zénithaux d'observation sont compris entre 15° et 35° plutôt en rétrodiffusion ($\varphi_v = 120^\circ$).

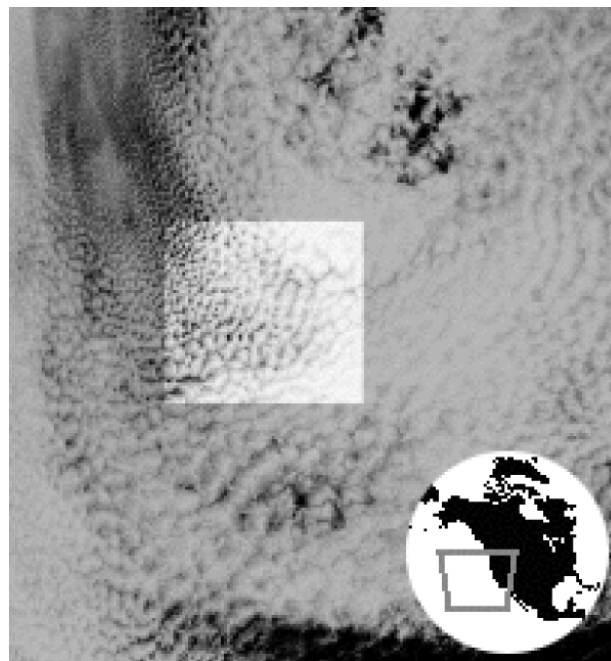


Figure 3-5 : Image visible MODIS de la scène utilisée. La restitution des paramètres nuageux est appliquée à la zone en surbrillance.

Les longueurs d'onde utilisées pour le développement de la procédure de restitution dans la section précédente, sont légèrement différentes de celle de MODIS. Nous avons donc repris des simulations aux longueurs d'onde de MODIS (0.865, 1.64, 2.13 et 11.03 μ m). Des améliorations comme la réflexion spéculaire de l'océan et la variabilité du sommet des nuages ont été incluses dans la simulation des luminances. De plus, contrairement à GLI/ADEOS, MODIS ne mesure pas les luminances à une échelle de 250mx250m dans les canaux proche-infrarouges, nous avons donc enlevé l'écart-type de ces deux luminances du vecteur d'entrée. Nous avons aussi dû corriger, en amont des restitutions, l'absorption due aux gaz atmosphériques.

Nous avons tout d'abord vérifié qu'à partir des réseaux de neurones spécialement entraînés avec des simulations de luminances issues de nuages homogènes, nous réussissions à restituer quasiment les mêmes valeurs que MODIS. Nous avons ensuite comparé les résultats obtenus avec notre modèle inverse de nuages hétérogènes (3D) avec les produits opérationnels MODIS (1D) comme l'épaisseur optique et le rayon effectif (Figure 3-6a et b). Dans le cas de la température du sommet du nuage, nous avons comparé les distributions obtenues (Figure 3-6c).

Sur la Figure 3-6a, nous remarquons que les épaisseurs optiques 1D, dans les cas de couvertures nuageuses quasiment totales, tendent à être supérieures aux épaisseurs optiques 3D, ce qui peut concorder avec un effet de surbrillance comme décrit dans la section 2.2.2.1. Au contraire, pour des couvertures nuageuses partielles ($cf < 0.9$), les épaisseurs optiques 1D sont légèrement inférieures à celles 3D comme prévu par le biais plan-parallèle. Le biais moyen est de -1.09.

Pour le rayon effectif (Figure 3-6b), nous avons séparé les résultats en trois groupes : ceux où la couverture nuageuse restituée est fractionnée (noir) et ceux où la couverture nuageuse restituée est quasiment totale séparés en deux sous-groupes selon le signe de la différence des épaisseurs optiques 3D et 1D. Nous avons fait cette séparation en supposant que le rayon effectif et l'épaisseur optique sont affectés de la même manière par les effets de surbrillance ($\tau_{3D} < \tau_{1D}$, gris foncé) et d'ombrage ($\tau_{3D} \geq \tau_{1D}$, gris clair).

Pour des couvertures nuageuses fractionnées, nous obtenons un rayon effectif 3D plus faible que le rayon effectif 1D, ce qui est en accord avec les restitutions de rayons effectifs observés sur les bords des nuages (Platnick et al., 2003). En effet, dans les cas de couvertures fractionnaires au dessus de surface sombre, la moyenne sous-pixel des luminances nuageuses avec des luminances ciel clair qui sont faibles, conduit à diminuer la valeur de la luminance moyenne donc à restituer un rayon effectif 1D souvent très élevé.

Pour les couvertures nuageuses quasi-totales, nous avons obtenu un rayon effectif 1D légèrement plus élevé que le rayon 3D dans les zones d'ombrage et un rayon effectif 1D plus

faible dans les zones de surbrillance. Ces résultats sont en total accord avec des études postérieures (Marshak et al., 2006; Zhang et al., 2012) concernant les erreurs sur le rayon effectif restitué par MODIS. Il a été montré à partir de simulations que l'hétérogénéité sous-pixel de l'épaisseur optique entraîne un rayon effectif 1D plus élevé que le rayon effectif moyen réel. La variabilité du rayon effectif aurait tendance à conduire à l'inverse mais souvent cette variation est plus limitée. A ces effets sous-pixels s'ajoutent les effets de surbrillance et d'ombrage que l'on retrouve sur la Figure 3-6b. Dans les cas de surbrillance, le nuage semble plus brillant, donc moins absorbant et, par conséquent, le rayon effectif restitué selon l'hypothèse 1D est plus faible. A l'inverse dans les zones d'ombre, la luminance est diminuée et le rayon effectif retrouvé aura tendance à être plus grand.

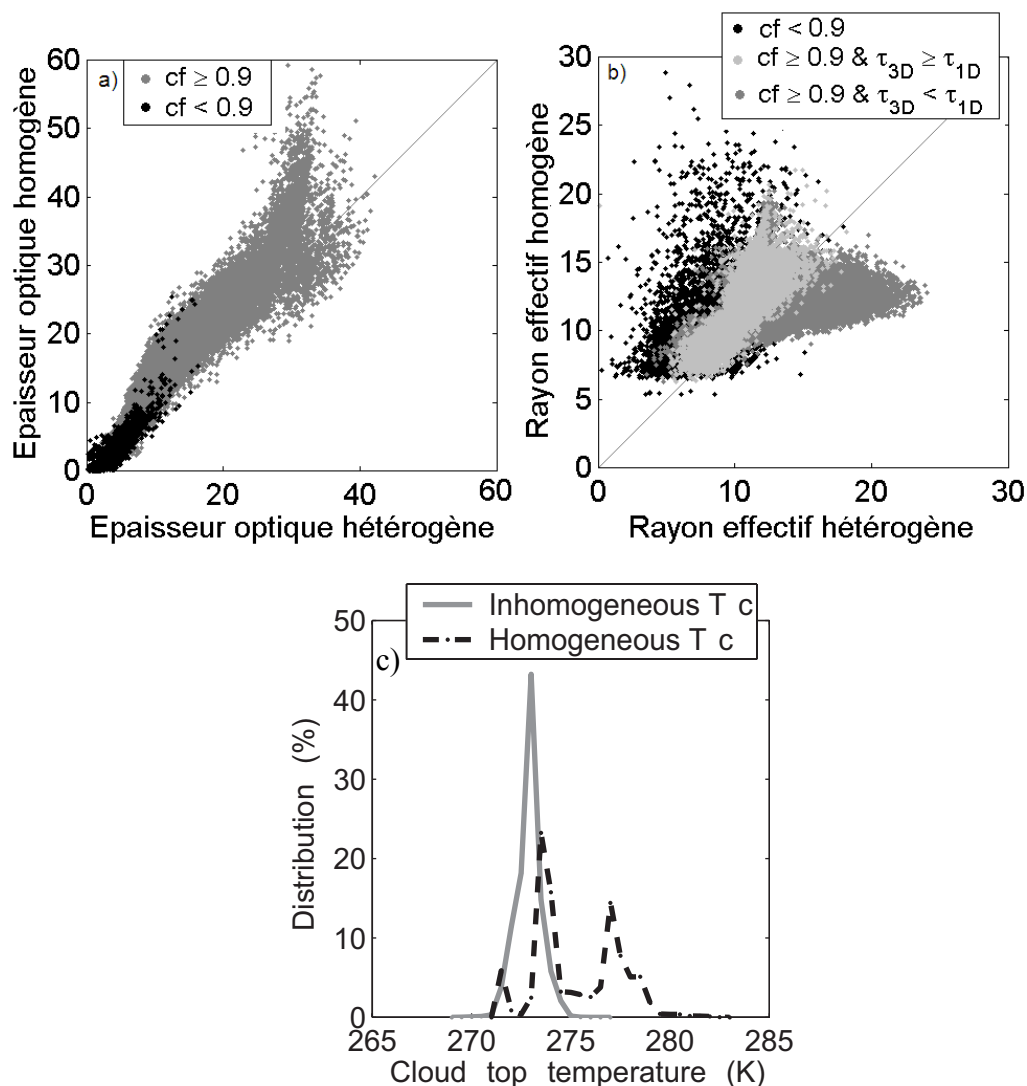


Figure 3-6 : Comparaison des paramètres nuageux restitués avec le modèle classique de nuage homogène et le modèle de nuage hétérogène en utilisant les méthodes neuronales. (a) épaisseur optique; (b) Rayon effectif. (Cornet et al., 2005), (c) Température du sommet du nuage.

Dans le cas de la température du sommet du nuage (Figure 3-6c), l'apport d'un modèle inverse prenant en compte l'hétérogénéité sous-pixel et la couverture fractionnaire est évident. On constate, en effet, que la distribution des températures obtenues avec l'hypothèse du nuage homogène est bimodale avec un mode centré à 273.5K et l'autre à 277K alors qu'en prenant en compte les variabilités sous pixel, on obtient un seul mode centré aux environs de 273K. Dans le cas de l'hypothèse homogène, la surface dont la température est plus élevée (ici, 286K), influence la restitution de la température du nuage surtout en cas de couverture fractionnaire, ce qui correspond bien au deuxième mode.

Nous n'avons aucun moyen de valider directement l'hétérogénéité de l'épaisseur optique et la couverture fractionnaire sous-pixel. Nous avons donc évalué ces paramètres à l'aide des mesures de luminances visibles à 250m. Pour avoir suffisamment de valeurs, nous avons calculé et effectué la restitution des paramètres à l'échelle de 4km. Nous avons comparé le paramètre d'hétérogénéité, σ_τ/τ_{3D} restitué à 4km à l'écart-type relatif des luminances estimé à 250m, $\sigma_{rad250}/\overline{Rad}_{250}$. La couverture fractionnaire a été estimée à partir d'un seuil calculé à partir des luminances à 250m maximales et minimales dans le pixel de 4km, $S = [R_{min} + \frac{R_{max}-R_{min}}{5}]$. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-7. On constate que les corrélations sont élevées et l'écart quadratique moyen égal à 0.06. La restitution de ces deux paramètres apparaît donc correct à 4km et on peut imaginer que ceci l'est aussi à 1km.

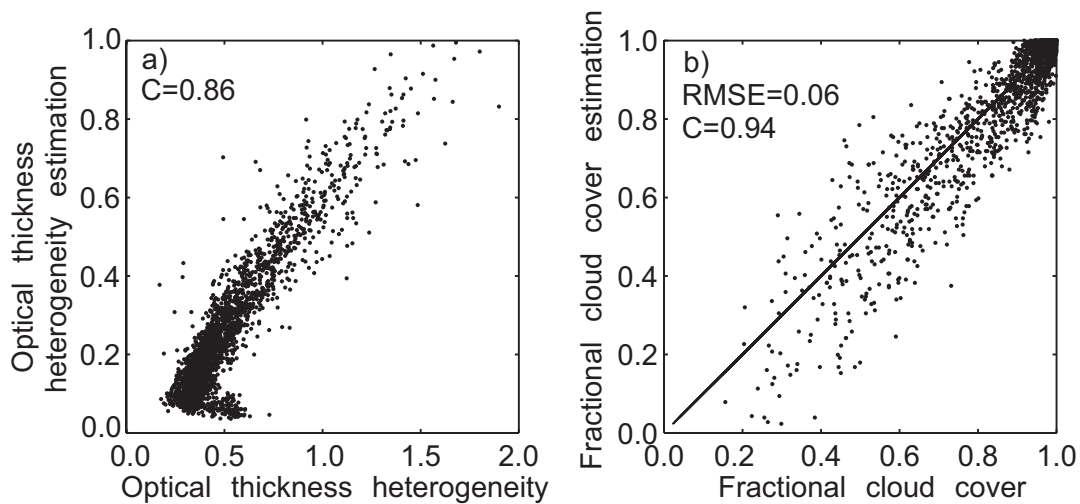


Figure 3-7 : Comparaisons entre l'écart-type de l'épaisseur optique (a) et la couverture nuageuse (b) restitués à 4km avec une estimation de ces deux paramètres à partir des luminances visibles MODIS à 250m.

Avec ces travaux, nous avons donc montré qu'il était possible à partir de mesures multispectrales et multi-échelles à 1km de restituer un modèle de nuage inverse hétérogène à couverture fractionnée à l'aide des méthodes neuronales. Les mêmes types de méthodes ont été

appliqués par (Evans et al., 2008) afin d'utiliser le potentiel multi-angulaire du radiomètre MISR/TERRA pour la restitution de l'épaisseur optique et de son écart-type.

Une limitation des méthodes neuronales réside dans la base de données d'apprentissage. Les réseaux de neurones ne permettant que l'interpolation, cette base doit être exhaustive. Les travaux présentés dans ce document se limitent par exemple aux nuages de type stratocumulus et il faudrait construire une autre base de données pour des nuages différents. Et même pour un type de nuage, cette base de données peut atteindre des dimensions très importantes sachant que chaque gamme de variation doit être prise en compte.

Afin de créer une base de données représentative, il faudrait donc avoir une idée très précise des gammes de variations des différents paramètres mais aussi avoir des modèles de transfert radiatif assez rapides pour la créer. En conclusion, les méthodes neuronales peuvent être applicables pour la restitution de paramètres de nuages hétérogènes mais il faut être prêt à investir dans des temps de calcul importants pour la création de la base de données et pour la phase d'apprentissage. Une fois ces deux étapes réalisées, la restitution des paramètres à partir de mesures réelles est en revanche quasi immédiate.

3.2. Stéréographie et modélisation 3D du TR

Les nuages convectifs sont, eux aussi, d'une grande importance climatologique car ils ont des contenus en eau très élevés qui impliquent les problèmes d'hétérogénéité décrits précédemment mais également la saturation des luminances. Il n'est donc pas possible d'obtenir une mesure fiable de leur contenu en eau, celui-ci étant généralement sous-estimé.

Le radiomètre MISR qui observe chaque scène selon neuf directions de visée, a été utilisé pour étudier l'épaisseur optique et le contenu en eau d'un nuage convectif isolé (**Cornet and Davies, 2008**). Ce nuage était situé dans l'océan pacifique équatorial. Trois des vues de MISR ainsi que la configuration géométrique sont présentées sur la Figure 3-8. Le radiomètre ayant une résolution de 275x275m, les différentes structures nuageuses sont très bien visibles. On remarque aussi qu'en toute logique les caméras avant (DF, CF, BF, et AF) ne voient pas le même côté du nuage que les caméras arrières (AA, BA, CA, DA). MISR possède plusieurs canaux spectraux visibles mais dans ce travail, nous n'avons utilisé que le canal à 672nm.

A partir des neuf caméras de MISR et en utilisant des techniques de stéréographie et photogrammétrie perfectionnées, (Seiz and Davies, 2006) ont réussi à reconstituer l'enveloppe du nuage le long de la ligne blanche de la Figure 3-8. Le principe consiste à reconnaître des caractéristiques du nuage sur deux images successives. A partir des coordonnées au sol de chaque point de l'image et des angles zénithaux, le décalage des repères sur deux images permet

de déduire l'altitude de la caractéristique. On suppose pour cela qu'il n'y a pas eu de mouvement d'une image à l'autre c'est à dire que le nuage n'a ni évolué ni ne s'est déplacé. Cette hypothèse est raisonnable sachant qu'entre les mesures de la première caméra et de la dernière caméra, sept minutes s'écoulent.

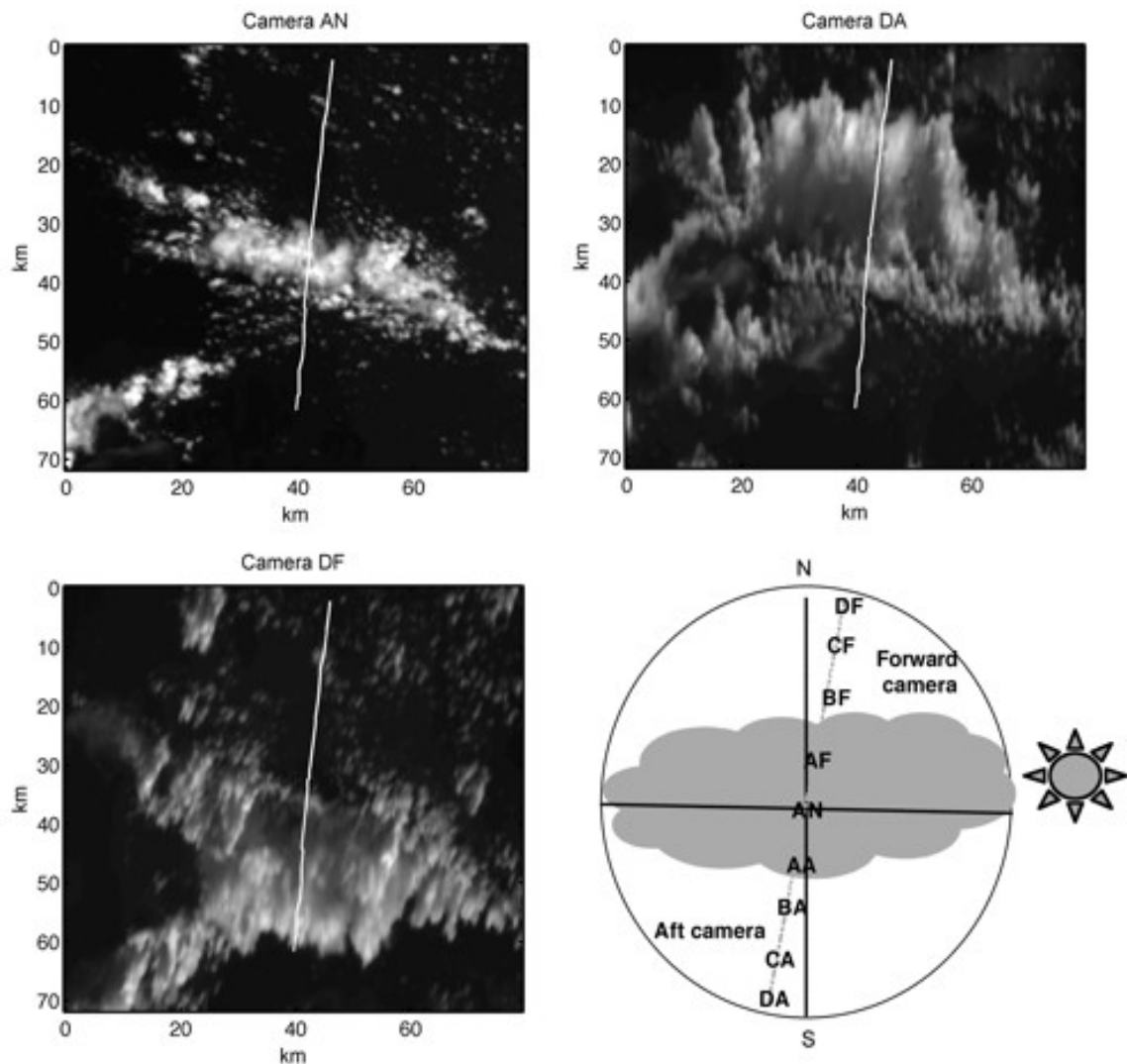


Figure 3-8 : Vues du nuage convectif étudié selon différentes caméras MISR. Les caméras AN, DA et DF correspondent respectivement une angle zénithal de vue de 0° , de -70.5° et de $+70.5^\circ$; Une description schématique du nuage étudié et de la configuration géométrique sont représentés en bas à droite. (Cornet and Davies, 2008)

Les caméras « Forward » permettent la reconstruction de la face nord du nuage et les caméras « Aft », la face sud. A partir de la résolution horizontale de 275m de MISR, on s'attend à obtenir une précision de 200-300m sur les altitudes retrouvées. Les points obtenus pour chaque couple de caméras sont tracés sur la Figure 3-9 (points bleus). Ils sont combinés pour obtenir le

contour du nuage (ligne rouge) sans tenir compte de la concavité des bords des nuages. Le nuage étudié a une extension verticale et horizontale du même ordre de grandeur de l'ordre de 8km.

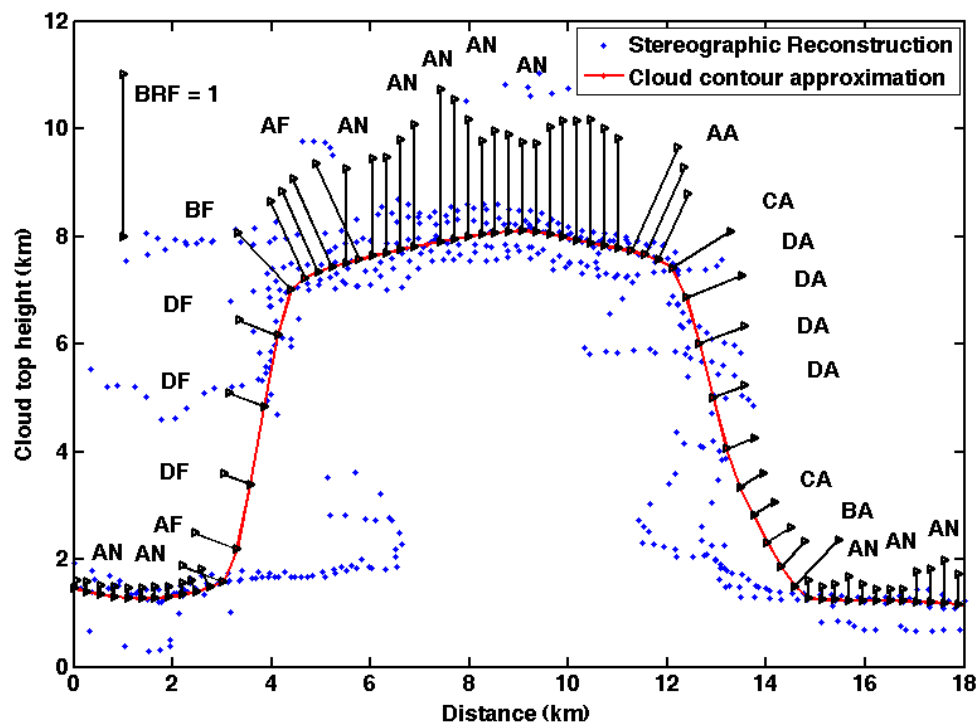


Figure 3-9 : Points bleus :reconstruction stéréographique le long de la ligne blanche de la Figure 3-8 (Seiz and Davies, 2006). Ligne rouge : approximation du contour du nuage utilisé pour le transfert radiatif. Flèche : Représentation des luminances relocalisées le long du contour. La longueur de la flèche est proportionnelle à la valeur de la luminance. (Cornet and Davies, 2008)

Afin de comparer les luminances issues de ce nuage avec des simulations, il a fallu relocaliser les luminances mesurées selon chaque caméra le long du contour du nuage à l'aide de l'altitude et des angles d'observation. Nous avons représenté sur la Figure 3-9 les luminances relocalisées émergeant selon la direction la plus proche de la normale à la surface du nuage. Ces luminances pour les neuf caméras en fonction de la distance sont présentées sur la Figure 3-10.

Nous avons ensuite simulé les luminances obtenues avec le code de transfert radiatif tridimensionnel, 3DMCPOL. Le ciel clair a été reproduit avec une surface océanique et avec un vent de 2.5 m/s, une épaisseur optique Rayleigh de 0.042 et un profil d'aérosols marins situés entre 0 et 10km et utilisé dans l'algorithme opérationnel MISR d'épaisseur optique 0.09. Nous avons utilisé le contour du nuage reconstruit dans la direction Nord-Sud et considéré le nuage comme infini dans la direction Est-Ouest. La géométrie d'observation est celle de la scène avec

un angle zénithal solaire de 22° et un angle azimutal de 82° par rapport à la direction Nord (Figure 3-8d). Les côtés du nuage ne sont donc pas éclairés directement par le soleil.

Pour les propriétés internes du nuage, nous avons ajusté itérativement le coefficient d'extinction en partant d'un coefficient d'extinction uniforme de 10km^{-1} et une fonction de phase C1 dans l'ensemble du nuage. Pour faire cet ajustement, nous avons utilisé uniquement les luminances de la caméra An en comparant à chaque itération les luminances simulées et les luminances mesurées. Sur la Figure 3-10, en rouge, nous présentons le meilleur résultat obtenu avec un coefficient d'extinction verticalement uniforme. On note une bonne concordance entre les simulations et les luminances mesurées par la caméra An. Pour les autres caméras, on note de légères différences possiblement dues aux variabilités verticales, à des structures nuageuses non prises en compte ou encore à une erreur dans la relocalisation des mesures des caméras par exemple pour les caméras Ca et Da.

Nous avons aussi testé l'effet de la variabilité verticale du coefficient d'extinction en introduisant un profil vertical adiabatique pour le coefficient d'extinction. Deux cas ont été considérés, l'un en conservant la même épaisseur optique totale (EXTAD_TAU) et l'autre le même coefficient d'extinction au sommet (EXTAD_EXT) que le cas uniforme (EXTUNI). Nous constatons sur la Figure 3-10, que les changements apportés par la variation verticale du coefficient d'extinction ne sont pas si importants que ceux apportés par les variations horizontales. On remarque, sans surprise, que pour les fortes épaisseurs optiques, les luminances EXTAD_EXT et EXTUNI sont identiques confirmant leurs sensibilités aux modifications dans la partie supérieure du nuage alors que dans les cas d'épaisseurs optiques plus faibles, ce sont les luminances, de mêmes épaisseurs optiques, EXTAD_TAU et EXTUNI qui sont identiques. Cette figure nous permet aussi de voir que les luminances des différentes caméras sont extrêmement corrélées et donc qu'elles ne contiennent certainement que peu d'informations indépendantes pour contraindre les propriétés internes du nuages. Ceci a été confirmée par l'étude de (Evans et al., 2008) qui montre que l'utilisation de la seule caméra An ou de sept caméras diminue l'erreur déjà faible pour un stratocumulus de 41% à 23% et d'environ 14% pour les champs de petits cumulus.

Vu l'altitude du sommet du nuage considéré, nous avons aussi testé la possibilité que le nuage soit composé de particules de glace. Nous avons simulé les luminances en incluant une fonction de phase IHM (C.-Labonnote et al., 2001) entre 6 et 8km. La distribution angulaire obtenue ne correspondait plus à celle mesurée, nous en avons donc déduit qu'il y avait très certainement de l'eau surfondue au sommet du nuage, ce qui concorde avec la phase mixte déterminée par MODIS.

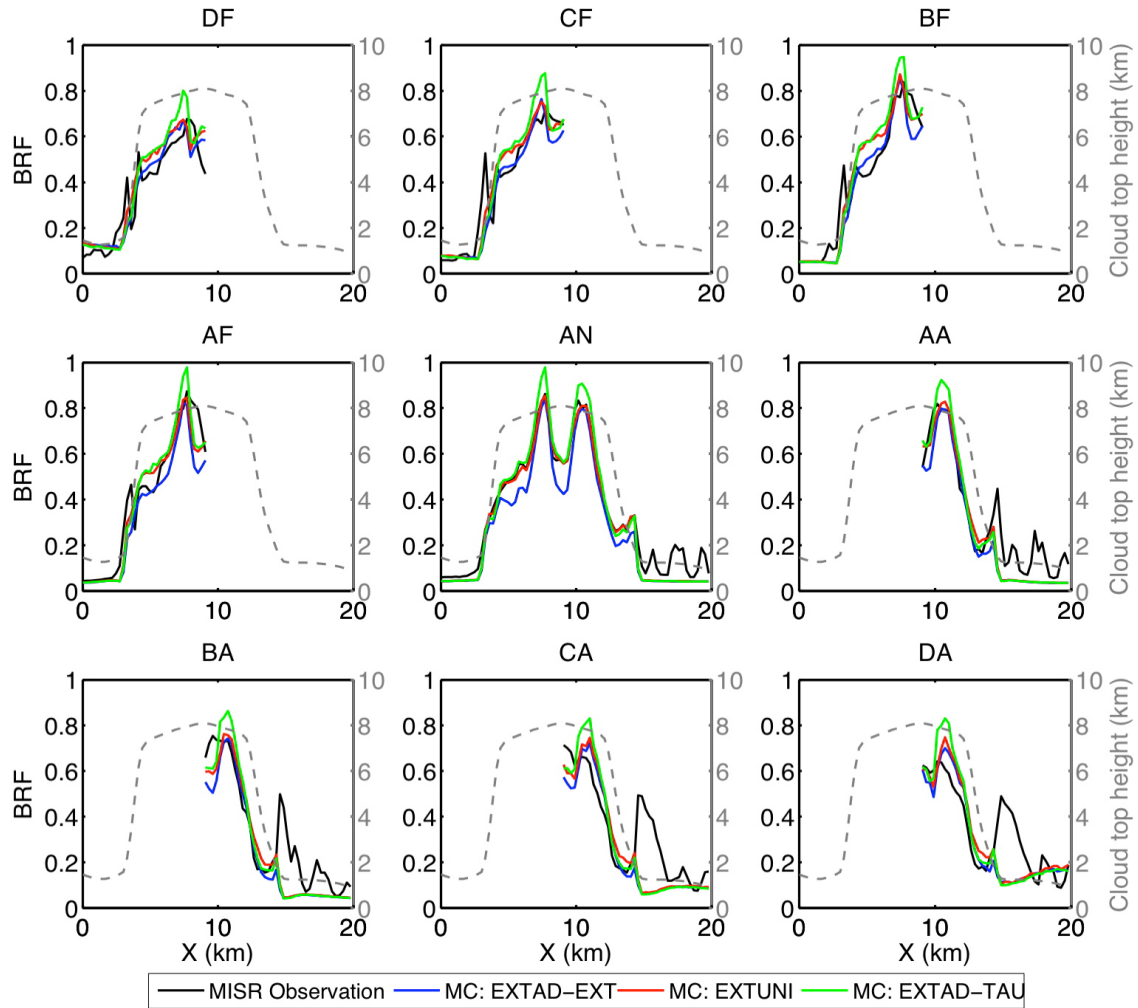


Figure 3-10: Comparaisons des luminances mesurées par chaque caméra MISR (noir) et des luminances simulées avec un code de Monte-Carlo avec une épaisseur optique horizontalement variable: Verticalement, le coefficient d'extinction est supposé uniforme (rouge), augmentant verticalement selon un profil adiabatique avec une épaisseur optique identique au cas uniforme (vert) et augmentant verticalement selon un profil adiabatique avec un coefficient d'extinction au sommet identique au cas uniforme. La ligne en pointillés représente le contour du nuage. (Cornet and Davies, 2008)

Les épaisseurs optiques nécessaires pour reproduire les luminances mesurées en considérant le transfert radiatif tridimensionnel sont présentées sur la Figure 3-11a pour les cas uniforme et adiabatique. Afin de comparer, nous avons aussi tracé l'épaisseur optique restituée par MODIS selon l'hypothèse du nuage plan-parallèle homogène. Les épaisseurs optiques 3D sont nettement supérieures aux épaisseurs optiques 1D. Ceci est une conséquence du transport horizontal du photon. En effet, selon l'hypothèse 1D, le nuage est horizontalement infini alors qu'en 3D, une grande partie de l'énergie « est perdue » par les côtés du nuage. Pour obtenir les mêmes luminances au sommet du nuage que celles mesurées, les épaisseurs optiques 3D doivent donc être plus élevées que celles 1D. Ceci est très nettement visible dans la partie la plus

dense du nuage vers 10km. L'épaisseur optique 3D est égale à 170 comparativement à 40 dans le cas 1D. On peut noter, que cet écart est renforcé par le fait que des valeurs supérieures à 100, sont inatteignables dans le cas 1D, les luminances tendant à saturer vers une épaisseur optique de 60 (la valeur maximale retrouvée dans les tables est de 100).

Les valeurs correspondantes de contenu en eau ont été reportées sur la Figure 3-11b en supposant un rayon effectif de $10\mu\text{m}$. Localement, le contenu en eau peut être sous-estimé d'un facteur compris en 5 et 8 selon l'hypothèse utilisée verticalement. En moyenne, nous obtenons un contenu en eau compris en 233 et 387 g.m^{-2} , soit au minimum 2,5 fois plus élevé que le contenu en eau restitué par MODIS qui est en moyenne de 97 g.m^{-2} .

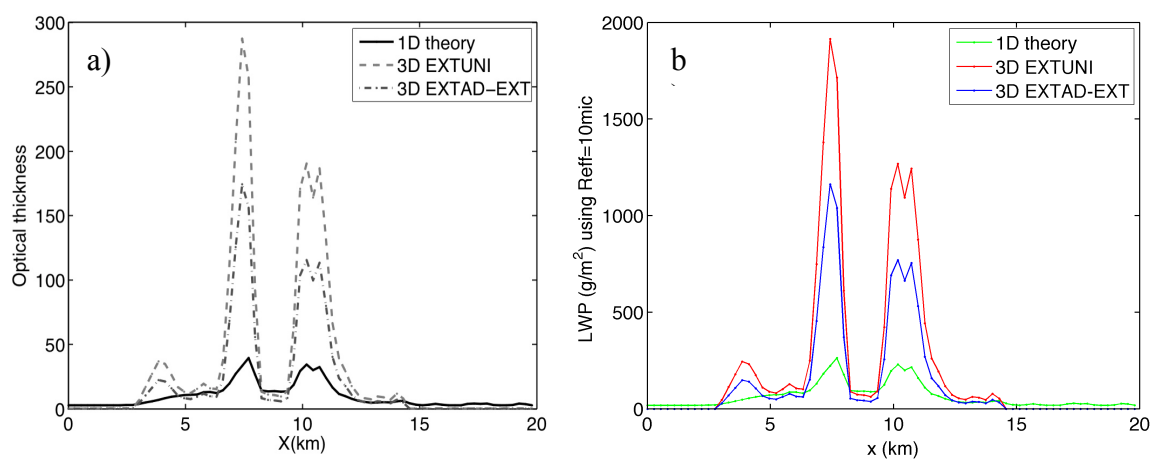


Figure 3-11 : Epaisseur optique et contenu en eau liquide nécessaire pour obtenir les luminances mesurées par le radiomètre MISR avec un homogène de nuage (vert), avec un modèle 3D de nuage ayant des propriétés verticales uniformes (rouge) ou un contenu en eau augmentant verticalement (bleu). (Cornet et Davies, 2008)

Evidemment, l'unicité de la solution trouvée n'est absolument pas garantie mais cette étude permet tout de même d'estimer la sous-estimation importante induite par l'hypothèse 1D sur le contenu en eau d'un nuage convectif. Elle pourrait être une des raisons des différences observées entre le contenu en eau obtenue par MODIS et par radiométrie micro-ondes passives dans le cadre de la mission TRMM (Horváth and Davies, 2007).

3.3. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté deux méthodes permettant de restituer des paramètres de nuages hétérogènes en utilisant une simulation tridimensionnelle du transfert radiatif. La première méthode s'applique pour des situations nuageuses de type stratocumulus en utilisant l'information multispectrale et multi-échelle d'un radiomètre passif comme MODIS. Le lien entre mesures et paramètres nuageux est construit à l'aide de méthodes neuronales.

La deuxième méthode présentée utilise les capacités multi-angulaires du radiomètre à haute résolution spatiale, MISR, pour reconstruire l'enveloppe d'un nuage convectif isolé par stéréographie et déterminer son contenu en eau. Cette méthode est prometteuse mais seulement applicable à partir de mesures à très bonnes résolutions spatiales, de quelques centaines de mètres. Elle demande des temps de calcul relativement importants pour converger vers une solution, d'où la nécessité de diminuer drastiquement les temps de calcul de transfert radiatif tridimensionnel.

Ces méthodes sont encore difficiles à mettre en œuvre de manière opérationnelle mais elles ouvrent des voies qui deviennent ou deviendront possible à exploiter dans un contexte où l'augmentation des capacités de calculs des ordinateurs est quasi-permanente.

Conclusion et perspectives

Dans le contexte actuel de changement climatique, les rétroactions des nuages suite à l'augmentation de la température ou de la quantité d'aérosols peuvent jouer un rôle important. Elles restent pourtant mal connues. L'observation par radiométrie satellite, permet une surveillance quasi globale et continue des constituants atmosphérique et en l'occurrence des aérosols et des nuages. Depuis 2005 (POLDER/PARASOL a été stoppé en 2014), la mission franco-américaine A-Train composée d'une constellation de satellites passifs et actifs volant en formation à quelques minutes d'intervalles a permis d'apporter de nombreuses réponses sur la distribution horizontale et verticale des nuages. Dans un futur proche, la mission EarthCARE (Bezy et al., 2005) développée conjointement par l'ESA (European Space Agency) et la JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) prendra la suite et permettra des mesures passives de flux larges bandes au sommet de l'atmosphère avec le radiomètre BBR (BroadBand Radiometer), de luminances multispectrales du visible à l'infrarouge avec le radiomètre MSI (Multi-Spectral Imager), mais aussi des mesures actives avec le Radar Doppler, CPR (Cloud Profiling Radar) et le Lidar ATLID le tout sur une même plate-forme satellite. Les principaux objectifs de cette mission concernent, comme dans le cas de l'A-Train, l'amélioration de nos connaissances sur le rôle joué par les nuages et les aérosols dans le bilan radiatif de la Terre.

Aux environs de 2020 pour une durée nominale de 21ans, le radiomètre 3MI (Multi-viewing, Multi-channel, Multi-polarisation Imager, Marbach et al., 2013) prendra place à bord des satellites polaires défilants Metop-SG dans le cadre de la mission EPS-SG (Eumetsat Polar System- Second Generation). Cet instrument se place dans la continuité du radiomètre polarisé multi-angulaire POLDER, avec une extension spectrale vers le proche-infrarouge (de 410nm à 2130nm) et une meilleure résolution spatiale de 4km. Il est principalement dédié à l'étude des aérosols et de la qualité de l'air mais sera aussi essentiel pour caractériser les nuages en complément de l'imageur multispectral (METImage) prévu sur les mêmes plates-formes. Le

Laboratoire d'Optique Atmosphérique est et sera évidemment très impliqué dans la préparation et le suivi de cette mission.

Afin de développer des algorithmes et de tester l'apport des mesures proche-infrarouges, un prototype aéroporté de ce radiomètre, OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum, Auriol et al., 2008) est actuellement développé au laboratoire d'Optique Atmosphérique. Il effectue des mesures multi-angulaires et polarisées dans les mêmes canaux spectraux que 3MI. Il a déjà participé à deux campagnes de mesures : CHARMEX (The chemistry-Aerosol Mediterranean Experiment : <https://charmex.lsce.ipsl.fr/>) en juin 2013 et CALIOSIRIS-2 en octobre 2014. Les données sont actuellement en cours de traitement. Il est aussi prévu qu'il participe à une campagne de mesures au large de la Namibie à l'automne 2016 afin d'étudier les interactions aérosols-nuages dans le cadre du projet ANR AEROCLO-SA (AErosol RadiatiON and CLOuds in Southern Africa).

Les radiomètres OSIRIS et 3MI avec leurs informations multispectrales, multi-angulaires et polarisées offrent de nombreuses possibilités. Cependant, dans un contexte opérationnel où les traitements des données et l'obtention des produits doivent être quasi-immédiats, les algorithmes d'inversion doivent être simples et rapides. Pour ces raisons, les algorithmes développés pour 3MI utiliseront, en premier lieu, l'hypothèse du nuage horizontalement et verticalement homogène à plans-parallèles (Kokhanovsky and Munro, 2015).

Cette hypothèse n'est généralement pas vérifiée puisque les propriétés des nuages ne sont constantes ni verticalement ni horizontalement. Le profil vertical des nuages conduit d'ailleurs à la restitution de rayons effectifs qui ne sont pas les mêmes suivant la longueur d'onde proche-infrarouge MODIS utilisée (Platnick, 2000; Nakajima et al., 2009; Suzuki et al., 2010). L'absorption par les gouttes d'eau étant plus élevée à $3.7\mu\text{m}$, le rayonnement pénètre moins profondément dans le nuage qu'à $2.2\mu\text{m}$ et $1.6\mu\text{m}$. On s'attend donc à retrouver un rayon effectif qui correspond à un niveau plus élevé dans le nuage que celui obtenu avec le canal $2.2\mu\text{m}$ ou $1.6\mu\text{m}$. Le futur radiomètre 3MI mesurera les luminances dans ces deux bandes spectrales mais aussi les luminances polarisées. Celles-ci satureront rapidement pour des épaisseurs optiques de 3-4, on s'attend donc à avoir de l'information sur la partie haute du nuage. Grâce à ces nouvelles mesures, on peut espérer retrouver non plus seulement l'épaisseur optique et le rayon effectif d'une couche nuageuse mais les caractéristiques du profil vertical du nuage. Guillaume Merlin que je co-encadre depuis l'automne 2013 travaille sur ce sujet. Une première étape vient d'être finalisée par la soumission d'un article (Merlin et al., n.d.). Il porte sur le contenu en information des mesures de 3MI dans la bande A de l'oxygène pour la restitution de l'altitude de sommet et de l'épaisseur géométrique du nuage. Pour la suite, nous avons défini de nouveaux paramètres nuageux afin de décrire un profil vertical que nous supposons en triangle composé

de deux profils adiabatiques (car le profil adiabatique généralement utilisé pour les cas de nuages d'eau est mis en défaut par la diminution du contenu en eau au sommet du nuage (Nakajima et al., 2010; Carbajal Henken et al., 2014). Nous avons donc défini un nouveau modèle caractérisé par cinq paramètres qui sont l'altitude du sommet du nuage (z_{top}), l'épaisseur géométrique ($H = z_{top} - z_{bottom}$), l'épaisseur optique (COT), le contenu en eau total (LWP) et le rapport $p = (z_{max} - z_{bottom}) / (z_{top} - z_{bottom})$ avec z_{max} l'altitude où le contenu en eau est maximal en augmentant à partir de z_{bottom} et en diminuant jusqu'au sommet du nuage. Une étude du contenu en information est en cours afin de déterminer les conditions pour lesquelles il est possible de restituer ce nouveau modèle de nuage et semble montrer qu'il sera en effet possible de restituer ce nouveau modèle de nuage composé de

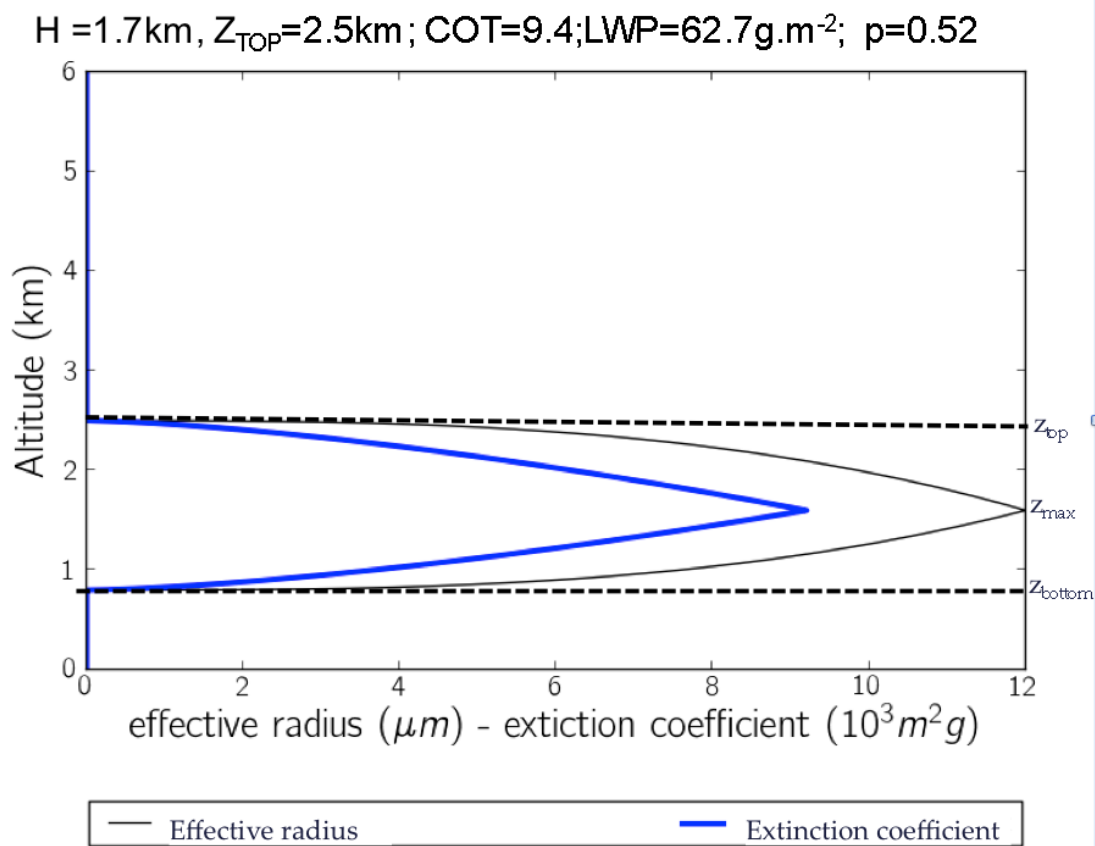


Figure 4-1 : Exemple de nuages verticalement hétérogènes composés de l'association de deux profils adiabatiques et caractérisés par cinq paramètres (Thèse Guillaume Merlin)

Comme nous l'avons vu tout au long de ce document, il existe aussi des hétérogénéités nuageuses horizontales qui conduisent à des erreurs sur les paramètres inversés tels que l'épaisseur optique et le rayon effectif. Or, ces paramètres sont importants pour caractériser les nuages par exemple pour l'étude des interactions aérosols-nuages ou pour obtenir le contenu en

eau des nuages, paramètre important pour le bilan hydrologique. Il est donc primordial d'améliorer la précision de leurs restitutions. Pour le radiomètre POLDER, nous avons montré, à partir de simulations, que le biais plan-parallèle pouvait entraîner sur l'épaisseur optique des erreurs comprises entre -20% et -40% selon l'hétérogénéité du nuage et sa couverture fractionnaire (**Cornet et al., 2013**). En revanche, le rayon effectif et la variance effective de la distribution en taille sont peu affectés par les effets de l'hétérogénéité horizontale lorsque qu'ils sont obtenus à partir des luminances polarisées (partie 2). Cela est indéniablement un atout du radiomètre 3MI d'effectuer des mesures en polarisation car au contraire, il a été montré que les rayons effectifs obtenus en utilisant les longueurs d'onde proche infrarouge étaient très affectés par l'hétérogénéité des nuages (Marshak et al., 2006; Zhang et al., 2012). Les mesures effectués en cas de nuages hétérogènes peuvent même conduire à des valeurs de luminances qui sont en dehors des tables pré-calculées avec le modèle homogène (**Cho et al., 2015**). L'utilisation des longueurs d'onde proche-infrarouges de 3MI devra donc se faire avec précaution.

En suivant la même démarche que pour le radiomètre POLDER, nous utiliserons le modèle 3DMCPOL (**Cornet et al., 2010**) pour effectuer des simulations réalistes de luminances totales et polarisées issues de champs nuageux hétérogènes générés à partir de 3DCLOUD (**Szczap et al., 2014**) ou de modèles météorologiques de méso-échelles (ex : RAMS). Les simulations seront faites aux différentes longueurs d'ondes de 3MI et à sa résolution spatiale de 4km. Comme celle-ci est plus petite que celle de POLDER, le pourcentage d'erreur devrait être légèrement modifié. En complément des études faites jusqu'à présent, cette évaluation quantitative des erreurs devra être reliée à des marqueurs de l'hétérogénéité de la scène. Ils pourront correspondre à des tests de cohérence angulaire ou à une mesure de la variabilité sous-pixel du champ nuageux, en s'appuyant sur les informations de l'imageur METImage. Nous pourrons ainsi délivrer des produits nuageux en indiquant l'erreur due aux effets d'hétérogénéité des nuages et en particulier au biais plan-parallèle. Si cette erreur est importante, nous chercherons à la corriger en utilisant d'une part, l'anisotropie des mesures multi-angulaires de 3MI, qui nous apporte quant à elle une indication sur les effets d'ombrage et de surbrillance et d'autre part, les mesures à plus fine résolution de Met-Image qui nous apporteront une information sur l'hétérogénéité sous-pixel et donc sur le biais plan-parallèle. Une approche utilisant les réseaux de neurones et la construction d'une base de données conséquente pourra être adoptée.

Dans le cas de l'albédo du nuage, nous avons montré que l'erreur est relativement faible car d'une part le même modèle du nuage homogène est utilisé pour inverser les luminances et recalculer les albédos et d'autre part, car une moyenne angulairement pondérée est utilisée (**Buriez et al., 2005**). Les écarts les plus importants sont pour des incidences solaires élevés où, malgré la pondération, les effets de surbrillance et d'ombrage conduisent à une surestimation de

6%. En s'appuyant sur des simulations et en ajustant la pondération, cette erreur doit pouvoir être diminuer.

Le même type de démarche peut être suivi pour les mesures en infrarouge de radiomètres type MODIS, IIR ou prochainement METImage pour la restitution des propriétés des cirrus (les nuages liquides sont généralement trop épais pour utiliser ce type de méthode). Dans le cadre de la thèse de Thomas Fauchez que j'ai co-encadré, nous avons montré les effets de l'hétérogénéité des nuages conduisait à une surestimation du diamètre effectif des cristaux de glace comprise entre 8% et 40% et une sous-estimation de l'épaisseur optique des cirrus comprise entre 5 et 24% (**Fauchez et al., 2015**). Un résultat important de cette étude montre les biais sur les températures de brillance 1D et 3D sont très corrélés avec l'écart-type sous-pixel des épaisseurs optiques, cette relation dépendant du contraste entre sommet de nuage et température de surface (**Fauchez et al., 2014**). Cette corrélation est de très bon augure pour apporter une correction des effets des hétérogénéités dans l'infrarouge. L'estimation de la variabilité sous-pixel peut là-aussi être obtenue à partir de mesures à plus fine résolution spatiale. C'est l'objectif du projet de postdoctoral de Thomas Fauchez qu'il effectue actuellement au centre NASA-Goddard. L'idée est d'utiliser les mesures visibles de MODIS à une résolution de 275m pour obtenir l'information sur la variabilité sous-pixel. A partir de tables pré-calculés, les températures de brillance pourrait être corrigés des effets 3D, ce qui permettrait d'obtenir des paramètres nuageux non perturbés par le biais plan-parallèle.

Dans le contexte actuel de changement climatique, les nuages peuvent être modifiés par une augmentation de la température mais aussi par l'augmentation de la charge en aérosols. L'étude de ces interactions aérosols-nuages est donc capitale et l'effet indirect des aérosols reste une des plus grandes incertitudes concernant l'évolution du climat. Dans ce contexte, (Waquet et al., 2009) ont montré la possibilité de restituer à partir des mesures angulaires de POLDER, les propriétés des aérosols au-dessus des nuages. Nous avons pu vérifié (partie 2.2.2.3), qu'en présélectionnant des scènes relativement homogènes avec des épaisseurs optiques supérieures à trois, la restitution des produits aérosols était peu affectée par les effets des hétérogénéités nuageuses que ce soit pour l'épaisseur optique (**Waquet et al., 2013**) ou pour l'absorption des aérosols (**Peers et al., 2015**).

Pour les situations où les aérosols sont situés au dessus de nuages hétérogènes ou fractionnés, situations courantes à l'Ouest de l'Afrique ou de l'Amérique du Sud, ce ne sera certainement plus le cas. On peut en effet s'attendre à une modification de la signature angulaire de POLDER et à des effets 3D plus importants. De plus, en cas de couverture fractionnaire se

pose la question de l'environnement des nuages pour la restitution des aérosols. En effet, les aérosols situés à proximité des nuages peuvent être humidifiés (Jeong and Li, 2010) mais surtout, l'épaisseur optique restituée peut être faussée par le rayonnement diffusé par les nuages (Zhang et al., 2005), et ceci jusqu'à une distance de plusieurs kilomètres (Wen et al., 2007; Várnai et al., 2013) particulièrement aux courtes longueurs d'onde (Marshak et al., 2008). Pour répondre à ces problématiques, en tant que co-porteur, j'ai déposé et obtenu un projet PNTS pour les années 2014-2016 concernant l'analyse des luminances totales et polarisées dans des cas de couvertures nuageuses fractionnées comportant des aérosols. Les objectifs étant de mieux connaître d'une part, l'effet d'environnement des nuages sur les aérosols pour la luminance totale et en particulier pour la luminance polarisée, ce qui à notre connaissance n'a jamais été étudié et d'autre part, la signature angulaire d'un mélange sous pixels d'aérosols et de nuages. L'objectif plus lointain de ces études étant le développement d'un algorithme d'inversion permettant de restituer les propriétés optiques des aérosols et des nuages.

Dans la troisième partie de ce document, j'ai décrit deux méthodes permettant de restituer des paramètres nuageux dans le cas de nuages hétérogènes. La première est basée sur l'utilisation des méthodes neuronales (**Cornet et al., 2004, 2005**). Le principal désavantage de ce type de méthode ou de celles basées sur des approches Bayésiennes (Marshak et al., 2006; Zinner et al., 2008) réside dans la nécessité de construire des bases de données représentatives. Ceci implique des temps de calcul qui sont importants et la difficulté est de capturer la gamme de variabilités des différents paramètres du modèle nuageux, ce qui n'est pas toujours bien connu. La deuxième méthodologie présentée utilise les capacités multi-angulaire à fine résolution spatiale (275m) du radiomètre MISR pour reconstruire la structure d'un nuage convectif isolé avant d'effectuer un transfert radiatif 3D pour ajuster le coefficient d'extinction de ce nuage (**Cornet and Davies, 2008**). Ce type de méthode qui permet d'obtenir le champ nuageux dans son ensemble en prenant en compte le caractère tridimensionnel de l'atmosphère nuageuse, nécessite des mesures à des résolutions spatiales suffisamment fines.

Le radiomètre aéroporté OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum, Auriol et al., 2008), dont la résolution spatiale au sol est de l'ordre de 20m pour la caméra visible et de 60m pour la caméra proche-infrarouge lorsque l'avion vole à une altitude de 10km, présente cet avantage (Figure 42). Il peut donc être un atout indéniable pour des études concernant le contenu en eau des nuages et/ou les interactions aérosols-nuages. Dans le cadre du projet ANR financé AERO-CLO-SA (AERosol RADIation and CLOuds in Southern Africa), OSIRIS participera, d'ailleurs, à une campagne de mesures au large de la Namibie pendant l'été 2016 qui inclura aussi bien des observations de surface que des observations

satellites afin de mieux connaître les interactions entre aérosols et nuages qui sont importantes dans cette zone. Cette campagne a, en effet, comme principaux objectifs de créer une base de données regroupant les propriétés physiques, chimiques et optiques des aérosols et des nuages au sud-est de l'océan atlantique ; d'améliorer la représentation des nuages et des aérosols dans les modèles et d'utiliser des mesures de terrain pour améliorer les algorithmes d'inversion des aérosols au dessus des terres et des nuages. Ce dernier point rejoint complètement le cadre de notre projet PNTS cité plus haut.

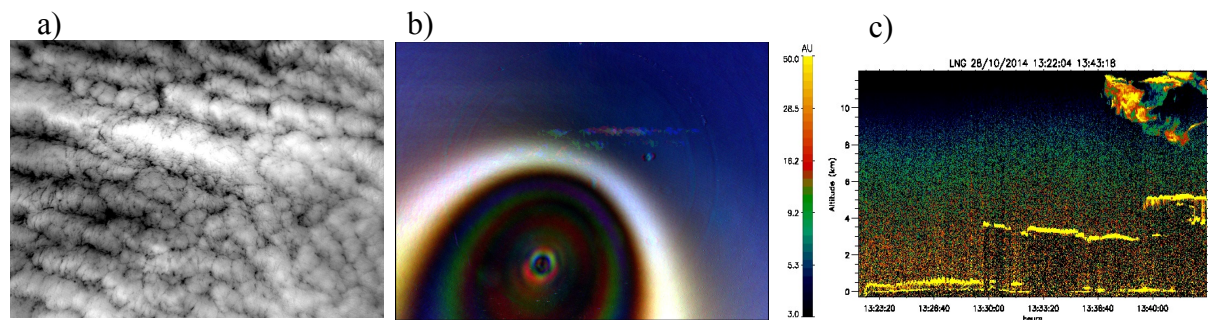


Figure 4-12: (a) Luminances visibles totales mesurées par OSIRIS (b) Composition colorée des trois canaux RGB polarisées d'OSIRIS montrant l'arc en ciel nuageux. (c) exemple de profils obtenus avec lidar LNG.

Les algorithmes d'inversion actuellement développés pour PODLER seront, dans un premier temps, évidemment utilisé pour obtenir les propriétés des aérosols et des nuages. Ces mesures multispectrales et multi-angulaires ouvrent, cependant, la possibilité de développer de nouveaux algorithmes avec non plus l'inversion des propriétés de chaque pixel individuellement mais la restitution du champ nuageux (avec ou sans aérosols) dans son ensemble. En effet, cette résolution de quelques dizaines de mètres, nous permettra assurément de reconstruire l'enveloppe de la structure nuageuse en utilisant séparément ou en complémentarité des méthodes de stéréoscopie (**Cornet and Davies, 2008**), l'information contenue dans la bande A de l'oxygène (Thèse Guillaume Merlin) ou encore l'information aux courtes longueurs d'onde (pression Rayleigh). On peut aussi ajouter qu'OSIRIS vole généralement avec le lidar LNG (Figure 4-2c), ce qui permettra d'apporter des contraintes supplémentaires sur l'altitude du nuage et sa variabilité. Néanmoins, à cette résolution, il est irréal de considérer que les colonnes nuageuses sont indépendantes les unes des autres. L'idée est donc de développer une méthode itérative permettant de restituer le champ nuageux dans son ensemble. La thèse de Christian Matar que je vais co-encadrer et qui débutera en octobre 2015 a comme objectifs de mettre en place une inversion 1D à partir des données de OSIRIS et l'exploration des pistes pour effectuer une inversion multi-pixels des champs nuageux. On pourra s'appuyer sur les travaux effectués dans

le cadre de l'algorithme GRASP (Generalized Retrieval of Aerosol and Surface Properties, Dubovik et al., 2014) développé au laboratoire d'optique atmosphérique pour l'inversion des propriétés des aérosols au dessus de surfaces brillantes. Cet algorithme impose des contraintes sur la variabilité spatiale et temporelle des propriétés afin de retrouver, non plus pixel à pixel les propriétés des aérosols mais une ensemble pixels de façon simultanée (Dubovik et al., 2011). Une deuxième piste à explorer est celle proposée par (Levis et al., 2015), qui ont développé un cadre pour retrouver par tomographie la distribution 3D du coefficient d'extinction d'un nuage isolé en utilisant les fonctions sources du milieu. Récemment, (Martin et al., 2014) ont aussi ouvert une voie prometteuse puisqu'ils ont montré mathématiquement, qu'il était possible d'inverser les propriétés nuageuses de l'ensemble d'un champ nuageux en seulement quelques itérations. Leur méthodologie se base sur l'adjoint au vecteur de stokes simulé de façon tridimensionnelle pour calculer le gradient nécessaire à l'ajustement des propriétés nuageuses. Cette méthode présente l'avantage de commencer par une inversion classique des propriétés des nuages selon l'hypothèse 1D. Les paramètres inversés sont ensuite utilisés comme propriétés d'entrée d'un champ nuageux tridimensionnel à partir duquel on effectue un calcul de transfert radiatif 3D, par exemple avec le modèle 3DMCPOL. Les paramètres ayant été inversés suivant l'hypothèse 1D et le calcul direct ayant été effectué en 3D, on obtient des différences importantes en cas d'hétérogénéité entre les simulations et les mesures. Ce sont ces différences qui sont ensuite utilisées pour calculer l'adjoint au modèle toujours avec un modèle de TR 3D. Des tests de faisabilité devront être effectuée dans le cadre du radiomètre OSIRIS. Au final, on peut espérer effectuer une restitution multi-pixels d'un champ nuageux complexe avec, potentiellement, des aérosols. Ces nouvelles inversions pourront être utilisés statistiquement pour étudier les interactions aérosols-nuages de façon plus précise et elles seront un apport, particulièrement dans des zones de couvertures fractionnés, pour mieux contraindre les modèles méso-échelles.

Ces nouvelles méthodes seront aussi éventuellement applicables dans le cadre du radiomètre 3MI bien qu'à une résolution de 4kmx4km, les effets de transport horizontal des photons soient généralement plus faibles et que les principales erreurs sur les paramètres viennent de l'hétérogénéité sous-pixel. Dans l'idéal, pour mener ce type d'étude sur les nuages et les aérosols à l'échelle globale, il faudrait disposer d'un radiomètre polarisé multi-angulaire, multispectral avec une résolution assez fine. C'était l'idée du projet TOPASE (Twin View Observing Polarimeters for Atmospheric Structure Exploration) proposé par le laboratoire d'optique atmosphérique (porteur J. Riédi) en réponse au 8^{ième} appel d'offre de l'ESA pour l'exploration de la Terre. Cette mission aurait été constituée de deux radiomètres type POLDER volant en formation face à face afin d'observer l'atmosphère selon deux directions. La résolution spatiale aurait été de 500m pour certains canaux.

Bibliographie

- Ackerman, S.A., Strabala, K.I., Menzel, W.P., Frey, R.A., Moeller, C.C., Gumley, L.E., 1998. Discriminating clear sky from clouds with MODIS. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 103, 32141–32157. doi:10.1029/1998JD200032
- Auriol, F., Léon, J.-F., Balois, J.-Y., Verwaerde, C., François, P., Riedi, J., Parol, F., Waquet, F., Tanré, D., Goloub, P., 2008. Multidirectional visible and shortwave infrared polarimeter for atmospheric aerosol and cloud observation: OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum). p. 71491D–71491D–12. doi:10.1117/12.806421
- Barker, H.W., Davies, J.A., 1992. Cumulus cloud radiative properties and the characteristics of satellite radiance wavenumber spectra. *Remote Sens. Environ.* 42, 51–64. doi:10.1016/0034-4257(92)90067-T
- Battaglia, A., Ajewole, M.O., Simmer, C., 2006. Evaluation of Radar Multiple-Scattering Effects from a GPM Perspective. Part I: Model Description and Validation. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 45, 1634–1647. doi:10.1175/JAM2424.1
- Baum, B.A., Yang, P., Heymsfield, A.J., Platnick, S., King, M.D., Hu, Y.-X., Bedka, S.T., 2005. Bulk Scattering Properties for the Remote Sensing of Ice Clouds. Part II: Narrowband Models. *J. Appl. Meteorol.* 44, 1896–1911. doi:10.1175/JAM2309.1
- Benner, T.C., Evans, K.F., 2001. Three-dimensional solar radiative transfer in small tropical cumulus fields derived from high-resolution imagery. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 106, 14975–14984. doi:10.1029/2001JD900158
- Bezy, J.-L., Leibbrandt, W., Heliere, A., Silvestrin, P., Lin, C.-C., Ingmann, P., Kimura, T., Kumagai, H., 2005. The ESA Earth Explorer EarthCARE mission. p. 58820F–58820F–12. doi:10.1117/12.619438
- Boucher, O., Randall, D., Artaxo, P., Bretherton, C., Feingold, G., Forster, P., Kerminen, V.-M., Kondo, Y., Liao, H., Lohmann, U., Rasch, P., Satheesh, S.K., Sherwood, S., Stevens, B., Zhang, X.Y., 2013. Clouds and Aerosols, in: *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press.
- Buras, R., Mayer, B., 2011. Efficient unbiased variance reduction techniques for Monte Carlo simulations of radiative transfer in cloudy atmospheres: The solution. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 112, 434–447. doi:10.1016/j.jqsrt.2010.10.005
- Buriez, J.-C., Doutriaux-Boucher, M., Parol, F., Loeb, N.G., 2001. Angular Variability of the Liquid Water Cloud Optical Thickness Retrieved from ADEOS-POLDER. *J. Atmospheric Sci.* 58, 3007–3018. doi:10.1175/1520-0469(2001)058<3007:AVOTLW>2.0.CO;2

- Buriez, J.-C., Parol, F., Cornet, C., Doutriaux-Boucher, M., 2005. An improved derivation of the top-of-atmosphere albedo from POLDER/ADEOS-2: Narrowband albedos. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 110, D05202. doi:10.1029/2004JD005243
- Buriez, J.C., Vanbauce, C., Parol, F., Goloub, P., Herman, M., Bonnel, B., Fouquart, Y., Couvert, P., Seze, G., 1997. Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *Int. J. Remote Sens.* 18, 2785–2813. doi:10.1080/014311697217332
- Cahalan, R.F., 1994. Bounded cascade clouds: albedo and effective thickness. *Nonlinear Process. Geophys.* 1, 156–167.
- 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., Zhuravleva, T.B., 2005. THE I3RC: Bringing Together the Most Advanced Radiative Transfer Tools for Cloudy Atmospheres. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 86, 1275–1293. doi:10.1175/BAMS-86-9-1275
- Carbajal Henken, C.K., Lindstrot, R., Preusker, R., Fischer, J., 2014. FAME-C: cloud property retrieval using synergistic AATSR and MERIS observations. *Atmos Meas Tech* 7, 3873–3890. doi:10.5194/amt-7-3873-2014
- Cashwell, E.D., Everett, C.J., 1959. A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems [WWW Document]. CERN Doc. Serv. URL <http://cds.cern.ch/record/109908> (accessed 6.10.15).
- Cho, H.-M., Zhang, Z., Meyer, K., Lebsock, M., Platnick, S., Ackerman, A.S., Di Girolamo, L., C-Labonnote, L., Cornet, C., Riedi, J., Holz, R.E., 2015. Frequency and causes of failed MODIS cloud property retrievals for liquid phase clouds over global oceans. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 120, 2015JD023161. doi:10.1002/2015JD023161
- C.-Labonnote, L., Brogniez, G., Buriez, J.-C., Doutriaux-Boucher, M., Gayet, J.-F., Macke, A., 2001. Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals: Validation with ADEOS-POLDER measurements. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 106, 12139–12153. doi:10.1029/2000JD900642
- Collins, D.G., Blättner, W.G., Wells, M.B., Horak, H.G., 1972. Backward Monte Carlo Calculations of the Polarization Characteristics of the Radiation Emerging from Spherical-Shell Atmospheres. *Appl. Opt.* 11, 2684. doi:10.1364/AO.11.002684
- Cornet, C., Buriez, J.-C., Riédi, J., Isaka, H., Guillemet, B., 2005. Case study of inhomogeneous cloud parameter retrieval from MODIS data. *Geophys. Res. Lett.* 32, L13807. doi:10.1029/2005GL022791
- Cornet, C., C-Labonnote, L., Szczap, F., 2010. Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model (3DMCPOL): 3D effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 111, 174–186. doi:10.1016/j.jqsrt.2009.06.013
- Cornet, C., Davies, R., 2008. Use of MISR measurements to study the radiative transfer of an isolated convective cloud: Implications for cloud optical thickness retrieval. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 113, D04202. doi:10.1029/2007JD008921
- Cornet, C., Isaka, H., Guillemet, B., Szczap, F., 2004. Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous clouds from multispectral and multiscale radiance data: Feasibility study. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 109, D12203. doi:10.1029/2003JD004186
- Cornet, C., Szczap, F., C-Labonnote, L., Fauchez, T., Parol, F., Thieuleux, F., Riedi, J., Dubuisson, P., Ferlay, N., 2013. Evaluation of cloud heterogeneity effects on total and polarized visible radiances as measured by POLDER/PARASOL and consequences for retrieved cloud properties, in: AIP Conference Proceedings. Presented at the RADIATION PROCESSES IN THE ATMOSPHERE

- AND OCEAN (IRS2012): Proceedings of the International Radiation Symposium (IRC/IAMAS), AIP Publishing, pp. 99–102. doi:10.1063/1.4804717
- Davies, R., 1978. The Effect of Finite Geometry on the Three-Dimensional Transfer of Solar Irradiance in Clouds. *J. Atmospheric Sci.* 35, 1712–1725. doi:10.1175/1520-0469(1978)035<1712:TEOFGO>2.0.CO;2
- Davis, A.B., Marshak, A., 2010. Solar radiation transport in the cloudy atmosphere: a 3D perspective on observations and climate impacts. *Rep. Prog. Phys.* 73, 026801. doi:10.1088/0034-4885/73/2/026801
- Davis, A., Marshak, A., Cahalan, R., Wiscombe, W., 1997. The Landsat Scale Break in Stratocumulus as a Three-Dimensional Radiative Transfer Effect: Implications for Cloud Remote Sensing. *J. Atmospheric Sci.* 54, 241–260. doi:10.1175/1520-0469(1997)054<0241:TLBSIS>2.0.CO;2
- Deschamps, P.-Y., Breon, F.-M., Leroy, M., Podaire, A., Bricaud, A., Buriez, J.-C., Seze, G., 1994. The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 32, 598–615. doi:10.1109/36.297978
- Desmons, M., Ferlay, N., Parol, F., Mcharek, L., Vanbauce, C., 2013. Improved information about the vertical location and extent of monolayer clouds from POLDER3 measurements in the oxygen A-band. *Atmos Meas Tech* 6, 2221–2238. doi:10.5194/amt-6-2221-2013
- Di Girolamo, L., Liang, L., Platnick, S., 2010. A global view of one-dimensional solar radiative transfer through oceanic water clouds. *Geophys. Res. Lett.* 37, L18809. doi:10.1029/2010GL044094
- Diner, D.J., Xu, F., Garay, M.J., Martonchik, J.V., Rheingans, B.E., Geier, S., Davis, A., Hancock, B.R., Jovanovic, V.M., Bull, M.A., Capraro, K., Chipman, R.A., McClain, S.C., 2013. The Airborne Multiangle SpectroPolarimetric Imager (AirMSPI): a new tool for aerosol and cloud remote sensing. *Atmos Meas Tech* 6, 2007–2025. doi:10.5194/amt-6-2007-2013
- Doicu, A., Efremenko, D., Trautmann, T., 2013. A multi-dimensional vector spherical harmonics discrete ordinate method for atmospheric radiative transfer. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 118, 121–131. doi:10.1016/j.jqsrt.2012.12.009
- Dubovik, O., Herman, M., Holdak, A., Lapyonok, T., Tanré, D., Deuzé, J.L., Ducos, F., Sinyuk, A., Lopatin, A., 2011. Statistically optimized inversion algorithm for enhanced retrieval of aerosol properties from spectral multi-angle polarimetric satellite observations. *Atmos Meas Tech* 4, 975–1018. doi:10.5194/amt-4-975-2011
- Dubovik, O., Lapyonok, T., Litvinov, P., Herman, M., Fuertes, D., Ducos, F., Torres, B., Derimian, Y., Huang, X., Lopatin, A., Chaikovsky, A., Aspetsberger, M., Federspiel, C., 2014. GRASP: a versatile algorithm for characterizing the atmosphere. *SPIE Newsroom*. doi:10.1117/2.1201408.005558
- Dubuisson, P., Giraud, V., Pelon, J., Cadet, B., Yang, P., 2008. Sensitivity of Thermal Infrared Radiation at the Top of the Atmosphere and the Surface to Ice Cloud Microphysics. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 47, 2545–2560. doi:10.1175/2008JAMC1805.1
- Emde, C., Barlakas, V., Cornet, C., Evans, F., Korkin, S., Ota, Y., Labonnote, L.C., Lyapustin, A., Macke, A., Mayer, B., Wendisch, M., 2015. IPRT polarized radiative transfer model intercomparison project – Phase A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 164, 8–36. doi:10.1016/j.jqsrt.2015.05.007
- Emde, C., Buras, R., Mayer, B., 2011. ALIS: An efficient method to compute high spectral resolution polarized solar radiances using the Monte Carlo approach. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 112, 1622–1631. doi:10.1016/j.jqsrt.2011.03.018

- Emde, C., Buras, R., Mayer, B., Blumthaler, M., 2010. The impact of aerosols on polarized sky radiance: model development, validation, and applications. *Atmos Chem Phys* 10, 383–396. doi:10.5194/acp-10-383-2010
- Evans, K.F., 1998. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer. *J. Atmospheric Sci.* 55, 429–446. doi:10.1175/1520-0469(1998)055<0429:TSHDOM>2.0.CO;2
- Evans, K.F., Marshak, A., Várnai, T., 2008. The Potential for Improved Boundary Layer Cloud Optical Depth Retrievals from the Multiple Directions of MISR. *J. Atmospheric Sci.* 65, 3179–3196. doi:10.1175/2008JAS2627.1
- Fauchez, T., Cornet, C., Szczap, F., Dubuisson, P., Rosambert, T., 2014. Impact of cirrus clouds heterogeneities on top-of-atmosphere thermal infrared radiation. *Atmos Chem Phys* 14, 5599–5615. doi:10.5194/acp-14-5599-2014
- Fauchez, T., Dubuisson, P., Cornet, C., Szczap, F., Garnier, A., Pelon, J., Meyer, K., 2015. Impacts of cloud heterogeneities on cirrus optical properties retrieved from space-based thermal infrared radiometry. *Atmos Meas Tech* 8, 633–647. doi:10.5194/amt-8-633-2015
- Faure, T., Isaka, H., Guillemet, B., 2001. Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous and fractional clouds: Feasibility study. *Remote Sens. Environ.* 77, 123–138. doi:10.1016/S0034-4257(01)00199-7
- Ferlay, N., Thieuleux, F., Cornet, C., Davis, A.B., Dubuisson, P., Ducos, F., Parol, F., Riédi, J., Vanbaue, C., 2010. Toward New Inferences about Cloud Structures from Multidirectional Measurements in the Oxygen A Band: Middle-of-Cloud Pressure and Cloud Geometrical Thickness from POLDER-3/PARASOL. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 49, 2492–2507. doi:10.1175/2010JAMC2550.1
- Garnier, A., Pelon, J., Dubuisson, P., Faivre, M., Chomette, O., Pascal, N., Kratz, D.P., 2012. Retrieval of Cloud Properties Using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part I: Effective Emissivity and Optical Depth. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 51, 1407–1425. doi:10.1175/JAMC-D-11-0220.1
- Garnier, A., Pelon, J., Dubuisson, P., Yang, P., Faivre, M., Chomette, O., Pascal, N., Lucker, P., Murray, T., 2013. Retrieval of Cloud Properties Using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part II: Effective Diameter and Ice Water Path. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 52, 2582–2599. doi:10.1175/JAMC-D-12-0328.1
- Genkova, I., Davies, R., 2003. Spatial heterogeneity of reflected radiance from globally distributed clouds. *Geophys. Res. Lett.* 30, 2096. doi:10.1029/2003GL018194
- GIEC, 2013. Résumé à l'intention des décideurs, Changements climatiques 2013: Les éléments scientifiques. Contribution du Groupe de travail I au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, Cambridge University Press. ed.
- Hogan, R.J., 2008. Fast Lidar and Radar Multiple-Scattering Models. Part I: Small-Angle Scattering Using the Photon Variance-Covariance Method. *J. Atmospheric Sci.* 65, 3621–3635. doi:10.1175/2008JAS2642.1
- Horváth, Á., Davies, R., 2007. Comparison of microwave and optical cloud water path estimates from TMI, MODIS, and MISR. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 112, D01202. doi:10.1029/2006JD007101
- Horváth, Á., Davies, R., 2004. Anisotropy of water cloud reflectance: A comparison of measurements and 1D theory. *Geophys. Res. Lett.* 31, L01102. doi:10.1029/2003GL018386
- Horváth, Á., Seethala, C., Deneke, H., 2014. View angle dependence of MODIS liquid water path retrievals in warm oceanic clouds. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 119, 2013JD021355. doi:10.1002/2013JD021355

- Hu, Y.-X., Wielicki, B., Lin, B., Gibson, G., Tsay, S.-C., Stamnes, K., Wong, T., 2000. δ -Fit: A fast and accurate treatment of particle scattering phase functions with weighted singular-value decomposition least-squares fitting. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 65, 681–690. doi:10.1016/S0022-4073(99)00147-8
- Inoue, T., 1985. On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μ m window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* 63, 88–99.
- Iwabuchi, H., 2006. Efficient Monte Carlo Methods for Radiative Transfer Modeling. *J. Atmospheric Sci.* 63, 2324–2339. doi:10.1175/JAS3755.1
- Iwabuchi, H., Hayasaka, T., 2002. Effects of Cloud Horizontal Inhomogeneity on the Optical Thickness Retrieved from Moderate-Resolution Satellite Data. *J. Atmospheric Sci.* 59, 2227–2242. doi:10.1175/1520-0469(2002)059<2227:EOCHIO>2.0.CO;2
- Jeong, M.-J., Li, Z., 2010. Separating real and apparent effects of cloud, humidity, and dynamics on aerosol optical thickness near cloud edges. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 115, D00K32. doi:10.1029/2009JD013547
- Kato, S., Hinkelman, L.M., Cheng, A., 2006. Estimate of satellite-derived cloud optical thickness and effective radius errors and their effect on computed domain-averaged irradiances. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 111, D17201. doi:10.1029/2005JD006668
- Kato, S., Marshak, A., 2009. Solar zenith and viewing geometry-dependent errors in satellite retrieved cloud optical thickness: Marine stratocumulus case. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 114, D01202. doi:10.1029/2008JD010579
- King, M.D., Kaufman, Y.J., Menzel, W.P., Tanre, D., 1992. Remote sensing of cloud, aerosol, and water vapor properties from the moderate resolution imaging spectrometer (MODIS). *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 30, 2–27. doi:10.1109/36.124212
- Kokhanovsky, A.A., Budak, V.P., Cornet, C., Duan, M., Emde, C., Katsev, I.L., Klyukov, D.A., Korkin, S.V., C-Labonnote, L., Mayer, B., Min, Q., Nakajima, T., Ota, Y., Prikhach, A.S., Rozanov, V.V., Yokota, T., Zege, E.P., 2010. Benchmark results in vector atmospheric radiative transfer. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 111, 1931–1946. doi:10.1016/j.jqsrt.2010.03.005
- Kokhanovsky, A., Munro, R., 2015. Cloud retrieval algorithm for the imaging spectro-polarimeter on board EUMETSAT Polar System - Second Generation (EPS-SG). Presented at the EGU General Assembly Conference Abstracts, p. 2390.
- Lacis, A.A., Oinas, V., 1991. 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. Atmospheres* 96, 9027–9063. doi:10.1029/90JD01945
- Levis, A., Schechner, Y.Y., Aides, A., Davis, A.B., 2015. An Efficient Approach for Optical Radiative Transfer Tomography using the Spherical Harmonics Discrete Ordinates Method. *ArXiv150106093 Phys.*
- Liang, L., Di Girolamo, L., Sun, W., 2015. Bias in MODIS cloud drop effective radius for oceanic water clouds as deduced from optical thickness variability across scattering angles. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 2015JD023256. doi:10.1002/2015JD023256
- Liang, L., Girolamo, L.D., 2013. A global analysis on the view-angle dependence of plane-parallel oceanic liquid water cloud optical thickness using data synergy from MISR and MODIS. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 118, 2389–2403. doi:10.1029/2012JD018201
- Loeb, N.G., Coakley, J.A., 1998. Inference of Marine Stratus Cloud Optical Depths from Satellite Measurements: Does 1D Theory Apply? *J. Clim.* 11, 215–233. doi:10.1175/1520-0442(1998)011<0215:IOMSCO>2.0.CO;2

- Loeb, N.G., Davies, R., 1997. Angular dependence of observed reflectances: A comparison with plane parallel theory. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 102, 6865–6881. doi:10.1029/96JD03586
- Loeb, N.G., Davies, R., 1996. Observational evidence of plane parallel model biases: Apparent dependence of cloud optical depth on solar zenith angle. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 101, 1621–1634. doi:10.1029/95JD03298
- Loeb, N.G., Várnai, T., Winker, D.M., 1998. Influence of Subpixel-Scale Cloud-Top Structure on Reflectances from Overcast Stratiform Cloud Layers. *J. Atmospheric Sci.* 55, 2960–2973. doi:10.1175/1520-0469(1998)055<2960:IOSSCT>2.0.CO;2
- Loeb, N.G., Wielicki, B.A., Doelling, D.R., Smith, G.L., Keyes, D.F., Kato, S., Manalo-Smith, N., Wong, T., 2009. Toward Optimal Closure of the Earth's Top-of-Atmosphere Radiation Budget. *J. Clim.* 22, 748–766. doi:10.1175/2008JCLI2637.1
- Marbach, T., Phillips, P., Lacan, A., Schlüssel, P., 2013. The Multi-Viewing, -Channel, -Polarisation Imager (3MI) of the EUMETSAT Polar System - Second Generation (EPS-SG) dedicated to aerosol characterisation. p. 88890I–88890I–9. doi:10.1117/12.2028221
- Marchuk, G.I., Mikhailov, G.A., Nazaraev, M.A., Darbinjan, R.A., Kargin, B.A., Elepov, B.S., 1980. *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Springer Series in Optical Sciences. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- Marshak, A., Davis, A. (Eds.), 2005. *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Physics of Earth and Space Environments. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg.
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R.F., Wiscombe, W., 1998. Nonlocal independent pixel approximation: direct and inverse problems. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 36, 192–205. doi:10.1109/36.655329
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R., Wiscombe, W., 1994. Bounded cascade models as nonstationary multifractals. *Phys. Rev. E* 49, 55–69. doi:10.1103/PhysRevE.49.55
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., Cahalan, R., 1995a. Radiative smoothing in fractal clouds. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 100, 26247–26261. doi:10.1029/95JD02895
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., Titov, G., 1995b. The verisimilitude of the independent pixel approximation used in cloud remote sensing. *Remote Sens. Environ.* 52, 71–78. doi:10.1016/0034-4257(95)00016-T
- Marshak, A., Martins, J.V., Zubko, V., Kaufman, Y.J., 2006. What does reflection from cloud sides tell us about vertical distribution of cloud droplet sizes? *Atmos Chem Phys* 6, 5295–5305. doi:10.5194/acp-6-5295-2006
- Marshak, A., Platnick, S., Várnai, T., Wen, G., Cahalan, R.F., 2006. Impact of three-dimensional radiative effects on satellite retrievals of cloud droplet sizes. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 111, D09207. doi:10.1029/2005JD006686
- Marshak, A., Wen, G., Coakley, J.A., Remer, L.A., Loeb, N.G., Cahalan, R.F., 2008. A simple model for the cloud adjacency effect and the apparent bluing of aerosols near clouds. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 113, D14S17. doi:10.1029/2007JD009196
- Martin, W., Cairns, B., Bal, G., 2014. Adjoint methods for adjusting three-dimensional atmosphere and surface properties to fit multi-angle/multi-pixel polarimetric measurements. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 144, 68–85. doi:10.1016/j.jqsrt.2014.03.030
- Mayer, B., 2009. Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *Eur. Phys. J. Conf.* 1, 75–99. doi:10.1140/epjconf/e2009-00912-1
- Merlin, G., Riedi, J., C-Labonnote, L., Cornet, C., Davis, A.B., Dubuisson, P., Desmons, M., Ferlay, N., Parol, F., n.d. Information content analysis of multiangular measurements in the A-band: application to 3MI and MSPI.

- Mioche, G., Josset, D., Gayet, J.-F., Pelon, J., Garnier, A., Minikin, A., Schwarzenboeck, A., 2010. Validation of the CALIPSO-CALIOP extinction coefficients from in situ observations in midlatitude cirrus clouds during the CIRCLE-2 experiment. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 115, D00H25. doi:10.1029/2009JD012376
- Nakajima, T., King, M.D., 1990. Determination of the Optical Thickness and Effective Particle Radius of Clouds from Reflected Solar Radiation Measurements. Part I: Theory. *J. Atmospheric Sci.* 47, 1878–1893. doi:10.1175/1520-0469(1990)047<1878:DOTOTA>2.0.CO;2
- Nakajima, T., Tanaka, M., 1988. Algorithms for radiative intensity calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 40, 51–69. doi:10.1016/0022-4073(88)90031-3
- Nakajima, T.Y., Suzuki, K., Stephens, G.L., 2010. Droplet Growth in Warm Water Clouds Observed by the A-Train. Part II: A Multisensor View. *J. Atmospheric Sci.* 67, 1897–1907. doi:10.1175/2010JAS3276.1
- Nakajima, T.Y., Suzuki, K., Stephens, G.L., 2009. Droplet Growth in Warm Water Clouds Observed by the A-Train. Part I: Sensitivity Analysis of the MODIS-Derived Cloud Droplet Sizes. *J. Atmospheric Sci.* 67, 1884–1896. doi:10.1175/2009JAS3280.1
- Parol, F., Buriez, J.C., Brogniez, G., Fouquart, Y., 1991. Information Content of AVHRR Channels 4 and 5 with Respect to the Effective Radius of Cirrus Cloud Particles. *J. Appl. Meteorol.* 30, 973–984. doi:10.1175/1520-0450-30.7.973
- Parol, F., Buriez, J.C., Vanbauce, C., Riedi, J., C.-Labonnote, L., Doutriaux-Boucher, M., Vesperini, M., Sèze, G., Couvert, P., Viollier, M., Bréon, F.M., 2004. Review of capabilities of multi-angle and polarization cloud measurements from POLDER. *Adv. Space Res., Climate Change Processes in the Stratosphere, Earth-Atmosphere-Ocean Systems, and Oceanographic Processes from Satellite Data* 33, 1080–1088. doi:10.1016/S0273-1177(03)00734-8
- Peers, F., Waquet, F., Cornet, C., Dubuisson, P., Ducos, F., Goloub, P., Szczap, F., Tanré, D., Thieuleux, F., 2015. Absorption of aerosols above clouds from POLDER/PARASOL measurements and estimation of their direct radiative effect. *Atmos Chem Phys* 15, 4179–4196. doi:10.5194/acp-15-4179-2015
- Platnick, S., 2000. Vertical photon transport in cloud remote sensing problems. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 105, 22919–22935. doi:10.1029/2000JD900333
- Platnick, S., King, M.D., Ackerman, S.A., Menzel, W.P., Baum, B.A., Riedi, J.C., Frey, R.A., 2003. The MODIS cloud products: algorithms and examples from Terra. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 41, 459–473. doi:10.1109/TGRS.2002.808301
- Potter, J.F., 1970. The Delta Function Approximation in Radiative Transfer Theory. *J. Atmospheric Sci.* 27, 943–949. doi:10.1175/1520-0469(1970)027<0943:TDFAIR>2.0.CO;2
- Pujol, O., 2015. Comment on the (misused) concept of photon in radiative transfer, and proposition of a neologism. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 159, 29–31. doi:10.1016/j.jqsrt.2015.02.024
- Rossow, W.B., Schiffer, R.A., 1999. Advances in Understanding Clouds from ISCCP. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 80, 2261–2287. doi:10.1175/1520-0477(1999)080<2261:AIUCFI>2.0.CO;2
- Seiz, G., Davies, R., 2006. Reconstruction of cloud geometry from multi-view satellite images. *Remote Sens. Environ.* 100, 143–149. doi:10.1016/j.rse.2005.09.016
- Starr, D.O., Cox, S.K., 1985. Cirrus Clouds. Part II: Numerical Experiments on the Formation and Maintenance of Cirrus. *J. Atmospheric Sci.* 42, 2682–2694. doi:10.1175/1520-0469(1985)042<2682:CCPINE>2.0.CO;2
- Stephens, G.L., Vane, D.G., Boain, R.J., Mace, G.G., Sassen, K., Wang, Z., Illingworth, A.J., O'Connor, E.J., Rossow, W.B., Durden, S.L., Miller, S.D., Austin, R.T., Benedetti, A., Mitrescu, C., CloudSat

- Science Team, T., 2002. The cloudsat mission and the a-train. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 83, 1771–1790. doi:10.1175/BAMS-83-12-1771
- Stubenrauch, C.J., Rossow, W.B., Kinne, S., Ackerman, S., Cesana, G., Chepfer, H., Di Girolamo, L., Getzewich, B., Guignard, A., Heidinger, A., Maddux, B.C., Menzel, W.P., Minnis, P., Pearl, C., Platnick, S., Poulsen, C., Riedi, J., Sun-Mack, S., Walther, A., Winker, D., Zeng, S., Zhao, G., 2013. Assessment of Global Cloud Datasets from Satellites: Project and Database Initiated by the GEWEX Radiation Panel. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 94, 1031–1049. doi:10.1175/BAMS-D-12-00117.1
- Suzuki, K., Nakajima, T.Y., Stephens, G.L., 2010. Particle Growth and Drop Collection Efficiency of Warm Clouds as Inferred from Joint CloudSat and MODIS Observations. *J. Atmospheric Sci.* 67, 3019–3032. doi:10.1175/2010JAS3463.1
- Szczap, F., Cornet, C., Alqassem, A., Gour, Y., C.-Labonnote, L., Jourdan, O., 2013. A 3D polarized Monte Carlo LIDAR system simulator for studying effects of cirrus inhomogeneities on CALIOP/CALIPSO measurements, in: AIP Conference Proceedings. Presented at the RADIATION PROCESSES IN THE ATMOSPHERE AND OCEAN (IRS2012): Proceedings of the International Radiation Symposium (IRC/IAMAS), AIP Publishing, pp. 139–142. doi:10.1063/1.4804727
- Szczap, F., Gour, Y., Fauchez, T., Cornet, C., Faure, T., Jourdan, O., Penide, G., Dubuisson, P., 2014. A flexible three-dimensional stratocumulus, cumulus and cirrus cloud generator (3DCLOUD) based on drastically simplified atmospheric equations and the Fourier transform framework. *Geosci Model Dev* 7, 1779–1801. doi:10.5194/gmd-7-1779-2014
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., Ioltukhovski, A., 2000a. Effective radiative properties of bounded cascade nonabsorbing clouds: Definition of the equivalent homogeneous cloud approximation. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 105, 20617–20633. doi:10.1029/2000JD900146
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., Ioltukhovski, A., 2000b. Effective radiative properties of bounded cascade absorbing clouds: Definition of an effective single-scattering albedo. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 105, 20635–20648. doi:10.1029/2000JD900145
- van Blerkom, D.J., 1971. Diffuse Reflection from Clouds with Horizontal Inhomogeneties. *Astrophys. J.* 166, 235. doi:10.1086/150952
- Varnai, T., 2000. Influence of Three-Dimensional Radiative Effects on the Spatial Distribution of Shortwave Cloud Reflection. *J. Atmospheric Sci.* 57, 216–229. doi:10.1175/1520-0469(2000)057<0216:IOTDRE>2.0.CO;2
- Varnai, T., Davies, R., 1999. Effects of Cloud Heterogeneities on Shortwave Radiation: Comparison of Cloud-Top Variability and Internal Heterogeneity. *J. Atmospheric Sci.* 56, 4206–4224. doi:10.1175/1520-0469(1999)056<4206:EOCHOS>2.0.CO;2
- Varnai, T., Marshak, A., 2007. View angle dependence of cloud optical thicknesses retrieved by Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS). *J. Geophys. Res. Atmospheres* 112, D06203. doi:10.1029/2005JD006912
- Varnai, T., Marshak, A., 2002. Observations of Three-Dimensional Radiative Effects that Influence MODIS Cloud Optical Thickness Retrievals. *J. Atmospheric Sci.* 59, 1607–1618. doi:10.1175/1520-0469(2002)059<1607:OOTDRE>2.0.CO;2
- Varnai, T., Marshak, A., 2001. Statistical Analysis of the Uncertainties in Cloud Optical Depth Retrievals Caused by Three-Dimensional Radiative Effects. *J. Atmospheric Sci.* 58, 1540–1548. doi:10.1175/1520-0469(2001)058<1540:SAOTUI>2.0.CO;2
- Várnai, T., Marshak, A., Yang, W., 2013a. Multi-satellite aerosol observations in the vicinity of clouds. *Atmos Chem Phys* 13, 3899–3908. doi:10.5194/acp-13-3899-2013
- Várnai, T., Marshak, A., Yang, W., 2013b. Multi-satellite aerosol observations in the vicinity of clouds. *Atmos Chem Phys* 13, 3899–3908. doi:10.5194/acp-13-3899-2013

- Waquet, F., Cornet, C., Deuzé, J.-L., Dubovik, O., Ducos, F., Goloub, P., Herman, M., Lapyonok, T., Labonnote, L.C., Riedi, J., Tanré, D., Thieuleux, F., Vanbauce, C., 2013. Retrieval of aerosol microphysical and optical properties above liquid clouds from POLDER/PARASOL polarization measurements. *Atmos Meas Tech* 6, 991–1016. doi:10.5194/amt-6-991-2013
- Waquet, F., Riedi, J., Labonnote, L.C., Goloub, P., Cairns, B., Deuzé, J.-L., Tanré, D., 2009. Aerosol Remote Sensing over Clouds Using A-Train Observations. *J. Atmospheric Sci.* 66, 2468–2480. doi:10.1175/2009JAS3026.1
- Wen, G., Marshak, A., Cahalan, R.F., Remer, L.A., Kleidman, R.G., 2007. 3-D aerosol-cloud radiative interaction observed in collocated MODIS and ASTER images of cumulus cloud fields. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 112, D13204. doi:10.1029/2006JD008267
- Wielicki, B.A., Parker, L., 1992. On the determination of cloud cover from satellite sensors: The effect of sensor spatial resolution. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 97, 12799–12823. doi:10.1029/92JD01061
- Winker, D.M., Pelon, J., Coakley, J.A., Ackerman, S.A., Charlson, R.J., Colarco, P.R., Flamant, P., Fu, Q., Hoff, R.M., Kittaka, C., Kubar, T.L., Le Treut, H., McCormick, M.P., Mégie, G., Poole, L., Powell, K., Trepte, C., Vaughan, M.A., Wielicki, B.A., 2010. The CALIPSO Mission: A Global 3D View of Aerosols and Clouds. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 91, 1211–1229. doi:10.1175/2010BAMS3009.1
- Yang, P., Wei, H., Huang, H.-L., Baum, B.A., Hu, Y.X., Kattawar, G.W., Mishchenko, M.I., Fu, Q., 2005. Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near- through far-infrared spectral region. *Appl. Opt.* 44, 5512. doi:10.1364/AO.44.005512
- Yang, Y., Di Girolamo, L., 2008. Impacts of 3-D radiative effects on satellite cloud detection and their consequences on cloud fraction and aerosol optical depth retrievals. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 113, D04213. doi:10.1029/2007JD009095
- Zeng, S., Cornet, C., Parol, F., Riedi, J., Thieuleux, F., 2012. A better understanding of cloud optical thickness derived from the passive sensors MODIS/AQUA and POLDER/PARASOL in the A-Train constellation. *Atmos Chem Phys* 12, 11245–11259. doi:10.5194/acp-12-11245-2012
- Zeng, S., Parol, F., Riedi, J., Cornet, C., Thieuleux, F., 2011. Examination of POLDER/PARASOL and MODIS/Aqua Cloud Fractions and Properties Representativeness. *J. Clim.* 24, 4435–4450. doi:10.1175/2011JCLI3857.1
- Zeng, S., Riedi, J., Parol, F., Cornet, C., Thieuleux, F., 2013. An assessment of cloud top thermodynamic phase products obtained from A-Train passive and active sensors. *Atmos Meas Tech Discuss* 6, 8371–8411. doi:10.5194/amtd-6-8371-2013
- Zhang, J., Reid, J.S., Holben, B.N., 2005. An analysis of potential cloud artifacts in MODIS over ocean aerosol optical thickness products. *Geophys. Res. Lett.* 32, L15803. doi:10.1029/2005GL023254
- Zhang, Z., Ackerman, A.S., Feingold, G., Platnick, S., Pincus, R., Xue, H., 2012. Effects of cloud horizontal inhomogeneity and drizzle on remote sensing of cloud droplet effective radius: Case studies based on large-eddy simulations. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 117, D19208. doi:10.1029/2012JD017655
- Zinner, T., Marshak, A., Lang, S., Martins, J.V., Mayer, B., 2008. Remote sensing of cloud sides of deep convection: towards a three-dimensional retrieval of cloud particle size profiles. *Atmos Chem Phys Discuss* 8, 4267–4308. doi:10.5194/acpd-8-4267-2008
- Zinner, T., Mayer, B., 2006. Remote sensing of stratocumulus clouds: Uncertainties and biases due to inhomogeneity. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 111, D14209. doi:10.1029/2005JD006955
- Zinner, T., Mayer, B., Schröder, M., 2006. Determination of three-dimensional cloud structures from high-resolution radiance data. *J. Geophys. Res. Atmospheres* 111, D08204. doi:10.1029/2005JD0060

Curriculum Vitae
CORNET Céline
Maître de Conférence

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
Bat. P5bis-Bureau 358
Université de Lille 1
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex
Née le 06 avril 1977 au Puy en Velay (43)

section CNU n°37
E-Mail: celine.cornet@univ-lille1.fr
Tél.: (33) 3.20.33.61.91
Fax: (33) 3.20.43.43.42

Formation universitaire

- 2000-2003** **Thèse de doctorat** en physique de l'atmosphère, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand
- 1999-2000** **DEA** en Climat et physico-chimie de l'atmosphère, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand
- 1995-1999** **Maîtrise** de Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand
- 1994-1995** **Baccalauréat scientifique** (option physique), Lycée Charles et Adrien Dupuy, Le Puy en Velay

Expériences professionnelles

- 2005-** **Maître de Conférence**, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille. Années 2011-2012 et 2012-2013 : Délégation CNRS à 50%

Thèmes de Recherche:

Interactions nuages-rayonnement: Transfert radiatif total et polarisé du solaire à l'infrarouge dans une atmosphère tridimensionnelle.

Téledétection de paramètres nuageux: Impacts des effets 3D et de l'hétérogénéité des nuages sur les luminances mesurées et sur les paramètres inversés; Restitution de paramètres nuageux dans des atmosphères tridimensionnelles

- 2004-2005** **Post-doctorat** au Jet Propulsion Laboratory, Université de Caltech, Californie, Etats- Unis, sous la supervision de Roger Davies
- 2003-2004** **Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche**, Laboratoire d'optique atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille
Mise au point d'une méthode de restitution dans des cas de nuages hétérogènes à partir des données multispectrales du radiomètre MODIS
- 2000-2003** **Doctorat** financé par la Délégation Générale de l'Armement (DGA), Laboratoire de Météorologie Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
Directeur de Thèse : Harumi Isaka ; Co-directeur : Bernard Guillemet
Restitution de paramètres nuageux par méthodes neuronales dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire.

Encadrements de travaux de recherche

Doctorat:

2015-2018 : Co-direction de Christian Matar, *Restitution de propriétés nuageuses à partir des mesures multi-spectrales, multiangulaires et polarisées du polarimètre aéroporté OSIRIS*, Université Lille 1, Directeur ; F. Parol

2013-2016 : Co-encadrement de Guillaume Merlin, *Préparation à l'exploitation des observations multi-spectrales, multi-angulaires et polarisées de l'instrument 3MI pour les atmosphères nuageuses*, Université de Lille 1, Directeur: J. Riédi ; co-directeur : L. C-Labonnote. **Publication n° A1**

2013-2016 : Co-direction de Cyrille Fotsing Talla, *Analyse de la distribution spectrale de l'irradiation solaire incidente au Cameroun*, Université de Yaoundé, Directeur : Pr. D. NJOMO (LATEE, Université de Yaoundé). **Publication n° A2**

2010-2013 : Co-direction de Thomas Fauchez, *Effets de l'hétérogénéité des cirrus sur les températures de brillance et sur les propriétés optiques restituées par radiométrie infrarouge depuis l'espace*, Université de Lille1, directeur: P. Dubuisson
Publications n° A6, A7, A8

2007-2010 : Co-direction d'une étudiante en thèse, Shan Zeng, *Comparaison et analyse statistique des propriétés nuageuses dérivées des instruments POLDER et MODIS dans le cadre de l'expérience spatiale A-Train*, Université de Lille1, directeur: F. Parol ; co-encadrant : J. Riédi. **Publications n° A9, A11, A12**

Master 2 :

2015 : Encadrement de Christian Matar, *Analyse des mesures du radiomètre aéroporté OSIRIS au dessus d'un mélange d'aérosols et de nuages*, Université de Lille 1.

2013 : Co-Encadrement de Guillaume Merlin, *Utilisation d'une méthode variationnelle pour la restitution de paramètres nuageux*, Université de Lille1.

2008 : Co-encadrement de Lucile Wacheux, *Etude statistique et signatures angulaires caractéristiques de nuages hétérogènes observés à partir de POLDER/PARASOL*, Université de Lille 1.

Master 1 :

2008 : Encadrement de Habib Amrani, *Etude statistique des produits nuageux de l'instrument spatial POLDER/PARASOL*, Université de Lille 1.

Licence 3 :

2012 : Encadrement de Ohtmane Wahbi et Stell Nianga, *Simulation du rayonnement atmosphérique descendant mesuré par le radiomètre OSIRIS (Observing System Including Polarization in the Solar Infrared Spectrum)*, Université de Lille 1.

Participation/animation de projets de recherche et collaborations

- 2014-2016 :** Co-porteur du projet PNTS (Programme National de Télédétection Spatiale), *Restitution de propriétés optiques d'aérosols et de nuages dans des scènes nuageuses hétérogènes et fractionnées à partir de mesures POLDER/PARASOL*, **Collaboration avec le LaMP (Clermont-Ferrand)**
- 2014-2016 :** Co-proposante pour le projet TOSCA/CNES, *Préparation à l'exploitation scientifique de 3MI/EPs-SG pour l'observation des nuages et de la vapeur d'eau*, porteur J. Riédi
- 2015 -2017 :** Participante au projet PNTS , *Sondage et Caractérisation Verticale Des Atmosphères Nuageuses à l'aide de Mesures Satellitales Passives*, porteur N. Ferlay
- 2014-2017 :** Participante au projet TOSCA/CNES, *Green Edge: primary production in the Arctic Ocean and the phytoplankton spring bloom dynamics*, porteur : M. Babin, **Collaboration avec Takuvik (Univ.Laval- Québec,Canada)**
- 2013-2016 :** Participante au projet TOSCA et LEFE, *EECLAT - Expecting Earth-Care, Learning from ATrain*, Porteurs : J. Delanoé ; V. Noël
Collaboration avec le LaMP (Clermont-Ferrand) et le LATMOS (UVSQ, Paris)
- 2013-2014 :** Participante au projet PNTS, *Effets radiatifs des Nuages hétérogènes sur les Mesures des capteurs Polder, IIR et Calipso de l' A-train (NuMat)*, porteur :F. Szczap, **Collaboration avec le LaMP (Clermont-Ferrand)**
- 2011-2013 :** Participante au projet PNTS, *Meilleure caractérisation des structures nuageuses par l'exploitation de mesures Multiangulaires dans des bandes d'absorption gazeuse*, porteur : N. Ferlay
- 2010-2012 :** Participante au projet PNTS, *Evaluation des effets 3D des nuages sur les quantités radiatives mesurées par les capteurs de l'A-train*, porteur : F. Szczap, **Collaboration avec le LaMP (Clermont-Ferrand)**

Collaborations européennes et internationales :

Meteorological Institute - Ludwig-Maximilians-University (Munich, Allemagne) :
Intercomparaisons de codes de transfert radiatifs. Publications n° A3 et A16 et communications C5.

Université de Baltimore –(Maryland, USA) : Etudes sur les erreurs de restitutions des paramètres nuageux. Publications n° A4 et communications n° C7, C11, C21, C23

Jet Propulsion Laboratory (NASA, Pasadena) : Travaux sur la bande A de l'oxygène et sur le transfert radiatif 3D. Publications n° A14 et A17 et communications C7, C31, C45, C48.

Environmental Energy Technologies Laboratory (Yaounde, Cameroun) :
Comparaisons des flux solaires mesurés au sol et estimés à partir de produits satellites.
Publication n° A2

Participation à des jurys de thèse (Examinatrice)

Laurent Makké, examinatrice, soutenance le 18 juin 2015 à l'école des Ponts ParisTech (Marne la Vallée) : « *Modélisation 3-D du rayonnement atmosphérique infrarouge utilisant l'approche en émissivité : application à l'étude du brouillard radiatif.* ». Directeurs : Bertrand Carissimo et Luc Musson-Genon

Fonctions et responsabilités en enseignement

Enseignements :

2014-2016 : Licence SESI (C-TD-TP): UE Physique S1, UE Physique expérimentale S2, UE Optique S2
Licence Focus (TD-TP-Stage) : UE Sciences Expérimentales ; UE Démarche d'Investigation Scientifique, stage

Depuis 2006 : Master Physique : UE Traitement des Données et du Signal, partie traitement des données puis plan d'expérience

2005-2014: Licence LSTA (CTD-TP) : UE optique géométrique et ondulatoire S1

2010-2014 : Licence Sciences Exactes (S5-S6) : : UE Sciences Expérimentales ; UE Démarche d'Investigation Scientifique, stage

2007, 2010: Licence LSTA (CTD-TP) : UE électrocinétique S2

2010 DAEU (diplôme d'accès aux études universitaires), électronique, niv. P9

2003-2004 : ATER (section 37), Université de Lille 1
Enseignement de Physique en 1^{ère} année de DEUG : 92H

2001-2003 : Vacataire à l'université d'Auvergne, 2^{ème} année IUT par alternance;
Cours, TD et TP en thermodynamique et thermique : 44H/an.

Responsabilités :

2015 Responsable de section en L1-SESI

2014-201 Licence Sciences de l'éducation, parcours FoCuS, co-responsable, partie Physique de l'UE Sciences expérimentales, L3-S5

2014 Licence SESI-S1, Mise place du TP « Effet Doppler »

2010-2013 LST-A, S1, responsable de l'organisation de TP de Physique pour environ 300 étudiants

Fonctions administratives et d'intérêts collectifs

Conseils et Comités :

depuis 2015 Mandatée au comité technique de université de Lille 1
depuis 2011 Membre élu de CA de l'UFR Physique
depuis 2009 Membre élu du Conseil de Laboratoire, collège B
2010 Membre du comité de sélection, Université Blaise Pascal, section CNU 37

Conférences et ateliers scientifiques :

03/2015 : Co-animatrice pour table Ronde « Les codes de transfert radiatif rapides » de l'atelier TRATTORIA
06/2013 : Participante au comité locale d'organisation de l' ELS (Electromagnetic and Light Scattering) conférence à Lille

Actions de vulgarisation scientifiques

2015 : Participante à Science Factor à l'Université de Lille 1
2012-2014 : Participation à la Fête de la science à Hem avec des étudiants de L3
2006, 2007 : Participation à la fête de la Science à Lille

Relectrice scientifique pour différents journaux scientifiques:

Atmosphere, ; Atmospheric Chemistry and Physics ; Journal of Geophysical Research ; Remote sensing of environnement ; Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer

Evaluatrice Scientifique :

2015 : projet soumis à the Netherlands Foundation for Fundamental Research on Matter
2007 : projet soumis à the Office of Science, U.S. Department of Energy

Publications et communications

Thèse de Doctorat

Cornet, C., 2003, Restitution de paramètres nuageux par méthodes neuronales dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire, Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, pp. 162.

Chapitre de Livres

Cornet C, C. –Labonnote L, Szczap F, 2010 : Chapter 3: 3DMCPOL: Using a 3D radiative transfer Monte-Carlo model to assess radiative effects on polarized reflectances above cloud scenes in *Light scattering reviews*, vol.5, ed. by A. Kokhanovsky, Springer Verlag.

Publications dans des revues à comité de lecture

2015

- A1. Merlin, G. Riedi, J., C-Labonnote, L., **Cornet, C.**, Davis, A.B., Dubuisson, P., Desmons, M., Ferlay, N., and Parol, F., Cloud Information Content Analysis of Multi-angular Measurements in the Oxygen A-band: Application to 3MI and MSPI, **en discussion à AMTD**, 8, 12709-12758, doi:10.5194/amtd-8-12709-2015
- A2. Fotsing Talla, C., Njomo D., **Cornet C.**, Dubuisson P., Nsouandele J.L., 2015: Acquisition and Study of Global Solar Radiation in Maroua-Cameroon, *International Journal of Renewable Energy Research (IJRER)* 5, 910–918.
- A3. Emde C., Barlasas, V., **Cornet C.**, Evans, F., Korkin, S., Ota, Y., C-Labonnote, L., Lyapustin, A., Macke, A., Mayer, B., Wendisch, M., 2015: IPRT polarized radiative transfer model intercomparison project -- phase A, *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, 164, 8–36. doi:10.1016/j.jqsrt.2015.05.007.
- A4. Cho H-M., Zhang ^Z, Meyer K., Lebsock M., Platnick S., Ackerman A.S., Di Girolamo L., C-Labonnote L., **Cornet C.**, Riedi J., Holz R.E., 2015, Frequency and causes of failed MODIS cloud property retrievals for liquid phase clouds over global oceans, *J. Geophys. Res.*, DOI: 10.1002/2015JD023161,
- A5. Peers F., F. Waquet, **C. Cornet**, P. Dubuisson, F. Ducos, P. Goloub, F. Szczap, D. Tanré, F. Thieuleux, 2015 : Absorption of aerosols above clouds from POLDER/PARASOL measurements and estimation of their Direct Radiative Effect, *Atmos. Chem. Phys.*, 15, 4179-4196, doi:10.5194/acp-15-4179-2015
- A6. Fauchez T., P. Dubuisson, **C. Cornet**, F. Szczap, A. Garnier, J. Pelon, and K. Meyer, 2015 : Impacts of cloud heterogeneities on cirrus optical properties retrieved from space-based thermal infrared radiometry, *Atmos. Meas. Tech.*, 8, 633-647, doi:10.5194/amt-8-633-2015.

2014

- A7. Szczap, F., Y. Gour, T. Fauchez, **C. Cornet**, T. Faure, O. Joudan and P. Dubuisson,

- 2014, 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., *Geosci. Model Dev.*, **7**, 1779-1801, doi:10.5194/gmd-7-1779-2014.
- A8. Fauchez, T., **C. Cornet**, P. Dubuisson, F. Szczap and T. Rosambert, 2014 : Impacts of cirrus clouds heterogeneities on TOA thermal infrared radiation, *Atmos. Chem. Phys.*, **14**, 5599-5615, doi:10.5194/acp-14-5599-2014
- A9. Zeng S., J. Riedi, F. Parol, **C. Cornet** and F. Thieuleux, 2014, *Atmos. Meas. Tech.*, **12**, 11733-11764., doi:10.5194/amtd-6-8371-2013.
- 2013**
- A10. Waquet, F., **C. Cornet**, J.-L. Deuzé, O. Dubovik, F. Ducos, P. Goloub, M. Herman, T. Lapionak, L. Labonnote, J. Riedi, D. Tanré, F. Thieuleux, and C. Vanbaucé, 2013 : Retrieval of aerosol microphysical and optical properties above liquid clouds from POLDER/PARASOL polarization measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, **6**, 991-1016.
- 2012**
- A11. Zeng S., **C. Cornet**, F. Parol, J. Riedi, and F. Thieuleux, 2012 : A better understanding of cloud optical thickness derived from the passive sensors MODIS/AQUA and POLDER/PARASOL in the A-Train constellation, *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 11245-11259.
- 2011**
- A12. Zeng, S., Parol, F., Riédi, J., , **Cornet C.**, and Thieuleux F., 2011 : Examination of POLDER/PARASOL and MODIS/Aqua Cloud Fractions and Properties Representativeness, *J. Climate*, **24**, 4435-4450, DOI: 10.1175/2011JCLI3857.1.
- 2010**
- A13. **Cornet C.**, C-Labonnote L., and F. Szczap, 2010, Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model (3DMCPOL): 3D effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud, *J. Quant. Spect. Rad. Transfer*, **111**, 174-186, doi: 10.1016/j.jqsrt.2009.06.013.
- A14. Ferlay, N., F. Thieuleux, **C. Cornet**, A. B. Davis, P. Dubuisson, F. Ducos, F. Parol, J. Riédi, C. Vanbaucé, 2010, Toward new inferences about cloud structures from multidirectional measurements in the oxygen A band: Middle-of-cloud pressure and cloud geometrical thickness from POLDER3/PARASOL, *J. Appl. Meteor. Clim*, **2010**, **49**, 2492-2507, doi: 10.1175/2010JAMC2550.1
- A15. Garrett, T.J., Schmidt, C.T., Kihlgren, S. and **Cornet, C.**, 2010, Mammatus clouds as a response to cloud base radiative heating, *J. Atm. Sci.*, **67**, 3891-3902, doi:10.1175/2010JAS3513.1
- A16. Kokhanovsky A.A., Budak V.P., **Cornet C.**, Duan M., Emde C., Katsev I.L., Klyukov D.A., Korkin S.V., C-Labonnote L., Mayer., B., Min Q., Nakajima, T., Ota Y., Prikhach A.S., Rozanov V.V., Yokota T., Zege E.P., 2010: Benchmark results in vector atmospheric radiative transfer, *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, **111**, 1931-1946, doi: 10.1016/j.jqsrt.2010.03.005
- 2008**
- A17. **Cornet, C.**, and R. Davies, 2008: Use of MISR measurements to study the radiative transfer of an isolated convective cloud: Implications for cloud optical thickness retrieval, *J. Geophys. Res.*, **113**, 1-11, D04202, doi:10.1029/2007JD008921.
- 2005**
- A18. **Cornet, C.**, Buriez, J-C., Riédi, J., Isaka, H. and B. Guillemet, 2005: Case study of inhomogeneous cloud parameter retrieval from MODIS data, *Geophys. Res. Lett.*, **32**,

L13807, [doi:10.1029/2005GL022791](https://doi.org/10.1029/2005GL022791).

- A19. Buriez, J.C., Parol, F., **Cornet C.**, and Doutriaux-Boucher, M., 2005: An improved derivation of the top-of-atmosphere albedo from POLDER/ADEOS-2. Part I : Narrowband albedos., *J. Geophys. Res.*, 110, D05202, doi:10.1029/2004JD005243.

2004

- A20. **Cornet, C.**, Isaka, H., Guillemet, B., and Szczap, F., 2004: Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous clouds from multispectral and multiscale radiance data: Feasibility study, *J. Geophys. Res.*, 109, D12203, doi:10.1029/2003JD004186.
- A21. Benassi, A., Szczap, F., Davis, A., Masbou, B., **Cornet, C.**, and Bleuyard P., 2004: Thermal radiative fluxes through inhomogeneous cloud fields: A sensitivity study using a new stochastic cloud generator, *Atmos. Res.*, 72, 291-315.

Publications dans des actes de colloques avec comité de lecture :

2013

- B1. **Cornet C.**, F. Szczap, L. C-Labonnote, T. Fauchez, F. Parol, F. Thieuleux, P. Dubuisson, and N. Ferlay, 2013 : Evaluation of cloud heterogeneities effects on total and polarized visible radiances as measured by POLDER/PARASOL and consequences on the retrieved clouds properties, *IP Conference Proceedings*, 1531, 99-102, DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.4804717>
- B2. Fauchez T., **C. Cornet**, F. Szczap, and P. Dubuisson, 2013 : Assessment of cloud heterogeneities effects on brightness temperatures simulated with a 3D Monte-Carlo code in the thermal infrared, *AIP Conference Proceedings*, 1531, 75-78 DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.4804711>
- B3. Parol, F., Riedi, J. , Vanbaucé, C. , **Cornet, C.**, Zeng, S., Thieuleux, F. and Henriot, N., 2013 : .Climatology of POLDER/PARASOL cloud properties, *AIP Conference Proceedings*, 1531, 352-355 , DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.4804779>
- B4. Szczap, F., **Cornet, C.**, Alqassem, A., Gour, Y., C.-Labonnote, L. and Jourdan O., 2013: A 3D polarized Monte Carlo Lidar system simulator for studying cirrus inhomogeneities effects on Calipso/Calipso measurements, *AIP Conference Proceedings*, 1531, 139-142 (2013), DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.4804727>.
- B5. Fauchez, T., **Cornet C.**, Ducos, F., Dubuisson, P. et Szczap F., 2013: Utilisation de la grille pour la simulation de température de brillance dans une atmosphère nuageuse composée de cirrus, DOI: 10.13140/2.1.3730.3047, *Journées SUCCES 2013*, Nov 2013, Paris, France,

2009

- B6. C.-Labonnote, L. and **Cornet, C.** and Szczap, F., 2009: A 3-D Monte Carlo radiative transfer code including polarization: First results, *AIP Conference Proceedings*, 1100, 57-60 , DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.3117052>

Conférences invitées

- C1. **Cornet C.**, L. C-Labonnote, F. Parol, F. Peers, G. Pénide, J. Riédi , F. Szczap, F. Thieuleux, F. Waquet, **2015**, Assessment of Cloud Heterogeneity Effects on Clouds and Aerosols above Clouds Parameters Retrieved by POLDER3/PARASOL, *AGU spring meeting*, Montréal, (May 3-7), oral.
- C2. **Cornet, C.**, Buriez, J-C., Isaka, H., and Guillemet B.: Neural Network in cloud remote sensing, **2005**, *Third I3RC Workshop*, conférence invitée, Kiel, Germany, (October 11-14)., oral.

Conférences:

2015

- C3. Fauchez, T, Platnick, S., Meyer, K. Zhang Z., **Cornet C.**, Szczap F., Dubuisson P., Impact of Spatial Resolution on Cirrus Infrared Satellite Retrievals in the Presence of Cloud Heterogeneity, AGU Fall Meeting, San Fransisco, 14-18 Dec.
- C4. Miller D., Zhang Z., **Cornet C.**, Ackerman A., Platnick S., 2015: An Exploration of 3-D Radiative Effects on Polarimetric Cloud Microphysical Retrievals: Results from idealized case studies and an LES satellite simulator, AGU Fall Meeting, San Fransisco, 14-18 Dec.
- C5. Emde C., V. Barlakas, **C. Cornet**, F. Evans, S. Korkin, Y. Ota, L. C.-Labonnote, A. Lyapustin, A. Macke, B. Mayer, and M. Wendisch, 2015 : IPRT polarized radiative transfer model intercomparison project, 15th Electromagnetic Light Scattering, Leipzig, June 21-26, oral invité
- C6. Fauchez T., S. Platnick, K. Meyer, Z. Zhang, **C. Cornet**, P. Dubuisson, and F. Szczap, 2015: Cirrus cloud heterogeneity effects on MODIS-like optical property retrievals using VIS/TIR synergy, 15th Electromagnetic Light Scattering, Leipzig, June 21-26, poster
- C7. Fauchez, T., Platnick S., Zhang Z., **Cornet C.**, Dubuisson P. , Szczap F., 2015: Cirrus cloud heterogeneity effects and their implications for MODIS-like retrievals using solar and IR observations, *AGU spring meeting*, Montréal, (May 3-7), poster.
- C8. Szczap F., Alkasem A., **Cornet C.**, Jourdan O., Shcherbakov V., 2015: Effects of Clouds Inhomogeneities on LIDAR and Doppler RADAR Observations : Application to A-train and EarthCARE Space missions, poster, *AGU spring meeting*, Montréal, (May 3-7), poster.

2014

- C9. Riedi J. , G. Merlin, L. Labonnote, **C. Cornet**, N. Ferlay, M. Desmons, P. Dubuisson, F. Parol, A. Davis & T. Marbach, 2014 : Information Content Analysis for the Multi-Viewing, Multi-Channel, Multi-Polarization Imaging (3MI) Instrument Toward Retrieval of Vertically Resolved Cloud Properties from Passive Only Measurements, *Abstract A12A-01 presented at 2014 Fall Meeting, AGU*, San Francisco, Calif., 15-19 Dec. oral.
- C10. Ferlay N., Marine Desmons, Frédéric Parol, **C. Cornet**, L. C-Labonnote, J. Riedi, F. Thieuleux, C. Vanbaucé, 2014 : Improved Characterization of Cloud Vertical Structure, *AOGS 2014*, Sapporo, (July 28-31), oral.
- C11. Merlin G., J. Riedi, L. Labonnote, **C. Cornet**, Information content analysis of the future Multi-viewing, Multi-channel, Multi-polarisation Imager (3MI) measurements on cloud microphysics parameter, CREW workshop, Grainau, Germany, (March 4-7), poster.
- C12. Auriol, F., C. Verwaerde, P. François, F. Parol, **C. Cornet**, F. Waquet, J. Riedi, M. Catalfamo, L.C.-Labonnote, C. Delegove, P. Goloub and J.-Y. Balois, 2014 : Multidirectional visible and shortwave infrared polarimeter for atmospheric aerosol and cloud observation: OSIRIS (Observing System Including Polarization in the Solar Infrared Spectrum), *Polarimetric Techniques & Technology*, 24-28 March 2014, Leiden, The Netherlands, poster.

2013

- C13. Miller, D.J, Zhang Z., Platnick S.E., Ackerman, A. S., **Cornet C.**, Baum B. A., 2013: Exploring the Effects of Cloud Vertical Structure on Cloud Microphysical Retrievals

based on Polarized Reflectances, *Abstract A21F-0115 presented at 2013 Fall Meeting*, AGU, San Francisco, Calif., 9-13 Dec, poster.

- C14. **Cornet C.**, C-Labonnote L., Riédi J., Szczap F., Waquet F., Zhang Z., 2013: Cloud Heterogeneities Effects on Angular Polarized Visible Reflectances as Measured by POLDER, 14th Electromagnetic Light Scattering, Lille, June 17-21, poster
- C15. Fauchez T., **Cornet C.**, Szczap F. and Dubuisson P.: 2013 Cirrus Clouds Heterogeneities Impacts on the Brightness Temperature in the Thermal Infrared, 14th *Electromagnetic Light Scattering*, Lille, June 17-21, poster
- C16. Szczap F., **Cornet C.**, C-Labonnote L. Gour Y., and Jourdan O., 2013 : A 3D polarized Monte Carlo spaceborne LIDAR system simulator for investigating cirrus inhomogeneities effects on their retrieved optical properties , 14th *Electromagnetic Light Scattering*, Lille, June 17-21, poster
- C17. Waquet F., Peers F., **Cornet C.**, Riedi J., Ducos F., Thieulieux F., Goloub P., Labonnote L. and Tanré D. , 2013 : Retrieval of aerosol microphysical and optical properties above liquid clouds from POLDER, 14th *Electromagnetic Light Scattering*, Lille, June 17-21, Oral

2012

- C18. **Cornet C.**, F. Szczap, L. C-Labonnote, T. Fauchez, F. Parol, F. Thieuleux, P. Dubuisson, and N. Ferlay, 2012 : Evaluation of cloud heterogeneities effects on total and polarized visible radiances as measured by POLDER/PARASOL and consequences on the retrieved clouds properties, International Radiation Symposium proceeding, Berlin, Germany, August 06-10, poster.
- C19. Fauchez T., **C. Cornet**, F. Szczap, and P. Dubuisson, 2012 : 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, August 06-10, oral.
- C20. Parol F., J. Riedi, C. Vanbauce, **C. Cornet**, S. Zeng, F. Thieuleux, and N. Henriot, 2012 : Climatology of PARASOL Cloud Properties, International Radiation Symposium proceeding, Berlin, Germany, August 06-10, poster.
- C21. Szczap F., **C. Cornet**, L. Labonnote, O. Jourdan, and Y. Gour, 2012 : A 3D polarized Monte Carlo Lidar system simulator for studying cirrus inhomogeneities effects on Calipso/Calipso measurements, International Radiation Symposium proceeding, Berlin, Germany, August 06-10, poster.
- C22. **Zhang Z.**, **Cornet C.**, C-Labonnote L, Riedi J, and Platnick S., 2012 : Can we retrieve the microphysical properties of broken clouds from polarization observation? Theoretical information content analysis, International Radiation Symposium proceeding, Berlin, Germany, August 06-10, oral.
- C23. Fauchez T.; Dubuisson, P.; **Cornet, C.**; Szczap, F. , 2012: *Impact of Cloud Heterogeneities on the Optical and Microphysical Cirrus Properties Retrieved from Thermal Infrared Radiometry.*, ATMOS 2012- ESA conference, Bruges, (june 18-22), poster.

2011

- C24. Zhang Z., Platnick S., Ackerman A.S., Feingold G., Matsui T., Riedi J., Labonnote L., **Cornet C.**, 2011 : Simulating the radiative and polarization characteristics of drizzling warm clouds using LES and 3-D radiative transfer models, *Abstract A43F-06 presented at 2011 Fall Meeting*, AGU, San Francisco, Calif., 5-9 Dec, oral.

2010

- C25. Schmidt, C.T., Garrett, T.,J., Kihlgren, **Cornet C.**, 2010 : Mammatus Clouds : an Example of Radiatively Driven Mixing Processes at the Cloud/Clear-Sky Boundary, *Abstract A24C-05 presented at 2010 Fall Meeting*, AGU, San Francisco, Calif., 13-17

Dec, oral.

- C26. **C. Cornet**, S. Zeng, J. Riedi, F. Parol and F. Thieuleux, 2010 : Global cloud optical thickness comparisons and studies from POLDER3/PARASOL and MODIS/AQUA, A-Train Symposium, New-Orleans, (october 25-28), poster.
- C27. N. Ferlay, M. Desmons, F. Thieuleux, **C. Cornet**, C. Vanbauce, P. Dubuisson, F. Ducos, F. Parol and J. Riedi, 2010 : New inferences about cloud structure from POLDER3/PARASOL multi-angular measurements in the oxygen A-Band, *13th Conference on Cloud Radiation*, Portland, Oregon, US (June 28-July 2).
- C28. J. Riedi, S. ZENG, F. Parol,, **C. Cornet**, and F. Thieuleux, 2010: Global Scale Analysis of Relations Between Cloud Top Phase and Thermodynamic Parameters. *GEWEX Cloud Assessment Meeting 2010*, in Berlin, Germany (June 22-25), poster and *13th Conference on Cloud Physics and Cloud Radiation*, Portland, Oregon, US (June 28-July 2), Poster
- C29. S. ZENG, J. Riedi, F. Parol,, **C. Cornet**, and F. Thieuleux, 2010: Remote Sensing of Cloud Thermodynamic Phase from A-Train : Intercomparison of Passive and Active Sensors Retrievals for the Establishment of a Reference Joint Dataset. *GEWEX Cloud Assessment Meeting 2010*, in Berlin, Germany (June 22-25, Poster) and *13th Conference on Cloud Physics and Cloud Radiation*, Portland, Oregon, US (June 28-July 2), oral
- C30. S. Zeng, J. Riedi, F. Thieuleux, **C. Cornet**, and F. Parol,, 2010: Analysis of Cloud Thermodynamic Phase Using A-Train Observations. *GCOM PI workshop*, Tokyo, Japan (January 12-14), poster.

2009

- C31. S. ZENG, F. Parol, J. Riedi, **C. Cornet**, and F. Thieuleux, 2009: Statistical Comparison of Cloud Amount Derived from POLDER and MODIS. *European Geosciences Union (EGU) General Assembly*, Abstract [EGU2009-12471](#), Vienna, Austria (April 19-24), poster.

2008

- C32. N. Ferlay ; F. Thieuleux, A.B. Davis, **C. Cornet** ; P. Dubuisson ; L. Labonnote ; J. Riedi, C. Vanbauce and F. Parol, 2008 : Utilizing the multiangular information of PARASOL oxygen A-Band measurements to infer macrophysical properties of cloud structures, *Eos Trans. AGU*, 89(53), Fall Meet. Suppl., Abstract A24B-05, oral.
- C33. F. Parol, J. Riedi, S. Zeng, C. Vanbauce, F. Thieuleux, **C. Cornet**, L. Labonnote, and N. Ferlay, 2008 : Comparison between POLDER/PARASOL and MODIS/AQUA operational cloud products, *Eos Trans. AGU*, 89(53), Fall Meet. Suppl., Abstract A31E-0175, poster.
- C34. Riedi, J., Labonnote L., **Cornet C.**, 2008 : An analysis of Stratocumulus Droplet Size Distribution Variability From Multispectral and Multiangle Polarized Reflectances, *Eos Trans. AGU*, 89(53), Fall Meet. Suppl., Abstract A31E-0172, poster.
- C35. L. Labonnote, **C. Cornet** and F. Szczap, 2008 : A 3-D Monte Carlo radiative transfer code including polarization : First results, IRS2008, Foz do Iguacu, Brazil (August 3-8), oral
- C36. J. Riedi, C. Vanbauce, F. Parol, F. Thieuleux, N. Ferlay, **C. Cornet**, L. Labonnote, 2008 : Information on Cloud top Altitude and Vertical structure derived from POLDER, MODIS, CALIOP and CLOUDSAT, *Eos Trans. AGU*, 89(23), Jt. Assem. Suppl., Abstract A51B-04, oral.

2007

- C37. **C. Cornet** and Szczap F., and Ferlay, N. 2007: Use of MODIS Data to retrieve inhomogeneous cloud parameters with neural network method: case study of a cumulus cloud field above land, A-Train symposium, Lille, France, (october 22-25),

- poster.
- C38. **C. Cornet** and Szczap F., 2007: Retrieval of Inhomogeneous Cloud Parameter From Multispectral and Multiscale Radiance Data using Neural Networks in the Framework of the I3RC-Case 6, IUGG2007, Perugia, Italy, (July 2-13), oral.
- 2006**
- C39. Tanré, D., Liferman, A., Bréon F-M., Buriez J-C., **Cornet C.**, C-Labonnote L., Deuzé J-L., Gérard B., Goloub, P., Herman, M., Lallart P. , Léon J-F., Oudart C., Parol, F., Poussi Z., Riédi, J., Sèze, G., Thieuleux F. , Vanbauce C. Viollier M., 2006 : The PARASOL Mission, *Eos Trans. AGU*, 87(52), Fall Meet. Suppl., Abstract A54B-01, oral.
- C40. **Cornet C.**, Davies R., and Seiz G., 2006: Simulation and comparison of angular radiances of a convective cloud reconstructed from MISR measurements, *Proceedings of the EGU General Assembly*, Vienna, Austria, (April 2-7), oral.
- C41. Davies, R. and **Cornet C.**, 2006: 3D cloud effects as seen from MISR and progress towards retrieving large optical depths, *IWMMM4 workshop*, Sydney, Australia, (March 20-24).
- C42. **Cornet, C.** and R. Davies, 2006: Multiangular radiances of an isolated convective cloud: comparison between MISR measurements and Monte-Carlo simulation, *Proceeding of the 12th conference of atmospheric radiation*, Madison, USA, (July 11-14), oral.
- 2004**
- C43. **Cornet, C.**, Seiz G., and Davies R., 2004: MISR 3D cloud reconstruction and multiangular radiances, *MISR meeting*, Pasadena, CA, Etats-unis, (December 14-17), oral.
- C44. **Cornet, C.**, Buriez, J.C., Riedi, J., Isaka, H., and Guillemet, B., 2004: Inhomogeneous and Fractional Cloud Parameter Retrieval Using Neural Network. First Comparisons with Modis Products, *35th COSPAR Scientific Assembly*, Paris, France, (July 18-25), poster.
- C45. **Cornet, C.**, Isaka, H., Guillemet, B., Szczap F., Buriez J.C., and Riédi, J., 2004: Neural Network Retrieval of Inhomogeneous Cloud Parameters From Multispectral and Multiscale Radiance Data. Preliminary Results From MODIS Measurements, *Eos AGU 85(17)*, *Jt. Assem. Suppl.Trans.*, Abstract U12A-04, Montreal, Canada, (May 17-21), oral.
- C46. Benassi, A., Szczap, F., Davis, A., **Cornet, C.**, Bleuyard, P., Guillemet. B.: Large Averaging Thermal Radiative Fluxes Through Inhomogeneous Cloud Fields: A Sensitivity Study Using the tdMAP Cloud Generator, *Eos AGU 85(17)*, *Jt. Assem. Suppl.Trans.*, Abstract U21A-11, Montreal, Canada, (May 17-21), poster.
- C47. Parol, F., Buriez, J.C., **Cornet, C.**, C-Labonnote, L., Doutriaux-Boucher, M., Riedi, J., Vanbauce, C., Sèze, G., Viollier, M., Couvert P. and Poussi, Z.: Multiangle Remote Sensing of Cloud Properties From POLDER-1 and POLDER-2, *Eos AGU 85(17)*, *Jt. Assem. Suppl.Trans.*, Abstract GC51A-04, Montreal, Canada, (May 17-21), poster.
- C48. **Cornet, C.**, Isaka, H., Guillemet, B., Buriez J.C., and Riédi, J., 2004: Neural Network Retrieval of Inhomogeneous and Fractional Cloud Parameters: Examples From MODIS Data, *Proceedings of the EGU General Assembly*, Nice, France (April 25-30), oral.
- 2003**
- C49. Davis, A. B., Jeffery, C. A., **Cornet, C.**, Szczap, F., Benassi, A., 2003: Three-dimensional radiative-transfer model for cumulus cloud remote sensing and assessment of cloud adjacency effects in surface remote sensing, *Proceedings of SPIE*, vol. 5235, Barcelona, Spain, (September 8-12), oral.
- C50. **Cornet, C.**, Isaka, H., and Guillemet, B., 2003: Development of a retrieval procedure

for inhomogeneous and fractional clouds using neural network techniques, *Proceedings of the EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, Nice, France (April 06-11), oral.

2002

- C51. **Cornet, C.**, Isaka, H., and Guillemet, B., 2002: Retrieval cloud parameters with neural network in case of inhomogeneous and fractional cloud cover: thermal emission correction, *Round table on the aerosol-cloud-radiation interaction in boundary layer clouds*, Toulouse, France, (June 24-26), poster.
- C52. Guillemet, B., **Cornet, C.**, Duroure, C., and Ferlay, N., 2000: Propriétés statistiques de champs nuageux vus en micro-ondes: mesures et simulations, PATOM.

ACRONYMES

3MI	Multi-Viewing Multi-Channel Multi-Polarization Imaging Mission on EPS-SG
AEROCLO-SA	AErosol RAdiation and CLOuds in Southern Africa
ANR	Agence Nationale de la Recherche
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
BT (ou TB)	Brightness Temperature ou Temperature de Brillance
CALIPSO	Cloud Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
COT	Cloud Optical Thickness
EarthCARE	Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer
EPS-SG	Eumetsat Polar System- Second Generation
ESA	European Space Agency
GEWEX	Global Energy and Water Cycle Experiment
GIEC	Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat
GPU	Graphics Processing Unit
GRASP	Generalized Retrieval of Aerosol and Surface Properties
I3RC	Intercomparison of 3D Radiation Codes
IPA	Independent Pixel Approximation
IIR	Imaging Infrared Radiometer
IPRT	International Polarized Radiative Transfer group
IRC	International Radiation Commission
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
IWC	Ice Water Content
LOA	Laboratoire d'Optique Atmosphérique
LWC	Liquid Water Content
METImage	Advanced multispectral imaging radiometer on EPS-SG
MISR	Multi-angle Imaging SpectroRadiometer
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
MYSTIC	the Monte Carlo code for the physically correct tracing of photons in cloudy atmospheres
OSIRIS	Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum
PNTS	Programme National de Télédétection Spatiale
POLDER	POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance

RAMS	Regional Atmospheric Modeling System
SHDOM	Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method
TOPASE	Twin View Observing Polarimeters for Atmospheric Structure Exploration