

Numéro d'ordre: D.U. 1441

# UNIVERSITE BLAISE PASCAL

(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

## THESE

présentée pour obtenir le grade de

## DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité: Physique de l'atmosphère

PAR

Céline CORNET

Diplômée d'Etudes Approfondies

### Restitution de paramètres nuageux par méthodes neuronales dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire

Soutenance publique le 31 octobre 2003, devant la commission d'examen:

Rapporteurs:

Jean-Claude Buriez, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq

Bernard Pinty, Centre Commun de Recherche, Ispra, Italie

Examineurs:

Jean-Louis Brenguier, Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse

Bernard Guillemet, Laboratoire de Météorologie Physique, Clermont-Ferrand

Noëlle Scott, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Palaiseau

Invité:

Yvonick Hurtaud, Centre d'Electronique de l'Armement, Bruz

Directeur de thèse:

Harumi Isaka, Laboratoire de Météorologie Physique, Clermont-Ferrand



## Remerciements

*Avant tout, je tiens à remercier la DGA (Délégation Générale de l'Armement) qui a financé ce travail et accepté de soutenir ce projet. Je remercie plus particulièrement, Messieurs Arnaud de la Lance, Jean-François Millot et Yvonick Hurtaud pour m'avoir fait confiance et suivi de près l'avancement de mes travaux. Je remercie aussi toutes les personnes du comité de suivi PEA-MIRA qui grâce à leurs remarques et leurs questions m'ont permis d'avancer dans le bon sens.*

*Cette thèse s'est déroulée au Laboratoire de Météorologie Physique de Clermont-Ferrand. Je tiens à remercier sa directrice Nadine Chaumerliac, pour m'avoir accepté dans son laboratoire mais aussi pour sa disponibilité et ses conseils.*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude au professeur Harumi Isağa pour m'avoir proposé ce sujet de thèse très intéressant. Je lui suis très reconnaissante pour m'avoir guider, fait partager son expérience et surtout pour m'avoir permis d'acquérir une multitude de connaissances scientifiques et une méthode de travail qui me restera et me servira longtemps.*

*Je tiens aussi à exprimer vivement ma gratitude à Bernard Guillemet qui a toujours su être présent malgré ses nombreuses obligations extérieures et m'apporter son soutien par sa patience, son expérience et sa confiance. Je le remercie pour les nombreuses heures qu'il a bien voulu me consacrer qui m'ont été et me seront bénéfiques.*

*Je remercie aussi Frédérique Szczap, tout d'abord pour avoir supporter mes interrogations pendant pratiquement trois ans, et pour avoir su y répondre grâce à des échanges très fructueux et grâce à son expérience d'ancien thésard.*

*Je tiens aussi à exprimer mes remerciements à chacune des personnes ayant accepté de faire partie de mon jury de thèse. Les professeurs Bernard Pinty, Jean-Claude Buriez, en acceptant d'être rapporteur de mon travail, Jean-Louis Brenguier, Noëlle Scott et Yvonick Hurtaud en acceptant de faire partie de mon jury de thèse m'ont tous fait un très grand honneur. De plus, ils m'ont permis grâce à leurs conseils et remarques d'augmenter la valeur de mon manuscrit et m'ont obligé à pousser ma réflexion plus loin, ce que j'apprécie vivement...*

*Je remercie aussi les "4 filles" du troisième, c'est à dire, Françoise Besserve, Anne-Marie Lanquette, Sylvianne Bondoux et surtout Cécile Yvetot pour leurs aides au niveau informatique et administratif qui facilite grandement le déroulement de la thèse mais aussi pour leurs bonnes humeurs et leurs discussions qui rendent l'ambiance de travail très agréable.*

*Evidemment, cette ambiance agréable l'a été aussi grâce à tous les thésards du Lamp avec qui j'ai pu partager chaque période de cette thèse: les moments de confiance, les moments de doute, les moments de découragements et les grands moments de joie: Sans Olivier, Damien, Nicolas, Pascal, Gilles, Fanny, Mohammad, Joachim, Marie, Mathieu, Claire, Dimitri, Laurent, Régis, Angela, Karine S., Vincent et Jamal ainsi que Jean-marc, Christophe, Manu, Céline, Fred S. et P., Justine, Maud, Karine D et Freddy qui ne sont plus ou pas vraiment thésards mais qui ont su m'aider par leurs conseils judicieux; sans toutes ses personnes, ces trois années auraient sûrement été beaucoup moins agréables.*

*Je tenais à remercier toutes les personnes cités ci-dessus car grâce à elle et à toutes les autres personnes présentes au Lamp, j'ai passé trois années formidables et très enrichissantes sur tous les plans. Merci encore une fois à tous.*

*Sur un tout autre plan, je profite de cette occasion pour exprimer ma gratitude et ma reconnaissance à tous mes proches et à tous mes amis qui m'ont soutenu pendant ces trois ans de thèse mais aussi en bien d'autres occasions, je remercie donc: dans le désordre, Vincent (Non's), Carole, Mickaël, Betty, Alain, Anaïs, Audrey, Elisabeth, Jean-Luc, Fred, Philippe, Guylène, Roland, Myriam, Grand Vincent, Céline, Mattias, DJ, Cécile, Lolo, Minia, Zizi, Laurence, Zabou, Sid et Karine B.*

*Enfin, je remercie, Pascal, pour ces mêmes raisons mais en plus pour son aptitude à me supporter, à me comprendre et à me soutenir au quotidien... surtout pendant les derniers mois de ma thèse où sa patience a été mise à rude épreuve...*





<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1    TRANSFERT RADIATIF DANS UNE ATMOSPHERE NUAGEUSE .....</b>	<b>9</b>
1.1. Transfert radiatif dans l'atmosphère .....	9
1.1.1. Sources de rayonnement.....	9
1.1.2. Rôle des gaz atmosphériques .....	10
1.1.3. Modélisation de l'absorption: la méthode des "k-distributions".....	12
1.2. Modélisation tridimensionnelle du transfert radiatif dans les nuages .....	13
1.2.1. Equation du transfert radiatif dans un volume élémentaire .....	14
1.2.2. Modélisation du transfert radiatif en trois dimensions.....	15
1.3. Conséquences de l'hétérogénéité des nuages dans le transfert radiatif .....	21
1.3.1. Difficultés dues à l'hétérogénéité à petite échelle.....	22
1.3.2. Prise en compte de l'hétérogénéité à grande échelle.....	27
1.4. Conclusion.....	28
<b>CHAPITRE 2    RESTITUTION DE PARAMETRES NUAGEUX A PARTIR DE MESURES RADIOMETRIQUES: METHODES UTILISEES .....</b>	<b>31</b>
2.1. Méthode d'inversion classique: nuages à plans parallèles homogènes .....	32
2.1.1. Restitution de deux paramètres nuageux à partir de deux luminances.....	32
2.1.2. Cas de multiples solutions: possibilité d'utiliser 3 longueurs d'onde .....	36
2.2. Prise en compte de l'hétérogénéité pour la restitution des paramètres nuageux .....	40
2.2.1. La méthode IPA pour la restitution des paramètres nuageux.....	41
2.2.2. Restitution de paramètres supplémentaires .....	47
2.3. Conclusion.....	48
<b>CHAPITRE 3    METHODES NEURONALES ET CARACTERISTIQUES DE LA BASE DE DONNEES.....</b>	<b>51</b>
3.1. Les réseaux de neurones.....	52
3.1.1. Le perceptron multicouche.....	52
3.1.2. Utilisation des réseaux de neurones.....	54
3.2. Construction de la base de données.....	58
3.2.1. Construction du modèle inverse de nuage .....	58
3.2.2. Construction des données radiométriques utilisées .....	64
3.3. Analyse des paramètres nuageux et des données utilisées.....	70
3.3.1. Corrélations entre paramètres nuageux .....	70
3.3.2. Corrélations entre paramètres nuageux et données disponibles .....	72
3.3.3. Corrélations entre données radiométriques disponibles .....	76
3.4. Conclusion.....	77
<b>CHAPITRE 4    DEVELOPPEMENT DE LA PROCEDURE DE RESTITUTION.....</b>	<b>81</b>
4.1. Procédure de restitution modulaire .....	82
4.2. Interpolation selon la direction d'incidence solaire et selon les directions d'observation .....	84
4.2.1. Présentation de la problématique .....	84
4.2.2. Méthode utilisée .....	88
4.2.3. Résultats obtenus à 10.8µm.....	89
4.3. Correction des effets de l'émission thermique à 3.65µm .....	90
4.3.1. Données et méthodes utilisées.....	90



4.3.2. Résultats obtenus.....	93
4.4. Correction des effets de la surface réfléchissante .....	95
4.4.1. Données et méthodes utilisées.....	95
4.4.2. Résultats obtenus.....	98
4.5. Restitution des paramètres nuageux à partir de luminances corrigées.....	102
4.5.1. Apport de l'information à une échelle inférieure au pixel d'observation.....	102
4.5.2. Restitution des six paramètres nuageux.....	104
4.5.3. Comparaisons par rapport au modèle à plans parallèles homogène .....	109
4.6. Conclusion.....	110
<b>CHAPITRE 5 PERFORMANCE DE LA PROCEDURE DE RESTITUTION</b>	
<b>DANS SON ENSEMBLE.....</b>	<b>113</b>
5.1. Nuages hétérogènes simulés avec le modèle à cascade bornée .....	114
5.1.1. Présentation des conditions de simulation.....	114
5.1.2. Analyse des résultats .....	114
5.2. Nuages à cascade bornée avec épaisseur géométrique différente .....	119
5.3. Nuages générés par un processus de type "Gaussien" .....	121
5.3.1. Présentation des conditions de simulations .....	121
5.3.2. Comparaison avec le modèle de nuage à cascade bornée.....	122
5.4. Conclusion.....	126
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>127</b>
<b>ANNEXE A VALIDATION DE LA MODIFICATION DE SHDOM.....</b>	<b>137</b>
A.1 Atmosphère sans nuage.....	137
A.2 Comparaison dans le cas de nuages homogènes .....	138
A.3 Comparaison dans le cas de nuages hétérogènes .....	139
<b>ANNEXE B ETUDE DES RELATIONS ENTRE LUMINANCES</b>	
<b>MONOCHROMATIQUES ET LUMINANCES EN BANDES ETROITES .....</b>	<b>143</b>
B.1 Prise en compte de la résolution spectrale .....	143
B.2 Evolution du rapport entre luminances monochromatiques et spectrales.....	145
<b>ANNEXE C ELEMENTS POUR L'APPLICATION DE LA PROCEDURE DE</b>	
<b>RESTITUTION A DES NUAGES DE TYPE CIRRUS .....</b>	<b>149</b>
C.1 Obtention des propriétés optiques des nuages de glace .....	150
C.1.1. Fonction de phase et distribution initiale .....	150
C.1.2. Propriétés optiques pour différentes distributions et différentes	
longueurs d'onde.....	152
C.2 Simulation du transfert radiatif .....	153
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>155</b>



## **Introduction générale**

Les nuages recouvrent en permanence près de 60-70% de la surface terrestre et jouent un rôle majeur sur le bilan radiatif du système Terre-Atmosphère. D'une part, ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire incident vers l'espace, ce qui a pour effet de refroidir le système. D'autre part, ils absorbent une partie du rayonnement thermique émis par la Terre et le réémettent à une température plus faible en direction du sol, ce qui contribue à l'effet de serre. Le forçage radiatif des nuages, qui correspond à leur contribution dans le système global, est de l'ordre de  $-17 \text{ W/m}^2$  (Ramanathan et al., 1989). Par rapport au  $340 \text{ W.m}^{-2}$  qui arrive en moyenne, annuellement, au sommet de l'atmosphère, la nécessité de connaître et de modéliser correctement les interactions nuages-rayonnement est évidente. Cependant, les différentes rétroactions intervenantes sont complexes et dépendent de nombreux facteurs comme la couverture nuageuse, la taille et la concentration des hydrométéores, l'altitude du nuage... D'autre part, la connaissance des propriétés nuageuses est essentielle pour des applications liées à la détermination des propriétés de surface (ressources, surveillance...) ou de certains constituants atmosphériques (aérosols, concentration chimique...).

Excepté les mesures purement radiatives (type pyranomètre), de nombreuses techniques de mesures sont utilisables pour étudier les nuages et leurs effets. Les mesures au sol par télédétection (Radar, Lidar...) peuvent être quasi-permanentes mais présentent l'inconvénient d'avoir des surfaces d'échantillonnage très réduites; les mesures aéroportées in-situ au moyen de granulomètres ou diffusionmètres (FSSP, CVI, néphélomètre...) permettent de mesurer les propriétés intrinsèques des nuages comme la concentration, la taille, la composition et la fonction de phase des constituants du nuage mais sont limitées dans l'espace et dans le temps.

Les seules techniques qui permettent une observation quasi-continue et globale de l'atmosphère sont les mesures faites à l'aide de capteurs satellitaires. Elles permettent d'obtenir des caractéristiques globales et systématiques sur la variabilité temporelle et spatiale des nuages (ex: projet ISCCP; Rossow et Schiffer, 1991). Elles connaissent, d'ailleurs, actuellement un fort développement avec le lancement de nombreux capteurs multispectraux, multi-directionnels et multi-résolutions (MODIS, GLI, POLDER, MISR...). Le principe utilisé est basé sur le fait que le rayonnement mesuré a interagi avec les différents composants

du système Terre-atmosphère. Il est ensuite possible d'extraire des informations des modifications qu'il a subies.

Dans le cas de la restitution de paramètres nuageux, il est nécessaire de définir un modèle inverse de nuage constitué des paramètres qui doivent être retrouvés, par exemple la dimension des hydrométéores, le contenu en eau, l'épaisseur du nuage... Le nombre de paramètres définissant ce modèle de nuage est cependant limité d'une part par le nombre de données radiométriques disponibles, et leur contenu en information et d'autre part par les méthodes mathématiques existantes.

Une des méthodes souvent utilisées consistent à minimiser une fonction de coût entre données modélisées et données mesurées. Elles sont appliquées, par exemple, pour restituer les paramètres de végétation de la surface terrestre (Privette et al., 1996; Iaquina et al., 1997; Jacquemoud et al., 2000). Néanmoins, la convergence entre les données modélisées et les données mesurées n'est pas toujours possible et nécessite des temps de calcul souvent longs qui ne conviennent pas à la gestion opérationnelle d'une grande masse de données. Pour des questions de rapidité, une autre approche a été développée. Elle réside dans le calcul de tables d'interpolation ou de "look-up" pour une gamme importante de conditions de mesures. Les paramètres sont ensuite restitués itérativement à partir de ces tables d'interpolation (Nakajima et Nakajima, 1995; Platnick et Valero, 1995).

Un autre type de méthode, souvent utilisé, consiste à développer un modèle paramétré à partir d'un calcul de régression multiple dans les cas les plus simples ou en utilisant des outils plus complexes tels que les méthodes neuronales lorsque le nombre de paramètres intervenants et la complexité des relations les reliant deviennent trop importants.

Dans le cadre de la restitution de paramètres nuageux, la méthode la plus généralement employée consiste à utiliser les différences d'absorption et de diffusion des particules nuageuses suivant les longueurs d'onde. L'utilisation de deux longueurs d'onde, une conservative et une absorbante, permet en utilisant l'hypothèse du nuage à plans-parallèles homogène, de construire une table d'interpolation afin de retrouver l'épaisseur optique et le rayon effectif du nuage (Nakajima et Nakajima, 1995; Platnick et Valero, 1995). Tant que le nombre de données disponibles et utilisables est limité à deux, la seule possibilité est un modèle inverse constitué par, au maximum, deux paramètres nuageux, à condition que leurs effets sur les données utilisées soit suffisamment indépendants.

Avec le lancement de radiomètres comme MODIS (Moderate Resolution Imaging Radiometer), MERIS (MEdium Resolution Imaging Spectrometer Instrument) ou GLI (GLobal Imager/ADEOS2), de nouvelles mesures à différentes longueurs d'onde et avec différentes résolutions spatiales deviennent utilisables. Ces informations supplémentaires sont essentielles pour accéder à d'autres paramètres nuageux et obtenir une meilleure représentation des nuages. La difficulté est alors de trouver des paramètres pertinents qui caractérisent les nuages tout en utilisant au mieux les nouvelles capacités d'observation.

Les nuages présentent une variabilité spatiale de leurs propriétés microphysiques. Les conséquences de cette hétérogénéité spatiale ont fait l'objet de nombreuses études ces dernières années, principalement dans le cadre de nuage bas type stratocumulus (Cahalan et al., 1994; Loeb et al., 1997; Chambers et al., 1997; Oreopoulos et Davies, 1998). Une des conclusions est que l'approximation du nuage par un modèle homogène à plans parallèles conduit à un écart important appelé le "biais plan parallèle" qui varie en fonction de l'échelle d'observation. Ce biais est de l'ordre de 10-15% sur l'estimation de l'albédo d'un stratocumulus marin à l'échelle d'une grille GCM (100kmx100km) (Cahalan et al., 1994). Il est encore plus important (de l'ordre de 25%) si l'on considère des nuages à dimensions finies (présence de couverture fractionnaire) (Bréon, 1992; Barker, 1994; Zuev et Titov, 1995; Loeb et al., 1998a).

A une échelle plus petite (typiquement inférieure au km), la connaissance des paramètres nuageux est rendue difficile par l'hétérogénéité des nuages qui conduit aussi à une modification des champs radiatifs (Marshak et al., 1995a; Davis et al., 1997; Oreopoulos et al., 2000a). Plusieurs méthodes ont été proposées pour prendre en compte ces effets à petite échelle et permettre la restitution, le plus souvent, de l'épaisseur optique (Marshak et al., 1998; Oreopoulos et al., 2000b ; Faure et al., 2002).

Le biais plan parallèle peut être diminué par la connaissance des paramètres nuageux à petite échelle ce qui permet ensuite de les obtenir moins faussés à plus grande échelle (méthode IPA: Independent Pixel Approximation; Cahalan et al., 1994b). Lorsque la connaissance des paramètres nuageux à petite échelle n'est pas possible, l'utilisation de différents modèles paramétrés peut permettre de prendre en compte le biais plan parallèle (Cahalan et al., 1994a; Baker et al., 1996; Szczap et al., 2000). Ces paramétrisations utilisent, pour la plupart, un paramètre caractéristique de l'hétérogénéité des nuages typiquement lié à la variance du paramètre (épaisseur optique, dimension des hydrométéores...) à l'échelle d'observation. Ce type de caractéristique (variance des paramètres nuageux) doit donc être recherché. De la même façon, la connaissance de la couverture fractionnaire intra-pixel ou

sous-pixel peut permettre d'améliorer la connaissances sur le bilan radiatif, les bilans d'eau ou même la caractérisation des propriétés de surface en apportant une prise en compte plus précise des zones nuageuses.

La possibilité de restituer des paramètres nuageux dans le cas de nuage hétérogène à couverture fractionnaire a été testée par Faure et al. (2001c). Le modèle inverse utilisé est défini par quatre paramètres nuageux: une épaisseur optique moyenne, un rayon effectif moyen, un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique et un paramètre de couverture fractionnaire. La restitution s'effectue à partir des flux radiatifs à quatre longueurs d'onde: une visible (conservative) et trois en proche infrarouge (plus ou moins absorbantes). La complexification du modèle inverse et du nombre de données disponibles implique l'utilisation de méthodes neuronales qui sont les méthodes, sans doute, les mieux adaptées pour résoudre les problèmes non-linéaires à plusieurs variables. En effet, elles sont capables d'approcher statistiquement des relations complexes entre données et paramètres sans connaître explicitement la forme de ces fonctions; ceci grâce aux nombreuses connections reliant les différents "neurones" entre eux (Thiria et al., 1997; Denison et al., 2002). En plus d'être rapides, flexibles et précises, ces méthodes permettent de définir un modèle de nuage inverse différent du modèle de nuage direct: les paramètres nuageux restitués peuvent être différents des paramètres utilisés pour simuler le transfert radiatif ce qui n'est pas possible avec les méthodes d'inversion classique (fonction de coût, table de "look-up"...).

L'étude de Faure et al. (2001c) portait sur la faisabilité de l'utilisation de telles méthodes en simplifiant le problème puisque seule la couche nuageuse était considérée et que la restitution a été testée seulement à partir des flux radiatifs. Le travail effectué au cours de cette thèse a consisté à étendre cette méthode à des conditions plus réalistes. Vu la complexité et la diversité des nuages existant, l'étude effectuée au cours de cette thèse reste néanmoins limitée à des nuages bas type stratocumulus. L'application à des observations réelles, généralement directionnelles, nécessite d'une part de l'adapter aux luminances et ceci quel que soit l'angle d'observation du satellite et la direction d'incidence solaire. D'autre part, il est nécessaire de prendre en compte les contributions extérieures au nuage tels que les effets d'une surface terrestre réfléchissante, les effets de l'émission thermique pour les longueurs d'onde en infrarouge moyen ( $3.7\mu\text{m}$ ) et les effets des gaz atmosphériques (diffusion et absorption). Ces différents problèmes doivent être résolus pour pouvoir ensuite prétendre restituer des paramètres nuageux dans des cas de nuages hétérogènes.

L'utilisation des méthodes neuronales nécessite la construction d'une base de données représentative pour l'apprentissage des réseaux de neurones. Les simulations effectuées doivent être aussi proches que possible de la réalité, mais aussi couvrir toute la gamme de variation des différents paramètres intervenants. En effet, les réseaux de neurones ont de très bonnes capacités d'interpolation mais peuvent conduire à des erreurs importantes dans des cas d'extrapolation (Krasnopolsky et Schiller, 2003). Pour répondre à ces deux conditions, le nuage est généré à partir d'un modèle statistique, le modèle à cascade bornée développé par Cahalan et al. (1994); le transfert radiatif est ensuite simulé grâce au modèle SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method, Evans, 1998). L'utilisation d'un modèle statistique pour simuler le champ nuageux apparaît préférable à toute autre solution car elle permet de fournir une variété de paramètres nuageux parfaitement maîtrisés. Il n'y a pas à l'heure actuelle, de base de données expérimentales permettant de réaliser les apprentissages nécessaires. Quant aux données de simulations physiques, le lien entre paramètres physiques et paramètres radiatifs n'est pas évident et elles sont beaucoup plus difficiles et longues à générer.

En nous appuyant sur les travaux précédemment effectués (Bréon, 1992; ; Barker, 1994; Cahalan et al., 1994a; Zuev et Titov, 1995; Baker et al., 1996; Loeb et al., 1998a ; Szczap et al., 2000; Faure et al., 2001c; Loeb et al., 1998a), le modèle inverse de nuage hétérogène à couverture fractionnaire utilisé au cours de cette thèse est défini par six paramètres: une épaisseur optique moyenne, un rayon effectif moyen, un paramètre de couverture fractionnaire, la température du sommet du nuage et un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique, et par extension des remarques faites sur l'épaisseur optique, un paramètre d'hétérogénéité du rayon effectif. Pour retrouver ces paramètres nuageux, nous utilisons huit données radiométriques: les luminances à cinq longueurs d'onde à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km) et trois de ces luminances à une échelle inférieure (250mx250m) à l'échelle d'observation. Nous verrons que l'apport de ces trois luminances permet d'améliorer sensiblement la précision de la restitution. Les luminances sont simulées pour plusieurs albédos de surface, plusieurs températures de surface, plusieurs altitudes de nuages et plusieurs angles d'incidence solaire. La prise en compte de ces contributions dans la procédure de restitution se fait ensuite en deux étapes: la première étape consistant à corriger et à interpoler les luminances utilisées et la deuxième à restituer les paramètres nuageux à partir de champs radiatifs ne dépendant que du nuage et de l'atmosphère.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit les différentes notions utilisées pour le transfert radiatif, tout d'abord dans une atmosphère sans nuage. Ensuite, nous présentons les différents éléments importants dans l'interaction nuages-rayonnement et le modèle de transfert radiatif utilisé pour construire la base de données. Pour insister sur l'importance de la prise en compte de la variabilité des nuages, quelques études sur les effets de l'hétérogénéité des nuages sur les champs radiatifs seront présentées.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons la méthode classiquement utilisée pour la restitution des paramètres nuageux qui s'appuie sur l'hypothèse de nuages à plans parallèles. Deux luminances à deux longueurs d'onde sont utilisées pour restituer deux paramètres nuageux. Cependant, dans certains cas, il y a multiplicité de solutions. Pour lever cette ambiguïté, nous proposons d'utiliser trois longueurs d'onde pour restituer ces deux paramètres. La précision de la restitution dépend de l'angle d'observation et de l'angle d'incidence solaire mais aussi du triplet de longueurs d'onde utilisée. Pour appréhender les difficultés rencontrées, nous avons mené une étude de sensibilité des luminances en fonction des paramètres recherchés. Cette étude n'est pas possible dans le cas hétérogène mais certains des résultats obtenus dans le cas homogène peuvent permettre d'aider à comprendre ceux obtenus dans des cas de nuages hétérogènes.

Plusieurs travaux ont été effectués pour estimer et corriger les effets dus à l'hétérogénéité des nuages; nous en ferons une présentation succincte. Faure et al. (2001c) ont cherché à restituer des paramètres supplémentaires à partir de flux à différentes longueurs d'onde en utilisant les méthodes neuronales. Ce travail étant la base de celui effectué pendant cette thèse, nous en résumerons les grandes lignes.

Dans le chapitre trois, nous introduisons les différents éléments qui nous ont permis de construire une procédure de restitution. Tout d'abord, nous présentons les méthodes neuronales en insistant sur les types de réseaux de neurones utilisés dans ce travail. Ensuite, nous définirons les paramètres nuageux caractérisant, dans notre cas, le nuage hétérogène à couverture fractionnaire ainsi que les données radiométriques qui nous permettent de les retrouver. L'utilisation de méthodes neuronales ou de table de look-up, nécessite la construction d'une base de données représentative, les différentes simulations effectuées seront donc exposées. Pour appréhender et utiliser au mieux le jeu de données ainsi construit, nous avons aussi analysé les différents constituants de cette base dans le cadre de la régression linéaire à plusieurs variables.

Le développement de la procédure de restitution est présenté dans le chapitre quatre. Cette procédure est découpée en plusieurs modules, les premiers permettant la correction et

l'interpolation des luminances, les deuxièmes la restitution des six paramètres nuageux à partir de données corrigées des effets de l'environnement des nuages et interpolées dans des configurations d'observation et d'incidence solaire de référence c'est à dire des directions où l'apprentissage des réseaux de neurones a été effectué. Nous décrivons la problématique, le développement et les résultats obtenus pour chacune des ces phases. Nous verrons comment utiliser des données inférieures à l'échelle d'observation et comment leurs ajouts améliorent la précision des paramètres restitués.

Une question se pose, néanmoins, au sujet de l'amélioration apportée par l'utilisation comme modèle inverse d'un nuage à couverture fractionnaire par rapport à un nuage à plans parallèle homogène. Pour y répondre, la restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif d'un nuage hétérogène à couverture fractionnaire sera effectuée en utilisant ces deux modèles.

Le chapitre cinq présente des tests effectués sur l'ensemble de la procédure de restitution. Pour vérifier que la propagation des erreurs résultant des différentes corrections reste limitée, la procédure sera testée à partir d'un nuage similaire à ceux utilisés pour l'apprentissage des réseaux de neurones.

D'autre part, pour des raisons de temps de calcul, toutes les simulations utilisées pour l'apprentissage des réseaux de neurones l'ont été pour un nuage d'épaisseur géométrique fixe (300m). Afin de savoir si la base de données doit être complétée rapidement ou non, les paramètres seront restitués dans le cas d'un nuage d'épaisseur géométrique différente.

La procédure de restitution a été construite en utilisant un seul type de nuage (modèle à cascade bornée) ce qui se justifie par le fait que nous supposons l'effet de la distribution spatiale des propriétés nuageuses négligeables. La vérification de cette hypothèse et de la se fera en appliquant la procédure à un nuage simulé par un processus statistique notablement différent.

-----

# Chapitre 1    **Transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse**

*Dans ce chapitre, nous décrirons les différentes contributions à prendre en compte dans l'étude et la modélisation du transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse. La première partie présente les différentes sources de rayonnement et les méthodes utilisées pour modéliser les effets des gaz atmosphériques. Nous présenterons ensuite les différentes notions de l'interaction nuage-rayonnement, c'est à dire l'équation du transfert radiatif et ses différentes composantes. Le modèle tridimensionnel utilisé pour résoudre cette équation du transfert radiatif sera présenté. Finalement, nous décrirons les conséquences de l'hétérogénéité des nuages en présentant quelques études qui s'y rapportent.*

L'objectif de cette thèse concerne la restitution de paramètres nuageux caractéristiques. Pour y parvenir, nous utilisons l'information provenant du rayonnement solaire et tellurique modifié par les constituants atmosphériques. Ceux-ci sont principalement les molécules de gaz atmosphériques et les nuages. La résolution des différentes interactions entre rayonnement et constituants atmosphériques nécessite un modèle tridimensionnel pour obtenir des quantités radiatives directionnelles, mesures généralement faites par les radiomètres.

Pour simplifier le problème, le nuage est souvent considéré comme homogène à plans parallèles. Cette approximation conduit néanmoins à un biais important sur les flux radiatifs car les nuages présentent, le plus souvent, une variabilité importante de leurs propriétés (optiques, microphysiques, géométriques...). Ces hétérogénéités modifient les champs radiatifs selon différents processus en fonction de l'échelle d'observation.

## **1.1. Transfert radiatif dans l'atmosphère**

Le rayonnement provenant de la source solaire et de l'émission thermique des différents constituants du système interagit avec les molécules de gaz présentes dans l'atmosphère par deux processus qui sont la diffusion et l'absorption.

### **1.1.1. Sources de rayonnement**

L'intensité du rayonnement émis par ces deux sources (solaire et tellurique) dans une direction donnée, par unité de temps et par angle solide, suit la loi de Planck:

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3 c^2}{\exp(hc\nu / KT) - 1} \quad \text{Equation 1-1}$$

où  $\nu$  est le nombre d'onde,  $T$  la température,  $h$  la constante de Planck,  $K$  la constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière. La quantité d'énergie émise à une longueur d'onde ne dépend donc que d'une seule variable, la température.

L'énergie émise par les deux sources n'apparaît pas aux mêmes longueurs d'onde en raison de la différence de température des corps émetteurs. Le spectre solaire non négligeable est essentiellement compris entre 0.2 et 5 $\mu\text{m}$  avec un maximum pour une longueur d'onde égale à environ 0.6 $\mu\text{m}$ .

En raison de la température de la Terre et de son environnement, l'émission terrestre devient non négligeable pour des longueurs d'onde supérieures à environ 3 $\mu\text{m}$ . Aux longueurs d'onde que nous utiliserons, l'émission thermique provient de la surface terrestre, des particules atmosphériques et des nuages. La température des nuages étant généralement plus faible que la température de la surface terrestre, la quantité d'énergie qu'ils émettent à une longueur d'onde donnée est inférieure à celle émise par la surface terrestre. Cette propriété est, d'ailleurs, souvent utilisée pour estimer le taux de couverture nuageuse.

La quantité d'énergie émise à une longueur d'onde est pondérée par un coefficient d'émissivité  $\epsilon$ . Ce coefficient est égal à la quantité d'énergie qu'un corps est capable d'absorber par rapport à une quantité d'énergie incidente. La partie du rayonnement qui n'est pas absorbée, est renvoyée dans une autre direction et continue d'interagir avec le milieu.

### **1.1.2. Rôle des gaz atmosphériques**

Les principaux gaz présents dans l'atmosphère qui interagissent avec le rayonnement solaire et thermique sont la vapeur d'eau (sur pratiquement toute la gamme du spectre), l'ozone (surtout entre 0.2-0.7 $\mu\text{m}$  mais cette molécule présente aussi 2 modes de vibration moléculaires qui constituent une bande autour de 9.6 $\mu\text{m}$ ) et le dioxyde de carbone qui est surtout important pour les radiations infrarouges autour de 15 $\mu\text{m}$ . Les autres gaz à prendre en compte pour le calcul du transfert radiatif sont: O<sub>2</sub>, CO, N<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, NO, NO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, et CH<sub>4</sub>.

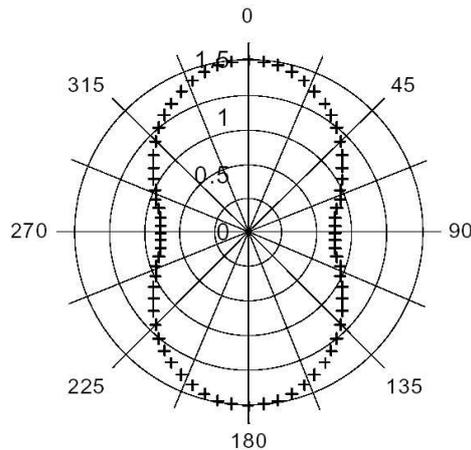
L'interaction des molécules de gaz avec le rayonnement se fait selon deux processus:

- la diffusion où l'énergie du rayonnement incident est irradiée dans toutes les directions,
- l'absorption où une partie du rayonnement est convertie en une autre forme d'énergie.

### 1.1.2.1. Diffusion par les molécules atmosphériques

La quantité de rayonnement interceptée et diffusée par les molécules atmosphériques dépend de la masse volumique de l'air. Pour une longueur d'onde donnée du spectre solaire, cette quantité est donc fonction de la température et de la pression.

La distribution de la diffusion dépend essentiellement du rapport entre la taille de la particule diffusante et la longueur d'onde du rayonnement. Elle est décrite par la fonction de phase dont la valeur représente la probabilité que le rayonnement incident soit diffusé d'une direction  $\Omega'$  dans une direction  $\Omega$ .



**Figure 1-1:** Représentation de la fonction de phase de Rayleigh

Les molécules atmosphériques ont des tailles très inférieures aux longueurs d'onde du rayonnement solaire, leur fonction de phase peut donc être décrite à partir de la théorie de Rayleigh. La fonction de phase a la forme:

$$P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \quad \text{Equation 1-2}$$

Elle est représentée sur la Figure 1-1 où on peut voir que la diffusion latérale est moins importante que la diffusion vers l'avant ou vers l'arrière.

### 1.1.2.2. Absorption par les molécules atmosphériques

L'absorption ou l'émission d'une radiation a lieu lorsqu'une molécule passe d'un état d'énergie à un autre. Dans le cas de l'absorption, la molécule capture un photon et passe dans un état excité ce qui crée une raie d'absorption. C'est le processus inverse qui a lieu dans le cas de l'émission. Une molécule peut accéder à différents niveaux d'énergie par trois types de transitions: les transitions d'un état électronique à un autre, ces transitions ont lieu aux longueurs d'onde UV et visibles, les transitions vibrationnelles (surtout en infrarouge) et les

transitions rotationnelles (en infrarouge lointain et micro-ondes). La plupart de ces transitions d'énergies sont quantifiées et produisent des spectres de raies.

Les raies d'absorption sont caractérisées par leur position sur le spectre, leur intensité et leur profil. Un coefficient d'absorption dépend donc dans une atmosphère hétérogène du nombre d'onde mais aussi de la pression, de la température et des différents gaz se trouvant à cette altitude et de leur concentration:

$$k(\nu, p, T) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m S_{ij}(T) f_{ij}(\nu, p, T) \quad \text{Equation 1-3}$$

où  $S_{ij}$  est l'intensité de la raie pour la  $j^{\text{ème}}$  raie d'absorption du  $i^{\text{ème}}$  gaz et  $f_{ij}$  est la forme de la raie d'absorption.

Une partie du rayonnement peut aussi être absorbée, par exemple, lorsqu'une molécule est dissociée par des photons dépassant l'énergie d'ionisation de la molécule. Il y a alors un continuum énergétique d'absorption ou d'émission. L'intensité des continuums,  $\alpha_\lambda$  dépend de la section efficace des gaz  $\sigma_{\lambda,i}(p, T)$  qui intercepte le rayonnement et de leur concentration  $n_i$ :

$$\alpha_\lambda = \sum_{i=1}^N n_i \sigma_{\lambda,i}(p, T) \quad \text{Equation 1-4}$$

A une même longueur d'onde, on peut avoir superposition de continuums et de raies. Les calculs des coefficients d'absorption, raie par raie, pour chaque niveau de l'atmosphère où coexistent plusieurs gaz sont très coûteux en temps de calcul.

### 1.1.3. Modélisation de l'absorption: la méthode des "k-distributions"

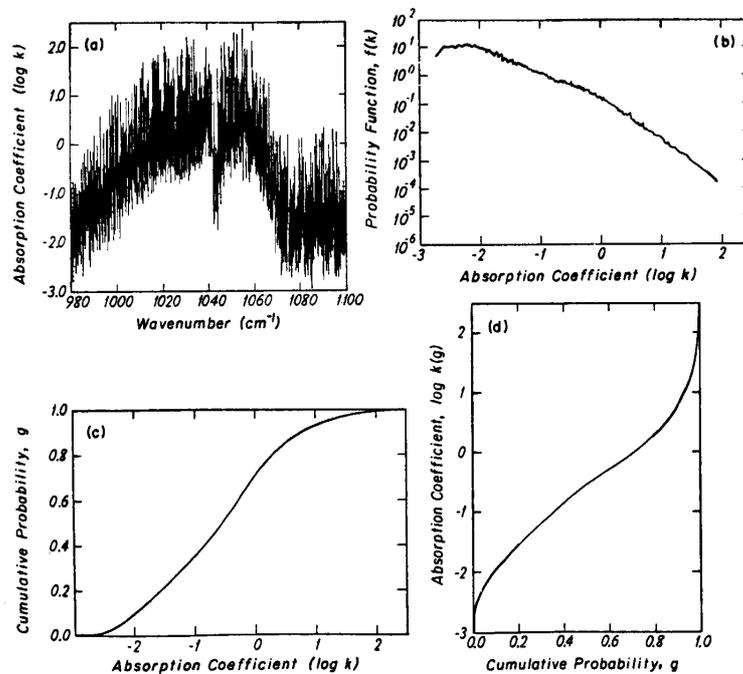
Pour réduire ces temps de calcul, il est possible d'utiliser la méthode des "k-distributions". Elle consiste à ne plus exprimer la transmittance d'un gaz en fonction du nombre d'onde mais plutôt selon la fonction de probabilité  $f(k)$  du coefficient d'absorption  $k$ . On obtient ainsi une variation continue de  $f(k)$  en fonction de  $k$  (Figure 1-2). La transmittance s'exprime alors le long du chemin  $u$  par:

$$T_\nu(u) = \int_{\Delta\nu} e^{-k_\nu u} \frac{d\nu}{\Delta\nu} = \int_0^\infty e^{-ku} f(k) dk \quad \text{Equation 1-5}$$

On peut ensuite définir une probabilité cumulée  $g$  de  $f(k)$  qui, par définition, est monotone croissante en fonction de  $k$ . La transmittance en fonction de  $g$  est alors exprimable comme une somme d'exponentielles:

$$T_v(u) = \int_0^1 e^{-k(g)u} dg \cong \sum_{j=1}^M e^{-k(g_j)u} \Delta g_j \quad \text{Equation 1-6}$$

Cette méthode s'applique dans le cas d'une atmosphère verticalement homogène. Dans un cas hétérogène, le coefficient  $k$  et la probabilité cumulée  $g$  dépendent de la température et de la pression; l'hétérogénéité verticale de l'atmosphère est prise en compte en supposant une corrélation entre les coefficients  $k$  à différentes températures et pressions (Fu et Liou, 1992).



**Figure 1-2:** a) Coefficients d'absorptions  $k_v$  en  $cm^{-1}.atm^{-1}$  en fonction du nombre d'onde. b) Fonction de probabilité  $f(k)$  du coefficient d'absorption. c) Fonction de probabilité de  $f(k)$  en fonction de  $k$ . d) Valeur du coefficient d'absorption en fonction de  $g$  (d'après Liou, 1992).

## 1.2. Modélisation tridimensionnelle du transfert radiatif dans les nuages

Les nuages sont composés de gouttelettes d'eau qui ont des dimensions supérieures à celles des molécules atmosphériques. La modélisation de leurs interactions avec le rayonnement est donc différente. Elle doit être tridimensionnelle pour se rapprocher de la réalité et surtout pour obtenir des quantités radiatives directionnelles qui correspondent à celles mesurées par les radiomètres.

## 1.2.1. Equation du transfert radiatif dans un volume élémentaire

### 1.2.1.1. Définition de la luminance

La luminance  $L$  correspond à la quantité d'énergie par unité de temps issue d'une source de surface élémentaire  $dS$  et se propageant dans une direction donnée dans un angle solide élémentaire  $d\Omega$ :

$$L(x,y,\theta,\varphi) = \frac{d^2\phi}{dS \cos \theta d\Omega} \quad \text{Equation 1-7}$$

où  $d^2\phi$  est le flux d'énergie par unité de temps (watt),  $\theta$  l'angle zénithal de la direction du rayonnement par rapport à la normale à la surface,  $\varphi$  l'angle azimuthal. Cette grandeur est celle mesurée par un radiomètre.

La réflectance que nous utiliserons plus loin, correspond à l'intégration des luminances selon les deux directions  $\theta$  et  $\varphi$ .

### 1.2.1.2. Equation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif en trois dimensions où  $I(r,\Omega)$  est la luminance à la position  $r(x,y,z)$  qui repart dans la direction  $\Omega(\mu,\varphi)$ , peut s'écrire:

$$-\frac{1}{\sigma_e} (\Omega \cdot \nabla) I(r, \Omega) = I(r, \Omega) - J(r, \Omega) \quad \text{Equation 1-8}$$

Trois facteurs contribuent à la fonction source  $J(r,\Omega)$ : la diffusion simple du flux solaire incident  $F_0$  diffusé dans la direction  $\Omega(\mu,\varphi)$ , la diffusion multiple provenant de toutes les directions de l'espace  $\Omega'(\mu',\varphi')$  et repartant dans la direction  $\Omega(\mu,\varphi)$  et l'émission thermique à la position considérée. La fonction source s'exprime donc comme:

$$J(r, \Omega) = \frac{\omega_0}{4\pi} F_0 P(r, \Omega_0, \Omega) e^{-\tau/\mu_0} + \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} I(r, \Omega') P(r, \Omega', \Omega) d\Omega' + (1 - \omega_0) B_v(T) \quad \text{Equation 1-9}$$

Le terme  $e^{-\tau/\mu_0}$  représente l'atténuation que subit le flux solaire arrivant dans une direction  $\Omega_0(\mu_0,\varphi_0)$  en traversant les couches atmosphériques.

En fonction du domaine spectral considéré, un des deux termes correspondant soit au flux solaire soit à l'émission thermique, domine. Il est donc, en général, possible de négliger l'autre terme excepté dans le domaine spectral compris entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  où les deux termes sont du même ordre de grandeur.

Dans l'équation du transfert radiatif et dans la fonction source, on retrouve les propriétés optiques du milieu qui sont le coefficient d'extinction  $\sigma_e$ , l'albédo de diffusion simple  $\omega_0$  et la fonction de phase ou indicatrice de diffusion  $P(r, \Omega_0, \Omega)$ .

Le coefficient d'extinction  $\sigma_e$  décrit l'atténuation du rayonnement le long d'une distance  $dx$ . Cette atténuation est due soit à l'absorption du rayonnement, soit à sa diffusion dans une nouvelle direction. Le coefficient d'extinction correspond donc à la somme des coefficients d'absorption et de diffusion:

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s \quad \text{Equation 1-10}$$

L'albédo de diffusion simple donne la probabilité de rayonnement diffusé par rapport au rayonnement atténué:

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} = \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \sigma_a} \quad \text{Equation 1-11}$$

et vaut 1 s'il n'y a pas d'absorption.

L'indicatrice de diffusion est la fonction de distribution de la répartition angulaire du rayonnement diffusé par rapport à la direction incidente. Son intégration suivant toutes les directions est donc égale à 1:

$$\int_{4\pi} P(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi} = 1.$$

Ces 3 paramètres optiques sont des paramètres fondamentaux du transfert radiatif. Ils dépendent de la longueur d'onde considérée, de la dimension et de la forme des particules ainsi que de la densité du nuage. Ils suffisent à décrire les propriétés d'un volume élémentaire pour la résolution de l'équation du transfert radiatif.

### 1.2.2. Modélisation du transfert radiatif en trois dimensions

Dans le cas des nuages hétérogènes, le passage à une représentation tridimensionnelle du transfert radiatif peut être résolu par des méthodes "lancer de rayons" ou "ray-tacing" (méthodes de Monte-carlo, Marshuk et al., 1980) ou des méthodes plus rapides tel que la méthode SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method) développé par Evans, (1998). Ces deux méthodes ont des précisions similaires mais la deuxième que, nous utilisons, permet de simuler des luminances beaucoup plus rapidement. La rapidité et la précision du calcul sont obtenues grâce à l'utilisation combinée des harmoniques sphériques et des ordonnées discrètes.

### 1.2.2.1. Principe du modèle SHDOM

L'intégration spatiale de l'équation de transfert radiatif le long de la distance  $s$  à travers une cellule nuageuse s'effectue en ordonnées discrètes à partir des fonctions sources  $J$  intégrée rétroactivement selon  $ds''$  et du coefficient d'extinction  $k$ :

$$I(s) = \exp\left[-\int_0^s k(s')ds'\right] I(0) + \int_0^s \exp\left[-\int_s^{s'} k(s'')ds''\right] J(s')k(s')ds' \quad \text{Equation 1-12}$$

Les luminances obtenues sont ensuite converties en harmoniques sphériques (Liou, 1992). Cette transformation permet un calcul de l'intégrale de diffusion plus simple et plus rapide, celle-ci étant ramenée à une simple multiplication:

$$J_{\ell m} = \frac{\omega_0 \chi_\ell}{2\ell + 1} I_{\ell m} \quad \text{Equation 1-13}$$

où  $I_{\ell m}$  est le coefficient de décomposition de la luminance en harmoniques sphériques,  $\chi_\ell$  est le coefficient de Legendre de la fonction de phase, et  $\omega_0$  est l'albedo de diffusion simple.

A cette intégrale sont ajoutées la source solaire et la source thermique dans l'espace des harmoniques sphériques. La source thermique qui est isotrope, nécessite seulement la première harmonique sphérique:

$$T_{\ell m} = (1 - \omega_0) B_v(T) (4\pi)^{1/2} \delta_{\ell 0} \delta_{m 0} \quad \text{Equation 1-14}$$

où  $\delta_{\ell 0}$  et  $\delta_{m 0}$  sont des symboles de Kronecker.

La source solaire s'écrit:

$$S_{\ell m} = \frac{F_0}{\mu_0} e^{-\tau_s} Y_{\ell, m}(\mu_0, \varphi_0) \frac{\omega_0 \chi_\ell}{2\ell + 1} \quad \text{Equation 1-15}$$

où  $F_0$  est le flux solaire dans un plan horizontal,  $\mu_0$  et  $\varphi_0$  respectivement le cosinus de l'angle zénithal et l'angle azimutal de l'incidence solaire.  $Y_{\ell, m}$  est la fonction des harmoniques sphériques.

La somme de ces trois fonctions sources est ensuite retransformée en ordonnées discrètes. A chaque itération, il est possible d'adapter la grille spatiale des propriétés optiques (augmentation de la résolution dans les parties denses du nuage) mais nous n'avons pas pu garder cette option pour des problèmes de mémoire vive. Il est cependant possible de choisir

les discrétisations angulaires et spatiales et donc de trouver un compromis entre temps de calcul et précision. Les conditions aux limites peuvent être périodiques en x et y, ouvertes en x, ouvertes en y ou ouvertes selon les deux dimensions x et y. Pour tous les calculs effectués pendant cette thèse, nous avons utilisé des conditions aux limites périodiques.

### 1.2.2.2. Calcul des propriétés optiques

La résolution de l'équation du transfert radiatif, nécessite de connaître les propriétés optiques du milieu. Dans le cas des nuages, celles-ci peuvent être décrites par deux quantités qui caractérisent l'élément nuageux homogène:

- une épaisseur optique qui correspond à l'intégration du coefficient d'extinction sur l'épaisseur de la couche nuageuse

$$\tau = \int_0^z \sigma_e(z) dz \quad \text{Equation 1-16}$$

- un rayon effectif caractérise la taille prépondérante sur le plan radiatif de la distribution en taille des gouttelettes (Hansen et Travis 1974):

$$R_e = \frac{\int_0^{\infty} r^3 f(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 f(r) dr} \quad \text{Equation 1-17}$$

A partir de la distribution des gouttelettes, il est possible de calculer les propriétés optiques des gouttelettes nuageuses (coefficient d'extinction, albedo de diffusion simple et fonction de phase) à l'aide de la théorie de Mie (Van de Hulst, 1957).

La théorie de Mie basée sur les équations de Maxwell, donne pour chaque rayon d'une particule sphérique, une section efficace d'extinction  $Q_{\text{ext}}(\lambda, r, n)$  et une section efficace de diffusion  $Q_s(\lambda, r, n)$ . Leurs valeurs dépendent de la taille des gouttes mais aussi de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction du milieu. Les coefficients d'extinction, de diffusion et la fonction de phase s'obtiennent ensuite par intégration sur la distribution en taille des particules nuageuses  $f(r)$ :

- le coefficient d'extinction:

$$\sigma_e(\lambda, n) = \pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 Q_{\text{ext}}(\lambda, r, n) f(r) dr \quad \text{Equation 1-18}$$

- le coefficient de diffusion s'obtient de la même façon en remplaçant la section efficace d'extinction par la section efficace de diffusion;

- la fonction de phase s'obtient avec:

$$p(\lambda, n, \theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi\sigma_s(\lambda)} \int_0^\infty [i_1(\theta, \lambda, r, n) + i_2(\theta; \lambda; r, n)] f(r) dr \quad \text{Equation 1-19}$$

où  $i_1$  et  $i_2$  sont les fonctions d'intensité montante et descendante de la théorie de Mie.

Les particules sont supposées sphériques, ce qui implique une symétrie azimutale. La fonction de phase ne dépend alors que d'un angle de diffusion  $\theta$  (angle entre la direction incidente et la direction dans laquelle le rayonnement est diffusé).

La valeur de l'épaisseur optique que nous fixons est la valeur à la longueur d'onde visible ( $0.544\mu\text{m}$ ). On en déduit la valeur du coefficient d'extinction à cette longueur d'onde en divisant par l'épaisseur géométrique du nuage. Pour les autres longueurs d'onde (en proche infrarouge et infrarouge), le coefficient d'extinction se calcule en utilisant le rapport entre les coefficients d'extinction à la longueur d'onde visible et aux longueurs d'onde proche infrarouge ou infrarouge. Ce rapport dépend de la distribution en taille des particules et donc du rayon effectif imposé.

Pour le calcul numérique du transfert radiatif, il est plus simple d'utiliser la fonction de phase, non pas en fonction de l'angle de diffusion, mais décomposée en polynômes de Legendre:

$$p(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l P_l(\cos\theta) \quad \text{Equation 1-20}$$

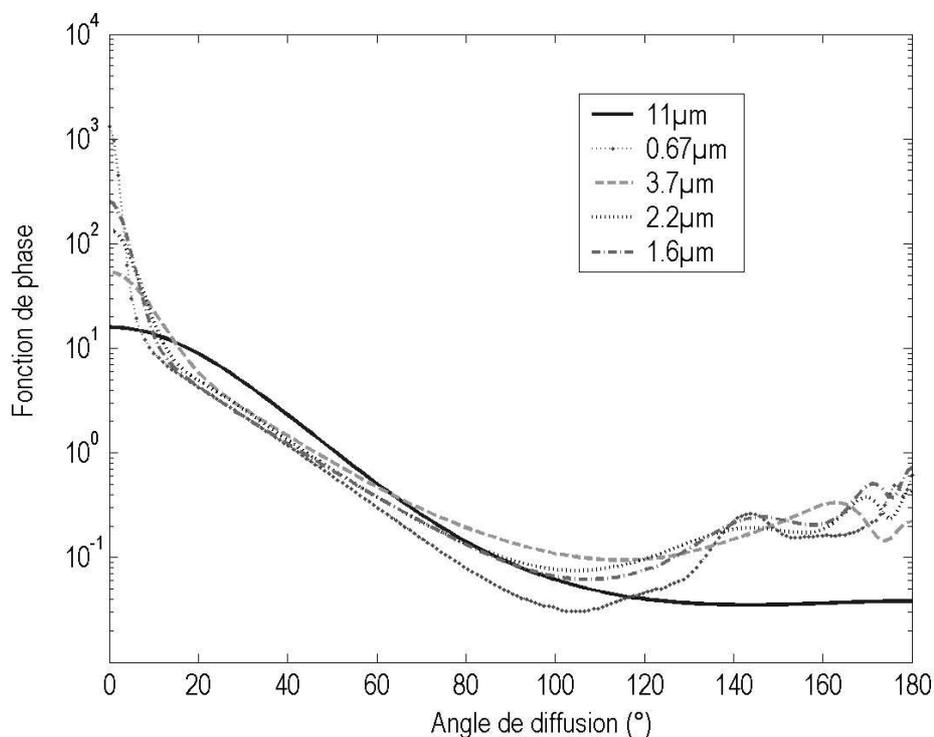
Les polynômes de Legendre ont des propriétés d'orthogonalité et de récurrence qui permettent de développer, de façon exacte différentes types de fonction de phase. Les coefficients de développement de cette décomposition s'écrivent:

$$\beta_\ell = \frac{2\ell + 1}{2} \int_{-1}^1 p(\mu) P_\ell(\mu) d\mu \quad \text{avec } \mu = \cos\theta \quad \text{Equation 1-21}$$

Sur la Figure 1-3, on peut voir les fonctions de phase obtenues à cinq longueurs d'onde différentes. Excepté pour la longueur d'onde infrarouge ( $11\mu\text{m}$ ), les fonctions de phase présentent des variations importantes qui, comme on le verra dans le chapitre 4, posent quelques problèmes dans l'interpolation et la correction des luminances. Il faut remarquer le pic avant de la fonction de phase vers  $0^\circ$  qui est très marqué pour la longueur d'onde visible ( $0.67\mu\text{m}$ ) et diminue lorsque la longueur d'onde augmente, la direction de "l'arc en ciel" située

autour de  $140^\circ$  (pour  $0.67$ ,  $1.6$  et  $2.2\mu\text{m}$ ) et la direction de diffusion arrière qui présente des variations entre  $170$  et  $180^\circ$ .

Le calcul des propriétés optiques pour tous les rayons effectifs composant un champ nuageux est coûteux. Afin de limiter ce temps de calcul, les propriétés optiques sont pré-calculées pour 235 valeurs du rayon effectif allant de  $0.1\mu\text{m}$  à  $40\mu\text{m}$ . Les valeurs intermédiaires des propriétés optiques sont ensuite interpolées par des fonctions splines. Cette interpolation engendre une erreur inférieure à  $0.2\%$  sur les luminances excepté pour les rayons effectifs placés aux limites inférieure et supérieure de la table pré-calculée.



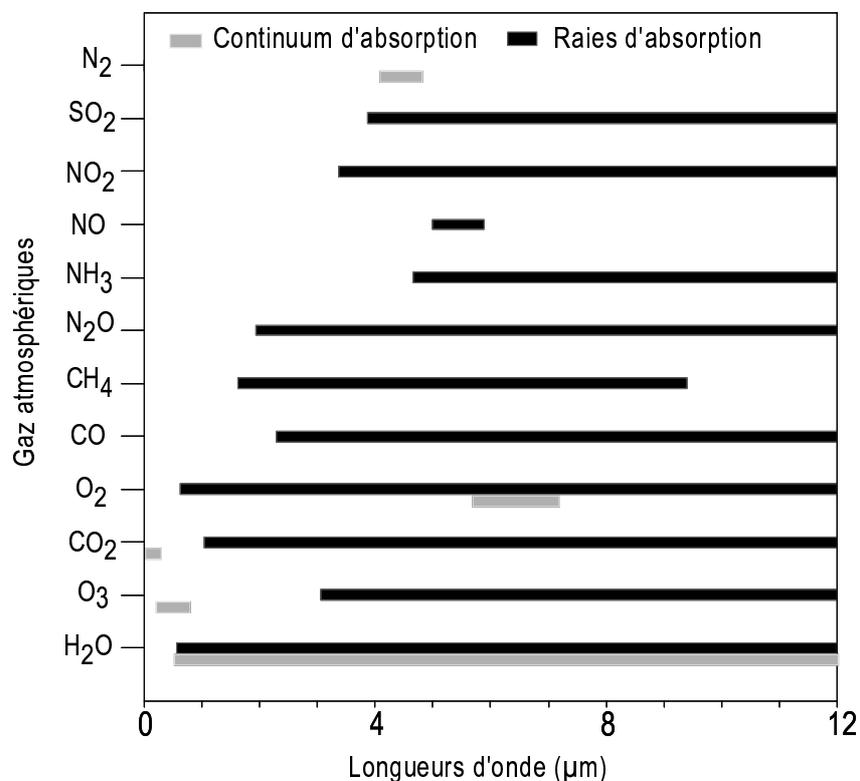
**Figure 1-3:** Exemples de fonction de phase à 5 longueurs d'onde différentes

### 1.2.2.3. Prise en compte de l'atmosphère dans des cas monochromatiques

Le modèle SHDOM dans sa version initiale permet de prendre en compte l'absorption des gaz dans des cas monochromatiques mais seulement pour des bandes spectrales bien définies (Fu et Liou, 1992) et assez larges (de l'ordre de  $200\text{cm}^{-1}$ ). Or, pour simuler des données radiométriques, nous avons, normalement, besoin de luminances en bandes étroites. Au cours de ce travail, nous avons simulé les luminances, dans des cas quasi-monochromatiques (largeur de la bande d'environ  $5\text{cm}^{-1}$ ). Nous avons ensuite effectué un premier travail concernant le passage des luminances monochromatiques aux luminances en bandes étroites (Annexe B).

Pour obtenir ces luminances monochromatiques, nous avons associé à SHDOM, la partie "atmosphère" du code de Nakajima et Nakajima (1995). Les gaz pris en compte par ce modèle selon les longueurs d'onde sont listés sur la Figure 1-4. Les continums d'absorption sont ajoutés aux coefficients des raies d'absorption. Ces derniers sont calculés par la méthode des k-distributions (paragraphe 1.1.3) avec trois intervalles pour la décomposition de la fonction de probabilité cumulée.

Les coefficients utilisés sont obtenues à partir de la base de données LOWTRAN7 (Kneizys et al., 1988). Les profils de température, de pression et des concentrations des espèces intervenantes suivent le profil US Standard.



**Figure 1-4:** *Gaz pris en compte dans le modèle "SHDOM modifié" en fonction des longueurs d'onde. Les deux types d'absorption continuum et raies d'absorption sont indiqués.*

Cette modification de SHDOM a été testée dans plusieurs conditions, à partir du modèle initial de Nakajima et Nakajima dans des cas de nuages homogènes. Pour les cas de nuages hétérogènes, les résultats obtenus ont été comparés à ceux donnés par le modèle MYSTIC de Mayer (1999). Les résultats de ces comparaisons sont décrits dans l'annexe A

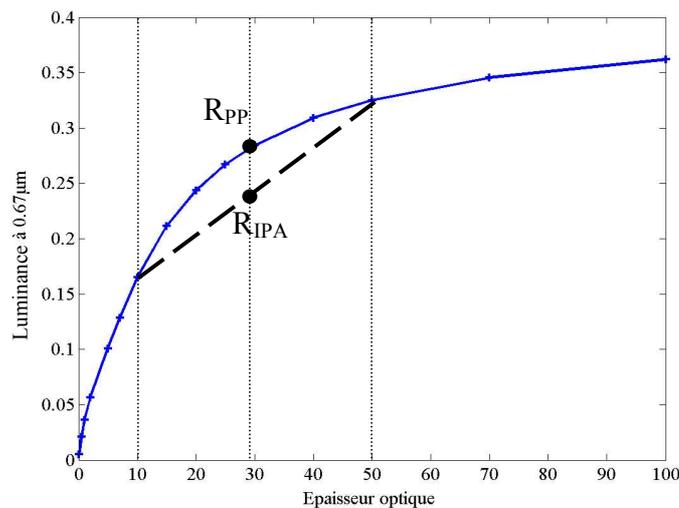
### 1.3. Conséquences de l'hétérogénéité des nuages dans le transfert radiatif

Dans un cas idéal, la résolution de l'équation du transfert radiatif, sur l'ensemble du nuage, se fait en utilisant l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèles. Cependant, de nombreuses observations ont montré que même les nuages de type strato-cumulus présentaient des fluctuations de leur contenu en eau (Cahalan et Snider, 1989).

Cette variabilité au sein du pixel considéré provoque une diminution de l'albédo des nuages (Cahalan et al., 1994a; Barker, 1996). Cet écart est lié à la non-linéarité de la courbe de réponse des quantités radiatives en fonction de l'épaisseur optique (Figure 1-5). La luminance de la moyenne des épaisseurs optiques ( $R_{PP}$ ) est supérieure à la moyenne des luminances de chaque épaisseur optique ( $R_{IPA}$ ):

$$\frac{1}{N} \sum_i R(\tau_i) \leq R\left(\frac{1}{N} \sum_i \tau_i\right) \quad \text{Equation 1-22}$$

Cette inégalité conduit à une surestimation des quantités radiatives par rapport aux quantités radiatives mesurées et est appelée le biais "plan-parallèle"



**Figure 1-5:** *Courbe de réponse des luminances en fonction de l'épaisseur optique. Sur le graphique sont indiquées la luminance plan-parrallèle  $R_{PP}$  et la luminance IPA,  $R_{IPA}$*

La méthode IPA (Independent Pixel Approximation) a été développée dans le but de remédier à ce problème: le nuage est découpé en plusieurs sous régions et chaque colonne élémentaire est considérée comme un nuage à plans parallèles indépendamment de ses voisins. La réflectance IPA est ensuite obtenue comme la moyenne des réflectances de chaque pixel élémentaire:

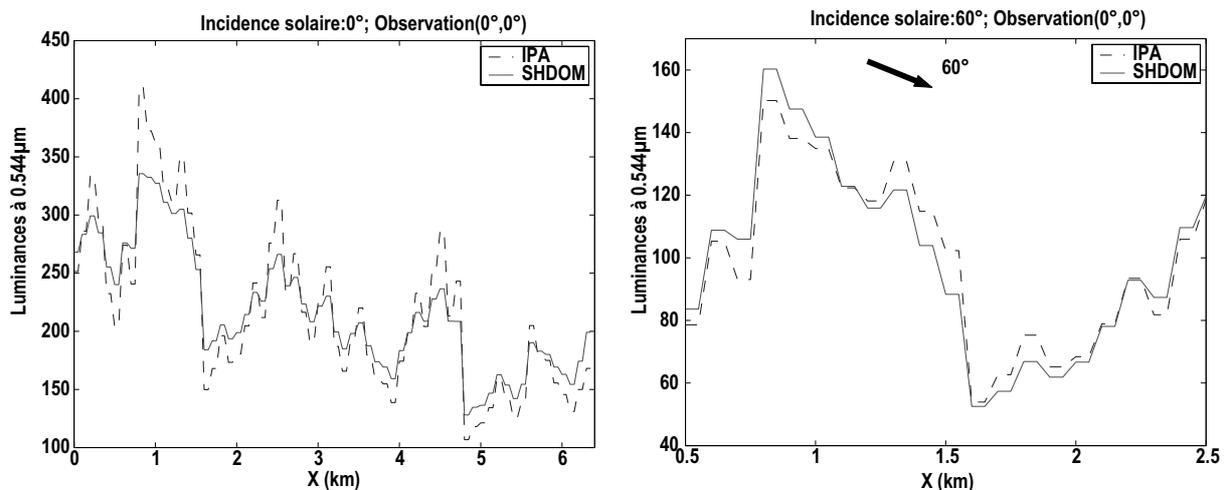
$$R_{\text{IPA}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_{\text{PP}}(\tau_n) \quad \text{Equation 1-23}$$

L'erreur commise pour un nuage stratiforme peut alors être inférieure à 1% (Cahalan et al., 1994b; Davis et al., 1997) mais peut atteindre des valeurs plus importantes dans les cas très hétérogènes ou en présence de couverture fractionnaire (Chambers et al., 1997a) du fait du transport horizontal des photons.

Ainsi, la connaissance des propriétés nuageuses à petite échelle peut permettre de limiter les effets du biais plan-parallèle. D'autre part, ces propriétés nuageuses à petite échelle sont nécessaires pour connaître la structure et la variabilité spatiale des nuages (Cahalan et al., 2001).

Cependant, il n'est pas toujours possible d'accéder à ces propriétés à petite échelle, d'une part pour des raisons techniques mais aussi parce que l'hétérogénéité affecte les quantités radiatives mesurées à petite échelle (Davis et al., 1997; Oreopoulos et al., 2000).

### 1.3.1. Difficultés dues à l'hétérogénéité à petite échelle



**Figure 1-6:** Luminances obtenues à partir d'un champ d'épaisseur optique 1D de résolution 50m selon l'axe x par la méthode IPA et à l'aide d'un modèle de transfert radiatif 3D. Dans les deux cas l'angle d'observation est au nadir mais sur la figure 1-6a) l'angle d'incidence solaire est 0°: effets du lissage radiatif, et sur la figure 1-6b) l'angle d'incidence solaire est 60°: effets de "surbrillance" et d'ombrage qui augmentent la variabilité du champ de luminance.

Pour des échelles d'observation faibles, selon l'angle d'observation ou l'angle d'incidence solaire, les effets de l'hétérogénéité peuvent être totalement différents. Pour des angles d'incidence solaire proche du zénith, le transport horizontal des photons conduit à un

lissage du champ radiatif, la méthode IPA surestime donc la variabilité du champ de rayonnement (Marshak et al., 1995a). Au contraire, pour des angles d'incidence solaire ou d'observation importants, la méthode IPA a tendance à sous-estimer la variabilité du champ radiatif. Le transport horizontal des photons existe toujours mais il est dominé par les effets de surbrillance et d'ombrage qui augmentent la variabilité du champ radiatif. Sur la Figure 1-6, nous avons représenté ces deux phénomènes en simulant les luminances d'un champ d'épaisseur optique 1D (résolution de 50m selon l'axe x) avec la méthode IPA et avec le modèle SHDOM qui prend en compte le transport horizontal du photon.

### 1.3.1.1. Lissage radiatif

Le régime du lissage radiatif des champs de luminances se décèle à partir de sa pente spectrale par exemple sur des images LANDSAT (Cahalan et Snider, 1989, Davis et al., 1997) où apparaît une brisure de pente à une échelle située autour de 200-400m. Pour des échelles supérieures, la pente spectrale est proche de  $-5/3$ , ce qui est attendu si on considère que le champ nuageux est créé par l'advection turbulente du vent horizontal. En revanche, pour des échelles inférieures, elle se rapproche de  $-3$  ce qui suggère un lissage du champ de luminance (Figure 1-7).

Marshak et al. (1995) et Davis et al. (1997) ont expliqué ce phénomène de lissage radiatif par la diffusion horizontale des photons (suite aux diffusions multiples) provoquée par les gradients du champ d'épaisseur optique. Ce transport horizontal des photons peut être décrit localement par une fonction de Green. Dans un cas conservatif et au-dessus d'un sol absorbant, l'échelle à laquelle le transport horizontal devient non négligeable dépend de l'épaisseur géométrique du nuage et du libre parcours moyen du photon dans le nuage. Ce dernier est défini par:

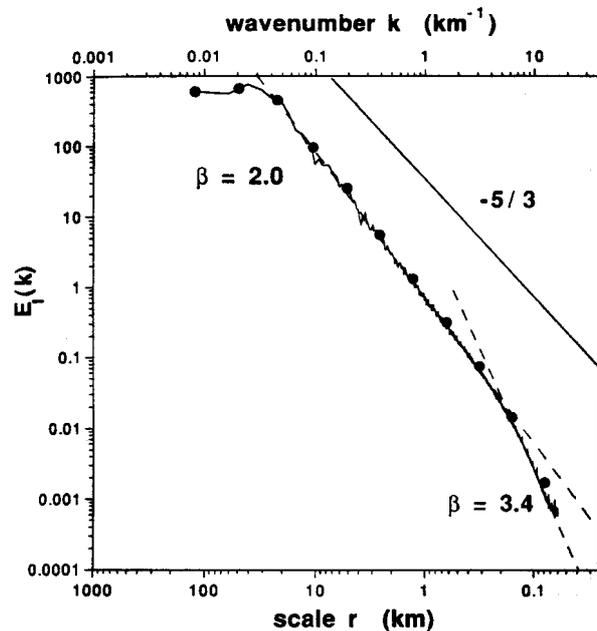
$$l_t = \frac{1}{(1-g)\sigma_e} \quad \text{Equation 1-24}$$

où  $\sigma_e$  est le coefficient d'extinction et  $g$  le paramètre d'asymétrie de la fonction de phase donnant la proportion de rayonnement diffusé vers l'avant. L'échelle de lissage radiatif au sommet du nuage est ensuite donnée approximativement par la distance moyenne de sortie du photon du nuage avec:

$$\langle \rho \rangle = \sqrt{l_t H} = \left( \frac{H}{(1-g)\sigma_e} \right)^{1/2} = H \left( \frac{1}{(1-g)\tau} \right)^{1/2} \quad \text{Equation 1-25}$$

où  $H$  représente l'épaisseur géométrique du nuage avec  $\tau = \sigma_e \cdot H$

Dans le cas de la transmittance,  $\langle \rho \rangle = H$ .



**Figure 1-7:** Spectre d'énergie dans l'espace de Fourier d'un champ de stratocumulus mesuré par le radiomètre Landsat durant la campagne Fire. La pente spectrale présente une brisure autour de 200m passant d'une valeur de  $-2$  à  $-3.4$  (d'après Davis et al., 1997)

Ce lissage radiatif implique qu'un pixel n'est plus seulement défini par ses propriétés intrinsèques. En effet, deux pixels peuvent avoir les mêmes propriétés, ils n'auront pas obligatoirement les mêmes valeurs de luminance du fait de leur voisinage.

Pour prendre en compte ces effets de lissage radiatif, Marshak et al. (1995a; 1998) ont introduit la méthode NIPA (Non Local Independent Pixel Approximation). C'est une amélioration de la méthode IPA qui utilise la convolution du champ de réflectances IPA avec une fonction de Green:

$$\mathbf{R}_{\text{NIPA}}(\mathbf{x}) = G(\alpha, \eta, \mathbf{x}) \times \mathbf{R}_{\text{IPA}}(\mathbf{x}) \quad \text{Equation 1-26}$$

où  $G(\alpha, \eta, r)$  représente la fonction de Green approchée par une fonction de distribution  $\gamma$ ,

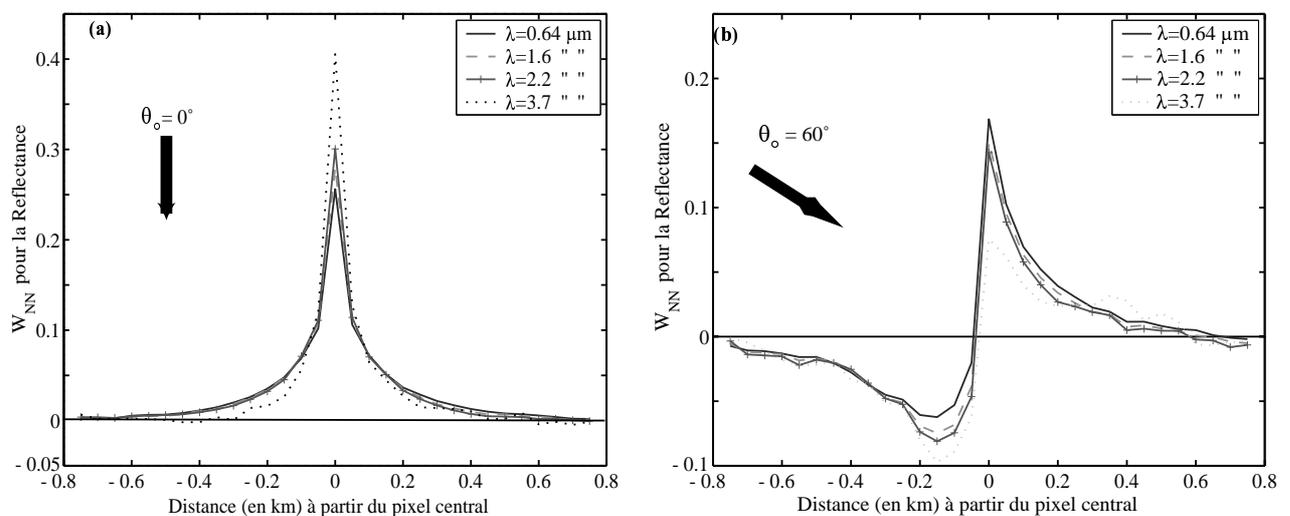
$$G(\alpha, \eta, x) = cx^{\alpha-1} \exp(-\alpha x / \eta).$$

Cette technique permet d'obtenir une bonne approximation des luminances dans des cas d'angles d'incidence solaire et d'observation proches du zénith mais conduit à des erreurs

importantes pour des incidences solaires et des angles d'observations importants, d'une part parce que le lissage radiatif présente dans ce cas une asymétrie élevée et d'autre part en raison des effets de surbrillance et d'ombrage.

D'une autre manière mais toujours pour estimer les effets de ce lissage radiatif, Faure et al. (2001a) ont analysé les interactions radiatives horizontales à haute résolution à l'aide d'un réseau de neurones.

L'analyse des poids du réseau après apprentissage permet de montrer la contribution des pixels voisins sur la valeur de la réflectance centrale. Pour une incidence solaire normale (Figure 1-8a), plus on s'éloigne du pixel central, plus la contribution des poids diminue et donc la contribution des pixels voisins. Ces variations changent selon la longueur d'onde étudiée: dans le cas d'une longueur d'onde absorbante ( $3.7\mu\text{m}$ ), le libre parcours moyen du photon est plus faible, la contribution du pixel central est donc plus importante. Pour un angle d'incidence solaire plus élevé (Figure 1-8b), une asymétrie apparaît, elle s'explique comme précédemment, par l'asymétrie du lissage radiatif et par les effets de surbrillance et d'ombrage.

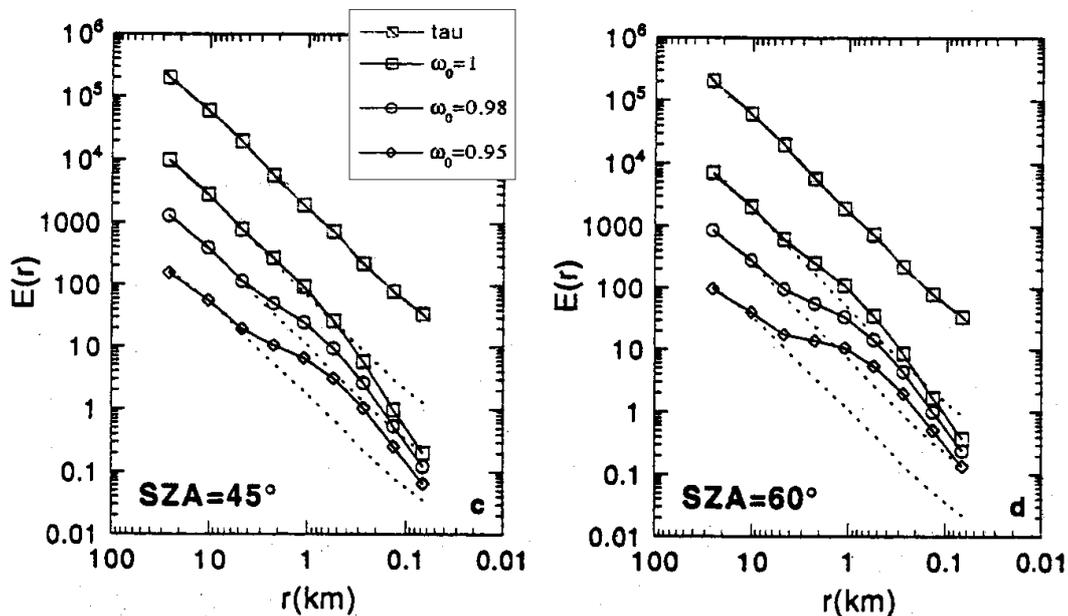


**Figure 1-8:** *Evolution des poids du réseau de neurones par rapport au pixel central pour deux angles d'incidence solaire  $0^\circ$  et  $60^\circ$ . (d'après Faure et al., 2001a)*

### 1.3.1.2. Variabilité plus importante du champ radiatif

Lorsque l'angle d'incidence solaire est important, l'effet du lissage radiatif est dominé par des effets de surbrillance et d'ombrage qui augmentent la variabilité du champ de luminance (Loeb et Varnai, 1997; Titov, 1998). En effet, les pixels d'épaisseur optique importante apparaissent avec une luminance plus élevée parce qu'ils "arrêtent" le rayonnement

solaire arrivant sur leurs cotés; par contre les pixels placés derrière eux ont une luminance beaucoup plus faible que celle correspondant à leurs épaisseurs optiques (Figure 1-6b). Cette particularité se remarque aussi sur la forme du spectre d'énergie, où aux échelles intermédiaires (1-5km), la pente spectrale est plus faible du fait des fluctuations plus importantes (Oreopoulos et al., 2000a; Figure 1-9). Cette diminution de pente est plus marquée lorsque le coefficient d'albédo de diffusion simple diminue: les photons ayant plus de chance d'être absorbés, ils parcourent une distance moins importante dans le nuage, le lissage radiatif est plus faible et donc les champs radiatifs aux longueurs d'onde absorbantes apparaissent plus bruités.



**Figure 1-9:** Spectre d'énergie pour deux angles d'incidence solaire ( $45^\circ$  et  $60^\circ$ ) et trois coefficients d'albédo de diffusion simple différents (1, 0.98 et 0.95) à partir de simulations Monte-Carlo (trait plein) et de simulations IPA (trait pointillés). (d'après Oreopoulos et al., 2000a).

Ces effets sont plus importants dans la direction du rayonnement solaire incident et augmentent avec l'angle d'incidence solaire. Cette variabilité est aussi plus importante lorsque la scène est vue dans la direction de diffusion avant car les pixels plus brillants et plus sombres apparaissent, alors que dans la direction de diffusion arrière, seuls les pixels "surbrillants" sont "vus" (Varnai, 2000).

Cette modification de la variabilité des champs de luminances par rapport à celle du champ nuageux dépend donc de plusieurs facteurs: angle zénithal solaire, angle d'observation, taille de la scène considérée, hétérogénéité interne mais aussi variation de l'altitude du

sommet du nuage qui provoque un effet plus important que l'hétérogénéité interne (Loeb et al., 1998b; Oreopoulos et Davies, 1998; Varnai et Davies, 1999).

### **1.3.2. Prise en compte de l'hétérogénéité à grande échelle**

A des échelles plus grandes, la présence du biais plan-parallèle fausse l'estimation des quantités radiatives (Cahalan et al., 1994, Barker et al., 1996; Oreopoulos and Davies, 1998a). Dans le but de prendre en compte les effets de cette l'hétérogénéité sous-pixel plusieurs méthodes ont été développées. Le premier type de méthode propose de remplacer la connaissance des paramètres nuageux à petite échelle par une distribution a priori de l'épaisseur optique; le deuxième type de méthode recherche des paramètres équivalents à ceux d'un nuage homogène.

#### **1.3.2.1. L'IPA "pondérée"**

Dans les cas où la connaissance des propriétés des nuages à une échelle assez fine pour appliquer la méthode IPA n'est pas possible, le calcul colonne par colonne des réflectances sous l'hypothèse du nuage à plans-parallèles est remplacé par une intégration suivant une distribution a priori de l'épaisseur optique (Barker, 1996). La réflectance peut alors être calculée, sans connaître la répartition sous-pixel des épaisseurs optiques, à partir de l'équation:

$$R_{IPAA} = \int_0^{\infty} R_{PP}(\tau)p(\tau)d\tau \quad \text{Equation 1-27}$$

où  $R_{pp}(\tau)$  est la réflectance plan parallèle pour une épaisseur optique  $\tau$  et  $p(\tau)$  est la densité de probabilité de l'épaisseur optique. Avec comme objectif de trouver une paramétrisation rapide pour les GCM, Oreopoulos et Davies (1998b) ont testé, en utilisant des images AVHRR, plusieurs fonctions pour cette densité de probabilité: une distribution gamma proposée par Barker (1996), une distribution log-normal et une  $\beta$ -distribution. Les deux premières distributions semblent donner les meilleurs résultats: elles nécessitent, néanmoins, de connaître la moyenne et l'écart-type de la distribution du logarithme de l'épaisseur optique.

#### **1.3.2.2. Equivalence entre nuages homogènes et nuages hétérogènes**

Les méthodes ETA (Equivalent Thickness Approximation; Cahalan et al., 1994a) ou EHCA (Equivalent Homogeneous Cloud Approximation; Szczap et al., 2000b,c) consistent à définir un nuage homogène équivalent au nuage hétérogène. Dans le cas de l'ETA, une

épaisseur optique équivalente est définie proportionnellement à l'épaisseur optique moyenne, le coefficient de proportionnalité étant relié à l'hétérogénéité du nuage.

En suivant la même idée, la méthode EHCA impose pour une incidence solaire fixée, que les flux radiatifs du nuage hétérogène soient égaux aux flux radiatifs du nuage homogène équivalent. Cette égalité permet de définir deux paramètres effectifs: une épaisseur optique "effective" et un albedo de diffusion simple "effectif". Les différences entre les paramètres effectifs et les paramètres nominaux sont liées à l'épaisseur optique moyenne et à un paramètre d'hétérogénéité défini comme l'écart-type des épaisseurs optiques divisés par l'épaisseur optique moyenne:

$$\rho_{\tau}(L) = \frac{\sigma_{\tau}(L)}{\tau(L)} \quad \text{Equation 1-28}$$

Cette méthode a été étendue par Iwabuchi et al. (2002) à des nuages présentant des altitudes de sommet et de base non constantes. La paramétrisation développée permet d'estimer les biais entre une méthode IPA et une méthode 3D sur la moyenne et la variance du logarithme de l'épaisseur optique. Cette paramétrisation dépend des deux paramètres cités précédemment mais aussi de l'épaisseur géométrique moyenne du nuage, de la pente spectrale de l'épaisseur optique et de l'albédo de surface.

Ces méthodes peuvent permettre un calcul rapide des flux ou des luminances dans des cas de nuages hétérogènes. Toutes font intervenir la moyenne des épaisseurs optiques et un paramètre lié à l'hétérogénéité sous-pixel. Ce dernier paramètre est donc d'une importance capitale pour améliorer l'estimation des quantités radiatives à grande échelle.

#### **1.4. Conclusion**

Ce chapitre nous a permis de présenter les différents facteurs à prendre en compte dans le calcul direct des champs radiatifs dans une atmosphère nuageuse. Le rayonnement interagit avec les molécules atmosphériques. Pour des questions de rapidité, la modélisation des ces effets utilise la méthode des "k-distributions".

Dans le cas du nuage, pour être décrite correctement, l'interaction doit être prise en compte dans un espace tridimensionnel. Le modèle, que nous avons choisi d'utiliser, pour simuler les luminances au sommet de l'atmosphère est le modèle SHDOM (Evans, 1998).

Les travaux antérieurs et récents effectués dans le cas de nuages hétérogènes nous conduisent à plusieurs conclusions. Pour des échelles importantes, la non prise en compte de

la variabilité sous pixel des nuages conduit à un biais important par rapport à un nuage homogène qui peut être, dans certains cas, réduit en utilisant la méthode IPA.

A petite échelle, le transport horizontal des photons et les effets de surbrillance et d'ombrage lissent ou, au contraire, augmentent la variabilité des champs radiatifs. Le champ radiatif est donc fortement modifié, d'autant plus dans les cas où le nuage présente une variation de son altitude de sommet. Ces modifications du champ radiatif par rapport à un champ IPA impliquent que la restitution des paramètres nuageux en appliquant la méthode IPA est biaisée. Différentes méthodes, découlant de celles présentées dans ce chapitre (NIPA, NDNR, réseaux de neurones) ont été développées pour tenter de corriger les effets de l'hétérogénéité sur la restitution des paramètres nuageux à petite échelle, nous les présenterons dans le chapitre deux.

D'autres travaux ont été menés avec comme objectif la prise en compte de l'hétérogénéité sous pixel dans le calcul des quantités radiatives. Un premier type de méthode suppose une répartition sous pixel a priori de l'épaisseur optique. Le deuxième type définit des paramètres effectifs permettant de traiter le nuage hétérogène comme un nuage homogène. Dans les deux cas, la connaissance, au moins, d'un paramètre relié à l'épaisseur optique moyenne du nuage et d'un paramètre décrivant l'hétérogénéité de l'épaisseur optique (par exemple l'écart-type de l'épaisseur optique) est nécessaire. La restitution de caractéristiques de ce type peut donc apporter des solutions quant à la prise en compte de l'hétérogénéité sous-pixel.



## **Chapitre 2    Restitution de paramètres nuageux à partir de mesures radiométriques: méthodes utilisées**

*Dans ce chapitre, nous décrirons les différentes méthodes développées dans le but de restituer les paramètres nuageux. Une des seules méthodes actuellement opérationnelle utilise l'hypothèse de nuage homogène à plans parallèles pour restituer deux paramètres nuageux (l'épaisseur optique et le rayon effectif ou l'épaisseur géométrique et la concentration des gouttes). Cependant, dans certains cas, la solution n'est pas unique; pour pallier ce problème, nous proposons une méthode basée sur trois longueurs d'onde à la place de deux généralement utilisées.*

*En raison des effets de l'hétérogénéité des nuages (lissage radiatif, effets de surbrillance et d'ombrage, biais plan-parallèle) présentés dans le chapitre 1, la restitution des paramètres nuageux est souvent biaisée. Nous présenterons plusieurs méthodes développées récemment, permettant de prendre en compte ces effets dans le cas de restitution à petite échelle comme la méthode NIPA, la méthode NDNR ou une méthode utilisant les réseaux de neurones.*

*Enfin, nous présenterons la méthode étant à la base de ce travail de thèse. Elle permet d'améliorer la restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif et de restituer d'autres paramètres comme un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique ou un paramètre de couverture fractionnaire.*

Le premier chapitre donne une description du transfert radiatif dans une atmosphère nuageuse et montre l'importance de la prise en compte de l'hétérogénéité nuageuse mais aussi les difficultés qui en découlent pour la restitution des paramètres nuageux. Dans ce deuxième chapitre, nous abordons les solutions développées pour cette restitution.

Les méthodes classiques d'inversion s'appuient sur l'hypothèse du nuage homogènes à plans parallèles. A partir des luminances à deux longueurs d'onde, il est possible de restituer deux paramètres nuageux en utilisant, le plus souvent, une table d'interpolation. Le choix des paramètres restitués peut néanmoins varier. Classiquement, ce sont des paramètres radiatifs tels que l'épaisseur optique et le rayon effectif (Nakajima et Nakajima, 1995; Platnick et Valero, 1995) mais il peut aussi s'agir de paramètres relatifs à la microphysique du nuage, tels que la concentration des gouttelettes et l'épaisseur géométrique, (Brenguier et al., 2000). Ce

dernier modèle de nuage inverse utilise un profil adiabatique pour prendre en compte la croissance des gouttes.

Quel que soit le modèle de nuage inverse utilisé, à partir d'une table de "look-up", il n'est pas toujours possible de trouver une seule solution, l'introduction d'une troisième information peut donc s'avérer nécessaire. Selon le triplet de luminances utilisé et selon les angles d'observation et d'incidence solaire, les paramètres restitués ne le sont pas avec la même précision. Afin d'estimer les triplets et les directions préférentiels, nous avons mené une étude de sensibilité des différents triplets de luminances aux deux paramètres restitués. Bien que cette étude ne soit pas possible dans le cas du nuage hétérogène, certaines conclusions peuvent s'y appliquer.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les champs radiatifs calculés selon l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèles sont modifiés en raison du lissage radiatif et des effets de surbrillance et d'ombrage. La restitution des paramètres nuageux en est donc biaisée. Pour résoudre ce problème, différentes méthodes ont été proposées permettant de prendre en compte les effets de l'hétérogénéité à petite échelle.

Toujours pour résoudre les problèmes liés à l'hétérogénéité des nuages, Faure et al. (2001c) ont proposé d'utiliser les nouvelles capacités des radiomètres pour restituer davantage de paramètres nuageux comme l'hétérogénéité de l'épaisseur optique ou la couverture fractionnaire sous-pixel et pour améliorer l'estimation des paramètres moyens. C'est la poursuite de cette approche qui a été envisagée au cours de cette thèse.

## **2.1. Méthode d'inversion classique: nuages à plans parallèles homogènes**

L'utilisation de deux longueurs d'onde implique la possibilité de restituer au plus deux paramètres nuageux indépendants. Les méthodes de restitution classiques sont donc basées sur un nuage homogène à plans parallèles caractérisé par deux paramètres. Chaque colonne nuageuse est traitée indépendamment des autres sans tenir compte des interactions dues au transport horizontal des photons.

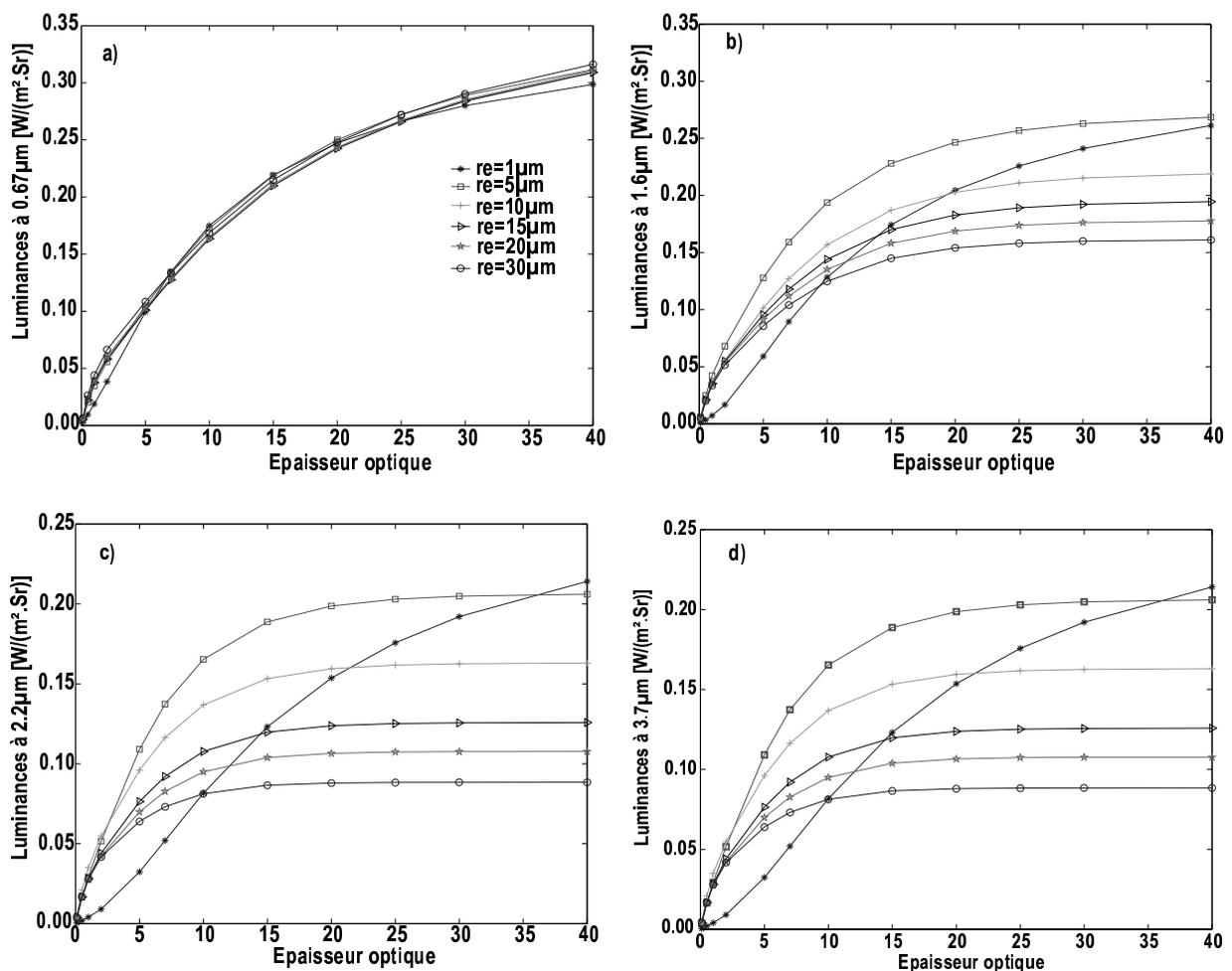
### **2.1.1. Restitution de deux paramètres nuageux à partir de deux luminances**

Les informations nécessaires à la restitution de ces deux paramètres sont contenues dans les différences d'absorption du milieu suivant les longueurs d'onde.

### 2.1.1.1. Epaisseur optique et rayon effectif

Sur les Figures 2-1, sont représentées les variations des luminances d'un nuage homogène à différentes longueurs d'onde, en fonction de l'épaisseur optique pour plusieurs rayons effectifs. Dans le cas d'une longueur d'onde visible ( $0.67\mu\text{m}$ ), la diffusion est quasi-conservative, les luminances augmentent donc avec l'épaisseur optique. Elles sont, par contre, très peu sensibles aux variations du rayon effectif (Figure 2-1a ).

Dans le cas des longueurs d'onde en proche infrarouge, (Figures 2-1b,c et d), le coefficient d'albédo de diffusion simple diminue lorsque la taille des gouttes augmentent, le rayonnement est donc de plus en plus absorbé. Il en résulte une diminution des luminances lorsque le rayon effectif augmente. Pour la longueur d'onde à  $3.7\mu\text{m}$  (d), les luminances ne dépendent presque plus de l'épaisseur optique. Cette longueur d'onde est donc très importante pour obtenir une information sur les paramètres microphysiques du nuage.



**Figure 2-1:** Variation des luminances en fonction de l'épaisseur optique pour plusieurs rayons effectifs. a) longueur d'onde visible:  $0.67\mu\text{m}$ ; b), c), d) longueurs d'onde en proche infrarouge respectivement  $1.6$ ,  $2.2$  et  $3.7\mu\text{m}$

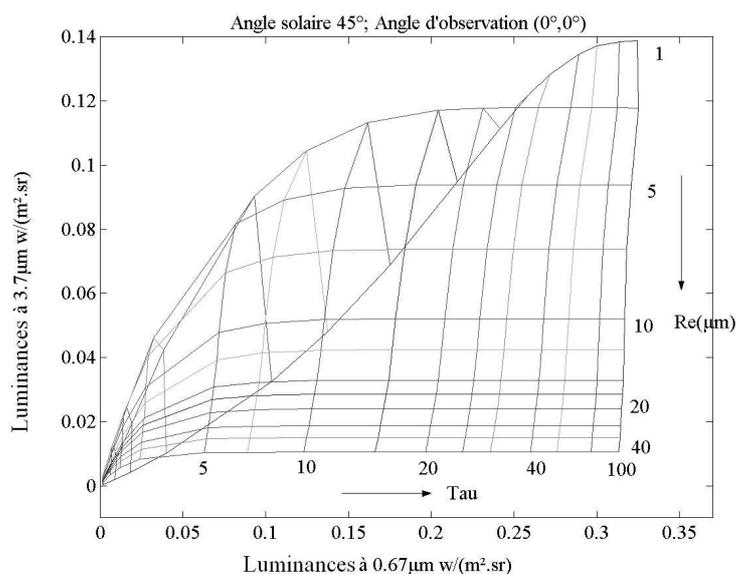
La restitution de deux paramètres nuageux à partir de deux longueurs est cependant difficile car la complexité des interactions entre nuage et rayonnement fait qu'il n'est pas possible de trouver une solution analytique qui permettent de retrouver ces deux paramètres nuageux. La seule approche possible utilise des essais successifs et consiste à ajuster les valeurs calculées par le modèle "direct" aux valeurs mesurées. Le problème est alors de déterminer la valeur optimale de chacun des paramètres qui minimise les écarts entre les deux valeurs. Ceci se traduit par la minimisation quadratique d'une fonction de coût (méthode des moindres carrés) du type:

$$S(\mathbf{m}) = \sum_{i=1}^{n_{\text{mes}}} \left( \frac{f_i(\mathbf{p}) - m_i}{\epsilon_{mi}} \right)^2 + \sum_{j=1}^{n_{\text{par}}} \left( \frac{p_j - p_j^*}{\epsilon_{pj}} \right)^2 \quad \text{Equation 2-1}$$

où  $n_{\text{mes}}$  représente le nombre de mesures et de simulations correspondantes;  $n_{\text{par}}$  le nombre de paramètres;  $m_i$  la  $i^{\text{ème}}$  mesure;  $f_i(\mathbf{p})$  l'estimation du modèle en fonction des paramètres  $\mathbf{p}$ ;  $\epsilon_{mi}$ , l'incertitude sur la  $i^{\text{ème}}$  mesure;  $p_j^*$ , une estimation *a priori* du paramètre  $p_j$  et  $\epsilon_{pj}$  l'incertitude sur cette estimation.

Le minimum de l'Equation 2-1 est ensuite déterminé de manière itérative, à l'aide d'une méthode de type "Newton":

$$\mathbf{p}_{n+1} = \mathbf{p}_n - \left( \frac{\partial^2 S}{\partial \mathbf{p}^2} \right)_{\mathbf{p}_n}^{-1} \left( \frac{\partial S}{\partial \mathbf{p}} \right)_{\mathbf{p}_n} \quad \text{Equation 2-2}$$



**Figure 2-2:** Représentation d'une table de "look-up" pour restituer le rayon effectif et l'épaisseur optique à partir des luminances à 0.67μm et à 3.7μm

L'application de cette méthode est très longue car elle nécessite un très grand nombre d'itérations avec, à chaque fois, un calcul explicite du transfert radiatif. Afin de réduire le temps nécessaire à la résolution de problème, la méthode usuelle consiste à précalculer les valeurs des luminances pour toutes les gammes de variation des paramètres du modèle et ceci pour toutes les configurations d'observation. On construit ainsi des tables d'interpolation ou tables de "look-up" (Figure 2-2). Les paramètres sont ensuite déterminés en cherchant de manière itérative les couples ( $\tau$ ,  $r_e$ ) qui donnent l'erreur minimale.

Ces méthodes d'inversion ont été testées sur des nuages réels dans le cas de mesures satellitaires (Nakajima et Nakajima, 1995; Han et al., 1994) et dans des cas de mesures aéroportées (Rawlins et Foot, 1990; Nakajima et al., 1991).

### **2.1.1.2. Epaisseur géométrique et concentration des gouttes**

Sur le même principe, Brenguier et al. (2000) proposent l'utilisation d'un modèle de nuage homogène basé sur un profil de croissance adiabatique des gouttes. En effet, le contenu en eau et le rayon effectif ont tendance à augmenter avec l'altitude alors que la concentration des gouttelettes nuageuses reste constante dans le nuage (Li et al., 1994). L'utilisation d'un modèle adiabatique permet de relier le rayon effectif à l'altitude dans le nuage et à la concentration des gouttes. L'épaisseur optique est proportionnelle à  $H^{5/3}$  où H représente l'épaisseur géométrique du nuage.

Le modèle inverse de nuage peut alors être défini par une épaisseur géométrique et une concentration en gouttes nuageuses. Pour restituer ce modèle de nuage, deux longueurs d'onde, comme précédemment, sont utilisées. L'information sur l'épaisseur géométrique est obtenue principalement à partir de la longueur d'onde visible (la luminance visible augmente avec l'épaisseur géométrique) alors que la longueur d'onde en proche infrarouge apporte l'information sur la concentration des gouttelettes. A partir de ces deux longueurs d'onde, il est donc possible comme précédemment de construire une table de "look-up" et de restituer ces deux paramètres nuageux. Cette méthode permet de restituer, dans le cas de nuage convectif peu ou pas précipitant, des paramètres microphysiques qui sont plus facilement utilisables pour caractériser certains processus physiques comme, dans ce cas, l'effet indirect des aérosols.

### **2.1.1.3. Influences dues aux variations verticales des propriétés nuageuses**

Le premier modèle de restitution décrit dans le paragraphe 2.1.1.1, s'appuie sur un nuage verticalement homogène. On peut donc se poser la question sur la signification en tant

que paramètre microphysique du rayon effectif restitué étant donné que la théorie et les différentes mesures montrent que dans la plupart des nuages réels, le contenu en eau et le rayon effectif ne sont pas constants verticalement mais ont plutôt tendance à augmenter avec l'altitude (Li et al., 1994, Brenguier et al., 2000).

Lors de la restitution du rayon effectif, ce sont les gouttes situées dans la partie supérieure du nuage qui influencent le plus la valeur restituée (Nakajima et al., 1991, Han et al., 1994). La croissance des gouttes avec l'altitude ne devrait donc que très peu influencer le rayon effectif restitué. Cependant, suivant l'épaisseur optique du nuage et la longueur d'onde qui détermine l'absorption, le rayonnement pénètre plus ou moins dans le nuage. Il existe donc des différences dans la restitution du rayon effectif suivant le couple de longueurs d'onde utilisées (Platnick, 2000; Faure et al., 2001).

Pour évaluer ces différences, Platnick (2000) utilise une fonction verticale de pondération basée sur la pénétration maximum dans le nuage des photons qui sont ensuite réfléchis. A partir de cette fonction de pondération et d'un profil vertical de rayon effectif, il obtient les valeurs restituées en utilisant différents couples de longueurs d'onde. Les différences obtenues suivant les couples de longueurs d'onde pour un nuage adiabatique ou sous-adiabatique sont inférieures aux erreurs de restitution généralement commises: elles sont inférieures à  $0.5\mu\text{m}$  pour les longueurs d'onde  $1.6$  et  $2.2\mu\text{m}$  et de l'ordre de  $1\mu\text{m}$  pour la longueur d'onde  $3.7\mu\text{m}$ . Les nuages multicouches sont les seuls à montrer des différences significatives.

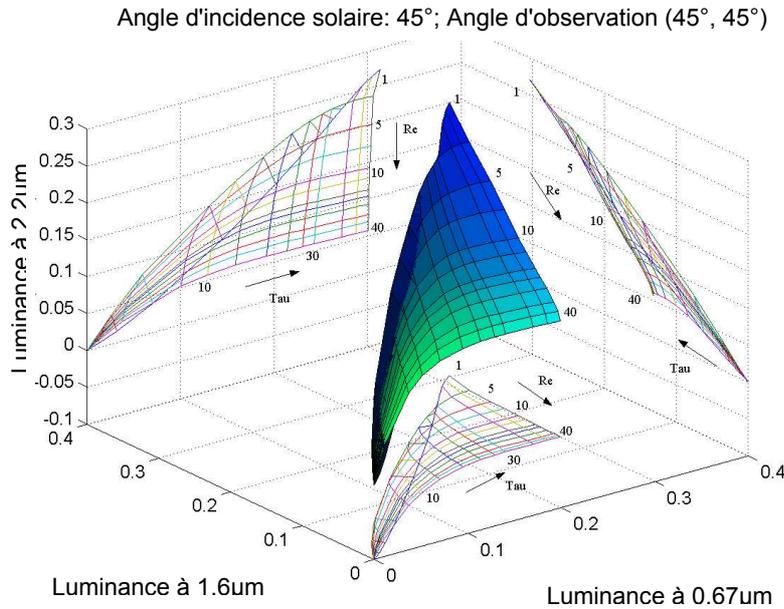
Vu les différents profils verticaux (adiabatique, sous-adiabatique..) pouvant intervenir suivant les conditions météorologiques et selon le temps de vie du nuage et l'influence limitée que ceux-ci semblent avoir sur la restitution du rayon effectif, dans une première approche, nous avons considéré des nuages verticalement homogènes.

### **2.1.2. Cas de multiples solutions: possibilité d'utiliser 3 longueurs d'onde**

Les méthodes décrites ci-dessus qui permettent de restituer deux paramètres nuageux sont les seules actuellement opérationnelles. Il existe cependant une ambiguïté dans certains cas. Par exemple, du modèle verticalement homogène, plusieurs solutions sont possibles pour les faibles valeurs d'épaisseur optique ou de rayon effectif (Figure 2-2; Nakajima et King, 1990).

Pour contourner ce problème, une solution possible est l'utilisation de luminances à 3 longueurs d'onde pour effectuer la restitution. La zone de recouvrement de la Figure 2-2 est alors remplacée par une surface continue (Figure 2-3).

Les nouveaux radiomètres permettent d'accéder à de nouvelles mesures dans les longueurs d'onde infrarouges, donc en considérant que quatre longueurs d'onde (0.67, 1.6, 2.2 et 3.7 $\mu$ m) sont disponibles, il existe quatre triplets de longueurs d'onde. Afin de déceler quel triplet donnerait les meilleurs résultats pour la restitution des paramètres, nous avons mené une étude de sensibilité aux deux paramètres, épaisseur optique et rayon effectif.



**Figure 2-3:** Relations entre les luminances obtenues pour 3 longueurs d'onde pour différents rayons effectifs et différentes épaisseurs optiques.

Pour étudier ces sensibilités des champs de luminances aux paramètres (rayon effectif et épaisseur optique), nous avons appliqué la définition de l'information au sens de Fischer décrite par Combal (2000).

L'objectif est de trouver des conditions de mesure les plus favorables pour que l'on ait le moins d'incertitude possible sur les paramètres restitués. Nous utilisons la forme discrète de la matrice de Fisher en supposant que les erreurs de mesures  $\varepsilon_d$  sont indépendantes et identiques. Elle s'écrit alors:

$$F = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{N_{mes}} \left( \frac{\partial g_i}{\partial p_1} \right)^2 & \dots & \sum_{i=1}^{N_{mes}} \frac{\partial g_i}{\partial p_1} \frac{\partial g_i}{\partial p_{n_{par}}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{i=1}^{N_{mes}} \frac{\partial g_i}{\partial p_{n_{par}}} \frac{\partial g_i}{\partial p_1} & \dots & \sum_{i=1}^{N_{mes}} \left( \frac{\partial g_i}{\partial p_{n_{par}}} \right)^2 \end{pmatrix} \quad \text{Equation 2-3}$$

où  $g$  représente la luminance simulée,  $p$  les paramètres du modèle.

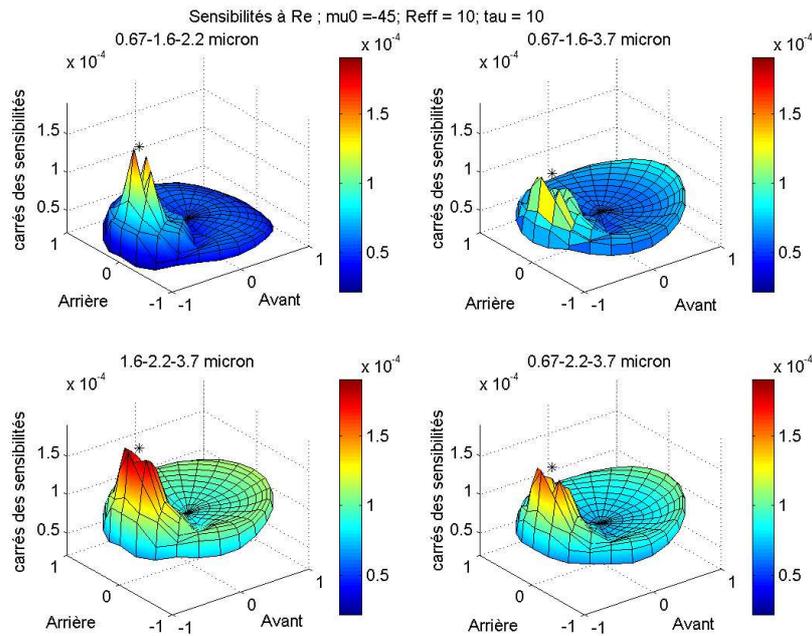
Les termes diagonaux de la matrice de Fisher représentent les termes de sensibilité de la luminance au paramètre  $p$  et les termes non diagonaux normalisés représentent les termes de corrélation. Nous avons seulement calculé les termes de sensibilité des paramètres en fonction des différents angles d'observation pour les quatre triplets de longueurs d'onde. Dans les directions où la sensibilité est la plus élevée, le paramètre sera restitué avec une meilleure précision.

L'étude des sensibilités des luminances  $(\partial g / \partial p)^2$  a été faite pour le nuage homogène pour 288 directions d'observations (de  $0^\circ$  à  $82.5^\circ$  par pas de  $7.5^\circ$  pour l'angle zénithal et de  $0^\circ$  à  $345^\circ$  par pas de  $15^\circ$  pour l'angle azimutal), pour différents angles d'incidences solaires. La sensibilité des luminances a été calculée pour les deux paramètres qui caractérisent le nuage homogène: le rayon effectif et l'épaisseur optique pour 4 groupes de 3 longueurs d'onde.

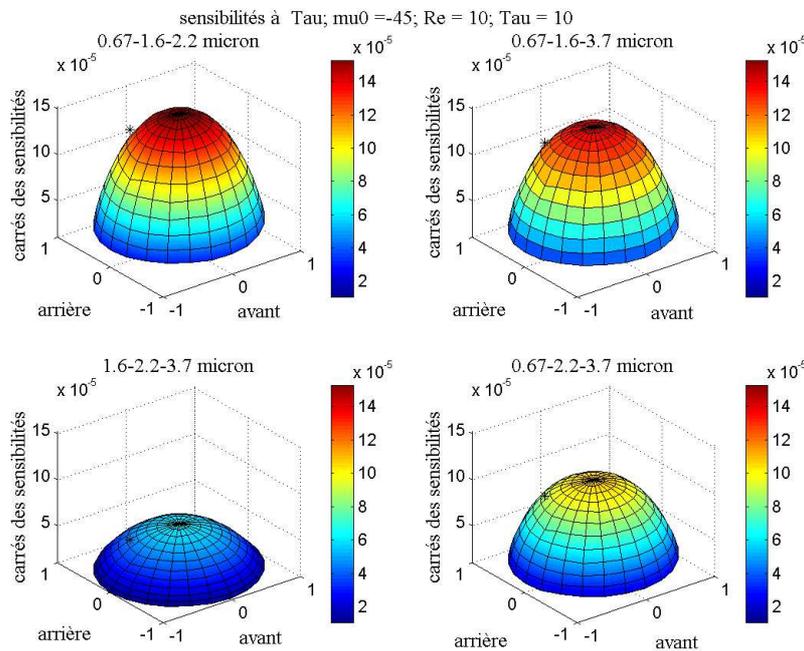
L'étude de la sensibilité des luminances  $(\partial g / \partial p)^2$  par rapport au rayon effectif suivant les 288 directions (Figure 2-4) nous montre que le triplet de longueurs d'onde proche-infrarouge (1.6-2.2-3.7 $\mu\text{m}$ ) apporte une meilleure information que les autres groupes de longueurs d'onde. La sensibilité au rayon effectif décroît assez rapidement lorsque le rayon effectif augmente et augmente légèrement lorsque l'épaisseur optique devient plus importante.

On remarque aussi sur cette figure que la sensibilité au rayon effectif présente un pic dans la direction de rétrodiffusion du flux d'incidence solaire. Cette direction est privilégiée car l'information est moins bruitée que la diffusion multiple comme dans les autres directions.

Dans le cas de l'épaisseur optique (Figure 2-5), le triplet qui comprend les 3 longueurs d'onde infrarouges a la plus mauvaise sensibilité. C'est la longueur d'onde visible qui apporte le plus d'information et plus particulièrement lorsqu'elle est combinée avec la longueur d'onde 1.6  $\mu\text{m}$ . Cette sensibilité décroît plus ou moins vite pour tous les groupes de longueurs d'onde lorsque l'épaisseur optique augmente, ceci est dû à la valeur asymptotique que la luminance atteint pour les grandes épaisseurs optiques (limite atteinte plus rapidement pour les longueurs d'onde absorbantes). Du fait de cette mauvaise sensibilité, la restitution pour les grandes épaisseurs optiques sera plus difficile. La sensibilité à l'épaisseur optique montre une légère diminution lorsque le rayon effectif augmente.



**Figure 2-4:** Sensibilité des luminances  $(\partial g / \partial p)^2$  au rayon effectif pour une incidence solaire de  $45^\circ$  (représentée par un astérisque sur le graphique) et pour différents groupes de longueurs d'onde. L'épaisseur optique est 10 et le rayon effectif varie autour de  $10\mu\text{m}$ .



**Figure 2-5:** Sensibilité des luminances  $(\partial g / \partial p)^2$  à l'épaisseur optique pour une incidence solaire de  $45^\circ$  (représentée par un astérisque sur le graphique) et pour différents groupes de longueurs d'onde. Le rayon effectif est  $10\mu\text{m}$  et l'épaisseur optique varie autour de 10.

La luminance est plus sensible à l'épaisseur optique pour une direction d'observation située au zénith et décroît de façon monotone lorsque la direction d'observation s'en écarte. Cette forme se généralise pour tous les angles d'incidence solaire avec une diminution des sensibilités lorsque l'angle d'incidence augmente.

Cette étude de sensibilité des luminances en fonction des directions d'observation a été faite dans le cas de nuages à plans parallèles homogènes car dans ce cas, il est possible de contrôler les valeurs des paramètres nuageux. Plusieurs des remarques effectuées peuvent, cependant, s'appliquer au cas du nuage hétérogène, où la restitution des paramètres nuageux demande comme précédemment le couplage de plusieurs longueurs d'onde. Par exemple, la diminution de sensibilité avec l'augmentation de l'épaisseur optique ou avec l'inclinaison de l'angle d'observation se retrouve dans le cas de la restitution à partir d'un nuage hétérogène.

## **2.2. Prise en compte de l'hétérogénéité pour la restitution des paramètres nuageux**

Les résultats obtenus récemment en s'appuyant sur l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèles montrent une bonne concordance avec les mesures in-situ aéroportées pour les nuages suffisamment homogènes (type stratus) (Nakajima et Nakajima, 1995; Kuji et al., 2000). Par contre, la présence de couverture fractionnaire sous-pixel conduit à des désaccords dans les cas de nuages horizontalement hétérogènes (Kuji et al., 2000).

Ces écarts sont à relier aux biais plans parallèles, au transport horizontal des photons et aux effets de surbrillance et d'ombrage que nous avons vus dans le premier chapitre. En suivant l'idée de la méthode IPA présentée dans le chapitre 1, la solution la plus "simple" est de restituer les paramètres nuageux à petite échelle (s'ils sont accessibles) et de les moyennner ensuite si l'on désire les obtenir à grande échelle.

En revanche, pour obtenir une caractérisation du nuage à une échelle plus fine ( $\leq 1$ km), la méthode IPA n'est plus valable car, comme nous l'avons vu, la présence d'hétérogénéités conduit à un lissage du champ radiatif ou au contraire à une augmentation de sa variabilité. Pour accéder à la connaissance du nuage à ces échelles, des solutions comme la méthode NIPA (Non Local Independent Pixel Approximation) ou la méthode NDNR (Normalized Difference Nadir Radiance) ont été proposées.

Nous avons aussi vu dans le chapitre 1 que le biais plan parallèle conduit à une surestimation des quantités radiatives. Pour corriger les effets de ce biais, il est nécessaire de connaître un paramètre supplémentaire, en plus de l'épaisseur optique moyenne, relié à l'écart-type de l'épaisseur optique (Cahalan et al., 1994a; Baker et al., 1996; Oreopoulos et Davies, 1998; Szczap et al., 2000a,b). Le développement des radiomètres récents permet d'accéder à

de nouvelles données qui peuvent apporter une solution dans ce sens. Faure et al. (2001c) ont mené une étude de faisabilité pour restituer quatre paramètres nuageux dont un paramètre d'hétérogénéité à partir de flux radiatifs à quatre longueurs d'onde.

### **2.2.1. La méthode IPA pour la restitution des paramètres nuageux**

Pour analyser les difficultés rencontrées dans la restitution des paramètres nuageux avec la méthode IPA, Davis et al. (1997) ont mené une étude permettant d'estimer les erreurs commises sur la restitution de l'épaisseur optique en fonction de l'échelle d'observation. A partir d'un nuage simulé avec le modèle à cascade bornée ayant un pixel élémentaire de 12.5m, le transfert radiatif est simulé avec un modèle de Monte-Carlo prenant donc en compte les effets en trois dimensions. La restitution de l'épaisseur optique est faite de deux manières différentes:

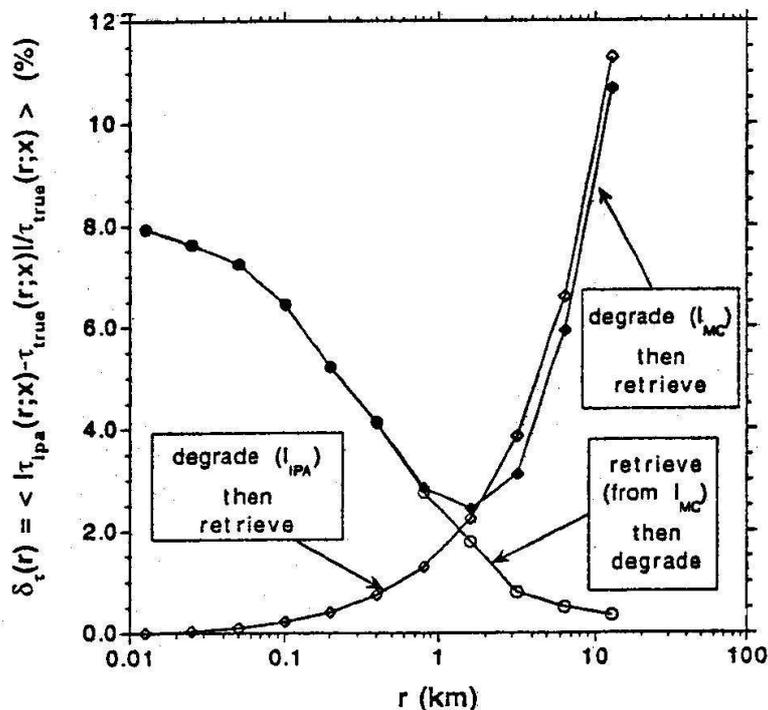
- 1) les luminances hautes résolutions sont dégradées par une opération de moyenne avant la restitution de l'épaisseur optique, ce qui correspond à la mesure d'un radiomètre avec des résolutions différentes
- 2) l'épaisseur optique est restituée à l'échelle du pixel élémentaire et est ensuite dégradée pour donner l'épaisseur optique à une échelle plus grande.

Sur la Figure 2-6 sont représentés les écarts obtenus par rapport à l'épaisseur optique vraie en fonction des échelles pour les deux types de méthodes; la troisième méthode présentée est une restitution effectuée à partir de luminances simulées avec la méthode IPA, c'est à dire sans tenir compte du transport horizontal des photons.

Pour des échelles inférieures à environ 1km, les deux méthodes donnent des résultats équivalents et les écarts par rapport à la valeur vraie sont principalement dus au transport horizontal des photons. C'est d'ailleurs pour cette raison que les restitutions faites à partir des luminances simulées avec la méthode IPA donc simulées sans tenir compte du transport horizontal, donnent de bons résultats.

A partir de 1km, la deuxième méthode qui suppose que les luminances sont connues à une résolution de 12,5m, donne des résultats de moins en moins biaisés. Pour la première méthode, l'échelle 1km correspond à un point d'inflexion à partir duquel les biais réaugmentent du fait de la variabilité sous-pixel. Ces biais sont dus à la non-linéarité de la courbe de réponse des quantités radiatives en fonction de l'épaisseur optique. (paragraphe 1.3) qui induit une sous-estimation de l'épaisseur optique moyenne (Cahalan et al., 1994b). Ce biais est

particulièrement important sur des scènes nuageuses formées de cumulus avec une couverture fractionnaire importante (Oreopoulos et Davies, 1998).



**Figure 2-6:** *Ecart entre épaisseurs optiques restituées et épaisseurs optiques vraies en fonction de l'échelle selon deux méthodes décrites dans le texte. La méthode 1 correspond à "degrade then retrieve" et la méthode 2 à "retrieve then degrade" (d'après Davis et al., 1997).*

La méthode 2 apparaît donc comme une bonne solution pour connaître l'épaisseur optique à grande échelle car l'effet de moyenne conduit à une bonne estimation de l'épaisseur optique en lissant les effets de l'hétérogénéité à petite échelle. Lorsque que la connaissance des paramètres nuageux à petite échelle n'est pas possible, une solution approchée pour prendre en compte l'hétérogénéité, est d'utiliser une distribution a priori de l'épaisseur optique comme une fonction gamma (cf paragraphe 1.3.2; Barker et al., 1996; Buriez et al., 2001).

### 2.2.1.1. Restitution à petite échelle

La connaissance des paramètres nuageux à petite échelle est biaisée en raison des effets du lissage radiatif et des effets de surbrillance et d'ombrage que nous avons mentionné au chapitre 1. Pour corriger les effets de l'hétérogénéité à petite échelle dans le but de restituer l'épaisseur optique, les deux méthodes, NIPA et NDNR sont utilisées en complémentarité: la première est utilisée pour corriger les effets du lissage radiatif pour des angles d'incidence ou

d'observation proches du zénith et la deuxième pour corriger les effets de surbrillance et d'ombrage pour des angles d'incidence importants (Cahalan et al., 2001).

Une méthode différente a été testée par Faure et al. (2002) permettant de prendre en compte les effets des pixels voisins à l'aide des méthodes neuronales afin de restituer une épaisseur optique et un rayon effectif.

### 2.2.1.1.1. NIPA (Non Local Independent Pixel Approximation)

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe 1.3.1.1, la méthode NIPA (Marchak et al., 1998) corrige les effets de lissage radiatif en utilisant la convolution des luminances IPA avec une fonction de Green. La restitution de l'épaisseur optique à partir de la méthode IPA sous-estime la variabilité du champ d'épaisseur optique, la méthode NIPA cherche donc à augmenter la variabilité du champ observé pour appliquer ensuite la méthode IPA. Elle se décompose donc en deux étapes:

- 1) recherche de la réflectance IPA non lissée en supposant que la fonction de Green est connue,
- 2) estimation de l'épaisseur optique à partir de luminances IPA à l'aide d'une table de "look-up".

La deuxième étape est facilement réalisable puisqu'il existe une correspondance directe entre les luminances IPA et les épaisseurs optiques. La première étape est plus difficile car l'opération de déconvolution est un problème "mal posé" au sens où il n'y a pas unicité de la solution. La résolution de l'équation se fait dans l'espace de Fourier ( $k$  étant le nombre d'onde) avec:

$$R_{\text{IPA}}(\gamma, x) = \int \frac{R_{3D}(k)}{G(k)} f(\gamma, k) \exp(-ikx) dk \quad \text{Equation 2-4}$$

où  $G(k)$  représente la fonction de Green dans l'espace de Fourier approchée par une fonction de distribution  $\gamma$ :  $G(\alpha, \eta, x) = cx^{\alpha-1} \exp(-x/\eta)$  et  $f(\gamma, k) = \exp(-\gamma^2 k^2)$  est une fonction qui permet de stabiliser la solution avec  $\gamma$  comme paramètre modulateur. En effet  $f(\gamma, k)$  doit satisfaire deux conditions:

- $\lim_{k \rightarrow \infty} f(\gamma, k) = 0$  pour toute valeur de  $\gamma > 0$  qui permet de supprimer les effets dus aux valeurs élevées de  $k$ ,
- et  $\lim_{\gamma \rightarrow 0} f(\gamma, k) = 1$  qui force la convergence vers une solution lorsque  $\gamma$  tend vers 0.

Sur la Figure 2-7a est montré un exemple de restitution d'un champ d'épaisseur optique simulé avec le modèle à cascade bornée pour un angle d'incidence solaire élevé ( $0^\circ$ ) avec la

méthode IPA et avec la méthode NIPA. La méthode IPA restitue un champ d'épaisseur optique trop lisse par rapport aux valeurs vraies du champ d'épaisseurs optiques. La méthode NIPA permet de supprimer, en partie, les effets du lissage radiatif et donc de restituer un champ d'épaisseurs optiques plus proche de la réalité.

La méthode NIPA donne de bons résultats pour des angles d'incidence solaire proche du zénith mais n'est plus applicable pour des angles d'incidence solaire ou des angles d'observation élevés du fait de l'asymétrie du lissage radiatif et des effets de surbrillance et d'ombrage qui sont alors présents. C'est pour cette raison que la méthode NDNR a été développée.

#### 2.2.1.1.2. NDNR (Normalized Difference of Nadir Reflectivities)

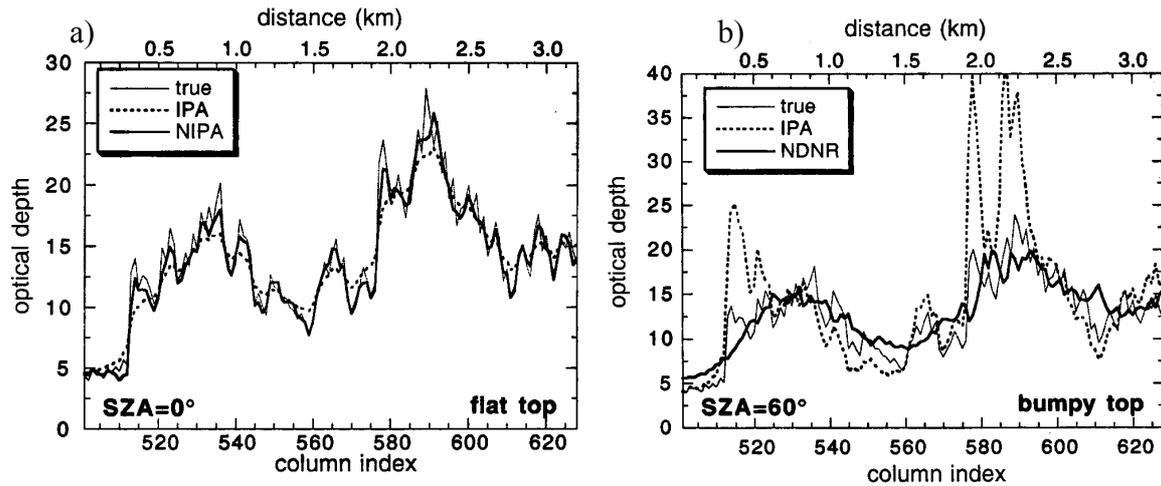
L'idée principale de la NDNR (Oreopoulos et al., 2000b) est d'utiliser la différence suivant les longueurs d'onde de l'augmentation de variabilité du champ radiatif due aux effets de surbrillance et d'ombrage (Oreopoulos et al., 2000a).

La restitution de l'épaisseur optique utilise l'indice normalisé défini par l'Equation 2-5. Cet indice sans dimension est formé par la réflectance à une longueur d'onde conservative  $R_c$  et la réflectance à une longueur d'onde absorbante  $R_a$ . Il permet de restituer l'épaisseur optique car il augmente de façon asymptotique avec celle-ci.

$$\text{NDNR} = \frac{R_c - R_a}{R_c + R_a} \quad \text{Equation 2-5}$$

Pour des angles d'incidence solaire proches du zénith, la restitution effectuée donne les mêmes résultats que la méthode IPA. Par contre, pour les angles d'incidence solaire importants, l'obtention de l'épaisseur optique à partir de cet indice permet de supprimer les effets de surbrillance et d'ombrage (Cahalan et al., 2001).

Sur la Figure 2-7b, les épaisseurs optiques sont restituées avec la méthode IPA et avec la méthode NDNR pour un angle d'incidence solaire incliné ( $60^\circ$ ). Les résultats peuvent être comparés aux épaisseurs optiques "vraies" simulées avec le modèle à cascade bornée. Il est clair que la restitution IPA surestime les valeurs de l'épaisseur optique du côté illuminé par le soleil et les sous-estime dans les zones d'ombres (les effets sont d'autant plus accentués que le nuage a un sommet variable). La méthode NDNR permet de lisser ces effets et d'obtenir des épaisseurs optiques plus proches des valeurs vraies.



**Figure 2-7:** Comparaisons entre les épaisseurs optiques restituées par la méthode IPA et par les méthodes NIPA (a) pour un angle d'incidence solaire=0° et NDNR (b) pour un angle d'incidence solaire=60° (d'après Cahalan et al., 2001)

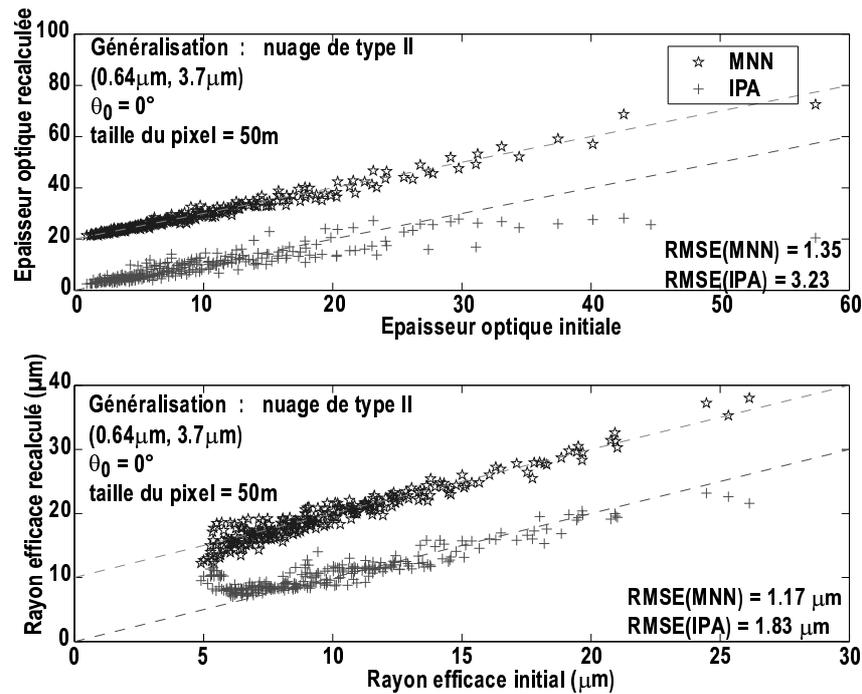
### 2.2.1.2. Prise en compte des pixels avoisinants à l'aide des méthodes neuronales

Faure et al., (2002) ont testé la possibilité de restituer une épaisseur optique et un rayon effectif à partir des flux multispectraux à haute résolution (50mx50m) à l'aide de méthodes neuronales (méthodes présentées dans le chapitre 3). Ces méthodes permettent de prendre en compte les effets des pixels voisins et donc les effets du lissage radiatif ou les effets de surbrillance et d'ombrage. La restitution de ces deux paramètres a été testée avec différents couples de longueurs d'onde à partir des flux à 0.64, 1.6, 2.2 et 3.7 $\mu\text{m}$  (ce dernier composé seulement de la contribution solaire).

La prise en compte du transport horizontal des photons s'effectue pour un pixel cible en incluant les flux radiatifs des pixels voisins. Le vecteur d'entrée (les données) du réseau de neurones  $a_0=[a_0(i)]$  est constitué des différences des flux Monte-Carlo (assimilés aux mesures) entre deux pixels contigus excepté pour le pixel cible et ceci pour les deux longueurs d'onde utilisées:

$$a_0(i) = \begin{cases} \partial X_i^\lambda = X_i^\lambda - X_{i+1}^\lambda & (-N \leq i \leq -1) \\ X_0^\lambda & (i = 0) \\ \partial X_i^\lambda = X_i^\lambda - X_{i-1}^\lambda & (-1 \leq i \leq N) \end{cases} \quad \text{Equation 2-6}$$

où  $X_i^\lambda$  est, dans le cas de cette étude de faisabilité, le flux Monte-Carlo du  $i^{\text{ème}}$  pixel à la longueur d'onde  $\lambda$ .  $N$  qui représente le nombre de pixels voisins de part et d'autre du pixel cible est fixé à 15 (soit 750m). La performance des réseaux de neurones a été testée pour une incidence solaire proche du zénith et pour une incidence oblique (60°).



**Figure 2-8:** Restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif à partir des flux à  $0.64\mu\text{m}$  et  $3.7\mu\text{m}$  pour des pixels à haute résolution ( $50\text{m}\times 50\text{m}$ ) selon la méthode IPA et selon une méthode basée sur les réseaux de neurones (courbes décalées). D'après Faure et al, (2002)

Les meilleurs résultats pour la restitution de l'épaisseur optique sont observés pour les couples contenant la longueur d'onde visible et les meilleurs résultats dans le cas du rayon effectif le sont pour les couples comprenant la longueur d'onde en infrarouge moyen,  $3.7\mu\text{m}$ . Ces résultats sont en accord avec l'étude de sensibilité du paragraphe 2.1.2 et les différentes observations faites (Nakajima et Nakajima, 1990; Oreopoulos, 2000b). Un exemple de restitution à partir du couple ( $0.64; 3.7\mu\text{m}$ ) est présenté sur la Figure 2-8. La méthode par réseaux de neurones (MNN) donne de meilleurs résultats que la méthode IPA pour des valeurs importantes de l'épaisseur optique, cas où le lissage radiatif est le plus important et donc cas où la méthode IPA a tendance à sous-estimer les paramètres.

Ce travail montre qu'il est possible de prendre en compte les effets des pixels avoisinants pour la restitution des paramètres nuageux. Notre travail est construit en supposant que l'effet des pixels voisins est négligeable pour des pixels d'observation de  $1\text{km}^2$ . S'il s'avère que cette hypothèse conduit à des erreurs trop importantes sur les paramètres restitués, il sera possible d'appliquer la même méthode que Faure et al. (2002) ce qui signifie refaire l'étude en considérant les pixels avoisinants.

### 2.2.2. Restitution de paramètres supplémentaires

En utilisant les capacités multispectrales des radiomètres, Faure et al. (2001c) ont mené une étude de faisabilité dans le but d'améliorer la restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif et dans le but de restituer des paramètres supplémentaires tel qu'un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique et un paramètre de couverture fractionnaire, paramètres importants pour corriger les effets du biais plan parallèle.

Pour cela, sont utilisés les flux radiatifs à une longueur d'onde visible ( $0.64\mu\text{m}$ ) et trois en proche infrarouge ( $1.6$ ,  $2.2$  et  $3.7\mu\text{m}$ ). La méthode de restitution s'appuie sur les méthodes neuronales dont nous avons déjà parlé et que nous décrirons plus en détail dans le prochain chapitre.

Les nuages testés sont simulés avec le modèle à cascade bornée et le transfert radiatif avec un modèle à trois dimensions de Monte-Carlo. Les résultats obtenus pour un pixel d'observation de  $0.80\text{km}\times 0.80\text{km}$  sont présentés sur la Figure 2-9 pour les quatre paramètres nuageux. Les résultats obtenus montrent, dans l'ensemble, une bonne concordance même si la dispersion est plus importante pour les paramètres décrivant les propriétés sous pixel du nuage (paramètre d'hétérogénéité et couverture fractionnaire). Nous verrons dans les chapitres suivants que l'apport d'une information radiative sous-pixel et des luminances thermiques permettent d'améliorer sensiblement ces résultats.

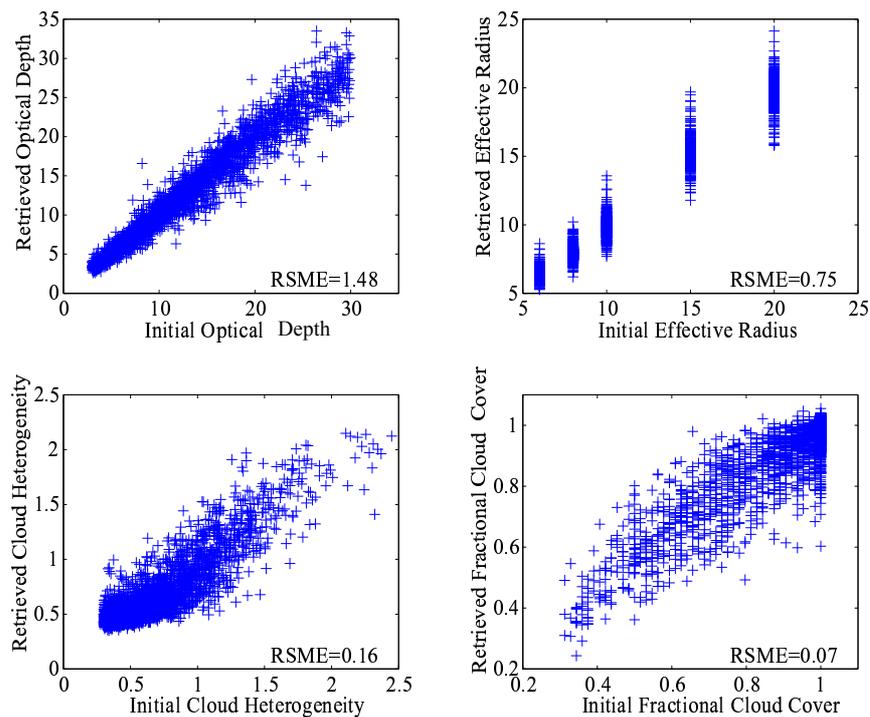
Les résultats obtenus pour la restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif avec les réseaux de neurones ont été comparés aux résultats obtenus avec la méthode IPA pour plusieurs couples de longueurs d'onde (Tableau 2-1). Les épaisseurs optiques retrouvées avec la méthode IPA sont toujours plus faibles que l'épaisseur optique moyenne alors que le rayon effectif retrouvé est toujours supérieur au rayon effectif moyen. Ces résultats s'expliquent par les effets de l'hétérogénéité décrits ci-dessus. Les paramètres restitués en utilisant un modèle inverse de nuage hétérogène à couverture fractionnaire et les méthodes neuronales sont plus proches des paramètres moyens. De plus, l'écart-type obtenu est inférieur à celui du nuage à plans parallèles homogène ce qui prouve que la dispersion des valeurs autour de la valeur recherchée est moins importante.

L'étude menée par Faure et al.(2001c) était une étude de faisabilité au sens où elle a été faite à partir des flux radiatifs sans considérer ni l'atmosphère, ni les effets d'une surface réfléchissante et en supposant que les longueurs d'onde proche infrarouge n'étaient pas affectées par l'émission thermique car celle-ci était éliminée. C'est la continuité de ce travail

que nous avons effectué. Nous l'avons donc repris d'une part en utilisant cette fois les luminances et d'autre part, en prenant en compte les différentes contributions négligées.

Paramètres	IFCIM	Hypothèse de nuages plans parallèles homogènes (IPA)					
		(0.64,1.6 $\mu\text{m}$ )	(0.64,2.2 $\mu\text{m}$ )	(0.64,3.7 $\mu\text{m}$ )	(1.6,2.2 $\mu\text{m}$ )	(1.6,3.7 $\mu\text{m}$ )	(2.2,3.7 $\mu\text{m}$ )
$\tau$	5	3.76	3.81	3.81	3.80	3.83	3.91
$R_{\text{eff}}$	6 $\mu\text{m}$	8.32 $\mu\text{m}$	8.46 $\mu\text{m}$	8.56 $\mu\text{m}$	7.51 $\mu\text{m}$	8.69 $\mu\text{m}$	8.52 $\mu\text{m}$
$\sigma_{\tau}$	0.18	0.52	0.52	0.51	0.53	0.48	0.34
$\sigma_{\text{reff}}$	0.12	1.18	0.78	0.38	1.33	0.39	0.36

**Tableau 2-1:** Statistiques des paramètres restitués en utilisant l'hypothèse du nuage à plans parallèles (IPA) comparés à celle du modèle de nuage hétérogène à couverture fractionnaire (IFCIM). Les statistiques du nuage "vrais" sont  $\tau=5$ ,  $R_{\text{eff}}=6\mu\text{m}$ ; hétérogénéité relative ( $\sigma_{\tau} / \bar{\tau}$ )=1.0; couverture fractionnaire=0.7 (d'après Faure et al., 2001).



**Figure 2-9:** Comparaison entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués par un réseau de neurones à partir des flux multispectraux pour des pixels d'observation de 0.8x0.8km (d'après Faure et al., 2001c)

### 2.3. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de décrire les différents problèmes et les solutions proposées dans le cadre de restitution de paramètres nuageux.

Nous avons présenté le modèle le plus simple mais le seul actuellement opérationnel qui consiste à définir le modèle inverse comme un nuage à plans parallèles homogène ne dépendant que de deux paramètres nuageux: des paramètres radiatifs comme l'épaisseur optique et le rayon effectif ou, sous certaines conditions, des paramètres relatifs à la microphysique du nuage comme l'épaisseur géométrique et la concentration en gouttelettes. Ces paramètres sont restitués à partir de tables de "look-up" précalculées avec les luminances à une longueur d'onde conservative et à une longueur d'onde absorbante.

Cependant, cette méthode ne permet pas toujours de retrouver ces deux paramètres car il existe des cas où les solutions sont multiples. Nous avons donc proposé de restituer ces deux paramètres en utilisant trois longueurs d'onde. La précision des résultats n'étant pas la même suivant les angles d'observation, d'incidence solaire et suivant le triplet de longueurs d'onde utilisé, nous avons mené une étude de sensibilité à l'épaisseur optique et au rayon effectif. Plusieurs des conclusions obtenues dans le cas du nuage homogène peuvent s'appliquer au cas du nuage hétérogène, comme la décroissance de la sensibilité avec l'angle d'observation ou avec l'augmentation de l'épaisseur optique.

Un autre problème, lié à l'hétérogénéité des nuages, se pose aussi pour la restitution des paramètres nuageux. La meilleure solution est de restituer les paramètres nuageux à petite échelle et ensuite, de les moyennner pour les obtenir assez précisément à grande échelle.

Dans le cas où l'on désire obtenir ces paramètres nuageux à petite échelle (typiquement inférieure au km), la restitution est biaisée du fait du lissage radiatif et des effets de surbrillance et d'ombrage. Des solutions ont été proposées, ces dernières années, pour prendre en compte les effets de l'hétérogénéité comme la méthode NIPA et NDNR ou encore des méthodes basées sur les méthodes neuronales qui permettent de prendre en compte les effets des pixels avoisinants.

D'autre part, pour répondre en partie au besoin d'obtenir un paramètre d'hétérogénéité en plus de l'épaisseur optique moyenne dans le but de corriger le biais plan parallèle, Faure et al. (2002) ont testé la possibilité d'utiliser les méthodes neuronales pour restituer au niveau d'un pixel d'observation, en plus des deux paramètres cités précédemment, un paramètre décrivant l'hétérogénéité de l'épaisseur optique et un paramètre décrivant la couverture fractionnaire sous-pixel.

Le but de notre travail est de poursuivre dans ce sens avec comme objectif de rendre cette méthode applicable à des données d'observations réelles. Dans le prochain chapitre, nous décrirons les différents outils et données utilisées pour construire une procédure de restitution pouvant prendre en compte des conditions de mesures réelles.



## **Chapitre 3 Méthodes neuronales et caractéristiques de la base de données**

*Ce chapitre est consacré à la présentation des différents éléments nous permettant d'élaborer une procédure de restitution des paramètres nuageux basée sur un nuage hétérogène à couverture fractionnaire. Nous présenterons les méthodes neuronales en nous limitant aux réseaux utilisés au cours de cette thèse. Le modèle inverse de nuage ainsi que les données utilisées pour restituer ces paramètres nuageux seront définis. Nous donnerons les différentes conditions de simulations nécessaires à la construction de la base de donnée. Enfin, nous présenterons une analyse de corrélation des différents constituants de la base de données.*

L'extension des procédures d'inversion à un nuage hétérogène à couverture fractionnaire nécessite l'analyse et la prise en compte de plusieurs paramètres décrivant le nuage (valeurs moyennes, variabilité sous-pixel, ...) et d'un jeu de données contenant suffisamment d'informations sur les paramètres à restituer. Les chapitres précédents ont permis de montrer l'importance de la prise en compte de l'hétérogénéité et de la couverture fractionnaire aussi bien pour le calcul des quantités radiatives que pour la restitution des caractéristiques nuageuses. Le modèle inverse défini est donc basé sur un nuage hétérogène à couverture fractionnaire caractérisé par six paramètres nuageux qui sont l'épaisseur optique, le rayon effectif, la température du sommet du nuage, un paramètre de couverture fractionnaire et deux paramètres d'hétérogénéité, un relatif à l'épaisseur optique et l'autre au rayon effectif.

Pour restituer ces paramètres nuageux, il est préférable de disposer d'au moins six données; nous en utilisons neuf, les données supplémentaires permettant d'augmenter la précision des paramètres restitués. De plus, pour que l'inversion soit possible, plusieurs conditions doivent être réunies: les paramètres caractérisant le nuage doivent chacun apporter une indication différente sur le pixel nuageux, les données utilisées ne doivent pas présenter des degrés de corrélation trop importants, et surtout celles-ci doivent apporter assez d'informations sur les paramètres à restituer. Des analyses de corrélation nous permettront de vérifier ces conditions.

En plus de ces différentes contraintes, il est nécessaire de disposer d'une méthode mathématique qui permette d'approcher des relations complexes à plusieurs variables; les méthodes neuronales apparaissent comme une bonne solution.

### 3.1. Les réseaux de neurones

Les méthodes neuronales sont de plus en plus utilisées en physique de l'atmosphère (Kranopolsky et al. 2003a,2003b) que ce soit pour la simulation de certains processus complexes ou pour les problèmes de restitution. Ces techniques présentent des avantages pour résoudre certains des problèmes rencontrés en sciences atmosphériques: elles peuvent approcher des fonctions complexes à plusieurs variables sans connaître exactement la forme de ces fonctions (Denison et al., 2002); elles sont rapides, flexibles et précises si le problème à traiter a été bien analysé (Cheng et Titterington, 1994).

#### 3.1.1. Le perceptron multicouche

Le perceptron multicouche est un des types de réseau de neurones les plus utilisés car il permet, grâce à ses nombreuses connections, de réaliser des associations non linéaires entre deux vecteurs.

Un neurone possède N entrées et une sortie (Figure 3-1). A chaque entrée est associé un poids  $W_i$ . La première opération effectuée est une somme pondérée par le vecteur poids W des données d'entrée, auxquelles on ajoute un biais b. On obtient donc, si X représente les N

composantes du vecteur d'entrée:  $a = \sum_{i=1}^N W_i X_i + b_i$

A cette somme est ensuite appliquée une fonction f appelé fonction d'activation ou fonction neurone. Différentes fonctions peuvent être appliquées, leur choix dépend de la complexité du réseau que l'on utilise; elles peuvent être:

- des fonctions linéaires:  $Y = \alpha a + \beta$  avec  $\alpha$  et  $\beta$
- des fonctions seuils:  $Y = \begin{cases} 1 & \text{si } a \geq \theta \\ -1 & \text{si } a \leq \theta \end{cases}$
- des fonctions sigmoïdes:  $Y = \frac{2}{(1+e^{-2a})-1}$

La sortie Y d'un neurone s'écrit donc:

$$Y = f \left( \sum_{i=1}^N W_i X_i + b_i \right) \quad \text{Equation 3-1}$$

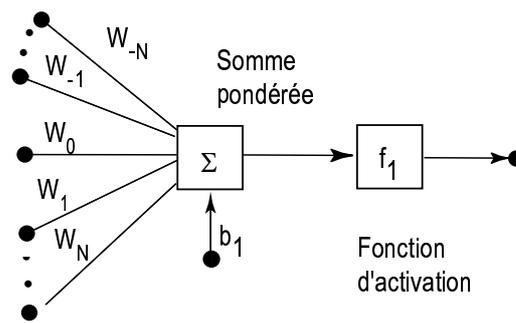


Figure 3-1: Schéma d'un neurone simple

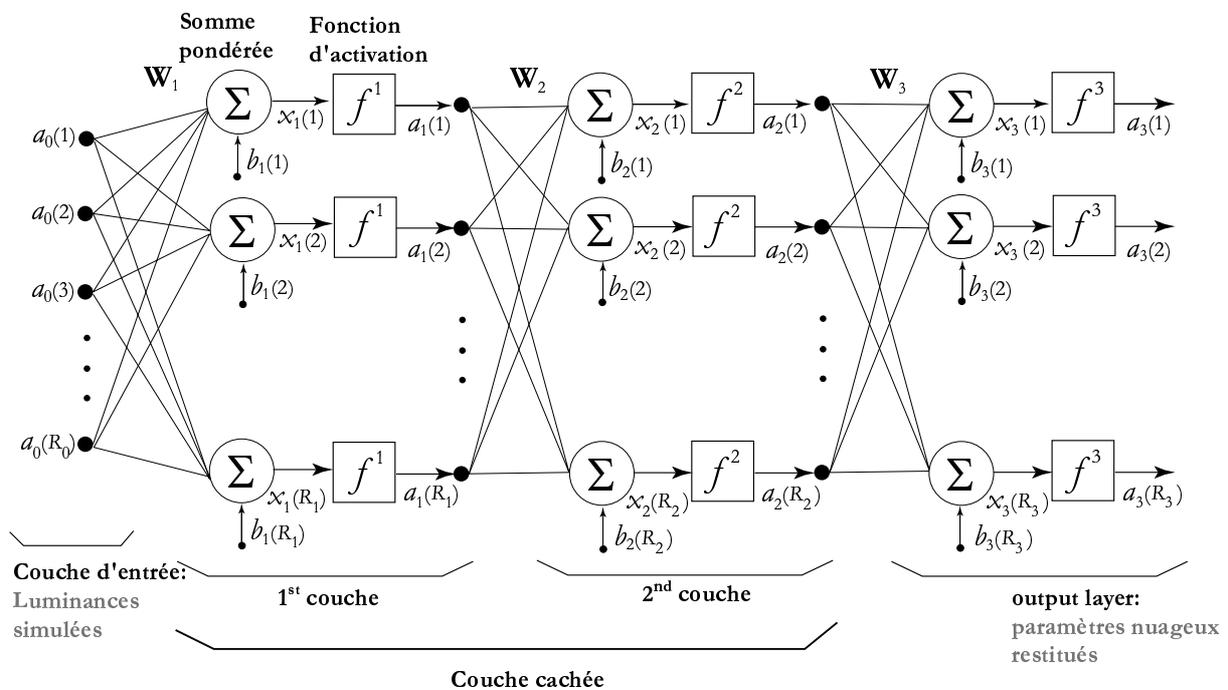


Figure 3-2: Schéma simplifié d'un perceptron multicouches

Un perceptron multicouche (Figure 3-2) est composé d'un assemblage de neurones répartis sur L couches. La première couche correspondant au vecteur composé des données d'entrée et la dernière couche au vecteur de sortie composé des valeurs que l'on cherche à obtenir. Entre les deux, il existe un certain nombre de couches "cachées". La complexité du réseau est fonction du nombre de ces couches cachées et du nombre de neurones élémentaires composant chaque couche.

### 3.1.2. Utilisation des réseaux de neurones

Le réseau de neurones est un type de modèle paramétrique qui permet de créer une association non linéaire entre des entrées et des sorties. Pour réaliser cette association, les différents coefficients du réseau doivent être ajustés. Cet ajustement est réalisé en minimisant les écarts entre les sorties calculées correspondant à des entrées connues et les vraies valeurs de sortie. Une fois que les exemples ont permis l'ajustement des coefficients du réseau, une phase de test est nécessaire pour évaluer la performance du réseau. L'utilisation des méthodes neuronales se décompose donc en trois phases:

- 1) construction de la base d'apprentissage, c'est à dire obtention des paires entrées-sorties.
- 2) apprentissage du réseau de neurones qui correspond à l'ajustement des différents coefficients du réseau de neurones.
- 3) phase de généralisation qui consiste à évaluer la performance du réseau de neurones à l'aide de données qui n'ont pas servi pendant la phase d'apprentissage.

#### 3.1.2.1. Construction de la base d'apprentissage

La construction de la base d'apprentissage est l'étape primordiale au bon fonctionnement des réseaux. Les données doivent être représentatives d'un maximum de situations possibles car un réseau de neurones bien construit a de très bonnes propriétés d'interpolation mais peut aussi conduire à des erreurs importantes lorsqu'il doit extrapoler (Krasnopolsky et Schiller, 2003a). C'est pour cette raison qu'il apparaît préférable d'utiliser des données synthétiques qui permettent de contrôler la gamme de variation des différents paramètres et ainsi de prendre en compte des situations extrêmes qui n'existeront peut-être pas dans un jeu de données mesurées. Le modèle de transfert radiatif utilisé pour la simulation des données doit par contre correspondre au mieux aux mesures réelles pour que l'apprentissage du réseau ne soit pas biaisé par le modèle d'apprentissage.

#### 3.1.2.2. Apprentissage des réseaux de neurones

Une fois la base de données construite, les vecteurs d'entrée et les vecteurs cibles associés sont présentés au réseau de neurones pour permettre l'ajustement des coefficients du réseau (Thiria et al., 1997). Pour un vecteur d'entrée  $\{\bar{x} = (x_n); n = 1, \dots, N\}$ , l'apprentissage consiste à minimiser l'écart entre la sortie donnée par le réseau de neurones

$\{\vec{s} = (s_m); m = 1, \dots, M\}$  et la sortie désirée  $\{\vec{t} = (t_m); m = 1, \dots, M\}$ . La fonction de coût ou risque empirique  $R_E$  à minimiser est souvent l'erreur quadratique moyenne, les coefficients  $W^*$  sont donc déterminés par minimisation de  $R_E$ :

$$R_E = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (t_i - s_i)^2 \quad \text{Equation 3-2}$$

Pour effectuer cette minimisation, on utilise la méthode de "rétropropagation du gradient de l'erreur" (ou "backpropagation"). L'idée de base est qu'en tout point  $W$ , le vecteur gradient du risque empirique  $\nabla R_E$  pointe dans la direction du risque empirique croissant. Pour faire décroître  $R_E$ , il suffit donc de se déplacer en sens contraire du gradient  $\nabla R_E$ . C'est un algorithme itératif qui consiste à modifier le vecteur poids  $W_i$  de la  $i^{\text{ème}}$  couche à l'itération  $k$  selon:

$$W_i(k+1) = W_i(k) + \Delta W_i(k) \quad \text{Equation 3-3}$$

où  $\Delta W_i(k)$  est proportionnel à l'opposé du gradient:

$$\Delta W_i(k) = -\varepsilon(k) \sum_{j=1}^{N_w} \frac{\partial R_E(k)}{\partial W_{ij}} \quad \text{Equation 3-4}$$

Il est possible d'utiliser une méthode de type newton:

$$\Delta W_i(k) = - \left( \frac{\partial^2 R_E(k)}{\partial^2 W_i} \right)^{-1} \left( \frac{\partial R_E(k)}{\partial W_i} \right) = H^{-1}(k)g(k) \quad \text{Equation 3-5}$$

où  $H$  représente la matrice Hessienne et  $g$  le vecteur gradient.

Pour accélérer la convergence de cette minimisation, la matrice Hessienne est exprimée en fonction de la matrice Jacobienne  $J$  (matrice des dérivées premières) par  $H = J^T J$  et le vecteur gradient par  $g = J^T e$  avec  $e$  le vecteur des erreurs du réseau.

L'algorithme de Levenberg-Marquardt que nous avons choisi, utilise comme approximation pour la matrice Hessienne:

$$\Delta W_i(k) = -[J^T J + \mu I]^{-1} J^T e \quad \text{Equation 3-6}$$

où  $\mu$  est le paramètre d'ajustement. Lorsqu'il est égal à zéro, la méthode revient à une méthode de type Newton utilisant l'approximation de la matrice Hessienne. Lorsque  $\mu$  a une grande valeur, cette méthode correspond à une méthode de descente du gradient d'erreur qui se fait avec un pas d'apprentissage faible. En fait,  $\mu$  permet d'ajuster le pas d'apprentissage à chaque

itération, il décroît à chaque fois que le résultat de la fonction de performance est amélioré (le pas d'apprentissage augmente, ce qui permet d'accélérer la convergence).

L'estimation de la fonction G qui permet de relier les entrées et les sorties à partir d'un nombre restreint de données D, est un problème "mal posé" au sens où la minimisation de l'écart quadratique empirique existe mais n'est pas unique (Thiria et al., 1997). Une méthode de régularisation permet de transformer un problème mal posé en problème bien posé en imposant des contraintes.

### 3.1.2.3. Régularisation avec l'approche bayésienne

Les méthodes de régularisation classique ajoutent un terme de pénalisation à la fonction de coût qui peut se traduire par exemple:

- par la pénalisation des poids importants:  $\lambda \sum_j W_j^2$
- par la pénalisation des poids grands et petits (Weigend et al., 1991):  $\lambda \sum_j \frac{W_j^2}{1 + W_j^2}$

Avec le formalisme bayésien, les poids et les biais sont supposés être des variables aléatoires avec des distributions de probabilité spécifiques. L'apprentissage du réseau de neurones consiste à déterminer la distribution de probabilité des poids connaissant les données d'apprentissage: on attribue aux poids une probabilité fixée *a priori* et une fois que les données d'apprentissage ont été observées, cette probabilité *a priori* est transformée en probabilité *a posteriori* grâce au théorème de Bayes.

Si D représente l'ensemble des données d'apprentissage, P(W) la densité de probabilité *a priori* des poids, P(D/W) la densité de probabilité d'observer les données connaissant les poids du réseau et P(W/D) la probabilité *a posteriori* que l'on cherche à déterminer, le théorème de Bayes s'écrit:

$$P(W / D) = \frac{P(D / W)P(W)}{P(D)} \quad \text{Equation 3-7}$$

Par exemple, on suppose une distribution *a priori* des poids, gaussienne, telle que:

$$P(W) = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2}\lambda W_i^2\right]}{Z_w(\lambda)} \quad \text{Equation 3-8}$$

où  $\lambda$  est le paramètre choisi ensuite de façon à maximiser la probabilité *a posteriori* et  $Z_w(\lambda)$  est une constante de normalisation ne dépendant que de  $\lambda$ .

L'ensemble des exemples présentés au réseau de neurones lors de la phase d'apprentissage ne contient évidemment pas tous les exemples réellement observables. Si on suppose que l'ensemble des données non observables a une forme gaussienne centrée sur 0 et de variance  $\sigma^2$ , alors il est montré que:

$$P(D/W) = \frac{\exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \sum_i (t_i - s_i)^2\right]}{Z_D(\sigma)} \quad \text{Equation 3-9}$$

La probabilité *a posteriori* s'écrit donc:

$$P(W/D) = \frac{\exp\left[-\left(\frac{1}{\sigma^2} \sum_i (t_i - s_i)^2 + \frac{1}{2} \lambda W_i^2\right)\right]}{Z_W(\lambda) + Z_D(\lambda)} = \frac{\exp[-M(W)]}{Z_M(\lambda, \beta)} \quad \text{Equation 3-10}$$

Maximiser la probabilité *a posteriori* revient donc à minimiser la quantité  $M(W)$  qui peut se réécrire:

$$M(W) = \frac{1}{\sigma^2} R_E - \lambda \ln[P(W)] \quad \text{Equation 3-11}$$

Cette équation peut donc être interprétée comme une fonction de coût ayant comme fonction de pénalisation le logarithme de la distribution de poids *a priori*.

### 3.1.2.4. Phase de généralisation

La phase de généralisation consiste à tester si l'apprentissage du réseau s'est fait correctement. Pour effectuer ce test, des vecteurs d'entrée qui n'ont pas servi à la phase d'apprentissage sont présentés au réseau de neurones. L'écart obtenu doit être faible. En général, la base de données utilisée est séparée en deux parties aléatoirement: une partie est utilisée pour l'apprentissage et la deuxième pour la phase de généralisation.

Plusieurs raisons peuvent faire que le réseau appris donne de mauvais résultats:

- Tout simplement, les données en entrée du réseau de neurones ne fournissaient pas assez d'informations pour approcher la sortie désirée.
- Le réseau n'est pas assez complexe pour approcher le type de fonction recherchée, dans ce cas, il suffit d'augmenter le nombre de couches cachées ou le nombre de neurones par couche.
- On se trouve dans un cas de sur-apprentissage c'est à dire que le réseau de neurones est capable de calculer parfaitement le vecteur de sortie pour les vecteurs d'entrée ayant servi à l'apprentissage mais n'est pas capable de traiter des données

inconnues. On peut en déduire que le nombre d'exemples utilisés était trop important ou que l'architecture du réseau est trop complexe pour le problème à traiter. L'approche bayésienne développée par Mackay (1992) et améliorée par Neal (1996) permet d'éviter ce cas de figure car les modèles les plus simples sont favorisés par rapport aux modèles complexes par le terme de régularisation.

- L'initialisation des coefficients du réseau au départ ou les différentes étapes de minimisation ne permettent pas au réseau de converger. Cette caractéristique dépend du jeu de données utilisées et de l'ordre dans lequel les exemples sont présentés pendant l'apprentissage. Pour contourner ce dernier problème, nous effectuerons pour chaque cas plusieurs apprentissages et le réseau donnant la plus faible erreur en phase de généralisation sera conservé.

### **3.2. Construction de la base de données**

Pour l'apprentissage des réseaux de neurones, nous devons disposer d'une base de données la plus représentative possible. Celle-ci doit contenir les paramètres cibles du réseau de neurones (les paramètres nuageux) et les données d'entrées correspondantes (les luminances aux différentes longueurs d'onde).

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, le nuage est construit à partir de schémas probabilistes car ils permettent d'obtenir assez rapidement une gamme de paramètres variés. Le transfert radiatif est ensuite simulé avec le modèle SHDOM (Evans, 1998).

#### **3.2.1. Construction du modèle inverse de nuage**

Les nuages hétérogènes simulés doivent couvrir les différentes gammes de variations des paramètres nuageux. Or il n'est actuellement pas possible de simuler des nuages hétérogènes à une échelle de dimensions fixes et d'obtenir toute une gamme de paramètres nuageux. Par exemple, à une échelle donnée, en simulant un champ nuageux à l'aide du modèle à cascade bornée, on obtient toujours la même valeur fixe pour l'hétérogénéité du nuage (Cahalan et al., 1994a).

La génération de nuages hétérogènes s'effectue donc à une échelle plus petite (50mx50m) et des zones de la taille du pixel d'observation (1kmx1km) sont ensuite sélectionnées. En raison des temps de calcul importants, nous avons dû limiter la base de données à quatre champs nuageux, une sélection a donc été effectuée en s'appuyant sur des observations réelles.

### 3.2.1.1. Simulation de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire

La procédure de simulation d'un nuage hétérogène à couverture fractionnaire que nous avons choisie se décompose en trois étapes:

- création d'un champ d'épaisseur optique hétérogène,
- ajout de la couverture fractionnaire,
- création d'un champ de rayon effectif hétérogène en imposant différentes corrélations observées sur des cas réels entre rayons effectifs et épaisseurs optiques (Nakajima et Nakajima, 1995).

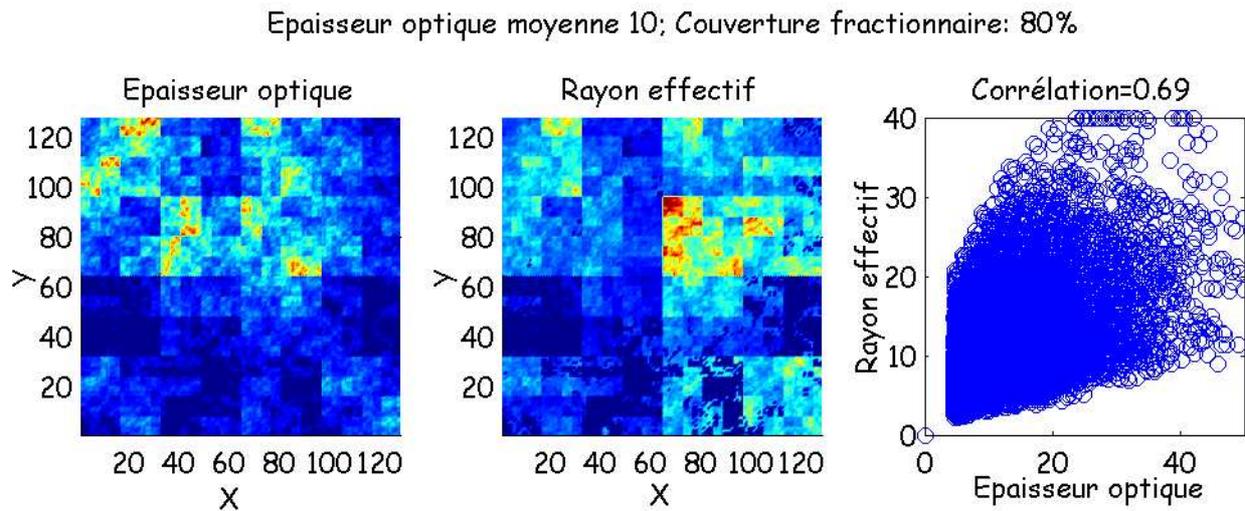
La simulation du champ hétérogène d'épaisseur optique est faite à partir du modèle à cascade bornée proposé dans le cas unidimensionnel par Cahalan et al., (1994a) et étendu au cas bidimensionnel par Marshak et al., (1995b). Ce modèle permet de générer des fluctuations du contenu en eau intégré, statistiquement proche de celui observé "in situ" dans les nuages stratiformes (Cahalan et al., 1994). La pente spectrale est contrôlée et peut donc avoir une valeur proches de  $-1.5$  comme celle observée sur les images Landsat (Cahalan et Snider, 1989; Davis et al., 1997). On peut aussi obtenir des distributions de probabilité de forme log-normale proche de celles mesurées au-dessus de nuages stratiformes (Cahalan et al., 1994).

Ce modèle est basé sur un processus multiplicatif. On considère une épaisseur optique  $\tau_0$  distribuée uniformément sur une surface de dimensions  $L \times L$ . Cette surface est divisée en 4 parties de dimensions  $L/2 \times L/2$ . La quantité de matière est redistribuée aléatoirement, et après le premier niveau de la cascade, chaque subdivision a une épaisseur optique respectivement égale à  $W_{11}\tau_0$ ,  $W_{12}\tau_0$ ,  $W_{13}\tau_0$  et  $W_{14}\tau_0$ . La moyenne du champ d'épaisseur optique étant toujours  $\tau_0$ . A un nième niveau de cascade, les facteurs multiplicatifs  $W_{nj}$  qui sont appliqués aléatoirement ont comme valeur:

$$\begin{aligned} W_{n1} &= 1 + (1 - 2p_1) / 2^{(n-1)H}, & W_{n2} &= 2 - W_{n1}, \\ W_{n3} &= 1 + (1 - 2p_2) / 2^{(n-1)H}, & W_{n4} &= 2 - W_{n3}. \end{aligned} \quad \text{Equation 3-12}$$

Les paramètres  $H$ ,  $p_1$  et  $p_2$  représentent les paramètres du modèle. Les paramètres  $p_1$  et  $p_2$  permettent de contrôler le rapport de la variance à la moyenne de la distribution de l'épaisseur optique. Le paramètre  $H$  définit le comportement de l'échelle et permet de contrôler la pente spectrale par la relation  $\beta = 2H + 1$ . Le nombre de cascades  $n$  détermine la dimension du champ simulé:  $2^n \times 2^n$ .

L'introduction d'une couverture fractionnaire se fait ensuite par seuillage (comme dans Faure et al., 2001c), tous les pixels nuageux inférieurs à une valeur  $\epsilon$ , définis en fonction de la couverture fractionnaire désirée, sont ramenés à 0. La valeur moyenne du champ d'épaisseur optique est alors égale à  $\tau'$  inférieure à  $\tau$ . Pour conserver l'épaisseur optique moyenne choisie, tous les pixels du domaine nuageux sont corrigés par un facteur égal à  $\tau/\tau'$ .

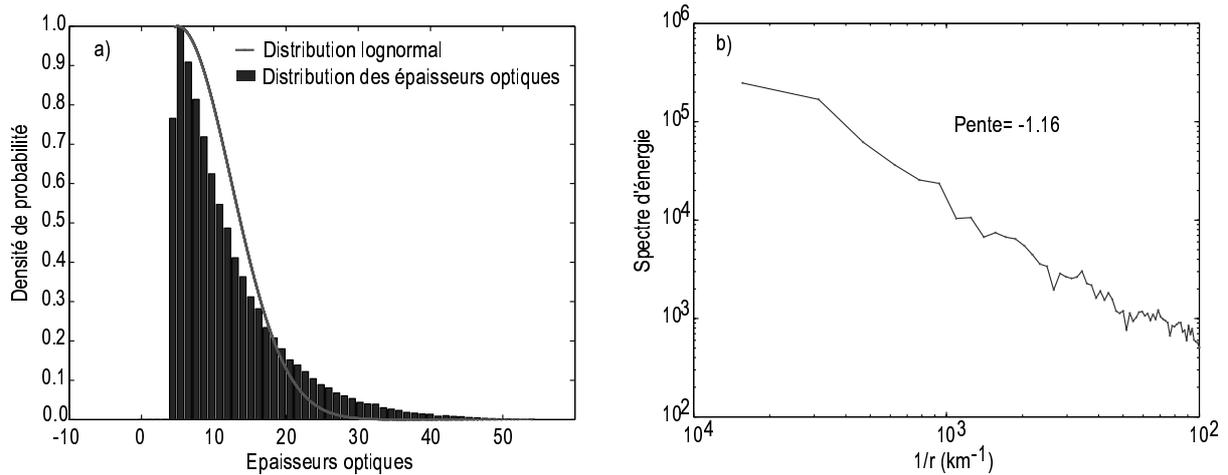


**Figure 3-3:** Exemple de réalisation de champs nuageux hétérogène à couverture fractionnaire présentant une corrélation entre l'épaisseur optique et le rayon effectif.

Plusieurs auteurs (Nakajima et Nakajima, 1995; Han et al., 1998) ont montré que les valeurs du rayon effectif avaient tendance à présenter une corrélation variable selon les scènes observées avec les valeurs de l'épaisseur optique. Cette corrélation a été remarquée à partir de valeurs de l'épaisseur optique et du rayon effectif restitués ce qui laisse supposer qu'elle existe aussi à des échelles inférieures. Pour imposer une variabilité du rayon effectif corrélée à celle de l'épaisseur optique, nous avons utilisé une technique classique basée sur la combinaison linéaire de deux variables indépendantes. Les fluctuations du rayon effectif sont ainsi obtenues à partir de la combinaison linéaire de deux variables aléatoires simulées avec le modèle à cascade bornée (Faure, 2000), l'une d'elles représentant les valeurs de l'épaisseur optique et l'autre permettant d'obtenir un champ de rayon effectif corrélé. La Figure 3-3 présente un exemple de champs nuageux simulés sur un domaine de 6.4x6.4km.

### 3.2.1.2. Conditions de simulation des nuages

Les nuages hétérogènes à couverture fractionnaire sont composés de 128x128 pixels de taille élémentaire 50mx50m ce qui leur donne une extension horizontale de 6.4km selon les deux directions horizontales. Le pixel élémentaire étant de 50mx50m, nous faisons l'hypothèse qu'à une échelle inférieure, les nuages peuvent être considérés comme homogènes.



**Figure 3-4:** *Propriétés statistiques du champ nuageux de la figure 1-10. Ce nuage est simulé avec le processus à cascade bornée avec une épaisseur optique moyenne de 10 et une couverture fractionnaire de 0.8. (a) Densité de probabilité des épaisseurs optiques et distribution log-normale. (b) Spectre d'énergie dans l'espace de Fourier.*

Plusieurs observations (Cahalan et Snider, 1989; Davis et al., 1997; Orepoulos et al., 2000a) de la pente spectrale du spectre d'énergie de Fourier sur des images réelles ont montré que sa valeur était comprise entre  $-1$  et  $-2$  et souvent proche de  $-5/3$ , sans doute liée aux propriétés dynamiques de l'atmosphère. Le paramètre  $H$  du modèle à cascade bornée a donc été fixé à  $1/3$  afin d'obtenir une pente spectrale égale à  $-5/3$ , le fait de rajouter la couverture fractionnaire modifie la pente spectrale; nous obtenons ainsi une valeur de  $-1.16$  sur l'exemple de la Figure 3-3 (Figure 3-4b). Les paramètres  $p_1$  et  $p_2$  qui contrôlent le rapport de la variance à la moyenne du champ nuageux sont respectivement fixés à 0.26 et 0.34 (Marshak et al., 1995b). La distribution du champ d'épaisseurs optiques ainsi obtenue se rapproche d'une distribution log-normale (Figure 3-4a) couramment observée (Cahalan et al., 1994).

Les rayons effectifs sont obtenus de manière à présenter une corrélation avec les épaisseurs optiques. Ils sont caractéristiques d'une fonction de distribution de type log-normale avec un écart type constant de 0.35 (Nakajima et Nakajima, 1995; Faure et al,

2001c). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.1.3, bien que la valeur du rayon effectif varie avec l'altitude, nous supposons que chaque cellule est verticalement homogène.

### 3.2.1.3. Définition du modèle inverse du nuage hétérogène

Les simulations ainsi effectuées nous permettent d'obtenir des champs nuageux d'extension 6.4x6.4km avec un pixel élémentaire de 50mx50m. Notre modèle de nuage inverse est ensuite défini à l'échelle de 1kmx1km. Les paramètres nuageux sont obtenus à partir de  $N_{pixel}$  correspondants à des paquets de 20x20 pixels. Sur chacun des champs nuageux que nous simulons, la position centrale de la zone est choisie aléatoirement sur la totalité du champ de 128x128 pixels. Il est ainsi possible d'obtenir un nombre plus important de jeux de paramètres que si nous découpons notre champ nuageux de 20 pixels en 20 pixels.

En nous appuyant sur des études faites dans le cas du nuage hétérogène (Barker et al., 1996; Chambers et al., 1997; Szczap et al., 2000a, Faure et al. 2001c), chaque zone de 1kmx1km que nous appellerons "pixel d'observation" peut être caractérisée par cinq paramètres nuageux (dans le cas de pixels clairs, les valeurs de  $\tau$  ou de  $Re$  sont prises égales à zéro):

- une épaisseur optique moyenne:  $\overline{\tau}_{obs} = \frac{1}{N_{pixel}} \sum_{i=1}^{N_{pixel}} \tau_i$  ;

- un rayon effectif moyen:  $\overline{Re}_{obs} = \frac{1}{N_{pixel}} \sum_{i=1}^{N_{pixel}} Re_i$  ;

- un paramètre d'hétérogénéité pour l'épaisseur optique, qui correspond à l'écart type de la distribution d'épaisseur optique:

$$\sigma_{obs}^{\tau} = \left( \frac{1}{N_{pixel}} \sum_{i=1}^{N_{pixel}} (\tau_i - \overline{\tau})^2 \right)^{1/2} ;$$

- un paramètre d'hétérogénéité du rayon effectif, qui correspond à l'écart type

de la distribution du rayon effectif:  $\sigma_{obs}^{Re} = \left( \frac{1}{N_{pixel} - 1} \sum_{i=1}^{N_{pixel}} (Re_i - \overline{Re})^2 \right)^{1/2} ;$

- un paramètre de couverture fractionnaire (égal à 1, lorsque la couverture nuageuse est totale):  $cf = \frac{N_{\tau > 0}}{N_{pixel}}$  ;

- la température de sommet du nuage:  $T_{obs}$ .

Les paramètres d'hétérogénéité ne sont pas normalisés par l'épaisseur optique moyenne comme dans Szczap et al. (2000a) et Faure et al. (2001c), car pour des petites valeurs d'épaisseurs optiques, on obtient quelques grandes valeurs des paramètres d'hétérogénéité qui perturbent l'apprentissage des réseaux de neurones.

Szczap et al. (2000b; paragraphe 1.3.2.2) ont montré que l'épaisseur optique effective et l'albédo de diffusion simple pouvaient être paramétrés à une échelle donnée, en fonction de leurs moments statistiques (moyenne et écarts-types). Ce travail démontre que la distribution spatiale des fluctuations de ces paramètres peut être négligée en première approximation; nous n'utilisons donc aucun paramètre relatif à la distribution spatiale des hétérogénéités.

### 3.2.1.4. Simulation de nuages caractéristiques

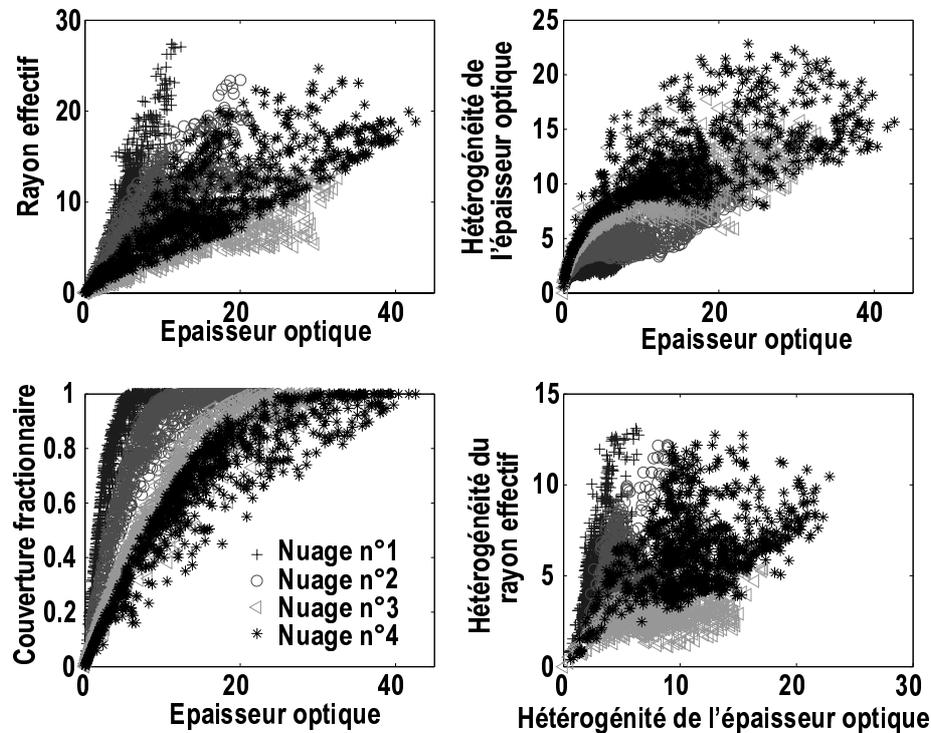
La simulation numérique du transfert radiatif dans un nuage hétérogène est très longue (jusqu'à 48H pour une longueur d'onde visible sur une station de travail COMPAQ ES40), nous avons donc dû limiter le nombre de nuages hétérogènes simulés. Ces champs nuageux doivent couvrir, à l'échelle du pixel d'observation de taille usuelle (1kmx1km), le domaine habituel des nuages stratiformes. Les nuages sélectionnés s'appuient sur des observations décrites par Nakajima et Nakajima (1995). Les caractéristiques sélectionnées à l'échelle du nuage de 128x128 pixels sont décrites dans le Tableau 3-1.

Numéro du nuage	Epaisseur optique moyenne	Rayon effectif moyen ( $\mu\text{m}$ )	Couverture fractionnaire	Corrélation entre $R_e$ et $\tau$
1	5	10	0.8	0.70
2	10	12	0.8	0.69
3	12	10	0.6	0.84
4	15	20	0.6	0.82

**Tableau 3-1:** Caractéristiques des champs nuageux simulés à l'aide du modèle à cascade bornée. La taille des champs est de 6.4kmx6.4km. La dernière colonne donne le coefficient de corrélation entre les valeurs du rayon effectif et les valeurs de l'épaisseur optique.

Pour sélectionner ces caractéristiques, les valeurs de paramètres nuageux ont été calculées à l'échelle de 1kmx1km après tirage aléatoire sur l'ensemble du champ nuageux (Figure 3-5). L'épaisseur optique varie de 0 à 40; le rayon effectif de 0 à 30 $\mu\text{m}$  et la couverture fractionnaire de 0 à 1. Les valeurs du rayon effectif peuvent être importantes pour des épaisseurs optiques inférieures à 10; ce type de comportement a été observé par Nakajima

et Nakajima (1995). Pour ce qui est des paramètres d'hétérogénéité, celui de l'épaisseur optique varie de 0 (nuage presque homogène) à 20, ces valeurs semblent acceptables par rapport aux valeurs de l'épaisseur optique; de même pour l'hétérogénéité du rayon effectif qui varie de 0 à 13.



**Figure 3-5:** Caractéristiques des champs nuageux simulés, estimées sur des pixels de 1kmx1km (20x20 pixels): tirage aléatoire à partir de champs de 128x128 pixels.

### 3.2.2. Construction des données radiométriques utilisées

A partir des champs nuageux sélectionnés précédemment, nous simulons le transfert radiatif à l'aide du modèle SHDOM "modifié" présenté dans le chapitre 1 à une échelle de 50x50m. Nous construisons ensuite les données à une échelle du pixel d'observation (1kmx1km).

Pour que la base de données construite soit représentative, ces simulations doivent être effectuées dans différentes conditions que nous allons présenter. Néanmoins, plusieurs hypothèses ont dû être faites, nous envisagerons quelles peuvent être leurs conséquences.

#### 3.2.2.1. Utilisation de l'information multispectrale et multi-échelle

Les paramètres nuageux du modèle inverse définis dans le paragraphe précédent peuvent être retrouvés en utilisant d'une part les informations contenues dans les luminances à différentes longueurs d'onde mais aussi en utilisant l'information apportée par la mesure des

luminances à une échelle inférieure à l'échelle que nous avons défini comme "observation" (1kmx1km).

Pour restituer six paramètres nuageux, nous devons, normalement, disposer d'au moins six luminances, l'ajout de données supplémentaires peut permettre, ensuite, d'améliorer la précision de la restitution.

Pour simuler les quantités radiatives mesurées par un radiomètre, nous calculons le transfert radiatif avec le modèle SHDOM et la partie atmosphérique du code de Nakajima et Nakajima (1995) à partir des champs nuageux sélectionnés dans le paragraphe précédent. Cette simulation s'effectue à une échelle de 50m, pour ensuite obtenir les luminances à l'échelle de 1kmx1km. Les mêmes paquets de 20x20 pixels que ceux utilisés pour la définition des paramètres nuageux sont moyennés, ce qui correspond à la mesure qu'effectuerait un radiomètre. Pour notre simulation, nous utilisons les bandes spectrales du radiomètre GLI. Cependant, pour des raisons de coût de calcul, il n'est pas possible de calculer les luminances pour toutes les longueurs d'onde définissant les bandes spectrales. Nous simulons donc les luminances aux longueurs d'onde correspondant au maximum de sensibilité des bandes spectrales. Ces longueurs d'onde sont dans le visible 0.544 $\mu$ m, dans le proche infrarouge 1.6, 2.15 et 3.65 $\mu$ m et dans l'infrarouge 10.8 $\mu$ m.

Sur ce radiomètre, les mesures de luminances se font aussi à une échelle de 250mx250m pour les canaux 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu$ m. Ces mesures peuvent être utilisées, comme nous le verrons dans les paragraphes 3.3.2 et 4.5, en tant qu'information supplémentaire de l'hétérogénéité sous-pixel. Pour simuler cette observation, les luminances sont aussi moyennées par paquets de 5x5 pixels à l'intérieur du pixel d'observation. Pour obtenir une information à l'échelle de 1kmx1km, nous calculons ensuite l'écart type à 1km estimé sur les pixels de 250mx250m.

### **3.2.2.2. Conditions de simulation des luminances**

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, la simulation des champs radiatifs est faite à partir de longueurs d'onde monochromatiques. Dans l'annexe B, sont indiqués les résultats d'une première étude sur la différence entre luminances monochromatique et luminances en bandes étroites ainsi que sur la recherche d'un moyen simple et rapide pour passer de l'une à l'autre.

Les simulations du transfert radiatif sont séparées en 2 groupes: les luminances dépendant principalement de la contribution solaire (0.544, 1.6, 2.15 $\mu$ m) et celles dépendant

de la contribution thermique ( $10.8\mu\text{m}$ ). Pour les luminances à  $3.65\mu\text{m}$ , les deux contributions solaire et thermique sont à prendre en compte: nous effectuons les deux calculs séparément et nous ajoutons ensuite les deux luminances obtenues.

Pour des raisons de simplification, nous avons supposé la réflexion de la surface terrestre lambertienne et homogène, elle peut donc être définie par un seul paramètre qui est l'albédo de surface. Les nuages ont toujours la même épaisseur géométrique égale à 300m (les impacts de cette hypothèse sont présentés dans le paragraphe 3.2.2.4). L'étude est aussi limitée à des nuages ayant un sommet plat.

Pour le premier groupe, les simulations sont effectuées pour chacune des 3 longueurs d'onde pour:

- 3 valeurs de l'albédo de surface: 0, 0.1, 0.2;
- 10 angles d'incidence solaire: de  $0^\circ$  à  $67.5^\circ$  par pas de  $7.5^\circ$ ;

Les luminances résultant de la longueur d'onde thermique ( $10.8\mu\text{m}$ ) dépendent principalement de l'émission du sol et du nuage. Cette quantité d'énergie émise est reliée à la température du corps émetteur selon la fonction de Planck. Pour nos simulations, nous avons donc fait varier la température de surface et celle du nuage en modifiant son altitude. A  $10.8\mu\text{m}$ , la surface terrestre est assimilée à un corps noir (émissivité de 1). Pour cette longueur d'onde, les simulations sont effectuées pour:

- 5 températures de surface: 283, 288, 293, 303, 313K;
- 3 altitudes de sommet de nuages: 0.80, 1.10, 1.40km;

Les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  sont la somme:

- d'une part, des luminances résultant de la contribution solaire pour les mêmes angles d'incidence solaire aux 3 altitudes de nuage considérées ci-dessus;
- d'autre part, des luminances résultant de la contribution thermique dans les mêmes conditions que pour la longueur d'onde à  $10.8\mu\text{m}$

La valeur de l'albédo est fixée à 0.05 ce qui correspond à une émissivité de 0.95.

Dans tous les cas, les luminances sont simulées dans 130 configurations d'observation:

- de  $0^\circ$  à  $67.5^\circ$  par pas de  $7.5^\circ$  pour l'angle zénithal d'observation
- de  $0^\circ$  à  $180^\circ$  par pas de  $15^\circ$  pour l'angle azimutal d'observation.

Cette base de données ne prend pas en compte toutes les conditions possibles, elle en prend cependant suffisamment en compte pour permettre de tester la méthode de restitution avec des observations réelles. Si cette méthode donne de bons résultats, il sera toujours possible d'améliorer la base de données en y incluant des épaisseurs optiques plus élevées (la gamme de variation de ce paramètre étant pour l'instant assez limitée) ou en augmentant par exemple le nombre de valeurs d'albédo de surface, de températures de surface, d'altitudes de nuage ou d'épaisseurs géométriques...

Dans les paragraphes suivants, nous allons estimer les conséquences des hypothèses faites sur l'altitude et sur l'épaisseur du nuage.

### 3.2.2.3. Hypothèses sur l'altitude du nuage

Pour les luminances dépendant de la contribution solaire, nous supposons que les effets de la variation d'altitude du nuage sont négligeables, ce qui peut conduire à des écarts pour différentes raisons.

En fonction de l'altitude du nuage, la quantité d'atmosphère se situant au-dessus sera différente. Les quantités d'énergie absorbée et diffusée peuvent changer mais aux longueurs d'onde auxquelles nous travaillons, ces effets ne sont pas très importants. Les différences de flux entre deux nuages homogènes distants verticalement de 1km, sont de l'ordre de 0.3% à  $0.544\mu\text{m}$  et inférieures à 1% à  $2.15\mu\text{m}$ , l'absorption gazeuse étant plus importante à cette longueur d'onde.

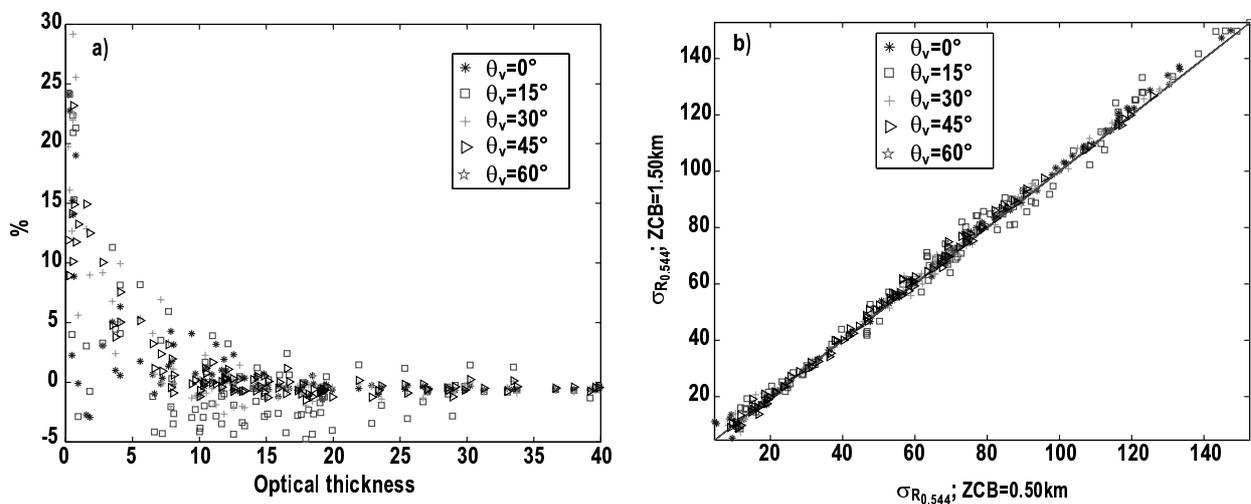
Le phénomène le plus important est en fait dû à la distribution spatiale de l'hétérogénéité sous-pixel et de la couverture fractionnaire. En effet, en changeant l'altitude du nuage sans changer ces distributions, ce ne sont pas les mêmes zones de la surface qui sont illuminées par le rayonnement solaire ou au contraire qui se trouvent dans l'ombre du nuage. Ces différences peuvent se retrouver dans les valeurs des luminances moyennes. Elles dépendent de l'altitude du nuage mais aussi de l'albédo de surface et de l'inclinaison du soleil.

Afin d'estimer ces écarts, nous avons simulé le même champ nuageux à deux altitudes différentes à la longueur d'onde  $0.544\mu\text{m}$ . Le nuage n°4 du Tableau 3-1 a été simulé en changeant son altitude de base de 0.5km à 1.5km. L'épaisseur du nuage est fixée à 300m et l'albédo du sol à 0.05. Les écarts obtenus (nuage à 0.5km-nuage à 1.5km) à l'échelle du pixel d'observation sont présentés sur la Figure 3-6 pour plusieurs angles zénithaux d'observation.

Dans l'ensemble, dans le cas des luminances (Figure 3-6a), les écarts sont inférieurs à 5% quel que soit l'angle d'observation pour des épaisseurs optiques supérieures à 10 ou pour des couvertures fractionnaires supérieures à 0.4 (figure non montrée).

Comme prévu, les écarts sont plus importants, que ce soit en écart absolu ou relatif, pour les faibles épaisseurs optiques où la présence de "trous" ou de faibles épaisseurs optiques dans le nuage crée la différence. Dans le cas d'un nuage compris entre 500m et 800m, l'énergie réfléchié par le bord du nuage est renvoyée vers le sol et est ensuite mesurée par le radiomètre alors que dans le cas d'un nuage plus élevé, cette énergie est renvoyée plus loin et n'apparaît pas directement dans la mesure. Cet effet est d'autant plus marqué que pour un même angle solide, l'interception par le nuage du rayonnement réfléchi par la surface est plus importante dans le cas du nuage haut (relation surface nuageuse-angle solide).

Sur la Figure 3-6b, nous avons tracé les écarts-types de la luminance visible pour un nuage situé à 1.5km en fonction de ceux d'un nuage situé à 0.5km; il n'apparaît pas de différences notoires entre les deux.



**Figure 3-6:** (a) Différences relatives entre les luminances d'un nuage situé à 0.5km et les luminances d'un nuage situé à 1.5km. (b) Ecarts-types des luminances pour un nuage situé à 0.5km en fonction des écarts-types d'un nuage situé à 1.5km. Les figures sont tracées pour plusieurs angles zénithaux d'observation, l'angle azimutal étant à  $60^\circ$  et l'incidence solaire à  $30^\circ$ .

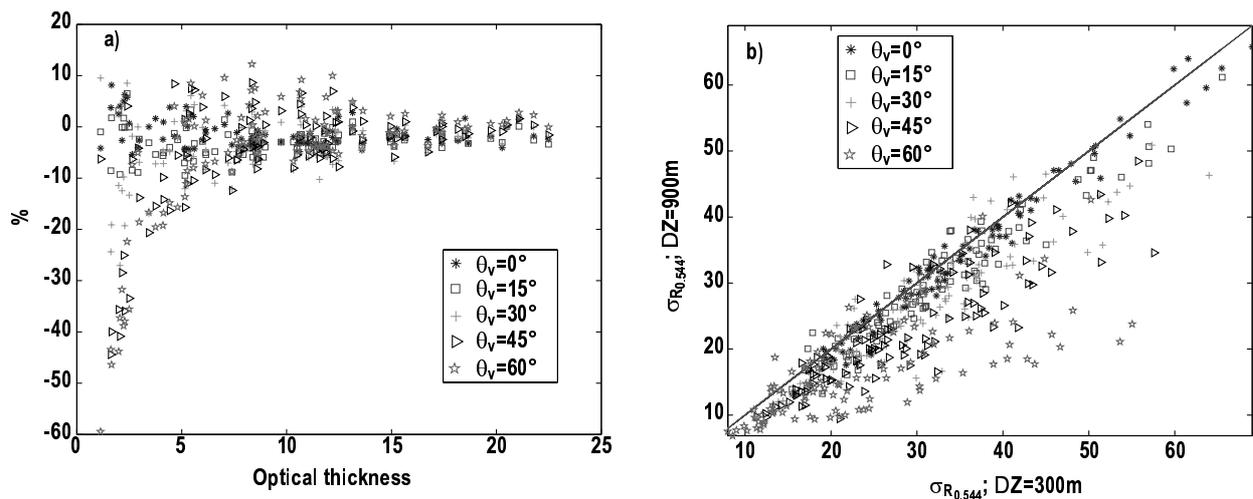
Au vu de ces résultats, nous pouvons supposer, en première approximation que l'effet de l'altitude du nuage peut être négligé pour les longueurs d'onde 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu$ m. Il faut néanmoins s'attendre à des erreurs importantes dans le cas de faibles épaisseurs optiques.

### 3.2.2.4. Hypothèse sur l'épaisseur du nuage

Un autre défaut de la base de données actuelle est que celle-ci est constituée par des nuages ayant une seule épaisseur géométrique égale à 300m. Pour estimer l'erreur commise pour des nuages d'épaisseurs différentes, nous avons calculé les luminances pour le nuage n°2 du Tableau 3-1 avec deux épaisseurs géométriques différentes: une de 300m et l'autre de

900m. L'altitude de base est fixée à 0.5km et l'albédo au sol à 0.1. Les différences obtenues (nuage de 300m- nuage de 900m) sont présentées sur la Figure 3-7. Dans le cas des luminances, pour des épaisseurs optiques supérieures à 10, les écarts sont limités mais peuvent néanmoins être importants dans certains cas (jusqu'à 10%). Une partie de ces écarts a la même origine que précédemment, c'est à dire la répartition apparente des trous sur la surface terrestre. Les luminances du nuage de 900m d'épaisseur sont, d'ailleurs, supérieures à celle du nuage de 300m, surtout dans les cas d'angles d'observation importants car les trous apparaissent moins dans le cas d'un nuage épais.

Cependant, les écarts entre les deux champs sont également dus aux différences de libre parcours moyen du photon (paragraphe 1.3.1.1). Celui-ci est plus important pour le nuage de 900m que pour celui de 300m et l'échelle de lissage radiatif (Equation 1-26) plus élevé; le champ radiatif apparaît donc plus lisse. C'est pour cette raison que les écarts-types des luminances pour un nuage de 900m sont dans l'ensemble plus faibles que les écarts-types d'un nuage de 300m d'épaisseur (Figure 3-7b).



**Figure 3-7:** (a) Différences entre les luminances à 0.544μm d'un nuage de 300m d'épaisseur et d'un nuage de 900m d'épaisseur. (b) Ecart-types des luminances d'un nuage de 900m d'épaisseur en fonction des écart-types des luminances d'un nuage de 300m d'épaisseur. Les figures sont tracées pour plusieurs angles zénithaux d'observation, l'angle azimutal est fixé à 60° et l'incidence solaire à 45°.

Pour un nuage de 900m, les effets du transport horizontal du photon ne sont donc plus négligeables à une échelle de 1km<sup>2</sup>. Pour effectuer la restitution d'un tel nuage, une solution consiste à prendre en compte les pixels avoisinants en utilisant la même méthode que Faure et al. (2002); l'application réelle de cette méthode demande néanmoins de gros moyens informatiques.

Une autre solution possible est de dégrader les pixels d'observation comme le propose Davis et al., (1997;cf paragraphe 2.2.1) et de restituer les paramètres nuageux à une échelle plus grande. Il est tout à fait possible de procéder de cette manière étant donné que notre modèle inverse est défini à la même échelle que l'échelle d'observation sans tenir compte des pixels voisins. En dégradant l'échelle d'observation, les paramètres nuageux seront simplement restitués à une échelle plus grande.

### **3.3. Analyse des paramètres nuageux et des données utilisées**

Avant de commencer l'apprentissage des réseaux, nous avons effectué une analyse des différents constituants de la base de données à la fois pour analyser la qualité de cette base et vérifier le bon conditionnement de ses constituants. Cette analyse est faite en calculant les coefficients de corrélation et les coefficients de corrélation partielle. Les coefficients de corrélation entre deux paramètres peuvent être influencés par une relation qui lie ces deux paramètres à d'autres variables. Les coefficients de corrélation partielle permettent d'estimer ce que serait la corrélation entre ces deux paramètres après avoir enlevé l'influence des autres variables (Johnson et Wichern, 1988; Legendre et Legendre, 1998).

Cette analyse a été faite entre les paramètres nuageux afin de vérifier leurs différentes corrélations. Par la même méthode, nous avons tenté d'estimer la contribution de chacune des données pour l'explication de chaque paramètre nuageux. Enfin, nous avons vérifié les corrélations des données entre elles qui, élevées, peuvent poser des problèmes de conditionnement.

#### **3.3.1. Corrélations entre paramètres nuageux**

Le Tableau 3-2 présente les coefficients de corrélation et les coefficients de corrélation partielle des cinq paramètres nuageux choisis pour représenter le modèle inverse. La température du sommet du nuage est totalement indépendante des autres paramètres nuageux, elle n'est donc pas incluse dans cette étude. Ces coefficients sont calculés à partir de 3600 pixels de 1kmx1km sélectionnés aléatoirement.

Tout d'abord, nous remarquons que la corrélation imposée intentionnellement (Tableau 3-1) entre le rayon effectif et l'épaisseur optique à l'échelle de 50mx50m apparaît sur les paramètres à l'échelle d'observation (0.606). La corrélation partielle entre ces deux paramètres est du même ordre de grandeur (0.566), ce qui montre qu'aucune autre variable n'intervient significativement entre ces deux paramètres. Ce lien n'apparaît plus entre les deux paramètres

d'hétérogénéité (0.294) sur les corrélations globales, mais, en revanche, la corrélation partielle a une valeur similaire à celle des deux paramètres moyens (0.605).

Les corrélations entre les paramètres d'hétérogénéité ( $\sigma_{obs}^{\tau}$  et  $\sigma_{obs}^{Re}$ ) et les paramètres moyens auxquels ils sont associés ( $\tau_{obs}$ , et  $re_{obs}$ ), sont assez importantes, respectivement 0.792 et 0.615 pour les corrélations globales, 0.911 et 0.773 pour les corrélations partielles. Ceci s'explique par les caractéristiques du modèle à cascade bornée qui impliquent que la variance de la variable générée est proportionnelle au carré de cette variable (Cahalan et al., 1994a).

Le paramètre de couverture fractionnaire présente une corrélation non négligeable avec l'épaisseur optique et le rayon effectif, respectivement 0.583 et 0.756, les coefficients de corrélation partielle ont une valeur plus faible, 0.371 et 0.394. Cette valeur de corrélation globale entre les paramètres moyens et la couverture fractionnaire est attendue étant donné que dans le calcul des paramètres moyens, les parties de ciel clair sont comptées comme des valeurs nulles. Les valeurs des corrélations partielles sont plus faibles.

Les corrélations partielles négatives qui apparaissent entre  $\sigma_{obs}^{\tau}$  et  $re_{obs}$  et entre  $\sigma_{obs}^{Re}$  et  $\tau_{obs}$  sont aussi non négligeables mais par contre, plus difficilement explicables: elles sont peut être à relier aux corrélations existantes entre  $\tau_{obs}$ ,  $re_{obs}$  et entre les valeurs des paramètres moyens et de leur écart-type.

En conclusion, il apparaît que pour la base de données simulée, les paramètres nuageux choisis pour décrire le modèle inverse de nuage ne présente pas de corrélations importantes excepté dans les cas où la corrélation est intentionnelle (entre le rayon effectif et l'épaisseur optique) ou dans les cas où la corrélation est induite par la construction du nuage hétérogène (entre les paramètres moyens et les paramètres d'hétérogénéité).

	$\tau_{obs}$	$re_{obs}$	$\sigma_{obs}^{\tau}$	$\sigma_{obs}^{Re}$	$cf$
$\tau_{obs}$	1.0	0.606	0.792	0.193	0.583
$re_{obs}$	<i>0.566</i>	1.0	0.293	0.615	0.756
$\sigma_{obs}^{\tau}$	<i>0.911</i>	<i>-0.477</i>	1.0	0.294	0.165
$\sigma_{obs}^{Re}$	<i>-0.620</i>	<i>0.773</i>	<i>0.605</i>	1.0	0.244
$cf$	<i>0.371</i>	<i>0.394</i>	<i>-0.349</i>	<i>-0.075</i>	1.0

**Tableau 3-2:** Coefficients de corrélation entre les paramètres nuageux. Les corrélations globales sont données dans la partie supérieure du tableau et les corrélations partielles sont indiquées dans la partie inférieure en italique.

### 3.3.2. Corrélations entre paramètres nuageux et données disponibles

Nous allons maintenant estimer le contenu en information des différentes données constituant la base de données. Dans le Tableau 3-3 sont présentés les coefficients de corrélation simple et les coefficients de corrélation partielle obtenus entre les paramètres nuageux et les huit données utilisées: luminances à l'échelle de 1km et écarts-types des luminances.

Cette analyse est faite sur des luminances simulées au-dessus d'un sol totalement absorbant et sans contribution thermique à  $3.65\mu\text{m}$ . Les corrélations obtenues pour la luminance thermique (à  $10.8\mu\text{m}$ ), sont présentées pour une seule température de surface mais plusieurs altitudes de nuage, la température de surface étant donnée dans la phase de restitution des paramètres nuageux (paragraphe 4.1).

Ces coefficients de corrélation nous permettent d'avoir une idée des relations liant les paramètres aux données disponibles mais sont insuffisants car ils ne nous renseignent pas sur l'amplitude des variations des données en fonction des paramètres. Une étude de sensibilité a été faite en fonction du rayon effectif et de l'épaisseur optique dans le cas du nuage à plans-parallèles (paragraphe 2.1.2). Cette étude n'est pas possible dans le cas du nuage hétérogène car les paramètres nuageux ne sont pas contrôlés indépendamment les uns des autres.

Nous avons ajouté dans ce tableau les coefficients de détermination multiple ( $\Gamma_{\text{multi}}^2$ ) qui mesurent la fraction de variance d'une variable (un des paramètres nuageux) expliquée par la combinaison linéaire de plusieurs variables (données radiométriques simulées) (Legendre et Legendre, 1998).

On peut voir que la variance des six paramètres nuageux ( $\tau_{obs}$ ,  $re_{obs}$ ,  $\sigma_{obs}^{\tau}$ ,  $\sigma_{obs}^{re}$ ,  $cf$ , et  $T_{obs}$ ) peut être expliquée respectivement à 98%, 84%, 94%, 56%, 88% et 65% par la combinaison linéaire des 8 données radiométriques. Les paramètres  $\tau_{obs}$  et  $\sigma_{obs}^{\tau}$  sont presque totalement expliqués par la combinaison linéaire des huit données, ce qui signifie que ces deux paramètres peuvent, a priori, être restitués en utilisant une simple régression linéaire. Par contre, les autres paramètres et plus particulièrement  $\sigma_{obs}^{re}$  et  $T_{obs}$ , nécessitent une régression linéaire plus complexe. C'est une des raisons de l'utilisation des réseaux de neurones.

Les corrélations partielles (chiffres entre parenthèses dans le Tableau 3-3) suggèrent que les informations pour les paramètres  $\tau_{obs}$ ,  $re_{obs}$ ,  $cf$  et  $T_{obs}$  sont principalement contenues dans les valeurs des luminances moyennes ( $R_{0.544}$ ,  $R_{1.6}$ ,  $R_{2.15}$ ,  $R_{3.65}$ ,  $R_{10.8}$ ) alors que les informations sur  $\sigma_{obs}^{\tau}$  et  $\sigma_{obs}^{re}$  sont plus dispersées.

Au regard des corrélations simples, l'information sur  $\tau_{obs}$  semble contenue dans chacune des luminances moyennes avec une diminution de ces corrélations avec l'augmentation de la longueur d'onde (de 0.544 à 3.65 $\mu\text{m}$ ). Les corrélations partielles font apparaître que cette information est principalement portée par  $R_{0.544}$ . La corrélation partielle négative obtenue avec  $R_{1.6}$  peut s'expliquer par le fait qu'une augmentation de cette luminance, si elle ne correspond pas à une augmentation du rayonnement réfléchi par le nuage (information fixée par  $R_{0.544}$ ), correspond à une diminution de l'absorption du nuage et donc à une diminution de l'épaisseur optique. Cet effet peut être accentué par la corrélation positive imposée entre le rayon effectif et l'épaisseur optique: si l'augmentation de  $R_{1.6}$  n'est pas due à une augmentation de la réflexion du nuage, elle correspond à une diminution de l'absorption et donc du rayon effectif. Cette caractéristique peut se comprendre par une compensation des effets des luminances visibles par les luminances à 1.6 $\mu\text{m}$  dans l'explication de l'épaisseur optique.

	$\Gamma_{\text{multi}}^2$	$R_{0.544}$	$R_{1.60}$	$R_{2.15}$	$R_{3.65}$	$R_{10.8}$	$\sigma_{R_{0.544}}$	$\sigma_{R_{1.60}}$	$\sigma_{2.15}$
$\tau_{obs}$	0.984	0.952 (0.904)	0.818 (-0.617)	0.684 (0.193)	0.184 (0.637)	-0.622 (-0.019)	0.344 (0.009)	0.008 (0.096)	-0.079 (-0.129)
$r_{e_{obs}}$	0.836	0.673 (-0.482)	0.590 (0.567)	0.450 (-0.532)	-0.033 (-0.300)	-0.724 (-0.487)	0.041 (0.116)	-0.285 (-0.120)	0.382 (0.080)
$\sigma_{\tau_{obs}}^{\tau}$	0.936	0.665 (0.775)	0.487 (-0.636)	0.365 (0.481)	-0.079 (0.224)	-0.274 (0.165)	0.747 (0.614)	0.444 (-0.283)	0.299 (0.092)
$\sigma_{obs}^{r_e}$	0.559	0.184 (-0.435)	0.079 (0.392)	-0.032 (-0.359)	-0.329 (-0.187)	-0.237 (-0.279)	0.332 (0.454)	0.085 (-0.320)	-0.039 (0.237)
cf	0.875	0.740 (-0.437)	0.842 (0.503)	0.828 (-0.447)	0.595 (0.263)	-0.835 (-0.448)	0.001 (0.047)	-0.209 (-0.016)	-0.240 (-0.053)
$T_{obs}$	0.651	0,003 (-0.292)	0,001 (0.341)	0,001 (-0.191)	0,002 (-0.151)	0,462 (0.804)	0,016 (0.061)	0,004 (-0.043)	0,000 (0.000)

**Tableau 3-3:** Coefficients de corrélations entre les paramètres caractérisant le nuage hétérogène à couverture fractionnaire et les "données" utilisées, constituées par les luminances et leurs écarts-types aux longueurs d'onde indiquées. Les chiffres entre parenthèses correspondent aux corrélations partielles et la deuxième colonne correspond aux coefficients de détermination multiple.

La corrélation simple assez importante obtenue entre  $\tau_{obs}$  et  $R_{10.8}$  (-0.622) est à associer à la corrélation existante entre  $\tau_{obs}$  et cf. Cette corrélation disparaît au regard des corrélations partielles.

Sur la Figure 3-8a, on peut voir un exemple de variation de  $R_{0.544}$  avec  $\tau_{obs}$ , cette relation n'est pas univoque, la restitution de  $\tau_{obs}$  nécessite donc des informations

supplémentaires apportées par les autres données même si celles-ci restent assez difficiles à estimer avec une simple analyse de corrélation.

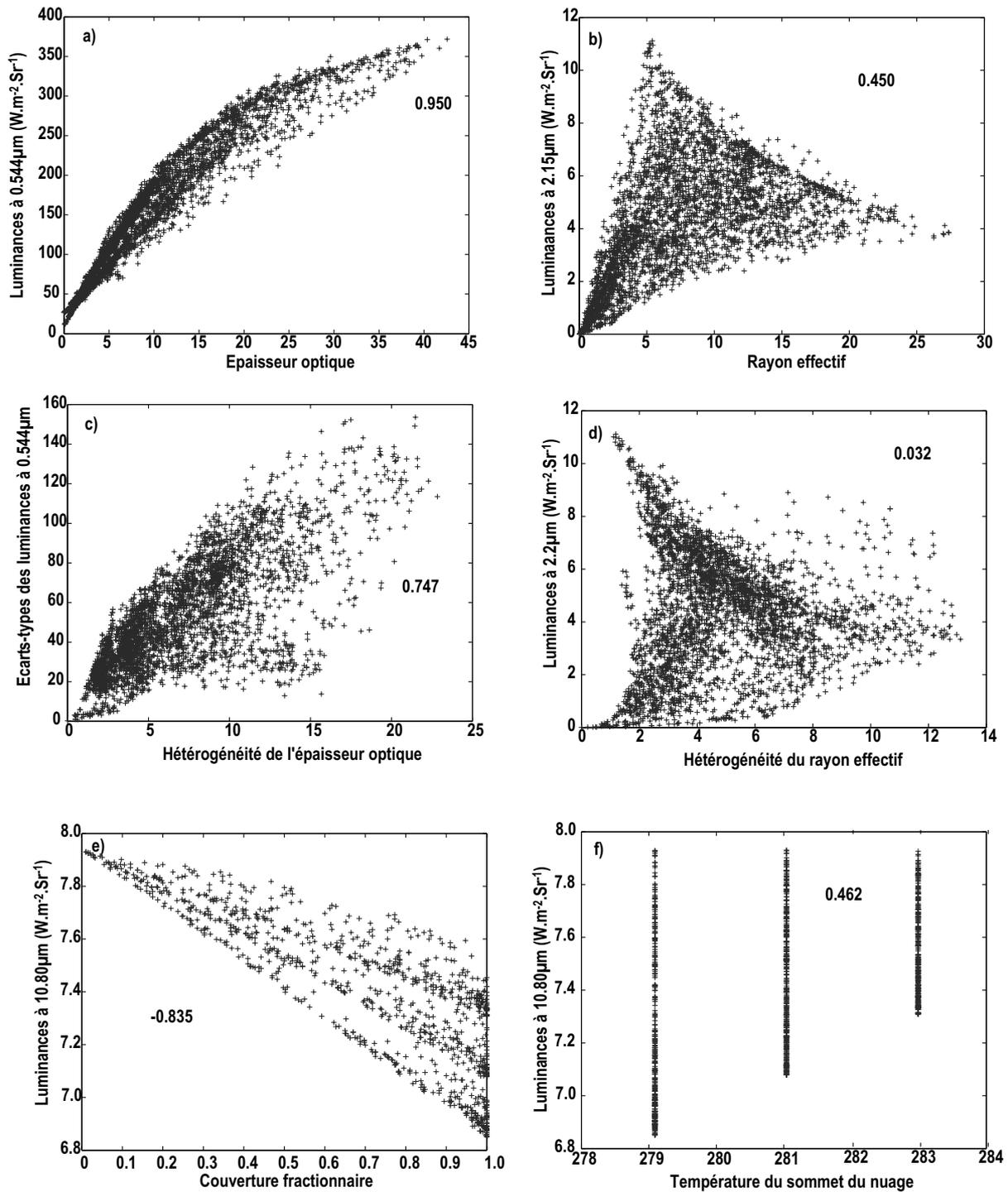
Les corrélations simples obtenues en fonction de  $re_{obs}$  sont positives, pourtant une augmentation du rayon effectif correspond à une augmentation de l'absorption du nuage et donc à une diminution des luminances en proche infrarouge. Le signe des corrélations ne permet pas de retrouver cette caractéristique. Cette propriété se remarque, en revanche, sur les corrélations partielles de  $re_{obs}$  avec  $R_{2.15}$  et  $R_{3.65}$  qui sont négatives. On peut voir un exemple de relation entre  $re_{obs}$  et  $R_{2.15}$  sur Figure 3-8b. La contribution négative de  $R_{0.544}$  peut s'expliquer par la nécessité de supprimer l'effet de l'épaisseur optique sur les autres luminances avant de retrouver le rayon effectif.

La corrélation positive obtenue entre  $re_{obs}$  et  $R_{1.6}$  est un effet de la corrélation imposée entre le rayon effectif et l'épaisseur optique. En effet, la diminution de  $R_{1.6}$  si elle ne correspond pas à une augmentation de l'absorption (variation "fixée" par  $R_{2.15}$  et  $R_{3.65}$ ), correspond à une diminution de la réflexion du nuage et donc de l'épaisseur optique, corrélée positivement avec le rayon effectif. Comme pour le cas de l'épaisseur optique, on peut imaginer une compensation des contributions des différentes luminances.

Les corrélations négatives de  $re_{obs}$  avec  $R_{10.8}$  peuvent venir de la contribution de la surface terrestre pour les faibles couvertures fractionnaires ou faibles épaisseurs optiques. En effet, dans ces cas là, une partie du rayonnement de la surface terrestre plus chaude traverse le nuage et augmente la valeur de la luminance. Plus le rayon effectif est grand, plus ce rayonnement a de chance d'être absorbé par le nuage, donc  $R_{10.8}$  diminue.

Les coefficients de corrélation partielle de  $\sigma_{obs}^{\tau}$  et  $\sigma_{obs}^{re}$  sont assez similaires à ceux des valeurs moyennes  $\tau_{obs}$  et  $re_{obs}$  avec une augmentation de la contribution des valeurs  $\sigma_{R0.544}$ ,  $\sigma_{R1.60}$ ,  $\sigma_{2.15}$ . Le coefficient de corrélation partielle de 0.614 entre  $\sigma_{obs}^{\tau}$  et  $\sigma_{R0.544}$  indique que l'écart-type des luminances contient bien une indication pour la restitution de  $\sigma_{obs}^{\tau}$ . La Figure 3-8c présente un exemple de relation entre ces deux variables.

Pour  $\sigma_{obs}^{re}$ , il est plus difficile de discerner quelle donnée est prépondérante dans sa restitution, chacune semblant apporter une contribution à peu près équivalente. Il ne faut pas oublier que ce paramètre est le moins expliqué des cinq paramètres si l'on regarde les coefficients de détermination multiple.



**Figure 3-8:** Exemples de relations entre les paramètres nuageux du modèle inverse et les données disponibles pour un angle d'incidence solaire de  $30^\circ$  et un angle d'observation à  $(0^\circ, 0^\circ)$ . Les coefficients de corrélation simple sont indiqués sur chaque figure.

Les corrélations simples et corrélations partielles avec  $cf$  sont à peu près équivalentes pour chacune des luminances moyennes. Cette caractéristique vient en partie de notre base de données qui ne comprend pas assez d'exemples avec une couverture fractionnaire égale à 1 et

donc une augmentation des luminances moyennes (ou une diminution dans le cas de  $R_{10.8}$ ) correspond, la plupart du temps, à une augmentation de la couverture nuageuse. Les corrélations partielles de  $cf$  avec  $R_{0.544}$  et  $R_{2.15}$  sont difficilement explicables.

Sur la Figure 3-8e, on a tracé la relation entre  $cf$  et  $R_{10.8}$ , car à une altitude donnée et pour une température de surface donnée, cette luminance permet d'obtenir une information significative sur  $cf$ . En effet, cette luminance est, en quelque sorte, la somme des rayonnements émis par la surface terrestre et par le sommet du nuage. La dispersion que l'on peut voir provient des faibles épaisseurs optiques qui n'absorbent pas totalement le rayonnement provenant de la surface, ce qui a pour effet d'augmenter la valeur de la luminance.

La seule variance qui semble expliquer  $T_{obs}$ , au vu des corrélations simples, est  $R_{10.8}$ . Les corrélations partielles nous indiquent, néanmoins, que  $R_{0.544}$ ,  $R_{1.6}$ ,  $R_{2.15}$  et  $R_{3.65}$  participent légèrement à sa restitution. La Figure 3-8f montre la relation entre  $R_{10.8}$  et  $T_{obs}$  pour 3 températures de surface. Il est évident que la luminance augmente avec la température du nuage mais la dispersion autour de la valeur moyenne est importante. Cette dispersion est due aux différentes propriétés du pixel nuageux, les informations utilisées pour lever ces ambiguïtés sont apportées par les autres données.

### 3.3.3. Corrélations entre données radiométriques disponibles

Les données que nous utilisons semblent contenir assez d'informations pour nous permettre de restituer les paramètres nuageux. Il faut néanmoins vérifier que ces données sont assez indépendantes pour que chacune d'entre elles apporte une information différente sur la restitution des paramètres nuageux. Le Tableau 3-4 donne les corrélations et les corrélations partielles obtenues entre les huit données utilisées. Les corrélations entre  $R_{0.544}$ ,  $R_{1.60}$ ,  $R_{2.15}$  et  $R_{3.65}$  sont assez élevées car ces luminances dépendent principalement de l'épaisseur optique; ce sont principalement les valeurs du coefficient d'albédo de diffusion simple (et dans une moindre mesure les valeurs de la fonction de phase) qui permettent de les différencier. Ceci explique que les corrélations de  $R_{1.60}$  et  $R_{2.15}$  diminuent avec  $R_{0.544}$  alors qu'elles augmentent avec  $R_{3.65}$  en fonction de la longueur d'onde. Les corrélations partielles négatives rencontrées dans certains cas s'expliquent, comme précédemment, par la corrélation positive imposée entre le rayon effectif et l'épaisseur optique.  $R_{10.8}$  est logiquement corrélé négativement avec les autres luminances car une augmentation de l'épaisseur optique ou de la couverture fractionnaire entraîne une diminution de  $R_{10.8}$  alors qu'elle implique une augmentation de  $R_{0.544}$ ,  $R_{1.60}$ ,  $R_{2.15}$  et  $R_{3.65}$ .

Les corrélations élevées entre les luminances moyennes se retrouvent entre les écarts-types de luminances,  $\sigma_{R_{0.544}}$ ,  $\sigma_{R_{1.60}}$  et  $\sigma_{R_{2.15}}$ . En revanche, les coefficients de corrélation simple et partielle entre les luminances moyennes et leurs écarts-types sont faibles, ce qui montre que les valeurs de ces écarts-types apportent des informations supplémentaires et indépendantes pour la restitution des paramètres nuageux.

Pour obtenir le maximum d'informations sur un paramètre que l'on veut restituer, il est en général nécessaire d'utiliser plusieurs longueurs d'onde, même si l'une d'entre elles apporte une information préférentielle. C'est cette optimisation et la gestion du couplage entre les informations sur l'ensemble des paramètres que peuvent gérer aux mieux les méthodes neuronales.

	$R_{0.544}$	$R_{1.60}$	$R_{2.15}$	$R_{3.65}$	$R_{10.8}$	$\sigma_{R_{0.544}}$	$\sigma_{R_{1.60}}$	$\sigma_{R_{2.15}}$
$R_{0.544}$	1,000	0,941	0,834	0,311	-0,755	0,205	-0,114	-0,173
$R_{1.60}$	0,907	1,000	0,969	0,579	-0,808	0,159	-0,087	-0,115
$R_{2.15}$	-0,701	0,922	1,000	0,738	-0,770	0,141	-0,027	-0,024
$R_{3.65}$	-0,302	0,017	0,330	1,000	-0,408	-0,062	0,021	0,123
$R_{10.8}$	0,227	-0,254	0,102	0,185	1,000	-0,042	0,182	0,226
$\sigma_{R_{0.544}}$	0,214	0,008	-0,076	0,047	0,049	1,000	0,879	0,733
$\sigma_{R_{1.60}}$	-0,262	0,050	0,045	-0,184	-0,047	0,917	1,000	0,954
$\sigma_{R_{2.15}}$	0,317	-0,156	0,062	0,243	0,068	-0,747	0,939	1,000

**Tableau 3-4:** Coefficients de corrélation entre les différentes données disponibles pour un angle d'incidence solaire égal à  $30^\circ$  et un angle de vue à  $(0^\circ, 0^\circ)$ . Les corrélations simples sont indiquées dans le triangle supérieur du tableau et les corrélations partielles dans le triangle inférieur en italique.

### 3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents éléments utiles à la construction de la procédure de restitution. Celle-ci est basée sur les méthodes neuronales qui permettent d'approcher une fonction complexe à plusieurs variables. Elles se décomposent en 3 grandes étapes: création d'une base de données, apprentissage des réseaux de neurones et généralisation.

Pour la construction de la base de données, nous devons générer des paires de données et de paramètres cibles associées. Le modèle inverse de nuage est défini par six paramètres qui sont l'épaisseur optique, le rayon effectif, la couverture fractionnaire, la température du sommet du nuage et deux paramètres d'hétérogénéité: un relié à l'épaisseur optique et l'autre au rayon effectif. Pour restituer ces paramètres, nous utilisons, à l'échelle du pixel

d'observation (1kmx1km), les luminances moyennes calculées sur des pixels de 50mx50m à six longueurs d'onde (0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.8 $\mu$ m) et les écarts-types des luminances estimées à 1km<sup>2</sup> sur des pixels de 250mx250m.

Pour se rapprocher des conditions de mesures réelles, ces luminances ont été simulées pour plusieurs valeurs d'albédo et de température de surface, plusieurs altitudes de nuages pour les longueurs d'ondes à 3.65 et 10.8 $\mu$ m, plusieurs incidences solaires et plusieurs angles d'observation.

Plusieurs analyses de corrélation nous ont permis d'analyser les différents constituants de cette base de données. Cependant, nous ne savons pas si celle-ci est vraiment représentative des relations existant dans la réalité entre paramètres nuageux, les connaissances sur ce point étant encore limitées.

D'autre part, la base de données n'est pas complète au sens où elle ne prend pas en compte toutes les caractéristiques des nuages réels. Dans le paragraphe 3.2.2, nous avons regardé les écarts sur des champs radiatifs pour des nuages ayant une altitude et une épaisseur géométrique différentes de celles fixées dans la base de données. Pour des faibles épaisseurs optiques, ces écarts sont assez importants mais ils tendent vers zéro pour des épaisseurs optiques supérieures à 5.

Dans la simulation de ces champs nuageux hétérogènes, pour des raisons de simplification du problème, nous n'avons pas, non plus, pris en compte les variations de l'épaisseur géométrique du nuage bien que les effets de ces variations jouent un rôle important (Loeb et al., 1998a; Varnai et Davies, 1999; Buriez et al., 2001). L'introduction de sommet bosselé, amène d'autres problèmes; tout d'abord pour leurs représentations, il est nécessaire de trouver un modèle statistique fiable pour les simuler, d'autre part les champs radiatifs sont modifiés par des effets géométriques et par des effets de surbrillance et d'ombrage qui nécessitent une étude plus approfondie. De plus, la simulation du transfert radiatif dans des nuages bosselés nécessite une mémoire vive et des temps de calcul importants pour représenter correctement les variations de l'altitude du sommet du nuage qui rendait difficile leur intégration dans la base de données, au cours de cette thèse. Quoiqu'il en soit, cette base de données est une base de départ qui peut être améliorée avec des nuages présentant des fluctuations de leurs sommets.

Par ailleurs, les luminances sont simulées dans des cas monochromatiques, ce qui ne correspond pas réellement à la mesure d'un radiomètre qui est faite sur une bande spectrale étroite (voir annexe B). Le fait de simuler ces luminances dans des cas monochromatiques, est

imposée par la limitation des temps de calcul, mais permet aussi que la procédure utilisée soit plus générale. En effet, si nous avons dû introduire dans tous nos calculs la fonction de réponse de tel ou tel radiomètre, la procédure de restitution aurait été limitée aux radiomètres en question et beaucoup moins facilement adaptable. Une première étude de prolongement à des bandes spectrales étroites spécifiques est présentée en annexe B.



## Chapitre 4 Développement de la procédure de restitution

*Dans ce chapitre, nous présentons le développement des différents modules composant la procédure de restitution. Ceux ci sont l'interpolation des luminances à  $10.8\mu\text{m}$ ; la correction de l'émission thermique et l'interpolation pour les luminances à  $3.65\mu\text{m}$ ; la correction des effets de l'albédo de surface et l'interpolation pour les luminances et leurs écarts-types à  $0.544$ ,  $1.6$  et  $2.15\mu\text{m}$ ; la restitution de 6 paramètres nuageux (épaisseur optique; rayon effectif; hétérogénéité de l'épaisseur optique; hétérogénéité du rayon effectif; couverture fractionnaire; température du sommet du nuage). Les résultats de ce dernier module sont comparés à ceux que donnerait un modèle à plans parallèles homogène.*

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les différents éléments (méthodes neuronales; construction du modèle de nuage inverse et des données nécessaires à sa restitution) qui nous permettent, dans ce chapitre, de présenter le développement de la procédure de restitution. Celle-ci s'appuie sur l'étude de faisabilité effectuée par Faure et al. (2001c) qui montre la possibilité de restituer des paramètres nuageux dans des cas de nuages hétérogènes en utilisant les réseaux de neurones. Comme nous l'avons déjà souligné, cette étude a été menée dans un cas simple, en ne considérant que la couche nuageuse et en utilisant les flux radiatifs (non directionnels) comme données. Le développement de cette méthode, avec comme objectif, l'application à des observations réelles, nécessite donc plusieurs améliorations.

Les paramètres doivent être restitués à partir de données directionnelles et ceci quelles que soient les directions d'observation et d'incidence solaire. D'autre part, les interactions du rayonnement avec la surface terrestre ainsi que l'émission des différents constituants du système Terre-atmosphère doivent être pris en compte.

Etant donné la complexité des relations intervenant dans le cas de nuage hétérogène à couverture fractionnaire, nous utilisons les réseaux de neurones pour chacune des solutions utilisées à chaque étape du modèle d'inversion. Leur architecture ne varie pas: après quelques tests, nous avons décidé d'utiliser des réseaux de neurones à deux couches cachées avec sept neurones sur la première couche et cinq sur la deuxième. La fonction d'activation utilisée pour ces deux couches cachées est une fonction sigmoïde tangentielle. Sur la dernière couche, qui correspond à la couche de sortie, la fonction d'activation utilisée est une fonction linéaire. Le

choix de l'architecture des réseaux de neurones n'est pas un facteur déterminant; il faut juste éviter d'avoir soit un réseau trop simple qui ne permettra pas d'approcher les relations complexes liant vecteurs d'entrée et vecteurs de sortie, soit un réseau trop complexe qui peut faciliter les cas de sur-apprentissage en créant certaines connexions qui n'ont pas lieu d'être (voir paragraphe 3.1).

#### 4.1. Procédure de restitution modulaire

Dans le paragraphe 3.2, nous avons défini un modèle inverse de nuage à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km) par six paramètres nuageux qui sont l'épaisseur optique moyenne ( $\tau_{obs}$ ), le rayon effectif moyen ( $re_{obs}$ ), le paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique ( $\sigma_{obs}^r$ ), le paramètre d'hétérogénéité du rayon effectif ( $\sigma_{obs}^{re}$ ), la couverture fractionnaire  $cf$  et la température du sommet du nuage ( $T_{obs}$ ).

Pour restituer ces paramètres nuageux, nous utilisons huit données radiométriques (paragraphe 3.2.2) qui sont à l'échelle d'observation, les luminances à 0.544 $\mu$ m, 1.6 $\mu$ m, 2.15 $\mu$ m, 3.65 $\mu$ m et 10.8 $\mu$ m et les écarts-types des luminances estimés à partir des données de 250mx250m pour les longueurs d'onde 0.544 $\mu$ m, 1.6 $\mu$ m et 2.15 $\mu$ m.

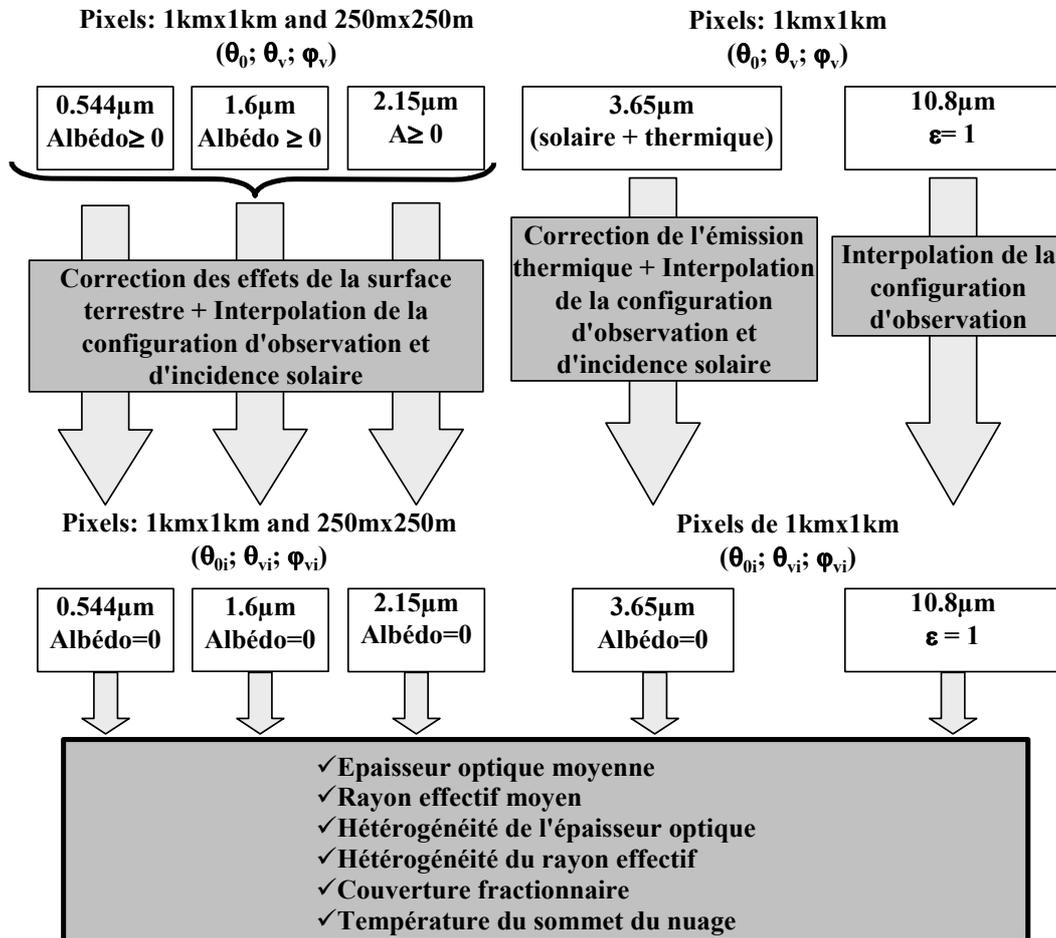
Pour restituer ces paramètres nuageux, il nous est apparu plus souple de décomposer la procédure d'inversion en modules correspondants à des applications séparées:

- L'étape inverse proprement dite suppose que les luminances utilisées ne sont pas affectées par l'émission thermique et que le sol est parfaitement absorbant;
- L'étape de préparation précédant l'inversion consiste donc à corriger l'émission thermique et à prendre en compte l'albédo du sol.

Pour ces corrections, les méthodes habituelles utilisées dans le cas des nuages à plans parallèles homogènes utilisent des paramétrisations physiques basées sur les luminances réfléchies et transmises (Nakajima et Nakajima, 1995). Les corrections se font ensuite, par une méthode itérative, en ajustant la valeur de l'épaisseur optique, du rayon effectif et de l'albédo terrestre. Cette méthode n'est pas applicable au cas du nuage hétérogène à couverture fractionnaire car la complexité des interactions nuages-rayonnement ne permet pas de trouver une paramétrisation physique assez précise. Nous utilisons donc les réseaux de neurones pour faire ces corrections en amont de la restitution des paramètres nuageux.

D'autre part, la simulation des exemples "données-paramètres" et l'apprentissage des réseaux de neurones pour la restitution des paramètres nuageux ne peut être effectuée que pour un nombre de configurations d'observation et d'incidence solaire limité. Pour que la

méthode de restitution soit, néanmoins, applicable quelles que soient les conditions de mesure, les données radiométriques doivent être interpolées d'une configuration d'observation et d'incidence solaire quelconque vers une configuration où les réseaux de neurones ont été appris.



**Figure 4-1:** Schéma simplifié décrivant les étapes utilisées pour effectuer la restitution des paramètres nuageux avec prise en compte de la surface terrestre et de l'émission thermique.

La structure générale de la procédure de restitution utilisée est présentée sur la Figure 4-1. La première étape consiste à corriger et à interpoler les données radiométriques. Ces données sont séparées en trois groupes. Aux longueurs d'onde 0.544 $\mu\text{m}$ , 1.6 $\mu\text{m}$  et 2.15 $\mu\text{m}$ , nous devons interpoler les données vers la plus proche configuration connue (incidence solaire et angles d'observation) et corriger les effets de l'albédo de surface, ceci pour les luminances moyennes et leurs écarts-types estimés sur 250mx250m.

Les luminances à 3.65 $\mu\text{m}$  doivent être corrigées de la contribution de l'émission thermique et interpolées vers un angle d'incidence solaire et une configuration d'observation connus.

Pour les luminances à  $10.8\mu\text{m}$ , seule l'interpolation vers un angle d'observation connu est nécessaire.

On aurait pu envisager de restituer directement les paramètres nuageux à partir des simulations, en prenant en compte simultanément tous les facteurs intervenants. Cependant, cette prise en compte implique une augmentation importante du nombre d'exemples pendant la phase d'apprentissage. La méthode deviendrait alors extrêmement coûteuse en temps de calcul. De plus, cette méthode sous forme de modules distincts, nous a permis de tester la faisabilité de la phase d'interpolation-correction qui n'était pas garantie dans le cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire. Elle présente aussi les avantages d'être plus "transparente" sur les erreurs commises et de pouvoir être améliorée plus facilement. En effet, s'il s'avère nécessaire, par exemple, d'avoir une meilleure caractérisation de la surface, il suffit seulement de reprendre l'apprentissage relatif à la correction des effets de l'albédo plutôt que l'ensemble de la procédure.

## **4.2. Interpolation selon la direction d'incidence solaire et selon les directions d'observation**

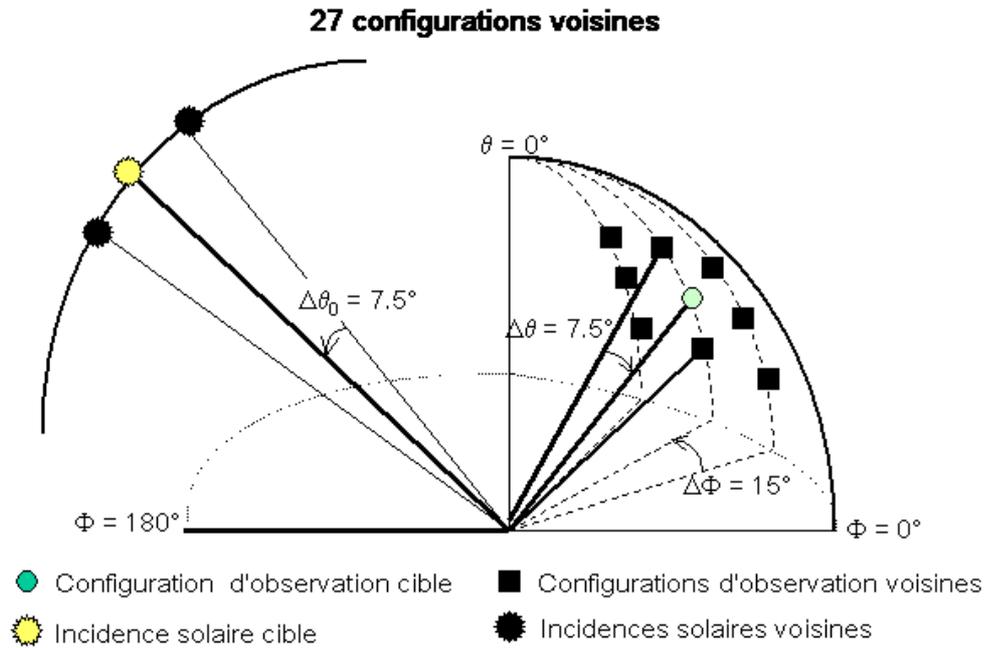
### **4.2.1. Présentation de la problématique**

La relation statistique obtenue avec les réseaux de neurones entre les données et les paramètres nuageux ne peut l'être que pour un nombre de configurations d'observation et d'incidence solaire limité. Or, dans la plupart des situations réelles, les luminances ne seront pas mesurées suivant les configurations fixées par le choix de la base de données. Il est donc nécessaire de trouver une méthode qui permette d'interpoler les luminances mesurées selon des configurations quelconques, vers la plus proche configuration comprise dans la base de données que nous appellerons configurations de référence.

Le problème se pose ainsi: chaque donnée dans une configuration angulaire de référence, possède selon la base de données utilisés, trois angles voisins en fonction de l'angle zénithal d'observation  $\theta_v$ , trois angles voisins en fonction de l'angle azimutal d'observation  $\Phi_v$  et trois angles en fonction de la direction d'incidence solaire  $\theta_0$ . Au total, une configuration angulaire de référence comprend donc 27 configurations voisines en incluant celle-ci (Figure 4-2).

Rappelons que dans la base de données construite, les pas d'interpolation pour l'apprentissage des réseaux de neurones sont de  $7.5^\circ$  suivant la direction zénithale

d'observation, de  $15^\circ$  suivant la direction azimutale d'observation et de  $7.5^\circ$  suivant la direction d'incidence solaire.

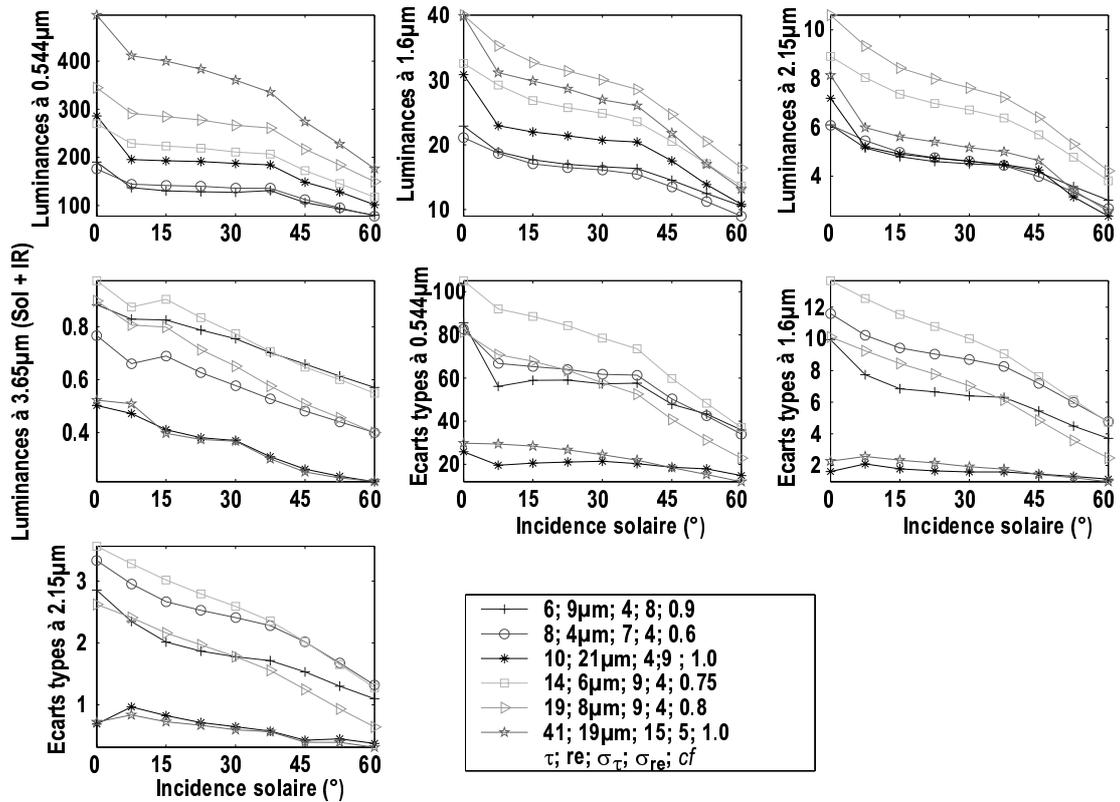


**Figure 4-2:** Représentation des 27 configurations angulaires voisines

Les variations des luminances en fonction de  $\theta_0$ ,  $\theta_v$  et  $\Phi_v$  sont présentées respectivement sur les Figures 4-3, 4-4 et 4-5 pour quelques pixels d'observation. Les variations des luminances en fonction de  $\theta_v$  et  $\theta_0$  suivent pratiquement les variations des fonctions de phase (figure 1.3) avec, pour la longueur d'onde visible par exemple, un pic autour de  $0^\circ$  correspondant à l'angle de diffusion arrière et un pic à  $45^\circ$  correspondant à "l'arc en ciel". Pour les variations en fonction de l'angle azimutal, l'augmentation de la luminance pour les angles proches de  $180^\circ$  est à associer avec le pic observé en fonction de  $\theta_v$  dans la direction de diffusion arrière. Dans ces directions où les luminances varient assez rapidement, l'interpolation sera plus difficile. Les fonctions décrivant les variations des luminances à  $10.8\mu\text{m}$  suivant les angles d'observation sont beaucoup plus lisses, car l'émission qui entre en jeu à cette longueur d'onde est isotrope et la fonction de phase assez lisse. Les variations des écarts-types sont plus difficiles à analyser, on remarque néanmoins qu'elles suivent pratiquement les variations des luminances moyennes.

Sur les quelques exemples de pixels d'observation présentés ci-dessous, on peut voir que les interpolations à faire ne sont pas uniformes: elles dépendent en effet des propriétés nuageuses. Les différents pics remarquables dépendent de la fonction de phase et donc du rayon effectif. L'amplitude et la forme des variations dépendent aussi de l'épaisseur optique et du

coefficient d'albédo de diffusion simple qui contrôlent le taux de rayonnement absorbé et diffusé.



**Figure 4-3:** Variation des 8 données utilisées (luminances à  $1\text{km}^2$  à 0.544, 1.6, 2.15, 3.65µm et écarts-types des luminances à 0.544, 1.6 et 2.15µm estimées sur 250mx250m) en fonction de l'angle d'incidence solaire pour différents pixels d'observation et un angle d'observation au nadir ( $\theta_v = 0^\circ$ ;  $\varphi_v = 0^\circ$ ). Les caractéristiques des paramètres nuageux de ces pixels sont indiquées dans la légende dans l'ordre: épaisseur optique, rayon effectif, hétérogénéité de l'épaisseur optique, hétérogénéité du rayon effectif, couverture fractionnaire

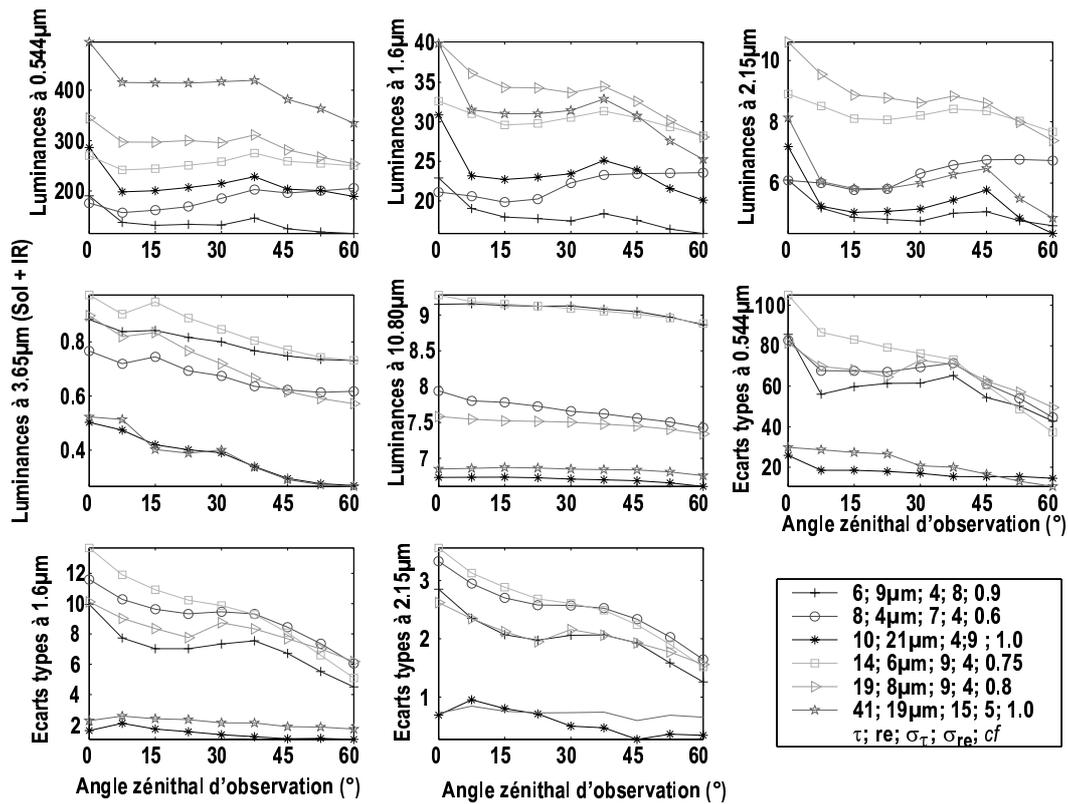


Figure 4-4: Comme sur la figure 4-3 mais en fonction de l'angle zénithal d'observation. La luminance à 10.8 μm est aussi reportée. ( $\theta_0 = 0^\circ$ ;  $\varphi_v = 0^\circ$ ).

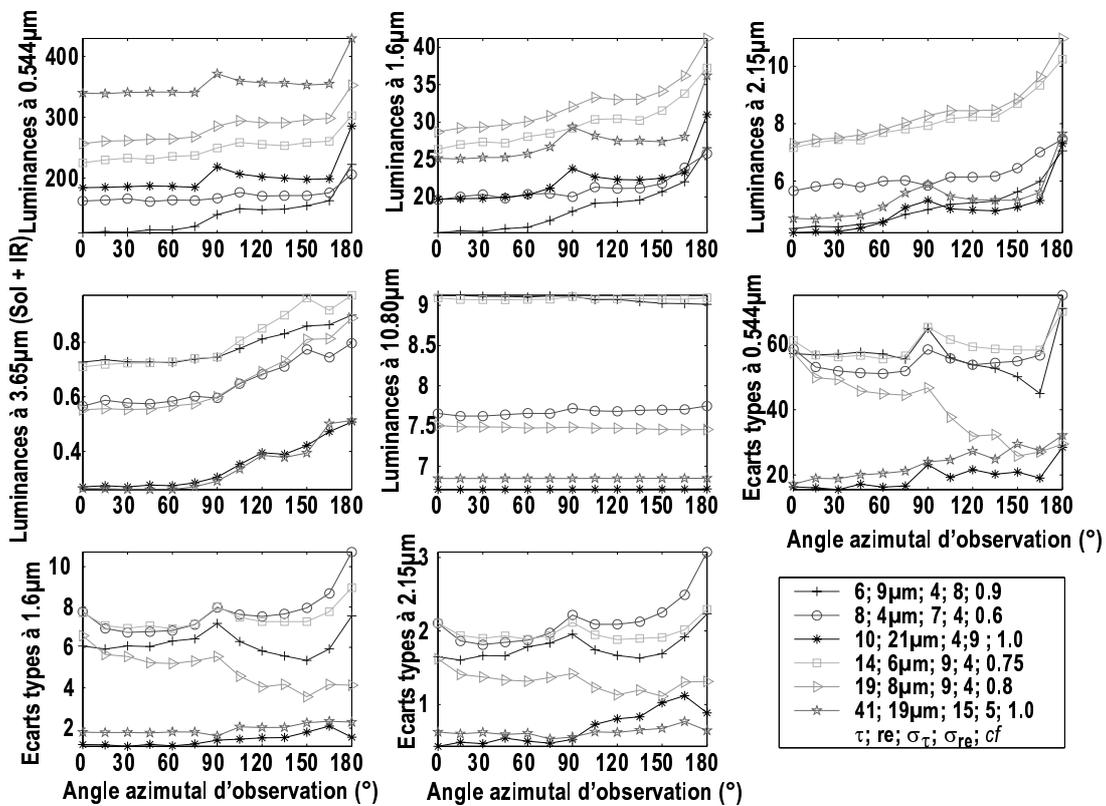


Figure 4-5: Comme sur la figure 4-3 mais en fonction de l'angle azimutal d'observation. La luminance à 10.8 μm est aussi reportée. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\theta_v = 30^\circ$ ).

#### 4.2.2. Méthode utilisée

Pour que les réseaux de neurones soient capables d'interpoler les luminances d'une configuration angulaire quelconque vers une configuration de référence, il faut leur fournir les informations sur l'épaisseur optique et le rayon effectif. Ces informations sont contenues dans les luminances visibles et dans les luminances proche infrarouge.

Dans le cas de la correction des effets de l'albédo et de l'émission thermique, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, les vecteurs d'entrée des réseaux de neurones contiennent ces informations, l'interpolation des données peut donc se faire avec les mêmes réseaux que ceux utilisés pour faire les corrections. Les données supplémentaires à ajouter sont seulement les trois distances angulaires.

La luminance à  $10.8\mu\text{m}$  nécessite seulement d'être interpoler, nous présenterons donc uniquement ces résultats dans ce paragraphe. La fonction qui décrit l'interpolation est assez lisse mais elle dépend néanmoins, dans quelques cas, du rayon effectif et de l'épaisseur optique. En effet, l'émissivité du nuage est reliée à l'albédo de diffusion simple et donc à la taille des gouttes. De plus, en fonction de la valeur de l'épaisseur optique, une partie du rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère peut être issue de la surface terrestre et des basses couches nuageuses (cas du deuxième exemple des figures 4-4 et 4-5). Dans ce cas, le rayonnement aura interagi avec la partie supérieure du nuage et la variation suivant les angles d'observation sera différente de celle du rayonnement émis directement par les couches supérieures du nuage (on retrouvera cet aspect pour le traitement de l'albédo).

Pour apporter ces informations nous devons donc utiliser comme données d'entrée du réseau de neurones les luminances à  $0.544\mu\text{m}$  et une luminance en proche-infrarouge. Pour cette dernière nous préférons utiliser la luminance à  $2.15\mu\text{m}$  qui est plus sensible au rayon effectif que les luminances à  $1.6\mu\text{m}$  (voir paragraphe 2.1.2). Nous ne pouvons pas utiliser les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  étant donné qu'à ce stade de la procédure de restitution, elles ne sont pas corrigées des effets de l'émission thermique qui perturbe l'information sur le rayon effectif.

L'utilisation de ces deux luminances ( $0.544$  et  $2.15\mu\text{m}$ ) implique de connaître la valeur de l'albédo du sol pour chacune des longueurs d'onde. Ce paramètre ne varie pas linéairement en fonction de la longueur d'onde (voir par exemple Lucht et al., 2000 ou la base de données ASTER), les deux valeurs de l'albédo du sol sont donc choisies aléatoirement indépendamment l'une de l'autre.

D'autre part, la luminance à  $10.8\mu\text{m}$  est fonction de la température de surface et du profil de température donc, pour permettre au réseau de savoir dans quelle classe de valeurs il se trouve, il faut, là aussi, donner comme information additionnelle la valeur de la

température de surface ou une donnée similaire (telle que la valeur de la luminance thermique à  $10.8\mu\text{m}$  dans des cas de ciel clair).

Le vecteur d'entrée pour l'apprentissage du réseau de neurones doit donc être constitué de 9 composantes:

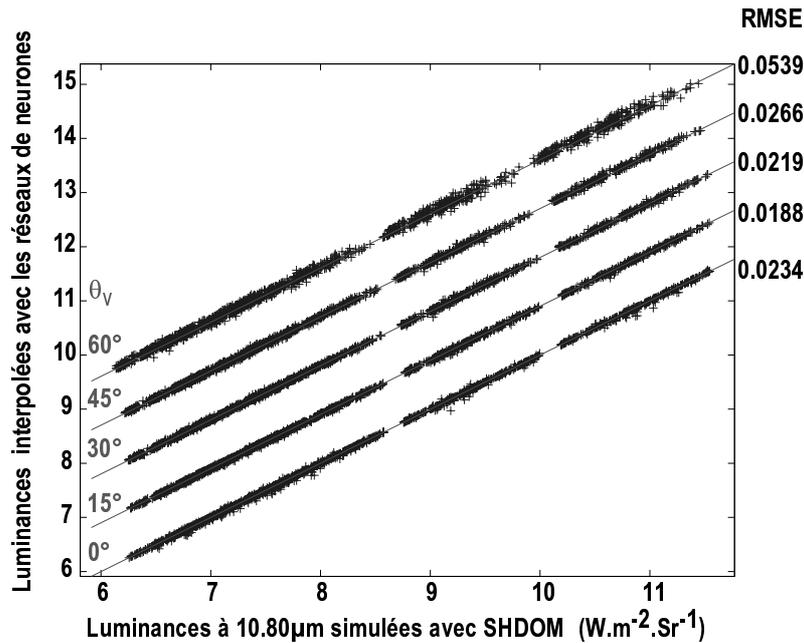
1. la luminance à  $10.8\mu\text{m}$  dans une des 27 configurations angulaires voisines;
2. la luminance à  $0.544\mu\text{m}$  qui contient une information sur l'épaisseur optique moyenne dans la même configuration angulaire;
3. la luminance à  $2.15\mu\text{m}$  qui contient une information sur le rayon effectif dans la même configuration angulaire;
4. la température de surface puisque le vecteur d'entrée contient la longueur d'onde infrarouge;
5. l'albédo à la longueur d'onde visible;
6. l'albédo à la longueur d'onde  $2.15\mu\text{m}$ ;
7. la distance angulaire suivant l'angle zénithal d'observation;
8. la distance angulaire suivant l'angle azimuthal d'observation;
9. la distance angulaire suivant l'angle d'incidence solaire puisque nous utilisons les luminances solaires à  $0.544$  et  $2.15\mu\text{m}$ .

La composante du vecteur de sortie est la luminance à  $10.8\mu\text{m}$  dans la direction d'observation de référence.

Les apprentissages des réseaux de neurones sont effectués à partir de 5000 exemples (donc 5000 vecteurs d'entrée) choisis aléatoirement dans la base de données. Chacune des 27 configurations voisines est sélectionnée alternativement. Ces apprentissages sont effectués pour les 9 directions d'incidence solaire et les 117 configurations d'observation de la base de données, ce qui correspond à 1053 réseaux de neurones. Pour rejeter les réseaux mal appris en raison d'une mauvaise initialisation ou de l'ordre de présentation des exemples (paragraphe 2.3.2), on effectue trois apprentissages et celui donnant la plus faible erreur quadratique moyenne en phase de généralisation est conservé.

#### **4.2.3. Résultats obtenus à $10.8\mu\text{m}$**

Les résultats obtenus sont testés avec des données qui n'ont pas servi à la phase d'apprentissage. Les résultats sont présentés sur la Figure 4-6 pour plusieurs directions zénithales d'observation entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$ . La dispersion des valeurs est assez faible, l'erreur quadratique moyenne est de 0.023, 0.019, 0.022, 0.027 et  $0.054 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Sr}^{-1}$  respectivement pour les angles zénithaux  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $60^\circ$ , ce qui correspond à une erreur relative inférieure à 5%.



**Figure 4-6:** Luminances à  $10.8\mu\text{m}$  interpolées par les réseaux de neurones en fonction des luminances dans la configuration d'observation de référence pour plusieurs angles zénithaux d'observation. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ )

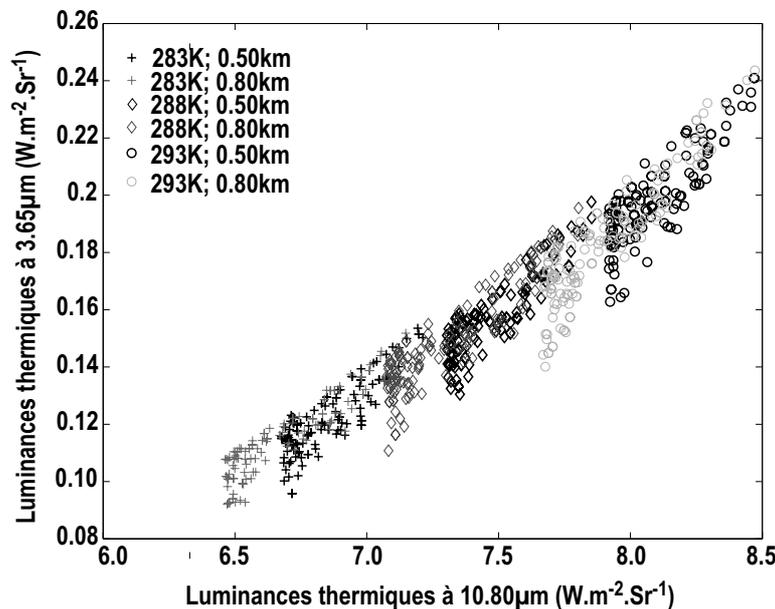
### 4.3. Correction des effets de l'émission thermique à $3.65\mu\text{m}$

La restitution du rayon effectif nécessite l'utilisation d'une longueur d'onde en proche infrarouge (voir paragraphe 2.1). Sur les 3 longueurs d'onde disponibles, les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  résultant de la contribution solaire sont les plus sensibles au rayon effectif du fait de la forte dépendance de l'albédo de diffusion simple à la taille des gouttes (Nakajima et Nakajima, 1995). L'inconvénient de cette longueur d'onde réside dans le fait que les contributions solaires et thermiques sont du même ordre de grandeur. Or l'information sur la taille des gouttes est principalement contenue dans la partie solaire de cette longueur d'onde. La partie correspondant à l'émission thermique doit donc être supprimée. Cette correction est effectuée en cherchant à restituer la quantité de rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère et résultant uniquement de la contribution solaire.

#### 4.3.1. Données et méthodes utilisées

Différentes méthodes sont utilisées pour supprimer cette contribution. Coakley et Davies (1986) utilisent une relation empirique obtenue entre les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  mesurées la nuit et les luminances à  $10.8\mu\text{m}$  (Figure 4-7). Kaufman et Nakajima (1993) retirent la contribution thermique à  $3.65\mu\text{m}$  en utilisant une température effective déduite des luminances infrarouges et de l'épaisseur optique estimée à partir d'une luminance visible.

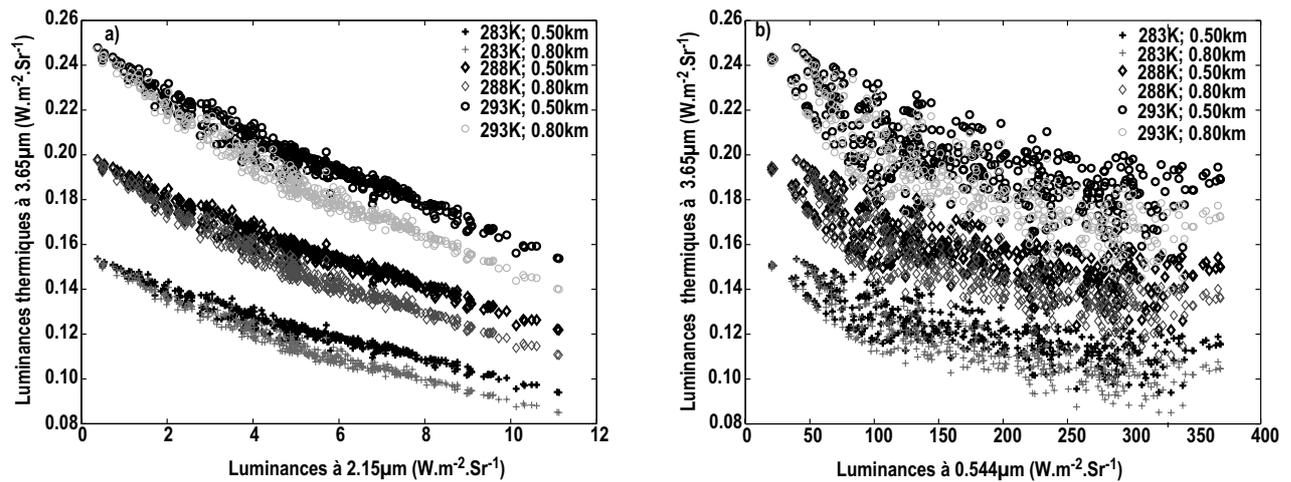
Dernièrement, Kawamoto et al. (2001) proposent d'utiliser une relation mathématique plus sophistiquée dans laquelle ils incluent les profils de température et de vapeur d'eau provenant de données météorologiques.



**Figure 4-7:** Relations entre les champs thermiques à  $3.65\mu\text{m}$  et  $10.8\mu\text{m}$  pour plusieurs températures de surface et altitudes de base de nuage.  
 ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\theta_v = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ )

Pour effectuer cette correction, nous utilisons la relation entre les luminances thermiques à  $3.65\mu\text{m}$  et les luminances thermiques à  $10.8\mu\text{m}$  (Figure 4-7). Cette relation dépend évidemment de la température de surface et de l'altitude du nuage. Mais du fait de l'absorption du rayonnement thermique lorsqu'il traverse le nuage et de l'émission pour les couches supérieures du nuage, le champ d'émission à  $3.65\mu\text{m}$  au sommet de l'atmosphère dépend aussi du rayon effectif et de l'épaisseur optique ainsi que de leur paramètre d'hétérogénéité. Ceci est vrai surtout pour des épaisseurs optiques inférieures à 10 où le rayonnement émis par la surface terrestre traversera plus facilement le nuage. Ces deux informations peuvent être apportées respectivement à partir des champs radiatifs en proche infrarouge ( $2.15\mu\text{m}$ ) et visible ( $0.544\mu\text{m}$ ).

Sur la Figure 4-8a, les relations entre le champ thermique à  $3.65\mu\text{m}$  ( $\varepsilon=0.95$ ) et les luminances à  $2.15\mu\text{m}$  montrent qu'à une température et une altitude de nuage donnée, il existe une corrélation importante entre ces deux luminances. De la même façon, on voit sur la figure 4-8b qu'il existe une corrélation entre les luminances visibles et les luminances thermiques à  $3.65\mu\text{m}$ .



**Figure 4-8:** a) Relations entre les luminances thermiques à  $3.65\mu\text{m}$  ( $\varepsilon=0.95$ ) et les luminances à  $2.15\mu\text{m}$ ; b) Relations entre les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  et les luminances à  $2.15\mu\text{m}$ . ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\theta_v = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ).

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, en même temps que la correction de l'émission thermique, les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  dans une configuration angulaire quelconque doivent être ramenées à la valeur correspondant à la plus proche configuration de la base de données. Les dépendances de cette interpolation en fonction du rayon effectif et de l'épaisseur optique sont prises en compte avec les luminances aux longueurs d'onde  $0.544\mu\text{m}$  et  $2.15\mu\text{m}$ . C'est pour cette raison qu'il est possible d'effectuer la correction et l'interpolation avec les mêmes réseaux de neurones. Les seules données à ajouter sont les trois distances angulaires (suivant l'angle zénithal et l'angle azimutal d'observation et suivant l'angle d'incidence solaire).

Comme précédemment, l'utilisation des luminances à  $0.544$ ,  $2.15$  et  $10.8\mu\text{m}$ , implique l'ajout comme composantes du vecteur d'entrée, des valeurs de l'albédo visible, de l'albédo à  $2.15\mu\text{m}$  et les valeurs de la température de surface.

Le vecteur d'entrée du réseau de neurones pour corriger les effets de l'émission thermique à la longueur d'onde  $3.65\mu\text{m}$  est donc composé de 10 données:

1. la valeur de la luminance à  $3.65\mu\text{m}$  incluant les contributions solaires et thermiques;
2. la valeur de la luminance thermique à  $10.8\mu\text{m}$ ;
3. la valeur de la luminance visible à  $0.544\mu\text{m}$ ;
4. la valeur de la luminance proche-infrarouge à  $2.15\mu\text{m}$ ;
5. la valeur de la température de surface;
6. la valeur de l'albédo visible;

7. la valeur de l'albédo en proche infrarouge;
8. la distance angulaire suivant l'angle zénithal;
9. la distance angulaire suivant l'angle azimutal;
10. la distance angulaire suivant l'angle d'incidence solaire.

La composante du vecteur de sortie est la luminance à  $3.65\mu\text{m}$  résultant uniquement de la contribution solaire dans une direction d'observation de référence et suivant un angle d'incidence solaire de référence.

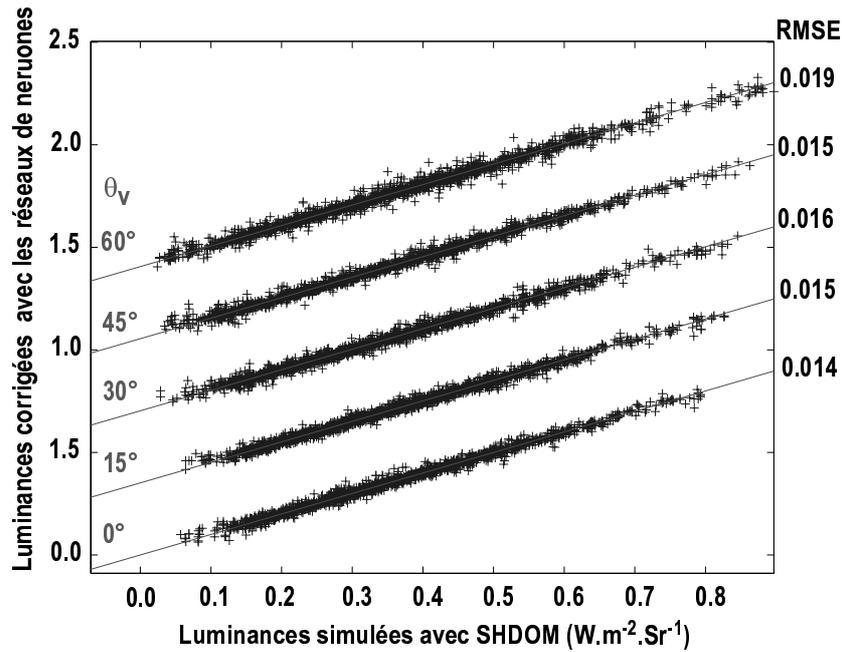
Comme précédemment, l'apprentissage des réseaux de neurones est fait à partir de 5000 exemples choisis aléatoirement dans la base de données pour 9 directions zénithales d'observation, 13 directions azimutales et 9 incidences solaires. Pour chaque configuration de référence, les données du vecteur d'entrée sont choisies alternativement dans l'une des 27 configurations angulaires voisines.

#### 4.3.2. Résultats obtenus

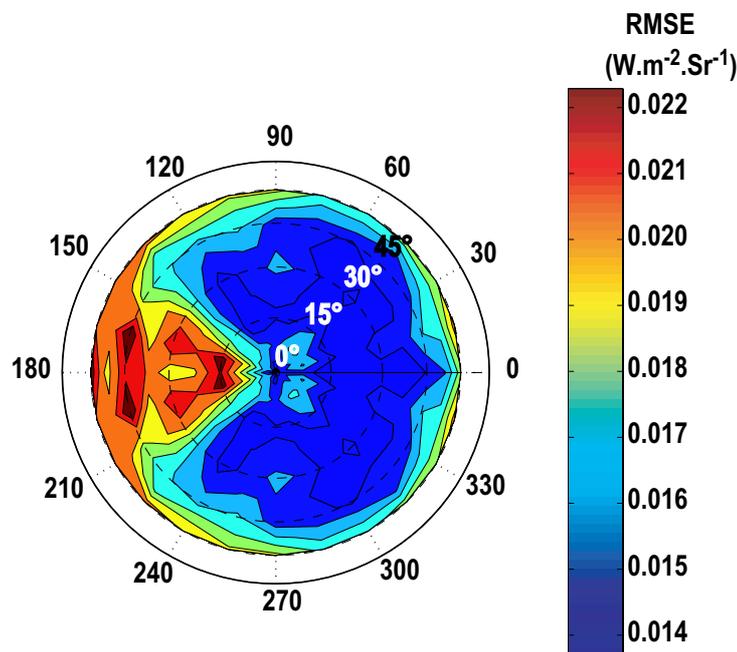
La généralisation des réseaux de neurones est testée sur 2000 exemples de la base de données qui n'ont pas été utilisés pour l'apprentissage des réseaux de neurones. La Figure 4-9 présente les corrélations obtenues entre les valeurs des luminances à  $3.65\mu\text{m}$  obtenues avec SHDOM et les valeurs corrigées de la contribution thermique et interpolées avec les réseaux de neurones.

Les résultats sont tracés pour plusieurs angles zénithaux d'observation, l'angle azimutal étant, arbitrairement, fixé à  $90^\circ$  et l'angle d'incidence solaire à  $30^\circ$ . Pour toutes les directions, les erreurs quadratiques moyennes sont faibles: 0.014, 0.015, 0.016, 0.015 et 0.019  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$  respectivement pour  $\theta_v$  égal à  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ .

Pour étudier un peu plus précisément les erreurs commises en fonction de l'angle d'observation, nous avons calculé l'erreur quadratique moyenne pour chaque direction d'observation. Ces erreurs quadratiques moyennes sont tracées en coordonnées polaires sur la Figure 4-10. Dans la plupart des directions d'observation, les erreurs sont faibles et inférieures à  $0.017 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ . Les erreurs sont plus importantes dans la direction de diffusion arrière et plus particulièrement dans les directions  $(45^\circ, 180^\circ)$  et  $(15^\circ, 180^\circ)$ . On peut voir sur la Figure 4-4, que dans le cas de  $3.65\mu\text{m}$ , il existe un pic pour un angle de  $15^\circ$  (écart de  $15^\circ$  par rapport à l'incidence solaire  $0^\circ$ ; par conséquent, dans le cas d'une incidence solaire de  $30^\circ$ , ce pic se retrouve pour des angles zénithaux de  $15^\circ$  et  $45^\circ$ ). Celui-ci est dû à la forme de la fonction de phase pour cette longueur d'onde entre les angles  $160^\circ$  et  $180^\circ$  (voir figure 1-10).



**Figure 4-9:** Corrélations entre luminances à  $3.65\mu\text{m}$  calculées avec SHDOM et les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  corrigées des effets de l'émission thermique et interpolées par les réseaux de neurones. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ )



**Figure 4-10:** Représentation de l'erreur quadratique moyenne en coordonnées polaires pour la correction de l'émission thermique et l'interpolation des luminances à  $3.65\mu\text{m}$ . ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ).

La légère augmentation des erreurs pour des angles zénithaux supérieurs à  $45^\circ$  selon tous les angles azimutaux a une origine différente. En effet, pour des angles d'observation

importants, la surface est "cachée" par le nuage, la correction de l'émission thermique venant du sol est donc plus difficile à faire.

Dans l'ensemble les erreurs commises sont acceptables, elles correspondent à une erreur quadratique relative de 7% pour les plus grandes valeurs et à des erreurs inférieures à 5% dans toutes les autres directions.

Les apprentissages des réseaux de neurones ont donc été effectués correctement. Les figures présentées montrent qu'il est possible, en utilisant les méthodes neuronales, de corriger les luminances à  $3.65\mu\text{m}$  de l'effet de l'émission thermique dans le cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire.

#### **4.4. Correction des effets de la surface réfléchissante**

Une deuxième correction des champs radiatifs mesurés au sommet de l'atmosphère doit être effectuée. Il s'agit de la correction des effets dus à la réflexion du rayonnement sur la surface terrestre pour les longueurs d'onde  $0.544$ ,  $1.6$  et  $2.15\mu\text{m}$ .

Pour effectuer cette correction dans le cas de nuages à plans parallèles homogènes, Nakajima et Nakajima (1995) utilisent la transmittance et la valeur de l'albédo de surface. Dans le cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire, la correction des effets de la surface terrestre dépend de plusieurs paramètres comme l'épaisseur optique, l'hétérogénéité sous-pixel et la couverture fractionnaire sous-pixel. Nous avons donc à nouveau préféré utiliser un réseau de neurones pour effectuer cette opération.

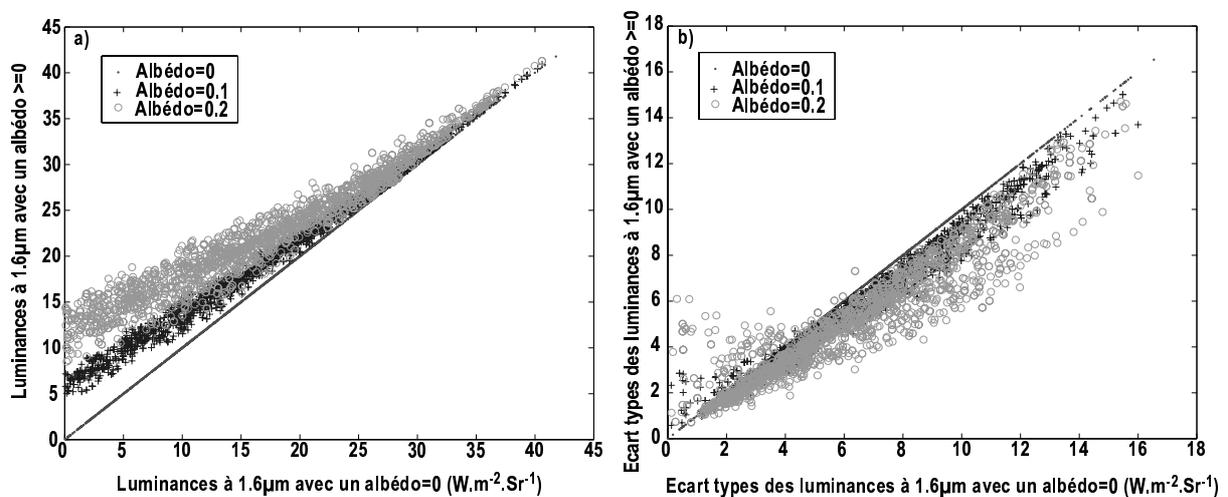
Là aussi, pour obtenir la meilleure performance possible, le choix des paramètres d'entrée des réseaux de neurones est déterminant.

##### **4.4.1. Données et méthodes utilisées**

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la restitution des paramètres nuageux se fait à partir des luminances à l'échelle du pixel d'observation ( $1\text{km}\times 1\text{km}$ ) mais aussi en utilisant l'écart type à  $1\text{km}$  des luminances à l'échelle de  $250\text{m}\times 250\text{m}$ . La correction des effets de l'albédo doit être effectuée pour ces deux types de données à  $0.544$ ,  $1.6$  et  $2.15\mu\text{m}$ . Les Figures 4-11, montrent les effets de l'albédo de surface sur les luminances et les écarts-types des luminances pour la longueur d'onde  $1.6\mu\text{m}$ .

La correction à effectuer consiste à ramener les données aux valeurs qu'elles auraient au-dessus d'un sol totalement absorbant. La quantité à corriger n'est pas uniforme, elle dépend de la quantité de rayonnement qui traverse une première fois le nuage et qui, après réflexion sur la surface, le traverse une deuxième fois pour être finalement observé par le radiomètre.

Sur la Figure 4-11a, pour des luminances importantes correspondant à des épaisseurs optiques élevées, la correction à faire est moindre que dans le cas de faibles valeurs de luminances correspondant à des épaisseurs optiques moyennes plus faibles. Les effets dus à la réflexion du sol dépendent donc de l'épaisseur optique et de la couverture fractionnaire mais aussi dans le cas du nuage hétérogène, de la proportion de faibles valeurs d'épaisseur optique à l'intérieur du pixel d'observation. L'information sur la présence de ces faibles valeurs est, en quelque sorte, contenue dans les valeurs des paramètres d'hétérogénéité. Pour effectuer la correction des effets de l'albédo, ces informations devront être incluses dans les données d'entrée du réseau de neurones.



**Figure 4-11:** Relations entre les luminances aux longueurs d'onde 1.6µm avec et sans les effets de la surface terrestre réfléchissante. a) luminances à l'échelle du pixel d'observation et b) écarts-types des luminances à 1kmx1km estimés sur des pixels de 250mx250m. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\theta_v = 0^\circ$ ;  $\phi_v = 0^\circ$ )

Dans le cas des luminances à 250mx250m, le transport horizontal des photons n'est plus négligeable, il est donc nécessaire de prendre en compte les pixels voisins, ce qui complique beaucoup la correction à effectuer. Nous avons préféré tester la possibilité de corriger directement les écarts-types des luminances à 1km estimés à partir des observations à 250m. D'après la Figure 4-11b, la correction à effectuer apparaît beaucoup plus grande dans les cas où les écarts-types des luminances sont importants. La présence d'albédo de surface diminue la valeur de ces écarts-types, la quantité de rayonnement réfléchi par la surface terrestre se rapprochant de la quantité réfléchi par le nuage. De plus, la diffusion à l'intérieur du nuage est plus importante, le champ radiatif apparaît donc plus lisse.

Pour les faibles valeurs de l'écart type, il existe, quelques cas, où la présence de réflexion sur la surface terrestre augmente la variabilité du champ de luminances. Ces valeurs correspondent à des couvertures fractionnaires faibles donc à la présence de nombreux pixels de ciel clair à l'intérieur du pixel d'observation. Par conséquent, le rayonnement réfléchi par le sol remonte à travers ces parties de ciel clair alors que dans le cas d'un sol absorbant, aucun rayonnement ne remonte.

Pour effectuer les corrections de ces deux données à chacune des longueurs d'onde, nous utilisons le même réseau de neurones. Le vecteur de sortie a donc deux composantes cibles:

1. la valeur de la luminance à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km) à 0.544 $\mu$ m, 1.6 ou 2.15 $\mu$ m en fonction de la longueur d'onde que nous cherchons à corriger.
2. la valeur de l'écart-type des luminances estimé sur des pixels de 250mx250m à 0.544, 1.6 ou 2.15 $\mu$ m.

Ces deux valeurs sont obtenues au-dessus d'un sol totalement absorbant, là aussi dans une configuration angulaire de référence. Les composantes du vecteur d'entrée sont:

1. la valeur de la luminance à 0.544 $\mu$ m avec un albédo  $\geq 0$ ;
2. la valeur de la luminance à 1.6 $\mu$ m avec un albédo  $\geq 0$ ;
3. la valeur de la luminance à 2.15 $\mu$ m avec un albédo  $\geq 0$ ;
4. l'écart-type de la luminance à 0.544 $\mu$ m estimés à 250m avec un albédo  $\geq 0$ ;
5. l'écart-type de la luminance à 1.6 $\mu$ m avec un albédo  $\geq 0$ ;
6. l'écart-type de la luminance à 2.15 $\mu$ m avec un albédo  $\geq 0$ ;
7. l'albédo à la longueur d'onde 0.544 $\mu$ m;
8. l'albédo à la longueur d'onde 1.6 $\mu$ m,
9. l'albédo à la longueur d'onde 2.15 $\mu$ m;
10. la distance angulaire suivant l'angle d'incidence solaire;
11. la distance angulaire suivant l'angle zénithal d'observation;
12. la distance angulaire suivant l'angle azimutal d'observation.

Selon la luminance et l'écart type des luminances que l'on cherche à corriger, ce sont les valeurs aux autres longueurs d'onde qui apporteront les différentes informations nécessaires. Par exemple, pour la correction des luminances et des écarts-types à 0.544 $\mu$ m, les informations sur l'épaisseur optique et la couverture fractionnaire seront apportées par les luminances à 1.6 $\mu$ m, les informations sur le rayon effectif par les luminances à 2.15 $\mu$ m et

l'information sur l'hétérogénéité sous-pixel par les écarts-types à 1.6 et 2.15 $\mu\text{m}$ . Pour la correction des données à 1.6 $\mu\text{m}$ , les informations sur l'épaisseur optique seront apportées par les luminances à 0.544 $\mu\text{m}$ . Dans le cas des données à 2.15 $\mu\text{m}$ , ce sont les luminances à 1.6 $\mu\text{m}$  qui donneront une information sur le rayon effectif.

Pour les mêmes raisons que dans le cas de l'interpolation des luminances à 10.8 $\mu\text{m}$ , nous n'utilisons pas les luminances à 3.65 $\mu\text{m}$ , car à ce stade de la procédure, elles ne sont pas encore corrigées des effets de l'émission thermique. Nous avons essayé d'utiliser les luminances à 10.8 $\mu\text{m}$  comme information sur la couverture fractionnaire pour faire la correction de l'albédo. Les résultats obtenus sont corrects mais les réseaux sont, dans ce cas, très sensibles à des erreurs sur la température de surface, comme nous l'avons observé sur quelques tests non montrés ici. Il nous a donc semblé préférable d'éviter l'utilisation de cette longueur d'onde.

L'apprentissage du réseau de neurones est, dans ce cas, fait à partir de 10000 exemples. Pour cette correction, nous cherchons en effet à retrouver deux valeurs. La base d'apprentissage doit donc couvrir un domaine plus important. Comme précédemment, des réseaux de neurones sont appris pour chaque incidence solaire de la base d'apprentissage et pour chaque direction d'observation, ce qui conduit à 1053 réseaux de neurones. Les apprentissages des réseaux sont, dans ce cas aussi, effectués trois fois. Celui donnant les meilleurs résultats en phase de généralisation est conservé. La sélection s'effectue à partir de la somme des erreurs quadratiques moyennes obtenues pour des luminances et pour les écarts-types des luminances.

#### **4.4.2. Résultats obtenus**

La performance des réseaux de neurones est testée à partir de données qui n'ont pas servi à l'apprentissage. Les Figures 4-12 montrent la comparaison des corrections et interpolations effectuées avec les réseaux de neurones par rapport aux valeurs calculées à partir de SHDOM pour les luminances et les écarts-types des luminances, ceci aux trois longueurs d'onde et pour plusieurs angles zénithaux d'observation. L'angle azimuthal est fixé à 90° et l'angle d'incidence solaire est à 15° pour 0.544 $\mu\text{m}$ , 30° pour 1.6 $\mu\text{m}$  et 45° pour 2.15 $\mu\text{m}$ . Les corrélations obtenues entre les valeurs "vraies" et les valeurs obtenues sont dans l'ensemble assez proches de 1 avec une dispersion un peu plus importante pour les corrections des écarts-types des luminances. Cette correction est évidemment plus difficile à effectuer, les points sur la Figure 4-11b étant plus dispersés que dans le cas des luminances. La dispersion augmente en fonction de l'angle zénithal d'observation, la surface devenant de moins en moins visible.

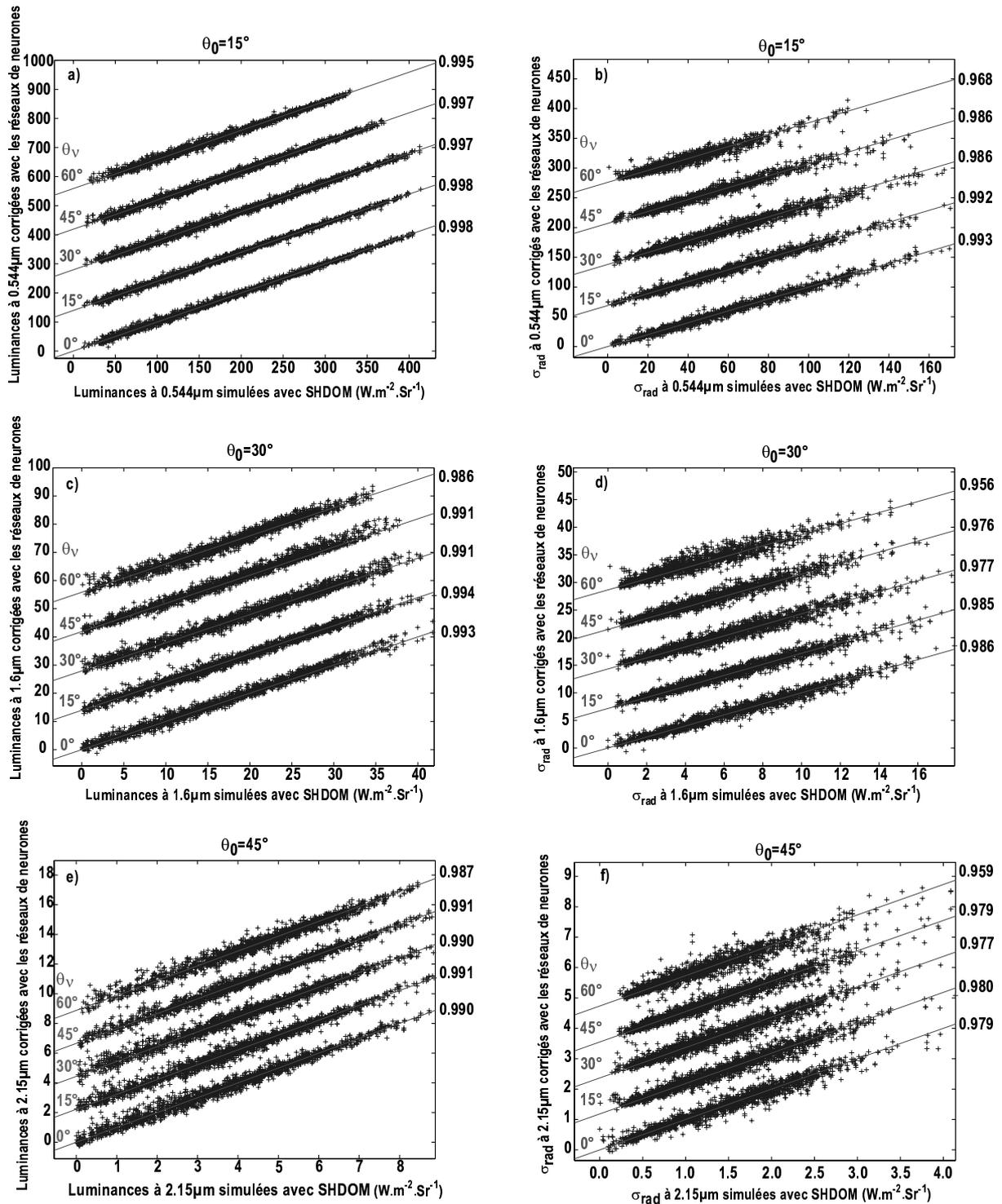
Les figures ne sont pas montrées mais pour un angle d'incidence solaire donné, les valeurs des corrélations sont équivalentes pour les trois longueurs d'onde. La dispersion entre les valeurs vraies et les valeurs corrigées augmente donc avec l'angle d'incidence solaire. En effet, pour un angle proche du zénith, la distribution de la couverture fractionnaire correspond à la distribution des zones illuminées sur la surface terrestre alors que pour un angle d'incidence solaire important, ces deux distributions ne concordent plus, la correction des effets de l'albédo est donc plus difficile.

Sur la Figure 4-13, les erreurs quadratiques moyennes sont représentées en coordonnées polaires pour les trois longueurs d'onde et les deux données (luminances à l'échelle et écarts-types des luminances). Pour chacune des longueurs d'onde, les résultats sont présentés pour un angle d'incidence solaire différent, ceci afin de montrer que les angles pour lesquels les erreurs sont maximales suivent les variations de l'angle d'incidence solaire. En effet, les erreurs sont maximales dans la direction de diffusion arrière comme par exemple dans la direction (30°,180°) pour un angle d'incidence solaire de 30° (Figure 4-13c et Figure 4-13d).

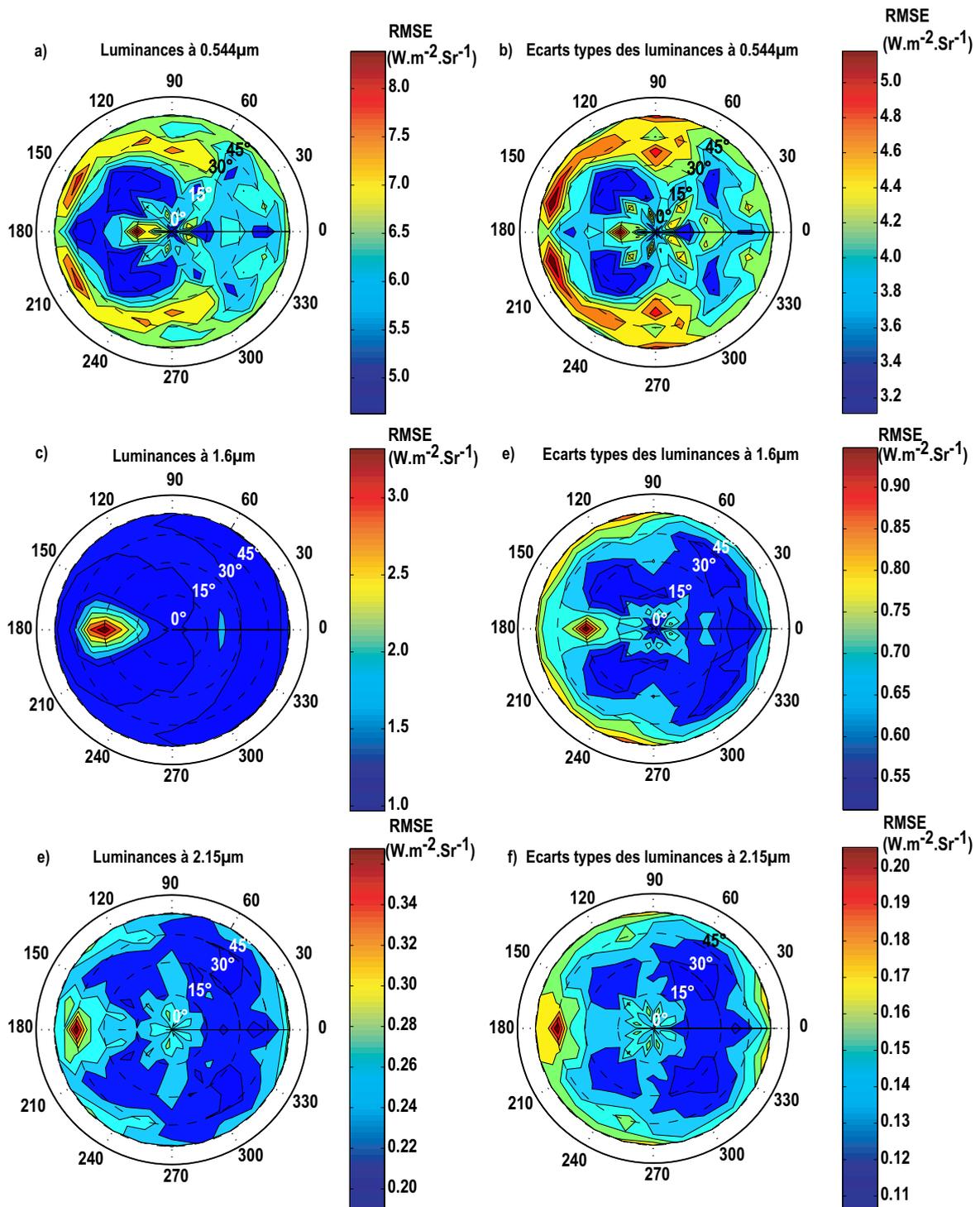
Pour la longueur d'onde 0.544µm, avec un angle d'incidence solaire de 15°, le pic des erreurs dans la direction de diffusion arrière apparaît aussi. Les erreurs sont également plus élevées pour un angle zénithal d'observation autour de 50°; celui-ci correspond à la direction de diffusion de l'arc-en-ciel (Figure 4-2b). Dans cette configuration, l'interpolation angulaire est un peu plus difficile à faire. On retrouve ce même anneau moins marqué pour les erreurs à la longueur d'onde 1.6µm.

Les réseaux de neurones ont aussi quelques difficultés pour la correction des écarts-types des luminances à des angles d'observation élevés (Figure 4-13b, Figure 4-13d et Figure 4-13f), la surface étant moins visible et le lissage radiatif plus important.

Dans l'ensemble, les erreurs quadratiques sont assez faibles: inférieures à 7, 2, 0.3 W.m<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup> respectivement pour les luminances à 0.544, 1.6 et 2.15µm et 4.2, 0.7 et 0.15 W.m<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup> respectivement pour les écarts-types des luminances à 0.544, 1.6 et 2.15µm. Ces erreurs correspondent à des erreurs quadratiques relatives de 4-5% pour la correction des luminances dans la plupart des directions. Dans la direction de rétro-diffusion, elles augmentent jusqu'à 10%. Pour la correction des écarts-types des luminances, l'erreur relative est de l'ordre de 8-9% jusqu'à 12% dans les directions particulières.



**Figure 4-12:** Comparaisons entre les données simulées par SHDOM et les données corrigées des effets de surface et interpolées avec les réseaux de neurones pour plusieurs angles zénithaux d'observation. (a) luminances à  $0.544\mu\text{m}$  et (b) écarts-types des luminances à  $0.544\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 15^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ); (c) luminances à  $1.6\mu\text{m}$  et (d) écarts-types des luminances à  $1.6\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ); (e) luminances à  $2.15\mu\text{m}$  et (f) écarts-types des luminances à  $2.15\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 45^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ). A droite de chaque figure, les corrélations sont indiquées pour chaque angle zenithal d'observation.



**Figure 4-13:** Erreurs quadratiques moyennes en coordonnées polaires calculées entre les données simulées par SHDOM et les données corrigées des effets de la surface terrestre et interpolées avec les réseaux de neurones. (a) luminances à 0.544  $\mu\text{m}$  et (b) écarts-types des luminances à 0.544  $\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 15^\circ$ ); (c) luminances à 1.6  $\mu\text{m}$  et (d) écarts-types des luminances à 1.6  $\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 30^\circ$ ); (e) luminances à 2.15  $\mu\text{m}$  et (f) écarts-types des luminances à 2.15  $\mu\text{m}$  ( $\theta_0 = 45^\circ$ ).

#### **4.5. Restitution des paramètres nuageux à partir de luminances corrigées**

La faisabilité des différentes corrections et interpolations étant démontrée, nous pouvons tester la phase de restitution des 6 paramètres nuageux. Nous disposons de cinq données radiométriques à l'échelle du pixel d'observation et en plus, des trois écarts-types des luminances à 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu\text{m}$  estimés à partir des pixels de 250m. On rappelle que le modèle inverse de nuage utilisé est constitué d'une épaisseur optique moyenne, d'un rayon effectif moyen, d'une couverture fractionnaire sous pixel, d'un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique, d'un paramètre d'hétérogénéité du rayon effectif et de la température du sommet du nuage (voir chapitre 3).

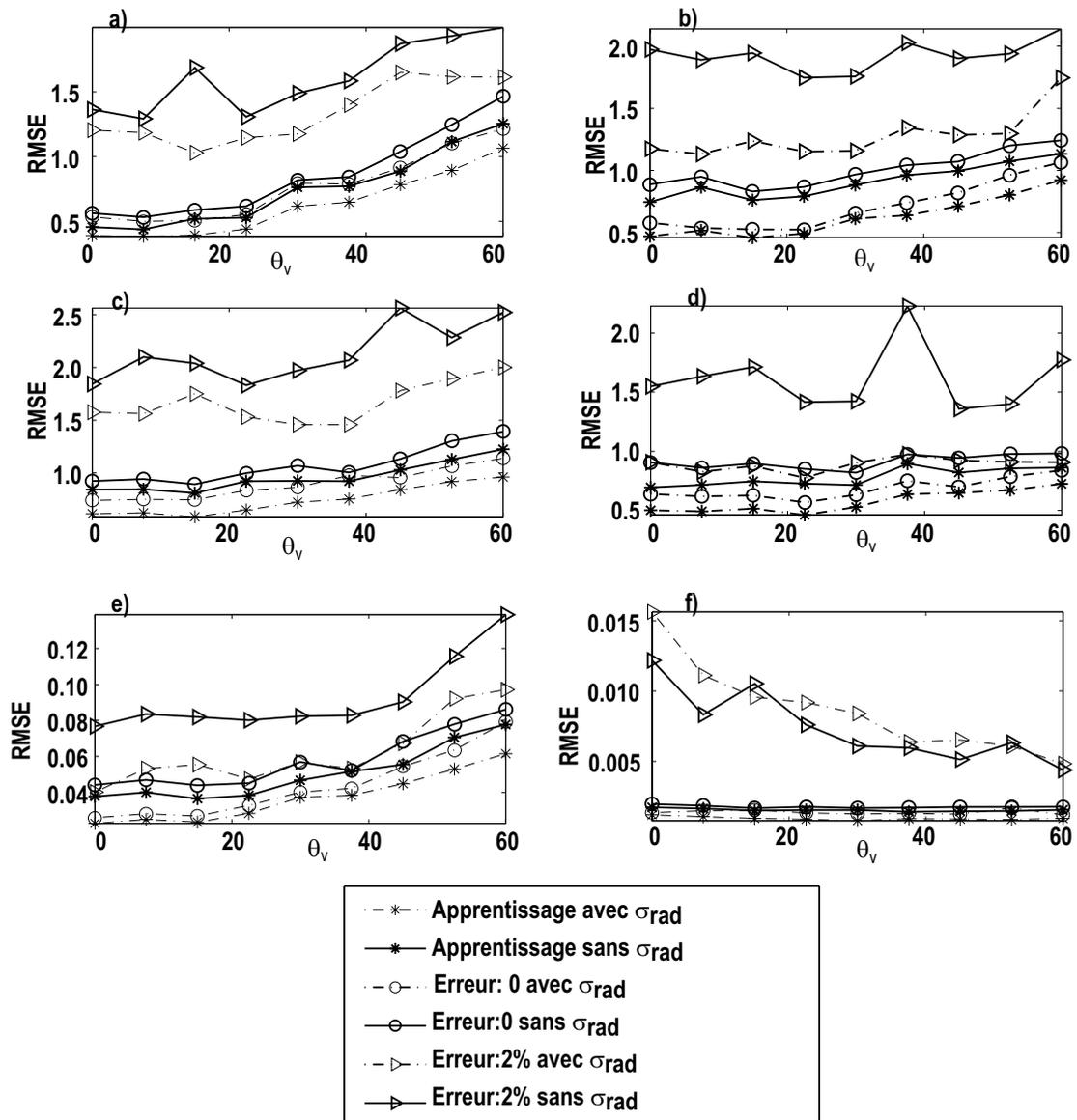
##### **4.5.1. Apport de l'information à une échelle inférieure au pixel d'observation**

Les composantes du vecteur d'entrée des réseaux de neurones devraient varier d'un paramètre nuageux à un autre en fonction des informations apportées par chaque donnée sur chacun des paramètres. Néanmoins, dans cette étude, nous avons toujours utilisé les mêmes vecteurs d'entrée composés de toutes les données radiométriques disponibles. Les luminances utilisées pour l'apprentissage des réseaux de neurones sont simulées au-dessus d'un sol totalement absorbant et sans contribution thermique à 3.65 $\mu\text{m}$ .

Pour tester l'amélioration apportée par l'utilisation des informations sous-pixel (les écarts-types des luminances à 1km estimés à partir des pixels de 250mx250m), l'apprentissage des réseaux de neurones pour la restitution des paramètres nuageux a été effectué deux fois:

- le premier apprentissage est fait sans les informations sous-pixel, le vecteur d'entrée est composé des cinq luminances à l'échelle du pixel d'observation (0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.8 $\mu\text{m}$ ) et de la température de surface.
- le deuxième apprentissage est effectué en ajoutant comme composantes pour le vecteur d'entrée les écarts-types des luminances aux longueurs d'onde 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu\text{m}$ .

Dans les deux cas, l'apprentissage des réseaux de neurones est fait à partir de 2000 exemples choisis aléatoirement dans la base de données en comprenant 3600. Pour ce test, les apprentissages sont réalisés uniquement pour un angle d'incidence solaire de 30° et selon 117 configurations d'observation (de 0° à 60° par pas de 7.5° suivant l'angle zénithal et de 0° à 180° par pas de 15° suivant l'angle azimutal).



**Figure 4-14:** Erreurs quadratiques moyennes relatives obtenues pour la restitution des six paramètres nuageux avec deux vecteurs d'entrée différents: un comprenant les écarts-types des luminances et l'autre non. Les réseaux sont testés avec les mêmes données d'entrée que celles ayant servi à l'apprentissage, avec des données d'entrées différentes sans erreur et avec des erreurs de +/-2%. (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire, et (f) température du sommet du nuage. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ).

Pour comparer la performance dans les deux apprentissages, la généralisation des réseaux de neurones est testée avec trois types de vecteur d'entrée composés:

- des même données que celles ayant servi à l'apprentissage;
- de données n'ayant pas servi à l'apprentissage;
- de données n'ayant pas servi à l'apprentissage, bruitées avec une erreur uniforme de +/-2%.

Les erreurs quadratiques moyennes obtenues sont présentées sur la Figure 4-14 en fonction de l'angle zénithal d'observation pour les trois cas décrits ci-dessus. Mis à part le cas de la température du nuage, l'apport des écarts-types améliore significativement les résultats des paramètres restitués. Cette remarque est surtout vraie dans le cas de données d'entrée bruitées. Dans le cas de la température du nuage, l'apport des écarts-types des luminances est négligeable. On pouvait s'y attendre étant donné que dans le chapitre 3, les corrélations obtenues entre ce paramètre et les écarts-types des luminances sont très proche de 0. En effet, ce paramètre ne dépend pratiquement pas de la variabilité sous-pixel des propriétés nuageuses.

L'amélioration apportée est plus marquée pour le rayon effectif, l'hétérogénéité du rayon effectif et la couverture fractionnaire. Pour l'épaisseur optique et l'hétérogénéité de l'épaisseur optique, l'amélioration est moins significative mais ces paramètres sont ceux qui sont les mieux définis par les coefficients de multidétermination (paragraphe 3.3).

Par contre, on peut remarquer que même sans l'apport de ces informations sous-pixel, la restitution des paramètres d'hétérogénéité apparaît possible. Les valeurs moyennes des luminances contiennent donc des informations sur ces propriétés sous-pixel (Szczap et al., 2000; Faure et al., 2001c).

Etant donnée l'amélioration apportée par des données inférieures à l'échelle d'observation, nous les avons utilisées pour le développement de la procédure de restitution.

#### **4.5.2. Restitution des six paramètres nuageux**

L'apprentissage des réseaux de neurones a donc été réalisé à l'aide des cinq luminances à l'échelle d'observation (0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.8 $\mu$ m), des trois écarts-types des luminances (0.544, 1.6 et 2.15 $\mu$ m) estimés à 1km à partir des données à 250m et de la température de surface. L'apprentissage est fait pour chacun des six paramètres pour 9 incidences solaires, 9 angles zénithaux d'observation et 13 angles azimutaux. Les réseaux de neurones sont testés en phase de généralisation à l'aide de données non utilisées pour l'apprentissage. Les résultats sont présentés sur deux types de figures et dans un tableau pour un angle d'incidence solaire de 30°:

- Figure 4-15: comparaisons entre les paramètres restitués par les réseaux de neurones et les paramètres calculés directement à partir du champ nuageux pour différents angles zénithaux d'observation et un angle azimutal fixé à 90°.
- Figure 4-16: erreurs quadratiques moyennes en coordonnées polaires.
- Tableau 4-1: récapitulatif des erreurs quadratiques pour les 6 paramètres nuageux pour 5 angles zénithaux d'observation.

#### 4.5.2.1. Restitution de l'épaisseur optique

Les erreurs quadratiques entre les épaisseurs optiques restituées et les épaisseurs optiques initiales sont 0.53, 0.51, 0.79, 0.91 et 1.21 pour des angles zénithaux d'observation de 0°, 15°, 30°, 45° et 60°, les épaisseurs optiques étant comprises entre 0 et 40 (Figure 4-15a). Cette erreur augmente légèrement avec l'angle d'observation. Cette remarque est confirmée par la Figure 4-16a où, quelle que soit la direction azimutale, pour des angles zénithaux supérieurs à 45°, l'erreur quadratique est plus importante. Ceci s'explique par les effets du transfert radiatif tridimensionnel (lissage du champ de luminance et effets de surbrillance et d'ombrage) qui augmentent avec l'angle d'observation.

L'épaisseur optique semble mieux restituée dans la direction de diffusion avant (RMSE < 0.5), le rayonnement correspondant à cette direction étant directement réfléchi par le nuage et donc peu perturbé. Sur l'ensemble des configurations d'observation, l'erreur pour la restitution de l'épaisseur optique est inférieure à 1,2.

#### 4.5.2.2. Restitution du rayon effectif

Les erreurs quadratiques entre les rayons effectifs initiaux et les rayons effectifs restitués sont, en valeur relative, du même ordre de grandeur que celles de l'épaisseur optique avec 0.58, 0.52, 0.65, 0.82 et 1.06 $\mu\text{m}$  pour des angles zénithaux de 0°, 15°, 30°, 45° et 60°, les rayons effectifs variant entre 0 et 25 $\mu\text{m}$  (Figure 4-15b). De la même manière et pour les mêmes raisons, les erreurs ont tendance à augmenter avec l'angle zénithal d'observation.

Ce comportement se note aussi sur la représentation des erreurs quadratiques moyennes en coordonnées polaires (Figure 4-16b). Pour des angles d'observation supérieurs à 45°, l'erreur atteint des valeurs de 1.0 $\mu\text{m}$ .

#### 4.5.2.3. Restitution des paramètres d'hétérogénéité

Les erreurs pour la restitution des deux paramètres d'hétérogénéité (épaisseur optique et rayon effectif) sont aussi acceptables bien que, en relatif, elles soient légèrement supérieures à celles des paramètres moyens. L'erreur quadratique, pour des angles zénithaux d'observation de 0°, 15°, 30°, 45° et 60° est respectivement de 0.74, 0.75, 0.86, 0.75 et 1.13 pour l'hétérogénéité de l'épaisseur optique qui varie de 0 à 22 et de 0.64, 0.63, 0.63, 0.70 et 0.84 $\mu\text{m}$  pour l'hétérogénéité du rayon effectif dont la gamme s'étend entre 0 et 12 $\mu\text{m}$  (Figure 4-15c et Figure 4-15d). La dispersion est un peu plus importante pour ces paramètres d'hétérogénéité. Ce résultat est logique, ces paramètres représentant les fluctuations sous-pixel pour lesquelles n'existe pas de mesure directe.

Comme pour les valeurs des paramètres moyens, les erreurs ont tendance à augmenter (Figure 4-16c et Figure 4-16d) pour des angles d'observation élevés ( $>45^\circ$ ). Les résultats sont meilleurs dans la zone de diffusion avant, ce qui est à relier aux remarques faites pour l'épaisseur optique à savoir que le rayonnement dans la direction de diffusion avant est moins perturbé par la diffusion multiple et par les phénomènes de surbrillance et d'ombrage.

#### 4.5.2.4. Restitution de la couverture fractionnaire

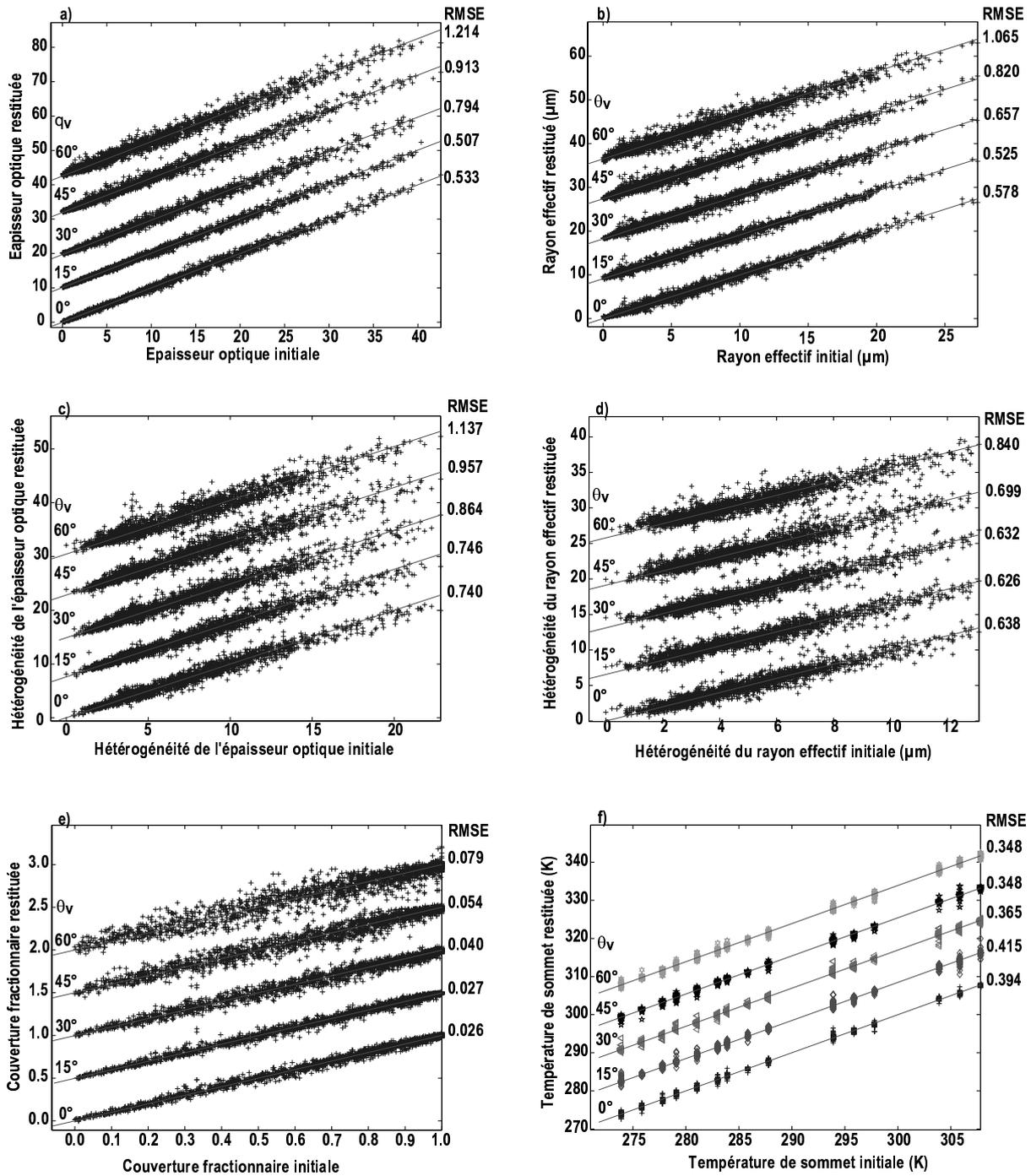
Dans le cas de la couverture fractionnaire, les erreurs quadratiques moyennes sont faibles, 0.026, 0.027, 0.040, 0.054, 0.079 pour des angles zénithaux de  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  (Figure 4-15e). Cette erreur diminue lorsque l'angle d'observation augmente ce qui est confirmé par la distribution des erreurs quadratiques en coordonnées polaires (Figure 4-16e). Lorsque l'angle d'observation est élevé, la surface n'est plus apparente et il est donc plus difficile de restituer un paramètre de couverture fractionnaire. Ce phénomène est surtout marqué dans la zone de diffusion arrière. L'erreur quadratique moyenne reste cependant, pour la plupart des directions, inférieure à 0.8.

#### 4.5.2.5. Restitution de la température de sommet du nuage

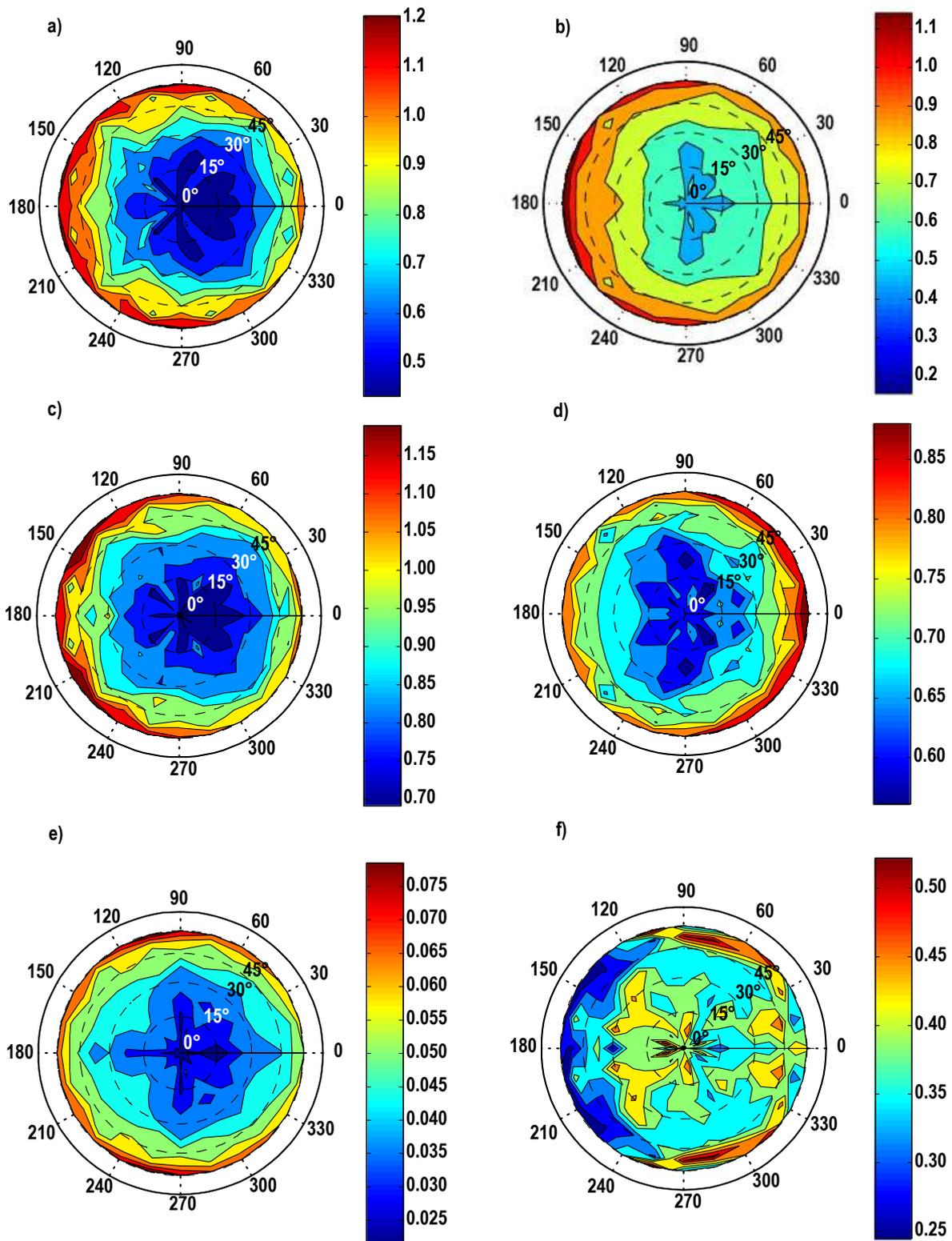
Les erreurs de restitution pour la température du sommet du nuage sont de 0.39, 0.41, 0.36, 0.35, et 0.35K pour un angle de  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $60^\circ$  (Figure 4-15f). Elles sont légèrement plus importantes pour des angles d'observation situés autour du zénith (Figure 4-16f) et ceci quel que soit l'angle d'incidence solaire. Pour cette direction d'observation, la couverture fractionnaire apparente est la plus faible, les parties nuageuses apparentes sont donc minimales. Néanmoins, dans la plupart des directions, les erreurs restent inférieures à 0.5K.

$\theta_v$	$\tau_{obs}$ (0 à 40)	$r_{e_{obs}}$ (0 à $25\mu m$ )	$\sigma_{obs}^r$ (0 à 22)	$\sigma_{obs}^{re}$ (0 à $12\mu m$ )	$cf$ (0 à 1)	$T_{obs}$ (283 à 313K)
$0^\circ$	0.53	0.58	0.74	0.64	0.026	0.39
$15^\circ$	0.51	0.52	0.75	0.63	0.027	0.41
$30^\circ$	0.79	0.65	0.86	0.63	0.040	0.36
$45^\circ$	0.91	0.82	0.75	0.70	0.054	0.35
$60^\circ$	1.21	1.06	1.13	0.84	0.079	0.35

**Tableau 4-1:** Tableau récapitulatif des erreurs quadratiques obtenues pour la restitution des 6 paramètres nuageux (les chiffres entre parenthèses indiquent leur domaine de variation). Ces erreurs sont présentées pour 5 angles zénithaux d'observation, l'angle azimutal étant fixé à  $90^\circ$ , l'angle d'incidence solaire à  $30^\circ$ .



**Figure 4-15:** Comparaisons entre les paramètres nuageux restitués par les réseaux de neurones et les paramètres initiaux pour 5 directions zénithales d'observation avec ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\phi_v = 90^\circ$ ). (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire, et (f) température du sommet du nuage.



**Figure 4-16:** Erreurs quadratiques moyennes en coordonnées polaires entre les paramètres nuageux restitués par les réseaux de neurones et les paramètres nuageux initiaux. L'angle d'incidence solaire est ( $\theta_0 = 30^\circ$ ). (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire et (f) température du sommet du nuage.

### 4.5.3. Comparaisons par rapport au modèle à plans parallèles homogène

Au vu des résultats des paragraphes précédents, il semble possible de restituer les six paramètres nuageux recherchés en utilisant comme modèle inverse, un nuage hétérogène à couverture fractionnaire. On peut cependant se poser la question des améliorations apportées par ce modèle par rapport aux algorithmes de restitution classique. Une des seules méthodes actuellement opérationnelle (Nakajima et Nakajima, 1995; Platnick et Valero, 1995; paragraphe 2.1) repose sur l'hypothèse d'un nuage à plans parallèles homogène qui permet de restituer deux paramètres nuageux (l'épaisseur optique et le rayon effectif). La restitution se fait à partir de deux longueurs d'onde, une visible et une en proche infrarouge.

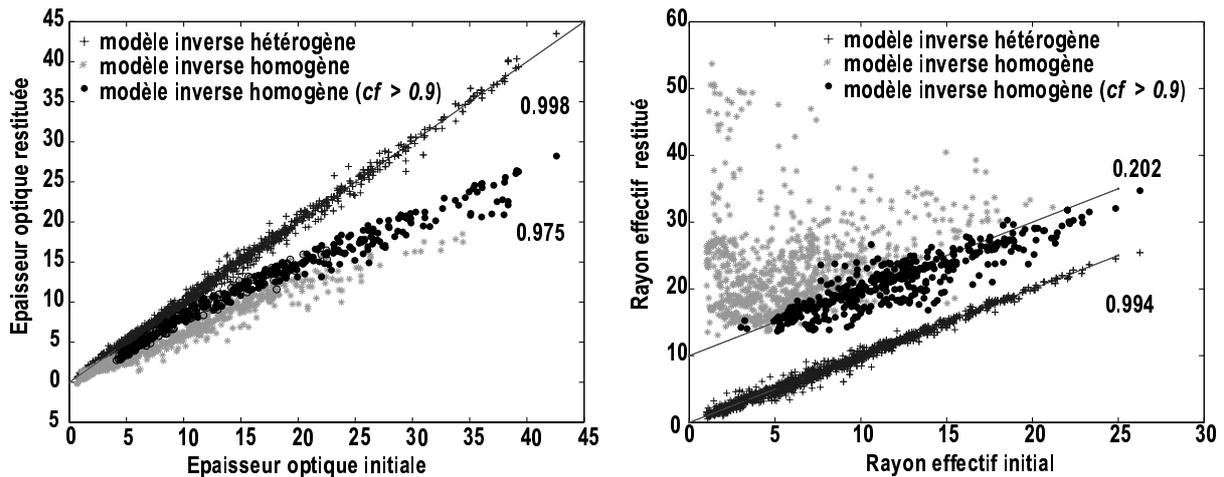
Dans l'exemple suivant, pour la restitution selon l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèles, nous avons pris les luminances à 0.544 $\mu\text{m}$  et 3.65 $\mu\text{m}$  en supposant un sol totalement absorbant et sans émission thermique. Nous utilisons les réseaux de neurones comme méthode de restitution. L'apprentissage a été effectué à partir d'une base de données constituée de 15 épaisseurs optiques (0.1, 0.5, 1, 2, 5, 7, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 70) et 12 rayons effectifs (1, 3, 5, 7, 10, 12, 15, 17, 20, 25, 30, 40).

La comparaison des modèles inverses (nuage homogène ou nuages hétérogènes) s'effectue avec la restitution d'un nuage hétérogène à couverture fractionnaire simulé avec le modèle à cascade bornée. Les résultats sont présentés sur la Figure 4-17 pour l'épaisseur optique et le rayon effectif. Dans le cas du modèle à plans parallèles, nous avons séparé des autres, les pixels correspondant à une couverture nuageuse totale ( $c_f=1$ ).

L'épaisseur optique restituée à partir du modèle plan parallèle homogène, est une épaisseur optique effective équivalente à celle d'un nuage homogène ayant les mêmes luminances que le nuage hétérogène (Szczap et al., 2000a,b). Sur la Figure 4-17a, la valeur effective restituée est toujours inférieure à la valeur moyenne. Ce biais systématique est un effet de l'hétérogénéité sous-pixel accentuée par la présence de couverture fractionnaire (Cahalan et al., 1994b; Oreopoulos et Davies, 1998).

Dans le cas du rayon effectif, la dispersion est très importante (coefficient de corrélation égal à 0.22). Cette dispersion semble due à la présence de couverture fractionnaire sous-pixel, pour laquelle le modèle à plans parallèles homogène n'apparaît pas du tout adapté, d'autant que la présence de "trous" dans le nuage augmente l'hétérogénéité du nuage. Cette dispersion est d'autant plus importante pour les faibles valeurs de rayons effectifs qui correspondent au cas de multiples solutions (voir paragraphe 2.1.2). En revanche, dans le cas d'une couverture fractionnaire égale à un, on retrouve, là aussi, un rayon effectif équivalent à celui d'un nuage homogène (Szczap et al., 2000b).

Le modèle inverse de nuage développé apporte donc des améliorations par rapport au nuage à plans parallèles homogènes. A la rigueur, pour l'épaisseur optique, il est possible à partir de la valeur effective restituée de retrouver la valeur moyenne par une paramétrisation telle que l'on fait Szczap et al. (2000) ou Iwabuchi et al. (2003). En revanche, dans le cas du rayon effectif, la présence de couverture fractionnaire perturbe beaucoup la valeur restituée; il semble donc plus approprié de chercher à restituer directement la valeur moyenne.



**Figure 4-17:** Restitution de paramètres d'un nuage hétérogène à couverture fractionnaire avec comme modèle inverse un nuage à plans parallèles homogènes ou un nuage hétérogène à couverture fractionnaire. (a) Epaisseur optique; (b) rayon effectif. ( $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\theta_v = 0^\circ$ ;  $\phi_v = 0^\circ$ ). Pour le modèle homogène, les pixels correspondant à des couvertures fractionnaires égales à 1 sont séparés des autres. Les corrélations pour l'ensemble des pixels sont indiquées à droite.

#### 4.6. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de démontrer la faisabilité de chaque phase de la procédure de restitution développée. Nous avons présenté la possibilité d'interpoler les luminances à  $10.8\mu\text{m}$ . Dans le cas de la correction des effets de la contribution thermique et de l'interpolation des luminances à  $3.65\mu\text{m}$ , les résultats obtenus sont corrects excepté dans la direction de rétro-diffusion du rayonnement incident où les erreurs sont plus importantes. Nous arrivons à la même conclusion pour la correction des effets de l'albédo et l'interpolation des luminances et de leurs écarts-types estimés à  $0.544\mu\text{m}$ ,  $1.6\mu\text{m}$  et  $2.15\mu\text{m}$ . Il faudra donc s'attendre à des difficultés dans cette direction particulière.

Nous avons ensuite testé la possibilité de restituer six paramètres nuageux à l'aide de huit données radiométriques et d'une donnée additionnelle, la température de surface. Les restitutions de l'épaisseur optique moyenne, du rayon effectif moyen, de l'hétérogénéité de l'épaisseur optique, de l'hétérogénéité du rayon effectif et de la couverture fractionnaire

donnent dans l'ensemble de bons résultats même si les erreurs sont légèrement plus importantes pour des angles d'observation supérieurs à  $45^\circ$ . La température du sommet du nuage se retrouve assez bien excepté lorsque l'observation est située au nadir et ceci quel que soit l'angle d'incidence solaire. Nous avons aussi montré que la présence de données à une échelle inférieure à l'échelle d'observation permettait d'améliorer sensiblement les résultats obtenus.

Le modèle inverse développé, en plus de permettre la restitution de paramètres supplémentaires, apparaît aussi plus adapté qu'un modèle basé sur l'hypothèse du nuage homogène à plans parallèle, pour restituer l'épaisseur optique moyenne et le rayon effectif moyen dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire.

Les tests de chacun des modules de la procédure de restitution sont dans l'ensemble positifs. Pour vérifier que les erreurs commises lors des phases correction-interpolation ne sont pas trop importantes pour permettre ensuite la restitution des paramètres nuageux avec une précision suffisante, la procédure de restitution doit être testée dans son ensemble.



## **Chapitre 5 Performance de la procédure de restitution dans son ensemble**

*Dans ce chapitre, nous allons présenter plusieurs tests effectués sur l'ensemble de la procédure de restitution. Les paramètres nuageux sont restitués à partir d'un champ nuageux similaire (modèle à cascade bornée) à ceux ayant servi pour l'apprentissage mais dans des conditions d'observation et d'incidence solaire différentes. D'autre part, nous testons la procédure à partir d'un champ nuageux simulé avec le modèle à cascade bornée mais ayant une épaisseur géométrique de 900m différente de celle utilisé dans la base de données (300m). Enfin, pour vérifier l'applicabilité de la méthode développée à des nuages différents de ceux utilisés pour l'apprentissage, nous restituons les paramètres nuageux à partir d'un champ généré par un processus Gaussien.*

Dans le chapitre précédent, nous avons montré la faisabilité de chaque module constituant la procédure de restitution: correction et interpolation des luminances et de leurs écarts-types aux longueurs d'onde 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu\text{m}$ ; correction et interpolation des luminances à 3.65 $\mu\text{m}$ ; interpolation des luminances à 10.8 $\mu\text{m}$  et restitution des 6 paramètres nuageux à partir des données corrigées.

Nous devons maintenant vérifier que l'ensemble de la procédure développée permet la restitution des paramètres nuageux avec une précision acceptable. Les erreurs commises lors des phases de correction-interpolation, doivent être suffisamment faibles pour permettre de restituer les six paramètres sans trop de dispersion. Nous effectuerons donc un test avec un nuage similaire à ceux utilisés pour la phase d'apprentissage c'est à dire un nuage généré avec le modèle à cascade bornée.

D'autre part, la base de données actuelle, utilisée pour l'apprentissage des réseaux de neurones ne contient que des nuages avec une épaisseur géométrique constante de 300m. Les limites de cette hypothèse seront abordées en testant la procédure de restitution à partir d'un nuage de 900m d'épaisseur.

Au cours de ce développement, nous avons aussi supposé que les distributions spatiales des fluctuations de l'épaisseur optique et du rayon effectif à l'intérieur d'un pixel d'observation pouvaient être négligées. En effet, tous les apprentissages ont été faits pour un seul type de nuage. Pour tester cette hypothèse, la restitution des paramètres nuageux est faite

à partir de luminances d'un champ nuageux hétérogène généré par un processus différent du modèle à cascade bornée.

### **5.1. Nuages hétérogènes simulés avec le modèle à cascade bornée**

Dans le chapitre précédent, nous avons testé chaque phase de la procédure de restitution. Ce développement sous forme modulaire présente le risque que les erreurs commises au cours des phases de correction-interpolation soient trop importantes ou que les luminances corrigées soient biaisées. Dans ce cas, même si les méthodes neuronales sont assez robustes, la restitution des paramètres nuageux peut être faussée.

#### **5.1.1. Présentation des conditions de simulation**

Nous avons donc simulé un nouveau champ nuageux à l'aide du modèle à cascade bornée. Son épaisseur optique moyenne est fixée à 12, son rayon effectif moyen à  $15\mu\text{m}$  et sa couverture fractionnaire à 0.7.

Afin de tester la robustesse de la procédure de restitution, le transfert radiatif a été effectué pour des conditions différentes de celles ayant servi à l'apprentissage des réseaux de neurones:

- les directions d'observation ont un pas de  $3.25^\circ$  pour l'angle zénithal d'observation et un pas de  $7.5^\circ$  pour l'angle azimutal d'observation à la place de  $7.5^\circ$  et  $15^\circ$  respectivement lors de l'apprentissage;
- l'incidence solaire est fixée à  $27^\circ$ , direction intermédiaire entre  $22.5^\circ$  et  $30^\circ$  utilisés pour l'apprentissage;
- les valeurs d'albédo de surface sont 0.12, 0.15, 0.05 respectivement pour les longueurs d'onde 0.544, 1.6,  $2.15\mu\text{m}$  à la place des valeurs 0, 0.1 et 0.2. A la longueur d'onde  $3.65\mu\text{m}$ , nous avons conservé un albédo de 0.05.

#### **5.1.2. Analyse des résultats**

Les comparaisons entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués pour un angle d'incidence solaire de  $27^\circ$ , un angle zénithal d'observation de  $26.75^\circ$  et un angle azimutal de  $127.5^\circ$  sont présentées sur la Figure 5-5. L'interpolation effectuée par le réseau de neurones est de  $3.75^\circ$  selon la direction zénithale, de  $7.5^\circ$  selon la direction azimutale et de  $3^\circ$  pour l'incidence solaire. Les erreurs quadratiques moyennes sont de 2.37,  $1.90\mu\text{m}$ , 2.01,  $1.12\mu\text{m}$  et 0.08 respectivement pour l'épaisseur optique, le rayon effectif, l'hétérogénéité de l'épaisseur optique, l'hétérogénéité du rayon effectif et la couverture fractionnaire. La figure

correspondant à la température du sommet du nuage n'a pas été tracée car le sommet du nuage étant plat, il n'y a qu'une seule température. L'erreur quadratique moyenne obtenue est de 0.68K pour une température cible de 283K.

Pour analyser plus quantitativement les résultats, nous avons représenté l'histogramme des erreurs de chaque paramètre pour différentes classes de valeurs (Figure 5-1). Dans le cas de la température du nuage, n'ayant qu'une seule valeur, la distribution des erreurs est calculée pour différentes classes de couverture fractionnaire.

Les deux figures font apparaître un léger biais assez systématique, dans le cas de l'épaisseur optique et de son paramètre d'hétérogénéité. Ce biais est au premier abord dû à la phase de correction-interpolation de la luminance à  $0.544\mu\text{m}$  qui fait apparaître un léger biais sur la luminance corrigée en la surestimant. Pour améliorer cette correction, il faudrait reprendre l'apprentissage en augmentant le nombre d'exemples.

Mis à part cet écart systématique qui doit pouvoir être diminué, on peut faire plusieurs remarques par rapport à la Figure 5-1:

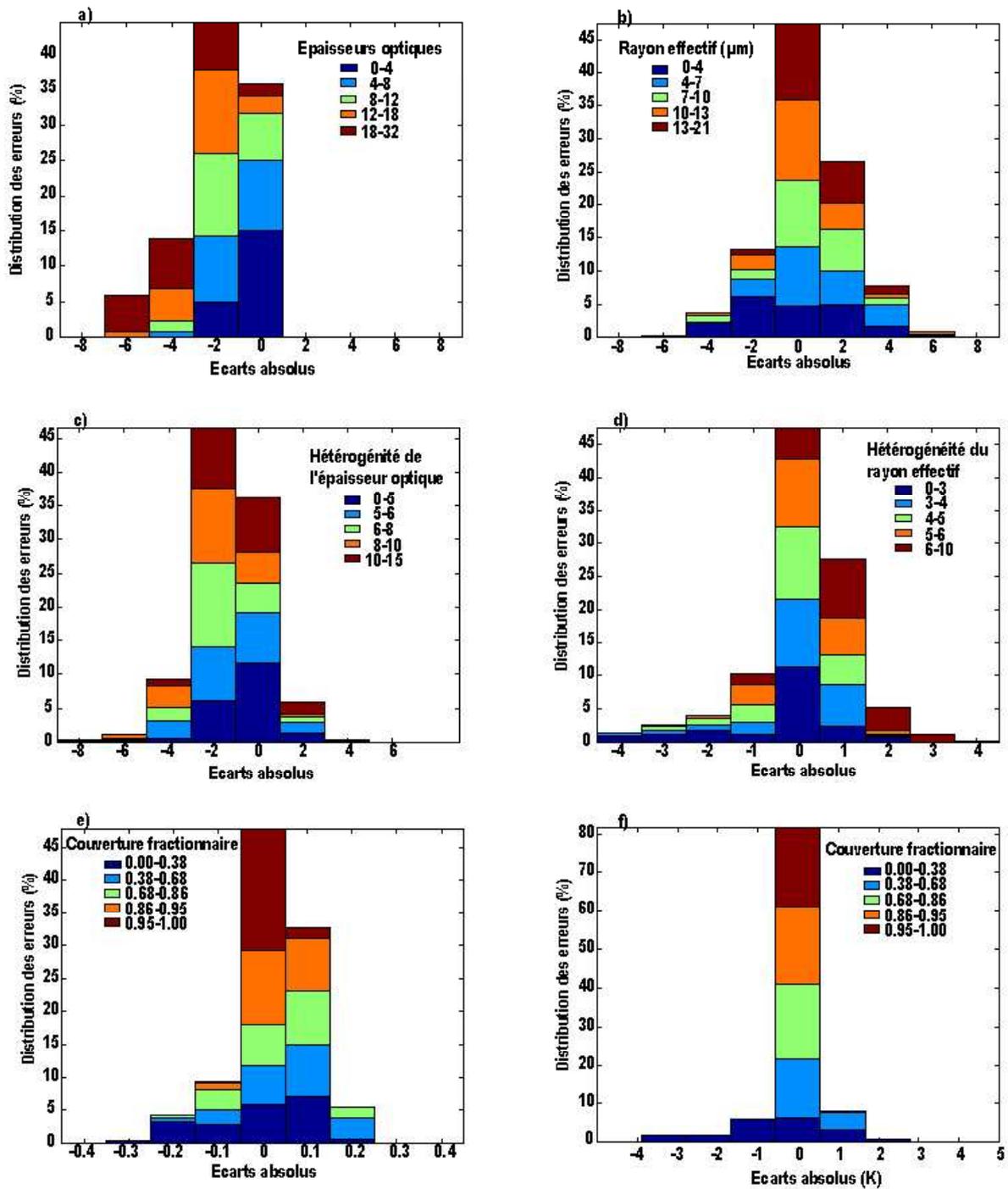
- Pour la restitution de l'épaisseur optique, les écarts les plus importants se produisent pour des épaisseurs optiques élevées. Deux raisons peuvent expliquer ce comportement. La première est la diminution de la sensibilité des luminances pour les épaisseurs optiques élevées (chapitre 2), la courbe tendant vers une asymptote. La seconde raison peut être induite par la base d'apprentissage construite qui ne contient pas assez d'épaisseurs optiques supérieures à 20. En conséquence, lors des apprentissages, les poids des réseaux ont tendance à accorder plus d'importance aux faibles et moyennes épaisseurs optiques;
- Pour le rayon effectif, les écarts les plus importants correspondent aux faibles valeurs de rayons effectifs. Une des explications peut être les cas de multiples solutions (chapitre 2) mais aussi la diminution des sensibilités des luminances dans cette gamme de valeurs. Les valeurs faibles du rayon effectif correspondent aussi aux faibles couvertures fractionnaires, et la présence de "trous" dans le nuage rend la restitution plus difficile;
- Pour l'hétérogénéité de l'épaisseur optique, la grande majorité des écarts est inférieure à 5 mais il est difficile de déceler dans quelles conditions les écarts sont les plus importants;
- Les écarts sur l'hétérogénéité du rayon effectif sont un peu plus importants que pour les autres paramètres par rapport à la gamme de valeurs de ce paramètre (entre 0 et 10 pour cet exemple). Les écarts les plus importants correspondent à

des faibles valeurs de ce paramètre ( $< 4$ ). Dans ces cas là, on peut voir sur la Figure 3-3d, que les variations des luminances à  $2.15\mu\text{m}$  en fonction de ce paramètre sont fortement non linéaires: les valeurs de la luminance sont faibles lorsque les faibles valeurs de l'hétérogénéité correspondent à de faibles valeurs de la couverture fractionnaire. Elles sont au contraire élevées lorsque les hétérogénéités sont faibles et la couverture fractionnaire importante.

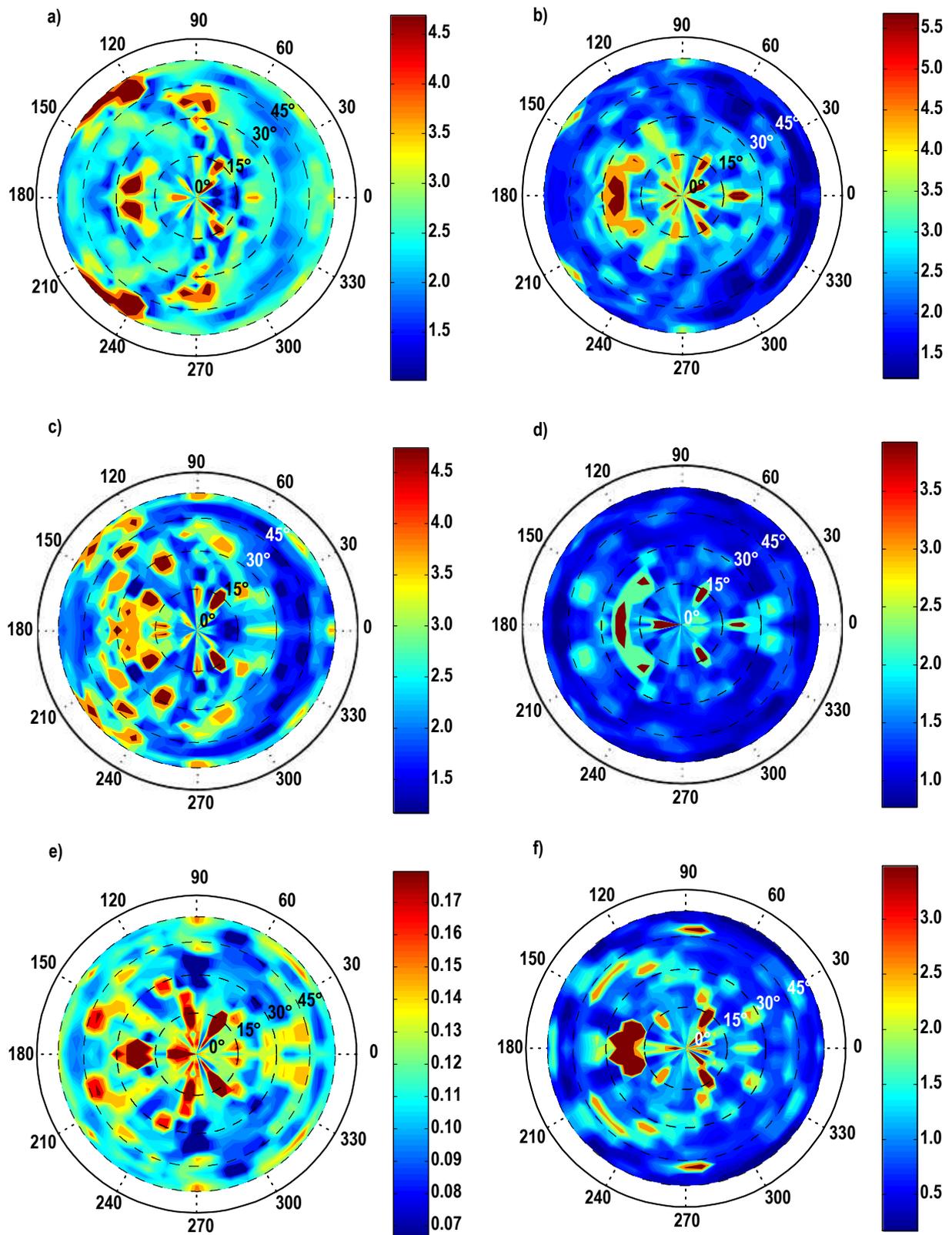
- La restitution de la couverture fractionnaire sous pixel donne d'assez bons résultats, la plupart des écarts étant inférieurs à 0.2. Les écarts les plus importants se produisent dans les cas de faibles couvertures fractionnaires.
- Les résultats sont similaires dans le cas de la restitution de la température de surface. La restitution pour cet angle d'observation se fait avec des erreurs inférieures à 1K excepté pour les couvertures fractionnaires inférieures à 0.4. La présence de nuage à l'intérieur du pixel étant plus faible, il est logiquement plus difficile de restituer la température de son sommet.

Malgré le léger biais pour la restitution de l'épaisseur optique et de son hétérogénéité qui peut être, en partie, diminué, les résultats sont assez satisfaisants. Globalement pour cet angle d'observation, 75% des erreurs sur l'épaisseur optique sont comprises entre  $-3$  et  $1$ ; 85% des erreurs sur le rayon effectif sont comprises entre  $-3$  et  $3\mu\text{m}$ ; 85% des erreurs sur l'hétérogénéité de l'épaisseur optique sont comprises entre  $-3$  et  $3$ ; pour l'hétérogénéité du rayon effectif, 85% des erreurs sont entre  $-2$  et  $2$ ; pour la couverture fractionnaire, plus de 45% sont entre  $-0.05$  et  $0.05$  et 85% sont entre  $-0.15$  et  $0.15$ ; dans le cas de la température du sommet du nuage, 80% des erreurs se situe entre  $-0.5$  et  $0.5\text{K}$ .

Ces figures permettent de décrire les erreurs seulement pour un angle d'observation. Pour avoir une vision plus globale des erreurs en fonction des configurations d'observation, nous avons représenté les erreurs quadratiques moyennes obtenues pour chaque angle d'observation en coordonnées polaires (Figure 5-2). L'échelle de couleur a été limitée donc toutes les valeurs foncées sont des erreurs supérieures ou égales à la valeur maximale de l'échelle de couleur. L'angle d'incidence solaire est fixé à  $27^\circ$ .



**Figure 5-1:** Distribution des écarts entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués en fonction de la valeur du paramètre (excepté la figure f) pour un nuage à cascade bornée. L'incidence solaire est  $27^\circ$ ; les angles d'observation sont ( $\theta_v = 26.75^\circ, \varphi_v = 127.5^\circ$ ); (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire, (f) température du sommet du nuage en fonction de la couverture fractionnaire.



**Figure 5-2:** Représentation polaire des erreurs quadratiques moyennes entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués pour un nuage à cascade bornée. L'incidence solaire est  $27^\circ$ ; (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire, (f) température du sommet du nuage.

Pour tous les paramètres, on retrouve une configuration d'observation particulière dans laquelle les erreurs sont plus importantes. Elle correspond à la direction de rétro-diffusion du rayonnement solaire incident. Ce résultat est logique au regard des conclusions effectuées dans le chapitre 4: dans cette direction, l'étape de correction-interpolation se fait avec plus de difficulté.

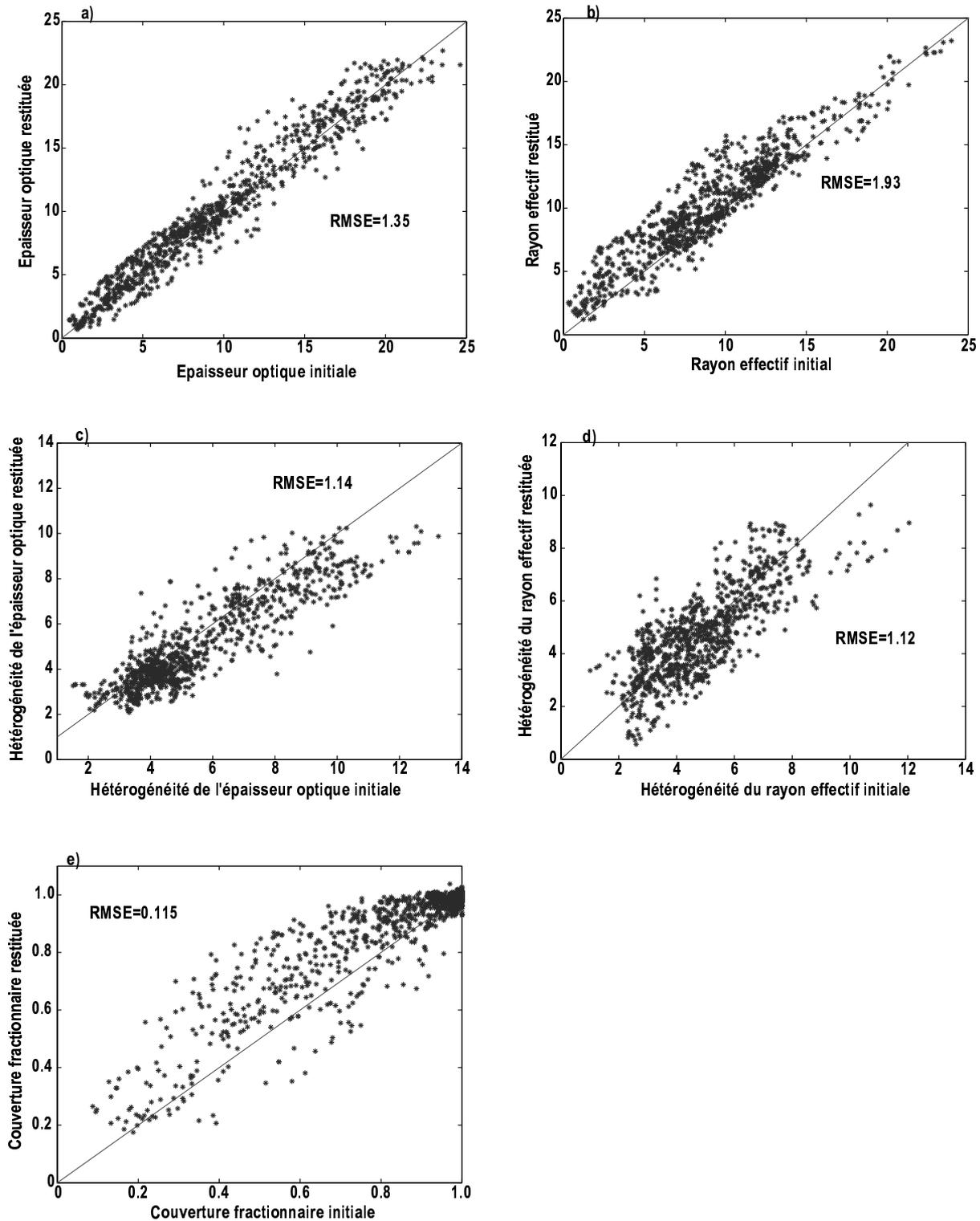
Les erreurs sont aussi importantes pour les directions situées autour du zénith et ceci pour tous les paramètres. Ces erreurs viennent des étapes de correction-interpolation des luminances qui, comme on l'a vu au chapitre 4, présentent des écarts importants dans cette direction. La surface est, en effet, plus visible, et les corrections à effectuer sont donc plus importantes.

On retrouve aussi quelques caractéristiques particulières à la restitution des paramètres nuageux (paragraphe 4.5.2): par exemple, pour des angles zénithaux d'observation importants.

## **5.2. Nuages à cascade bornée avec épaisseur géométrique différente**

Lors de la construction de la base d'apprentissage, les nuages ont été simulés pour des épaisseurs géométriques constantes de 300m. Dans le paragraphe 3.3.1.2, nous avons estimé les écarts entre des luminances entre deux nuages d'épaisseurs différentes (300m et 900m). Nous en avons déduit que pour des épaisseurs optiques supérieures à 10, les écarts étaient limités. Néanmoins, pour savoir s'il est nécessaire d'ajouter rapidement des nuages d'épaisseurs géométriques différentes dans cette base d'apprentissage, nous devons tester si les biais sur les paramètres restitués pour un nuage d'épaisseur géométrique différente sont importants.

Nous avons donc appliqué la procédure de restitution à un nuage hétérogène de 900m d'épaisseur, d'épaisseur optique moyenne 10, de rayon effectif moyen  $12\mu\text{m}$  et de couverture fractionnaire 0.8. Les valeurs de l'albédo au sol sont de 0.1, 0, 0, 0.05 et 0 respectivement pour les luminances à 0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et  $10.8\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 5-3 pour un angle zénithal d'observation de  $30^\circ$  et un angle azimuthal de  $90^\circ$ . L'incidence solaire étant fixée à  $45^\circ$ . Il n'y a pas réellement, dans ce cas, d'interpolation de la configuration angulaire mais cet exemple permet de montrer que même si l'épaisseur géométrique est différente, il est possible de restituer les paramètres nuageux avec une précision acceptable.



**Figure 5-3:** Comparaison entre les paramètres initiaux et les paramètres restitués à partir d'un nuage d'épaisseur géométrique de 900m. L'incidence solaire est  $45^\circ$ ; les angles d'observation sont  $(\theta_v = 30^\circ, \varphi_v = 90^\circ)$ ; (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire. La restitution utilise les réseaux de neurones appris avec une épaisseur géométrique de 300m.

En effet, les erreurs quadratiques moyennes sont respectivement de 1.35, 1.93 $\mu\text{m}$ , 1.14, 1.12 $\mu\text{m}$ , 0.115 et 1.03K pour l'épaisseur optique, le rayon effectif, l'hétérogénéité de l'épaisseur optique, l'hétérogénéité du rayon effectif, la couverture fractionnaire et la température du sommet du nuage. Dans l'ensemble, ces erreurs ne sont pas plus importantes que dans le cas d'un nuage de 300m d'épaisseur excepté pour la couverture fractionnaire. Ce dernier paramètre est logiquement plus influencé par les différences dues à la distribution apparente des "trous" du nuage sur la surface terrestre. (paragraphe 3.3.1.4).

Dans un premier temps, il n'apparaît donc pas nécessaire de changer l'épaisseur géométrique du nuage. Il faudra néanmoins le faire plus tard, pour augmenter la précision des paramètres restitués et, peut être, rajouter un septième paramètre nuageux qui peut être l'altitude du nuage ou son épaisseur géométrique. En effet, il est possible d'utiliser la bande d'absorption de l'oxygène (0.76 $\mu\text{m}$ ) ou le rayonnement polarisé à 443nm pour retrouver l'altitude du nuage (Fisher et Grassl, 1991; Kuze et Chance, 1994; Parol et al., 1999). Après une étude approfondie, il pourrait aussi être, possible de retrouver l'épaisseur géométrique du nuage toujours en utilisant cette longueur d'onde (Asano et al., 1995) ou en utilisant la bande d'absorption de la vapeur d'eau à 0.94 $\mu\text{m}$  (Hayasaka et al., 1995).

### **5.3. Nuages générés par un processus de type "Gaussien"**

On a évoqué le dilemme du choix des nuages de la base d'apprentissage et apporté des justifications d'une part pour le choix d'un nuage synthétique et d'autre part sur le modèle à cascade bornée de Cahalan et al. (1994). Il est évident que ce modèle, qui a des propriétés structurelles et géométriques, peut conditionner défavorablement l'apprentissage. Pour tester l'applicabilité des réseaux appris avec ce modèle à des types de nuages différents, le but étant d'appliquer le schéma d'inversion à des mesures réelles, nous testons ici la restitution à partir d'un nuage de type "Gaussien".

#### **5.3.1. Présentation des conditions de simulations**

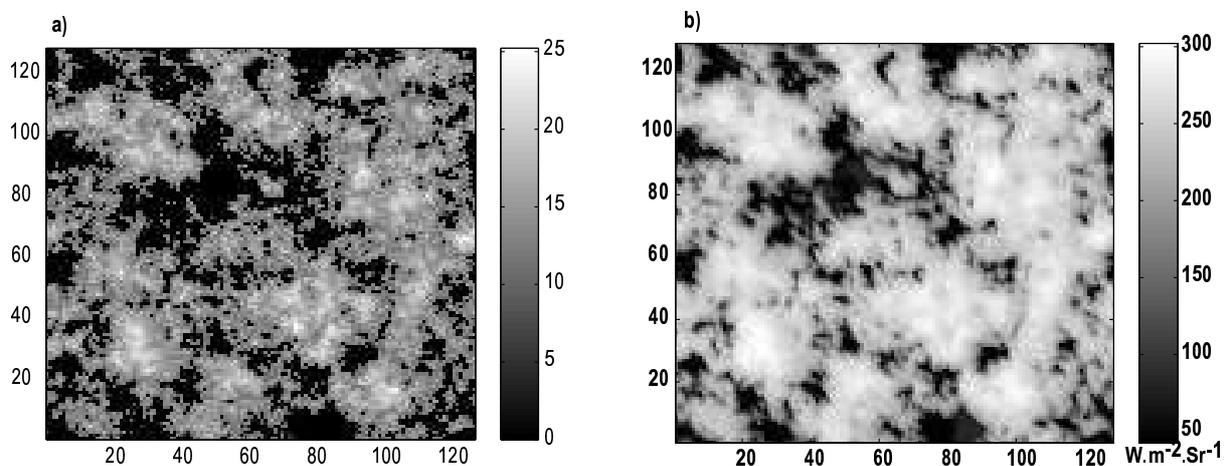
Le processus quasi-gaussien, utilisé ici, est similaire à celui décrit par Barker et Davies (1992). Il est construit à partir d'un champ bidimensionnel correspondant à des coefficients de Fourier avec des caractéristiques spectrales imposées (pente spectrale). Le champ nuageux est obtenu en 3 étapes. La première étape consiste en une transformée de Fourier inverse du champ initial où les phases sont randomisées. Un seuillage est appliqué en fonction de la couverture fractionnaire désirée. Une transformation non linéaire est ensuite utilisée; elle consiste à appliquer une loi puissance avec un exposant typiquement égal à 0.3 au signal après

seuillage. Les raisons de cette construction sont dues à des observations empiriques de la relation entre vitesse verticale de l'air et le contenu en eau des cumulus.

Le nuage hétérogène simulé a épaisseur optique moyenne de 12, un rayon effectif moyen de  $5\mu\text{m}$  et une couverture fractionnaire de 0.70. Le champ de rayon effectif a été obtenu comme dans le cas de la cascade bornée par combinaison linéaire de variables générées avec le processus gaussien.

Les luminances sont simulées avec un pas de  $3.75^\circ$  selon la direction d'observation zénithale et avec un pas de  $7.5^\circ$  selon la direction azimutale à la place de  $7.5^\circ$  et de  $15^\circ$  pour la base d'apprentissage. L'albédo est fixé à 0.1, 0.2, 0.1, 0.05 et 0 respectivement pour les longueurs d'onde 0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et  $10.8\mu\text{m}$ .

Le champ d'épaisseur optique ainsi que les luminances à  $0.544\mu\text{m}$  sont présentés sur la Figure 5-4 pour un angle d'incidence solaire de  $42^\circ$  et un angle d'observation ( $\theta_v=26.75^\circ$ ,  $\varphi_v=127.5^\circ$ ). Les nuages générés par le processus Gaussien ont une apparence visuelle beaucoup plus réaliste que les nuages générés avec le processus à cascade bornée, entre autres, parce que l'aspect "dichotomique" n'apparaît plus. Les caractéristiques différentes de ce modèle nous permettent de vérifier la souplesse et la robustesse de la méthode d'inversion développée.



**Figure 5-4:** Nuage hétérogène à couverture fractionnaire généré par un processus gaussien. (a) Distribution de l'épaisseur optique avec  $\tau = 10$ ,  $r_e = 5\mu\text{m}$  et  $cf = 0.70$ . (b) Luminances à  $0.544\mu\text{m}$  pour un angle d'incidence solaire de  $42^\circ$  et une direction d'observation ( $\theta_v=26.75^\circ$ ,  $\varphi_v=127.5^\circ$ )

### 5.3.2. Comparaison avec le modèle de nuage à cascade bornée

A partir des huit données radiométriques simulées, les six paramètres nuageux de notre modèle ont été restitués en appliquant la procédure de restitution utilisant un apprentissage avec le modèle à cascade bornée. Sur la Figure 5-5, nous avons présenté les

résultats obtenus à partir du nuage à cascade bornée du paragraphe 5.1 et du nuage généré à partir du processus gaussien pour un angle d'observation de ( $\theta_v=26.75^\circ$ ,  $\varphi_v=127.5^\circ$ ) pour cinq paramètres nuageux. La température du nuage n'est pas représentée car sa valeur est constante, le nuage ayant un sommet plat.

Les erreurs quadratiques obtenues sont 0.695, 1.54 $\mu\text{m}$ , 0.95, 0.71 $\mu\text{m}$ , 0.098 et 1.4K. Elles sont donc comparables à celles obtenues avec le modèle à cascade bornée: en valeur absolue, elles sont plus faibles mais la gamme des paramètres restitués l'est aussi.

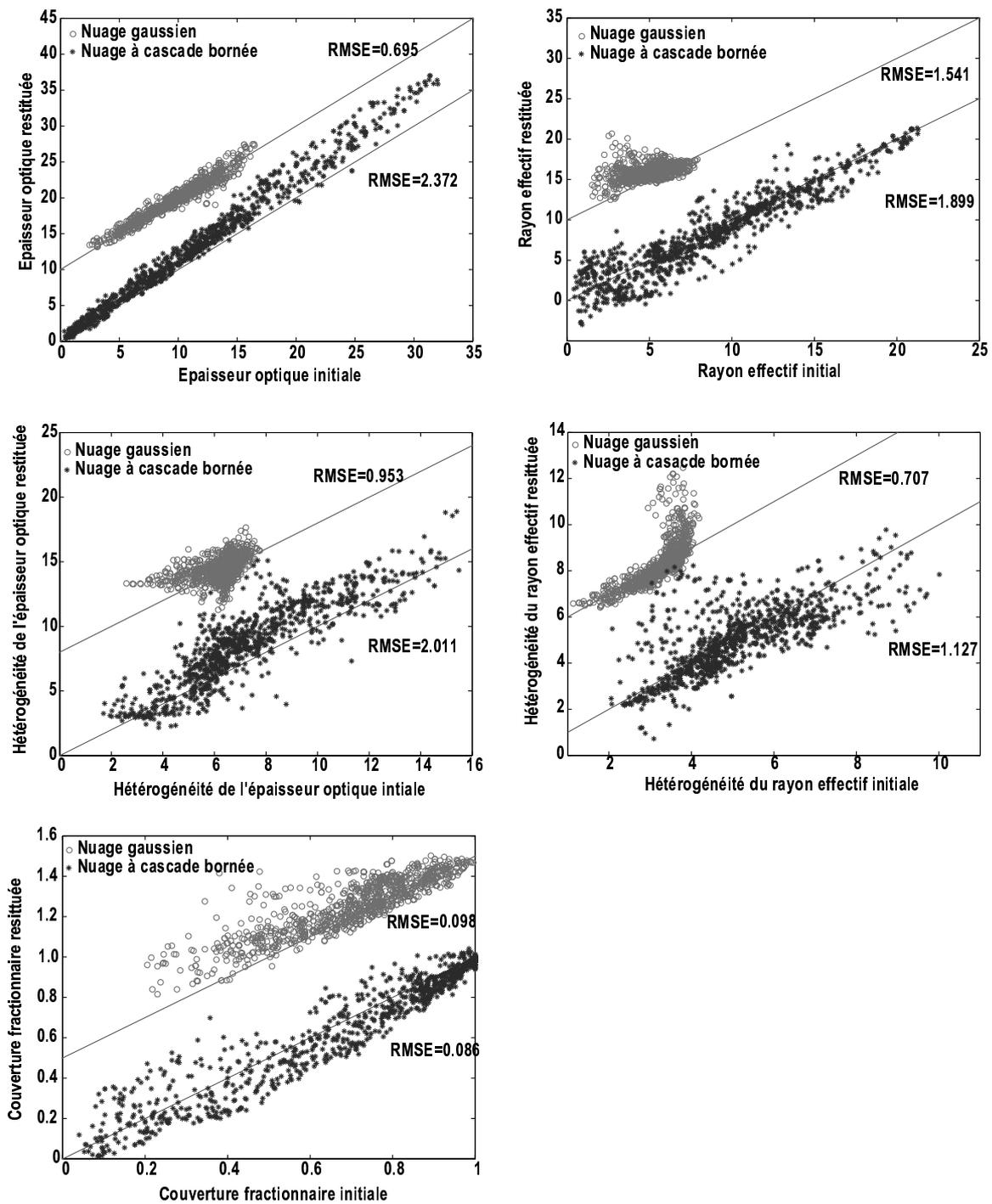
Dans le cas du rayon effectif, les erreurs sont plus importantes pour les faibles valeurs ce qui est aussi le cas avec le nuage à cascade bornée. Pour ce qui est de l'hétérogénéité du rayon effectif, on remarque, pour les valeurs supérieures à 3, que la procédure de restitution a tendance à surestimer ce paramètre. En fait, ces valeurs correspondent à des situations qui se trouvent en dehors de la base d'apprentissage, nous n'avons peut être pas assez d'exemples correspondants à des valeurs de rayon effectif important avec des hétérogénéités du rayon effectif faibles.

Dans le cas de la couverture fractionnaire, la dispersion est aussi légèrement plus importante que dans le cas du nuage à cascade bornée. Les épaisseurs optiques moyennes étant plus faibles, le rayonnement provenant de la surface remonte plus à travers le nuage et le réseau de neurones a tendance à surestimer la couverture fractionnaire.

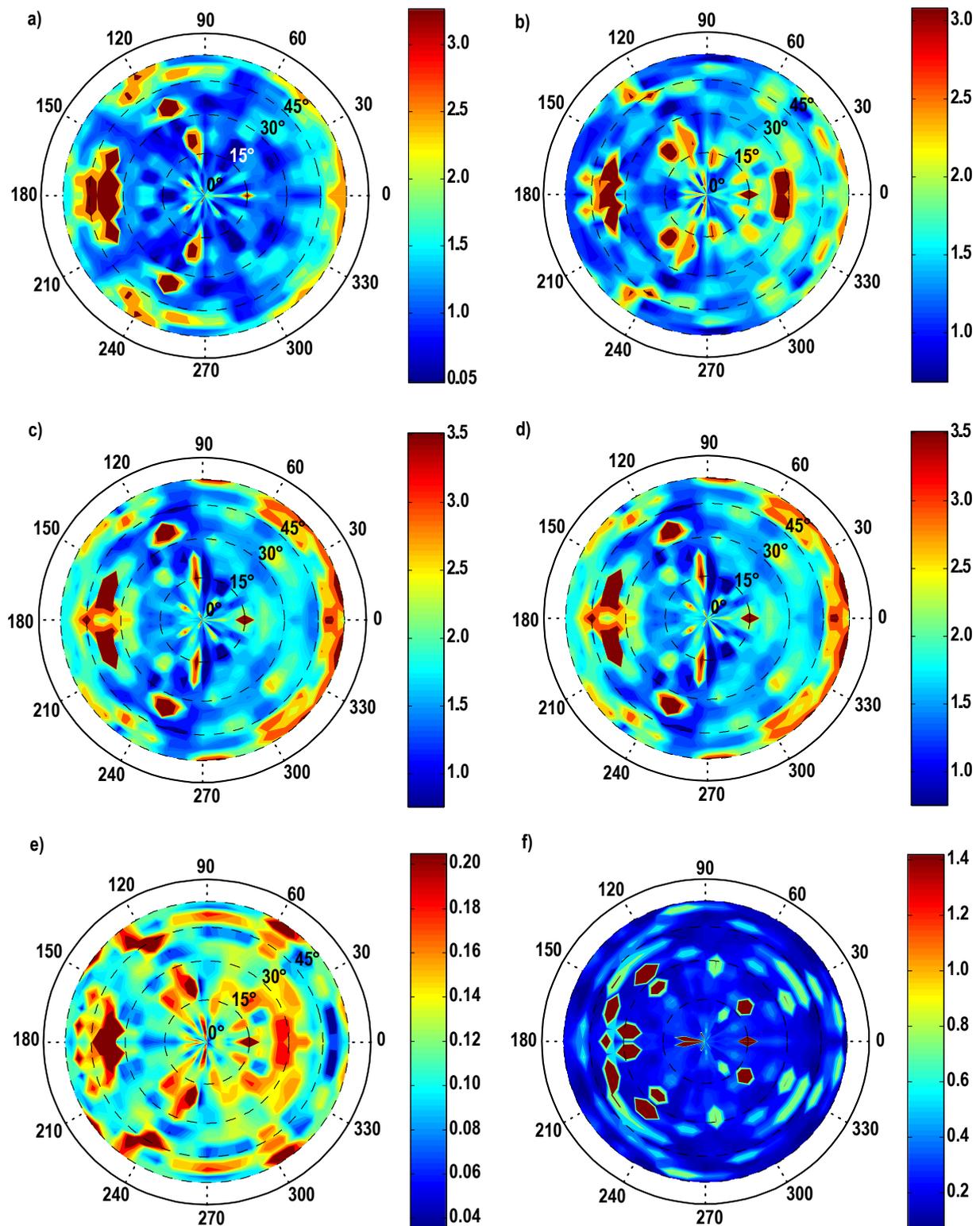
L'erreur quadratique pour la température du sommet du nuage est nettement plus importante. Sur la Figure 5-6f, qui représente les erreurs quadratiques en coordonnées polaires, on peut voir que cette direction correspond à un maximum pour l'erreur quadratique. Dans la plupart des autres directions, l'erreur quadratique moyenne est inférieure à 1K.

Les représentations polaires des erreurs quadratiques (Figures 5-6) pour les autres paramètres sont assez similaires à celles des figures 5-2. Les erreurs sont aussi maximales dans la direction de rétro-diffusion du rayonnement incident et autour du zénith. On peut néanmoins remarquer que dans le cas d'une incidence solaire plus importante, les erreurs augmentent en fonction de l'angle zénithal dans la direction de diffusion avant. La surface étant moins visible, les corrections des effets de l'albédo de surface et de l'émission thermique pour 3.65 $\mu\text{m}$  comportent plus d'erreurs.

Dans l'ensemble, les résultats obtenus à partir du nuage utilisé ici, de type différent des nuages à cascade bornée, ne sont pas significativement différents.



**Figure 5-5:** Comparaisons entre les paramètres initiaux et les paramètres restituées pour 2 types de nuages. L'angle d'incidence solaire est  $27^\circ$  pour le modèle à cascade bornée et  $42^\circ$  pour le nuage généré à partir d'un processus Gaussien. La configuration d'observation est  $(\theta_v = 26.75^\circ, \varphi_v = 127.5^\circ)$ . Pour le nuage Gaussien, les courbes sont décalées; (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire.



**Figure 5-6:** Représentation polaire des erreurs quadratiques moyennes entre paramètres initiaux et paramètres restitués pour un nuage généré avec un processus Gaussien; L'incidence solaire est fixée à  $42^\circ$ . (a) épaisseur optique moyenne, (b) rayon effectif moyen, (c) hétérogénéité de l'épaisseur optique, (d) hétérogénéité du rayon effectif, (e) couverture fractionnaire; (f) température du sommet du nuage

#### **5.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons testé l'ensemble de la procédure de restitution dans des conditions différentes de celles ayant servi à l'apprentissage. La restitution d'un nuage similaire à ceux utilisés pour l'apprentissage a été testée dans des conditions d'observation et pour un angle d'incidence solaire différent. Les résultats obtenus sont satisfaisants malgré un léger biais dans le cas de l'épaisseur optique qui doit pouvoir être réduit en augmentant le nombre d'exemples lors des apprentissages des réseaux de neurones.

La restitution d'un nuage de 900m d'épaisseur à la place des 300m utilisés dans la base d'apprentissage donne des résultats corrects. En première approximation, il est donc possible de limiter la base de données à une épaisseur géométrique de 300m mais pour augmenter la précision des paramètres restitués et, peut être, ajouter un septième paramètre lié à l'altitude du nuage, d'autres champs nuageux devront être simulés.

Ensuite, pour vérifier l'hypothèse selon laquelle la nature de la distribution spatiale de l'épaisseur optique et du rayon effectif a un effet négligeable, nous avons testé la procédure de restitution à partir d'un nuage généré par un processus Gaussien différent de celui utilisé pour l'apprentissage des réseaux de neurones. La précision des paramètres restitués n'est pas significativement différente. La procédure de restitution développée paraît donc être assez souple pour restituer les paramètres nuageux du modèle gaussien sans être trop conditionnée par les caractéristiques spécifiques du modèle à cascade bornée.

Ces tests donnent une idée de la souplesse d'utilisation de la méthode de restitution développée malgré les limites de la base d'apprentissage.

## **Conclusions et perspectives**

La caractérisation des propriétés nuageuses à partir de la radiométrie satellitaire est justifiée d'une part pour l'étude des processus climatiques dans lesquels les nuages jouent un rôle fondamental et, d'autre part, pour l'amélioration des techniques d'observation (caractérisation des propriétés de surface, composition chimique de l'atmosphère...). Une prise en compte plus précise des nuages et de leurs effets (par exemple radiatifs) nécessite de mieux connaître leurs propriétés morphologiques mais aussi leurs propriétés microphysiques telles que la taille, la concentration et la distribution des hydrométéores. Les champs radiatifs à différentes longueurs d'onde dépendent de ces propriétés et ils contiennent donc des informations sur ces paramètres nuageux. Pour les restituer, il est nécessaire de définir un modèle inverse caractéristique des nuages et en accord avec le nombre de données disponibles.

Les méthodes classiques de restitution de paramètres s'appuient sur l'hypothèse du nuage homogène à plans-parallèles. Elles permettent, en utilisant les différences d'absorption suivant les longueurs d'onde (typiquement 2 longueurs d'onde: une visible et une en proche infrarouge), d'estimer deux paramètres nuageux: une épaisseur optique et un rayon effectif (Nakajima et Nakajima, 1995; Platnick et Valero, 1995) ou, directement des paramètres relatifs à la microphysique du nuage tels que une épaisseur géométrique et une concentration en gouttes (Brenquier et al., 2000) dans la cas de nuages bas convectifs. Le développement de nouveaux radiomètres (MODIS, POLDER, GLI,...) permet l'obtention de données supplémentaires dans le proche infrarouge et à différentes échelles spatiales ou selon différentes directions d'observations. Ils offrent donc la possibilité d'accéder à davantage de paramètres nuageux. La difficulté est alors de définir des paramètres pertinents qui caractérisent le nuage tout en tenant compte des données disponibles.

Les effets de l'hétérogénéité (comprise ici en premier lieu en tant que variabilité horizontale des propriétés nuageuses) sur leurs propriétés radiatives sont importants. De nombreuses études ont été effectuées ces dernières années pour estimer le biais commis par un modèle de nuage homogène à plans parallèles (Cahalan et al., 1994; Baker, 1996; Chambers et al., 1997;...). Ces effets dépendent de l'échelle de mesure: à petite échelle, ils conduisent à un lissage radiatif du champ de luminance par rapport aux fluctuations du champ

nuageux ou au contraire à une augmentation de sa variabilité due aux effets de surbrillance et d'ombrage lorsque l'angle d'incidence solaire est important.

A plus grande échelle, l'utilisation d'un nuage homogène amène à une surestimation des flux radiatifs. Plusieurs paramétrisations ont été développées pour prendre en compte cette hétérogénéité (Cahalan et al., 1994; Barker, 1996; Oreopoulos et Davies, 1998; Szczap et al., 2001...). Elles font toutes intervenir, au moins, deux paramètres dont un est lié à la moyenne et l'autre à l'écart type de l'épaisseur optique. De la même façon, la couverture fractionnaire sous-pixel joue un rôle important sur le calcul des champs radiatifs (Bréon, 1992; Barker, 1994; Zuev et Titov, 1995). Une information sur cet écart-type et sur cette couverture fractionnaire doit donc être recherchée pour améliorer le calcul des quantités radiatives.

Dans le cas de la restitution des paramètres nuageux à petite échelle (typiquement inférieure au km), plusieurs méthodes permettant de prendre en compte les effets de l'hétérogénéité, ont été développées. La plupart du temps, le paramètre recherché est l'épaisseur optique (ex: la méthode NIPA, Marshak et al., 1995; la méthode NDNR, Oreopoulos et al., 2000b) et éventuellement le couple épaisseur optique-rayon effectif (Faure et al., 2002).

A une échelle plus importante, Faure et al. (2001c) ont montré la possibilité d'utiliser une approche par méthodes neuronales pour restituer, en plus des deux paramètres habituels, un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique et un paramètre de couverture fractionnaire en utilisant les nouvelles capacités des radiomètres. Dans ce cas, le nombre de paramètres et la complexité des relations intervenantes, rendent les méthodes classiques d'inversion (table de d'interpolation, régression linéaire...) difficilement applicables. Une des solutions est alors d'utiliser les méthodes neuronales qui permettent d'approcher des fonctions complexes reliant plusieurs variables (Cheng et Titterington 1994; Thiria et al., 1997; Kranospolsky, et al., 2003).

- **Principaux résultats obtenus**

Le travail effectué au cours de cette thèse a consisté à généraliser cette méthode dans le but de pouvoir l'appliquer à des données réelles. Faure et al. (2001c) ont seulement mené une étude de faisabilité au sens où les paramètres nuageux ont été restitués en ne considérant que la couche nuageuse et à partir de flux radiatifs, par conséquent, sans prendre en compte

l'environnement des nuages et l'aspect directionnel des données radiométriques. Pour rendre cette méthode applicable, il est nécessaire de prendre en compte les effets de l'environnement des nuages tels que les effets des gaz atmosphériques, les effets de la réflexion du rayonnement sur la surface terrestre et les effets de l'émission thermique aux longueurs d'onde proches infrarouges. Par ailleurs, les paramètres doivent pouvoir être restitués à partir de luminances et ceci quelles que soient les directions d'observation et d'incidence solaire. Au cours de ce travail de thèse, nous avons testé la faisabilité de différentes modifications:

- prise en compte des gaz atmosphériques avec insertion de la partie atmosphère du code de Nakajima et Nakajima (1995) dans le modèle de transfert radiatif SHDOM (Evans, 1998),
- application de la méthode de Faure et al. (2001c) à des luminances,
- prise en compte de l'environnement des nuages,
- développement d'un modèle inverse plus complet.

En nous appuyant sur les travaux récemment menés (Szczap et al., 2000; Faure et al., 2001c), nous avons défini un modèle inverse de nuage à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km) par 6 paramètres: une épaisseur optique moyenne, un rayon effectif moyen, un paramètre d'hétérogénéité de l'épaisseur optique, un paramètre d'hétérogénéité du rayon effectif, une couverture fractionnaire et la température du sommet du nuage. Pour retrouver ces 6 paramètres, nous utilisons 9 données:

- 5 valeurs de luminances au niveau du pixel d'observation (1kmx1km) aux longueurs d'onde 0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.8 $\mu$ m;
- 3 valeurs de luminances à une échelle de 250mx250m pour les longueurs d'onde à 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu$ m. Ces données sont utilisées en calculant les écarts-types de ces luminances à l'échelle de 1kmx1km;
- une donnée additionnelle, la température de la surface terrestre.

L'utilisation des méthodes neuronales nécessite une base de données représentatives pour effectuer l'apprentissage des réseaux de neurones. Pour sa construction, nous avons préféré utiliser des données synthétiques qui permettent d'obtenir rapidement une gamme de paramètres variés. Nous avons donc sélectionné, en nous appuyant sur les observations faites par Nakajima et Nakajima (1995), quatre types de nuages générés avec le modèle à cascade bornée (Marshak et al., 1995). Les luminances ont été simulées avec le modèle SHDOM

complété par la partie atmosphère du code de Nakajima pour plusieurs albédos de surface, plusieurs températures de surface et plusieurs altitudes de nuage.

A la fois pour mieux analyser la qualité de la base de données et le bon conditionnement des paramètres qui entrent dans sa constitution, il est nécessaire de procéder à une série de tests:

- analyse des corrélations possibles entre paramètres nuageux,
- analyse des corrélations possibles entre données radiatives,
- estimation du contenu en information des paramètres radiatifs.

Cette étude nous a permis de vérifier que les paramètres du modèle ne présentaient pas de corrélation trop importantes autres que celles imposées (épaisseur optique et rayon effectif).

L'analyse partielle du contenu en information des luminances montre que ce sont les luminances à l'échelle du pixel (1kmx1km) qui apportent la plus grande contribution pour la connaissance des paramètres moyens, de la couverture fractionnaire et de la température du sommet du nuage. En revanche, dans le cas des paramètres d'hétérogénéité, les informations proviennent de toutes les données radiatives, celles estimées à partir des luminances à 250m apportent une contribution supplémentaire.

Dépendant en grande partie de l'épaisseur optique, les luminances aux différentes longueurs d'onde présentent une corrélation assez élevée, ce qui est normal compte-tenu de la proximité des longueurs d'onde sur le spectre. Les différences existent, néanmoins, en raison de la variation de l'albédo de diffusion simple. Pour des nuages qui présenteraient un type d'hétérogénéité similaire à ceux de la base de données, les données estimées à 250m montrent une corrélation faible avec les luminances à 1km<sup>2</sup>, elles apportent donc bien une information complémentaire pour la restitution des paramètres nuageux.

Pour des raisons de temps de calcul, pour faciliter les tests de faisabilité et les possibilités d'évolution, la procédure de restitution développée est découpée en plusieurs modules. Une première partie permet de corriger les luminances des effets de la réflexion sur la surface terrestre et de l'émission thermique. Elle permet aussi d'interpoler les luminances pour que la restitution soit possible quelles que soient les directions d'observations et d'incidences solaires. La deuxième partie consiste à restituer les paramètres nuageux. Les différents modules composant la procédure de restitution sont donc:

- la correction des effets de la surface terrestre avec interpolation de la configuration d'observation et d'incidence solaire pour les luminances à 1km et les écarts-types des luminances estimées à 250mx250m; ceci pour les longueurs d'onde 0.544, 1.6 et 2.15 $\mu$ m;
- la correction des effets de l'émission thermique avec interpolation de la configuration d'observation et d'incidence solaire pour la longueur d'onde 3.65 $\mu$ m;
- l'interpolation dans une configuration angulaire cible des luminances à 10.8 $\mu$ m;
- la restitution des 6 paramètres nuageux à partir de données simulées au-dessus d'un sol totalement absorbant et sans émission thermique à 3.65 $\mu$ m.

A chaque étape, des apprentissages sont effectués pour un ensemble de configurations d'observation et d'incidences solaires. La performance pour chacun des apprentissages est ensuite testée à partir de données d'entrée qui n'ont pas servi lors de la phase d'apprentissage (étape classique de généralisation). Chacune des étapes de correction-interpolation donne, dans l'ensemble des résultats corrects, avec des erreurs quadratiques relatives inférieures à 5% excepté pour la direction de rétro-diffusion du flux solaire incident (~10%).

La restitution des six paramètres nuageux à partir de neuf données donne des résultats acceptables même si les erreurs ont tendance à augmenter pour des angles zénithaux d'observations supérieurs à 45°. De plus, nous avons montré que la précision de la restitution était améliorée par l'ajout comme paramètres d'entrée des réseaux, de données radiométriques obtenues à partir d'une échelle inférieure à l'échelle d'observation.

Par ailleurs, les résultats obtenus à partir d'un modèle inverse de nuage hétérogène à couverture fractionnaire ont été comparés aux résultats obtenus à partir d'un modèle inverse de nuage homogène à plans parallèles. Ce dernier permet de restituer une épaisseur optique effective mais pas directement l'épaisseur optique moyenne du pixel d'observation. Dans le cas du rayon effectif, la valeur restituée est biaisée surtout dans le cas de couverture fractionnaire (erreur relative > 50%). Un modèle inverse prenant en compte l'hétérogénéité et la couverture fractionnaire sous-pixel apparaît donc, dans ces conditions, mieux adapté qu'un modèle de nuage homogène.

La faisabilité de chaque module de la procédure de restitution ayant été vérifiée avec succès, nous avons testé l'ensemble de la procédure de restitution, tout d'abord, sur un nuage

similaire à ceux utilisés pour l'apprentissage (modèle à cascade bornée) mais avec des angles d'observation et d'incidence solaire différents. La distribution des erreurs obtenues montre que, dans l'ensemble, les corrections, les interpolations et la restitution des paramètres nuageux se font correctement: par exemple 75% des erreurs sur l'épaisseur optique sont comprises entre  $-3$  et  $1$  pour une gamme de valeurs comprises entre  $0$  et  $30$ , et 85% des erreurs sur le rayon effectif sont comprises entre  $-3$  et  $3\mu\text{m}$  pour une gamme de valeurs comprises entre  $0$  et  $20\mu\text{m}$ .

Nous avons ensuite testé la souplesse de la méthode développée en analysant les résultats obtenus:

- pour un nuage de  $900\text{m}$  d'épaisseurs, ce qui nous a permis de voir qu'il n'était pas primordial, pour l'instant, d'ajouter d'autres épaisseurs géométriques que celle actuellement utilisé dans la base d'apprentissage ( $300\text{m}$ ).
- pour un nuage simulé par un processus gaussien, ce qui montre que la procédure n'est pas trop conditionnée par les caractéristiques spécifiques du modèle utilisé pour son développement (modèle à cascade bornée).

- **Perspectives**

L'étape logique suivante est le test de la procédure de restitution à partir de données réelles qui peuvent être les observations du radiomètre GLI ou après quelques adaptations les observations du radiomètre MODIS. Néanmoins, plusieurs problèmes se posent encore.

Tout d'abord, les luminances simulées et les apprentissages des réseaux de neurones effectués l'ont été, pour des raisons de temps de calcul, pour des longueurs d'onde monochromatiques. Or, les mesures des radiomètres se font sur des bandes spectrales étroites avec des fonctions de réponse particulières à chaque radiomètre. Il faut donc trouver une solution pour "passer" des luminances en bandes étroites aux luminances monochromatiques par un moyen rapide et suffisamment précis. Un premier travail a été fait, dans ce sens, en utilisant le rapport entre les deux luminances. Il est présenté dans l'annexe B.

Pour l'instant, la base de données ne couvre pas toutes les conditions de mesures possibles: la gamme de variation des différents paramètres (paramètres nuageux, albédo et température de surface, altitudes de nuage...) n'est pas exhaustive, l'épaisseur géométrique est limitée à une seule valeur, les nuages ont tous des sommets plats... Il n'est donc pas possible,

actuellement, de tester les paramètres nuageux selon n'importe quelle scène nuageuse; une présélection doit être effectuée.

La base de données devra être améliorée, par la suite. Pour que celle-ci soit la plus représentative possible, il faudrait disposer des caractéristiques statistiques des nuages réels comme par exemple, la corrélation entre les paramètres moyens et leur paramètre d'hétérogénéité, entre l'épaisseur optique et le rayon effectif...

Le développement de la base de données peut aussi nous amener à complexifier le modèle inverse c'est à dire à restituer des paramètres nuageux supplémentaires en utilisant d'autres données disponibles. Par exemple, en utilisant la bande d'absorption de l'oxygène à  $0.763\mu\text{m}$ , il est peut être possible de restituer l'altitude moyenne d'un nuage hétérogène à couverture fractionnaire (Fisher et Grassl, 1991; Kuze et Chance, 1994; Parol et al., 1999) ou son épaisseur géométrique (Asano et al., 1995) en s'appuyant sur ces travaux effectués dans le cas du nuage homogène. Ces développements s'appuient sur des techniques actuellement existantes.

Pour complexifier ou adapter le modèle inverse de nuage hétérogène avec d'autres paramètres pertinents et caractériser, par exemple, l'importance de la structure ou de la répartition nuageuse, d'autres études sont nécessaires. Différents modèles statistiques ont été développés récemment: Roux et al. (2000) ont, par exemple, développé un modèle basé sur une décomposition en ondelettes d'une scène réelle avec une recombinaison respectant ses propriétés statistiques; Szczap et al. (2003) proposent le modèle tdMAP (tree-driven Mass Accumulation Process) basé sur une structure en arbre où à chaque nœud, différentes actions sont appliquées (appliquer une fonction, déplacer une branche, "élaguer"...). Ces modèles qui demandent encore quelques analyses, peuvent permettre d'apporter certaines solutions pour la prise en compte de la distribution spatiale et structurale des propriétés nuageuses (à l'aide de paramètres de textures par exemple) et pour la définition de paramètres pertinents à inclure dans un modèle inverse de nuage.

D'autre part, l'application de cette procédure de restitution à des mesures réelles demandera une validation des paramètres nuageux restitués. Mise à part, la comparaison avec les algorithmes classiques d'inversion, deux solutions sont possibles, sans doute à utiliser conjointement. La première est l'utilisation de mesures aéroportées, d'une part, in-situ pour connaître les propriétés microphysiques des nuages mais seulement suivant la direction de vol de l'avion et d'autre part, radiométriques pour obtenir des propriétés nuageuses bidimensionnelles. Ces mesures peuvent permettre d'obtenir les paramètres nuageux avec une

résolution fine, qui après reconstruction au niveau du pixel d'observation du satellite pourront être comparés aux paramètres restitués par la procédure développée. Une deuxième solution réside dans l'utilisation d'un modèle physique méso-échelle (à maille fine) permettant, au moins, partiellement d'accéder aux paramètres du modèle inverse.

Par ailleurs, cette procédure de restitution basée sur les méthodes neuronales l'a été pour des nuages composés uniquement d'eau liquide. La même démarche doit pouvoir s'appliquer à des nuages en phase glace type cirrus. Une des difficultés majeures réside dans la dépendance des propriétés optiques (albédo de diffusion simple, fonction de phase) à la forme et à l'orientation des cristaux. Ceci rend difficile la définition d'un modèle microphysique adéquat qui puisse fournir les caractéristiques de diffusion des particules pour différentes longueurs d'ondes utilisables pour restituer les paramètres nuageux. Une première approche a été développée dans ce sens, en utilisant les données expérimentales du néphélomètre polaire, en collaboration avec O. Jourdan (voir annexe C). Il est ensuite nécessaire de déterminer quels sont les paramètres pertinents pour ce type de nuage toujours en accord avec les données disponibles. A côté des paramètres du modèle inverse en phase liquide, il faut rajouter, au moins, un paramètre de forme et/ou un facteur d'asymétrie. Des radiomètres multi-angulaire et multi-polarisation type POLDER ou MISR peuvent apporter de nouvelles données exploitables.

Il ne reste ensuite plus qu'une étape à l'élaboration d'un système 'expert' qui puisse restituer des paramètres nuageux correspondant aux types de nuages observés, nuages composés d'eau ou nuages de glace.

Toutefois, la radiométrie passive satellitaire visible, proche infrarouge ou infrarouge bien qu'elle puisse permettre d'accéder à certains paramètres nuageux, ne peut pas, à elle seule, apporter une caractérisation complète des nuages. Pour se rapprocher de cet objectif, il est nécessaire d'utiliser le couplage entre différentes techniques d'observation: par exemple, un couplage visible, infrarouge, micro-ondes peut apporter des solutions sur les propriétés des nuages précipitants et une information verticalement intégrée sur le contenu en eau mais des problèmes se posent en raison des différences d'échelle d'observation (Lafont et Guillemet, 2003).

Des mesures Lidar peuvent apporter des informations sur le sommet du nuage, sur les propriétés à petite échelle (rayon effectif, hétérogénéité du rayon effectif) qui peuvent, être utile pour la validation de la procédure développée. Les mesures Radar permettent d'accéder à

la structure verticale des nuages, elles peuvent donc permettre d'améliorer le modèle du nuage utilisé pour la base d'apprentissage. Seul le couplage de ces différents instruments peut amener une meilleure caractérisation des nuages, c'est un des objectifs des missions spatiales tel que l'AQUA-train.

La caractérisation des paramètres nuageux à l'échelle globale, ne doit pas se faire obligatoirement en considérant chaque pixel nuageux individuellement mais peut être plutôt en recherchant des caractéristiques générales selon les zones régionales et/ou selon les saisons et les années.



## Annexe A Validation de la modification de SHDOM

Comme décrit dans le chapitre 1 (paragraphe 1.1.3), nous avons dû modifier SHDOM afin de pouvoir calculer des luminances dans des cas monochromatiques tout en tenant compte des gaz atmosphériques. Nous avons associé à SHDOM la partie atmosphère du code de Nakajima et Nakajima (1995).

La validation s'est effectuée en plusieurs étapes. Tout d'abord pour une atmosphère claire c'est à dire sans nuage, ensuite à partir de nuages homogènes avec le modèle initial de Nakajima et Nakajima (1995) et enfin, avec le modèle MYSTIC de B. Mayer (1999) dans le cas du nuage hétérogène.

### A.1 Atmosphère sans nuage

Les premiers tests ont été faits au-dessus d'une atmosphère sans nuage à plusieurs longueurs d'onde. Les écarts relatifs entre les deux modèles (modèle de Nakajima et SHDOM "modifié") sont présentés dans le Tableau A-1 pour un angle d'incidence solaire de  $0^\circ$  et dans le Tableau A-2 pour un angle d'incidence solaire de  $20^\circ$ .

$\theta_0=0^\circ$					
$\lambda \backslash \theta_v$	$0^\circ$	$15^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$
$0,67\mu\text{m}$	0,45	0,41	0,30	0,09	-0,20
$1,6\mu\text{m}$	12,54	12,54	12,53	12,53	12,50
$5\mu\text{m}$	0,16	0,14	0,18	0,23	0,31

**Tableau A-1:** *Écarts relatifs (%) obtenus sur les luminances entre le modèle de transfert radiatif de Nakajima et SHDOM pour un angle d'incidence solaire  $0^\circ$ , pour 3 longueurs d'onde et 5 angles de vue.*

$\theta_0=20^\circ; 0,67\mu\text{m}$						
$\Phi_v \backslash \theta_v$	$0^\circ$	$15^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$75^\circ$
$15^\circ$	-0,39	-0,29	-0,10	0,20	0,51	0,75
$60^\circ$	-0,39	-0,31	-0,15	0,09	0,41	0,70
$90^\circ$	-0,39	-0,35	-0,23	-0,01	0,28	0,63
$120^\circ$	-0,39	-0,38	-0,29	-0,10	0,12	0,48
$150^\circ$	-0,39	-0,40	-0,33	-0,17	0,02	0,42
$180^\circ$	-0,39	-0,40	-0,34	-0,19	0,01	0,33

**Tableau A-2:** *Écarts relatifs (%) obtenus entre le modèle de Nakajima et SHDOM pour un angle d'incidence solaire de  $20^\circ$  et différentes configurations d'observation.*

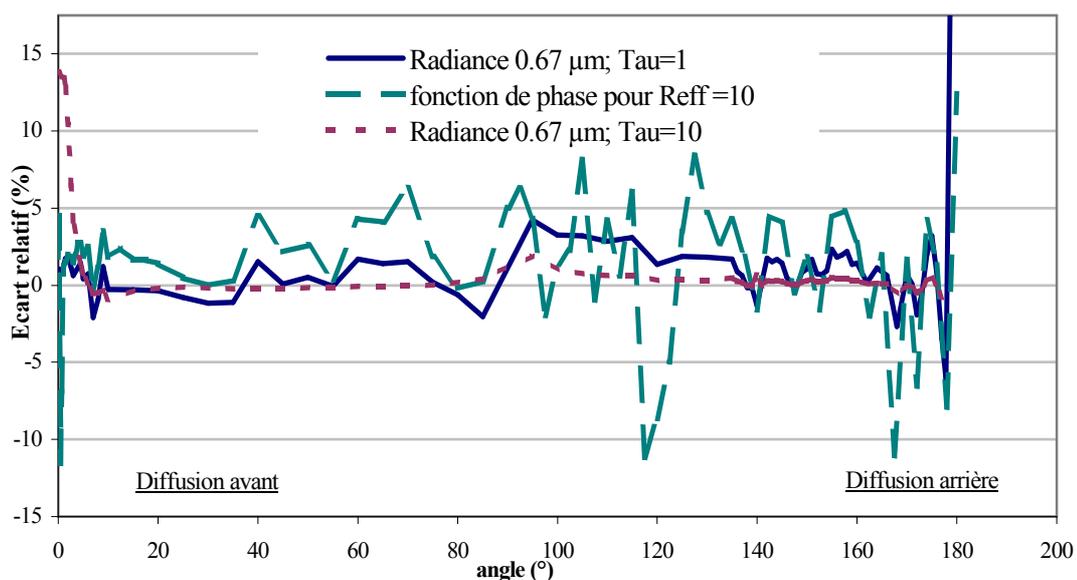
Les résultats du Tableau A-1 montrent une bonne concordance pour les longueurs d'onde visibles et infrarouges puisque les écarts relatifs sont inférieurs à 1%. Pour la longueur

d'onde proche infrarouge ( $1.6\mu\text{m}$ ), l'écart relatif est important mais l'écart absolu est du même ordre de grandeur que dans le cas visible.

Pour une incidence solaire de  $20^\circ$  (Tableau A-2), les résultats sont similaires avec des écarts relatifs entre les deux modèles inférieurs à 1% quel que soit l'angle d'observation.

## A.2 Comparaison dans le cas de nuages homogènes

Pour le cas du nuage homogène, deux nuages ont été testés: l'un avec une épaisseur optique de 1 et l'autre avec une épaisseur optique de 10. L'angle d'incidence solaire est fixé à  $0^\circ$  et les écarts sont calculés pour différentes configurations d'observations. La Figure A-1 montre les écarts relatifs obtenus pour différents angles d'observation. Les angles de  $0$  à  $90^\circ$  correspondent aux luminances arrivant sur la surface terrestre et les angles de  $90^\circ$  à  $180^\circ$  aux luminances réfléchies vers le sommet de l'atmosphère. A ces deux courbes, nous avons superposé les écarts entre la fonction de phase utilisée dans SHDOM et celle utilisée dans le code de Nakajima.



**Figure A-1:** *Écarts relatifs entre le modèle de Nakajima et SHDOM dans le cas d'un nuage à plans parallèles, avec atmosphère. Le rayon effectif est  $10\mu\text{m}$  et l'épaisseur optique 1 ou 10. Les luminances sont calculées à  $0.67\mu\text{m}$  pour plusieurs angles d'observation.*

Dans le cas de la longueur d'onde visible, l'écart dans le cas d'une épaisseur optique de 1, peut être de l'ordre de 4% et peut même atteindre des valeurs supérieures à 20% pour la direction de diffusion arrière. La variation de l'écart relatif entre les luminances selon les angles suit la variation des écarts entre les deux fonctions de phase. Les différences

proviennent donc du calcul des propriétés optiques des nuages qui est plus précis avec le modèle SHDOM. Pour une épaisseur optique de 10, la diffusion multiple est prépondérante, l'écart entre les deux modèles devient donc moins important. Il est inférieur à 1% dans la plupart des directions exceptée dans la direction de diffusion avant ( $0^\circ$ ).

Pour les longueurs d'onde infrarouge ( $11 \mu\text{m}$ ), l'erreur relative est de l'ordre de 0.5% dans la direction de diffusion avant et de l'ordre de 3.5% dans la direction de diffusion arrière. Les erreurs sont, là aussi, dues à un calcul différent des propriétés optiques.

Les résultats obtenus dans le cas du nuage homogène sont satisfaisants, mais nous avons néanmoins testé le modèle utilisé dans des conditions de nuages hétérogènes.

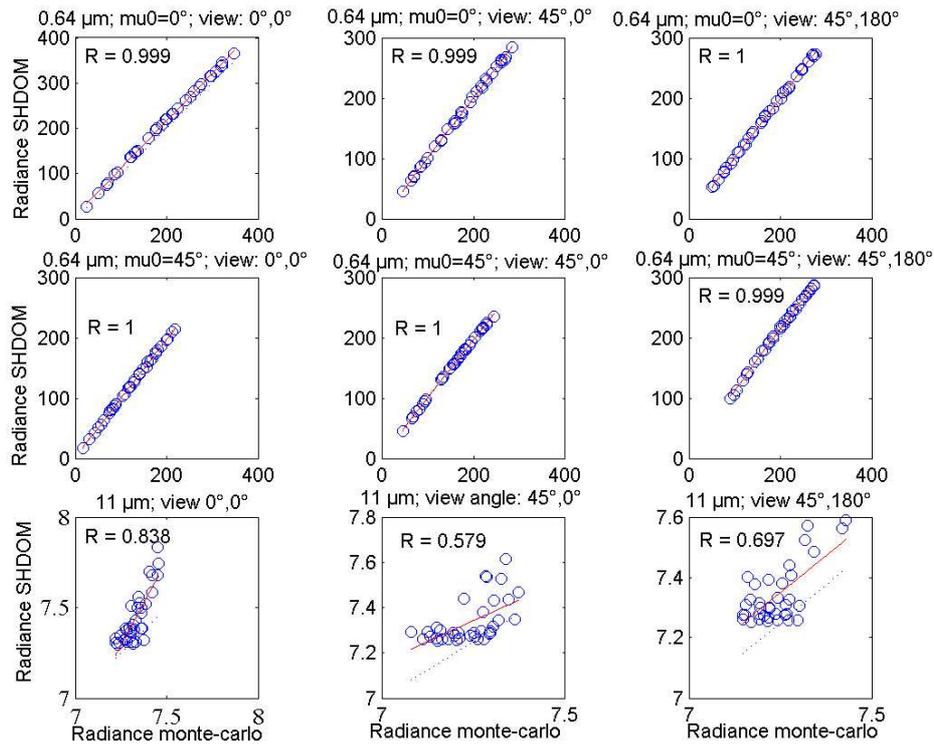
### **A.3 Comparaison dans le cas de nuages hétérogènes**

Ces tests ont été faits avec le modèle Monte-carlo, MYSTIC de B. Mayer (DLR) pour deux longueurs d'onde: une visible ( $0.64\mu\text{m}$ ) pour des incidences solaires  $0^\circ$  et  $45^\circ$  et une infrarouge ( $11\mu\text{m}$ ). Pour chaque cas, les comparaisons ont été faites à trois angles d'observation: ( $0^\circ, 0^\circ$ ); ( $45^\circ, 0^\circ$ ), direction de diffusion avant et ( $45^\circ, 180^\circ$ ), direction de diffusion arrière.

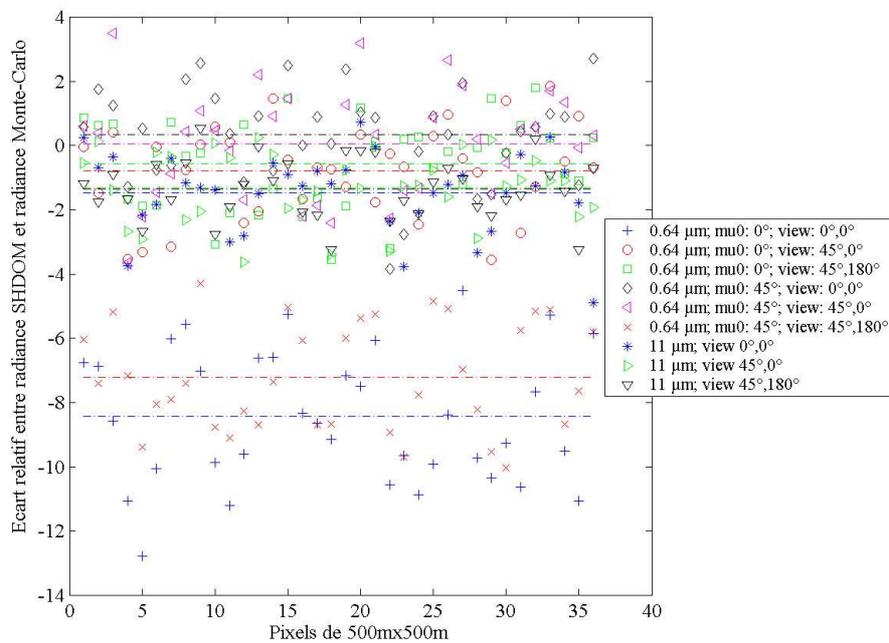
Le champ nuageux simulé a une dimension  $3.2 \times 3.2 \text{km}^2$  ( $64 \times 64$  pixels de  $50\text{m}$ ), son épaisseur optique moyenne est égale à 5 et sa couverture fractionnaire à 0.8. Les profils atmosphériques correspondent aux profils US standard. La diffusion des gaz moléculaires est prise en compte par la diffusion de Rayleigh. Les comparaisons sont effectuées sur des pixels d'observation de  $500\text{m} \times 500\text{m}$  (moyenne de  $10 \times 10$  pixels).

Sur la Figure A-2, on a tracé les luminances obtenues avec SHDOM en fonction des luminances obtenues avec le modèle de MYSTIC pour les neuf cas listés ci-dessus. Dans le cas des longueurs d'onde visibles, on obtient une très bonne corrélation entre les deux résultats, proche de 1. Par contre, dans le cas de la longueur d'onde infrarouge, la corrélation est plutôt faible. Cette dispersion s'explique par le fait que le modèle de Monte-Carlo est très fluctuant dans ces conditions et demanderait un nombre de photons beaucoup plus important pour donner des résultats moins dispersés.

On peut néanmoins voir sur la Figure A-3 que les écarts relatifs obtenus entre les deux modèles pour cette longueur d'onde sont compris entre  $\pm 4\%$  et qu'il n'apparaît pas de biais systématiques. En revanche, pour la longueur d'onde visible, certaines directions particulières présentent un biais assez important d'environ 7-8%. Les directions d'observation concernées correspondent à la direction de retro-diffusion de l'incidence solaire. Cette direction est généralement assez difficile à modéliser du fait du pic arrière de la fonction de phase.



**Figure A-2:** *Corrélation entre les simulations obtenues avec le modèle de transfert radiatif SHDOM modifié et le modèle de transfert radiatif Monte-Carlo, MYSTIC (B.Mayer, 1999)*



**Figure A-3:** *Ecart relatif obtenu entre le modèle SHDOM et le modèle MYSTIC pour différentes incidences solaires et différents angles d'observations.*

Les différents tests et résultats obtenus par comparaison de SHDOM et la partie atmosphère du code Nakajima avec d'autres modèles sont satisfaisants. On peut donc conclure que le modèle de transfert radiatif (SHDOM+partie atmosphère du code de Nakajima (1995)) utilisé est assez performant pour simuler des luminances monochromatiques en prenant en compte l'atmosphère.



## **Annexe B Etude des relations entre luminances monochromatiques et luminances en bandes étroites**

Toutes les luminances simulées pendant cette thèse, l'ont été pour des rayonnements monochromatiques en utilisant la longueur d'onde correspondant au maximum de la fonction de réponse du radiomètre GLI (sur la plate-forme ADEOS II). Pour pouvoir appliquer les schémas de restitution aux mesures réelles, il est nécessaire de vérifier que les différences entre les luminances monochromatiques et les luminances en bandes spectrales étroites correspondant à la mesure du radiomètre sont minimales. Si ce n'est pas le cas, il faut trouver une relation permettant de "ramener" les luminances mesurées en bandes étroites à des luminances monochromatiques. En effet, les temps de calcul pour simuler les luminances de nuages hétérogènes pour toutes les longueurs d'onde à l'intérieur des bandes étroites deviennent vite rédhibitoires. Dans cette annexe, ces deux luminances ont été comparées dans le cas de nuages à plans parallèles pour plusieurs types de nuages. Nous avons ensuite vérifié pour une des bandes spectrales, que les conclusions effectuées pour les nuages homogènes pouvaient s'utiliser pour des nuages hétérogènes. Appliquée ici au cas d'un radiomètre particulier (GLI), cette approche devra être reconsidérée pour tout radiomètre différent tout en gardant la démarche.

### **B.1 Prise en compte de la résolution spectrale**

Pour des raisons de coûts de calcul, nous avons fait le choix de calculer les champs radiatifs utilisés pour l'apprentissage des réseaux de neurones, seulement pour des rayonnements monochromatiques. Cependant la mesure des radiomètres n'est pas monochromatique mais se fait sur une bande spectrale étroite qui dépend de la fonction de réponse de l'appareil. Pour traiter ce problème, nous avons pris pour exemple le radiomètre GLI (Global Imager) embarqué sur le satellite ADEOSII. Sur la figure 1, sont représentés, en pointillés, les fonctions de réponse de ce radiomètre pour les canaux utilisés. Ces canaux ainsi que les longueurs d'onde correspondantes pour la restitution des paramètres nuageux sont indiquées dans le tableau B-1.

Pour étudier les différences entre luminances monochromatiques et luminances en bandes étroites, nous avons calculé les luminances obtenues à partir d'un nuage à plans parallèles pour des longueurs d'onde voisines définies dans la fonction de réponse des bandes

spectrales (pas d'intégration d'environ 10nm). Les luminances observées par le radiomètre se calculent à l'aide de la fonction de réponse par la relation:

$$R_{\text{band}} = \frac{\int R_{\text{mono}}(\lambda) \times W(\lambda) d\lambda}{\int W(\lambda) d\lambda} \quad \text{où } R_{\text{band}} \text{ est la luminance mesurée, } R_{\text{mono}}(\lambda) \text{ et } W(\lambda)$$

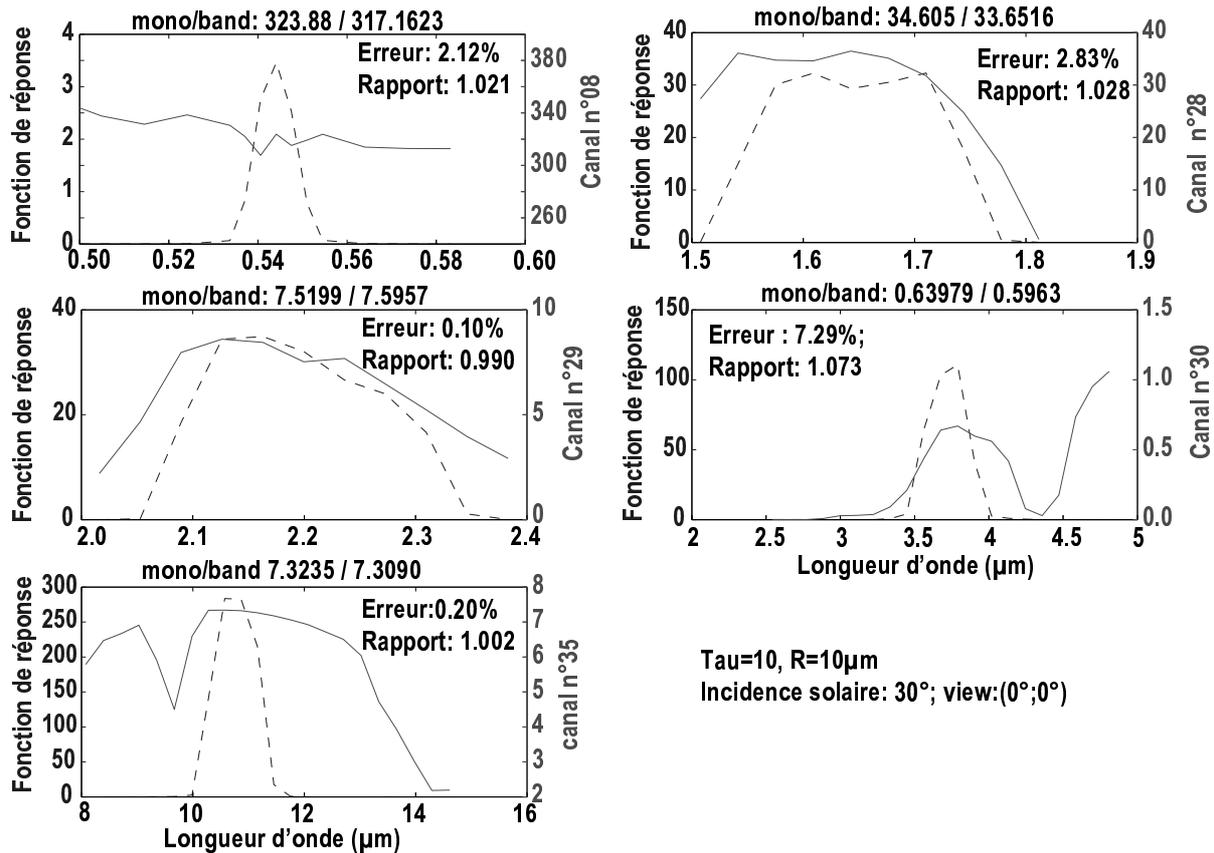
respectivement la luminance monochromatique et la réponse du radiomètre à la longueur d'onde  $\lambda$ .

N° canal GLI	bande spectrale ( $\mu\text{m}$ )	longueur d'onde utilisée ( $\mu\text{m}$ )
08	0.4186-0.5832	0.544
28	1.5078-1.8116	1.6
29	2.0161-2.3830	2.15
30	2.5447-4.8097	3.65
35	8.0771-14.6101	10.80

**Tableau B-1:** Quelques canaux du radiomètre GLI avec leurs résolutions spectrales. Dans la 3<sup>ème</sup> colonne sont indiquées les longueurs d'onde utilisées pour la procédure de restitution; elles correspondent au maximum de sensibilité de la fonction de réponse du radiomètre.

Sur la figure B-1, sont représentées les variations des luminances obtenues le long des bandes spectrales pour les cinq canaux qui correspondent aux longueurs d'onde que nous utilisons pour restituer les paramètres nuageux. Pour chaque canal, les valeurs de la luminance monochromatique et les valeurs de la luminance intégrée sur la bande spectrale sont indiquées. Pour quantifier les écarts entre ces deux valeurs, nous avons indiqué l'écart relatif et le rapport de ces 2 valeurs. L'écart le plus important apparaît pour le canal 30 (longueur d'onde 3.7 $\mu\text{m}$ ) qui s'explique par une variation importante des propriétés optiques (albédo de diffusion simple) pour ce domaine spectral.

Dans le but d'améliorer la précision des luminances utilisées pour la restitution des paramètres nuageux, il est préférable de convertir les luminances mesurées en bandes étroites en luminances monochromatiques. Le rapport entre les deux luminances peut être un moyen simple de passer des luminances en bandes étroites aux luminances monochromatiques s'il n'est pas trop dépendant des différents paramètres nuageux et des différentes configurations d'observation.



**Figure B-1:** Fonctions de réponse du radiomètre GLI pour 5 canaux (pointillés). Variations des luminances le long de ces bandes spectrales pour un nuage à plans parallèles (épaisseur optique 10; rayon effectif= 10 $\mu$ m). Les valeurs des luminances monochromatiques et des luminances intégrées sur la bande spectrale sont indiquées au-dessus de chaque figure en  $W/(m^2.sr)$ .

## B.2 Evolution du rapport entre luminances monochromatiques et spectrales.

Afin de trouver un moyen simple nous permettant de déduire les valeurs des luminances monochromatiques à partir des valeurs des luminances mesurées par le radiomètre en bande étroite, nous avons étudié l'évolution du rapport de ces deux luminances en fonction de différents paramètres.

Le calcul du transfert radiatif a été effectué à partir de nuages à plans parallèles pour plusieurs épaisseurs optiques, plusieurs rayons effectifs, plusieurs angles d'incidence solaire et plusieurs directions d'observation. Les canaux étudiés sont ceux listés dans le tableau 1: ils correspondent aux canaux utilisés pour la procédure de restitution. Les valeurs de l'albédo de sol sont égales à 0.1 pour les canaux 08, 28 et 29, à 0.05 pour le canal 30 et à 0 pour le canal 35.

Sur la figure B-2 on peut voir que le rapport des deux luminances reste presque constant quelle que soit la direction d'observation: la variation n'excédant pas 1%. Les figures

B-3 montrent l'évolution de ce rapport en fonction de l'épaisseur optique pour un rayon effectif fixé ( $10\mu\text{m}$ ), en fonction du rayon effectif pour une épaisseur optique fixée (10) et en fonction de l'angle d'incidence solaire ( $\tau = 10$ ;  $R_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ ). Pour les canaux visibles (n°08) et infrarouge (n°35), les variations sont quasiment inexistantes. Il apparaît donc que, à ces longueurs d'onde, pour obtenir une valeur de luminance monochromatique à partir d'une valeur de luminance en bande spectrale étroite, un simple coefficient multiplicatif peut suffire. Pour le canal 28, la variation du rapport en fonction des 3 paramètres est faible, on peut donc aussi le considérer comme quasi-constant.

Par contre pour les canaux 29 et 30 (longueurs d'onde utilisées  $2.15\mu\text{m}$  et  $3.65\mu\text{m}$ ), les variations de ce rapport sont assez importantes surtout en fonction du rayon effectif et pour les faibles épaisseurs optiques ( $< 10$ ). Ces variations s'expliquent par les modifications importantes des propriétés optiques (albédo de diffusion simple et coefficient d'extinction) en fonction de la longueur d'onde dans ce domaine.

La variation de ce rapport est cependant assez monotone pour espérer pouvoir effectuer une interpolation et obtenir les luminances monochromatiques à partir des luminances en bandes étroites avec un temps de calcul limité.

La simulation des luminances d'un champ nuageux hétérogène a été faite pour vérifier que les variations du rapport dans le cas hétérogène suivaient celles du rapport du nuage homogène. Seules les luminances de la bande 29 ont été simulées pour un angle d'incidence solaire de  $0^\circ$ . La figure B-4 montre la comparaison de ce rapport dans le cas homogène et dans le cas hétérogène pour les luminances à 1km et les luminances à 250m. L'angle zénithal d'observation est fixé à  $30^\circ$ , l'angle azimuthal à  $0^\circ$ .

Dans le cas des luminances à 1km, le rapport obtenu pour le nuage hétérogène suit celui du nuage homogène. En revanche, dans le cas des luminances à 250m, quelques cas s'écartent des courbes formées par le rapport du nuage homogène surtout dans le cas de faibles épaisseurs optiques.

Mis à part ces cas, on peut conclure qu'une méthode d'interpolation construite dans le cas de nuages homogènes doit s'appliquer au rapport du nuage hétérogène ce qui simplifie beaucoup le passage des luminances en bandes étroites aux luminances monochromatiques, données d'entrée de la procédure de restitution développée.

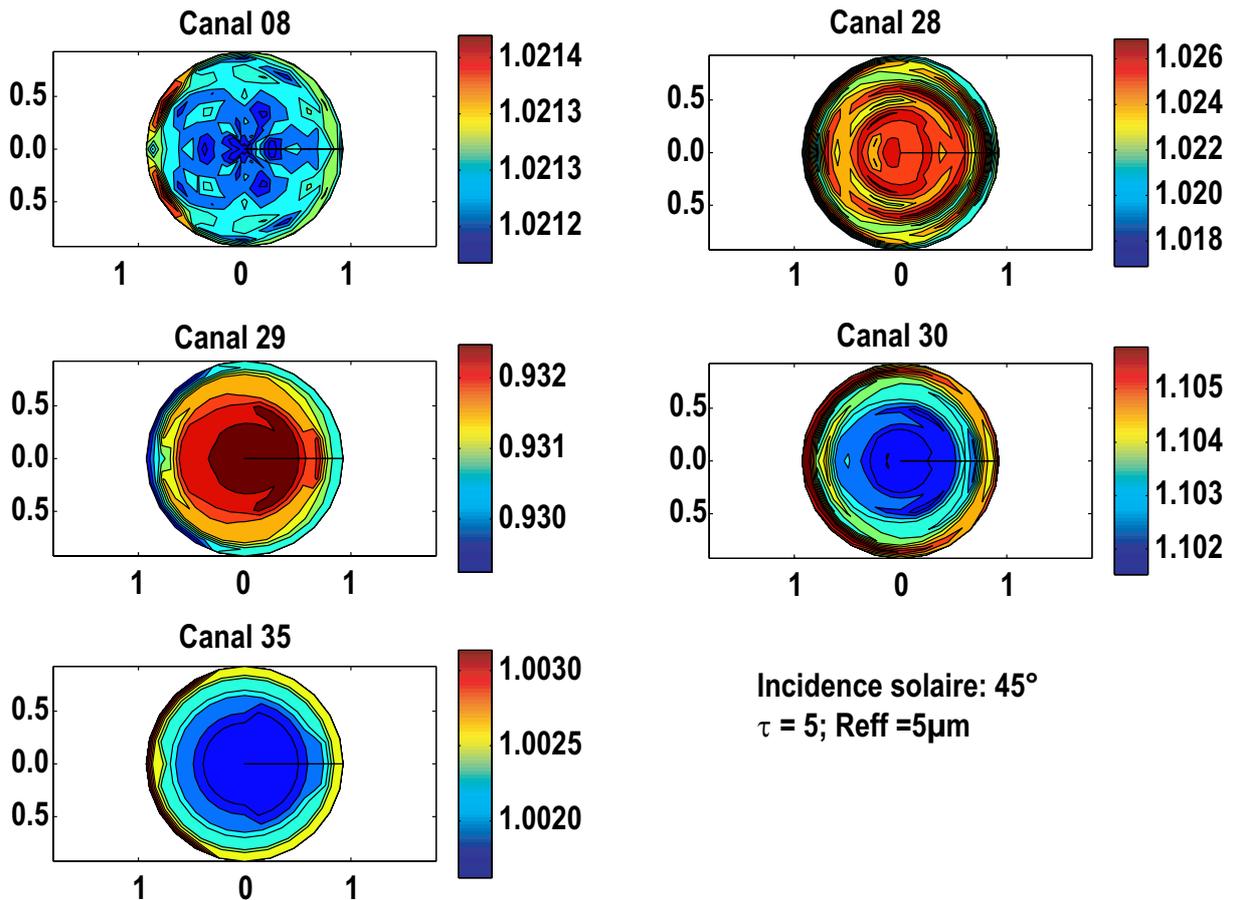


Figure B-2: Représentation en coordonnées polaires du rapport entre luminances monochromatiques et luminances en bandes étroites selon différentes directions d'observation pour les 5 canaux utilisés.

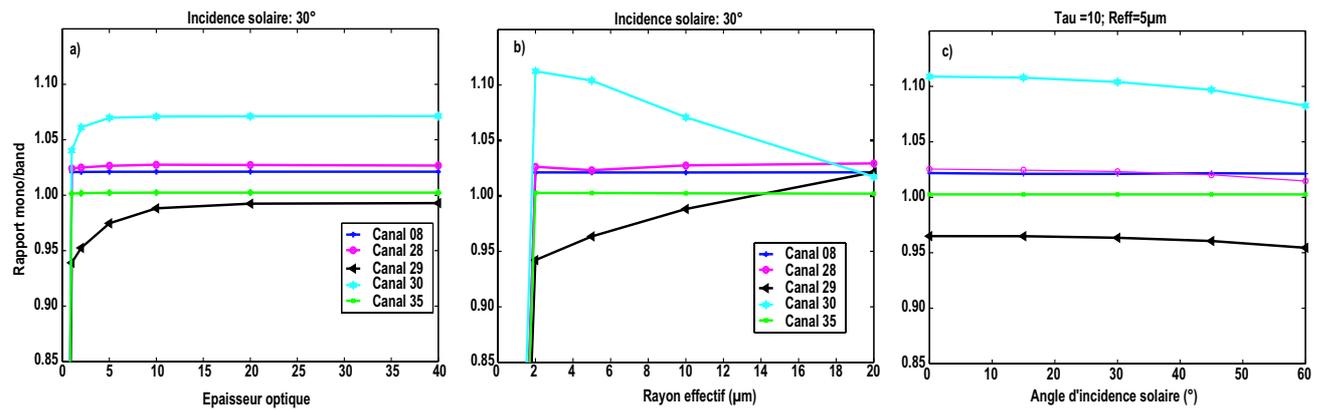
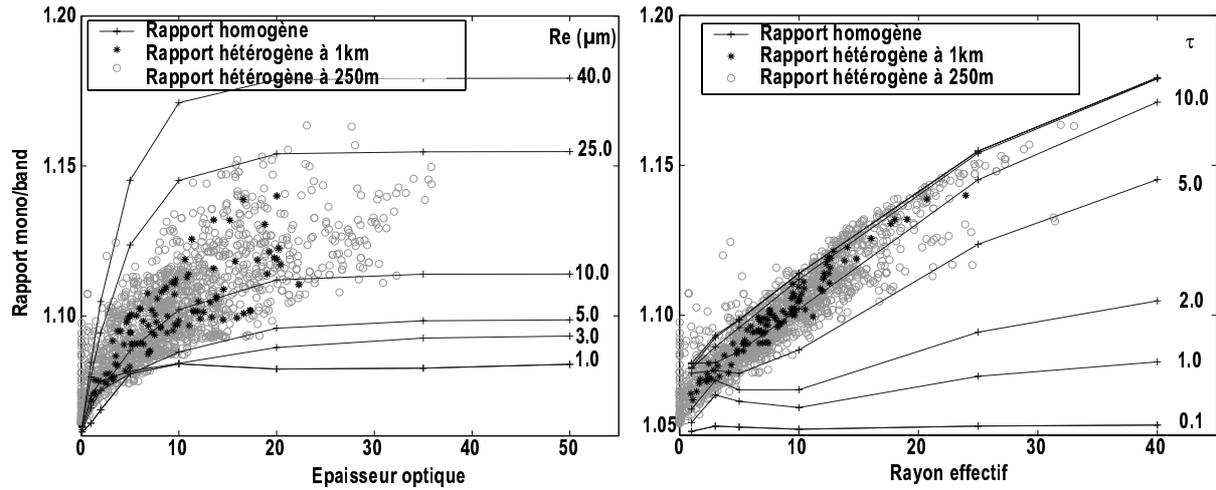


Figure B-3: Evolution du rapport entre luminances monochromatiques et luminances en bandes étroites en fonction de l'épaisseur optique (a); du rayon effectif (b); de l'angle d'incidence solaire (c).



**Figure B-4:** Variation du rapport entre luminances monochromatiques et luminances en bandes étroites pour le canal 29. L'angle d'incidence solaire est fixé à  $0^\circ$  et l'angle d'observation à ( $\theta_v = 30^\circ$ ;  $\varphi_v = 0^\circ$ ). (a) en fonction de l'épaisseur optique; (b) en fonction du rayon effectif.

## **Annexe C      Eléments pour l'application de la procédure de restitution à des nuages de type cirrus**

Dans le corps du manuscrit, nous avons présenté une méthode de restitution de paramètres nuageux dans des cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire. Cette méthode s'appuie sur l'utilisation de l'information multispectrale et des méthodes neuronales. La faisabilité de cette méthode a été testée dans de cas de nuages chauds homogènes et hétérogènes. Quelques pistes, présentées dans cette annexe, ont été explorées dans le but de l'étendre à des nuages de glace type cirrus.

De nombreux scientifiques ont cherché à restituer les propriétés de nuages de glace à partir de mesures radiométriques (Ou et al.1999; Rolland et al., 2000; Gonzalez et al., 2002). En général, de la même façon que pour les nuages stratiformes, il apparaît possible de restituer une épaisseur optique et un paramètre de taille à partir de deux luminances à deux longueurs d'onde: une visible et une en proche infrarouge.

Pour pouvoir appliquer une restitution par méthodes neuronales à ce type de nuage nous devons, tout d'abord, être capable de simuler les propriétés radiatives des cirrus à partir de propriétés optiques (fonction de phase, albédo de diffusion simple, coefficient d'extinction...) les plus réalistes possibles. Takano et Liou (1989) ont montré que la modélisation des cristaux de glace par des sphères était une méthode inadéquate. Les propriétés optiques ont donc été calculées pour d'autres formes de particules grâce à des méthodes comme la technique du "lancer de photons" ou "ray-tracing" (Macke et al., 1996; Yang et al., 1996) basée sur l'optique géométrique et la théorie de la diffraction ou la technique de la matrice de transition (Mishchenko et al, 1996), méthode exacte utilisant les équations de Maxwell.

Ces propriétés optiques ne sont généralement calculées que pour des formes simples de cristaux comprenant un axe de rotation tels que des sphères, des cylindres, des plaquettes, des hexagones... Or les cristaux dans les nuages de glace possèdent des formes variées avec des faces souvent rugueuses. Pour prendre en compte cette variété, Rolland et Liou (2001) calculent les propriétés optiques des nuages de glace à partir d'une distribution constituée d'une combinaison de différents types de cristaux (exemple: 64,5% colonne hexagonale; 30.5% plaquettes et 5% bullet-rosettes). A partir de ces distributions, les propriétés optiques et le transfert radiatif sont simulés afin d'obtenir des tables de "look-up" et restituer une

épaisseur optique et un paramètre de taille. Gonzalez et al. (2002) utilisent la même technique mais construisent des tables de "look-up" pour différentes formes de cristaux.

Pour éviter la trop forte dépendance des résultats habituellement modélisés sur des formes idéalisés, nous avons choisi de nous appuyer sur des indicatrices de diffusion mesurées par le néphélomètre polaire (Gayet et al., 1997). Cette fonction de phase mesurée contient une information importante permettant de retrouver une composition et une distribution dimensionnelle équivalentes des particules de nuages de glace. C'est en nous appuyant sur cette méthode et sur le travail effectué par Jourdan et al., (2003a,b) que nous avons obtenu des propriétés optiques des nuages de glace pour ensuite simuler des luminances dans le but de vérifier que la restitution des paramètres nuageux dans le cas de cirrus est faisable.

### **C.1 Obtention des propriétés optiques des nuages de glace**

La méthode développée par Jourdan et al. (2003) permet dans un premier temps d'obtenir une distribution dimensionnelle des particules et d'en déduire la fonction de phase non tronquée de 0° à 180° à la longueur d'onde visible de mesure du néphélomètre (0.8µm). L'apprentissage des réseaux de neurones pour la restitution des propriétés optiques nécessite une base de données comprenant des luminances à plusieurs longueurs d'onde simulées avec différentes épaisseurs optiques et différents rayons effectifs.

La distribution dimensionnelle retrouvée à partir de la mesure du néphélomètre peut permettre de calculer les propriétés optiques des nuages de glace à plusieurs longueurs d'onde et pour plusieurs dimensions de particules.

#### **C.1.1. Fonction de phase et distribution initiale**

La méthode développée par Oshschepkov et al. (1997), est appliquée par Jourdan et al. (2003) à la fonction de phase moyenne d'un jeu d'environ 20000 données de particules identifiées comme appartenant à des nuages de glace de type cirrus.

Cette méthode d'inversion s'appuie sur un développement au 1<sup>er</sup> ordre entre données mesurées et paramètres à restituer (Dubovik et al, 1995):

$$\sigma^* = K \cdot \varphi + \Delta \quad \text{Equation C-1}$$

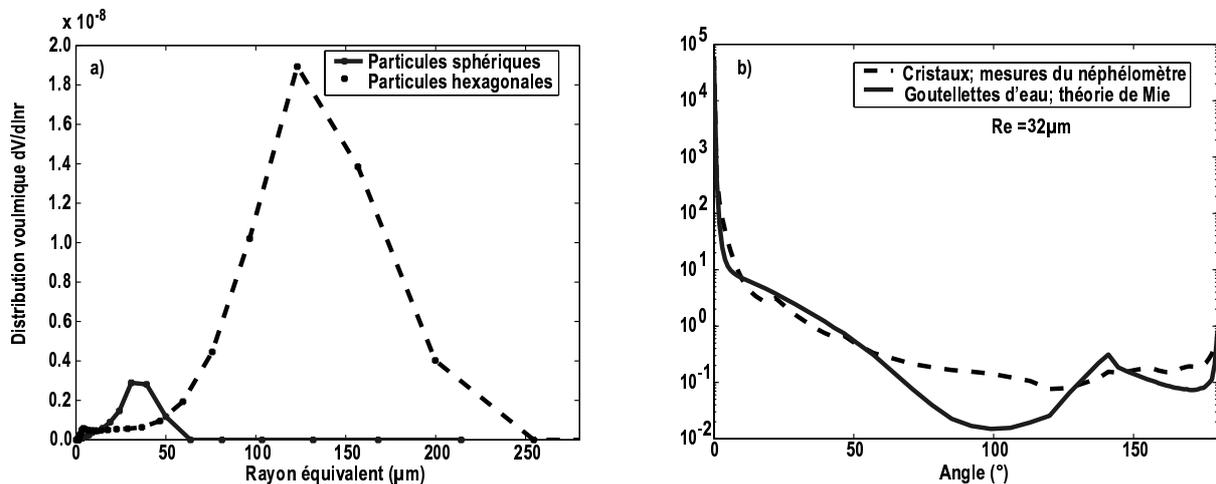
où  $\sigma^*$  représente les données mesurées,  
 $\varphi$  les paramètres à restituer,  $\Delta$  le bruit résiduel.

La matrice K qui fait le lien entre les données mesurées et les paramètres à restituer (ici les distributions dimensionnelles des particules) s'écrit donc:

$$K_{ij} = \partial \sigma_j / \partial \phi_i \quad \text{Equation C-2}$$

Cette méthode permet de restituer à partir des fonctions de phase mesurées entre 15° et 169°, une distribution dimensionnelle caractéristique, composée de deux parties: une partie représentant les particules sphériques et une seconde les particules hexagonales (Figure C-1a). Pour que la distribution retrouvée soit représentative des nuages de glace, la méthode d'inversion est appliquée aux valeurs médianes du jeu de données.

A partir des distributions dimensionnelles, il est ensuite possible d'extrapoler la fonction de phase pour l'obtenir entre 0° et 180° pour la longueur d'onde du néphélomètre c'est à dire 0.8µm.



**Figure C-1:** a) Distribution dimensionnelle retrouvée à partir des mesures du néphélomètre polaire (Jourdan et al., 2003) composée de particules sphériques et de particules hexagonales. b) Fonctions de phase normalisées pour un rayon effectif de 32µm obtenues soit par la théorie de Mie, soit à partir de la mesure du néphélomètre polaire.

En comparant les fonctions de phase des particules de glace et des particules d'eau (Figure C-1b), on retrouve une diffusion latérale plus importante pour les particules de glace. On remarque la présence même si elle est peu marquée, des deux halos à 22° et 46° caractéristiques des cirrus (Auriol et al., 2001).

Pour caractériser la distribution dimensionnelle des particules de glace, nous avons calculé un rayon effectif de cette distribution en tenant compte des deux composantes par la formule:

$$Re = \frac{\int r_s^3 f_s(r) dr + \int r_h^3 f_h(r) dr}{\int r_s^2 f_s(r) dr + \int r_h^2 f_h(r) dr} \quad \text{Equation C-3}$$

L'indice "s" indique la composante sphérique de la distribution et "h" la composante hexagonale. Le rayon effectif de la distribution retrouvée à partir de la mesure du néphélomètre polaire (Figure C-1a) est de 32 $\mu$ m. La distribution des particules sphériques est caractérisée par un rayon effectif de 13 $\mu$ m et la distribution des particules hexagonales par un rayon effectif de 45 $\mu$ m. Il apparaît donc que la valeur du rayon effectif total est assez représentative des deux types de distributions.

### C.1.2. Propriétés optiques pour différentes distributions et différentes longueurs d'onde.

Les distributions dimensionnelles retrouvées à partir des mesures du néphélomètre polaire sont constituées de 20 classes caractérisées chacune par un rayon effectif moyen. La méthode d'inversion citée ci-dessus nous permet de déduire à partir de l'Equation C-1, deux matrices K, la première K<sub>s</sub> correspondant aux particules sphériques et la deuxième K<sub>h</sub> aux particules hexagonales. Ces matrices K sont calculées à partir des propriétés optiques correspondant à une goutte d'un rayon donné. Pour les particules sphériques, on utilise la théorie de Mie. Pour les particules hexagonales, on utilise le code de diffusion de la lumière de Yang (1996).

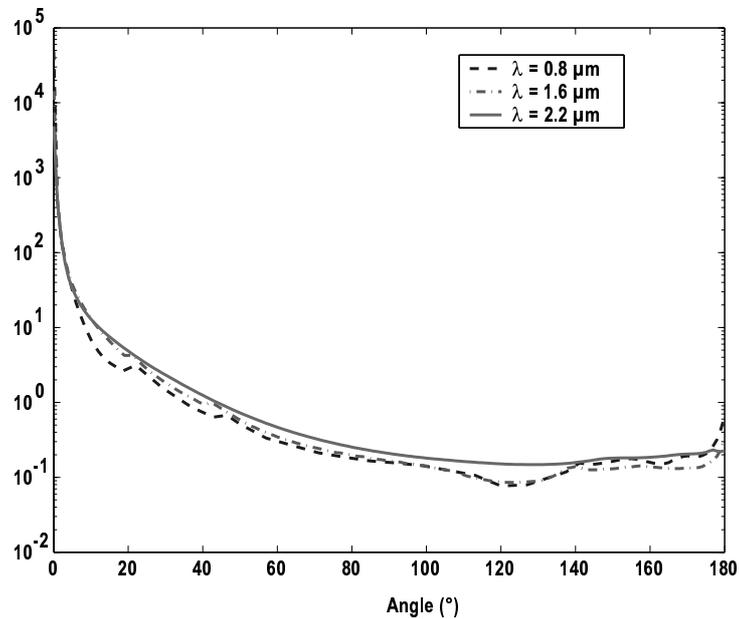
On en déduit les propriétés optiques de la distribution par:

$$OP^\lambda = \begin{bmatrix} K_s^\lambda & K_h^\lambda \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} N(r_s) \\ N(r_h) \end{bmatrix} \quad \text{Equation C-4}$$

OP<sup>λ</sup> représente un des paramètres optiques désirés comme le coefficient d'extinction ou le coefficient de diffusion; λ est la longueur d'onde, N(r<sub>s</sub>) et N(r<sub>h</sub>) les distributions en volume de la partie sphérique et de la partie hexagonale. Du coefficient d'extinction et de diffusion, nous pouvons en déduire l'albedo de diffusion simple ω<sub>0</sub>.

En utilisant la même technique, la fonction de phase est calculée aux longueurs d'onde 1.6 $\mu$ m et 3.7 $\mu$ m (Figure C-3). Pour obtenir de nouvelles distributions, on décale les distributions d'un certain nombre de classes. Avec cette méthode, la forme et la composition de la distribution restent inchangées et on suppose que la variation de la fonction de phase est négligeable.

A chaque nouvelle distribution, on recalcule d'une part le rayon effectif avec l'Equation C-3 et d'autre part le coefficient d'extinction et le coefficient de diffusion grâce à l'Equation C-4.



**Figure C-2:** Fonctions de phase obtenues à partir des mesures du néphélomètre polaire à l'aide de la méthode d'inversion de Jourdan et al. (2003). Les fonctions de phase sont représentées pour 3 longueurs d'onde: 0.8, 1.6 et 3.7µm.

## C.2 Simulation du transfert radiatif

Une fois les propriétés optiques obtenues pour différentes distributions de particules, nous avons simulé le transfert radiatif à l'aide du modèle SHDOM en prenant en compte les effets atmosphériques. On considère le nuage à plans parallèle homogène et on simule le transfert radiatif aux 3 longueurs d'onde citées précédemment. Afin de construire une base de données permettant de restituer les paramètres nuageux dans le cas de nuages de glace, le transfert radiatif est simulé pour:

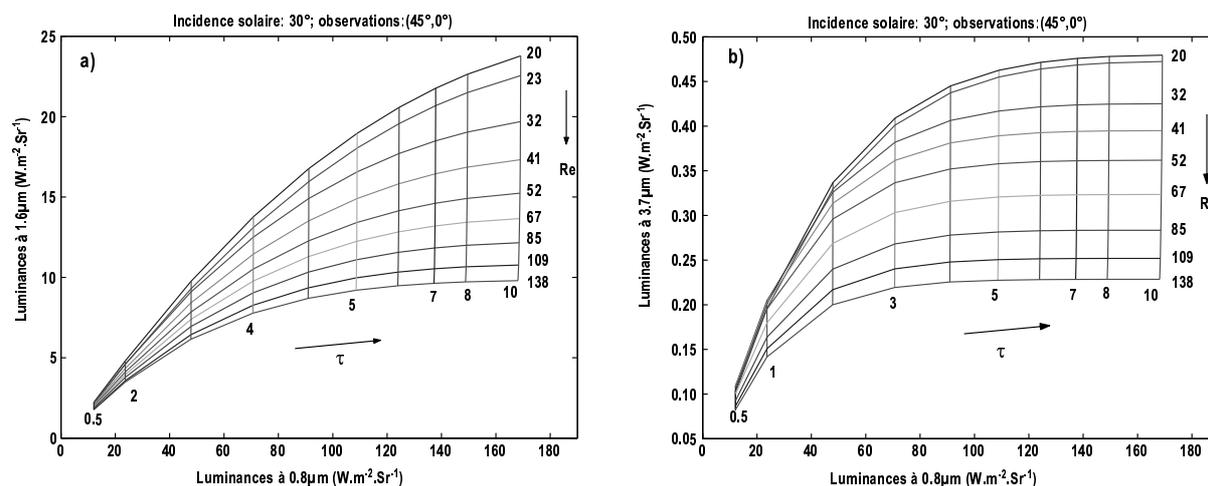
- 9 rayons effectifs: 20, 23, 32, 41, 52, 67, 85, 109 et 138µm;
- 14 épaisseurs optiques: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 et 10;

Les Figures C-3 obtenues, montrent qu'il est possible de restituer deux paramètres nuageux, l'épaisseur optique et le rayon effectif à partir de deux longueurs d'onde: une visible (0.8µm) et une absorbante 1.6µm ou 3.7µm. La restitution des paramètres nuageux peut ensuite se faire soit avec les méthodes classiques décrites dans le chapitre 2 soit en utilisant

les méthodes neuronales qui peuvent nous permettre d'augmenter le nombre de paramètres restitués (couverture fractionnaire, paramètre de forme, facteur d'asymétrie...)

Ce travail préliminaire montre qu'il est possible de restituer une épaisseur optique et un rayon effectif dans le cas de nuages type cirrus en s'appuyant sur des propriétés optiques effectives. Cette méthode peut être une solution pour s'affranchir de la diversité et de la complexité des propriétés optiques des cristaux de glace.

En développant, un peu plus, cette partie c'est à dire en simulant des cirrus au-dessus d'un sol réfléchissant et en prenant en compte l'émission thermique si on utilise la longueur d'onde à  $3.7\mu\text{m}$ , il est possible d'utiliser le même type de procédure que celle développée dans le corps du manuscrit. Ceci peut ensuite, nous amener à développer un système "expert" qui soit capable de restituer soit les paramètres nuageux correspondant à un nuage hétérogène à couverture fractionnaire, soit les paramètres d'un nuage de glace en fonction du type de scène observée.



**Figure C-3:** Relations obtenues entre les luminances visibles à  $0.8\mu\text{m}$  et en proche infrarouge à  $1.6\mu\text{m}$  (3-a) ou à  $3.7\mu\text{m}$  (3-b) pour plusieurs épaisseurs optiques et plusieurs rayons effectifs.

## Bibliographie

- Asano, S., Shiobara, M., and Uchiyama, A., 1995: Estimation of cloud physical parameters from airborne solar spectral reflectance measurements for stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 52, 3556-3576.
- Auriol, F., Gayet, J. F., Febvre, G., Jourdan, O., Labonnote, L., and Brogniez, G., 2001: In situ observation of cirrus scattering phase functions with 22° and 46° halos: cloud field study on 19 February 1998, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3376-3390.
- Barker, H.W., 1994: Solar radiative transfer for wind-sheared cumulus cloud fields, *J. Atmos. Sci.*, 51, 1141-1156.
- Barker, H.W., 1996: A parameterization for computing grid-averaged solar fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds: Part 1: Methodology and homogeneous biases, *J. Atmos. Sci.*, 53, 2289-2303.
- Barker, H.W. and Davies J.A., 1992: Cumulus cloud radiative properties and the characteristics of satellite radiance wavenumber spectra, *Remote Sens. Environ.*, 42, 51-64.
- Borde, R., and Isaka, H., 1996: Radiative transfer in multifractal clouds, *J. Geophys. Res.*, 101, 29,461-29,478.
- Brenguier, J.L., Pawlowska, H., Schüller, L., Preusker, R., Fischer, J., and Fouquart, Y., 2000: Radiative properties of boundary layer clouds: droplet effective radius versus number concentration, *J. Atmos. Sci.*, 57, 803-821.
- Bréon, F.M., 1992: Reflectance of broken cloud fields: simulation and parametrization, *J. Atmos. Sci.*, 49, 1221-1232.
- Buriez, J.C., Doutriaux-Boucher M. and Parol F., 2001: Angular Variability of the liquid water cloud optical thickness retrieved from ADEOS-POLDER, *J. Atmos. Sci.*, 58, 3007-3018.
- Cahalan, R.F., and Snider J.B., 1989: Marine Stratocumulus Structure. *Remote Sens. Environ.*, 28, 95-107.
- Cahalan, R.F., Oreopoulos, L., Wen, G., Marshak A., Tsay, T.C., and DeFelice, T., 2001: Cloud characterization and clear sky correction from Landsat 7, *Remote Sens. Environ.*, 78, 83-98.
- Cahalan, R.F., Ridgway, W., Wiscombe, W.J., and Bell, T.L., 1994a: The albedo of fractal stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2434-2455.

- Cahalan, R.F., Ridgway, W., Wiscombe, W.J., Golmer, S., and Harshvardhan, H., 1994b: Independent pixel and Monte-Carlo estimates of stratocumulus albedo, *J. Atmos. Sci.*, 51, 3776-3790.
- Chambers, L.H., Wielicki, B.A., and Evans, K.F., 1997a: Independent pixel and two-dimensional estimates of Landsat-Derived cloud field albedo, *J. Atmos. Sci.*, 54, 1525-1532.
- Chambers, L.H., Wielicki, B.A., and Evans, K.F., 1997b: Accuracy of the independent pixel approximation for satellite estimates of oceanic boundary layer cloud optical depth, *J. Geophys. Res.*, 102, 1779-1794.
- Cheng, B. and Titterton, D.M., 1994: Neural Networks: A review from a statistical perspective, *Statistical Sciences*, 9, 2-54.
- Coakley, J.A.Jr., and Davies, R., 1986: The effect of cloud sides on reflected solar radiation as deduced from satellite observations, *J. Atmos. Sci.*, 43, 1025-1035.
- Combal, B., 1999: Contribution à l'analyse du problème inverse. Estimation des caractéristiques du couvert végétal à partir de mesures de télédétection, *Thèse*, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- Davis, A., Marshak, A., Cahalan R.F. and Wiscombe, W., 1997: The landsat scale break in stratocumulus as a three-dimensional radiative transfer effect: Implications for cloud remote sensing, *J. Atmos. Sci.*, 54, 241-260.
- Denison, D.G.T., Holmes, C.C., Mallick, B.K., and Smith, A.F.M., 2002: Bayesian Methods for Nonlinear Classification and Regression. *Chichester: John Wiley & Sons*, 277pp.
- Dubovik, O.V., Lapyonok, T.V., and Oshchepkov, S., 1995: Improved technique for data inversion: optical sizing of multicomponent aerosols, *Appl. Optics*, 34, 8422-8435.
- Evans, K.F., 1993: Two-dimensional radiative transfer in cloud atmospheres: The spherical harmonic spatial grid method, *J. Atmos. Sci.*, 50, 3111-3124.
- Evans, K.F., 1998: The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer, *J. Atmos. Sci.*, 55, 429-446.
- Faure, T., 2000: Contribution à la restitution de paramètres microphysiques en milieu hétérogènes, *Thèse*, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- Faure, T., Isaka, H., and Guillemet, B., 2001a: Neural network analysis of the radiative interaction between neighboring pixels in inhomogeneous clouds, *J. Geophys. Res.*, 106, 14,465-14,484.
- Faure, T., Isaka, H., and Guillemet, B., 2001b: Mapping neural network computation of high-resolution radiant fluxes of inhomogeneous clouds, *J. Geophys. Res.*, 106, 14,961-14,974.

- Faure, T., Isaka, H., and Guillemet, B., 2001c: Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous and fractional clouds: Feasibility study, *Remote Sens. Environ.*, 77, 123-138.
- Faure, T., Isaka, H., and Guillemet, B., 2002: Neural network retrieval of cloud parameters from high-resolution multi-spectral radiometric data,: A feasibility study *Remote Sens. Environ.*, 80, 285-296.
- Fisher, J., and Grassl, H., 1991: Detection of cloud-top height from backscattered radiances within the Oxygen A Band. Part I: theoretical study, *J. Appl. Meteor.*, 30, 1245-1259.
- Fisher, J., Cordes, W., Schmitz-Peiffer, A., Renger, W., and Mörl, P., 1991: Detection of cloud-top height from backscattered radiances within the Oxygen A Band. Part II: measurements, *J. Appl. Meteor.*, 30, 1260-1267.
- Fouilloux, A., and Iaquina, J., 1998: Assessment of clouds characteristics from satellite observations by means of self-organized neural networks, *Remote Sens. Environ.*, 66, 101-109.
- Fu, Q., Liou, K.N., 1992: On the correlated k-distribution Method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, 49, 2139-2156.
- Gayet, J.F., Crepel, O., Fournol, J.F., and Oshchepkov, S., 1997: A new airborne polar Nephelometer for the measurements of the optical and microphysical properties cloud properties. Parts I: Theoretical design, *Ann. Geophysicae*, 15, 451-459.
- Gonzalez, A., Wendling, P., Mayer, B., Gayet, J. F., and Rother, T., 2002: Remote sensing of cirrus cloud properties in the presence of lower clouds: An ATSR-2 case study during the Interhemispheric Differences in Cirrus properties from anthropogenic emissions (INCA) experiment, *J. Geophys. Res.*, 107, (D23), DOI 10.1029/2002JD002535.
- Han, Q., Rossow, W.B., and Chou, J., and Welch R.M., 1998: Global survey of the relationships of clouds albedo and liquid water path with droplet size using ISCCP, *J. Clim.*, 11, 1516-1528.
- Han, Q., Rossow, W.B., and Lacis, A.A., 1994: Near-global survey of effective droplet radii in liquid water clouds using ISCCP data, *J. Clim.*, 7, 465-497.
- Hansen, J.E., and Travis, L.D., 1974: Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16, 527-610.
- Hayasaka, T., Nakajima, T., Fujiyoshi, Y., Ishizaka, Y., Takeda, T., and Tanaka, M., 1995: Geometrical Thickness, liquid water content, and radiative properties of stratocumulus clouds over the Western North Pacific, *J. Appl. Meteor.*, 34, 460-470.
- Iaquina, J., Pinty, B., et Privette J. L., 1997: Inversion of a physically-based bidirectional reflectance model of vegetation, *IEEE Trans. Geo. Remote Sens.*, 35, 687-698.

- Iwabuchi, H., and Hayasaka, T., 2002: Effects of cloud horizontal inhomogeneity on the optical thickness retrieved from moderate-resolution satellite data, *J. Atmos. Sci.*, 59, 2227-2242.
- Jacquemoud, S., Bacour, C., Poilvé, H. & Frangi, J. P., 2000: Comparison of four radiative transfer models to simulate plant canopies reflectance: direct and inverse mode, *Remote Sens. Environ.*, 74, 471-481.
- Johnson, R.A., & Wichern, D.W., 1988: *Applied multivariate statistical analysis*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 607pp.
- Jourdan, O., Oshchepkov, S., Gayet, J.F., Shcherbakov, V., and Isaka H., 2003: Statistical analysis of cloud light scattering and microphysical properties obtained from airborne measurements, *J. Geophys. Res.*, 108, (D5), DOI 10.1029/2002JD002723.
- Jourdan, O., Oshchepkov, S., Gayet, J.F., Shcherbakov, V., and Isaka H., 2003: Characterization of cloud optical properties from limited airborne measurements of scattering phase functions, *J. Geophys. Res.*, accepted.
- Kaufman, Y.J., and Nakajima, T., 1993: Effect of Amazon smoke on cloud microphysics and albedo-analysis from satellite imagery, *J. Appl. Meteor.*, 32, 729-744.
- Kawamoto, K., Nakajima, T., and Nakajima, T.Y., 2001: A global determination of cloud microphysics with AVHRR remote sensing, *J. Clim.*, 14, 2054-2068.
- Kneizys, F.X., Shettle, E.P., Arbu, L.W., Chetwynd, J.H., Anderson, G.P., Gallery, W.O., Selby, J.E.A., and Clough, S.A., 1988: Users Guide to LOWTRAN-7. Air Force Geophysics Laboratory Tech.Rep. AFGL-TR-88-0177, 137pp.
- Krasnopolsky, V.M., and Chevallier F., 2003b: Some neural network applications in environmental sciences. Part II: advancing computational efficiency of environmental numerical models, *Neural Networks*, 16, 335-348.
- Krasnopolsky, V.M., and Schiller, H., 2003a: Some neural network applications in environmental sciences. Part I: forward and inverse problems in geophysical remote measurements, *Neural networks*, 16, 321-334.
- Kuji, M., Hayasaka, T., Kikuchi, N., Nakajima, T., and Tanaka, M., 2000: The retrieval of effective particle radius and liquid water path of low-level marine clouds from NOAA AVHRR Data, *J. Appl. Meteor.*, 39, 999-1016.
- Kuze, A., and Chance, K.V., 1994: Analysis of cloud top height and cloud coverage from satellites using the O<sub>2</sub> A and B bands, *J. Geophys. Res.*, 99, 14,481-14,491.
- Lafont, D., Guillemet, B., 2003: Sub-pixel fractional cloud cover and inhomogeneity effects on microwave beam-filling error, *submitted to Atmospheric Research*
- Legendre, P. and Legendre, L., 1998: *Numerical ecology* (2<sup>nd</sup> Ed.), Amsterdam: Elsevier, 853pp.

- Li, J., Geldart, D.J.W., and Chylek, P., 1994: Solar radiative transfer in clouds with vertical internal inhomogeneity, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2542-2552.
- Liou, K.N., 1992, Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere: Theory, Observation and Modeling, *Oxford University Press*, New-York, 487 pp.
- Loeb, N.G., and Varnai, T., 1997: Effects of clouds inhomogeneities on the solar zenith angle dependence of nadir reflectance, *J. Geophys. Res.*, 102, 9397-9395.
- Loeb, N.G., Coakley, J.A., 1998a: Inference of marine stratus clouds optical depths from satellite measurements: Does 1D theory apply?, *J. Clim.*, 11, 215-233.
- Loeb, N.G., Varnai, T., and Winker, D.M., 1998b: Influence of subpixel-scale cloud top structure on reflectances from overcast stratiform cloud layers, 1998b: *J. Atmos. Sci.*, 55, 2960-2973.
- Lucht, W., Schaaf, C. B., and Stralher, A. H., 2000: An algorithm for the retrieval of albedo from space using semi-empirical BRDF models, *IEEE Trans. Geosc. and Rem. Sensing*, 38, 977-998.
- Macke, A., Mueller, J., Raschke, E., 1996: Single-scattering properties of atmospheric ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, 55, 2813-2825.
- Marchuk, G.I., Mikhailov, G.A., Nazariyev, M.A., Darbinjan R.A., Kargin b.A., and Elepov B.S., 1980: The Monte Carlo method in atmospheric optics, *Springer-Verlag*, New-York, 208pp.
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R.F., and Wiscombe, W., 1998: Non local independent pixel approximation: direct and inverse problems, *IEEE Trans. Geo. Remote Sens.*, 36, 192-205.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., and Cahalan, R.F., 1995a: Radiative smoothing in fractal clouds, *J. Geophys. Res.*, 100, 26,247-26,261.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., and Cahalan, R.F., 1997: Scale invariance in liquid water distributions in marine stratocumulus. Part II: Multifractal properties and intermittency issues, *J. Atmos. Sci.*, 54, 1423-1444.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., and Titov, G.A., 1995b: The verisimilitude of the independent pixel approximation used in cloud remote sensing, *Remote Sens. Environ.*, 52, 71-78.
- Mayer, B., 1999: I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model, Extended abstract for the I3RC (Intercomparison of 3D radiation codes) workshop, Tucson, Arizona.
- Mishchenko, M.I., Travis, L.D., and Mackowski, D.W., 1996: T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. transfer*, 55, 535-575.

- Nakajima, T., and King, M.D., 1990: Determination of the optical thickness and effective particle radius of cloud from reflected solar radiation measurements. Part I: theory, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1878-1893.
- Nakajima, T., King, M.D., Spinhirne, J.D., and Radke, L.F., 1991: Determination of the optical thickness and effective particle radius of cloud from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observation, *J. Atmos. Sci.*, 48, 728-750.
- Nakajima, T.Y. and Nakajima, T., 1995: Wide-area determination of cloud microphysical properties from NOAA AVHRR measurements for FIRE and ASTEX regions, *J. Atmos. Sci.*, 52, 4043-4059.
- Neal, R.M., 1996: Bayesian learning for Neural Networks. New York: Springer, 210pp.
- Oreopoulos, L. and Davies, R., 1998a: Plane parallel albedo biases from satellite observations. Part I: Dependence on resolution and other factors, *J. Clim.*, 11, 919-932.
- Oreopoulos, L. and Davies, R., 1998b: Plane parallel albedo biases from satellite observations. Part II: Parameterizations for bias removal, *J. Clim.*, 11, 933-944.
- Oreopoulos, L., Cahalan, R.F., Marshak, A., and Wen, G., 2000b: A new normalized difference cloud retrieval technique applied to Landsat Radiances over the Oklahoma ARM site, *J. Appl. Meteor.*, 39, 2305-2321.
- Oreopoulos, L., Marshak, A., Cahalan R.F., and Wen, G., 2000a: Cloud three-dimensional effects evidenced in Landsat spatial power spectra and autocorrelation functions, *J. Geophys. Res.*, 105, 14,777-14,788.
- Oshchepkov, S., and Isaka, H., 1997: Inverse scattering problem for mixed-phase and ice clouds. Part I: Numerical simulation of particle sizing from phase function measurements, *Appl. Optics*, 28, 8765-8774.
- Ou, S.C., Liou, K.N., King, M.D., and Tsay, S.C., 1999: Remote sensing of cirrus clouds parameters based on 0.63-3.7 $\mu$ m radiance correlation techniques applied to AVHRR data, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2437-2439.
- Parol, F., Buriez J.C., Vanbauce C., Couvert, P., Sèze, G., Goloub, P., and Cheinet, S., 1999: First results of the POLDER "Earth Radiation Budget and Clouds" operational algorithm, *IEEE Trans. Geo. Remote Sens.*, 37, 1597-1612.
- Platnick, S., 2000: Vertical photon transport in cloud remote sensing problems, *J. Geophys. Res.*, 105, 22,919-22,935.
- Platnick, S., Li, J.Y., King, M.D., Gerber, H., and Hobbs, P.V., 2001: A solar reflectance method for retrieving the optical thickness and droplet size of liquid water clouds over snow and ice surfaces, *J. Geophys. Res.*, 106, 15,185-15,199.
- Platnick, S., Valero, F.P.J., 1995: A validation of a satellite cloud retrieval during ASTEX, *J. Atmos. Sci.*, 52, 2985-3001.

- Privette, J. L., Myneni, R. B., Emery, W. J., and Forrest G. H., 1996: Optimal sampling conditions for estimating grassland parameters via reflectances model inversions, *IEEE Trans. Geo. Remote Sens.*, 34, 272-284.
- Ramanathan, V.R.D., Cess, E.F., Harisson, P., Minnis, B.R., Barkstrom, E.A. and Hartmann D., 1989: Cloud radiative forcing and climate: results of the Earth Radiation Budget Experiment, *Science*, 243, 57-63.
- Rawlins, F., and Foot, J.S., 1990: Remotely sensed measurements of stratocumulus properties during FIRE using the C130 aircraft multi-channel radiometer, *J. Atmos. Sci.*, 47, 2488-2503.
- Rolland, P., Liou, K.N., 2001: Surface variability effects on the remote sensing of thin cirrus optical and microphysical properties, *J. Geophys. Res.*, 106, 22,965-22,977.
- Rolland, P., Liou, K.N., King, M.D., Tsay, S.C., and McFarquhar, G.M., 2000: Remote sensing of optical and microphysical properties of cirrus clouds using Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer channels: methodology and sensitivity to physical assumptions, *J. Geophys. Res.*, 105, 11,721-11,738.
- Rossow, W.B., and Schiffer, R.A., 1991: ISCCP clouds data products, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72, 2-20.
- Roux, S.G., Arneodo, A., and Decoster, N., 2000: A wavelet-based method for multifractal image analysis. III. Applications to high-resolution satellite images of cloud structure, *Eur. Phys. J.B*, 15, 765-786.
- Szczap, F., 2000: Etudes des effets des hétérogénéités des nuages sur leurs propriétés radiatives et leurs paramétrisations, *Thèse*, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- Szczap, F., Benassi A., Davis, A., Masbou, M. and Cornet C., 2003: Thermal radiative fluxes through inhomogeneous clouds fields: A sensitivity study using a new stochastic cloud generator, *submitted to Atmospheric Research*
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., Gour, Y., 2000a: Inhomogeneity of 1D and 2D bounded cascade model clouds on their effective radiative properties, *Phys. Chem. Earth-Part B*, Vol. 25 , No. 2 , p. 83-90 (EGS).
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., Ioltukhovski, A., 2000b: Effective radiative properties of bounded cascade nonabsorbing clouds: definition of the equivalent homogeneous cloud approximation, *J. Geophys. Res.*, 105, 20,617-20,634.
- Szczap, F., Isaka, H., Saute, M., Guillemet, B., Ioltukhovski, A., 2000c: Effective radiative properties of bounded cascade absorbing clouds: definition of effective single scattering albedo, *J. Geophys. Res.*, 105, 20,635-20,648.
- Takano, Y., and Liou K.N., 1989: Solar radiative transfer in cirrus clouds. Parts I & II, *J. Atmos. Sci.*, 46, 3-36.

- Thiria, S., Lechevallier, Y., Gascuel, O., et Canu, S., 1997: Statistiques et méthodes neuronales, *Dunod, Paris*, 311pp.
- Thomas, G.E., and Stamnes K., 1999: Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean, *Cambridge atmospheric and space sciences series*, 517pp.
- Titov, G.A., 1998: Radiative horizontal transport and absorption in stratocumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 55, 2549-2560.
- Van de Hulst, H., 1957: Light scattering by small particules, *Wiley, New-York*, 470 pp.
- Varnai, T. and Marshak, A., 2002: Observations of three-dimensional radiative effects that influence MODIS cloud optical thickness retrievals, *J. Atmos. Sci.*, 59, 1607-1618.
- Varnaï, T., 2000: Influence of three-dimensional radiative effects on the spatial distribution of shortwave cloud reflection, *J. Atmos. Sci.*, 57, 216-22.
- Varnai, T., and Davies, R., 1999: Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity, *J. Atmos. Sci.*, 56, 4206-4224.
- Weigend A.S., Rumelhart D.E., Huberman B.A., 1991: Generalization by weight elimination with application to forecasting, in: Lippman, Moody, Touretzky, *Neural information processing systems*, 3, 875-882.
- Yang, P., and Liou, K.N., 1996: Geometric-optics-integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals, *Appl. Opt.*, 35, 6568-6584.
- Zuev, V.E., and Titov, G.A., 1995: Radiative transfer in clouds fields with random geometry, *J. Atmos. Sci.*, 52, 176-190.

**Sites Internet:**

Modèle de Monte-Carlo, MYSTIC: <http://www.bmayer.de/mystic.html>  
Base de donnée ASTER: <http://speclib.jpl.nasa.gov/>



## **Résumé:**

L'amélioration, récemment, des capacités d'observations radiométriques permet le développement de nouvelles approches pour la restitution de paramètres nuageux. Dans ce travail, nous testons la possibilité de restituer des paramètres nuageux dans les cas de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire à partir des données multispectrales et multi-résolution en utilisant les méthodes neuronales. Le modèle de nuage inverse est défini, à l'échelle du pixel d'observation, par 6 paramètres nuageux: la moyenne et l'écart type de l'épaisseur optique, la moyenne et l'écart type du rayon effectif, un paramètre de couverture fractionnaire et la température du sommet du nuage.

La procédure de restitution est décomposée en deux étapes: une première étape est relative à l'interpolation et à la correction des données radiométriques (correction des effets de la réflexion sur la surface terrestre et de la contribution de l'émission thermique). La deuxième étape concerne la restitution des paramètres nuageux. Le vecteur d'entrée de la procédure de restitution comprend huit données radiométriques à l'échelle du pixel d'observation (1kmx1km): 5 luminances moyennes à 0.544, 1.6, 2.15, 3.65 et 10.80 $\mu$ m et 3 écarts types à 0.544, 1.6, 2.15 $\mu$ m estimés sur des pixels de 0.25kmx0.25km.

Premièrement, nous avons vérifié la performance des réseaux de neurones développés à chaque étape de la procédure de restitution. La comparaison de cette méthode avec un cas classique utilisant l'hypothèse du nuage à plans parallèles homogène montre l'amélioration apportée sur la restitution de l'épaisseur optique et du rayon effectif par la prise en compte de l'hétérogénéité.

Nous avons, ensuite, testé la procédure de restitution dans son ensemble en utilisant des luminances préparées à partir de deux types de nuages hétérogènes à couverture fractionnaire. Les résultats montrent que les paramètres nuageux d'un nuage hétérogène peuvent être restitués pour les deux types de nuages avec une bonne précision.

## **Abstract:**

Improvement of radiometric observational capabilities enables the development of new approaches for cloud parameters retrieval. In this work, we have investigated the feasibility of retrieving cloud parameters of inhomogeneous and fractional clouds from simulated multispectral and multiscale radiometric database by using neural network method. The inverse cloud model is defined, at the scale of the observation pixel, with six cloud parameters: the mean and standard deviation of optical thickness, the mean and standard deviation of effective radius, the fractional cloud cover, and the cloud top temperature.

The retrieval procedure comprises two separate steps: the first one is relative to the interpolation and correction of radiance data (surface reflexion and thermal contribution effects correction). The second step concerns the cloud parameter retrieval. The input vector of the retrieval procedure includes 8 radiometric data in addition to a number of necessary ancillary data: 5 area-averaged radiance over (1km x 1km) pixel and 3 standard deviation of radiance over (1km x 1km) pixel estimated from 0.25km x 0.25km pixel radiance.

First, we have checked the performance of the neural networks trained for each step of the cloud parameter retrieval procedure. Comparisons of this method with usual retrieval algorithm based on plan parallel homogeneous cloud assumption, shows improvements acquired on optical thickness and effective radius retrieval by taking into account cloud inhomogeneity.

Next, we have tested the whole cloud parameter retrieval procedure by using radiance dataset prepared from two types of inhomogeneous and fractional clouds. The results show that the cloud parameters of inhomogeneous clouds can be retrieved for both types of clouds with reasonable accuracy.