

N° d'ordre : 3922

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

dans la spécialité

LASERS, MOLECULES ET RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Benoît GERARD

**Synergie des capteurs POLDER et MODIS pour la
télédétection des aérosols troposphériques
Altimétrie des aérosols au-dessus des continents**

soutenue le 20 Décembre 2006

JURY

M P. Dubuisson	Maître de Conférence, ELICO Université du Littoral Côte d'Opale	Rapporteur
M C. Moulin	Chercheur CEA, LSCE, Gif / Yvette	Rapporteur
M M. Herman	Professeur Emérite, LOA, Université de Lille 1	Examinateur
Mme A. Lifermann	Ingénieur CNES, Toulouse	Examinatrice
M D. Tanré	Directeur de Recherche CNRS, LOA Université de Lille 1	Examinateur
M J.-L. Deuzé	Professeur, LOA, Université de Lille 1	Directeur de thèse

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
UFR de physique fondamentale
Université des Sciences et Technologies de Lille
59655 Villeneuve d'Ascq

Remerciements

J'ai beaucoup de personnes à remercier. Beaucoup de personnes qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre au cours de cette thèse et à qui je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères.

Tout d'abord à Jean-Luc Deuzé, pour m'avoir encadré au cours de mon DEA puis de ma thèse. Au cours des quatre années passées, il a toujours été disponible et prêt à répondre à toutes mes questions.

Ensuite à Didier Tanré, directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, pour m'avoir accueilli mais aussi pour ses nombreux conseils et pour avoir accepté d'examiner ce travail.

A Philippe Dubuisson et Cyril Moulin, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

A Anne Lifermann et Maurice Herman, qui ont accepté d'être examinateur de cette thèse et pour leurs encouragements.

A tous les membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique et d'Icare avec qui j'ai collaboré ou qui m'ont aidé. Je pense particulièrement à Pierre Lallart, Cécile Oudard, Benjamin Roger et Fabrice Ducos.

Aux futurs docteurs Nicolas, Meloë, Maxime et Juan. Je vous ... (vous connaissez la suite).

Enfin, des remerciements beaucoup plus personnels à mes parents, à ma petite sœur Marie, et surtout à Mélanie.

Et pour finir, j'ai toujours voulu mettre une citation alors voilà :

« *Un cadeau n'est plus un cadeau lorsqu'il est mérité, c'est un salaire.* » (Gene Wolfe)

Ne cherchez surtout pas de rapport avec la thèse, il n'y en a pas !

Résumé

L'A-Train, constellation de satellites observant la même scène à quelques minutes d'intervalle regroupe, entre autres instruments, MODIS-Aqua et PARASOL (similaire à POLDER-1 et 2), deux capteurs aux capacités observationnelles très différentes et très complémentaires. Les travaux présentés dans cette thèse porte principalement sur l'étude de leur synergie dans le but d'améliorer la détermination des caractéristiques géophysiques des aérosols troposphériques.

La première partie de la thèse concerne les observations océaniques. Pour les mesures coïncidentes des instruments POLDER-2 et MODIS-Terra, nous avons comparé les résultats des deux inversions et réalisé des simulations croisées. Des différences apparaissent dans ces études lorsque des aérosols non sphériques sont observés, ces derniers étant pris en compte par POLDER-2 mais pas par MODIS. Avec l'ensemble des mesures et des résultats des deux capteurs, les propriétés radiatives des particules non sphériques ont été obtenues dans les canaux moyen-infrarouge MODIS. Un algorithme d'inversion prenant en compte les spécificités de PARASOL (mesures directionnelles et polarisées) et de MODIS (large gamme spectrale couverte) a été développé. Il a été testé localement pour différents types d'aérosols et devrait servir de base à une inversion opérationnelle qui devra être validée.

La seconde partie de cette thèse porte sur l'étude des aérosols au-dessus des surfaces émergées avec les capteurs POLDER-2 et MODIS-Terra. Les observations correspondent principalement à des petites particules, les seules que POLDER-2 peut détecter avec ses mesures polarisées. La comparaison des résultats est satisfaisante pour les gros événements mais se dégrade lorsque la contribution du sol, très variable, se manifeste, ou lorsque des gros aérosols sont détectés par MODIS mais pas par POLDER-2. Une étude critique met en évidence les difficultés de chaque capteur pour retrouver les propriétés des aérosols, notamment dans la modélisation des surfaces.

Enfin, les mesures polarisées à 443 nm de l'instrument POLDER-2 sont utilisées au-dessus des terres pour estimer l'altitude moyenne des couches épaisses d'aérosols qui masquent les molécules sous-jacentes. La méthode, appliquée à POLDER-2 et adaptée à PARASOL (avec le canal polarisé à 490 nm), nécessite d'être validée, ce qui sera effectué avec les mesures du lidar CALIOP embarqué sur le satellite CALIPSO, composante de l'A-Train.

Abstract

The A-Train, a satellite constellation observing the same scene nearly simultaneously, includes, among other instruments, MODIS-Aqua and PARASOL (a POLDER-like instrument), two sensors with very different and complementary remote-sensing capabilities. The work presented in this thesis focuses on the study of their synergy to achieve a better monitoring of tropospheric aerosols' geophysical characteristics.

The first part of this work concerns oceanic observations. Using coincident measurements of POLDER-2 and MODIS-Terra instruments, we have compared results of both inversions and realized cross-simulations. Differences appear in these studies when non spherical particles are involved as they are considered by POLDER-2 and not by MODIS. With the entire set of measurements and results from both sensors, non spherical aerosols' radiative properties have been evaluated in the MODIS middle-infrared channels. A coupled PARASOL-MODIS-Aqua algorithm, using each sensors' capabilities (directionality and polarization for PARASOL, spectral coverage for MODIS), has been developed, tested on small areas and for different aerosol types, and should be helpful for a future operational inversion.

In a second part, over land, coincident observations of POLDER-2 and MODIS-terra correspond mainly to small aerosols, the only ones that can be detected by PARASOL with its polarized measurements. The comparison of the results is correct for high-loaded aerosol layers but is less satisfying when surface contribution is important or when bigger aerosols are observed by MODIS (but not by POLDER-2). A critical study highlights difficulties for both sensors to retrieve aerosols' properties, especially with surface characterization.

Finally, POLDER-2 polarized measurements at 443 nm over land have been used to estimate mean altitude of heavy aerosol plumes masking underlying molecules. This method has been developed for POLDER-2 and adapted to PARASOL (with the 490 nm polarized channel) and will be validated with CALIOP lidar's results, which is onboard CALIPSO platform, part of the A-Train.

Listes des acronymes

ADEOS	AD vanced E arth O bserving S atellite
AOT	A erosol O ptical T hickness
A-Train	A fternoon- T rain
AERONET	A erosol R obotic N ETwork
AVHRR	A dvanced V ery H igh R esolution R adiometer
BRDF	B idirectional R eflectance D istribution F unction
CALIOP	C loud- A erosol L idar with O rthogonal P olarization
CALIPSO	C loud- A erosol L idar and I nfrared P athfinder S atellite O bservations
CCD	C harge- C oupled D evice
CLOUDSAT	C LOUD S ATellite
CNES	C entre N ationale des E tudes S patiales
EARLINET	E uropean A erosol R esearch L idar N ETwork
EOS	E arth O bserving S ystem
ESA	E uropean S pace A gency
GES	G az à E ffet de S erre
GLAS	G eoscience L aser A ltimeter S ystem
ICESat	I ce, C loud and l and E levation S atellite
IPCC	I ntergovernmental P anel on C limate C hange
LIDAR	L Ight D etection A nd R anging
LOA	L aboratoire d'Optique A tmosphérique
LUT	L ook- U p T able
METEOSAT	M ETEOrological S ATellite
MISR	M ultiangle I maging S pectro R adiometer
MODIS	M ODerate resolution I maging S pectrometer
NASA	N ational A eronautics and S pace A dmInistration
NASDA	N Ational S pace D evelopment A gency
NDVI	N ormalized D ifference V egetation I ndex
OCO	O rbiting C arbon O bservatory
OSIRIS	O bserving S ystem I ncluding p ola R ization in the solar I nfrared S pectrum
PARASOL	P olarization and A nisotropy of R eflectance for A tmospheric S ciences coupled with O bservation from a L idar
POLDER	P OLarization and D irectionality of E arth's R eflectance
RADAR	R ADio D etection A nd R anging
SAGE	S tratospheric A erosol and G as E xperiment
SHADE	S a H Aran D ust E xperiment
TOA	T op O f A tmosphere
TOMS	T otal O zone M apping S pectrometer

Liste des sites internet

ADEOS	http://sharaku.eorc.nasda.go.jp/ADEOS2/index.html
AERONET	http://aeronet.gsfc.nasa.gov/
CALIPSO	http://smc.cnes.fr/CALIPSO/Fr/ http://www.nasa.gov/mission_pages/calipso/main/
CLOUDSAT	http://www.nasa.gov/mission_pages/cloudsat/main/
CNES	http://www.cnes.fr
EOS-Aqua	http://aqua.nasa.gov/
EOS-Terra	http://terra.nasa.gov/
GLAS	http://www.csr.utexas.edu/glas/
ICARE	http://www-icare.univ-lille1.fr/icare/main.php
ICESat	http://icesat.gsfc.nasa.gov/
IPCC	http://www.ipcc.ch/
LOA	http://www-loa.univ-lille1.fr/
MISR	http://www-misr.jpl.nasa.gov/
MODIS	http://daac.gsfc.nasa.gov/MODIS/ http://modis-atmos.gsfc.nasa.gov/index.html http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov/ http://g0dup05u.ecs.nasa.gov/Giovanni/ http://modis-sr.ltdri.org/Index.htm
NASA	http://www.nasa.gov
NASDA	http://www.nasda.go.jp/index_e.html
PARASOL	http://smc.cnes.fr/PARASOL/Fr/
Particules non sphériques	http://www.astro.uva.nl/scatter/
POLDER	http://smc.cnes.fr/POLDER/Fr/ http://www-loa.univ-lille1.fr/recherche/polder/BROWSES_N1/
Rétro-trajectoires	http://www.arl.noaa.gov/ready/hysp_info.html
SAGE II	http://www-sage2.larc.nasa.gov/
SAGE III	http://www-sage3.larc.nasa.gov/
TOMS	http://jwocky.gsfc.nasa.gov/

Table des matières

Chapitre I. Introduction générale 12

1. CONTEXTE SCIENTIFIQUE	13
1.1. QUEL CLIMAT POUR DEMAIN ?	13
1.2. LES AEROSOLS	15
1.3. LA TELEDETECTION	17
2. RAPPELS THEORIQUES	19
2.1. GRANULOMETRIE DES AEROSOLS	19
2.2. INTERACTION MATIERE - RAYONNEMENT	19
2.2.1. DIFFUSION DE MIE	20
2.2.2. DIFFUSION DE RAYLEIGH	21
2.3. TRANSFERT RADIATIF	21
3. LES INSTRUMENTS POLDER-2, PARASOL ET MODIS	24
3.1. POLDER-2 ET PARASOL	24
3.2. MODIS	27
3.3. L'AQUA-TRAIN	27
4. OBJECTIFS ET PLAN DE LA THESE	30
5. BIBLIOGRAPHIE	31

Chapitre II . Comparaison des produits aérosols POLDER-2 et MODIS-Terra au-dessus des océans

34

1. INTRODUCTION	35
2. DESCRIPTION DES ALGORITHMES AEROSOLS POLDER-2 ET MODIS	36
2.1. LES JEUX DE MODELES D'AEROSOLS	36
2.2. LES PROCESSUS D'INVERSION	40
2.2.1. MELANGE DES LUMINANCES	40
2.2.2. L'INVERSION POLDER-2	41
2.2.3. L'INVERSION MODIS	44
3. COMPARAISON DES PRODUITS AEROSOLS	46
3.1. EPAISSEUR OPTIQUE	46
3.2. COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET FRACTION DE PETITES PARTICULES	51
3.3. CONCLUSION	55
4. RESTITUTIONS CROISEES DES MESURES POLDER-2 ET MODIS	56
4.1. INTRODUCTION	56
4.2. SIMULATION DES MESURES MODIS A L'AIDE DES PRODUITS POLDER-2	57
4.2.1. LES SIMULATIONS POLDER-2	57
4.2.2. COMPARAISON GENERALE	58
4.2.3. CAS PARTICULIERS	61
4.2.4. CONCLUSION	65
4.3. SIMULATION DES MESURES POLDER-2 A L'AIDE DES PRODUITS MODIS	65
4.3.1. LES SIMULATIONS MODIS	65
4.3.2. COMPARAISON GENERALE	65
4.3.3. CAS PARTICULIERS	69
4.3.4. CONCLUSION	73
5. PROPRIETES OPTIQUES DES PARTICULES NON SPHERIQUES	74
5.1. COMPARAISON DES EPAISSEURS OPTIQUES	74
5.2. EVOLUTION SPECTRALE DES PROPRIETES OPTIQUES DES PARTICULES NON SPHERIQUES	76
6. PREMIERE COMPARAISON DES PRODUITS PARASOL ET MODIS-AQUA	83
7. CONCLUSION	86
8. BIBLIOGRAPHIE	87

Chapitre III . Inversion couplée PARASOL / MODIS-Aqua au-dessus des océans

90

1. INTRODUCTION	91
2. COMMENT MELANGER LES INFORMATIONS DES DEUX CAPTEURS ?	92
2.1. CHOIX DU JEU DE MODELES D'AEROSOLS	92
2.2. MELANGE DES MESURES PARASOL ET MODIS	92
2.3. UN ALGORITHME PLUS INNOVANT	93
3. DESCRIPTION DE L'ALGORITHME D'INVERSION COUPLEE	95
3.1. QUELLES MESURES ? QUELLE ECHELLE ?	95
3.2. PREPARATION DES MESURES MODIS	97
3.2.1. RELOCALISATION DES PIXELS MODIS	97
3.2.2. RECONSTITUTION DES MESURES ET DE LA GEOMETRIE DE VISEE MODIS	98
3.2.3. PRISE EN COMPTE DU GLITTER	99
3.2.4. CORRECTION DE L'ECUME	99
3.2.5. CORRECTION DE L'ABSORPTION GAZEUSE	100
3.3. L'INVERSION COUPLEE	106
4. QUELQUES RESULTATS DE L'INVERSION COUPLEE	108
4.1. LES PRODUITS DE L'INVERSION COUPLEE	108
4.2. ANALYSE DE L'INVERSION COUPLEE	112
4.3. QUELQUES CAS PARTICULIERS	118
5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	129
6. BIBLIOGRAPHIE	131

Chapitre IV . Télédétection des aérosols au-dessus des terres émergées à l'aide de POLDER-2 et de MODIS

132

1. INTRODUCTION	133
2. LES ALGORITHMES D'INVERSION POLDER-2 ET MODIS	134
2.1. POLDER-2	134
2.2. MODIS	138
3. COMPARAISON DES PRODUITS AEROSOLS	141
3.1. INTRODUCTION	141
3.2. COMPARAISON GLOBALE	142
3.3. COMPARAISON EN FONCTION DU TYPE D'AEROSOLS	146
3.4. COMPARAISON EN FONCTION DE LA ZONE GEOGRAPHIQUE	149
3.5. CONCLUSION	159
4. ANALYSE DES INVERSIONS POLDER-2 ET MODIS	161
4.1. INVERSION POLDER-2	161
4.1.1. ASPECTS TECHNIQUES	161
4.1.2. ASPECTS PHYSIQUES	164
4.2. INVERSION MODIS	171
4.3. INVERSION COUPLEE POLDER-2 / MODIS	176
5. CONCLUSIONS	180
6. BIBLIOGRAPHIE	181

Chapitre V . Mesures polarisées POLDER-2 à 443 nm et altimétrie des aérosols au-dessus des terres émergées 184

1. <u>INTRODUCTION</u>	185
2. <u>IMPACT DE L'ALTITUDE SUR LE SIGNAL POLARISE</u>	186
3. <u>ETALONNAGE DU CANAL 443 NM</u>	189
4. <u>APPLICATION : FEUX DE FORETS EN AMERIQUE DU NORD EN AOUT 2003</u>	191
5. <u>ETUDES DE SENSIBILITE</u>	194
6. <u>INVERSION OPERATIONNELLE</u>	197
7. <u>VALIDATION</u>	204
8. <u>CONCLUSION</u>	208
9. <u>BIBLIOGRAPHIE</u>	209

Conclusions générales et perspectives 210

Chapitre I

Introduction générale

1. CONTEXTE SCIENTIFIQUE	13
1.1. QUEL CLIMAT POUR DEMAIN ?	13
1.2. LES AEROSOLS	15
1.3. LA TELEDETECTION	17
2. RAPPELS THEORIQUES	19
2.1. GRANULOMETRIE DES AEROSOLS	19
2.2. INTERACTION MATIERE - RAYONNEMENT	19
2.2.1. DIFFUSION DE MIE	20
2.2.2. DIFFUSION DE RAYLEIGH	21
2.3. TRANSFERT RADIATIF	21
3. LES INSTRUMENTS POLDER-2, PARASOL ET MODIS	24
3.1. POLDER-2 ET PARASOL	24
3.2. MODIS	27
3.3. L'AQUA-TRAIN	27
4. OBJECTIFS ET PLAN DE LA THESE	30
5. BIBLIOGRAPHIE	31

1. Contexte scientifique

1.1. Quel climat pour demain ?

En ce début de nouveau millénaire, pas une semaine ne passe sans que ne soit mentionné dans les médias le réchauffement climatique, ses causes et ses impacts. Au-delà des amalgames parfois commis, deux faits importants sont avérés (d'après rapport IPCC 2001):

- La température moyenne mondiale à la surface de la Terre a augmenté de $0.6 \text{ °C} \pm 0.2 \text{ °C}$ au cours du XX^e siècle.
- Les concentrations des Gaz à Effet de Serre (GES) dans l'atmosphère ont augmenté depuis 250 ans (début de l'ère industrielle) : augmentation de $31 \pm 4 \%$ pour le dioxyde de carbone (CO₂) et de $151 \pm 25 \%$ pour le méthane (CH₄) pour ne citer que les plus connus.

La question qui a animé, qui anime et qui animera encore la communauté scientifique est : y-a-t-il un rapport entre ces deux constats ? Autrement dit, est-ce que l'augmentation des concentrations des GES due à l'activité humaine a contribué au réchauffement climatique ?

La réponse, qui n'est pas simple, est encore débattue mais est très probablement « oui, en grande partie ». Cependant, le rapport entre les deux constats n'est pas direct et de nombreux phénomènes sont à prendre en compte.

Le bilan radiatif du système {Terre-Atmosphère} est défini comme la différence entre l'énergie solaire incidente sur le système et les énergies (solaires ou telluriques) qui en repartent. A long terme, ce bilan est équilibré. Si une cause extérieure au système climatique provoque un déséquilibre de ce bilan, alors on parle de forçage radiatif, positif s'il entraîne le réchauffement de la planète et négatif dans le cas contraire. L'augmentation des concentrations des GES due à l'activité anthropique est un forçage radiatif positif estimé à environ $+ 2.5 \text{ W.m}^{-2}$. D'autres forçages existent, par exemple la variation de l'éclairement solaire ou la modification de l'albédo terrestre, à condition que cette dernière soit bien due à une cause extérieure. Si la cause est interne au système climatique, on parle de rétroaction : par exemple, le réchauffement provoqué par l'augmentation des concentrations des GES entraîne une diminution des étendues de surfaces enneigées et donc une modification à la baisse de l'albédo terrestre moyen.

Outre le rejet de GES dans l'atmosphère, un autre effet de l'activité humaine est l'introduction dans l'atmosphère de nombreuses particules, appelées aérosols. Par définition, les aérosols sont les particules, solides ou liquides, en suspension dans l'atmosphère. En sont exclues les particules nuageuses (gouttes d'eau ou cristaux de glace). Les aérosols interagissent avec le système climatique via plusieurs effets sur le rayonnement. Tout d'abord, ils peuvent absorber et diffuser le rayonnement solaire et donc provoquer un forçage radiatif négatif, c'est l'effet direct (Charlson *et al.*, 1992). De plus, leur présence peut influencer sur la formation et la réflectivité des nuages : on parle alors d'effet indirect, ce qui provoque là encore un forçage négatif (Twomey, 1977). Ces deux effets ont été quantifiés mais de très grandes incertitudes demeurent, notamment pour l'effet indirect. D'autres effets possibles des aérosols sur le système climatique ont été avancés (augmentation de la durée de vie des nuages, réchauffement local dû à l'absorption des aérosols) mais leurs impacts sont, dans l'état actuel des connaissances scientifiques, difficilement estimables.

La figure 1 présente un rappel des différents forçages existants. On observe clairement que l'estimation du forçage lié aux GES est beaucoup plus fiable que les estimations des forçages causés par les différents types d'aérosols.

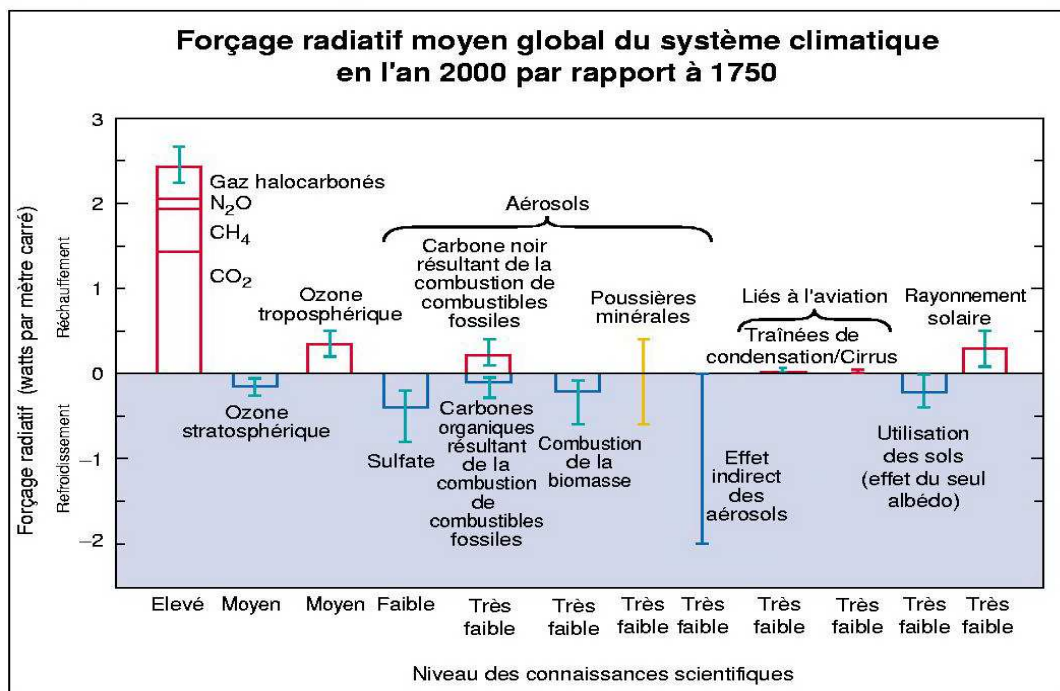


Figure 1 : Les forçages radiatifs du système climatique et leurs incertitudes (Rapport IPCC 2001).

De nombreux scénarios d'évolution du système climatique ont été développés, des plus optimistes aux plus pessimistes, mais les prévisions de ces scénarios restent dépendantes de l'état actuel des connaissances des mécanismes jouant un rôle sur l'évolution du climat. De ce point de vue, la réduction des incertitudes concernant les impacts climatiques des aérosols est donc un point clé, d'où l'intérêt croissant de nombreuses études pour la caractérisation des aérosols et des impacts qu'ils peuvent provoquer.

1.2. Les aérosols

Les aérosols sont des constituants mineurs de l'atmosphère par leur quantité, mais majeurs par leurs effets, au même titre que les gaz à effet de serre. Cependant, les aérosols présentent une diversité beaucoup plus importante que ces derniers : diversité dans leur origine, leur dimension, leur forme ou bien leur composition chimique.

La taille des aérosols, qui est comprise entre 0.001 μm à 100 μm , est fonction de leur origine. Une population d'aérosols couvre une large gamme de tailles différentes, et la répartition des particules en fonction de leur dimension est appelée distribution en taille ou granulométrie. La forme des particules est aussi dépendante de l'origine des aérosols. Souvent assimilés à des particules sphériques, en particulier lorsqu'ils sont hydratés, les aérosols, notamment les plus gros (particules d'origine minérale), peuvent présenter des formes diverses. La plupart des aérosols se situent dans les basses couches de l'atmosphère, c'est à dire la troposphère, et leur durée de vie caractéristique est de l'ordre de quelques jours. Certains aérosols sont présents dans la stratosphère, principalement après une éruption volcanique de grande ampleur. Leur durée de vie est alors de plusieurs mois. Ces aérosols, qui représentent une classe particulière, sont étudiés à l'aide de techniques spécifiques (visée par occultation solaire).

Deux familles de mécanisme donnent naissance aux aérosols :

- La mise en suspension de particules présentes à la surface par l'intermédiaire du vent ; on qualifie ces aérosols de primaires. C'est le cas des aérosols minéraux arrachés aux surfaces désertiques et des aérosols maritimes arrachés aux crêtes des vagues.
- La transformation gaz - particules, c'est à dire la condensation après d'éventuelles réactions chimiques dans l'atmosphère. On parle alors d'aérosols secondaires.

Le tableau 1 présente les quantités d'aérosols émises dans l'atmosphère pour l'année 2000. On voit que les aérosols naturels représentent la très grande majorité en terme de masse de

particules présentes dans l'atmosphère. Cependant, en terme d'impact climatique, les aérosols d'origine anthropique ont un rôle au moins aussi important que les aérosols naturels. En effet, ces derniers sont majoritairement de grosses particules et, de ce fait, interagissent peu avec le rayonnement, alors que c'est le contraire pour les aérosols dus à l'activité humaine. Les petites particules anthropiques ont un impact radiatif beaucoup plus important à travers les effets brièvement décrits dans la section précédente.

Origine	Sources	Intensité (Mt / an)			
		Estimation la plus sûre	Estimation basse	Estimation haute	
Naturelle 94%	<i>Primaires</i>				
		Poussières minérales	2150	1000	3000
		Sels de mer	3340	1000	6000
		Cendres volcaniques	33	4	10000
		Débris biologiques	56	0	90
	<i>Secondaires</i>				
		Sulfates biogéniques	57	28	118
		Sulfates volcaniques	21	9	48
		Aérosols organiques secondaires	16	8	40
		Nitrates	3.9	1.9	7.6
		Total	5676.9		
Anthropique 6%	<i>Primaires</i>				
		suies	12.3	11	17
		poussières industrielles	100	40	130
	<i>Secondaires</i>				
		Feux de végétation	82	55	110
		Sulfates anthropiques	122	69	214
		Nitrates anthropiques	14.2	9.6	19.2
		Aérosols organiques	0.6	0.3	1.8
	Total	331.1			
Total		6008			

Tableau 1 : Estimations des émissions de différents types d'aérosols pour l'année 2000 (adapté du Rapport IPCC 2001).

L'impact radiatif des aérosols est conditionné par leurs propriétés optiques. Celles-ci sont déterminées à partir des caractéristiques géophysiques des aérosols telles que leur indice de réfraction ou leur granulométrie. Un moyen d'obtenir des informations sur ces paramètres est la télédétection.

1.3. La télédétection

La télédétection des aérosols consiste à mesurer un signal électromagnétique ayant interagi avec les particules (Voir la figure 2 pour la géométrie de visée). Les différents comportements (spectral, angulaire ou en polarisation) du signal mesuré dépendent plus ou moins fortement de la surface mais aussi des gaz et aérosols présents dans l'atmosphère. Ainsi, les propriétés optiques des particules, et donc, leurs caractéristiques géophysiques, peuvent être déterminées à partir du signal mesuré par l'instrument (On parle d'inversion). Si le rayonnement électromagnétique en interaction provient d'une source naturelle (le Soleil ou la Terre), on parle de détection passive alors que si le signal électromagnétique est émis directement par l'instrument de mesure, la détection est active (radar, lidar). Dans cette thèse, nous ne considérerons que des instruments passifs fonctionnant dans les domaines visible, proche et moyen-infrarouge du spectre électromagnétique, relatifs au spectre solaire (longueurs d'onde inférieures à 4 μm).

Deux cas de dispositifs expérimentaux peuvent être envisagés : la détection en altitude (instrument en orbite ou embarqué à bord d'un avion) ou la détection depuis le sol. La télédétection à l'aide d'instruments placés en orbite est un outil privilégié pour observer et caractériser la grande variabilité des distributions spatiale et temporelle des aérosols (observation globale et répétitive). La télédétection aéroportée n'est pas abordée dans cette thèse et les mesures réalisées au sol, très intéressantes pour des études spécifiques, sont présentées très brièvement à la fin de cette section.

Le point crucial de la télédétection est le processus d'inversion : comment passe-t-on des mesures à des résultats géophysiques ? De multiples instruments placés en orbite permettent une caractérisation plus ou moins fine des aérosols ; certains n'étant même pas destinés à l'étude des aérosols, comme METEOSAT, AVHRR ou TOMS. Ces instruments ont permis une première caractérisation globale mais imprécise des aérosols (*Jankowiak and Tanré, 1992 ; Rao et al., 1989 ; Herman et al., 1997*). Signe de l'intérêt croissant porté aux aérosols, plusieurs instruments, spécifiquement dédiés à leur étude mais aussi à celle des nuages, ont été placés en orbite depuis le milieu des années 1990. On peut citer les instruments POLDER

/ PARASOL (*Deschamps et al.*, 1994), MODIS (*Salomonson et al.*, 1989) et MISR (*Diner et al.*, 1998). Ces capteurs étant dotés de capacités observationnelles innovantes, leurs inversions tirent partie des qualités propres à chaque instrument pour obtenir la meilleure caractérisation possible des aérosols (POLDER / PARASOL : *Deuzé et al.*, 2001 ; *Herman et al.*, 2005 ; MODIS : *Remer et al.*, 2005 ; MISR : *Martonchik et al.*, 1998). Les méthodes d'inversion, de plus en plus complexes (car s'appuyant sur les possibilités croissantes de l'informatique), produisent des résultats qui nécessitent d'être validés par des observations indépendantes. La plupart le sont grâce aux observations du réseau AERONET, composé de nombreux instruments de mesure, les photomètres, placés au sol dans des endroits variés et représentatifs du globe (*Holben et al.*, 1998 ; *Dubovik et al.*, 2002). Ils permettent une mesure directe (sans inversion) d'épaisseurs optiques spectrales en visant le Soleil mais réalisent aussi des mesures de rayonnement diffus (éventuellement polarisé pour certains photomètres) dans plusieurs directions. L'ensemble des mesures est utilisé pour obtenir les caractéristiques géophysiques des aérosols.

Les définitions des différents angles d'observation sont présentées sur la figure 2. Le plan de diffusion est le plan contenant les directions solaire et de visée.

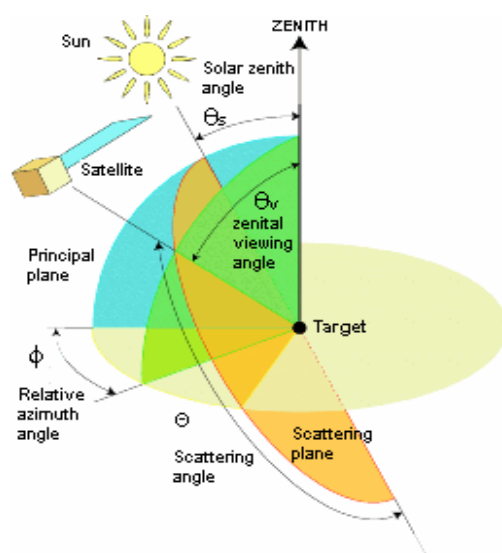


Figure 2 : Définitions des différents angles utilisés lors d'une observation d'un instrument placé en orbite. θ_s et θ_v sont les angles zénithaux solaire et de visée (comptés à partir de la verticale locale), ϕ est l'angle azimutal relatif, c'est à dire la différence entre les angles azimutaux solaire et de visée. Enfin, Θ est l'angle de diffusion, c'est à dire l'angle entre la direction solaire et la direction de visée.

2. Rappels théoriques

2.1. Granulométrie des aérosols

La granulométrie d'une population d'aérosols peut être modélisée de plusieurs façons. Nous ne présentons ici que la plus courante et la seule qui sera utilisée dans cette thèse, la loi log-normale. La population étudiée comporte N_0 particules par unité de volume, dN est le nombre de particules par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$ et

s'exprime ainsi : $n(r) = \frac{dN}{dr} = \frac{N_0}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\ln\left(\frac{r}{r_m}\right)}{\sigma}\right]^2\right\}$ avec $\int_0^{+\infty} n(r)dr = N_0$ où r_m est le

rayon modal (en μm) défini par $\ln r_m = \int_0^{+\infty} n(r) \ln(r) dr$ et σ un écart type caractéristique de la

distribution, défini par $\sigma^2 = \int_0^{+\infty} (\ln r - \ln r_m)^2 n(r) dr$. Cette distribution peut être réécrite en

utilisant le logarithme base 10 : $n(r) = \frac{dN}{dr} = \frac{N_0}{r\sigma'\ln(10)\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\log\left(\frac{r}{r_m}\right)}{\sigma'}\right]^2\right\}$ où

$\sigma' = \frac{\sigma}{\ln(10)}$. Dans la suite de cette thèse, ce sont toujours les coefficients σ' qui seront donnés pour définir une distribution.

2.2. Interaction matière - rayonnement

Deux processus physiques peuvent survenir lorsqu'une particule ou une molécule de gaz est exposée à un rayonnement :

- Une partie du rayonnement est absorbée. Pour les gaz, les bandes d'absorption sont bien connues ; pour les aérosols, l'absorption est liée à la partie imaginaire de l'indice de réfraction.
- L'autre partie du rayonnement est diffusée : il s'agit d'une redistribution de l'énergie dans n'importe quelle direction (y compris la direction incidente). Les longueurs d'onde des spectres solaire et tellurique étant bien supérieures aux dimensions des molécules de gaz, la diffusion moléculaire suit la théorie de *Rayleigh* (1889). Pour les aérosols, la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que les dimensions des particules et la théorie de *Mie* (1908)

doit alors être utilisée. L'optique géométrique est le cas extrême de cette théorie lorsque la longueur d'onde est bien supérieure à la dimension des aérosols.

2.2.1. Diffusion de Mie

La théorie de Mie permet d'obtenir à partir des paramètres physiques descriptifs d'une population d'aérosols sphériques (granulométrie et indice de réfraction), les valeurs des coefficients de diffusion, d'absorption et d'extinction exprimés en m^{-1} (K_{dif} , K_{abs} et $K_{ext} = K_{dif} + K_{abs}$, respectivement) et qui sont dépendants de la longueur d'onde. Ces coefficients correspondent à l'intégration des sections efficaces de diffusion, d'absorption ou d'extinction (S_{dif} , S_{abs} et S_{ext} , respectivement) de toutes les particules de la population

d'aérosols $n(r)$: $K_i = \int_0^{\infty} S_i(r)n(r)dr$ où l'indice i signifie diffusion, absorption ou extinction.

L'épaisseur optique δ est définie comme l'intégration du coefficient d'extinction sur toute la colonne atmosphérique : $\delta = \int_{z=0}^{z=TOA} K_{ext} dz$, où TOA signifie Top Of Atmosphere. L'albédo de diffusion simple est égal au rapport du coefficient de diffusion sur le coefficient d'extinction :

$\omega_0 = \frac{K_{dif}}{K_{ext}}$. L'albédo exprime la probabilité qu'a le rayonnement d'être diffusé lors d'une

interaction avec une particule. Un aérosol non absorbant (partie imaginaire de l'indice de réfraction nulle) possède ainsi un albédo de diffusion simple égal à 1. L'épaisseur optique et l'albédo de diffusion sont des grandeurs sans unité.

La fonction de phase $p(\Theta, r)$ d'une particule de rayon r permet de quantifier la redistribution angulaire du rayonnement. Cette grandeur (divisée par 4π) représente la probabilité que le rayonnement incident soit diffusé dans le cône d'angle au sommet $d\Omega$ et orienté selon un angle de diffusion Θ . Cette fonction est normalisée : $\int_{4\pi} p(\Theta, r)d\Omega = 4\pi$. On peut de même

définir une fonction de phase en polarisation $q(\Theta, r)$. Pour une population d'aérosols, la fonction de phase $p_{pop}(\Theta)$ est obtenue avec la relation suivante :

$$p_{pop}(\Theta) = \frac{\int_0^{\infty} p(\Theta, r)S_i(r)n(r)dr}{\int_0^{\infty} S_i(r)n(r)dr}.$$

2.2.2. Diffusion de Rayleigh

La diffusion par les molécules est décrite par la théorie de *Rayleigh* (1889). De manière approchée, les fonctions de phase totale $p(\Theta)$ et polarisées $q(\Theta)$ sont données par $p(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\Theta)$ et $q(\Theta) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\Theta)$. L'épaisseur optique moléculaire suit approximativement une loi en λ^{-4} . La contribution des molécules au signal mesuré croît donc très rapidement lorsque la longueur d'onde diminue.

Le comportement spectral de l'épaisseur optique est caractéristique de la taille des particules diffusantes. Le coefficient d'*Angström* (1964), α , est un indicateur grossier relatif à cette

taille. Il est défini par : $\frac{\delta_\lambda}{\delta_{\lambda'}} = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^{-\alpha}$ où δ_λ et $\delta_{\lambda'}$ sont les épaisseurs optiques aux longueurs

d'onde λ et λ' . Ainsi, pour les molécules, $\alpha = 4$, et pour les aérosols, α varie environ entre 0 (grosses particules, peu d'effet spectral de l'épaisseur optique) et 3 (très petites particules, variation spectrale importante de l'épaisseur optique).

2.3. Transfert radiatif

Le rayonnement électromagnétique peut être entièrement caractérisé à l'aide des paramètres de Stokes (*Chandrasekhar*, 1950 : *Van De Hulst*, 1957), au nombre de quatre : I , Q , U et V et qui ont la dimension d'une énergie. I est associé à l'énergie totale transportée par l'onde alors que les trois autres paramètres permettent de déterminer l'état de polarisation du rayonnement. La lumière provenant du soleil est naturelle, c'est à dire non polarisée, et I suffit à décrire ce rayonnement. Lors des interactions avec les constituants de l'atmosphère ou avec la surface, le rayonnement se polarise. Comme cette polarisation est majoritairement rectiligne (*Kawata*, 1978), le terme V , associé à l'ellipticité du rayonnement, est considéré comme nul (*Deuzé*, 1974).

Le champ de rayonnement est parfaitement défini par sa luminance spectrale, exprimée en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, mais puisque les observations sont faites dans certaines bandes spectrales (celles des filtres de l'instrument de mesure), les mesures s'expriment en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$. La valeur de luminance mesurée dépend évidemment de l'éclairement solaire E_s (qui s'exprime en W.m^{-2}) et par commodité, on s'affranchit de cette dépendance en n'utilisant que des

luminances normalisées L^{norm} , définies par $L^{norm} = \frac{\pi \cdot L^{mesu}}{E_s}$ où L^{mesu} est la luminance mesurée.

La réflectance ρ , également utilisée dans cette thèse, est définie par $\rho = \frac{L^{norm}}{\mu_s}$ où μ_s est le cosinus de l'angle zénithal solaire. De telles normalisations peuvent être définies pour les paramètres de Stokes associés à la polarisation et pour la luminance polarisée.

Une autre façon de caractériser le champ de rayonnement est de définir la luminance totale égale à I et la luminance polarisée égale à $\sqrt{Q^2 + U^2}$, ainsi que la direction de la polarisation. Pour les interactions d'ordre 1 (diffusion simple dans l'atmosphère ou réflexion à la surface), cette direction est parallèle (la luminance polarisée est alors négative par convention) ou perpendiculaire (luminance polarisée positive) au plan de diffusion ou de réflexion. Pour les interactions d'ordre supérieur (diffusions multiples dans l'atmosphère ou réflexion sur un océan agité), la direction de polarisation peut être quelconque et il est préférable de conserver les deux paramètres Q et U .

Le rayonnement solaire interagit avec les constituants de l'atmosphère et avec la surface terrestre. Ces multiples interactions sont régies par l'équation de transfert radiatif (*Lenoble*, 1993). Le but d'un code de transfert radiatif est de résoudre cette équation. Le code qui a été utilisé dans cette thèse est celui présenté dans *Deuzé et al.* (1988), basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion. Il permet de calculer les paramètres de Stokes (avec un éclairage solaire normalisé à π) à une altitude donnée et pour un rayonnement montant ou descendant. L'atmosphère, supposée plane, est constituée de molécules et d'aérosols mais l'absorption due aux molécules n'est pas prise en compte. Ce code tient compte des interactions multiples dans l'atmosphère et avec la surface, qui peut être lambertienne ou celle d'un océan agité.

Lorsque la couche d'aérosols est de faible épaisseur optique δ , le rayonnement provient essentiellement de la diffusion d'ordre 1 (diffusion primaire) dont l'expression analytique s'obtient facilement à partir de l'équation de transfert. En faisant un développement limité de cette expression (en supposant δ petit et une observation non rasante, c'est à dire un angle zénithal de visée pas trop élevé), on obtient l'expression approchée de la contribution des

aérosols : $L = \frac{\omega_0 \cdot \delta \cdot p(\Theta)}{4\mu_v}$ où ω_0 est l'albédo de diffusion simple des aérosols, δ l'épaisseur optique des aérosols, $p(\Theta)$ la fonction de phase des aérosols pour l'angle de diffusion Θ et μ_v le cosinus de l'angle zénithal de visée. Cette expression approchée est pratique dans le sens où la luminance due aux aérosols dépend linéairement de leur épaisseur optique. Une relation similaire existe pour la luminance polarisée (avec la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$) mais aussi pour les molécules : l'albédo de diffusion simple est alors égal à 1 puisque l'absorption des gaz est traitée séparément.

3. Les instruments POLDER-2, PARASOL et MODIS

3.1. POLDER-2 et PARASOL

L'instrument POLDER est un radiomètre imageur grand champ développé par le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (*Deschamps et al.*, 1994) puis par le CNES (pour la version satellite). Une première version de l'instrument a été placée en orbite à bord de la plateforme ADEOS-1 de l'agence spatiale Japonaise (NASDA), d'août 1996 à juin 1997. Un deuxième instrument, POLDER-2, identique à POLDER-1, a été mis en orbite à bord de la plateforme ADEOS-2 en décembre 2002, et a pu fonctionner jusqu'en octobre 2003. L'instrument PARASOL permet des mesures identiques à celles des 2 capteurs POLDER, mises à part quelques modifications spectrales. PARASOL, lancé en décembre 2004, est toujours en fonctionnement. Le tableau 2 résume les différents canaux des trois instruments. Pour la détermination des caractéristiques des aérosols, aussi bien au-dessus des continents qu'au-dessus des océans, les canaux 670 et 865 nm sont principalement utilisés.

Canal (nm)	Polariseurs	POLDER-1 POLDER-2	PARASOL
443	O	✓	×
443	N	✓	✓
490	O	×	✓
490	N	✓	×
565	N	✓	✓
670	O	✓	✓
670	N	✓	✓
763	N	✓	✓
765	N	✓	✓
865	O	✓	✓
865	N	✓	✓
910	N	✓	✓
1020	N	×	✓

Tableau 2 : Les différents canaux POLDER-1, POLDER-2 et PARASOL. « O » signifie Oui et « N » Non. Lorsqu'un canal est équipé de polariseurs, les trois paramètres de Stokes peuvent être obtenus. Dans le cas contraire, seul la luminance totale est mesurée.

La principale caractéristique de ces trois instruments est de pouvoir observer une même scène sous plusieurs directions. Habituellement, le balayage d'une scène est assuré par le défilement du satellite pour la direction parallèle à la fauchée (sauf pour les géostationnaires) et par un système mécanique (scanner) ou électronique (à l'aide d'une barrette CCD) pour la direction perpendiculaire à la fauchée. Un point de la scène est alors observé avec une unique géométrie de visée. Les instruments POLDER-2 et PARASOL utilisent non pas une barrette CCD mais une matrice CCD et à chaque prise de vue, ce n'est donc pas un pixel mais tout un ensemble qui est observé. Il en résulte que lorsque le satellite défile, un pixel déjà observé peut l'être à nouveau, mais dans des conditions géométriques différentes, comme illustré par le schéma de la figure 3.

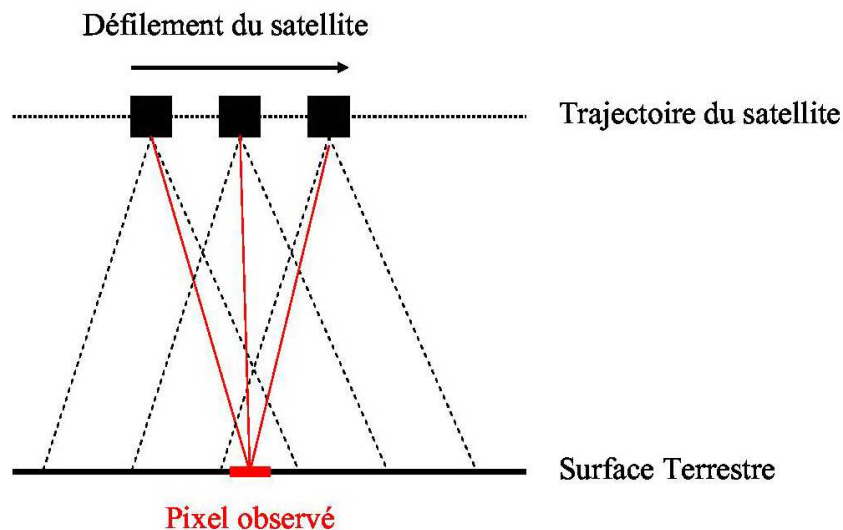


Figure 3 : Schématisation du principe des mesures multidirectionnelles des instruments POLDER-2 et PARASOL. La matrice CCD de ces instruments permet une prise de vue bidirectionnelle perpendiculairement à la fauchée mais aussi parallèlement à celle-ci. Un pixel est donc observé plusieurs fois consécutivement sous plusieurs directions.

POLDER-2 a un champ de vue de $\pm 43^\circ$ le long de la fauchée et de $\pm 51^\circ$ perpendiculairement à la fauchée, ce qui définit une trace au sol de largeur 2100 km environ. L'élément de base de la scène observée, le pixel, est une surface de dimension $6 \times 7 \text{ km}^2$. Le champ de vue dans la direction parallèle à la fauchée permet d'obtenir jusqu'à 14 directions de visée différentes pour un même pixel. Sur PARASOL, la plus grande dimension de la

matrice CCD a été positionnée parallèlement à la trace : la fauchée est moins large (1600 km) mais, en contrepartie, plus de directions de visée sont possibles (jusqu'à 16).

Les plateformes satellitaires sur lesquelles sont embarqués ces instruments (PARASOL correspond à la fois à la plateforme et à l'instrument puisqu'il n'y a qu'un seul capteur embarqué) ont des orbites héliosynchrones : elles survolent l'équateur toujours à la même heure locale. Le tableau 3 donne quelques caractéristiques concernant les orbites suivies par les instruments POLDER-2 et PARASOL.

Plateforme	ADEOS-2	PARASOL
Instrument	POLDER-2	PARASOL
Noeud	Descendant	Ascendant
Heure locale de passage au noeud	10h30	13h30
Altitude	803 km	705 km
Origine de la plateforme	NASDA	CNES

Tableau 3 : Quelques caractéristiques des orbites des plateformes embarquant les instruments POLDER-2 et PARASOL.

Une autre caractéristique des instruments POLDER-2 et PARASOL a déjà été mentionnée : il s'agit de la capacité à mesurer l'état de polarisation du rayonnement. Pour chaque capteur, trois canaux sont concernés : 443 nm, 670 nm et 865 nm pour POLDER-2 et 490 nm, 670 nm et 865 nm pour PARASOL. A chacun de ces canaux sont associés trois filtres polariseurs positionnés à 60 ° les uns des autres; on obtient alors trois mesures qui permettent de reconstituer les paramètres de Stokes puis la luminance polarisée.

On appellera « inversion des mesures » ou « inversion aérosol » l'opération qui permet de passer des mesures de luminances aux grandeurs géophysiques caractérisant les particules. Ceci sera fait à l'aide d'un algorithme dit d'inversion. L'inversion des mesures n'est pas faite au pixel ($6 \times 7 \text{ km}^2$) mais sur un super-pixel correspondant à un ensemble de 3×3 pixels de base, soit une surface d'environ $20 \times 20 \text{ km}^2$. Ceci, qui permet de réduire le bruit des mesures d'un facteur 3, est possible car on estime que la distribution spatiale des aérosols est homogène à cette échelle (sauf près des sources continentales).

3.2. MODIS

MODIS, instrument développé par la NASA (*Salomonson et al.*, 1989) , est aussi un radiomètre imageur. Son large champ de vue ($\pm 55^\circ$) entraîne une fauchée de 2330 km ; ainsi, tout comme celle de POLDER, la couverture journalière du globe par MODIS est quasi complète. Le balayage dans le sens perpendiculaire à la fauchée est assuré par un système mécanique et donc, contrairement à POLDER, MODIS ne réalise que des mesures en énergie (ni multidirectionnelles, ni polarisées). Par contre, il dispose de trente-six bandes spectrales (de 0.405 μm à 14.385 μm) , dont sept sont intéressantes pour étudier les aérosols (466, 553, 644, 855, 1243, 1632 et 2119 nm). Ces sept canaux permettent d'observer des pixels dont les dimensions sont 250 \times 250 m² (pour 644 nm et 855 nm) ou 500 \times 500 m² (pour les 5 autres canaux) au nadir, c'est à dire avec une résolution bien meilleure que celle de POLDER (6 \times 7 km²). MODIS n'a donc pas du tout les mêmes points forts que POLDER : il dispose d'une meilleure résolution spatiale et de nombreux canaux, dont certains dans le domaine de l'émission tellurique ; ces deux caractéristiques rendent possible, par exemple, une détection fine des nuages que ne permet pas POLDER. Pour la détermination des caractéristiques des aérosols, les canaux moyen-infrarouge (1243, 1632 et 2119 nm) apportent une information très intéressante par rapport à POLDER-2 ou PARASOL.

Il existe en fait deux instruments MODIS en orbite, l'un sur la plateforme EOS-Aqua (lancée en avril 2002) et l'autre sur la plateforme EOS-Terra (lancée en décembre 1999) ; les deux sont toujours en activité. Ces deux plateformes sont héliosynchrones et situées à la même altitude, 705 km. Par contre, Terra survole le nœud descendant à 10h30 heure locale alors que Aqua survole le nœud ascendant à 13h30 heure locale.

Si la mesure MODIS est réalisée à l'échelle du pixel, l'inversion des propriétés des aérosols est, tout comme avec POLDER-2 et PARASOL, réalisée à l'échelle du super-pixel. Un super-pixel MODIS comprend 20 \times 20 pixels de résolution 500 m (les pixels de résolution 250 m sont dégradés à 500 m) et correspond donc à une surface de 10 \times 10 km² au nadir.

3.3. L'Aqua-Train

Depuis le lancement de capteurs spécifiquement dédiés à l'étude des aérosols, et plus généralement de l'atmosphère, de nombreuses études ont pu être menées et des progrès

importants ont été accomplis. Les instruments développés récemment sont dotés de capacités observationnelles innovantes qui apparaissent complémentaires. Un panorama des instruments et des méthodes d'inversion est présenté dans *King et al.* (1999).

L'évolution naturelle est de regrouper ces instruments pour observer quasi-simultanément une même scène. Cela a été accompli en partie au cours de campagnes aéroportées ; la campagne SHADE, réalisée en septembre 2000 (*Tanré et al.*, 2003) en est un exemple. Depuis quelques années, un édifice important est en cours de construction : l'A-Train (pour Afternoon-Train). L'A-Train consiste en un convoi de satellites se suivant à quelques minutes d'intervalle sur des orbites très proches. Première pierre de ce train de satellites, la plateforme EOS-Aqua a été lancée en avril 2002 (avec un capteur MODIS à son bord). Depuis, elle a été rejointe par les plateformes EOS-Aura (juin 2004), PARASOL (décembre 2004) et dernièrement par CLOUDSAT et CALIPSO (avril 2006). Un dernier élément, OCO, devrait rejoindre l'A-Train, a priori en septembre 2008. Les informations apportées par chaque instrument pourront ainsi être utilisées conjointement pour restituer au mieux les propriétés des aérosols. Plusieurs combinaisons sont envisageables, comme celle de PARASOL et MODIS, qui est l'objet de cette thèse. Une synergie capteur passif (PARASOL ou MODIS) / capteur actif (le lidar CALIOP sur CALIPSO, qui apporte des informations sur la répartition verticale des aérosols et des nuages) semble aussi très prometteuse.

Pendant une bonne partie de cette thèse (débutée en octobre 2003), les données provenant de PARASOL n'ont pas été disponibles. Cependant, un ensemble de mesures communes a pu être utilisé : il s'agit des mesures coïncidentes des instruments POLDER-2 et MODIS-Terra. Les deux imageurs ne sont pas positionnés sur la même orbite mais ont une heure de passage au nœud descendant identique (10h30 heure locale). La configuration des deux orbites fait qu'il existe des coïncidences spatio-temporelles entre les deux capteurs. Deux critères de coïncidences des super-pixels POLDER-2 et MODIS ont été définis :

- Coïncidence temporelle : pas plus de 5 mn de décalage entre les deux mesures d'une même scène.
- Coïncidence spatiale : pour un super-pixel POLDER-2, le super-pixel MODIS coïncident est celui qui est le plus au centre du super-pixel POLDER-2 (critère illustré par la figure 4).

Avec ces deux critères, on dispose de 4 orbites complètes coïncidentes POLDER-2 / MODIS-Terra tous les 3 jours environ, et ce pour les 6 mois d'acquisition POLDER-2 (d'avril à septembre 2003).

Ces critères de coïncidences ont été appliqués pour obtenir un jeu de mesures communes POLDER-2 / MODIS-Terra, utilisé dans les chapitre II et IV.

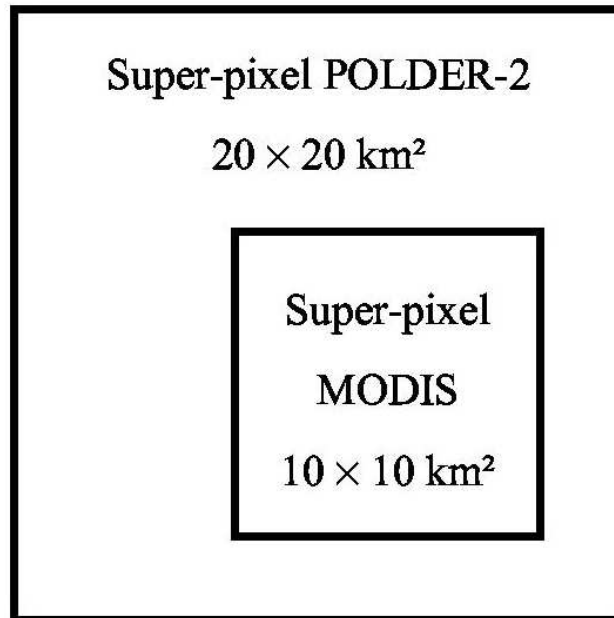


Figure 4 : illustration d'une coïncidence spatiale d'un super-pixel POLDER-2 et d'un super-pixel MODIS.

4. Objectifs et plan de la thèse

Les aérosols sont des constituants essentiels de l'atmosphère mais leur impact sur le système climatique est sujet à de nombreuses incertitudes. La modélisation des effets des aérosols sur le bilan radiatif doit être améliorée et une des étapes nécessaires est de pouvoir caractériser de façon précise la distribution globale des aérosols dans l'atmosphère. La télédétection spatiale est l'outil adapté pour mener à bien cette tâche. Plusieurs instruments spécifiquement dédiés à l'étude de l'atmosphère, et en particulier des aérosols, ont été placés en orbite récemment. Le contenu de cette thèse porte sur les interactions possibles de deux de ces capteurs : POLDER-2 / PARASOL et MODIS (Terra ou Aqua). Les deux instruments disposent de capacités observationnelles différentes mais complémentaires et le but de ce travail de thèse était d'étudier les synergies possibles entre les deux capteurs.

Etant donné la contribution importante de la surface sur le signal mesuré par les instruments satellitaires, les analyses des observations au-dessus des océans et au-dessus des terres émergées sont séparées. De même, le plan de la thèse suit cette séparation avec une première partie (chapitres II et III) consacrée à l'étude des aérosols au-dessus des océans et une deuxième partie (chapitres IV et V) axée sur les aérosols observés au-dessus des surfaces émergées.

Avant d'évoquer une éventuelle synergie entre les deux instruments, il faut réaliser une comparaison de leurs différents résultats. C'est le but du chapitre II pour l'étude au-dessus des océans et du début du chapitre IV en ce qui concerne l'observation au-dessus des terres émergées. L'objectif de ce travail était de développer une inversion mélangeant les informations apportées par chacun des deux instruments. Au-dessus des océans, cet objectif a été atteint et l'inversion couplée est détaillée dans le chapitre III. Au-dessus des terres émergées, différentes pistes ont été étudiées et sont présentées dans le chapitre IV, mais elles n'ont pas abouti du fait des difficultés de caractérisation des surfaces. Enfin, le chapitre V ne concerne que POLDER-2 : cette partie présente l'étude et le développement d'un algorithme permettant d'obtenir l'altimétrie des panaches d'aérosols à l'aide des mesures polarisées POLDER-2 à 443 nm.

5. Bibliographie

- Angström, A. (1964), The parameters of atmospheric turbidity, *Tellus*, **16**, 64-75.
- Chandrasekhar, S. (1950), *Radiative transfer*, Oxford University Press, London.
- Charlson, R. J., S. E. Schwartz, J. M. Hales, R. D. Cess, J. A. Coakley, J. E. Hansen, and D. J. Hofmann (1992), Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, **255**, 423-430.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze (1994), The POLDER Mission: Instrument Characteristics and Scientific Objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **32**, 598-615.
- Deuzé, J. L. (1974), *Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants, application à la polarisation localisée de Vénus*, thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer (1988), Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **41**, 483-494.
- Deuzé, J. L., F. M. Bréon, C. Devaux, P. Goloub, M. Herman, B. Lafrance, F. Maignan, A. Marchand, F. Nadal, G. Perry, and D. Tanré (2001), Remote sensing of aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS-1 polarized measurements, *J. Geophys. Res.*, **106**, 4,913-4,926.
- Diner, D. J., J. C. Beckert, T. H. Reilly, C. J. Bruegge, J. E. Conel, R. Kahn, J. V. Martonchik, T. P. Ackerman, R. Davies, S. A. W. Gerstl, H. R. Gordon, J. P. Muller, R. Myneni, R. J. Sellers, B. Pinty, and M. M. Verstraete (1998), Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) description and experiment overview, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **36**, 1,072-1,087.
- Dubovik, O., B. N. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker (2002), Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 590-608.
- Herman, J. R., P. K. Barthia, O. Torres, C. Hsu, C. Seftor, and E. Celarier (1997), Global distribution of U-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 2489-2506.
- Herman, M., J. L. Deuzé, A. Marchand, B. Roger, and P. Lallart (2005), Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean. Improved retrieval using non-spherical particle model, *J. Geophys. Res.*, **110**, D10S02, doi:10.1029/2004JD004798.

- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. J. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenu, I. Jankowiak, and A. Smirnov (1998), AERONET - A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization, *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1-16.
- Intergovernmental Panel on Climate Change 2001, *Climate Change 2001: The Scientific Basis*, Cambridge University Press.
- Jankowiak, I., and D. Tanré (1992), Climatology of Saharan dust events observed from Meteosat imagery over Atlantic Ocean. Method and preliminary results, *J. Clim.*, **5**, 646-656.
- Kawata, Y. (1978), Circular polarization of sunlight reflected by planetary atmosphere, *Icarus*, **33**, 217-232.
- King, M. D., Y. J. Kaufman, D. Tanré, and T. Nakajima (1999), Remote sensing of tropospheric aerosols from space: past, present, and future, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**, 2,229-2,259.
- Lenoble, J. (1993), *Atmospheric radiative transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton.
- Martonchik, J.V., D.J. Diner, R. Kahn, T.P. Ackerman, M.M. Verstraete, B. Pinty, and H.R. Gordon (1998), Techniques for the retrieval of aerosol properties over land and ocean using multi-angle imaging. *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, **36**, 1212-1227.
- Mie, G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Geophys.*, **25**, 377-445.
- Rao, C. R. N., L. L. Stowe, and E. P. McClain (1989), Remote sensing of aerosols over the ocean using AVHRR data. Theory, practice and applications, *Int. J. Rem. Sens.*, **10**, 743-749.
- Rayleigh, L. (1889), On the transmission of light through an atmosphere containing many small particles in suspension, and on the origin of the blue of the sky, *Phil. Mag.*, **47**, 375-384.
- Remer, L. A., Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Matto, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote, and B. N. Holben (2005), The MODIS Aerosol Algorithm, Products and Validation, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 947-973.
- Salomonson, V. V., W. L. Barnes, P. W. Maymon, H. E. Montgomery, and H. Ostrow, MODIS: Advanced Facility Instrument for Studies of the Earth as a System (1989), *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **27**, 145-153.

- Tanré, D., J. Haywood, J. Pelon, J.-F. Léon, B. Chatenet, P. Formenti, P. Goloub, E. J. Highwood, and G. Myhre (2003), Measurements and modelisation of the Saharan dust radiative impact: overview of the SaHArAn Dust Experiment (SHADE), *J. Geophys. Res.*, **108**, 8574, doi:10.1029/2002JD003273.
- Twomey, S. A. (1977), *Atmospheric aerosols*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- Van De Hulst, H. C.(1957), *Light scattering by small particles*, John Wiley, New York.

Chapitre II

Comparaison des produits aérosols POLDER-2 et MODIS-Terra au-dessus des océans

1. INTRODUCTION	35
2. DESCRIPTION DES ALGORITHMES AEROSOLS POLDER-2 ET MODIS	36
2.1. LES JEUX DE MODELES D'AEROSOLS	36
2.2. LES PROCESSUS D'INVERSION	40
2.2.1. MELANGE DES LUMINANCES	40
2.2.2. L'INVERSION POLDER-2	41
2.2.3. L'INVERSION MODIS	44
3. COMPARAISON DES PRODUITS AEROSOLS	46
3.1. EPAISSEUR OPTIQUE	46
3.2. COEFFICIENT D'ANGSTRÖM ET FRACTION DE PETITES PARTICULES	51
3.3. CONCLUSION	55
4. RESTITUTIONS CROISEES DES MESURES POLDER-2 ET MODIS	56
4.1. INTRODUCTION	56
4.2. SIMULATION DES MESURES MODIS A L'AIDE DES PRODUITS POLDER-2	57
4.2.1. LES SIMULATIONS POLDER-2	57
4.2.2. COMPARAISON GENERALE	58
4.2.3. CAS PARTICULIERS	61
4.2.4. CONCLUSION	65
4.3. SIMULATION DES MESURES POLDER-2 A L'AIDE DES PRODUITS MODIS	65
4.3.1. LES SIMULATIONS MODIS	65
4.3.2. COMPARAISON GENERALE	65
4.3.3. CAS PARTICULIERS	69
4.3.4. CONCLUSION	73
5. PROPRIETES OPTIQUES DES PARTICULES NON SPHERIQUES	74
5.1. COMPARAISON DES EPAISSEURS OPTIQUES	74
5.2. EVOLUTION SPECTRALE DES PROPRIETES OPTIQUES DES PARTICULES NON SPHERIQUES	76
6. PREMIERE COMPARAISON DES PRODUITS PARASOL ET MODIS-AQUA	83
7. CONCLUSION	86
8. BIBLIOGRAPHIE	87

1. Introduction

Comme indiqué dans l'introduction, les instruments POLDER-2 et MODIS ont des capacités observationnelles très différentes. Les mesures POLDER-2 apportent des informations spectrales sur l'aspect directionnel et l'état de polarisation du rayonnement alors que celles de MODIS permettent de mieux qualifier le comportement spectral du signal mesuré. A chaque capteur est associé un algorithme adapté aux types de mesures effectuées. Ce chapitre concerne la détection des aérosols au-dessus des océans ; les algorithmes POLDER-2 et MODIS sont présentés dans la section suivante. Dans les sections ultérieures, les résultats de ces algorithmes sont comparés ; les défauts et les avantages de chaque inversion sont analysés. La capacité des résultats d'une inversion des mesures d'un capteur à simuler correctement les mesures réalisées par l'autre instrument est aussi étudiée, ce qui permet de montrer ce qu'apporte les mesures directionnelles et polarisées POLDER-2 par rapport aux mesures MODIS et vice-versa. Ces résultats ont été publiés dans un article de la revue *Journal of Geophysical Research* en décembre 2005 (Gérard *et al.*, 2005). Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, une première comparaison entre les résultats des inversions des mesures PARASOL et MODIS-Aqua est brièvement présentée.

2. Description des algorithmes aérosols POLDER-2 et MODIS

Les deux algorithmes d'inversion ont pour but d'obtenir les propriétés géophysiques des aérosols (aussi nommées produits aérosols) en comparant les luminances mesurées par le capteur à des tables de luminances pré-simulées (Look-Up Tables ou LUT). Pour constituer les LUT, il faut considérer plusieurs géométries d'observation mais aussi différents types d'aérosols. Les algorithmes d'inversion sont décrits en détail dans les articles suivants :

- *Deuzé et al. (2000) et Herman et al. (2005)* pour POLDER-2
- *Levy et al. (2003) et Remer et al. (2005)* pour MODIS

2.1. Les jeux de modèles d'aérosols

On considère que la distribution en taille des aérosols est la somme de deux contributions : une provenant de petites particules (mode fin) et une autre provenant de grosses particules (mode grossier). On peut situer de manière grossière la limite entre les deux tailles de particules à un rayon de $0.5 \mu\text{m}$ si l'on considère que les particules sont sphériques. L'inversion MODIS n'est basée que sur l'utilisation de particules sphériques alors que l'inversion POLDER-2 considère que le mode grossier peut contenir des particules sphériques, non sphériques ou un mélange des deux, les petites particules étant sphériques.

Les granulométries des particules sphériques, petites et grosses, sont décrites à l'aide d'une loi log-normale, qui est maintenant utilisée dans la plupart des études. De plus, pour caractériser complètement les aérosols, il faut associer à la distribution un indice de réfraction qui dépend de la composition chimique des aérosols et donc de leur origine. Les modèles d'aérosols POLDER-2 ont des indices de réfraction réels (c'est à dire que les particules n'absorbent pas le rayonnement) et indépendants de la longueur d'onde alors que ceux de MODIS présentent des indices de réfraction qui varient avec la longueur d'onde et avec une partie imaginaire non nulle, mais qui sont fixés pour une granulométrie donnée. Avec ces deux paramètres (granulométrie et indice de réfraction), on peut utiliser la théorie de *Mie* (1908) pour obtenir les matrices de diffusion et les coefficients d'extinction nécessaires à une simulation du signal à l'aide d'un code de transfert radiatif.

Même si on peut modéliser les particules non sphériques, les calculs sont longs et le choix des paramètres difficiles. Plusieurs méthodes théoriques ont été proposées (*Purcell and*

Pennypacker, 1973 ; Draine and Flatau, 1996 ; Mishchenko et al., 1996 ; Yang and Liou, 1996 ; Dubovik et al., 2002) mais c'est un modèle expérimental d'aérosols non sphériques qui a été retenu et utilisé. Il est basé sur les travaux de *Volten et al. (2001)*. Les propriétés optiques des particules non sphériques ont été obtenues en moyennant des matrices de phase mesurées pour plusieurs échantillons de particules de forme irrégulière. Ces mesures ont été réalisées dans la partie visible du spectre électromagnétique (441.6 nm et 632.8 nm), mais l'inversion POLDER-2 suppose qu'elles restent valides dans le proche-infrarouge (pour le canal 865 nm), du fait du faible effet spectral engendré par les grosses particules. Le modèle de particules non sphériques est supposé indépendant de la longueur d'onde, en terme de matrice de phase mais aussi de coefficient d'extinction. La figure 1 présente la comparaison des fonctions de phase de grosses particules sphériques et non sphériques. Puisque les propriétés des particules non sphériques sont entièrement fixées, le seul paramètre qui influe sur ces particules (pour la constitution des LUT) est leur concentration parmi les gros aérosols. Cette quantité est définie par p , qui est le rapport de l'épaisseur optique des aérosols non sphériques sur l'épaisseur optique des grosses particules, toutes les deux évaluées à 865 nm.

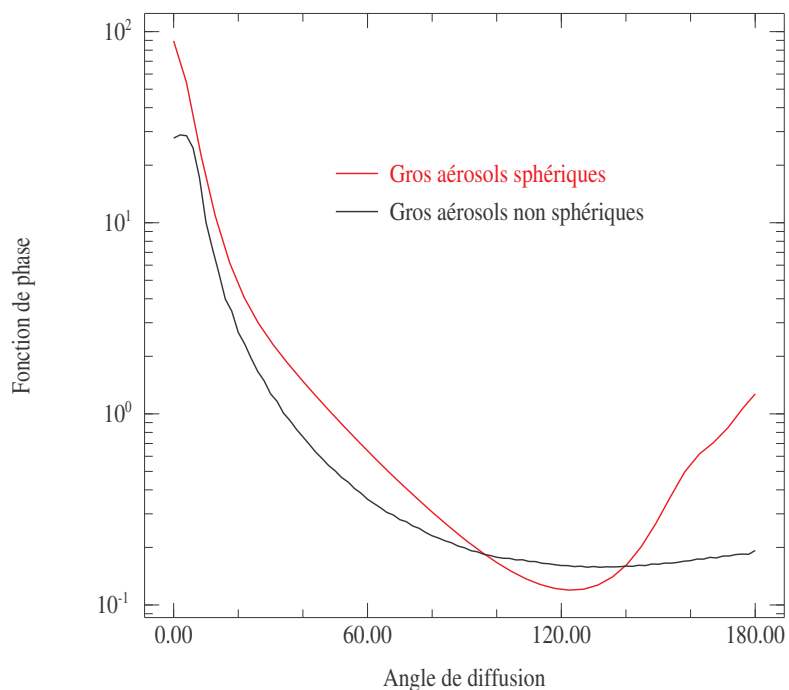


Figure 1: Fonctions de phase à 865 nm de grosses particules sphériques (en rouge, modèle n° 8 des LUT MODIS, voir tableau n° 2) et de grosses particules non-sphériques (en noir, modèle 13-L des LUT POLDER, voir tableau n° 1).

Les LUT POLDER-2 sont constituées de 12 modes fins et de 13 modes grossiers, définis par les paramètres reportés dans le tableau 1. Les LUT MODIS comprennent 4 petits modes et 5 gros modes, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.

Modes fins	r_m (μm)	m	Modes grossiers	m	p (%)
1-S	0.04	1.35 - 0.0i	1-L	1.33 - 0.0i	0
2-S	0.04	1.45 - 0.0i	2-L	1.35 - 0.0i	0
3-S	0.04	1.60 - 0.0i	3-L	1.37 - 0.0i	0
4-S	0.08	1.35 - 0.0i	4-L	1.33 - 0.0i	25
5-S	0.08	1.45 - 0.0i	5-L	1.35 - 0.0i	25
6-S	0.08	1.60 - 0.0i	6-L	1.37 - 0.0i	25
7-S	0.10	1.35 - 0.0i	7-L	1.33 - 0.0i	50
8-S	0.10	1.45 - 0.0i	8-L	1.35 - 0.0i	50
9-S	0.10	1.60 - 0.0i	9-L	1.37 - 0.0i	50
10-S	0.13	1.35 - 0.0i	10-L	1.33 - 0.0i	75
11-S	0.13	1.45 - 0.0i	11-L	1.35 - 0.0i	75
12-S	0.13	1.60 - 0.0i	12-L	1.37 - 0.0i	75
			13-L	-	100

Tableau 1 : Description des modèles d'aérosols utilisés pour créer les LUT POLDER-2 (r_m et σ sont définis dans le chapitre I). Pour les petits modes, $\sigma = 0.2$ et pour les gros modes sphériques, $r_m = 1 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.3$. La proportion d'aérosols non sphériques parmi les grosses particules, p , est donnée à 865 nm.

Les LUT POLDER-2 sont réalisées avec un code de transfert radiatif basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion (Deuzé *et al.*, 1988). Ce code permet de calculer les paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère en prenant en compte les diffusions multiples du rayonnement liées aux molécules et aux aérosols dans l'atmosphère ainsi que l'interaction océan-atmosphère. Cette dernière est composée de la réflexion de Fresnel pour une surface océanique agitée (le vent est fixé à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour cet effet) ainsi que de la couleur de l'eau due à la présence de pigments chlorophylliens sous-marins (la réflectance de cet effet est supposée lambertienne et vaut 0.001 à 670 nm et est nulle à 865 nm). La réflexion due à l'écume dépend fortement de la vitesse du vent et ne peut être prise en compte dans les LUT ; elle doit être corrigée directement sur les mesures (Pour plus de détails sur cette correction, voir

chapitre III, section 3.2.4). Le glitter correspond à la réflexion de Fresnel directe sur la surface de l'océan. Dans un tel cas de figure, la contribution de la surface est nettement plus élevée et masque la contribution de l'atmosphère. Un test est appliqué pour rejeter les directions d'observation où les mesures sont contaminées par le glitter.

	r_m (μm)	σ	m (466 à 865 nm)	m (1243 nm)	m (1632 nm)	m (2119 nm)
Modes fin						
1	0.07	0.17	1.45 - 0.0035i	1.45 - 0.0035i	1.43 - 0.01i	1.40 - 0.005i
2	0.06	0.26	1.45 - 0.0035i	1.45 - 0.0035i	1.43 - 0.01i	1.40 - 0.005i
3	0.08	0.26	1.40 - 0.002i	1.40 - 0.002i	1.39 - 0.005i	1.36 - 0.003i
4	0.1	0.26	1.40 - 0.002i	1.40 - 0.002i	1.39 - 0.005i	1.36 - 0.003i
Modes grossiers						
5	0.4	0.26	1.45 - 0.0035i	1.45 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i
6	0.6	0.26	1.45 - 0.0035i	1.45 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i
7	0.8	0.26	1.45 - 0.0035i	1.45 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i	1.43 - 0.0035i
8	0.6	0.26	1.53 - 0.001i	1.46 - 0.0i	1.46 - 0.001i	1.46 - 0.0i
9	0.5	0.35	1.53 - 0.001i	1.46 - 0.0i	1.46 - 0.001i	1.46 - 0.0i

Tableau 2 : Description des modèles d'aérosols utilisés pour créer les LUT MODIS.

Les LUT MODIS sont réalisées à l'aide du code de transfert radiatif décrit dans *Ahmad and Fraser* (1982). Ce code permet les mêmes calculs que ceux réalisés pour les LUT POLDER-2. La vitesse du vent est fixée à 6 m.s^{-1} pour la réflexion de Fresnel et la réflexion de l'écume (cette dernière n'est donc pas à corriger sur les mesures MODIS). La réflectance due à la couleur de l'eau est supposée nulle sauf pour le canal 553 nm où elle vaut 0.005. De plus, comme dans les LUT POLDER-2, on la considère lambertienne. Un masque glitter est aussi appliqué. Si les mesures sont contaminées par le glitter, elles sont rejetées et le pixel ne peut alors plus être traité par l'inversion MODIS. Un des avantages de POLDER-2 par rapport à MODIS est la multi-directionnalité : seules quelques-unes des multiples directions de visée sont affectées par le glitter, les autres peuvent être utilisées et le pixel peut être traité par l'inversion POLDER-2.

Informatiquement, il serait très lourd de manipuler des tableaux correspondant à tous les mélanges possibles de petites et de grosses particules. La solution retenue est de simuler un modèle de particules à la fois, et ce pour plusieurs géométries d'observation et plusieurs épaisseurs optiques. Ainsi, pour les LUT MODIS, neuf séries de simulations sont réalisées (quatre pour les petits aérosols et cinq pour les gros aérosols), alors que pour POLDER-2, seize séries de simulations sont nécessaires (douze pour les petits aérosols, trois pour les gros aérosols sphériques et une pour les aérosols non sphériques). Par la suite, lors du processus d'inversion, on peut utiliser la méthode décrite dans *Wang and Gordon (1994)*, pour reconstituer, tout d'abord, la contribution des grosses particules pour POLDER-2 (mélange des particules sphériques et non sphériques en prenant en compte les différents coefficients p , ce qui donne 13 modèles de grosses particules différents, voir tableau 1), et ensuite, le signal total pour POLDER-2 et MODIS, mélange des contributions des petites et des grosses particules.

2.2. Les processus d'inversion

2.2.1. Mélange des luminances

Comme indiqué dans la section précédente, les LUT ne sont pas réalisées pour un mélange de particules. Pour comparer les simulations aux mesures, il faut d'abord mélanger les contributions des petites et grosses particules (sphériques, non sphériques ou mélangées). Ceci est réalisé avec la méthode proposée par *Wang and Gordon (1994)*. Celle-ci consiste à approximer le signal total de la façon suivante :

$$L_{\lambda}^T(\theta_s, \theta_v, \Phi, \delta_{\lambda}^T) = c_{\lambda} \cdot L_{\lambda}^S(\theta_s, \theta_v, \Phi, \delta_{\lambda}^T) + (1 - c_{\lambda}) \cdot L_{\lambda}^L(\theta_s, \theta_v, \Phi, \delta_{\lambda}^T) \quad (*)$$

Où L_{λ}^T , L_{λ}^S et L_{λ}^L sont respectivement les luminances totale, du petit mode et du gros mode (simulées avec la même épaisseur optique δ_{λ}^T , qui est l'épaisseur optique totale), θ_s est l'angle zénithal solaire, θ_v l'angle zénithal de visée et Φ l'angle azimutal relatif. δ_{λ}^S et δ_{λ}^L sont les épaisseurs optiques du petit et du gros mode, respectivement ($\delta_{\lambda}^T = \delta_{\lambda}^S + \delta_{\lambda}^L$). c_{λ} est la fraction en épaisseur optique du petit mode (comprise entre 0 et 1) définie par :

$$c_{\lambda} = \frac{\delta_{\lambda}^S}{\delta_{\lambda}^T}$$

Tous ces paramètres sont dépendants de la longueur d'onde λ .

Ces relations sont aussi utilisées pour les autres paramètres de Stokes, Q et U , ce qui permet d'obtenir la luminance polarisée d'un mélange.

En utilisant les mêmes relations, on peut aussi obtenir la luminance pour le mélange des gros aérosols sphériques et non sphériques de POLDER-2. L'indice S correspondrait, par exemple, aux gros aérosols sphériques et l'indice L aux gros aérosols non sphériques. L'épaisseur optique totale serait alors l'épaisseur optique du gros mode.

On peut donc définir des fractions en épaisseur optique pour les trois modes (petit, gros sphérique et gros non sphérique). Par la suite, le terme épaisseur optique sera omis, et on parlera de fraction du petit mode, du gros mode sphérique ou du gros mode non sphérique.

2.2.2. L'inversion POLDER-2

On réalise en fait une inversion pour chaque couple de modes (petit + gros). Pour chacune de ces paires, les étapes de l'inversion sont les suivantes :

- calcul de δ_λ^T (épaisseur optique totale) et de c_λ (fraction du petit mode) à partir des moyennes des luminances totales à 670 et 865 nm.
- Simulation des mesures totales et polarisées à 670 et 865 nm et calcul de l'écart absolu ε entre ces simulations et les mesures.

Le couple de modes choisi, auquel sont associées une épaisseur optique et une fraction du petit mode, est celui pour lequel l'écart absolu ε est le plus faible.

Chaque étape est maintenant examinée en détail :

• 1^{ère} étape

Un couple de modes étant choisi et la géométrie d'observation étant connue, il n'y a que deux inconnues si l'on considère la relation (*) : δ_λ^T et c_λ . Dans cette première étape, on souhaite que les mesures moyennes de luminances totales à 670 et 865 nm, \overline{L}_{670}^T et \overline{L}_{865}^T , soient exactement simulées. Cette étape se résume donc à résoudre un système de deux équations à deux inconnues. S'il y a une solution, on peut passer à l'étape suivante. S'il n'y a pas de solution, c'est à dire si le couple de modes considéré ne peut simuler exactement \overline{L}_{670}^T et \overline{L}_{865}^T quelque soit les valeurs de δ_λ^T et c_λ , alors l'inversion est stoppée à ce stade et on passe au couple de modes suivant.

La méthodologie utilisée pour résoudre le système d'équation est la suivante :

- **i)** On cherche si le système peut être résolu, c'est à dire s'il a une solution. Pour ce faire, on considère 2 cas extrêmes : il n'y a que des petites particules ($c_{865} = c_{670} = 1$) ou que des grosses particules ($c_{865} = c_{670} = 0$).
 - **a)** Pour chaque direction de visée valide (c'est à dire non affectée par le glitter), on lit les LUT et par interpolation, on obtient la valeur de δ_{865}^T qui permet de simuler exactement la luminance moyenne à 865 nm pour les cas $c_{865} = 0$ et $c_{865} = 1$. On obtient ainsi un intervalle de valeurs d'épaisseur optique à 865 nm limité par les deux valeurs déterminées.
 - **b)** On procède de la même façon à 670 nm. On dispose alors d'un intervalle de valeurs d'épaisseur optique possibles d'après la mesure à 670 nm. Les 2 valeurs limites de cet intervalle sont reportées à 865 nm à l'aide des coefficients d'extinction des petit et gros modes du couple étudié.
 - **c)** Si les 2 intervalles se superposent, alors une solution existe et l'inversion continue. Dans le cas contraire, le couple de mode considéré ne peut reproduire exactement les mesures moyennes $\overline{L_{670}^T}$ et $\overline{L_{865}^T}$; le système de deux équations à deux inconnues n'a pas de solution. L'inversion est stoppée pour ce couple de modes.
- **ii)** On cherche maintenant à déterminer les valeurs de δ_{865}^T et c_{865} qui permettent de reproduire exactement les mesures moyennes à 670 et 865 nm.
 - **a)** Pour une série d'épaisseurs optiques (comprises entre 0.075 et 5, à 865 nm), on utilise les LUT pour simuler les contributions à 865 nm des petit et gros mode dans toutes les directions d'observation. La série d'épaisseurs optiques peut être tronquée de ses valeurs extrêmes qui ne rentrent pas dans l'intervalle défini dans l'étape **i) a)**.
 - **b)** A l'aide de la relation (*), on peut alors calculer, pour chaque valeur de δ_{865}^T , la concentration de petites particules à 865 nm, c_{865} , qui permet de simuler exactement la mesure moyenne à 865 nm. On obtient alors une série de points représentant la courbe $\delta_{865}^T = f(c_{865})$.
 - **c)** On recommence les étapes **a)** et **b)** à 670 nm. Pour la même série d'épaisseur optique (toujours les mêmes valeurs comprises entre 0.075 et 5, mais à 670 nm cette fois), on obtient une série de valeurs de c_{670} à partir de la luminance moyenne mesurée à 670 nm.

- *d)* Les couples $(\delta_{670}^T, c_{670})$ sont recalculés à 865 nm pour pouvoir obtenir une courbe comparable à celle déterminée dans l'étape *ii) b)*. L'endroit où les deux courbes se croisent correspond à la solution de l'équation et indique l'épaisseur optique et la fraction de petits aérosols à 865 nm $(\delta_{865}^T$ et $c_{865})$ qui sont associés au couple de modes étudié.

Sous certaines conditions (par exemple : plage d'angle de diffusion trop faible, signal pas assez élevée), un ou plusieurs paramètres des petit et gros modes (comme l'indice de réfraction) peuvent être volontairement fixés, réduisant ainsi le nombre de modèles (et donc de couples) disponibles pour l'inversion.

• 2^{nde} étape

Pour chaque paire de modes qui a passé la première étape, on connaît l'épaisseur optique et la fraction de petits aérosols, ainsi que leur dépendance spectrale. Pour chaque direction de visée valide, on peut simuler les luminances totales et polarisées pour les deux longueurs d'onde, 670 et 865 nm. On peut ensuite calculer des écarts absolus entre les luminances mesurées et les luminances simulées :

$$\Delta L = \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{\lambda} \sum_{i=1}^N [L_{\lambda}^{mes}(\Theta_i) - L_{\lambda}^{sim}(\Theta_i)]^2}$$

$$\Delta Lp = \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{\lambda} \sum_{i=1}^N [Lp_{\lambda}^{mes}(\Theta_i) - Lp_{\lambda}^{sim}(\Theta_i)]^2}$$

ΔL est l'écart entre les mesures et les simulations de luminance totale et ΔLp est l'écart entre les mesures et les simulations de luminance polarisée. N représente le nombre de directions de visée valides. $L_{\lambda}^{mes}(\Theta_i)$ et $L_{\lambda}^{sim}(\Theta_i)$ représentent respectivement les luminances totales mesurée et simulée dans la direction i (pour laquelle l'angle de diffusion est Θ_i) et pour la longueur d'onde λ (670 ou 865 nm). $Lp_{\lambda}^{mes}(\Theta_i)$ et $Lp_{\lambda}^{sim}(\Theta_i)$ représentent les mêmes grandeurs mais pour la luminance polarisée.

On peut ainsi calculer l'écart total ε égal à la somme des écarts en luminance ΔL et en luminance polarisée ΔLp : $\varepsilon = \Delta L + \Delta Lp$. Au final, le couple de modes donnant l'écart ε le plus faible est la solution de l'inversion POLDER-2. Sont associées à cette paire une épaisseur optique et une fraction de petits aérosols dont la dépendance spectrale est régie par les paramètres géophysiques des petit et gros modes formant le couple choisi.

2.2.3. L'inversion MODIS

L'algorithme MODIS suit un schéma proche de celui de l'inversion POLDER-2 : pour chaque paire de modèles, on détermine l'épaisseur optique et la fraction de petites particules de façon à avoir un écart minimum entre simulations et mesures. La paire donnant l'écart le plus faible est retenue comme solution de l'inversion. Cependant, l'inversion MODIS est beaucoup moins lourde que celle de POLDER-2 du fait du plus faible nombre de mesures à traiter (6 mesures contre $4 \times$ nombre de directions de visée valides pour POLDER-2).

L'inversion MODIS fonctionne de manière itérative et se déroule de la façon suivante :

- Pour chaque paire de modèles d'aérosols :

i) L'intervalle de fraction de petites particules à 865 nm, c_{865} , est égal à $[0, 1]$.

ii) La mesure MODIS à 865 nm sert de référence lors du processus d'inversion : quelque soit le couple de modes considéré, la simulation doit être égale à la mesure pour cette longueur d'onde. Si on fixe la fraction de petites particules à 865 nm, alors on peut remonter directement à l'épaisseur optique totale à cette longueur d'onde puisque c'est la seule inconnue.

iii) Pour trois valeurs de fraction de petites particules à 865 nm, les deux bornes et le milieu de l'intervalle (donc $c_{865} = 0$ ou 0.5 ou 1 pour la première itération), on calcule l'épaisseur optique totale à 865 nm δ_{865}^T (en utilisant la supposition faite dans l'étape *ii*).

iv) On peut ensuite calculer les valeurs de l'épaisseur optique et de la fraction de petits aérosols pour les cinq autres longueurs d'onde : δ_{λ}^T et c_{λ} .

v) Pour ces autres longueurs d'onde, on peut alors réaliser des simulations et calculer

un écart ε relatif par rapport aux mesures, défini par : $\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{k=1}^5 \left[\frac{L_k^{mes} - L_k^{sim}}{L_k^{mes} + 0.01} \right]^2}$ où

L_k^{mes} et L_k^{sim} sont, respectivement, les luminances mesurée et simulée pour la longueur d'onde indiquée par k ($k = 1$ correspond à 553 nm, $k = 2$ à 644 nm, $k = 3$ à 1243 nm, $k = 4$ à 1632 nm et $k = 5$ à 2119 nm). Le terme « +0.01 » rajouté au dénominateur, permet d'éviter un écart relatif trop grand pour les longueurs d'onde élevées (notamment 2119 nm, où la mesure peut être faible) qui gommerait la prise en compte des écarts aux autres longueurs d'onde.

vi) On dispose alors de trois écarts correspondant aux trois valeurs de c_{865} choisies dans l'étape **iii**. Seules les deux fractions c_{865} correspondant aux deux écarts les plus faibles sont retenues et forment un nouvel intervalle. Le processus itératif est alors recommencé à partir de l'étape **iii**. A la deuxième itération, on a donc l'intervalle [0, 0.5] ou l'intervalle [0.5, 1]. A la troisième itération, les intervalles possibles sont [0, 0.25], [0.25, 0.5], [0.5, 0.75] ou bien [0.75, 1].

vii) Cette itération est recommencée un certain nombre de fois. Si le meilleur écart obtenu satisfait plusieurs tests (non explicités ici), alors l'inversion est terminée pour le couple de modes étudié et l'épaisseur optique et la fraction de petites particules associées, δ_{λ}^T et c_{λ} , sont retenues comme solution. Sinon, le couple de modes ne peut simuler correctement les mesures MODIS et il est rejeté pour le reste du processus d'inversion.

- La paire de modes donnant l'écart final le plus faible (généralement inférieur à 3 %) parmi les paires conservées est la solution de l'inversion MODIS. Y sont associées une épaisseur optique et une fraction de petits aérosols dont la dépendance spectrale est régie par les paramètres géophysiques des petit et gros modes formant le couple choisi.

3. Comparaison des produits aérosols

Cette étude a été réalisée à partir de trente orbites communes à POLDER-2 et MODIS, ce qui correspond à environ 40 000 super-pixels coïncidents (après prise en compte du glitter et des masques nuage). Ces orbites sont réparties sur les six mois d'activité de POLDER-2 (mai à octobre 2003) et couvrent un ensemble représentatif des surfaces océaniques du globe. Deux séries de comparaison ont été effectuées : d'abord sur l'épaisseur optique (à 865 nm), puis ensuite sur la « taille » des aérosols, renseignée par deux paramètres : le coefficient d'Angström et la fraction de petites particules (à 865 nm). Les produits POLDER-2 sont donnés directement à cette longueur d'onde. Par contre, ce n'est pas le cas pour les résultats MODIS ; ceux-ci ont donc été recalculés à 865 nm à l'aide des coefficients d'extinction des petits et gros modes de la solution de l'inversion MODIS.

3.1. Epaisseur optique

La figure 2-a représente la comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS à 865 nm pour l'ensemble des coïncidences. Une régression linéaire a été appliquée sur les points de cette figure. Les paramètres de cette dernière ainsi que différents résultats sont indiqués dans le tableau 3.

Figure	Pente de la régression	Ordonnée à l'origine	Coefficient de corrélation	$\overline{\delta_{POLDER}^{865}}$	$\overline{\delta_{MODIS}^{865}}$	$ \overline{\delta_{POLDER}^{865}} - \overline{\delta_{MODIS}^{865}} $	Nombre de coïncidences
2-a	0.741	0.021	0.946	0.181	0.155	0.040	40141
2-b	0.969	0.018	0.975	0.124	0.138	0.023	1760
2-c	0.777	0.026	0.838	0.061	0.074	0.016	1374
2-d	0.751	0.005	0.953	0.266	0.205	0.071	9344

Tableau 3 : Paramètres des régressions linéaires appliquées aux ensembles de points des figures 2-a, 2-b, 2-c et 2-d, et moyennes des épaisseurs optiques aérosol POLDER-2 et MODIS à 865 nm ($\overline{\delta_{POLDER}^{865}}$ et $\overline{\delta_{MODIS}^{865}}$, respectivement) et de leur différence absolue $|\overline{\delta_{POLDER}^{865}} - \overline{\delta_{MODIS}^{865}}|$. Le nombre de coïncidences correspondant à chaque cas est aussi indiqué.

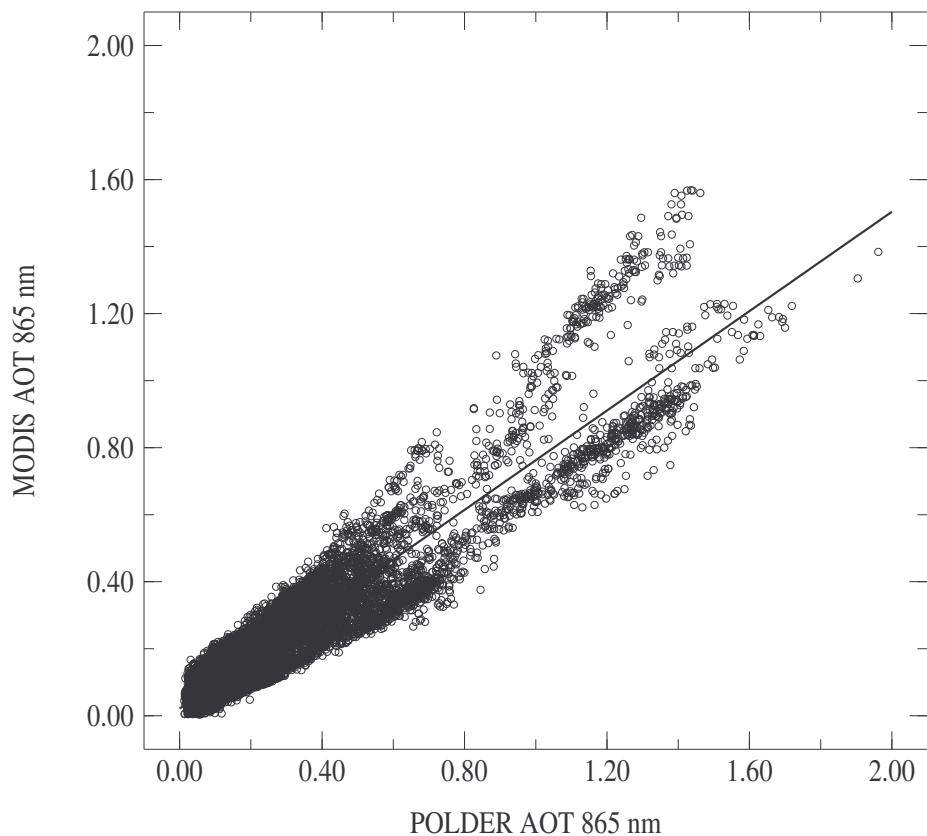


Figure 2-a : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée). AOT signifie épaisseur optique aérosol (Aerosol Optical Thickness). Seuls les masques nuage ont été appliqués ; aucun critère supplémentaire n'a été utilisé pour rejeter une coïncidence. La droite de régression linéaire est aussi représentée. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 3.

Pour la régression linéaire appliquée sur les points de la figure 2-a, on observe une bonne corrélation et une ordonnée à l'origine faible mais une pente de 0.741, ce qui signifie qu'en moyenne, l'inversion MODIS indique une épaisseur optique 26 % plus faible que celle de l'inversion POLDER-2. Pour savoir d'où provient cette sous-estimation de MODIS (ou surestimation de POLDER-2), des graphiques équivalents à la figure 2-a ont été réalisés mais en appliquant un critère pour sélectionner les coïncidences suivant le type et la taille des aérosols observés. Les critères utilisés sont résumés dans le tableau 4. Il s'agit de critères appliqués sur les fractions de petites et grosses particules (sphériques et non sphériques) POLDER-2. Un tri basé sur des critères appliqués aux résultats MODIS donnerait des résultats différents, notamment dans le cas de particules non sphériques détectées par POLDER-2.

Cas	Présence majoritaire	% petits aérosols	% gros aérosols sphériques	% gros aérosols non sphériques
1	Petits aérosols	70 à 100 %	0 à 30 %	0 à 30 %
2	Gros aérosols sphériques	0 à 30 %	70 à 100 %	0 à 30 %
3	Gros aérosols non sphériques	0 à 30 %	0 à 30 %	70 à 100 %

Tableau 4 : Critères de sélection POLDER-2 utilisés pour séparer les aérosols observés suivant leur type et leur taille. Les pourcentages indiqués sont donnés à 865 nm.

Les figures 2-b, 2-c et 2-d sont des figures équivalentes à la figure 2-a sur laquelle on aurait appliqué les critères correspondant aux trois cas présentés dans le tableau 4.

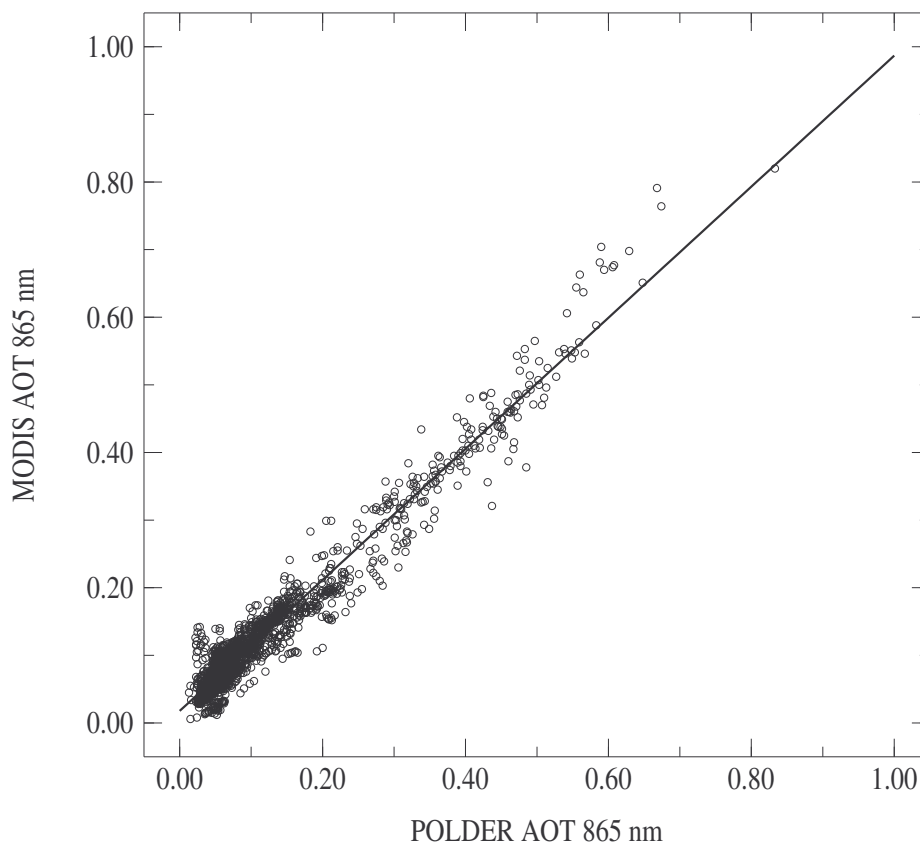


Figure 2-b : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée). Par rapport à la figure 2-a, les critères correspondant au cas 1 (petits aérosols) du tableau 4 ont été appliqués. La droite de régression linéaire est aussi représentée. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 3.

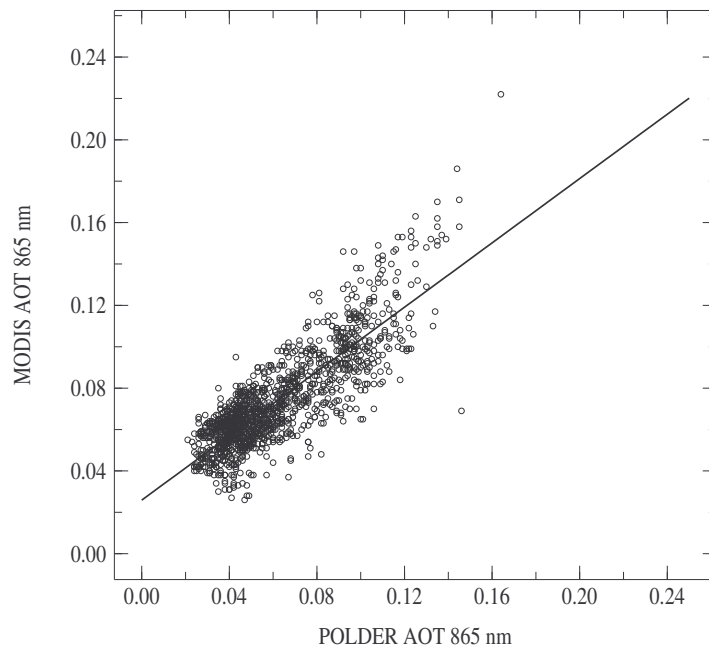


Figure 2-c : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée). Par rapport à la figure 2-a, les critères correspondant au cas 2 (gros aérosols sphériques) du tableau 4 ont été appliqués. La droite de régression linéaire est aussi représentée. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 3.

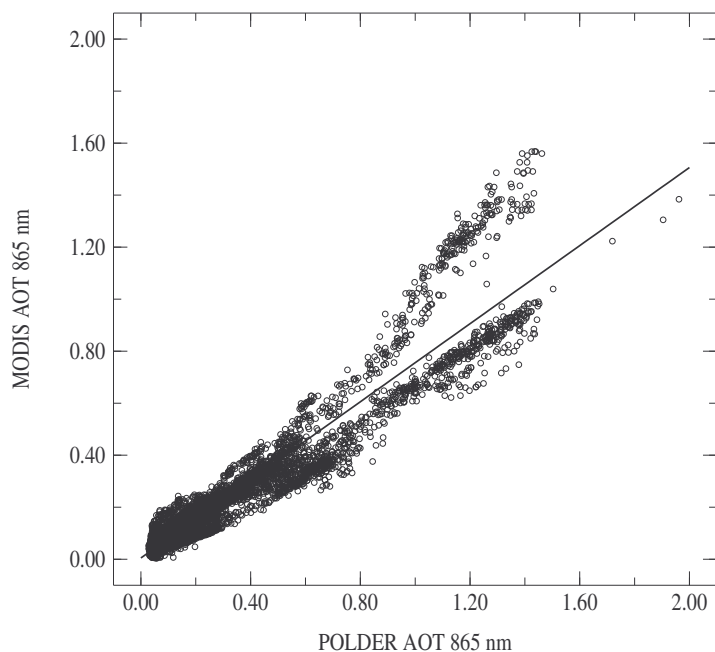


Figure 2-d : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée). Par rapport à la figure 2-a, les critères correspondant au cas 3 (gros aérosols non sphériques) du tableau 4 ont été appliqués. La droite de régression linéaire est aussi représentée. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 3.

On observe que les figures 2-b, 2-c et 2-d donnent des résultats très différents de ceux de la figure 2-a. Lorsqu'on ne sélectionne que les petites particules (cas 1 du tableau 4, figure 2-b), on obtient un très bon accord : les paramètres de la régression linéaire (voir tableau 3) sont une pente de 0.969, une ordonnée à l'origine de 0.018 et un coefficient de corrélation de 0.975. La conclusion est que lorsque des petits aérosols sont observés, les deux algorithmes d'inversion parviennent à des résultats très proches en épaisseur optique.

La figure 2-c (cas 2 du tableau 4, gros aérosols sphériques) présente une comparaison beaucoup plus dispersée. La régression linéaire est mauvaise (pente de 0.777, ordonnée à l'origine de 0.026 et coefficient de corrélation de 0.838). Cependant, que l'on considère POLDER-2 ou MODIS, la comparaison ne porte que sur des faibles valeurs d'épaisseur optique, inférieures à 0.1 pour la plupart des coïncidences présentées sur la figure 2-c. Il est clair que plus la quantité d'aérosols à observer est faible, plus la qualité de l'inversion est mauvaise et moins la détermination de l'épaisseur optique est précise. Il est important que les deux inversions parviennent à des valeurs d'épaisseur optique faibles et de ce point de vue, la comparaison entre les épaisseurs optiques issues des deux capteurs est satisfaisante. L'imprécision sur les épaisseurs optiques, due à leurs faibles valeurs, fait qu'une comparaison poussée, via une régression linéaire, est moins significative. Les valeurs des épaisseurs optiques moyennes (0.061 pour POLDER-2 et 0.074 pour MODIS) et de leur différence moyenne (0.016), présentées dans le tableau 3, confirment ces conclusions.

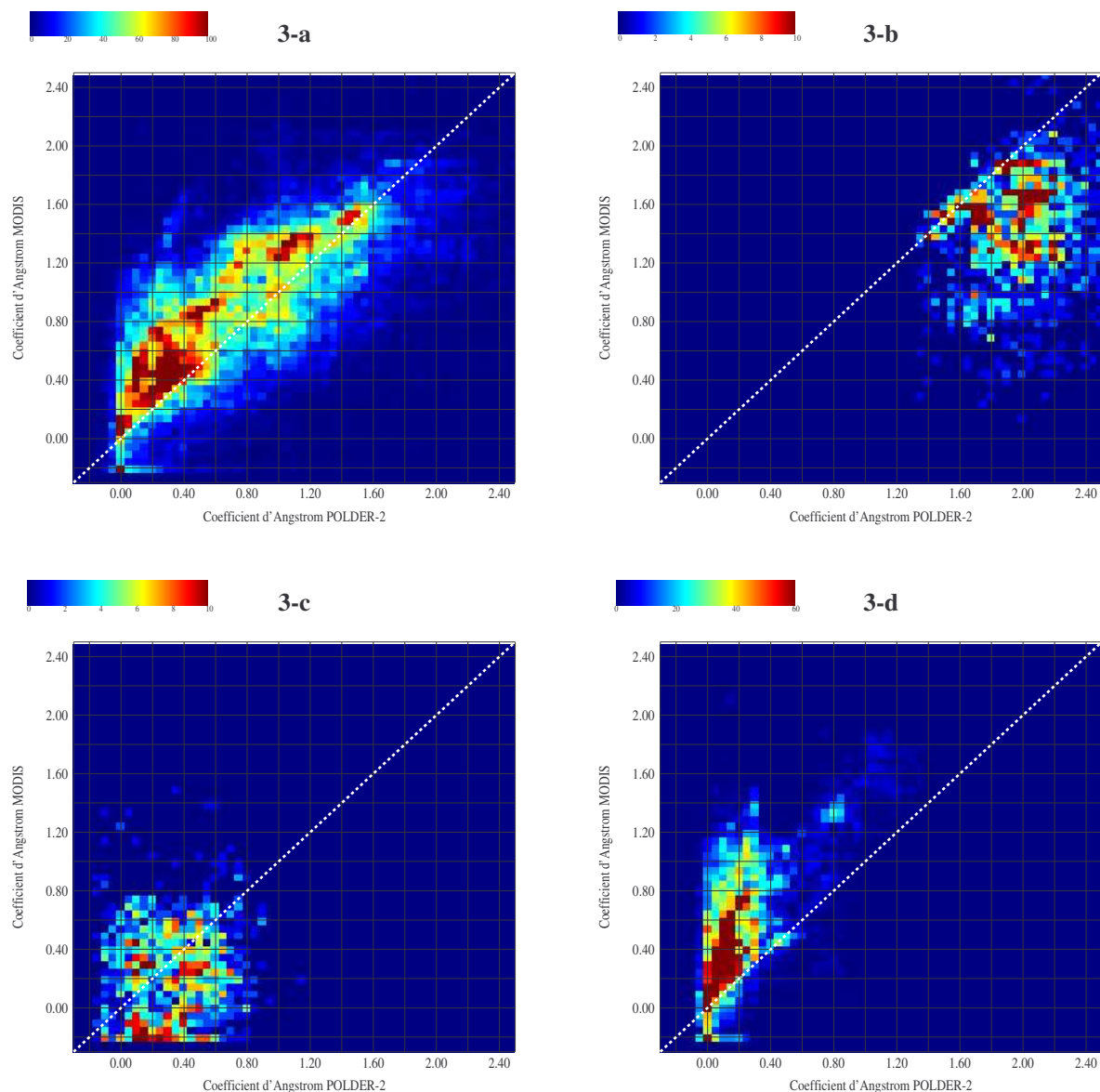
Enfin, dans le dernier cas (gros aérosols non sphériques, cas 3 du tableau 4), présenté sur la figure 2-d, la régression linéaire résulte en un bon coefficient de corrélation (0.953), une ordonnée à l'origine faible (0.005) mais une mauvaise pente (0.751), proche de celle de la comparaison pour toutes les coïncidences. C'est donc la détection de particules non sphériques (qui représente une partie importante des observations d'après le tableau 3) qui provoque un désaccord important dans la comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS. L'explication de ce désaccord est simple : l'inversion POLDER-2 prend en compte les particules non sphériques alors que ce n'est pas le cas pour l'inversion MODIS. Or les propriétés optiques des aérosols dépendent, entre autre, de leur forme et il y peut y avoir de grandes différences entre des particules sphériques ou non, comme illustré avec les fonctions de phase sur la figure 1. Un biais se crée donc nécessairement dans la comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS. D'autre part, on voit apparaître deux branches séparées sur la figure 2-d, qui seront étudiées ultérieurement (section 5 de ce chapitre).

En résumé, on observe un bon accord entre les épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS lorsque des particules sphériques (petites ou grosses) sont observées. Dès que les particules observées sont non sphériques (d'après l'inversion POLDER-2), la comparaison devient mauvaise puisque MODIS ne prend pas en compte ce type de particules.

3.2. Coefficient d'Angström et fraction de petites particules

Dans cette partie est présentée la comparaison de la « taille » des particules restituée par les inversions POLDER-2 et MODIS. Deux paramètres peuvent être utilisés comme indicateur de la « taille » des aérosols. Tout d'abord, le coefficient d'Angström donne une indication grossière. Plus le coefficient est faible, plus les particules sont grosses. Le deuxième indicateur est la fraction de petites particules. Il varie entre 0 et 100 %. Cet indicateur est plus précis mais est moins comparable entre POLDER-2 et MODIS. En effet, la fraction dépend fortement des paramètres géophysiques décrivant la distribution en taille des petits et gros aérosols. Comme les inversions POLDER-2 et MODIS n'utilisent pas les mêmes modèles, les fractions de petits et gros aérosols ne peuvent être comparées directement et restent des indicateurs grossiers. Le coefficient d'Angström est moins précis mais plus universel puisqu'il est défini à partir de la variation spectrale de l'épaisseur optique, indépendamment des modèles d'aérosols.

Les figures 3-a à 3-d représentent la comparaison des coefficients d'Angström POLDER-2 et MODIS pour toutes les coïncidences et pour les cas 1 à 3 du tableau 4, respectivement. De même, les figures 4-a à 4-d représentent la comparaison des fractions de petits aérosols pour toutes les coïncidences et les 3 cas du tableau 4. Que ce soit le coefficient d'Angström ou la fraction de petites particules, la comparaison est très dispersée. Aussi, plutôt que de réaliser des graphiques semblables aux figures 2-a à 2-d qui ne fourniraient aucune information claire, ces graphiques sont tracés en densité de points.



Figures 3-a, 3-b, 3-c et 3-d : Comparaison des coefficients d’Angström POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée) pour toutes les coïncidences (figure 3-a) et les cas 1 (Figure 3-b), 2 (Figure 3-c) et 3 (Figure 3-d) du tableau 4. Le nombre de points par carré de côté 0.05 est représentée à l’aide d’une échelle de couleur. La droite pointillée blanche représente la première bissectrice.

La figure 3-a permet de constater qu’il y a un accord relativement correct entre les coefficients d’Angström POLDER-2 et MODIS avec une surestimation de ce coefficient par MODIS (ou une sous-estimation par POLDER-2) : en moyenne, MODIS voit des particules plus petites que POLDER-2. Les figures 3-b à 3-d permettent de nuancer cette conclusion. Dans le cas d’observation de petites particules (figure 3-b, cas 2 du tableau 4), on observe le

contraire : le coefficient d'Angström est plus faible, en moyenne, selon l'inversion POLDER-2 que selon l'inversion MODIS. Quand POLDER-2 observe des petites particules, l'inversion MODIS indique des aérosols plus gros. Cependant, il y a quand même un accord général entre les deux capteurs, qui détectent tous les deux des petits aérosols. L'étude des petites particules ne peut donc expliquer la tendance générale observée sur la figure 3-a.

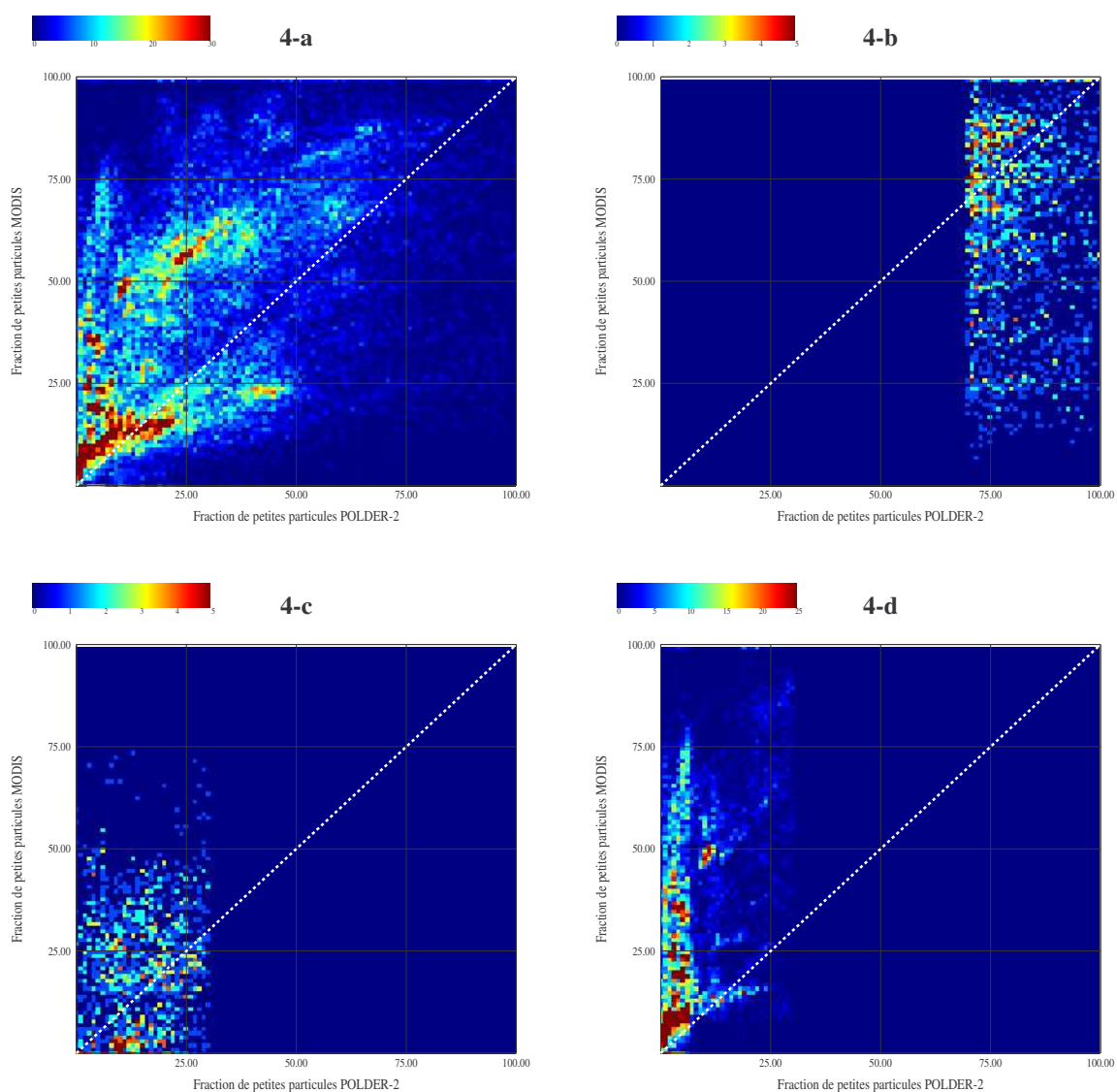
Si l'on s'intéresse aux grosses particules sphériques (cas 2 du tableau 4, figure 3-c), on observe beaucoup de dispersion mais un accord entre les coefficients d'Angström des deux instruments existe. Là encore, comme avec le cas des petits aérosols, on ne peut expliquer la tendance générale (un coefficient d'Angström plus élevé selon MODIS que selon POLDER-2) avec cette figure. Que ce soit pour le cas 1 (petits aérosols) ou pour le cas 2 (gros aérosols sphériques), on pouvait s'attendre à ce qu'il ne puisse expliquer la tendance générale, étant donné leur faible représentativité (voir tableau 4).

La majeure partie des cas observés montre une forte présence de grosses particules non sphériques : sur 40141 coïncidences, 9344 ont une fraction d'aérosols non sphériques supérieure à 70 % (soit environ 23 % des cas observés) et 24423 ont une fraction d'aérosols non sphériques supérieure à 50 % (soit environ 60 % des cas observés). Il est donc clair que la tendance générale doit refléter la tendance que l'on observe pour les aérosols non sphériques. Ceci est confirmé par l'analyse de la figure 3-d. Le coefficient d'Angström MODIS est largement surestimé par rapport à celui de POLDER-2. Si des particules non sphériques sont observées par POLDER-2, l'inversion MODIS est obligée de les interpréter comme des particules sphériques, plus petites que les aérosols non sphériques observés par POLDER-2. Là encore, on voit apparaître un biais important dû au fait que MODIS ne prend pas en compte les particules non sphériques.

On s'intéresse maintenant à la comparaison des fractions de petites particules POLDER-2 et MODIS. La figure 4-a montre cette comparaison pour toutes les coïncidences. Si, pour un certain nombre de coïncidences, la comparaison est correcte (surtout pour une fraction inférieure à 25 %), il existe de nombreux cas pour lesquels les fractions de petites particules sont très différentes. Les figures 4-b à 4-d correspondent à la même comparaison auxquelles on applique à nouveau les critères de sélection du tableau 4.

On obtient les mêmes conclusions pour les figures 4-b (petits aérosols) et 4-c (gros aérosols sphériques) : il y a beaucoup de dispersion mais un accord général existe tout de même. Ces deux cas ne peuvent expliquer les grandes différences observées sur la figure 4-a.

La comparaison des fractions de petites particules pour les coïncidences correspondant au cas 3 du tableau 4 (figure 4-d, gros aérosols non sphériques) montre à nouveau l'impact de la non prise en compte des aérosols non sphériques par MODIS. La fraction de petits aérosols obtenue avec l'inversion MODIS est plus importante que celle obtenue avec l'inversion MODIS, ce qui confirme la conclusion de la comparaison des coefficients d'Angström : l'inversion MODIS interprète les particules non sphériques comme des particules sphériques mais de taille plus petite.



Figures 4-a, 4-b, 4-c et 4-d : Comparaison des fractions de petites particules à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée) pour toutes les coïncidences (figure 4-a) et les cas 1 (Figure 4-b), 2 (Figure 4-c) et 3 (Figure 4-d) du tableau 4. Le nombre de points par carré de côté 1 est représentée à l'aide d'une échelle de couleur. La droite pointillée blanche représente la première bissectrice.

3.3. Conclusion

Les comparaisons des produits aérosols (épaisseur optique à 865 nm, coefficient d'Angström et fraction de petites particules à 865 nm) issus des inversions POLDER-2 et MODIS montrent un bon accord lorsque les particules observées sont sphériques. Pour les petits aérosols sphériques, la comparaison est excellente pour l'épaisseur optique mais, on observe une surestimation de la taille des particules par MODIS (ou une sous-estimation par POLDER-2). Pour les grosses particules sphériques, les comparaisons restent bonnes mais sont plus dispersées : les cas où l'on observe des gros aérosols sphériques sont souvent associés à des très faibles épaisseurs optiques et les inversions POLDER-2 et MODIS sont alors moins précises.

Par contre, dès que POLDER-2 détecte des particules non sphériques, les comparaisons des différents produits deviennent mauvaises. L'inversion MODIS n'utilise que des aérosols sphériques. La forme des particules a un impact important sur leurs propriétés optiques et rend donc les comparaisons forcément mauvaises. L'utilisation du modèle de particules non sphériques de *Volten et al.* (2001) a été validée de façon approfondie dans *Herman et al.* (2005). Il est donc clair que la non prise en compte de particules non sphériques dans la construction des LUT MODIS provoque un biais important dans les comparaisons des produits aérosols POLDER-2 et MODIS, et ce d'autant plus que ce type de particules, en tous cas pour les trente orbites sélectionnées, est majoritairement observé.

4. Restitutions croisées des mesures POLDER-2 et MODIS

4.1. Introduction

La section précédente a montré l'importance de la prise en compte de la forme des aérosols. Cependant, la comparaison des produits aérosols issus des inversions POLDER-2 et MODIS ne permet pas de montrer quels sont les avantages que peuvent apporter les spécificités des mesures POLDER-2 (directionnalité, polarisation) et MODIS (large gamme spectrale couverte). Pour ce faire, une étude plus poussée est nécessaire. Dans cette section, on ne s'intéressera plus aux produits mais plutôt aux mesures et à la qualité des simulations sensées les reproduire. De plus, pour illustrer les apports éventuels de l'un ou l'autre capteur, des simulations croisées ont été réalisées. Il s'agit de simuler les mesures d'un des instruments à l'aide des produits résultant de l'inversion des mesures de l'autre instrument. Par exemple, le couple de modes issu de l'inversion POLDER-2, ainsi que l'épaisseur optique et la fraction de petites particules associées, sont utilisés en entrée d'un code de transfert radiatif pour simuler les mesures MODIS. La géométrie de visée MODIS ainsi que les longueurs d'onde associées aux divers canaux MODIS sont alors aussi des entrées du code de transfert radiatif. On peut ensuite comparer ces simulations aux mesures MODIS. La qualité de cette comparaison permettra alors de qualifier les résultats de l'inversion POLDER-2 (basée sur l'utilisation des mesures directionnelles et polarisées) vis-à-vis des mesures MODIS, notamment celles réalisées dans le moyen-infrarouge (canaux 1243, 1632 et 2119 nm), partie du spectre électromagnétique non couverte par les mesures POLDER-2. Les simulations croisées inverses ont aussi été réalisées : on utilise les produits issus de l'inversion MODIS pour simuler les mesures directionnelles et polarisées POLDER-2. Un diagramme résumant la réalisation des restitutions croisées est présenté figure 5.

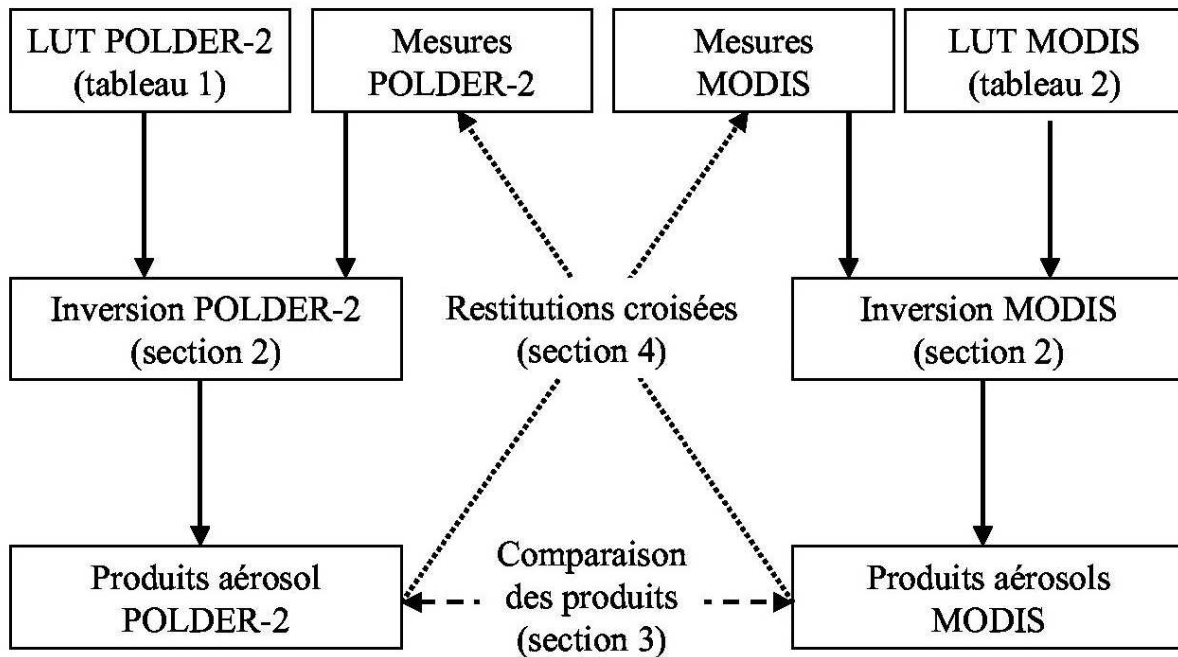


Figure 5 : Diagramme schématisant les inversions POLDER-2 et MODIS ainsi que les restitutions croisées entre les deux instruments.

4.2. Simulation des mesures MODIS à l'aide des produits POLDER-2

4.2.1. Les simulations POLDER-2

Les simulations des luminances sont réalisées à l'aide d'un code de transfert radiatif basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion (*Deuzé et al.*, 1988) ainsi qu'à l'aide de l'approximation de *Wang and Gordon* (1994). Le code et l'approximation ont déjà été introduits dans la section 2 et ne sont pas représentés ici. Les entrées du code de transfert radiatif sont les produits aérosols POLDER-2 (description des petits et gros modes, épaisseur optique, fraction de petits aérosols) ainsi que les conditions spectrales des mesures MODIS et la géométrie de visée MODIS. Les mesures MODIS à 1243 nm ne sont en fait pas utilisées car ce canal est bruité et donc peu fiable sur l'instrument MODIS à bord de la plateforme Terra. Puisque les produits aérosols POLDER-2 sont utilisés, les modèles d'aérosols POLDER-2 décrits dans la section 2 et le tableau 1 sont ceux que l'on utilise. Les simulations basées sur des modèles d'aérosols sphériques sont facilement réalisées dans le moyen-infrarouge, via la théorie de Mie. Par contre, le modèle de particules non sphériques (*Volten et al.*, 2001) a été mis au point dans la partie visible du spectre électromagnétique, puis testé et validé dans les canaux POLDER-2 (visible et proche-infrarouge). Pour son utilisation dans le

moyen-infrarouge, nous avons supposé que le modèle était encore indépendant de la longueur d'onde du point de vue du coefficient d'extinction et de la matrice de phase. Cependant, cette extrapolation est sujette à caution et doit être vérifiée.

4.2.2. Comparaison générale

Pour toutes les coïncidences et pour chacun des 5 canaux étudiés (553, 644, 855, 1632 et 2119 nm), la mesure simulée à partir des produits POLDER-2 a été tracée en fonction de la mesure MODIS. La figure 6 présente cette comparaison pour le canal 855 nm. Les comparaisons aux autres canaux ont été réalisées mais ne sont pas présentées. Sur toutes ces comparaisons ont été effectuées des régressions linéaires. Leurs paramètres sont présentés dans le tableau 5.

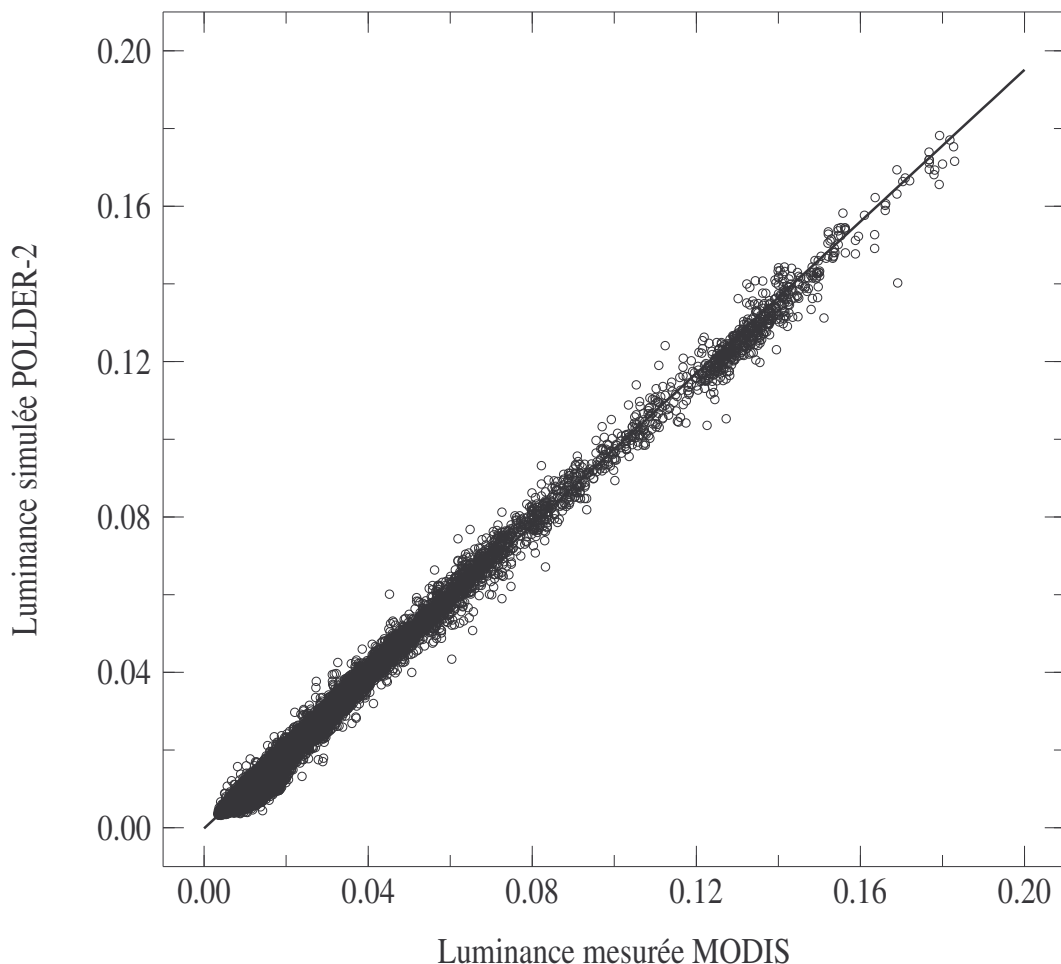


Figure 6 : Comparaison, pour toutes les coïncidences, des simulations réalisées à partir des produits POLDER-2 avec les mesures MODIS à 855 nm. Une régression linéaire a été effectuée, ses paramètres sont présentés dans le tableau 5.

Longueur d'onde (nm)	Pente de la régression linéaire	Ordonnée à l'origine	Coefficient de corrélacion
553	1.038	-0.004	0.993
644	1.002	0.000	0.996
855	0.976	0.000	0.997
1632	1.145	0.000	0.992
2119	1.317	0.000	0.988

Tableau 5: Paramètres des régressions linéaires appliquées à la figure 6 et aux figures similaires pour les autres longueurs d'onde (non présentées).

Dans les cinq cas, on remarque que l'ordonnée à l'origine est très proche de zéro et que le coefficient de corrélation est très proche de 1. Pour les longueurs d'onde proches des canaux POLDER-2, on observe une pente de régression linéaire proche de 1. Les simulations basées sur les produits aérosols POLDER-2 sont en moyenne assez comparables aux mesures MODIS : écart moyen de 3.8 % à 553, 0.2 % à 644 nm et 2.4 % à 855 nm. De plus grandes différences sont observées pour les canaux moyen-infrarouge : écart moyen de 14.5 % à 1632 nm et 31.7 % à 2119 nm. La précision donnée pour l'étalonnage étant de 2 % pour POLDER-2 (d'après http://smc.cnes.fr/POLDER/Fr/A_calibration.htm) et pour MODIS (Remer et al., 2005), les écarts observés pour les longueurs d'onde visible et proche-infrarouge peuvent être expliqués par des biais d'étalonnage, ce qui n'est pas le cas pour ceux dans le moyen-infrarouge.

Deux causes peuvent expliquer les écarts importants observés pour les comparaisons dans le moyen-infrarouge : soit les résultats de l'inversion POLDER-2 (obtenus à partir de mesures directionnelles et polarisées réalisées dans le visible et le proche-infrarouge) ne permettent pas une extrapolation vers le moyen-infrarouge, soit la supposition d'un modèle non-sphérique indépendant de la longueur d'onde est fautive. Pour favoriser une des deux hypothèses, il faudrait tracer des figures équivalentes à la figure 6 mais en triant suivant la taille et la forme des particules, comme ce qui a été fait sur les figures 2, 3 et 4. Ce n'est pas possible ici car des régressions linéaires appliquées sur des figures équivalentes à la figure 6 seraient moins significatives pour les cas 1 et 2 du tableau 4, en raison d'un niveau de signal faible. En effet, les petites particules (cas 1) ont une contribution très faible dans le moyen-infrarouge du fait de leur taille et les grosses particules sphériques (cas 2) sont très souvent associées à une épaisseur optique trop faible pour que leur contribution dans le moyen-

infrarouge soit importante. Pour contourner ce problème, nous avons calculé, pour chaque coïncidence, l'écart relatif ε entre la mesure à 2119 nm (L_{2119}^{mes}) et la simulation basée sur les résultats POLDER-2 à cette même longueur d'onde (L_{2119}^{sim}). La formule utilisée est la

suivante : $\varepsilon = 100 \sqrt{\left[\frac{L_{2119}^{mes} - L_{2119}^{sim}}{L_{2119}^{mes} + 0.01} \right]^2}$. Un histogramme montrant la répartition de cet écart pour

toute les coïncidences a été tracé, de même que des histogrammes pour les coïncidences correspondant aux cas 1 (petits aérosols), 2 (gros aérosols sphériques) et 3 (gros aérosols non sphériques) du tableau 4. Tous ces résultats sont présentés figure 7.

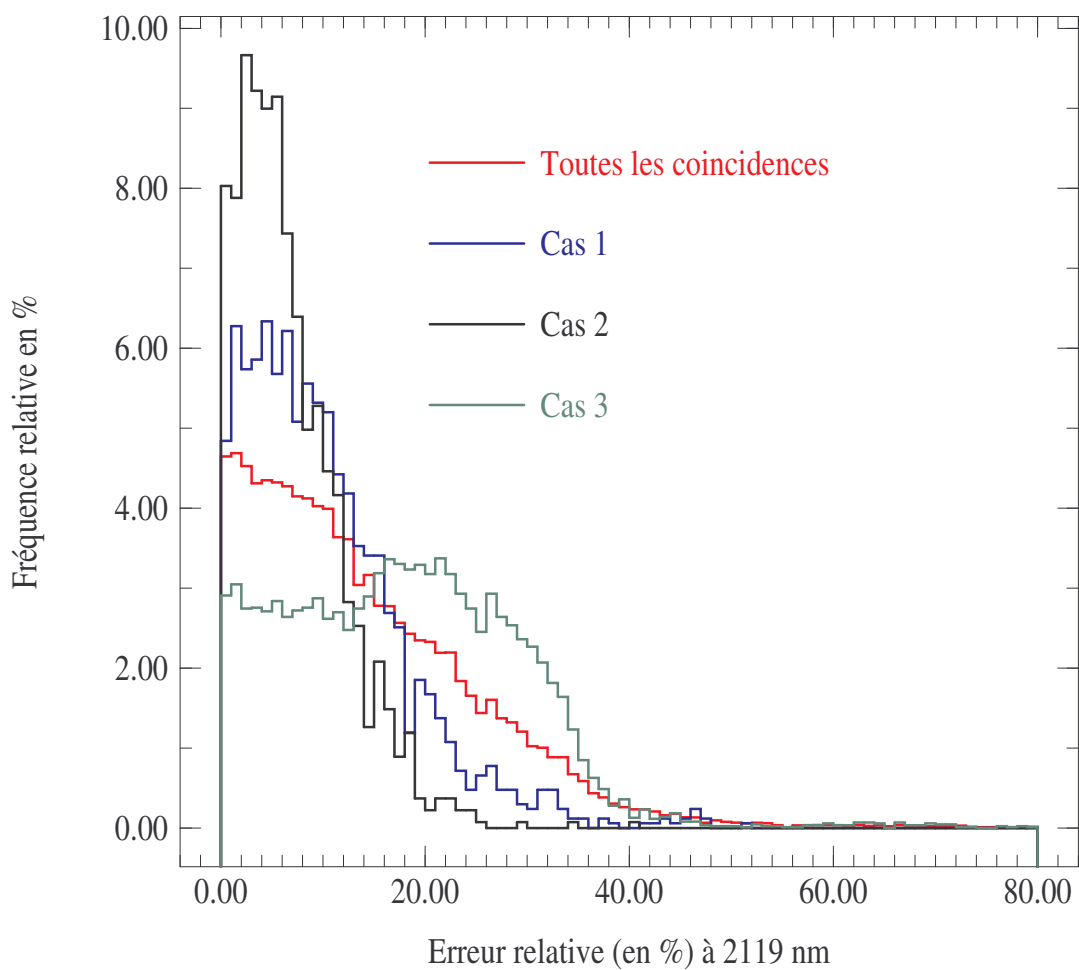


Figure 7 : Histogramme de répartition de l'écart relatif entre les mesures MODIS à 2119 nm et les simulations basées sur les produits POLDER-2 pour cette même longueur d'onde. Les différentes couleurs correspondent à des histogrammes où toutes les coïncidences ont été prises en compte (en rouge) et où les trois critères du tableau 4 ont été appliqués (bleu pour les petites particules, noir pour les grosses particules sphériques et vert pour les grosses particules non sphériques).

On observe facilement sur la figure 7 que la répartition des écarts pour les particules non sphériques (cas 3) est très différente de celles pour les autres types de particules (cas 1 et 2) : on observe un histogramme beaucoup plus étalé pour ce cas. Il est donc clair que lorsque des particules non sphériques sont observées, la simulation, basée sur les résultats de l'inversion POLDER-2, des mesures MODIS dans le moyen-infrarouge est moins bonne par rapport aux observations de particules sphériques (petites ou grosses). Ce résultat permet de favoriser l'hypothèse d'une variation spectrale des propriétés optiques des particules non sphériques entre le visible / proche-infrarouge et le moyen-infrarouge. En effet, si une mauvaise extrapolation des résultats POLDER-2 vers le moyen-infrarouge était en cause, tous les types de particules seraient concernés de la même façon, ce qui n'est pas observé sur la figure 7. Cependant, cette mauvaise extrapolation existe comme le montrent les largeurs des histogrammes des cas 1 et 2 présentés dans la figure 7, mais elle n'est clairement pas la raison prépondérante pour les écarts importants observés pour les aérosols non sphériques.

4.2.3. Cas particuliers

Après une comparaison générale des mesures MODIS et des simulations croisées POLDER-2, plusieurs cas particuliers sont présentés maintenant. Pour chaque exemple, on résume les résultats des inversions POLDER-2 et MODIS dans le tableau 5.

Pour les six exemples détaillés dans le tableau 5, on présente la comparaison des mesures MODIS aux simulations croisées POLDER-2 (simulations des mesures MODIS basées sur les produits POLDER-2) dans la figure 8. On y a ajouté les simulations des mesures MODIS basées sur les résultats de l'inversion MODIS. Les deux premiers exemples correspondent au cas 1 du tableau 4 (petits aérosols), les deux suivants au cas 2 du tableau 4 (gros aérosols sphériques) et les deux derniers au cas 3 du tableau 4 (gros aérosols non sphériques).

Exemple	Inversion	Épaisseur optique	Coefficient d'Angström	c_p	c_{GS}	c_{GNS}
1	POLDER-2	0.124	2.039	72.9 % (4-S)	27.1 % (1-L)	0.0 % (1-L)
	MODIS	0.149	2.034	96.6 % (2)	3.4 % (9)	-
2	POLDER-2	0.130	1.774	75.4 % (8-S)	24.6 % (3-L)	0.0 % (3-L)
	MODIS	0.126	1.563	71.3 % (2)	28.7 % (7)	-
3	POLDER-2	0.100	0.283	15.1 % (10-S)	84.9 % (2-L)	0.0 % (2-L)
	MODIS	0.132	0.198	18.6 % (4)	81.4 % (7)	-
4	POLDER-2	0.041	0.105	4.3 % (2-S)	95.7 % (3-L)	0.0 % (3-L)
	MODIS	0.058	-0.145	3.4 % (4)	95.7 % (6)	-
5	POLDER-2	0.268	0.330	6.4 % (3-S)	0.0 % (13-L)	93.6 % (13-L)
	MODIS	0.165	0.730	21.6 % (1)	78.4 % (6)	-
6	POLDER-2	0.130	0.174	4.0 % (2-S)	24.0 % (11-L)	72.0 % (11-L)
	MODIS	0.132	0.903	59.6 % (4)	40.4 % (6)	-

Tableau 5: Principaux résultats des inversions POLDER-2 et MODIS pour les exemples de restitutions croisées présentés dans la section 4.2.3. L'épaisseur optique, les fractions de petits aérosols (c_p), de gros aérosols sphériques (c_{GS}) et de gros aérosols non sphériques (c_{GNS}) sont données à 865 nm. De plus, les numéros de petits et gros modes (voir tableau 1 pour POLDER-2 et tableau 2 pour MODIS) sont reportés entre parenthèses.

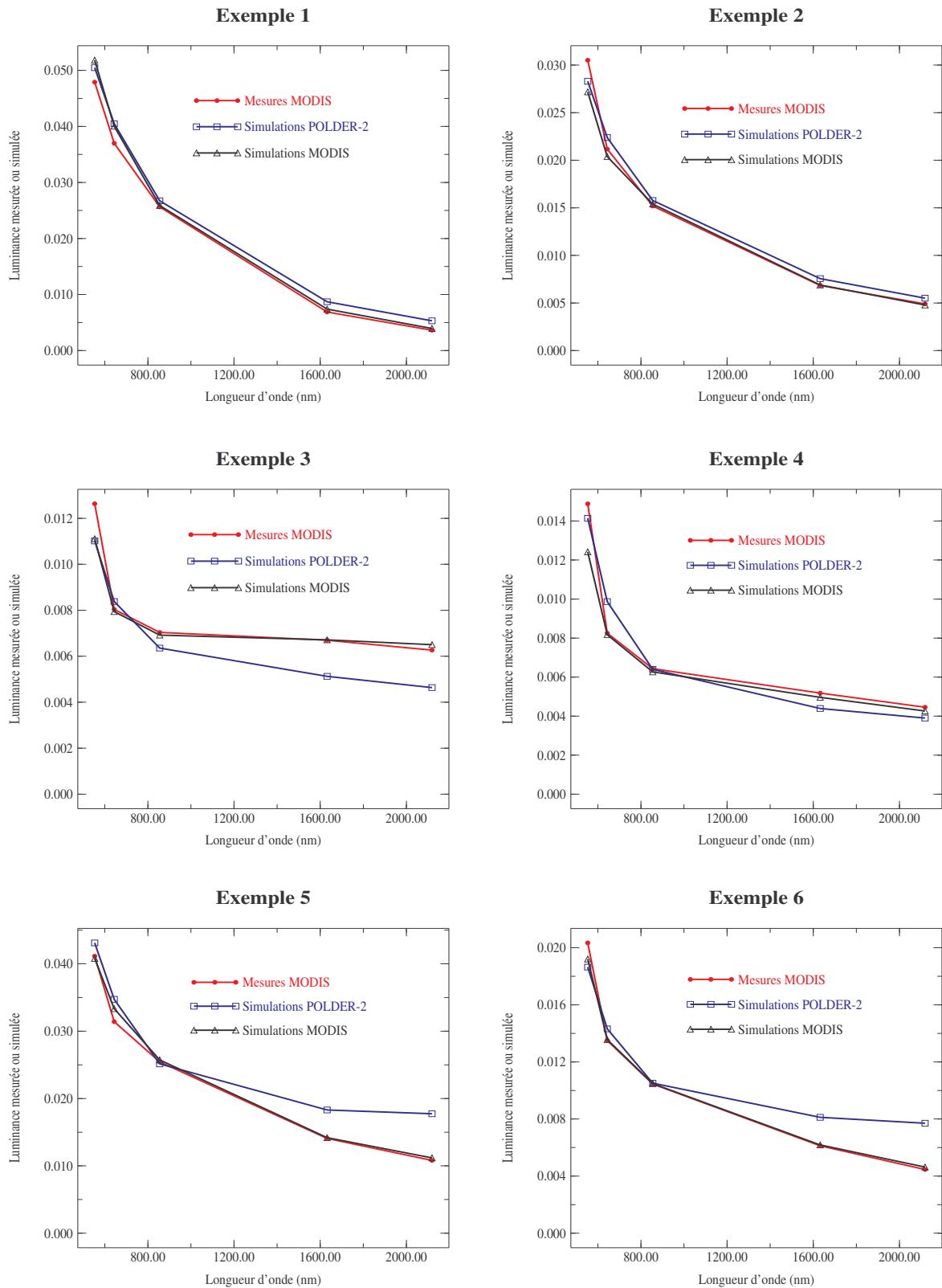


Figure 8 : Simulations, pour six exemples, des mesures MODIS (en rouge) à l'aide des produits des inversions POLDER-2 (en bleu) et MODIS (en noir). Les luminances sont corrigées de la contribution moléculaire. Pour chaque figure, les principaux résultats des inversions POLDER-2 et MODIS sont donnés dans le tableau 5.

L'observation de la figure 8 pour les exemples 1 et 2 montre que les simulations des mesures MODIS par les produits POLDER-2 sont très satisfaisantes, bien que ne reproduisant pas aussi fidèlement les mesures MODIS que les simulations basées sur les produits MODIS. Les produits POLDER-2 permettent donc de bien reproduire l'aspect spectral des mesures MODIS lors de l'observation de petites particules. La comparaison des produits POLDER-2 et MODIS pour ces deux exemples montre un bon accord général mais des différences notables peuvent exister : fractions de petits modes sensiblement différentes pour l'exemple 1 et coefficient d'Angström différents pour l'exemple 2. En résumé, les deux inversions indiquent que des petites particules sont observées mais le fait qu'elles utilisent des modèles différents dans leur LUT ne permet pas une comparaison excellente.

Pour les exemples 3 et 4 de la figure 8, les simulations des mesures MODIS à partir des résultats de l'inversion POLDER-2 semblent moins bonnes. Cependant, les niveaux de luminance sont beaucoup plus faibles dans ces deux exemples par rapport aux cas de petites particules. Même si l'écart relatif peut être important, l'écart absolu est faible. De plus, ces deux exemples correspondent à des observations de grosses particules et on sait que l'effet spectral des luminances produites par de tels aérosols est faible. L'échelle verticale des figures des exemples 3 et 4 est beaucoup plus fine et amplifie ainsi les différences par rapport aux figures des exemples 1 et 2. La comparaison des produits POLDER-2 et MODIS pour ces deux exemples aboutit à la même conclusion qu'avec les deux premiers exemples : la comparaison est bonne mais pas excellente du fait de l'utilisation de modèles de particules différents.

Les deux derniers exemples concernent les particules non sphériques. Si les simulations basées sur les résultats POLDER-2 peuvent reproduire correctement les mesures MODIS pour les longueurs d'onde appartenant au visible ou au proche infrarouge, ce n'est pas le cas pour les canaux du moyen-infrarouge : 1632 et 2119 nm. Ce biais est expliqué par le fait que l'on ne prend pas en compte les variations spectrales des propriétés optiques du modèle d'aérosol non sphérique lors des simulations dans le moyen-infrarouge. La comparaison des produits donne des résultats disparates : les particules non sphériques observées par POLDER-2 sont assimilées à des aérosols sphériques petits ou gros par MODIS. De ce fait, les épaisseurs optiques, les coefficients d'Angström et les fractions de petites et grosses particules peuvent être très différents : dans l'exemple 6, l'inversion POLDER-2 indique une très faible proportion de petits aérosols alors que l'inversion MODIS restitue au mieux les mesures MODIS à l'aide d'une majorité de petites particules.

4.2.4. Conclusion

La comparaison des mesures MODIS à des simulations basées sur les résultats de l'inversion POLDER-2 aboutit à la même conclusion que celle de la section 3 : les désaccords entre POLDER-2 et MODIS trouvent principalement leur source dans la non prise en compte des particules non sphériques par MODIS. Lorsque seuls des aérosols sphériques sont observés, les produits POLDER-2 peuvent être utilisés pour simuler correctement les mesures MODIS du visible jusqu'au moyen-infrarouge. Si des particules non sphériques sont détectées par POLDER-2, les produits des deux inversions peuvent différer fortement et les résultats de l'inversion POLDER-2 ne peuvent simuler correctement les mesures MODIS du moyen-infrarouge : la conclusion est que les propriétés optiques des particules non sphériques présentent un effet spectral entre le visible / proche-infrarouge et le moyen-infrarouge.

4.3. Simulation des mesures POLDER-2 à l'aide des produits MODIS

4.3.1. Les simulations MODIS

Tout comme les simulations POLDER-2, les simulations sont réalisées à l'aide d'un code de transfert radiatif basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion (*Deuzé et al.*, 1988) ainsi qu'avec l'approximation de *Wang and Gordon* (1994). Les entrées du code de transfert radiatif sont les produits aérosols MODIS (description des petits et gros modes, épaisseur optique, fraction de petits aérosols) ainsi que les conditions spectrales des mesures POLDER-2 (visible et proche-infrarouge) et les différentes géométries de visée POLDER-2. Le code de transfert radiatif permet une simulation des paramètres de Stokes I , Q et U , le premier renseignant la luminance totale et les deux derniers permettant de calculer la luminance polarisée. Puisque les produits aérosols MODIS sont utilisés, les modèles d'aérosols MODIS décrits dans la section 2 et le tableau 2 sont ceux que l'on utilise. Seuls des modèles de particules sphériques sont pris en compte, la théorie de Mie est donc suffisante pour la caractérisation des modèles MODIS et leur utilisation dans le code de transfert radiatif.

4.3.2. Comparaison générale

Les figures 9 et 10 représentent les comparaisons des mesures POLDER-2 aux simulations basées sur les résultats de l'inversion MODIS pour la luminance totale et la

luminance polarisée, respectivement. Dans un premier temps, seules les valeurs moyennées sur les différentes directions de visée sont comparées. Les mesures aux deux longueurs d'onde (670 et 865 nm) sont représentées sur les figures 9 et 10.

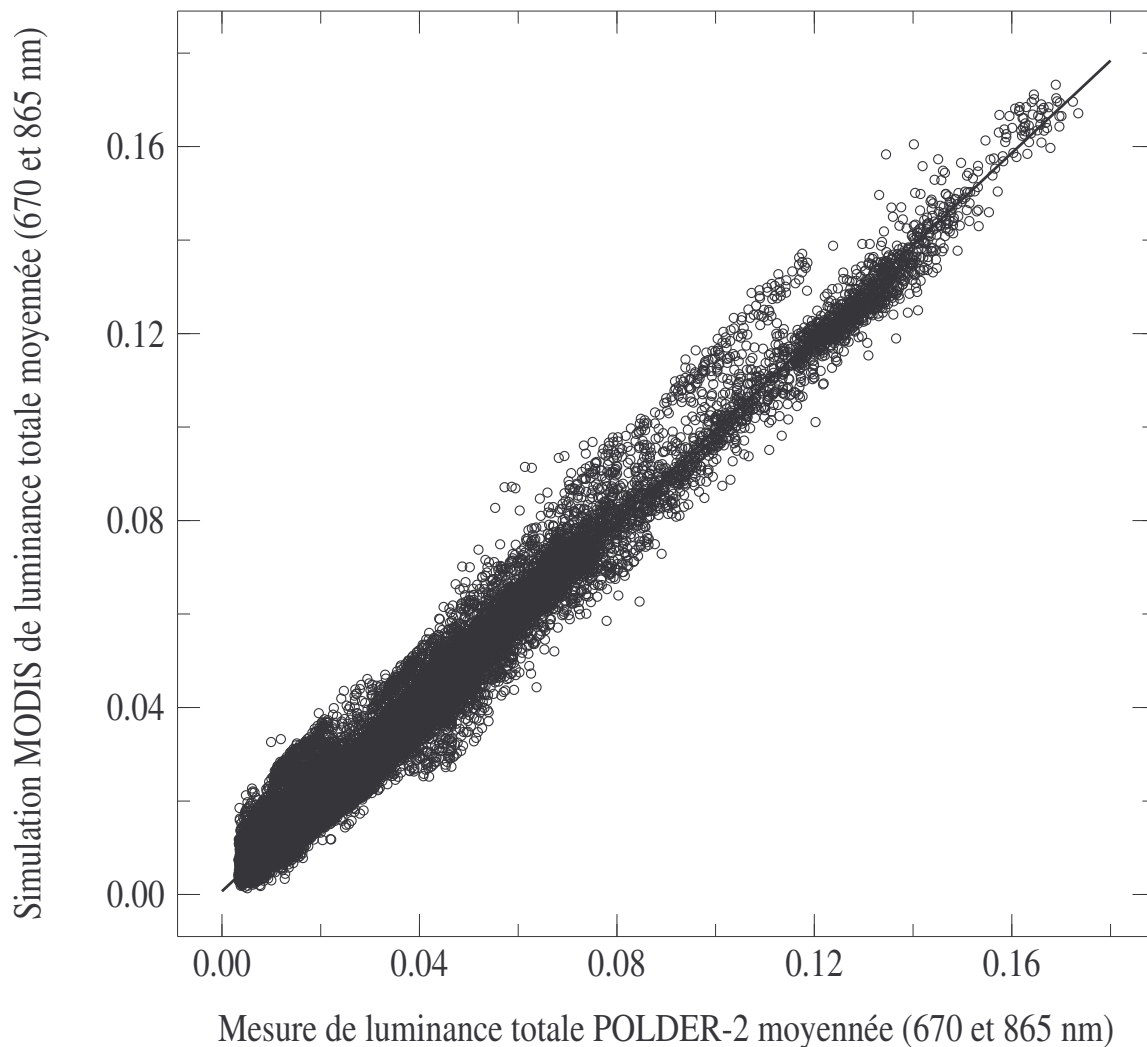


Figure 9 : Comparaison, pour toutes les coïncidences, des simulations de luminances totales moyennes réalisées à partir des produits MODIS avec les mesures moyennées de luminances totales POLDER-2 à 670 et 865 nm. Une régression linéaire a été effectuée, ses paramètres sont présentés dans la section 4.3.2.

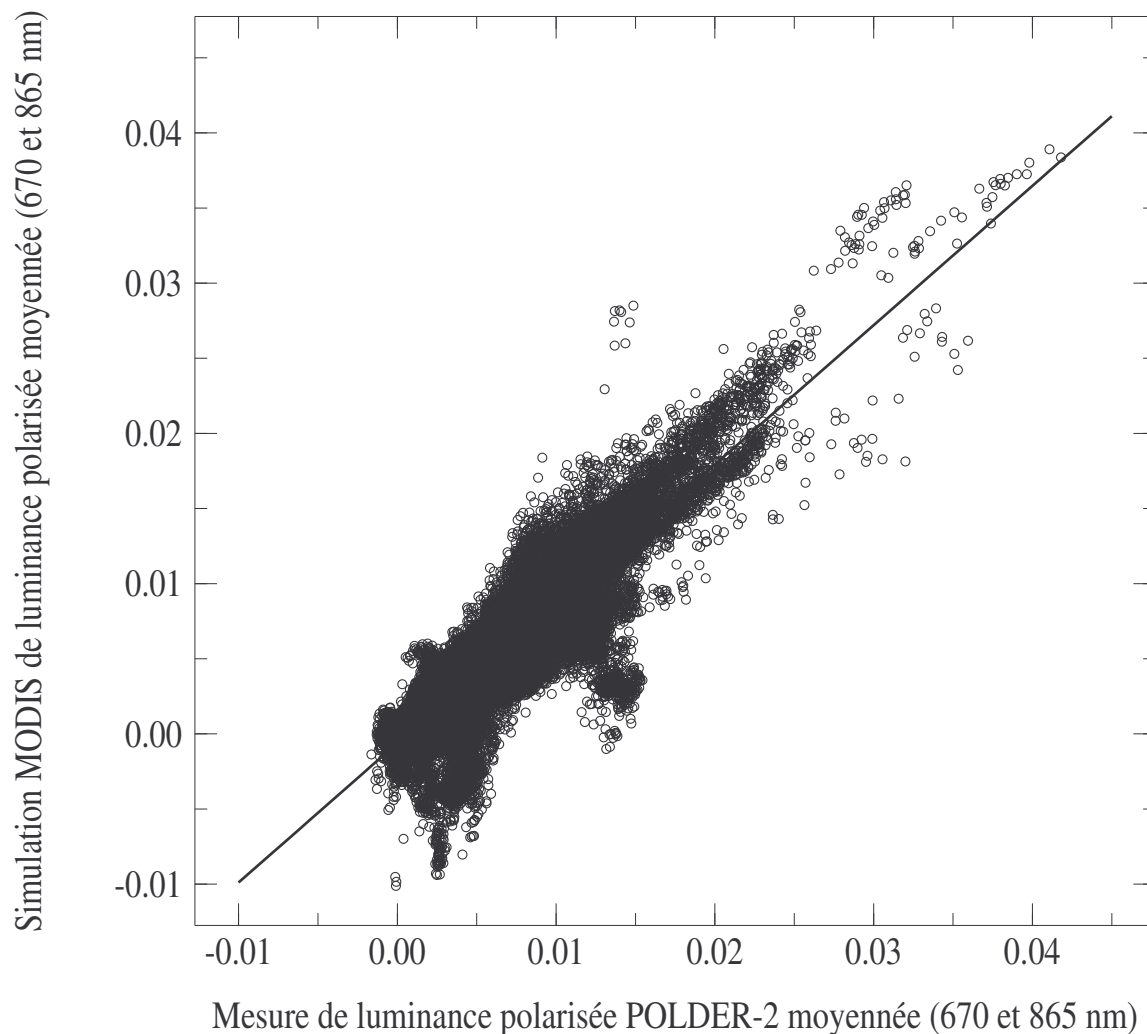


Figure 10 : Comparaison, pour toutes les coïncidences, des simulations de luminances polarisées moyennes réalisées à partir des produits MODIS avec les mesures moyennées de luminances polarisées POLDER-2 à 670 et 865 nm. Une régression linéaire a été effectuée, ses paramètres sont présentés dans la section 4.3.2.

Une régression linéaire a été appliquée aux points des deux figures. Pour la figure 9, la pente de la droite de régression est de 0.987, l'ordonnée à l'origine vaut 0.000 et le coefficient de corrélation est égal à 0.989. Pour la figure 10, les trois valeurs sont, respectivement, 0.927, 0.000 et 0.920. Même si leurs comparaisons montrent qu'une dispersion existe, les mesures et les simulations moyennées angulairement présentent un assez bon accord. Les produits MODIS peuvent être utilisés pour simuler les mesures POLDER-2 moyennées angulairement, notamment les mesures de luminances totales.

Pour explorer la capacité des résultats MODIS à reproduire les mesures directionnelles POLDER-2, les écarts entre les mesures POLDER-2 et les simulations basées sur les produits

MODIS ont été calculés. Pour les comparer, les écarts entre les mesures POLDER-2 et les simulations basées sur les produits POLDER-2 ont aussi été calculés. La formule suivante a

été utilisée pour calculer tous ces écarts : $\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{\lambda} \sum_N \left(\frac{1}{d} \sum_d (L^{mes} - L_i^{sim})^2 \right)}$, où N est le

nombre de coïncidences utilisées dans la comparaison (indiqué dans la dernière colonne du tableau 4), d le nombre de directions de visée valides POLDER-2 pour la coïncidence considérée, L^{mes} la mesure POLDER-2 dans la direction de vise considérée et L_i^{sim} la luminance simulée à partir des produits POLDER-2 ou MODIS. λ est la longueur d'onde, égale à 670 ou 865 nm et i un indice représentant le choix des produits utilisés dans la simulation (POLDER-2 ou MODIS). Quatre écarts ont donc été calculés :

- σ_{POLDER}^L : écart entre mesures de luminances totales et simulations POLDER-2
- σ_{POLDER}^{Lp} : écart entre mesures de luminances polarisées et simulations POLDER-2
- σ_{MODIS}^L : écart entre mesures de luminances totales et simulations MODIS
- σ_{MODIS}^{Lp} : écart entre mesures de luminances polarisées et simulations MODIS

Chacun de ces écarts a été calculé pour toutes les coïncidences, mais aussi pour les trois cas détaillés dans le tableau 4. Ces écarts et leurs rapports sont présentés dans le tableau 6.

Cas	σ_{POLDER}^L	σ_{MODIS}^L	$\sigma_{MODIS}^L / \sigma_{POLDER}^L$	σ_{POLDER}^{Lp}	σ_{MODIS}^{Lp}	$\sigma_{MODIS}^{Lp} / \sigma_{POLDER}^{Lp}$
Toutes les coïncidences	0.00106	0.00459	4.33	0.00119	0.00216	1.82
Cas 1	0.00100	0.00293	2.93	0.00120	0.00170	1.42
Cas 2	0.00077	0.00231	3.00	0.00056	0.00132	2.36
Cas 3	0.00108	0.00675	6.25	0.00098	0.00278	2.84

Tableau 6: Ecarts entre les mesures POLDER-2 (luminances totales et polarisées) et les simulations basées sur les produits POLDER-2 ou MODIS. La signification de chaque erreur (σ_{POLDER}^L , σ_{MODIS}^L , σ_{POLDER}^{Lp} , σ_{MODIS}^{Lp}) est donnée dans la section 4.3.2. Les écarts ont été calculés pour toutes les coïncidences ainsi que pour les trois cas du tableau 4 (majorité de petites particules ou de grosses particules sphériques ou bien de grosses particules non sphériques).

On observe dans le tableau 6 que les produits POLDER-2 permettent de reproduire les mesures POLDER-2, en moyenne sur toutes les coïncidences, 4.33 fois mieux que les produits MODIS pour les luminances totales et 1.82 fois mieux pour les luminances polarisées. Ces rapports diminuent à 2.93 et 1.42, respectivement, si on ne considère que les coïncidences satisfaisant le cas 1 du tableau 4 (observation d'une majorité de petites particules). Dans le cas d'une observation de grosses particules sphériques (cas 2), le rapport est comparable à celui du cas 1 pour les luminances totales (3.00), mais est plus élevé que le cas général en ce qui concerne les mesures polarisées (2.36). Enfin, le dernier cas, correspondant à la détection de gros aérosols non sphériques par POLDER-2, présente les rapports les plus élevés : 6.25 et 2.84 pour les rapports des écarts en luminances totale et polarisée, respectivement. Ces résultats montrent clairement que les produits MODIS reproduisent mal la directionnalité des mesures POLDER-2, spécialement lorsque des aérosols non sphériques sont détectés. Ils démontrent aussi, que si des modèles de particules sphériques sont suffisants pour reproduire l'aspect spectral des mesures MODIS, il est par contre nécessaire d'utiliser un modèle de particules non sphériques pour simuler correctement la directionnalité des mesures POLDER-2 car les fonctions de phase sont très différentes entre gros aérosols sphériques et non sphériques (voir figure 1).

4.3.3. Cas particuliers

Pour les six exemples détaillés dans le tableau 5, on présente la comparaison des mesures POLDER-2 aux simulations basées sur les résultats de l'inversion MODIS dans les figures 11 et 12, qui concernent respectivement les mesures de luminances totales et de luminances polarisées, toutes les deux à 865 nm. On y a ajouté les simulations des mesures POLDER-2 basées sur les résultats de l'inversion POLDER-2.

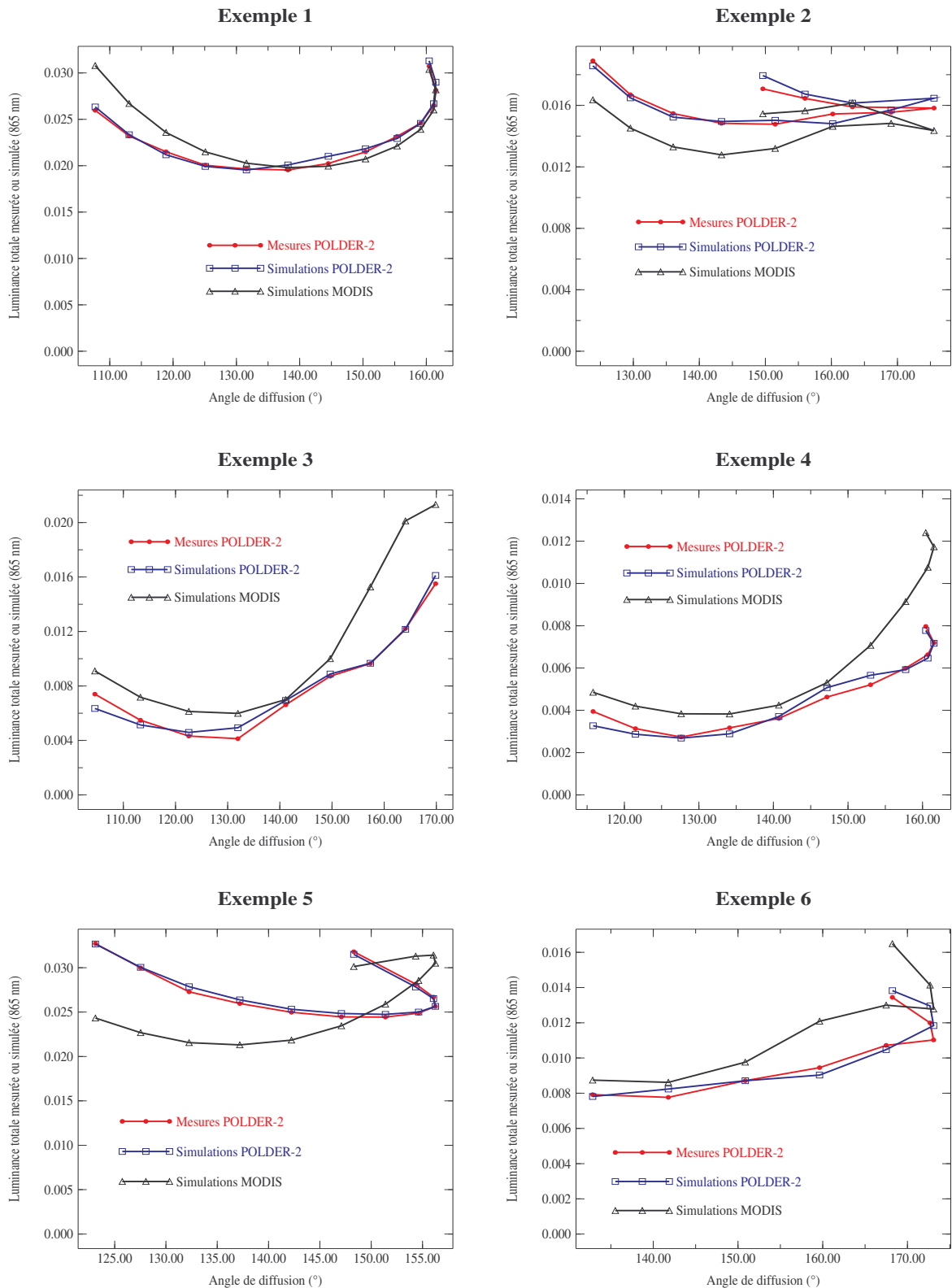


Figure 11 : Simulations, pour six exemples, des mesures POLDER-2 de luminance totale à 865 nm (en rouge) à l'aide des produits des inversions POLDER-2 (en bleu) et MODIS (en noir). Les luminances sont corrigées de la contribution moléculaire. Pour chaque figure, les principaux résultats des inversions POLDER-2 et MODIS sont donnés dans le tableau 5.

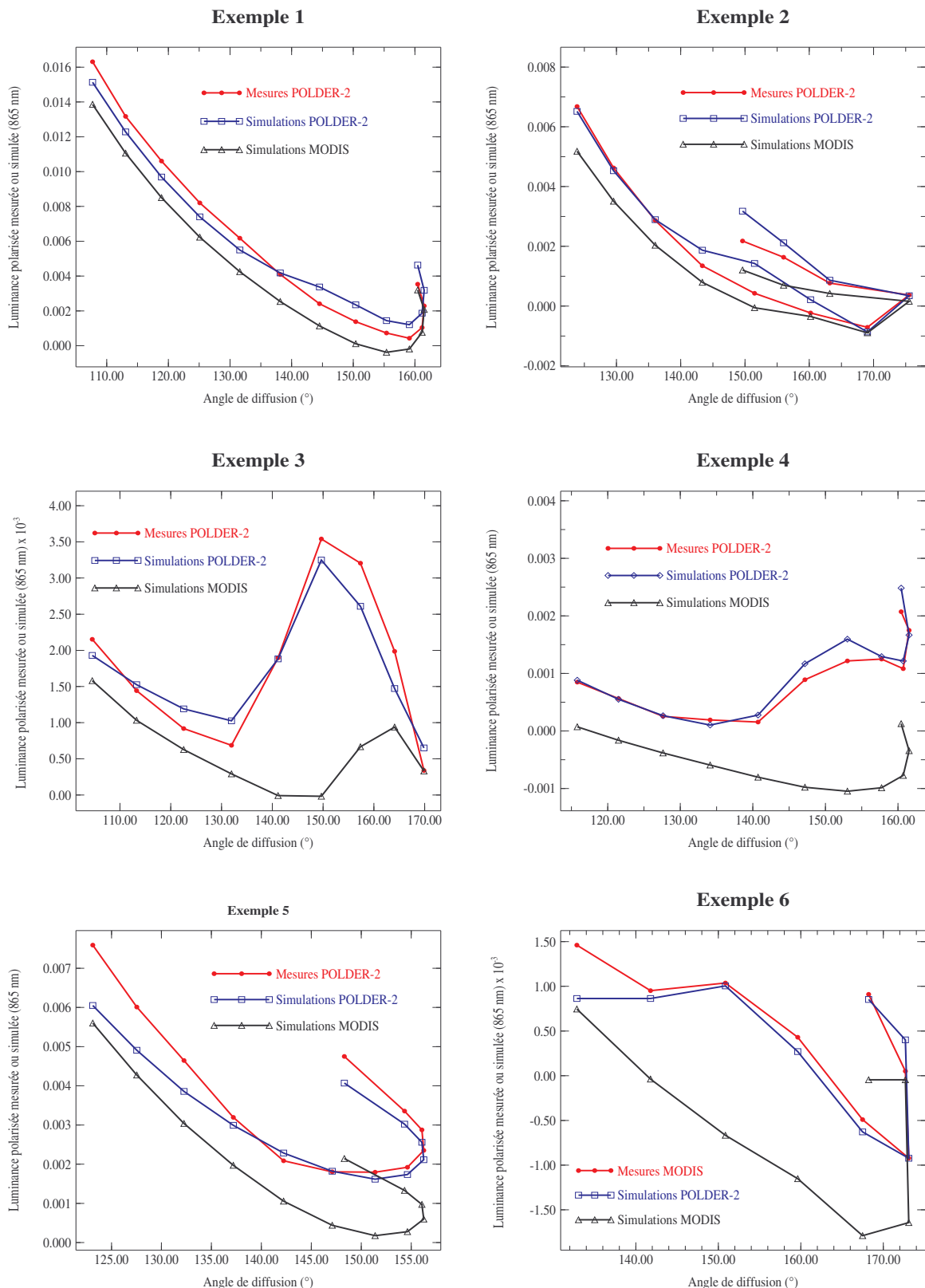


Figure 12 : Simulations, pour six exemples, des mesures POLDER-2 de luminance polarisée à 865 nm (en rouge) à l'aide des produits des inversions POLDER-2 (en bleu) et MODIS (en noir). Les luminances sont corrigées de la contribution moléculaire. Pour chaque figure, les principaux résultats des inversions POLDER-2 et MODIS sont donnés dans le tableau 5.

Les exemples 1 et 2 des figures 11 et 12 font partie du cas 1 du tableau 4 : selon l'inversion POLDER-2, on observe une majorité de petites particules. Les simulations basées sur les produits MODIS reproduisent assez correctement les mesures POLDER-2, que ce soit en luminance totale ou polarisée. La lecture du tableau 5 a montré que les résultats des deux inversions sont assez comparables pour ces deux exemples, les différences s'expliquant par le fait que les deux inversions n'utilisent pas les mêmes modèles d'aérosols. Cette remarque peut aussi expliquer les différences observées sur les exemples 1 et 2 des figures 11 et 12 : les simulations MODIS sont comparables au mesure POLDER-2 mais, comme les modèles MODIS sont décrits par des paramètres géophysiques différents de ceux de POLDER-2, la comparaison ne peut pas être excellente.

Le cas des grosses particules sphériques, illustré par les exemples 3 et 4, peut aussi être analysé de cette façon mais seulement pour les simulations de luminances totales. Les simulations basées sur les résultats MODIS ne peuvent reproduire correctement l'aspect directionnelle du signal polarisé POLDER-2, ce qui reflète bien la valeur élevée du rapport des écarts entre mesures et simulations de luminances polarisées indiquée dans le tableau 6. Là encore, l'explication provient des différences dans les modèles d'aérosols employés par les deux inversions. Les gros aérosols MODIS ont un indice de réfraction égal à 1.45 ou 1.53 (voir tableau 2, on ne considère pas la partie imaginaire ici) dans la partie visible du spectre électromagnétique alors que ceux de POLDER-2 ont un indice de réfraction compris entre 1.33 et 1.37 (voir tableau 1). Les simulations POLDER-2 montrent que ces derniers indices sont adaptés pour reproduire la directionnalité des mesures polarisées. Les modèles MODIS, ne couvrant pas cette gamme d'indice de réfraction, ne peuvent pas simuler correctement le comportement directionnel mesuré.

Les exemples 5 et 6 des figures 11 et 12 illustrent le cas des particules non sphériques. Le tableau 5 indique des résultats très différents pour les deux inversions, que ce soit pour l'exemple 5 ou pour l'exemple 6. La comparaison, pour les luminances totales ou polarisées, des mesures POLDER-2 aux simulations basées sur les résultats MODIS est mauvaise, principalement en directionnalité. Si le niveau moyen des mesures est à peu près respecté, les produits MODIS ne reproduisent pas du tout le comportement directionnel des mesures, qu'elles soient polarisées ou non.

4.3.4. Conclusion

La comparaison des simulations basées sur les résultats MODIS aux mesures POLDER-2 a permis de montrer l'importance de ces dernières pour la détermination des paramètres géophysiques décrivant les particules. Si ne considérer que des aérosols sphériques s'avère suffisant pour simuler le comportement spectral des mesures MODIS, la reproduction de l'aspect directionnel des mesures POLDER-2 nécessite la prise en compte de particules non sphériques. Les mesures polarisées de POLDER-2 permettent, entre autres, une détermination fine de la partie réelle de l'indice de réfraction des aérosols. La comparaison des mesures POLDER-2 aux simulations MODIS a aussi montré la nécessité de ne considérer qu'un seul et unique jeu de modèles d'aérosols, incluant nécessairement des particules non sphériques.

5. Propriétés optiques des particules non sphériques

Les sections précédentes ont montré que la prise en compte de particules non sphériques est importante et est la cause d'une grande partie des désaccords observés entre les résultats POLDER-2 et MODIS. Cependant, pour une utilisation optimale du modèle de particules non sphériques employé dans l'inversion POLDER-2, deux points restent à élucider :

- A quoi sont dues les deux branches qui apparaissent sur la figure 2-d (comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS pour le cas 3 du tableau 4) ?
- Comment qualifier et prendre en compte les variations spectrales des propriétés physiques caractéristiques des particules non sphériques ?

5.1. Comparaison des épaisseurs optiques

Pour répondre à la première question, un événement particulier a été étudié. Il s'agit d'un panache de poussières désertiques survolant les îles du Cap-Vert le 4 octobre 2003, observé de façon coïncidente par POLDER-2 et MODIS. La figure 13 présente la comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS pour cet événement. Les deux branches apparaissent nettement. La branche supérieure (pente de la régression : 1.170, ordonnée à l'origine : -0.183 et coefficient de corrélation : 0.982) correspond à des cas où l'inversion MODIS indique un des trois gros modes sphériques intitulé « wet sea-salt », c'est à dire un numéro de gros mode égal à 5, 6 ou 7 dans le tableau 2 (*Levy et al.*, 2003). La branche inférieure (pente de la régression : 0.653, ordonnée à l'origine : 0.026 et coefficient de corrélation : 0.980) est associée à des cas où l'inversion MODIS indique un gros mode de type « dust-like » équivalent à un numéro de gros mode égal à 8 ou 9 dans le tableau 2.

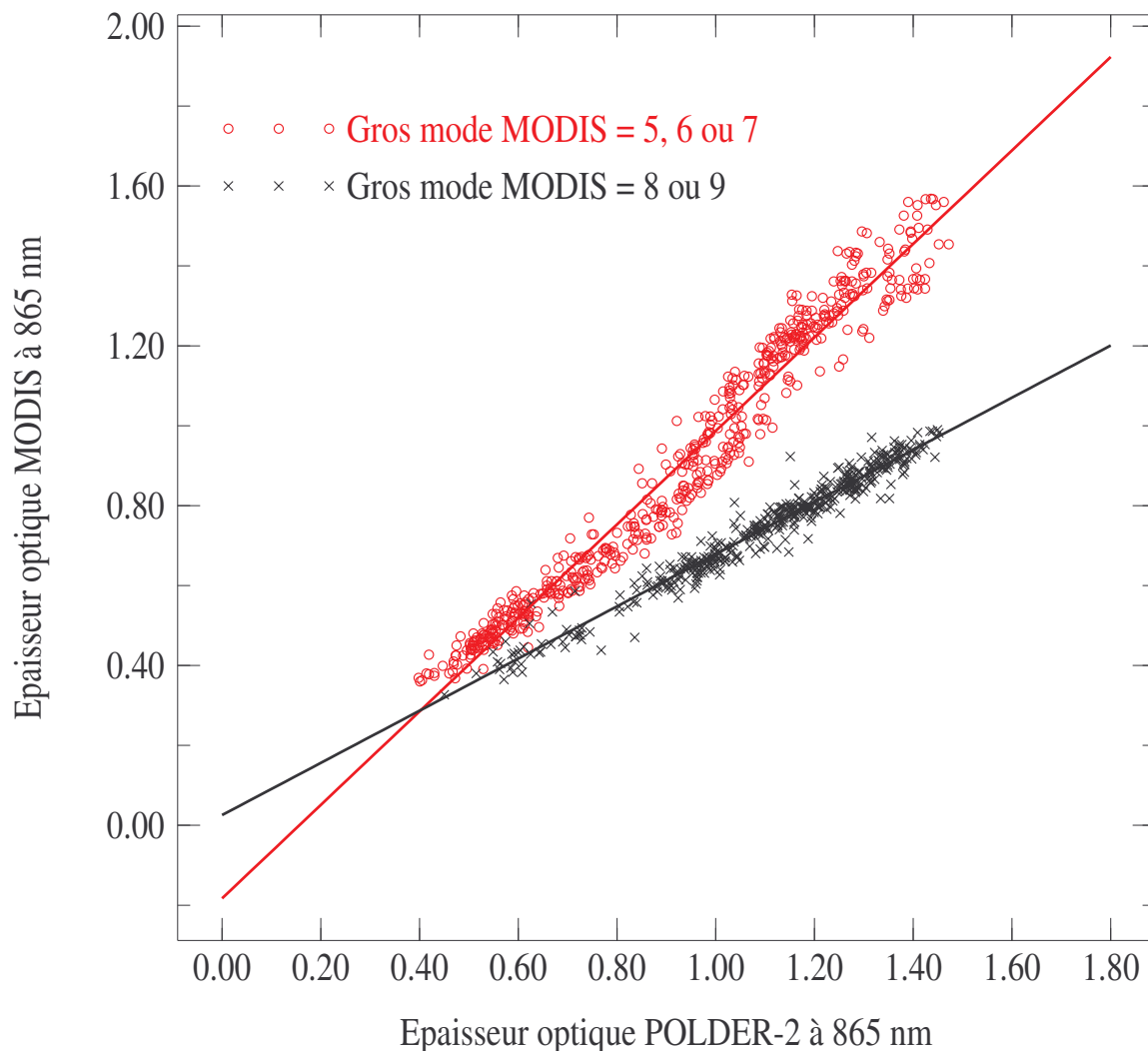


Figure 13 : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée) pour un évènement de poussières désertiques observé au-dessus des îles du Cap-Vert le 4 octobre 2003. La branche supérieure correspond à des inversions MODIS indiquant un gros mode 5, 6 ou 7 (voir tableau 2) et la branche inférieure à des inversions MODIS indiquant un gros mode 8 ou 9. Les paramètres des régressions linéaires appliquées sont donnés dans la section 5.1.

Sur la figure 14, les cartes d'épaisseur optique POLDER-2 et MODIS à 865 nm sont présentées pour la région couverte par le panache d'aérosols. Par rapport à celle de POLDER-2, l'épaisseur optique MODIS est beaucoup plus hétérogène spatialement.

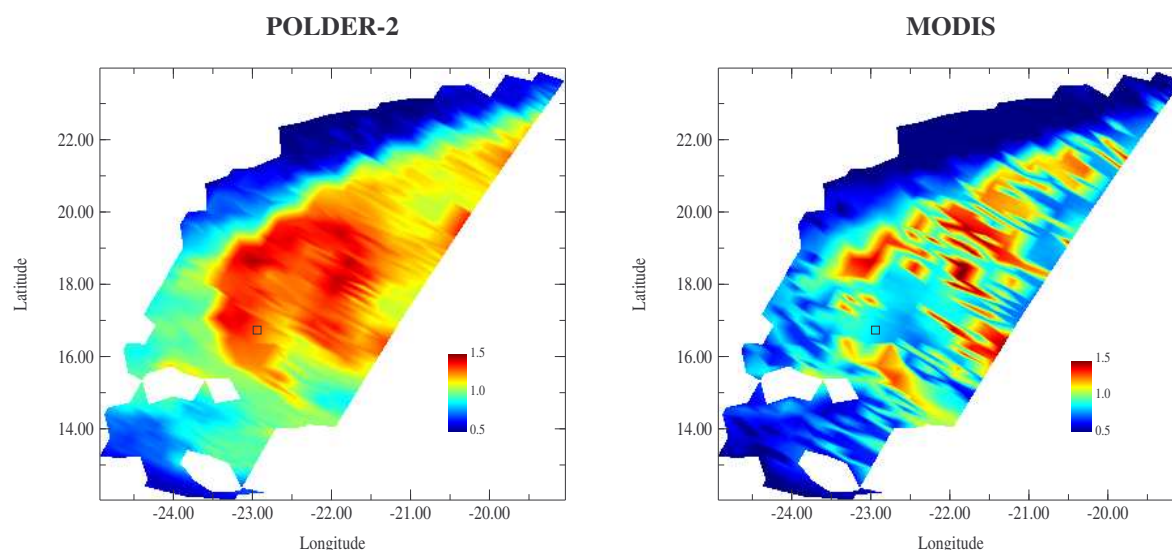


Figure 14 : Epaisseurs optiques à 865 nm POLDER-2 (à gauche) et MODIS (à droite) pour un événement de poussières désertiques au-dessus des îles du Cap-Vert. Le site photométrique existant sur une de ces îles est représenté par le carré noir. Les zones blanches correspondent à des super-pixels pour lesquels l'inversion n'a pas été réalisée.

Un site photométrique se situe sur une des îles du Cap-Vert et indique une forte moyenne journalière d'épaisseur optique (0.9 à 870 nm) mais une forte variabilité temporelle rend difficile une comparaison plus fine. Le décalage que l'on peut observer entre deux valeurs voisines d'épaisseur optique MODIS résulte d'un changement de catégorie du gros mode, de « wet sea-salt » à « dust-like » ou l'inverse, entre ces deux pixels. L'inversion MODIS peut en fait expliquer l'allure spectrale des mesures avec la même précision en utilisant l'un ou l'autre type de gros modes sphériques. L'épaisseur optique associée et la fraction de petites particules dépendent cependant du type de gros mode sélectionné. Suivant le pixel traité, un des deux types de gros mode donne un résultat légèrement meilleur mais la différence avec l'autre type n'est pas significative.

Ces résultats montrent à nouveau les difficultés de l'inversion MODIS vis à vis des aérosols non sphériques. Considérer ces derniers comme sphériques ne permet pas une qualification précise des aérosols observés.

5.2. Evolution spectrale des propriétés optiques des particules non sphériques

Le modèle de particules non sphériques obtenu expérimentalement par *Volten et al.* (2001) est particulièrement bien adapté pour reproduire l'aspect directionnel des mesures

POLDER-2 lors d'observations d'aérosols non sphériques. Les sections précédentes ont montré que si ce modèle est utilisable pour reproduire des mesures POLDER-2 qui sont effectuées à des longueurs d'onde appartenant aux parties visible et proche-infrarouge du spectre électromagnétique, ce n'est pas le cas pour simuler les mesures MODIS réalisées dans les canaux moyen-infrarouge 1632 et 2119 nm. Si on souhaite utiliser le modèle de particules non sphériques pour simuler les mesures MODIS, il faut donc l'adapter.

Si on dispose d'un ensemble d'observations coïncidentes, les mesures MODIS dans le moyen-infrarouge peuvent être comparées à des simulations basées sur les résultats POLDER-2. La différence entre mesures et simulations permet alors de qualifier l'effet spectral lié aux particules non sphériques. Pour être sûr de pouvoir extrapoler les résultats POLDER-2 jusque dans le moyen-infrarouge, on applique plusieurs critères, déterminés empiriquement, pour sélectionner les coïncidences disponibles. Tout d'abord, la fraction de petits aérosols doit être inférieure à 30 % et le gros mode doit être purement non sphérique. De plus, l'épaisseur optique des particules non sphériques doit être supérieure ou égale à 0.5. Ces trois critères permettent de ne sélectionner que les événements importants comportant des aérosols non sphériques. De plus, pour avoir une inversion POLDER-2 dans laquelle on peut avoir une grande confiance, on rejette les coïncidences où le nombre de directions de visée POLDER-2 (restantes après le masque glitter) est inférieur à six.

Selon l'approximation de *Wang and Gordon (1994)*, la luminance totale L^{total} due à un mélange de différents modes de particules $i = \{\text{petits aérosols, gros aérosols sphériques, gros aérosols non sphériques}\}$ peut s'écrire $L^{total}(\delta) = \sum_i c^i L^i(\delta)$ où $L^i(\delta)$ est la luminance pour

le mode i , calculée avec l'épaisseur optique totale δ , et c^i le rapport $\frac{\delta_i}{\delta}$ où δ_i est l'épaisseur

optique du mode i . La contribution Lum^i à la luminance totale de chaque mode est donc $Lum^i = c^i L^i(\delta)$. Si les mesures MODIS sont corrigées des contributions des aérosols sphériques, petits et gros, la luminance résultante représente la contribution des particules non sphériques au signal total, $Lum_{mesurée}^{NS}$. Cette contribution a été calculée pour les mesures moyen-infrarouge et, par la suite, comparée à une simulation $Lum_{calculée}^{NS}$ basée sur les produits POLDER-2 obtenus avec les mesures POLDER-2 coïncidentes. On a ensuite calculé le

rapport $R = \frac{Lum_{mesurée}^{NS}}{Lum_{calculée}^{NS}}$. Si le modèle non sphérique était indépendant de la longueur d'onde,

le rapport R serait égal à l'unité.

Si on se place dans le cadre de la diffusion simple, la contribution des particules non sphériques, mesurée ou simulée, est, de manière approximative et pour une longueur d'onde donnée, proportionnelle à l'épaisseur optique des aérosols non sphériques, δ^{NS} , et à la fonction de phase non sphérique p^{NS} , elle-même uniquement dépendante de la géométrie d'observation. On suppose que les aérosols non sphériques sont non-absorbants, l'albédo de diffusion simple est égal à 1. Le rapport R est donc, en première approximation, uniquement dépendant de l'angle de diffusion Θ . Pour toutes les coïncidences satisfaisant les critères précédemment décrits, R a été calculé. En plus des 30 orbites coïncidentes utilisées dans les sections précédentes, ce travail a également été réalisé sur quelques zones observées par PARASOL et MODIS-Aqua et on a pu ainsi disposer d'une gamme d'angle de diffusion couverte plus complète. Pour un angle de diffusion donné, plusieurs valeurs de R peuvent être calculées. La valeur moyenne est alors effectuée et conservée. Les valeurs de R ont été calculées pour les longueurs d'onde 855, 1632 et 2119 nm. Les résultats sont présentés figure 15.

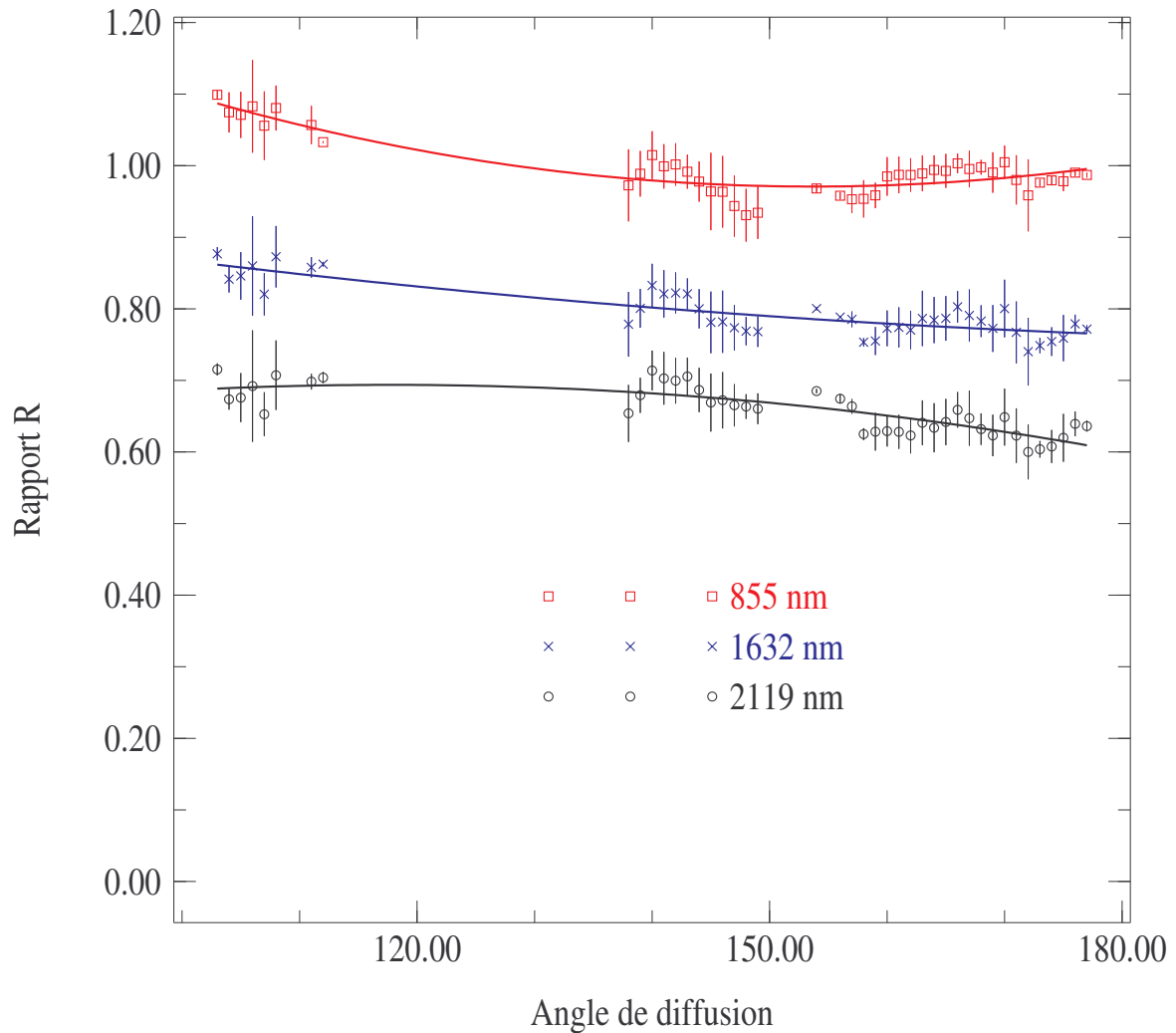


Figure 15 : Valeur du rapport R calculée et moyennée pour les angles de diffusion disponibles et pour trois longueurs d'onde : 855, 1632 et 2119 nm. Les barres d'erreur représentent l'écart-type pour chaque angle de diffusion disponible. Une modélisation à l'aide d'un polynôme de degré 2 a été effectuée, ses paramètres sont présentés dans la section 5.2.

Comme tous les angles de diffusion ne sont pas accessibles et pour une utilisation ultérieure du rapport R , il est nécessaire de réaliser une interpolation, effectuée à l'aide d'un polynôme de degré 2. Les résultats obtenus sont les suivants :

- à 1632 nm : $R = 8.6565 \cdot 10^{-6} \theta^2 - 0.0037 \theta + 1.15325$
- à 2119 nm : $R = -2.4018 \cdot 10^{-5} \theta^2 + 0.0057 \theta + 0.3610$

Par la suite, pour obtenir une luminance due à des particules non sphériques, on réalise une simulation classique, en considérant un modèle de particules non sphériques indépendant de la longueur d'onde au sein du code de transfert radiatif. Pour obtenir la luminance finale, la luminance simulée est simplement multipliée par le coefficient R , calculé pour la géométrie et

la longueur d'onde d'observation. Cette méthode n'est pas très précise et ne donne qu'une valeur approchée de la luminance due à des particules non sphériques. Néanmoins, si on souhaite se limiter à une solution simple, celle-ci est parfaitement acceptable, d'autant plus que la fonction de phase obtenue par *Volten et al.* (2001) n'est pas très précise elle-même (car elle est moyennée sur deux longueurs d'onde et pour plusieurs échantillons très différents).

Un moyen pratique de représenter graphiquement le rapport R est de l'appliquer à la fonction de phase des aérosols non sphériques p^{NS} . Cette dernière est connue pour les longueurs d'onde du visible et du proche-infrarouge, assimilées à une longueur d'onde référence, λ_{ref} , égale à 644 nm. En supposant que l'épaisseur optique des aérosols non sphériques est invariante en fonction de la longueur d'onde, on peut utiliser le rapport R pour obtenir la fonction de phase non sphérique pour les canaux moyen-infrarouge de longueur d'onde λ :

$$p_{\lambda}^{NS} = R \cdot p_{\lambda_{ref}}^{NS}.$$

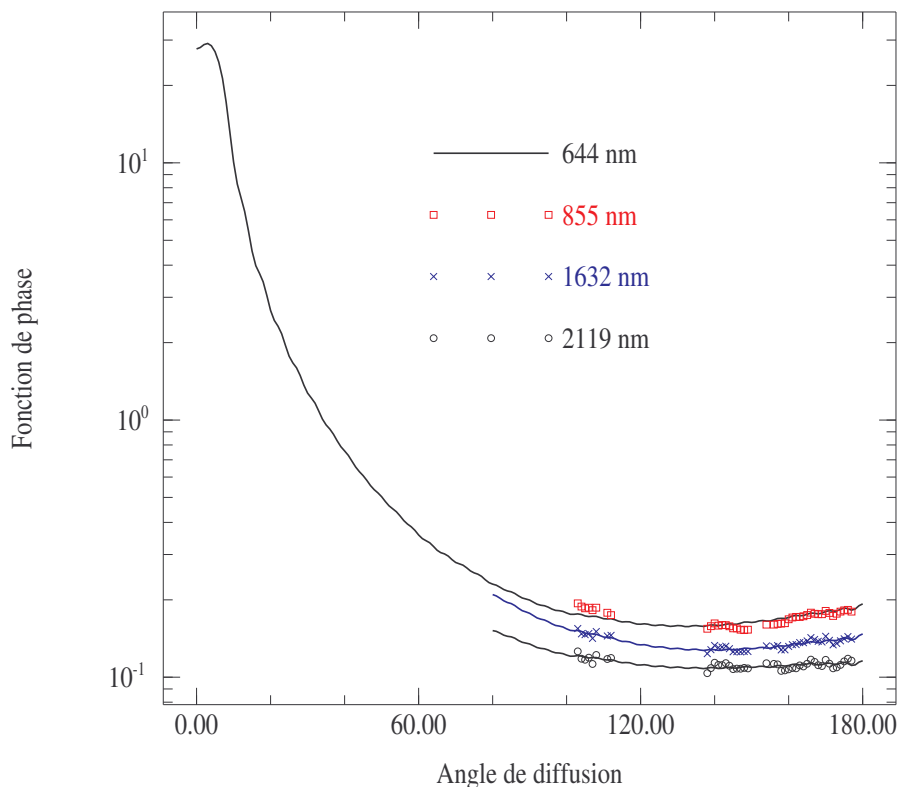


Figure 16 : Fonctions de phase des particules non sphériques obtenues à 855, 1632 et 2119 nm, à l'aide du rapport R et de la paramétrisation de ce rapport, tous deux présentés sur la figure 15. A 855 nm, seuls les points obtenus expérimentalement sont représentés puisqu'il a été décidé que la modélisation était inutile à cette longueur d'onde. La modélisation est sujette à caution pour les angles de diffusion inférieurs à 100 °.

Pour analyser les résultats présentés sur la figure 16, on peut les comparer à des fonctions de phase obtenues à l'aide du code décrit dans *Dubovik et al. (2002)*. Ce code est basé sur l'utilisation de particules sphéroïdes. Les paramètres d'entrée de ce code ont été ajustés pour reproduire la mesure (dans le visible) de la fonction de phase d'un des minéraux utilisés dans *Volten et al. (2001)*, le feldspath. La figure 17 présente, pour trois longueurs d'onde (644, 1632 et 2119 nm), le résultat des comparaisons entre les fonctions de phase obtenues à l'aide des mesures coïncidentes POLDER-2 ou PARASOL et MODIS et les fonctions de phase calculées avec le code de Dubovik. Ce code permet aussi de calculer les coefficients d'extinction pour chaque longueur d'onde. La simulation pour le feldspath montre une variation à la baisse du coefficient d'extinction de 10 % entre 644 et 1632 nm et de 20 % entre 644 et 2119 nm (et aucune variation à 855 nm). Comme nous avons jusqu'à présent supposé que ce coefficient était indépendant de la longueur d'onde pour calculer les fonctions de phase de la figure 16, il est désormais nécessaire de le prendre en compte pour effectuer la comparaison avec les fonctions de phase obtenues avec le code décrit dans *Dubovik et al. (2002)*. Bien que le feldspath ne soit qu'un des minéraux du modèle moyen de *Volten et al. (2001)*, on suppose que la variation du coefficient d'extinction qui lui est associée est représentative du modèle moyen. Comme le coefficient d'extinction suit la même tendance que le rapport R (c'est à dire à la baisse entre le visible et le moyen-infrarouge) les nouvelles fonctions de phase seront donc plus élevées (du fait que R est directement proportionnel à l'épaisseur optique et à la fonction de phase en diffusion primaire). Entre les fonctions de phase calculées à partir des coïncidences POLDER-2 / MODIS et PARASOL / MODIS et les fonctions de phase simulées du feldspath, il y a de grandes différences au niveau directionnel. A nouveau, on peut préciser que la fonction de phase non sphérique de *Volten et al. (2001)* est une moyenne de fonctions de phase très diverses de multiples échantillons de formes et de dimensions différentes. Il est donc difficile de réaliser une comparaison poussée quant à l'allure directionnelle des fonctions de phase présentées figure 17. Par contre, on peut constater deux tendances générales communes aux deux figures. Premièrement, les fonctions de phase moyen-infrarouge ont des valeurs plus faibles en rétrodiffusion que les fonctions de phase visible. Ensuite, les fonctions de phase moyen-infrarouge sont proches l'une de l'autre par rapport à leur distance à la fonction de phase visible. Cette comparaison qualitative est donc très encourageante mais, comme mentionné précédemment, il est difficile de juger des aspects plus quantitatifs.

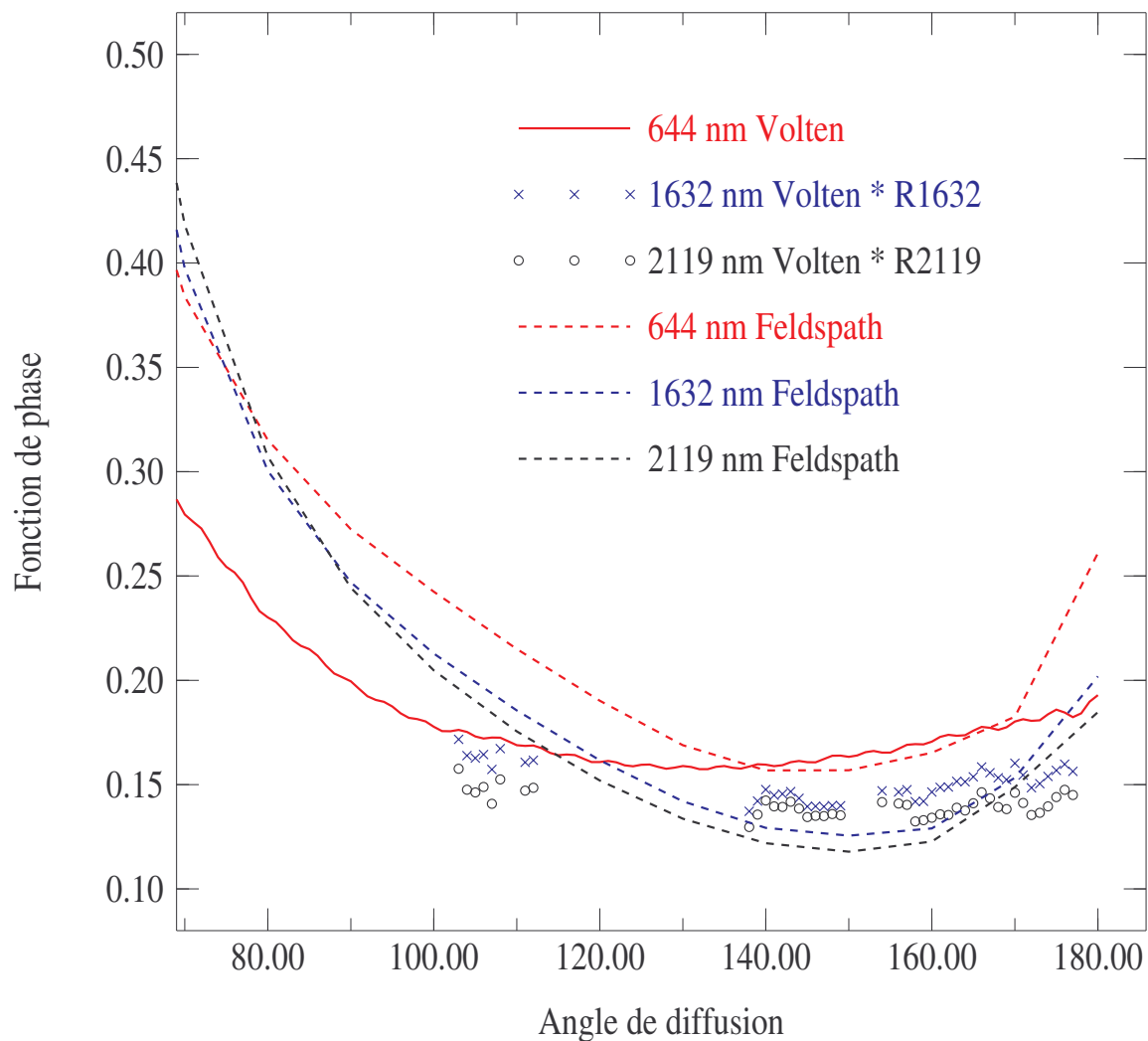


Figure 17 : Fonctions de phase du feldspath pour différentes longueurs d'onde, calculées théoriquement à l'aide du code de *Dubovik et al.* (2002), ou obtenues à l'aide des mesures POLDER-2 ou PARASOL coïncidentes avec des mesures MODIS. Pour ces dernières, une dépendance spectrale du coefficient d'extinction a été prise en compte, contrairement aux fonctions de phase de la figure 16.

6. Première comparaison des produits PARASOL et MODIS-Aqua

Dans cette section, nous présentons quelques cartes d'épaisseur optique issue des inversions PARASOL et MODIS-Aqua. Les figures 18 et 19 présentent les épaisseurs optiques totales à 550 nm PARASOL et MODIS-Aqua pour toutes les orbites du 19 juillet 2005. La comparaison est uniquement qualitative mais plusieurs points importants peuvent être soulignés :

- Tout d'abord, on peut remarquer que la fauchée PARASOL est plus étroite que la fauchée MODIS. La différence entre les fauchées POLDER-2 et MODIS était plus faible. Ceci est dû au fait que la matrice CCD de PARASOL a été tournée d'un quart de tour par rapport à celle de POLDER-2. Cet inconvénient est compensé par un plus grand nombre de directions de visée possibles. On voit cependant clairement que la couverture spatiale de PARASOL est plus faible, notamment au niveau de l'équateur où deux orbites successives sont les plus éloignées.
- Ensuite, on voit nettement que MODIS est beaucoup plus handicapé par le glitter que PARASOL, notamment pour les latitudes proches de 0°. Le filtre glitter MODIS est purement géométrique : si la direction de visée est trop proche de la direction spéculaire, alors les mesures MODIS sont éliminées. PARASOL peut avoir plusieurs directions de visée éliminées mais l'inversion peut toujours avoir lieu avec les mesures restantes. En fait, on peut voir sur l'orbite MODIS qui recouvre la partie ouest de l'Afrique (figure 19) que, même si les mesures sont contaminées par le glitter, l'inversion MODIS est effectuée dans le cas de très grosses épaisseurs optiques.
- Un autre point important est le traitement des nuages. L'élimination des pixels nuageux affecte beaucoup plus PARASOL que MODIS. La qualité de la détection nuageuse propre aux deux instruments n'est pas abordée ici. Deux raisons principales peuvent expliquer les différences de couverture nuageuse observées entre les figures 18 et 19. Tout d'abord, un super-pixel PARASOL est composé de 9 pixels et au moins 5 doivent être déclarés clairs pour que l'inversion des propriétés optiques des aérosols ait lieu. Pour MODIS, un super-pixel contient 400 pixels et seuls 20 doivent être déclarés clairs (et subir divers tests, d'après *Remer et al.*, 2005) pour que l'inversion aérosol ait lieu. Un super-pixel PARASOL ne peut donc être traité s'il est déclaré nuageux à plus de 45 % alors que pour un pixel MODIS, ce chiffre monte à 95 %. La deuxième raison tient tout simplement à la taille respective des super-pixels

PARASOL et MODIS. Un super-pixel MODIS est 4 fois plus petit en surface (au nadir) qu'un super-pixel PARASOL. Si un super-pixel PARASOL n'est pas traité car il déclaré nuageux à 55 % (5 pixels sur 9 déclarés nuageux), il est concevable qu'au moins 2 super-pixels MODIS (sur les 4 que contient le super-pixel PARASOL) vont pouvoir être utilisés pour l'inversion MODIS.

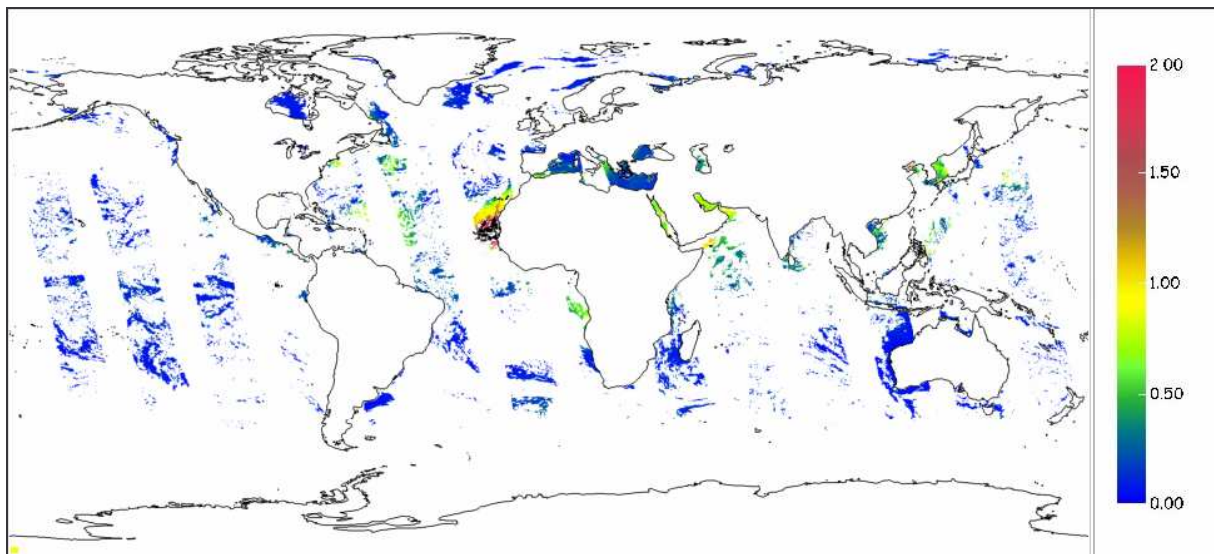


Figure 18 : Epaisseur optique totale PARASOL à 550 nm pour la journée du 19 juillet 2005. Seules les épaisseurs optiques au-dessus des océans sont représentées.

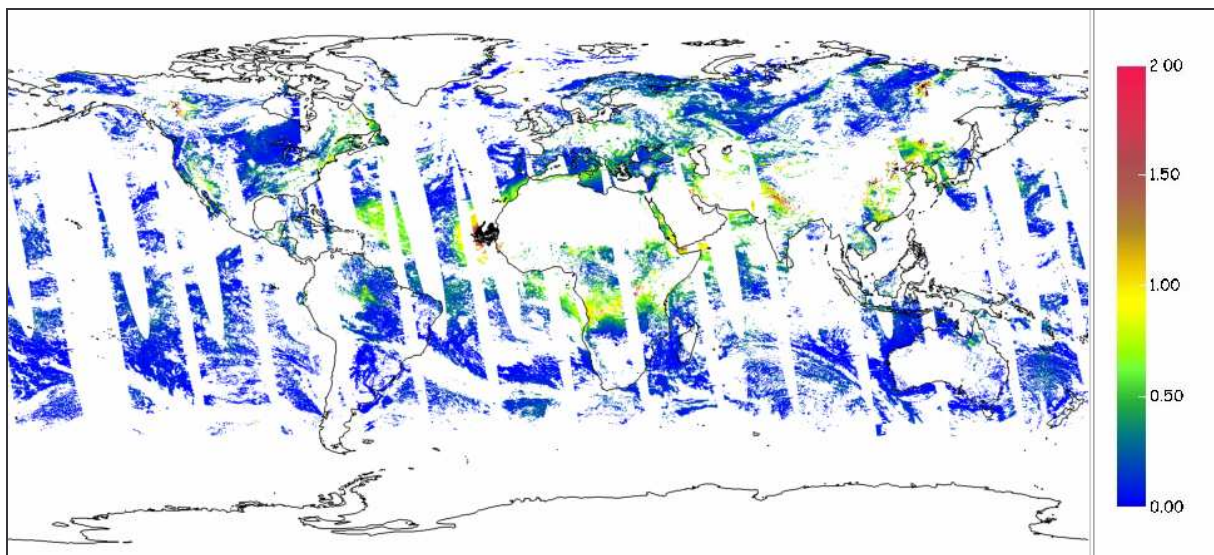


Figure 19 : Epaisseur optique totale MODIS à 550 nm pour la journée du 19 juillet 2005.

Sur les figures 20 et 21 sont présentées les moyennes mensuelles (pour le mois de juillet 2005) des épaisseurs optiques totales à 550 nm pour les inversions PARASOL et MODIS,

respectivement. La comparaison qualitative est excellente. On observe sur les deux figures les mêmes panaches :

- Poussières désertiques provenant du Sahara observées à l'est (péninsule Arabique) et à l'ouest (Iles du Cap-Vert) de l'Afrique, avec un transport jusqu'en Amérique Centrale.
- Feux de biomasse produisant des petites particules à l'ouest de l'Afrique Equatoriale.
- Petits aérosols issus de la pollution dans la zone Chine / Corée / Japon.

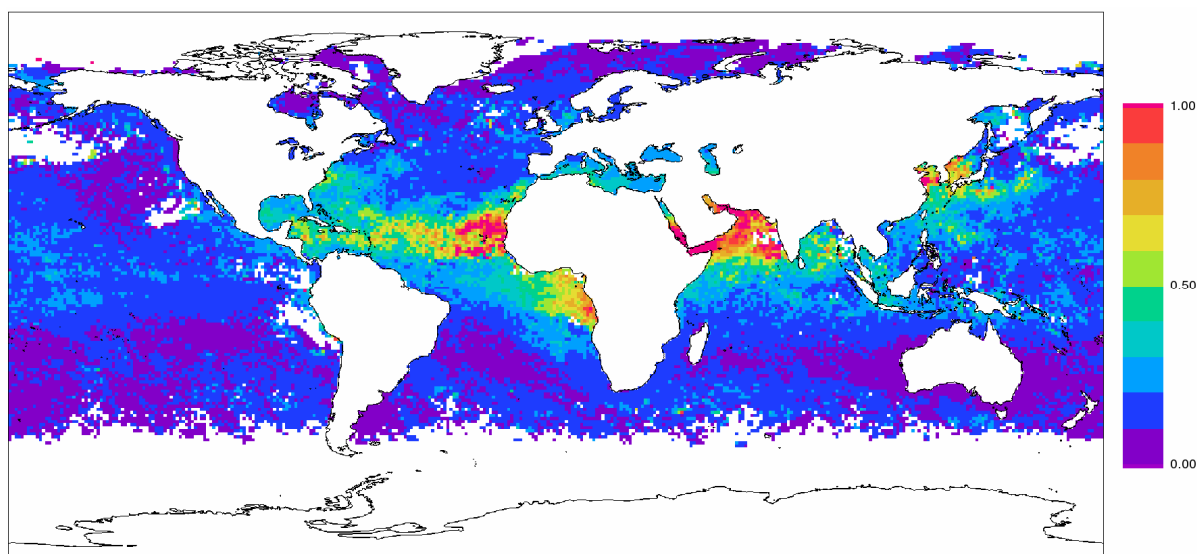


Figure 20 : Epaisseur optique totale moyenne PARASOL à 550 nm pour le mois de juillet 2005. Seules les épaisseurs optiques obtenues au-dessus des océans sont représentées.

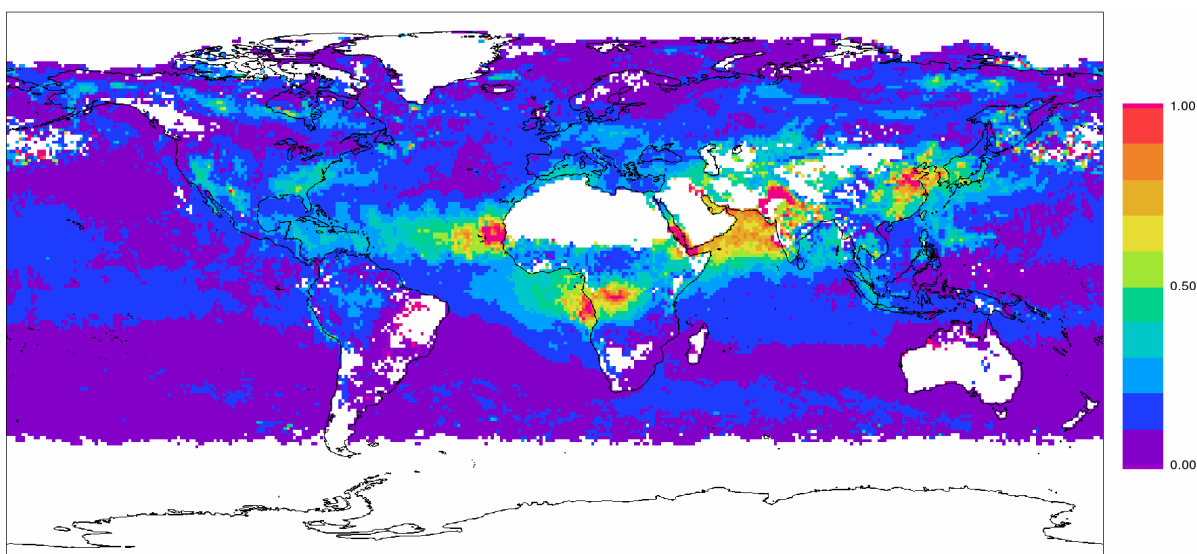


Figure 21 : Epaisseur optique totale moyenne MODIS-Aqua à 550 nm pour le mois de juillet 2005.

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons comparé les résultats (épaisseur optique à 865 nm, coefficient d'Angström et fraction de petites particules à 865 nm) des inversions POLDER-2 et MODIS au-dessus des océans. Nous avons aussi étudié la capacité des résultats de l'inversion POLDER-2 à simuler les mesures spectrales de MODIS et, de même, la capacité des résultats MODIS à reproduire les mesures directionnelles et polarisées de POLDER-2. Les principales conclusions que l'on peut faire sont les suivantes :

- Il y a un bon accord entre les résultats des inversions POLDER-2 et MODIS lorsque des particules sphériques sont observées, notamment pour les petits aérosols. Par contre, dès que l'inversion POLDER-2 indique la présence de grosses particules non sphériques, il y a un désaccord sur un ou plusieurs des résultats des deux inversions.
- Lorsque les produits de l'inversion POLDER-2 sont utilisés pour simuler les mesures MODIS, on observe une comparaison correcte pour les cas où des particules sphériques sont observées. Un biais systématique apparaît dans le moyen-infrarouge pour les cas où POLDER-2 détecte des aérosols non sphériques. Cet écart signifie que les propriétés optiques des particules non sphériques présentent une variation spectrale entre le domaine visible / proche-infrarouge et le domaine moyen-infrarouge. Cette variation spectrale a pu être estimée de manière approchée à l'aide d'observations coïncidentes POLDER-2 (et PARASOL) et MODIS.
- Concernant les résultats de l'inversion MODIS, on observe qu'ils peuvent simuler correctement les mesures POLDER-2 moyennées angulairement mais qu'ils ne sont pas capables de reproduire l'aspect directionnel des mesures POLDER-2, polarisées ou non. La conclusion est que les mesures POLDER-2 sont particulièrement utiles pour caractériser les paramètres géophysiques décrivant les modèles d'aérosols : caractéristiques de la granulométrie, indice de réfraction et forme des grosses particules.

8. Bibliographie

- Ahmad Z., and R. S. Fraser (1982), An iterative radiative transfer code for ocean-atmosphere system, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 656-665.
- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer (1988), Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **41**, 483-494.
- Deuzé, J. L., P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, G. Perry, S. Susana, and D. Tanré (2000), Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15,329-15,346.
- Draine, B. T., and P. J. Flatau (1994), Discrete-dipole approximation for scattering calculations. *J. Opt. Soc. Amer.*, **11A**, 1491–1499.
- Dubovik, O., B. N. Holben, T. Lapyonok, A. Sinyuk, M. I. Mishchenko, P. Yang, and I. Slutsker (2002), Non-spherical aerosol retrieval method employing light scattering by spheroids, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, N° 10, doi: 10.1029/2001GL014506.
- Gérard, B., J. L. Deuzé, M. Herman, Y. J. Kaufman, P. Lallart, C. Oudard, L. A. Remer, B. Roger, B. Six, and D. Tanré (2005), Comparisons between POLDER 2 and MODIS/Terra aerosol retrievals over ocean, *J. Geophys. Res.*, **110**, No. D24, D24211, doi :10.1029/2005JD006218.
- Herman, M., J. L. Deuzé, A. Marchand, B. Roger, and P. Lallart (2005), Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean. Improved retrieval using non-spherical particle model, *J. Geophys. Res.*, **110**, D10S02, doi:10.1029/2004JD004798.
- Levy, R. C., L. A. Remer, D. Tanré, Y. J. Kaufman, C. Ichoku, B. N. Holben, J. M. Livingston, P. B. Russel, and H. Maring (2003), Evaluation of the Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) retrievals of dust aerosol over the ocean during PRIDE, *J. Geophys. Res.*, **108**, 8,594-8,606.
- Mie, G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Geophys.*, **25**, 377-445.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, and D. W. Mackowski (1996), T-Matrix computations of light scattering by nonspherical particles: A review. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **55**, 535–575.
- Purcell, E. M., and C. R. Pennypacker (1973), Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys. J.*, **186**, 705–714.

- Remer, L. A., Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Matto, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote, and B. N. Holben (2005), The MODIS Aerosol Algorithm, Products and Validation, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 947-973.
- Volten, H., O. Muñoz, E. Rol, J. F. de Haan, W. Vassen, J. W. Hovenier, K. Muinonen, and T. Nousiainen (2001), Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm, *J. Geophys. Res.*, **106**, 17,375-17,401.
- Wang, M., and H. R. Gordon (1994), Radiance reflected from the ocean-atmosphere system: Synthesis from individual components of the aerosols size distribution, *Appl. Opt.*, **33**, 7,088-7,095.
- Yang, P., and K. N. Liou (1996), Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space. *J. Opt. Soc. Amer.*, **13A**, 2072–2085.

Chapitre III

Inversion couplée PARASOL / MODIS-Aqua au-dessus des océans

1. INTRODUCTION	91
2. COMMENT MELANGER LES INFORMATIONS DES DEUX CAPTEURS ?	92
2.1. CHOIX DU JEU DE MODELES D'AEROSOLS	92
2.2. MELANGE DES MESURES PARASOL ET MODIS	92
2.3. UN ALGORITHME PLUS INNOVANT	93
3. DESCRIPTION DE L'ALGORITHME D'INVERSION COUPLEE	95
3.1. QUELLES MESURES ? QUELLE ECHELLE ?	95
3.2. PREPARATION DES MESURES MODIS	97
3.2.1. RELOCALISATION DES PIXELS MODIS	97
3.2.2. RECONSTITUTION DES MESURES ET DE LA GEOMETRIE DE VISEE MODIS	98
3.2.3. PRISE EN COMPTE DU GLITTER	99
3.2.4. CORRECTION DE L'ECUME	99
3.2.5. CORRECTION DE L'ABSORPTION GAZEUSE	100
3.3. L'INVERSION COUPLEE	106
4. QUELQUES RESULTATS DE L'INVERSION COUPLEE	108
4.1. LES PRODUITS DE L'INVERSION COUPLEE	108
4.2. ANALYSE DE L'INVERSION COUPLEE	112
4.3. QUELQUES CAS PARTICULIERS	118
5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	129
6. BIBLIOGRAPHIE	131

1. Introduction

Le chapitre précédent a illustré la complémentarité des instruments POLDER-2 / PARASOL et MODIS. L'étape suivante consiste à réaliser un algorithme restituant les propriétés géophysiques des aérosols en mélangeant au mieux les informations provenant des deux capteurs. Ce chapitre décrit le fonctionnement d'un algorithme couplé dont l'ossature est basée sur l'algorithme POLDER-2 / PARASOL. L'intérêt d'un tel algorithme est donc l'introduction des mesures moyen-infrarouge MODIS qui manquent à PARASOL. On espère ainsi mieux contraindre l'inversion. Il existe d'autres possibilités qui seront brièvement présentées dans ce chapitre. Pour des raisons pratiques, cet algorithme n'a été développé que pour les instruments PARASOL et l'instrument MODIS-Aqua.

2. Comment mélanger les informations des deux capteurs ?

2.1. Choix du jeu de modèles d'aérosols

Pour construire les tables de luminances pré-simulées (Look-Up Tables ou LUT), on se base sur des modèles d'aérosols représentatifs de la variété des particules observables en n'introduisant toutefois que les paramètres pour lesquels l'instrument considéré présente une sensibilité dans ses mesures. Le chapitre II a montré qu'il était très important de prendre en compte la non-sphéricité des particules dans le processus d'inversion. Contrairement au jeu de modèles d'aérosols MODIS, celui de PARASOL (identique à celui de POLDER-2) inclut des particules non-sphériques. De plus, comme exposé dans l'introduction, l'algorithme couplé a pour base l'algorithme PARASOL, qui a été développé avec le jeu de modèles PARASOL. Les modèles retenus sont donc ceux de PARASOL (voir chapitre II, tableau 1). Les modèles de particules sphériques sont définis par une distribution en taille log-normale et un indice de réfraction. Le modèle de particules non-sphériques des LUT POLDER-2 (*Volten et al., 2001*) est aussi utilisable dans le moyen-infrarouge avec la méthode développée et présentée dans la section 5.2 du chapitre II. Elle permet l'utilisation du modèle non sphérique dans le moyen-infrarouge et ainsi la réalisation de LUT pour tous les canaux PARASOL et MODIS, quelle que soit la forme des particules.

2.2. Mélange des mesures PARASOL et MODIS

Il existe deux possibilités pour réaliser un algorithme couplant les informations des deux capteurs : se baser principalement sur un des deux algorithmes existants (PARASOL ou MODIS), ou partir de zéro et construire un algorithme entièrement innovant. Chacun des deux algorithmes PARASOL ou MODIS a été développé pour tirer le meilleur parti des mesures du capteur associé mais pas des mesures de l'autre capteur ; de ce point de vue, la deuxième solution semble préférable. D'un autre côté, développer en intégralité un algorithme d'inversion est une tâche lourde et de longue haleine. La méthodologie retenue a été de développer un algorithme basé sur un des deux existants (PARASOL ou MODIS) dans un premier temps puis de développer un algorithme plus innovant par la suite. Faute de temps, seule la première partie a été effectuée. Cependant, une ébauche d'algorithme mélangeant au mieux les mesures des deux capteurs est présentée dans la section 2.3. L'algorithme présenté

dans cette section est basé sur celui de PARASOL. Bien que l'algorithme MODIS soit plus simple et concis que celui de PARASOL (principalement parce que moins de mesures sont utilisées), ce dernier a été retenu du fait qu'il a été développé au sein du laboratoire d'optique atmosphérique et que son contenu est ainsi parfaitement maîtrisé.

L'algorithme couplé est organisé de la manière suivante :

- Pour chaque couple de modes (petit + gros) issu des différents mélanges possibles de modèles de particules PARASOL, on calcule une épaisseur optique et une fraction de petites particules, toutes les deux à 865 nm, à partir des mesures de luminance moyenne PARASOL. Cette étape est strictement identique à la première étape de l'inversion POLDER-2 (ou PARASOL) présentée dans la section 2.2.2 du chapitre II. Puisque l'on s'est fixé les modèles utilisés, les variations spectrales de l'épaisseur optique et de la fraction de petites particules sont connues.
- La deuxième étape est aussi parfaitement identique à celle de l'inversion POLDER-2 / PARASOL : on simule les mesures de luminances totale et polarisée PARASOL et on calcule un écart ε_1 entre ces simulations et les mesures PARASOL.
- Dans une troisième étape, inédite par rapport à l'inversion POLDER-2 (ou PARASOL), on prend en compte les mesures MODIS. On simule, à l'aide des résultats obtenus dans la première étape, les mesures MODIS à 1632 et 2119 nm. On obtient alors un écart ε_2 entre ces simulations et les mesures MODIS.

Au final, pour chaque couple de modes, on obtient une paire d'écart ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$). Le couple de modes sélectionné comme solution, avec ses produits associés (épaisseur optique et fraction de petites particules), est le couple donnant un écart $\varepsilon = f(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ le plus faible. Les détails de l'inversion, notamment le calcul des écarts, sont présentés ultérieurement.

Seules les mesures MODIS à 1632 et 2119 nm sont utilisées puisqu'on ne dispose d'information sur le modèle d'aérosols non-sphériques que pour ces deux longueurs d'onde. Une éventuelle introduction des mesures MODIS à 1243 nm reste à préparer et à étudier.

2.3. Un algorithme plus innovant

Bien que nécessitant déjà un travail conséquent, l'algorithme proposé précédemment est la solution la plus simple à développer puisqu'une grande partie est déjà existante. Il permet de prendre en compte les mesures MODIS afin de sélectionner un couple d'aérosols. Cependant, les informations MODIS ne sont introduites qu'en « fin de chaîne », alors que des

paramètres importants comme l'épaisseur optique et la fraction de petits aérosols ont déjà été déterminés, en n'utilisant que les mesures PARASOL. Les mesures MODIS influent donc sur le choix de ces paramètres, mais pas sur leurs calculs ; ce qui est dommage puisque les mesures spectrales effectuées par le capteur MODIS sont justement intéressantes pour déterminer ces paramètres, en particulier la fraction de petites particules, comme indiqué dans *Tanré et al. (1996)*.

Un algorithme plus innovant que celui qui a été développé devrait prendre en compte les mesures MODIS directement dans la première étape de l'inversion, lors du calcul de l'épaisseur optique et de la fraction de petites particules. Cette étape devrait être un mélange entre celle de l'inversion POLDER-2 / PARASOL (utilisation des luminances moyennes à 670 et 865 nm) et celle de MODIS (utilisation de toutes les mesures spectrales avec la mesure à 855 nm comme pivot). Les deuxième et troisième étapes (calculs des écarts entre les simulations et les mesures PARASOL et MODIS) resteraient identiques. De cette manière, les informations comprises dans les mesures MODIS influeraient sur toutes les étapes de l'inversion couplée.

3. Description de l’algorithme d’inversion couplée

3.1. Quelles mesures ? Quelle échelle ?

Les mesures MODIS sont effectuées à une échelle de 250, 500 ou 1000 m (au nadir), suivant le canal de mesure. Les produits aérosols MODIS sont donnés à l’échelle d’un super-pixel MODIS (10 km au nadir). En entrée de chaîne aérosols MODIS, il faut donc fournir une mesure à l’échelle du super-pixel MODIS pour chaque longueur d’onde. Cette dernière est obtenue en moyennant les mesures MODIS aux échelles inférieures et en appliquant différents filtres (*Remer et al.*, 2005). Ce sont ces mesures à l’échelle du super-pixel MODIS qui ont été utilisées dans le chapitre précédent. Lors de ces comparaisons, toute contamination nuageuse était éliminée en ne sélectionnant que les pixels parfaitement propres d’après les tests nuages POLDER-2 et MODIS. Or, l’inversion couplée doit pouvoir s’appliquer à des pixels partiellement nuageux. Et, dans ce cas, la combinaison des mesures PARASOL et MODIS, toutes les deux associées à des super-pixels de tailles différentes (20 km pour PARASOL, 10 km pour MODIS) peut entraîner des biais. La figure 1 illustre le problème que peut entraîner une éventuelle contamination nuageuse. Cette figure montre que, si des super-pixels PARASOL et MODIS sont en coïncidence, cela ne signifie pas nécessairement que les mesures associées correspondent à la même scène observée.

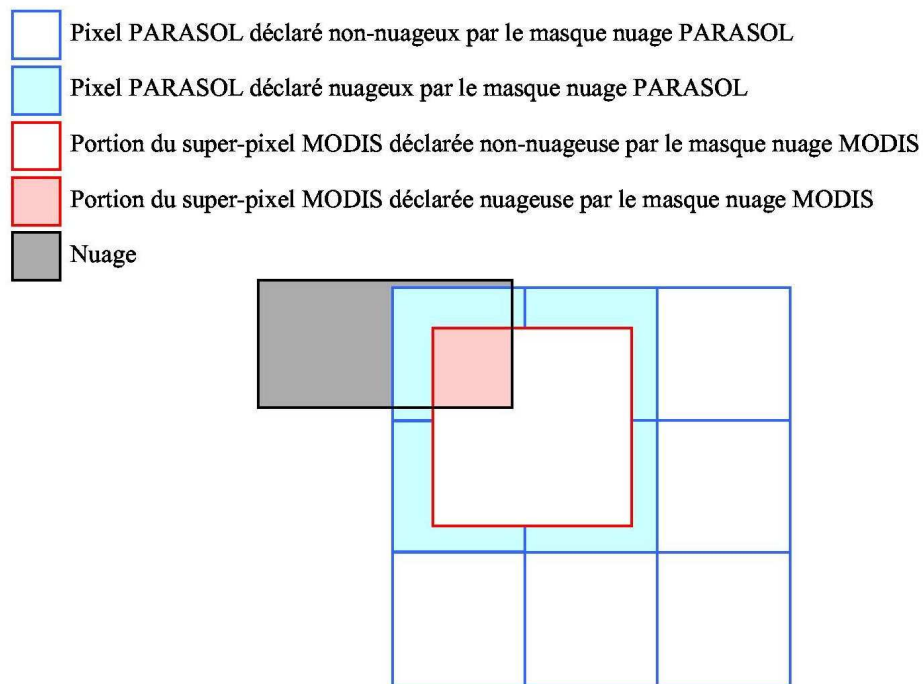


Figure 1 : Exemple d'une coïncidence entre un super-pixel PARASOL et un super-pixel MODIS. Que ce soit pour PARASOL ou pour MODIS, les mesures associées à ces super-pixels correspondent à une moyenne des mesures propres à l'échelle du pixel (pixels ou portion non colorés). On voit donc que les mesures PARASOL et MODIS à l'échelle du super-pixel peuvent ne pas correspondre à la même scène observée. On suppose dans cet exemple que la détection nuageuse est idéale. Pour PARASOL, le masque nuage est construit de telle façon que si un pixel est déclaré nuageux (c'est le cas du pixel en haut à gauche), alors les pixels limitrophes le sont aussi.

Pour pallier ce problème, il ne faut utiliser qu'un seul masque nuageux (celui de PARASOL ou celui de MODIS ou un autre, mais pas les masques nuageux PARASOL et MODIS en même temps) et il faut disposer de mesures PARASOL et MODIS exactement à la même échelle. Puisque les mesures MODIS sont réalisées à une échelle inférieure à celles de PARASOL, ce sont elles qui doivent être dégradées pour reconstituer une mesure MODIS à l'échelle d'un pixel PARASOL. Et puisque l'échelle de base pour obtenir des mesures équivalentes est le pixel PARASOL, il n'est pas possible d'utiliser un masque nuage correspondant à une échelle inférieure ; le masque nuage PARASOL est donc utilisé. Avec ces conditions, si un pixel PARASOL est déclaré non-nuageux et utilisable pour la moyenne

au super-pixel, alors la mesure MODIS associée au pixel PARASOL est aussi déclarée utilisable pour la moyenne au super-pixel. Si le pixel PARASOL est déclaré nuageux, alors c'est le contraire : les mesures PARASOL et MODIS associées à ce pixel PARASOL ne sont pas utilisées dans la moyenne au super-pixel. De plus, si le masque nuage PARASOL déclare un pixel non-nuageux, mais que celui-ci est en réalité légèrement contaminé, les mesures PARASOL et MODIS sont utilisées dans la moyenne et présentent toutes les deux une légère variation due à la présence d'un nuage. Cette présence nuageuse aurait éventuellement pu être détectée et nettoyée par le masque nuage MODIS mais cela ne se serait appliqué qu'à la mesure MODIS, et les mesures MODIS et PARASOL n'auraient alors plus été équivalentes. Même si ce chapitre ne traite pas de ce cas, on peut préciser ici que lors d'une inversion au-dessus des terres émergées, cette reconstitution des mesures MODIS à l'échelle du pixel PARASOL est encore plus importante. En effet, en plus de la contamination nuageuse, elle permet de gommer les hétérogénéités des réflectances de surface qui peuvent être très importantes (au nadir, la surface d'un super-pixel MODIS ne correspond qu'à peu près au quart de la surface d'un super-pixel PARASOL).

3.2. Préparation des mesures MODIS

L'algorithme couplé qui a été développé est basé en grande partie sur l'algorithme PARASOL déjà existant. De ce fait, la partie de l'algorithme traitant de la préparation des mesures PARASOL (correction des absorptions gazeuses, élimination des directions de visée affectées par le glitter ...) a déjà été réalisée et mise en place. Ces différentes corrections sont partie intégrante de l'inversion PARASOL, elles n'ont pas été modifiées et ne sont pas présentées. Par contre, ce travail de préparation a été effectué pour les mesures MODIS et fait l'objet de cette section.

3.2.1. Relocalisation des pixels MODIS

Comme indiqué dans la section précédente, la première étape est de reconstituer les mesures MODIS à l'échelle du pixel PARASOL. Pour la suite de l'inversion, les mesures à 553, 644, 855, 905, 1243, 1632 et 2119 nm sont nécessaires (En fait seules les deux dernières sont nécessaires, mais les autres mesures ont été préparées pour une utilisation ultérieure). Ces mesures sont effectuées à une échelle de 250, 500 ou 1000 m. Pour faciliter la lecture de ces données, nous avons utilisé des mesures dégradées à une échelle de 1 km pour les sept

canaux présentés ci-dessus (pas de dégradation pour le canal 905 nm, où la mesure est déjà effectuée à l'échelle 1 km).

Il faut d'abord localiser chaque pixel MODIS dans la grille de projection des pixels PARASOL (de dimension 3240 lignes \times 6480 colonnes) . Pour ce faire, il faut employer les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 lig &= ARR[18(90 - lat) + 0.5] \\
 N &= ARR\left[3240 \sin\left(\frac{lig - 0.5}{18}\right)\right] \\
 col &= ARR\left[3240.5 + \frac{N}{180}lon\right]
 \end{aligned}$$

Le pixel MODIS est repéré par sa latitude lat et sa longitude lon . lig et col correspondent à une ligne et une colonne de la grille PARASOL. Ils indiquent dans quel pixel PARASOL se situe le pixel MODIS. N est un entier servant d'intermédiaire de calcul. ARR signifie arrondi à l'entier le plus proche.

Une fois que tous les pixels MODIS ont été localisés dans la grille PARASOL, on sait combien de pixels MODIS sont inclus dans chaque pixel PARASOL. Ce nombre varie en fonction de la position du pixel PARASOL dans l'orbite : plus le pixel est proche de la sous-trace de l'orbite, moins les pixels MODIS sont grands et déformés et plus il est possible d'en inclure dans un pixel PARASOL. La limite est 42, puisque le pixel PARASOL fait 6 km \times 7 km et que les pixels MODIS sont des carrés de 1 km \times 1 km (au nadir).

3.2.2. Reconstitution des mesures et de la géométrie de visée MODIS

Une fois que l'on connaît les pixels MODIS inclus dans chaque pixel PARASOL, on peut facilement moyennner les luminances mesurées dans les sept canaux décrits précédemment. On obtient ainsi les mesures MODIS reconstituées à l'échelle du pixel PARASOL. Pour la géométrie de visée (angles zénithaux solaire et de visée, angles azimutaux solaire et de visée), on réalise aussi une moyenne pour obtenir une géométrie de visée à l'échelle d'un pixel PARASOL.

Le passage au super-pixel PARASOL se fait en moyennnant les mesures et la géométrie des 9 pixels inclus dans le super-pixel PARASOL. Le masque nuage PARASOL (non présenté dans cette thèse) intervient à ce stade et les pixels déclarés nuageux ne sont pas pris en compte dans la moyenne au super-pixel. Au final, si à un super-pixel PARASOL ne correspond aucun pixel MODIS, l'inversion est stoppée pour ce super-pixel. Cependant, étant donné que la

fauchée de l'orbite MODIS est plus grande que celle de l'orbite PARASOL, ce cas de figure se présente rarement. Puisque les pixels MODIS sont de plus en plus agrandis et déformés au fur et à mesure que l'on s'écarte de la sous-trace, il y en a de moins en moins inclus lorsqu'on considère des super-pixels PARASOL de plus en plus proche du bord de l'orbite. Ce nombre de pixels MODIS inclus dans un super-pixel PARASOL représente un indice de la qualité de la mesure MODIS reconstituée à l'échelle du super-pixel PARASOL.

3.2.3. Prise en compte du glitter

Les mesures MODIS au super-pixel contaminées par le glitter doivent être éliminées. Dans le cas d'une telle contamination, l'inversion couplée PARASOL / MODIS n'a pas lieu puisque les mesures MODIS sont rejetées. Dans le traitement MODIS, le filtre glitter pour les mesures est purement géométrique. On calcule l'angle χ entre la direction de visée et la direction spéculaire :

$$\chi = a \cos[\cos \theta_s \cos \theta_v - \sin \theta_s \sin \theta_v \cos \phi]$$

Où θ_s et θ_v sont respectivement les angles zénithaux solaire et de visée, et ϕ l'angle azimutal relatif (angle azimutal solaire moins angle azimutal de visée).

Si χ est inférieur ou égal à 40° , les mesures sont contaminées par le glitter. L'inversion couplée PARASOL / MODIS s'arrête à ce stade. Si χ est supérieur à 40° , l'inversion continue et les mesures peuvent être corrigées de l'écume et des absorptions gazeuses. Les mesures ne sont pas corrigées d'une éventuelle contamination des aérosols stratosphériques car pour les périodes considérées, leur présence peut être négligée (*Deshler et al.*, 2006).

Contrairement à PARASOL, MODIS ne dispose que d'une direction de visée par pixel et se trouve donc beaucoup plus handicapé par le glitter, le même effet apparaissant dans l'inversion couplée. Dans le chapitre II, il a été indiqué que l'inversion MODIS pouvait avoir lieu en cas de forte charge d'aérosols, même pour des mesures réalisées dans une direction éliminée par le filtre glitter. Cette spécificité n'a pour l'instant pas été appliquée à l'inversion couplée.

3.2.4. Correction de l'écume

Si les mesures ne sont pas contaminées par le glitter, l'étape suivante consiste à les corriger de la contribution de l'écume. La contribution en luminance au sommet de l'atmosphère de l'écume $L_{écume}^\lambda$ est exprimée de la façon suivante (*Vermote et al.*, 1997):

$$L_{ecume}^{\lambda} = \cos \theta_s \times \alpha_{\lambda} \frac{\rho_e^{\lambda} T_s^{\lambda} T_v^{\lambda}}{1 - \rho_e^{\lambda} s^{\lambda}}$$

Où ρ_e^{λ} est la réflectance de l'écume, T_s^{λ} et T_v^{λ} sont les transmissions atmosphériques pour les directions solaire et de visée, respectivement, s^{λ} est l'albédo sphérique et θ_s l'angle zénithal solaire. Toutes ces valeurs sont dépendantes de la longueur d'onde λ . α_{λ} est aussi un coefficient dépendant de la longueur d'onde (Frouin *et al.*, 1996). α_{λ} vaut 1 pour $\lambda = 553, 644, 855$ et 905 nm, 0.8 pour $\lambda = 1243$ nm, 0.5 pour $\lambda = 1632$ nm et 0.25 pour $\lambda = 2119$ nm.

La réflectance de l'écume est obtenue grâce à la relation suivante (Koepke, 1984) :

$$\rho_e^{\lambda} = 6.49 \cdot 10^{-7} (v)^{3.52}$$

Où v est la vitesse du vent en m.s^{-1} .

Les transmissions atmosphériques T_i^{λ} et l'albédo sphérique s^{λ} sont calculées de manière approchée avec les relations empiriques suivantes (rapport ESA, 1983) :

$$T_i^{\lambda} = \frac{1}{1 + \frac{0.5 \tau_m^{\lambda}}{\cos \theta_i}}$$

$$s^{\lambda} = \tau_m^{\lambda}$$

Où l'indice i indique si l'on considère la direction solaire (indice s) ou la direction de visée (indice v), θ_i est l'angle zénithal solaire ou de visée et τ_m^{λ} est l'épaisseur optique moléculaire à la longueur d'onde λ .

Pour obtenir la mesure corrigée de l'écume, il suffit de soustraire la contribution au sommet de l'atmosphère L_{ecume}^{λ} à la mesure. La couleur de l'eau est prise en compte dans les LUT (voir chapitre II) et n'est donc pas corrigée sur les mesures.

3.2.5. Correction de l'absorption gazeuse

Pour cette correction, les gaz considérés sont la vapeur d'eau (H_2O) qui absorbe à toutes les longueurs d'onde étudiées sauf à 553 nm, le dioxyde de carbone (CO_2), le méthane (CH_4) et le dioxyde d'azote (NO_2) qui absorbent tous les trois dans les canaux 1243, 1632 et 2119 nm et enfin l'ozone (O_3), qui absorbe dans les canaux 553 et 644 nm.

Les répartitions différentes dans l'atmosphère (troposphère et stratosphère) de ces gaz impliquent des méthodes de correction différentes. En effet, si le dioxyde de carbone, le

méthane et le dioxyde d'azote sont répartis de façon homogène dans l'atmosphère, ce n'est pas le cas de la vapeur d'eau, que l'on retrouve plutôt dans les basses couches de l'atmosphère. L'ozone troposphérique étant minoritaire par rapport à l'ozone stratosphérique, on considère donc que ce gaz est plutôt situé au sommet de l'atmosphère. Du fait de ces répartitions, la vapeur d'eau a un impact sur le signal provenant du sol et des basses couches de l'atmosphère (donc sur les aérosols), alors que les autres gaz peuvent avoir un impact sur les signaux provenant, d'une part, du sol et des basses couches de l'atmosphère et, d'autre part, des couches plus élevées donc sur le signal moléculaire. On distingue donc deux transmissions (le signal qui n'est pas absorbé est transmis : transmission = 1 - absorption) : τ_{λ}^{H2O} , la transmission de la vapeur d'eau et τ_{λ}^{AG} , la transmission liée aux autres gaz. La mesure corrigée s'obtient alors de la façon suivante :

$$L_{\lambda}^{corr} = \frac{\left(\frac{L_{\lambda}^{mes}}{\tau_{\lambda}^{AG}} - L_{\lambda}^{mol} \right)}{\tau_{\lambda}^{H2O}} + L_{\lambda}^{mol}$$

Où L_{λ}^{corr} , L_{λ}^{mes} , L_{λ}^{mol} sont les luminances corrigées de l'absorption gazeuse, mesurées et moléculaires.

Les modélisations des absorptions des différents gaz sont examinées ci-dessous. Elles ont été réalisées à l'aide du code 6S, décrit dans *Vermote et al. (1997)*. Ce code permet de réaliser tout un ensemble de simulations relatives aux différentes contributions atmosphériques. Le code 6S, bien que n'ayant pas été développé pour effectuer des calculs de transmissions gazeuses très précis (d'autres codes, plus spécialisés et plus récents, existent), a été retenu pour sa simplicité d'utilisation et sa rapidité.

• Modélisation de l'absorption du dioxyde de carbone, du méthane et du dioxyde d'azote (CO₂, CH₄ et NO₂) :

Les concentrations de ces trois gaz étant relativement constantes et homogènes, la transmission ne dépend donc que de la géométrie de visée via la masse d'air m égale à $\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}$, μ_s et μ_v étant les cosinus des angles zénithaux solaire et de visée, respectivement.

Pour les canaux 1243, 1632 et 2119 nm, on a donc :

$$\tau^{AG} = \tau_{CO_2} \cdot \tau_{CH_4} \cdot \tau_{NO_2} = \alpha \cdot e^{-\beta \cdot m}$$

Le tableau 1 donne les valeurs des coefficients α et β en fonction de la longueur d'onde.

Longueur d'onde (nm)	1243	1632	2119
α	0.9999	0.9925	0.9907
β	0.0001	0.0075	0.0075

Tableau 1 : Coefficients relatifs aux transmissions du dioxyde de carbone, du méthane et du dioxyde d'azote pour les canaux 1243, 1632 et 2119 nm.

• Modélisation de l'absorption de l'ozone (O₃) :

En plus de la géométrie de visée, l'absorption de l'ozone dépend aussi de la quantité d'ozone u_{O_3} , donnée en cm-atm, puisque ce gaz n'est pas réparti de façon homogène dans l'atmosphère. Pour les canaux 553 et 644 nm, on a donc :

$$\tau^{AG} = \tau_{O_3} = e^{-\alpha \cdot m \cdot u_{O_3}}$$

La quantité u_{O_3} est fournie par les résultats du capteur TOMS (*Herman et al.*, 1997).

Le tableau 2 donne les valeurs du coefficient α en fonction de la longueur d'onde.

Longueur d'onde (nm)	553	644
α	0.0897	0.0714

Tableau 2 : Coefficients relatifs à la transmission de l'ozone pour les canaux 553 et 644 nm.

• Modélisation de l'absorption de la vapeur d'eau (H₂O) :

Tout comme l'absorption de l'ozone, l'absorption liée à la vapeur d'eau dépend de la quantité d'eau présente dans l'atmosphère u_{H_2O} , exprimée en g.cm⁻². Cependant, au contraire de u_{O_3} , cette quantité n'est pas fournie comme donnée ancillaire. Il a donc été nécessaire de développer une méthode pour calculer l'absorption de la vapeur d'eau. En fait, la quantité d'eau est calculée à partir des mesures de PARASOL dans l'algorithme « vapeur d'eau », mais ce dernier est indépendant de l'inversion « aérosols » et il est plus facile techniquement de recalculer la transmission de la vapeur d'eau.

Pour accéder à une telle quantité, on utilise deux canaux MODIS proches, 855 et 905 nm. Si on considère, en première approximation, que les contributions du sol et de l'atmosphère (en diffusion) sont identiques pour les deux longueurs d'onde, alors le rapport des luminances mesurées entre les deux canaux doit être égal au rapport des transmissions gazeuses affectées à ces deux canaux. Or, la vapeur d'eau est le seul gaz absorbant dans ces deux canaux et, de plus, elle absorbe beaucoup plus à 905 nm qu'à 855 nm. Le rapport des transmissions de ces deux canaux, donc le rapport des luminances mesurées en première approximation, ne dépend alors que de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. En d'autres termes, plutôt que de modéliser l'absorption liée à la vapeur d'eau en fonction de la quantité présente dans l'atmosphère u_{H_2O} , on peut modéliser cette absorption en fonction du rapport des transmissions des canaux 905 et 855 nm.

A l'aide du code 6S (*Vermote et al.*, 1997), dont le fonctionnement ne sera pas explicité ici, on peut, pour une masse d'air donnée, simuler l'absorption liée à la vapeur d'eau pour différentes longueurs d'onde et plusieurs quantités de vapeur d'eau. On simule de même le rapport des transmissions à 855 et 905 nm. On peut ainsi obtenir une paramétrisation de l'absorption de la vapeur d'eau en fonction du rapport des transmissions à 905 et 855 nm, comme illustré sur la figure 2.

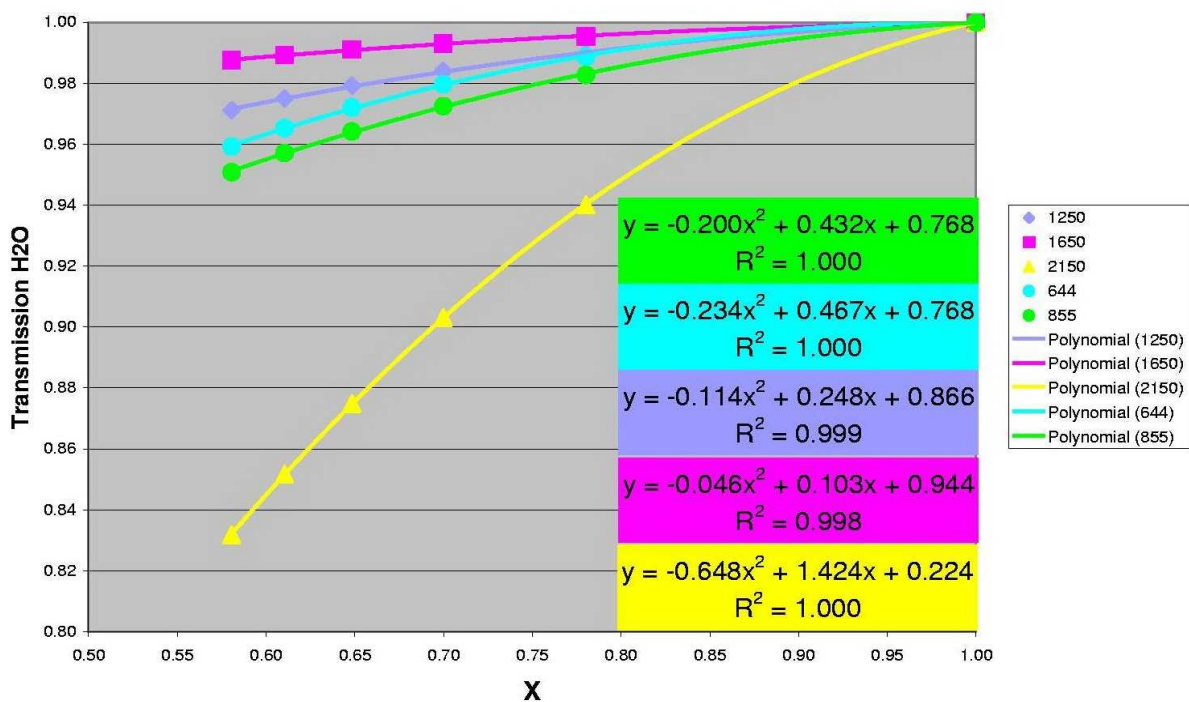


Figure 2 : Paramétrisation de la transmission de la vapeur d'eau (inverse de l'absorption) pour différentes longueurs d'onde en fonction du rapport X des transmissions des canaux 905 nm et 855 nm, avec $X = \frac{\tau_{905}}{\tau_{855}}$, nécessairement inférieur à 1 puisqu'il y a plus d'absorption (donc une transmission plus faible) à 905 nm qu'à 855 nm. Pour éviter des corrections aberrantes (liées éventuellement à des mesures de mauvaise qualité), on borne la valeur du rapport X : si $X > 1$ ou $X < 0.6$, alors $X = 0.8$.

En première approximation, le rapport des transmissions à 905 et 855 nm, X , est égal au rapport des luminances mesurées à ces deux longueurs d'onde. Cependant, cette hypothèse doit être vérifiée. Pour plusieurs quantités de vapeur d'eau u_{H_2O} , on simule les transmissions et les luminances à 855 et 905 nm. On choisit un sol noir (La surface de l'océan est sombre et relativement homogène), un modèle d'aérosols « continental » (*Lenoble and Brogniez, 1984*) avec trois épaisseurs optiques différentes (0.01, 0.1 et 0.5 à 550 nm) et une masse d'air égale à 4. Les résultats sont présentés sur la figure 3.

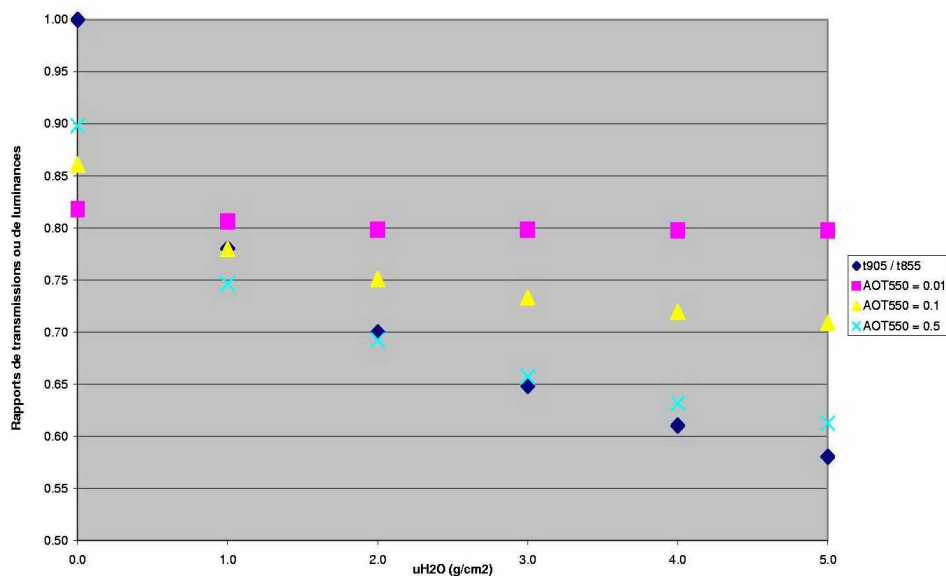


Figure 3 : Comparaison des rapports de transmissions et de luminances à 905 et 855 nm pour différentes quantités de vapeur d'eau et épaisseurs optiques.

On observe une corrélation entre l'épaisseur optique et la qualité de la comparaison. Plus l'épaisseur optique est élevée, meilleure est la comparaison entre le rapport des transmissions et le rapport des luminances. Cependant, même pour une épaisseur optique élevée (0.5), on observe un grand désaccord lorsqu'il n'y a pas de vapeur d'eau ($u_{H_2O} = 0 \text{ g.cm}^{-2}$). Puisque ce désaccord existe aussi pour une atmosphère quasiment sans aérosols (épaisseur optique de

0.01), il doit être lié au signal moléculaire. Une nouvelle comparaison a donc été effectuée, mais cette fois-ci, les luminances ont été corrigées de la contribution moléculaire (ce qui est en accord avec le fait que l'on applique la correction de la vapeur d'eau uniquement au signal corrigé du moléculaire, voir le début de la section). Les résultats sont présentés sur la figure 4.

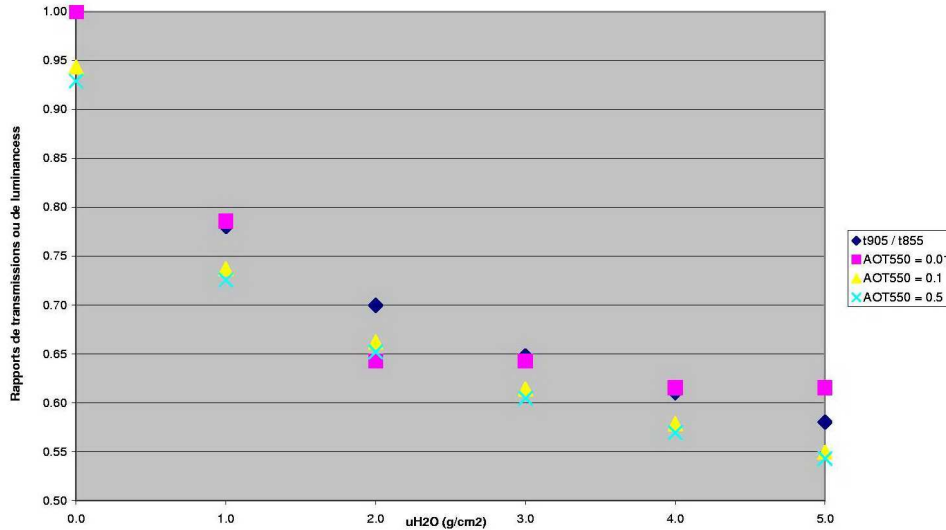


Figure 4 : Comparaison des rapports de transmissions et de luminances à 905 et 855 nm pour différentes quantités de vapeur d'eau et épaisseurs optiques. Les luminances sont corrigées de la contribution moléculaire.

On observe un bien meilleur accord entre les différents types de rapports. Cependant, la comparaison n'est toujours pas parfaite, notamment pour une quantité d'eau nulle, l'accord n'est alors bon que pour une épaisseur optique aérosols quasi-nulle. Il faut donc corriger les luminances de l'effet spectral lié aux aérosols. Si, comme pour la correction de la contribution moléculaire, on retire directement la contribution aérosol aux deux longueurs d'onde, le signal résultant sera nul ou très faible et les rapports des luminances ne seront plus significatifs. Si on suppose que l'effet spectral lié aux aérosols est principalement dû à la variation spectrale de l'épaisseur optique (exprimée par le coefficient d'Angström), on peut corriger le rapport des luminances (corrigées de la contribution moléculaire) par cet effet spectral. Le rapport

s'exprime alors de la façon suivante : $X = \left(\frac{L_{905}^{tot} - L_{905}^{mol}}{L_{855}^{tot} - L_{855}^{mol}} \right) \left(\frac{905}{855} \right)^\alpha$, où L_{905}^{tot} et L_{855}^{tot} sont

les luminances MODIS mesurées à 905 et 855 nm respectivement, L_{905}^{mol} et L_{855}^{mol} les luminances moléculaires intrinsèques à 905 et 855 nm et α le coefficient d'Angström. On réalise une nouvelle comparaison, présentée sur la figure 5.

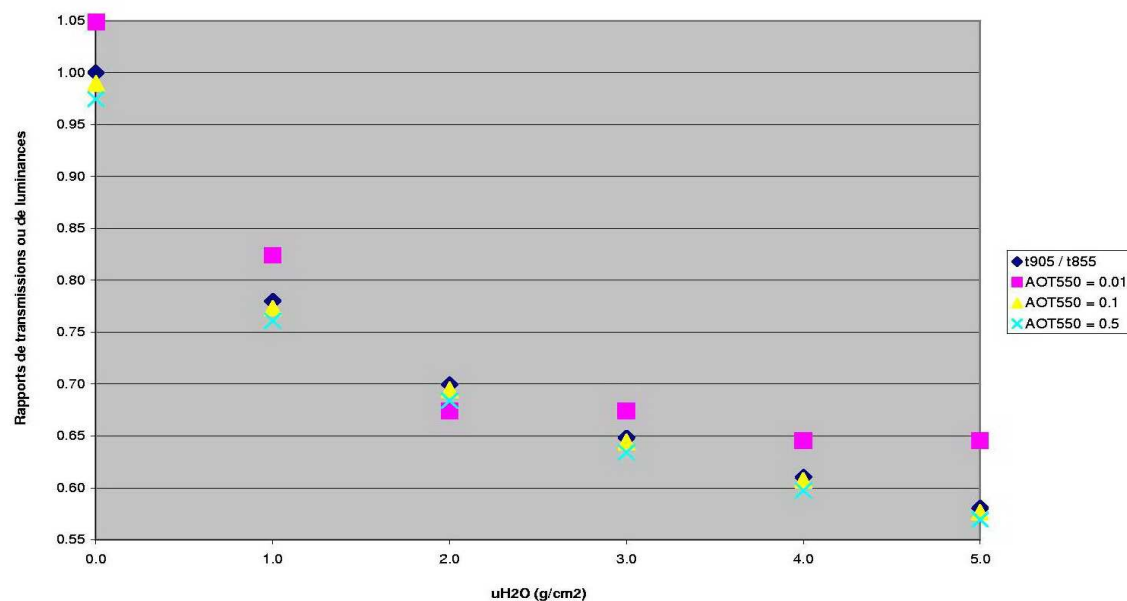


Figure 5 : Comparaison des rapports de transmissions et de luminances à 905 et 855 nm pour différentes quantités de vapeur d'eau et épaisseurs optiques. Les luminances sont corrigées de la contribution moléculaire. Le rapport résultant est ensuite approximativement corrigé de l'effet spectral lié aux aérosols.

La comparaison est maintenant excellente pour une épaisseur optique typique (0.1) ou élevée (0.5), mais moins satisfaisante pour une épaisseur optique très faible (0.01). Cependant, dans ce dernier cas, les luminances sont faibles et la correction a relativement moins d'importance. Ce calcul du rapport X est donc retenu pour l'utilisation de la paramétrisation de la transmission de la vapeur d'eau. Ce rapport dépend du coefficient d'Angström des aérosols étudiés, on ne peut donc pas le calculer lors de l'étape de préparation des données MODIS. La correction liée à l'absorption de la vapeur d'eau est donc effectuée lors du déroulement de l'algorithme.

3.3. L'inversion couplée

On dispose désormais de mesures PARASOL et MODIS parfaitement coïncidentes spatialement et quasi-simultanées temporellement (environ 3 minutes d'écart entre les deux mesures). L'inversion proprement dite peut alors commencer. Comme expliqué dans la section 3.1, trois étapes sont effectuées pour chaque combinaison de petit et gros modes afin de calculer un écart global ε entre simulations et mesures PARASOL et MODIS. Le couple qui est choisi comme solution de l'inversion est celui qui donne un écart ε le plus faible.

Les deux premières étapes sont identiques à celles de l'inversion POLDER-2 / PARASOL, présentée section 2.2.2 dans le chapitre II. A la fin de la deuxième étape, les mesures PARASOL de luminance totale ont été utilisées pour déterminer, pour chaque couple de modes, l'épaisseur optique et la fraction de petites particules, ainsi que leur variation spectrale. A aussi été calculé un écart ε_1 entre les mesures PARASOL et les simulations de ces mesures.

La troisième étape ressemble à la deuxième, mais concerne les mesures MODIS. L'épaisseur optique et la fraction de petits aérosols sont calculées à 1632 et 2119 nm. Ces paramètres sont ensuite utilisés pour simuler les mesures MODIS dans les deux canaux, en utilisant les LUT et la relation de *Wang and Gordon* (1994), comme expliqué dans le chapitre II. On calcule ensuite un écart ε_2 entre les mesures MODIS et leurs simulations :

$$\varepsilon_2 = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\left(\frac{L_{mes}^{1632} - L_{sim}^{1632}}{L_{mes}^{1632} + 0.01} \right)^2 + \left(\frac{L_{mes}^{2119} - L_{sim}^{2119}}{L_{mes}^{2119} + 0.01} \right)^2 \right)}, \text{ où } L_{mes}^\lambda \text{ et } L_{sim}^\lambda \text{ sont les luminances MODIS}$$

mesurées et simulées, respectivement, pour la longueur d'onde $\lambda = 1632$ ou 2119 nm.

A la fin de la troisième étape, on dispose donc, pour chaque paire de modes, de deux écarts, ε_1 et ε_2 , chacun étant relatif aux mesures d'un des deux capteurs. Pour déterminer un meilleur couple, une multitude de solutions existe, chacune possédant avantages et défauts. La solution retenue consiste à faire la moyenne des deux écarts. Pour sommer les deux écarts sans en privilégier aucun, il faut qu'ils soient du même ordre de grandeur. Une valeur moyenne typique pour ε_1 est 0.001, alors que cette valeur pour l'écart ε_2 vaut 10 %. L'écart

final ε est donc défini par $\varepsilon = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2}{100} \right)$. De cette façon, si un des deux écarts (ε_1 ou

$\frac{\varepsilon_2}{100}$) est beaucoup plus élevé que l'autre, c'est que le couple de modes auquel correspondent

ces écarts ne peut pas représenter correctement les mesures des deux instruments simultanément. Le couple qui est retenu est le couple qui donne un écart final ε le plus faible ; les produits de l'inversion sont l'épaisseur optique et la fraction de petites particules qui sont associées à ce couple.

4. Quelques résultats de l'inversion couplée

Suite à des problèmes techniques, la préparation des données MODIS, et en particulier la relocalisation des pixels MODIS dans les pixels PARASOL, n'a pu être effectuée de manière routinière. De ce fait, seules quelques évènements (environ 9300 coïncidences) ont été traités par l'algorithme couplé.

4.1. Les produits de l'inversion couplée

Dans un premier temps, nous présentons, sur les figures 6, 7 et 8, les comparaisons des produits issus des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (ou inversion couplée), pour toutes les coïncidences traitées. Ces produits sont l'épaisseur optique, la fraction de petits aérosols et la fraction de gros aérosols non sphériques, toutes les trois données à 865 nm (la fraction de gros aérosols sphériques n'est pas présentée car peu de cas parmi les coïncidences traitées indiquait une présence de telles particules). Contrairement aux comparaisons du chapitre II, le jeu de modèles d'aérosols utilisé est identique dans les deux inversions. Les fractions de petites particules et de gros aérosols non sphériques sont donc directement comparables.

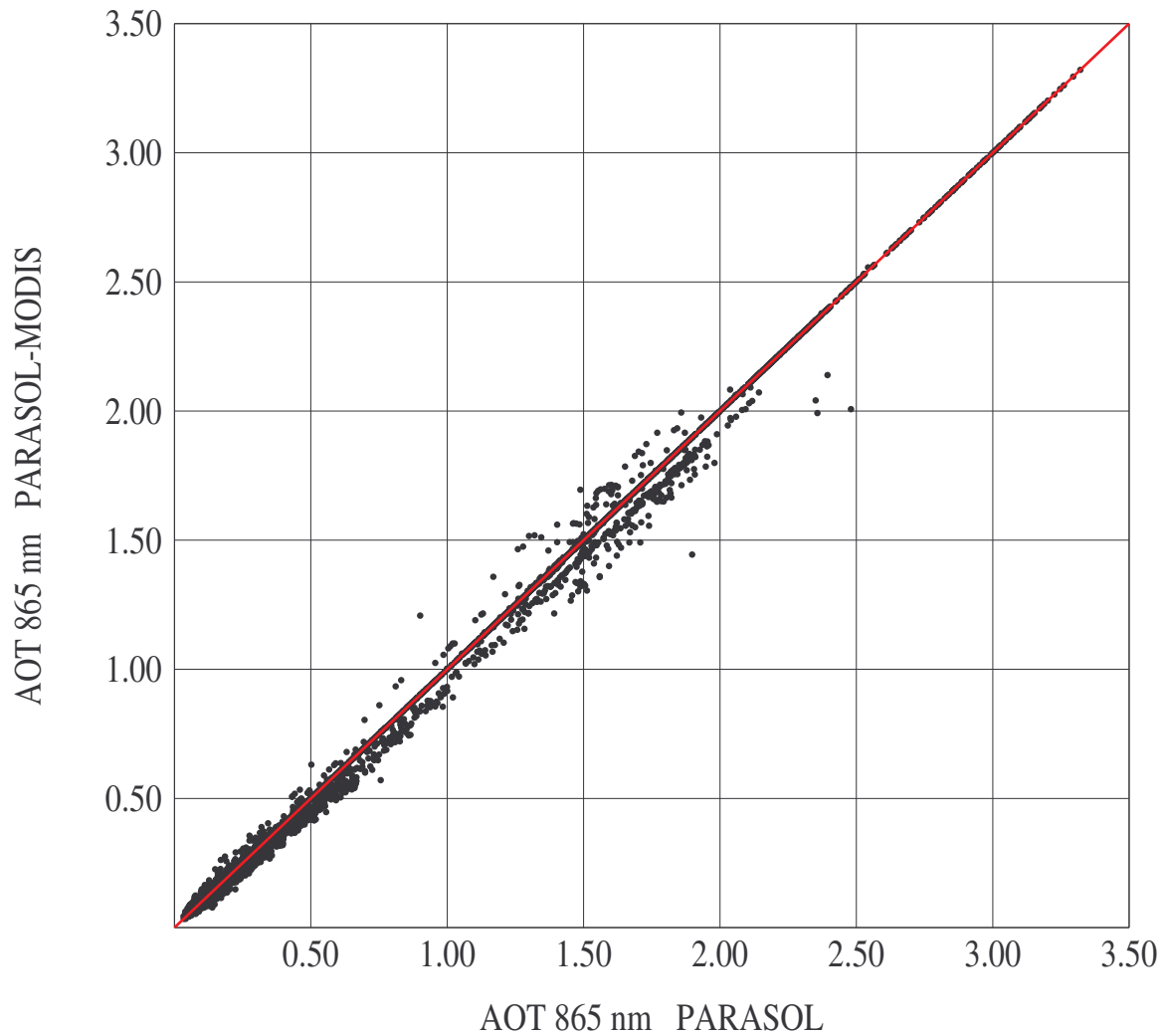


Figure 6 : Comparaison des épaisseurs optiques à 865 nm (« *AOT 865 nm* ») issues des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée) pour tous les évènements traités. La droite rouge représente la première bissectrice.

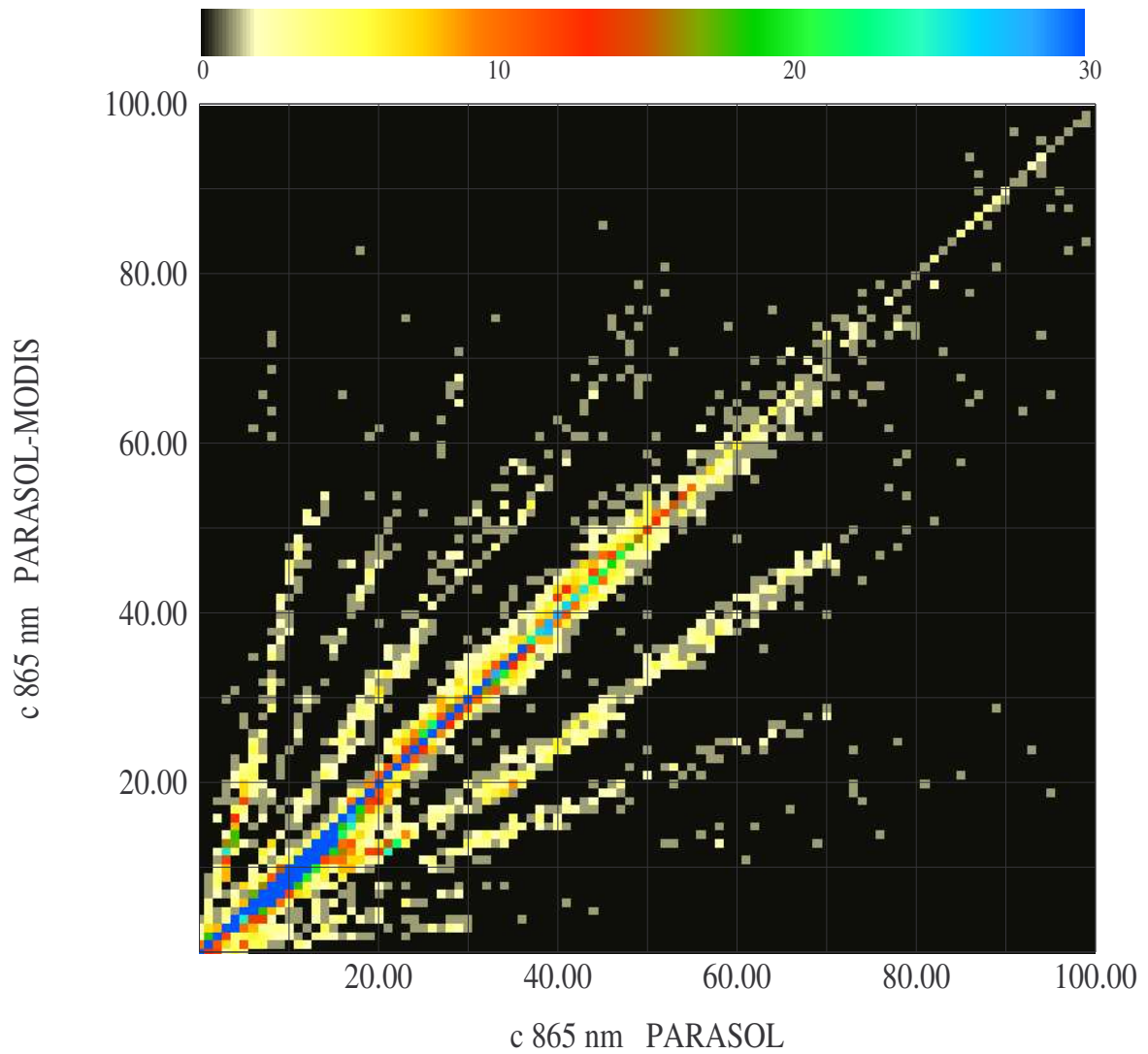


Figure 7 : Comparaison des fractions de petites particules à 865 nm (« *c 865 nm* ») issues des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée) pour tous les évènements traités. Les couleurs indiquent le nombre de points correspondant à un couple (fraction PARASOL, fraction PARASOL - MODIS).

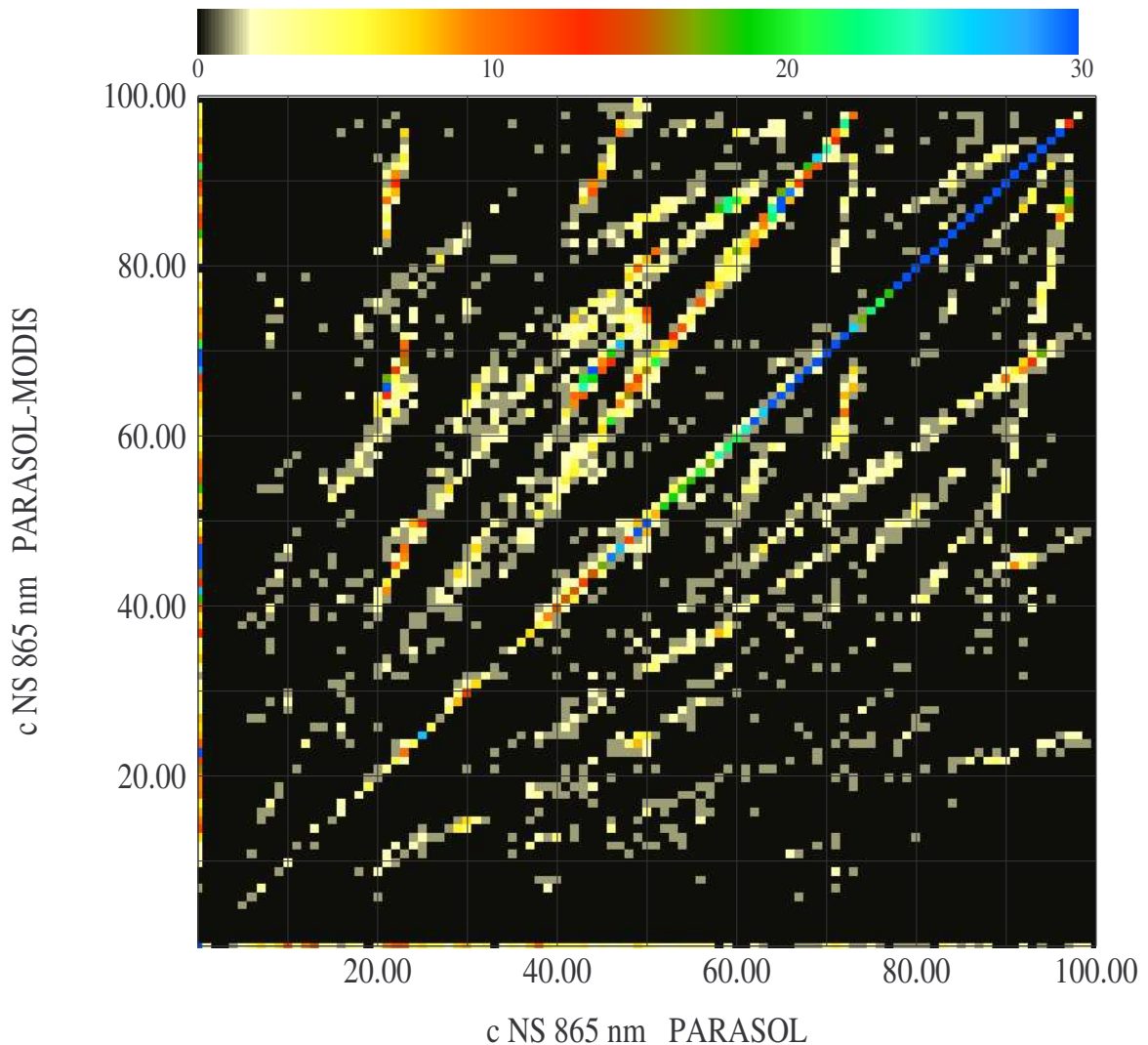


Figure 8 : Comparaison des fractions de grosses particules non sphériques à 865 nm (« *c NS 865 nm* ») issues des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée) pour tous les évènements traités. Les couleurs indiquent le nombre de points correspondant à un couple (fraction PARASOL, fraction PARASOL - MODIS).

On observe très peu de différence entre les épaisseurs optiques obtenues par les deux inversions. Par contre, il peut exister des désaccords importants entre les fractions de petits aérosols et encore plus entre les fractions de gros aérosols non sphériques. On observe plusieurs branches qui se dessinent sur la figure 7. La branche centrale, qui recouvre la première bissectrice, correspond à un petit mode au rayon identique dans les deux inversions. Les autres branches sont synonymes de petits modes aux rayons différents entre les deux inversions ; plus la différence en rayon est grande, plus la branche est éloignée de la première bissectrice. Sur la figure 8, la situation est plus floue, puisque la fraction de grosses particules

non sphériques dépend non seulement de la fraction de petites particules, mais aussi de la proportion d'aérosols sphériques parmi les gros aérosols. On peut noter que tous ces désaccords existent indépendamment des proportions de petites particules ou de particules non sphériques. Pour expliquer ces différences, une investigation plus poussée est donc nécessaire ; c'est le but des sections suivantes.

4.2. Analyse de l'inversion couplée

On peut, dans un premier temps, montrer l'apport de l'inversion couplée vis à vis de la qualité de la restitution des mesures. Pour ce faire, on calcule le rapport $\Delta = \frac{\varepsilon_1^{PAR}}{\varepsilon_1^{PAR-MOD}} \frac{\varepsilon_2^{PAR}}{\varepsilon_2^{PAR-MOD}}$. ε_1 est l'écart entre les mesures PARASOL et les simulations de ces mesures basées sur les produits de l'inversion PARASOL (*PAR*) ou PARASOL - MODIS (*PAR-MOD*), ε_2 étant l'équivalent pour les mesures MODIS. Si ce rapport est supérieur à un, alors les produits de l'inversion couplée permettent de mieux simuler globalement les mesures MODIS et PARASOL, ce qui n'est pas forcément vrai pour les mesures de chaque instrument considérées séparément. En effet, en raison de la façon dont a été construite l'inversion couplée, la première partie du rapport Δ (rapport des ε_1) ne peut être supérieure à un : les produits de l'inversion couplée ne pourront jamais mieux restituer les mesures PARASOL que les produits PARASOL. Par contre, l'intérêt de l'inversion couplée est de pouvoir améliorer la qualité de la restitution des mesures MODIS par rapport à ce qui est obtenu avec les produits de l'inversion PARASOL. La seconde partie du rapport Δ (rapport des ε_2) est donc, par construction, nécessairement supérieure ou égale à un. Au final, si Δ est supérieur à un, alors l'inversion couplée a amélioré de façon globale la qualité des restitutions des mesures MODIS et PARASOL. Si Δ est inférieur à un, c'est le contraire ; et si le rapport vaut 1, les deux inversions aboutissent au même résultat (chaque partie du rapport Δ est alors aussi égale à l'unité). Sur la figure 9, nous présentons l'histogramme des valeurs de Δ pour toutes les coïncidences traitées.

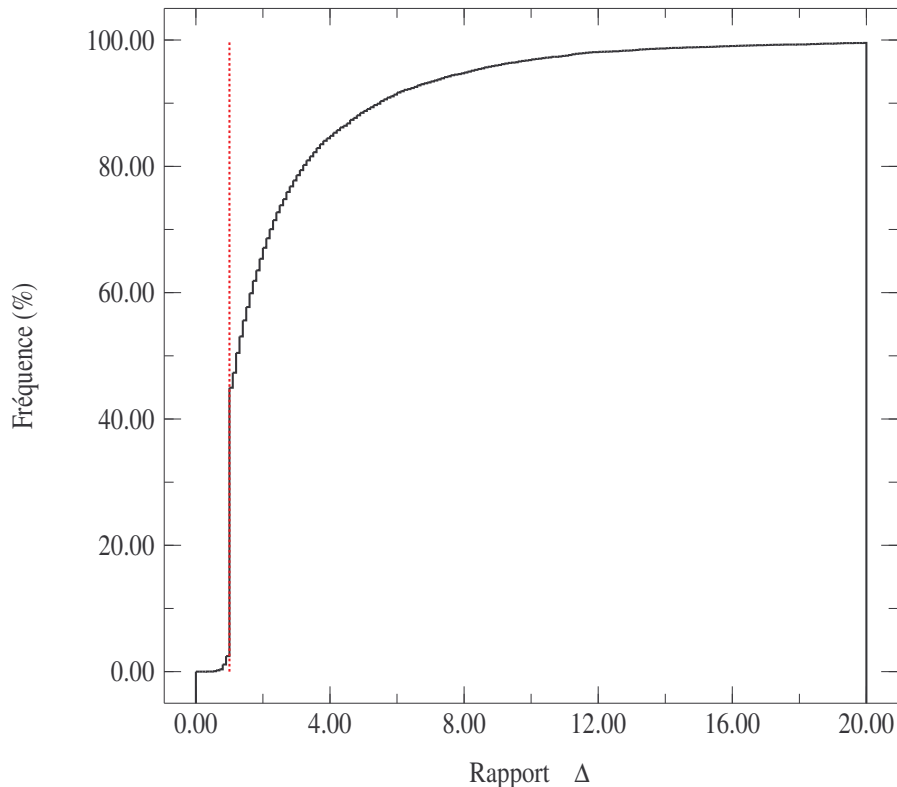


Figure 9 : Histogramme cumulé des différentes valeurs du rapport Δ (définition donnée dans la section 4.2). La fréquence est donnée en pourcentage. La droite verticale rouge indique $\Delta = 1$.

On constate que Δ est supérieur ou égal à 1 pour une très large majorité des cas. Pour environ 45 % des cas, Δ vaut 1 : il n'y a pas de différence entre l'inversion couplée et l'inversion PARASOL. Pour environ 55 % des cas, Δ est supérieur à 1 : les résultats de l'inversion couplée permettent d'améliorer globalement la qualité des restitutions des mesures PARASOL et MODIS. Il y a très peu de cas où Δ est inférieur à 1, ce qui est très positif puisque ce sont les cas où les résultats de l'inversion couplée sont moins bons que ceux de l'inversion PARASOL pour simuler l'ensemble des mesures.

Sur la figure 10, nous avons reproduit le même histogramme, mais en opérant une sélection selon la gamme d'angle de diffusion couverte par les mesures PARASOL. Un tel histogramme permet de montrer que l'apport des mesures MODIS au sein de l'inversion couplée est plus important lorsque les mesures PARASOL couvrent une faible plage d'angles de diffusion. Cette constatation est assez logique : si les mesures PARASOL à 670 et 865 nm se rapprochent d'une mesure unidirectionnelle, l'information que l'on peut en retirer est contenue dans les mesures spectrales MODIS (à part la polarisation), et donc, les informations apportées par ces dernières deviennent plus importantes relativement.

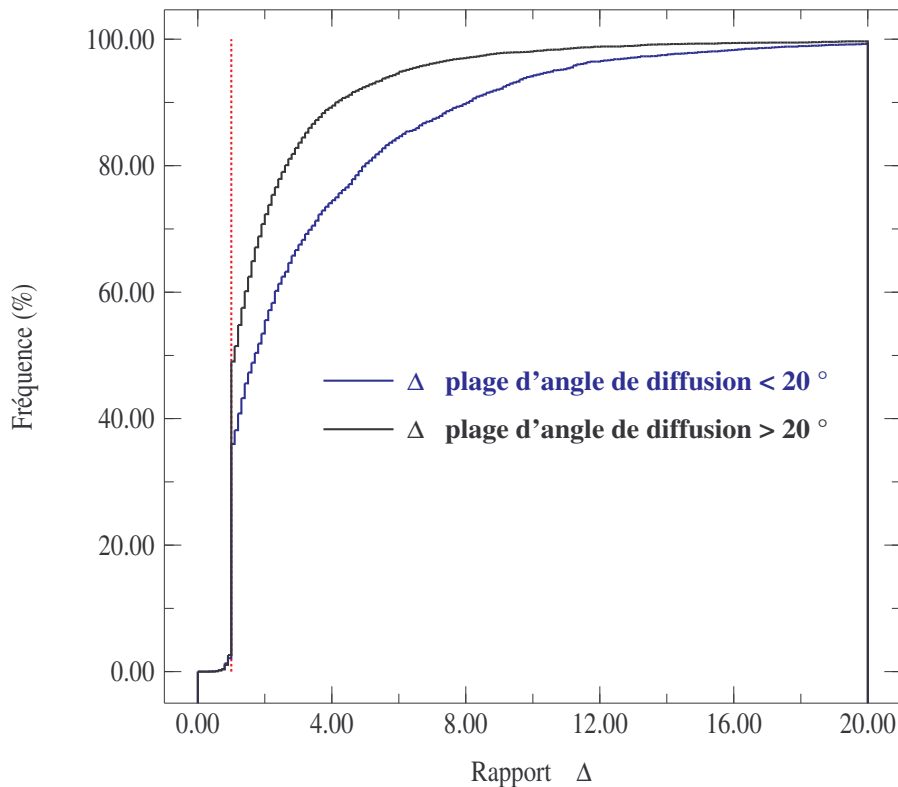


Figure 10 : Même figure que la figure 9. Un tri a été effectué en fonction de la gamme d'angles de diffusion couverte par les mesures PARASOL.

S'il existe des mesures PARASOL contenant peu d'information, il existe des mesures MODIS inexploitable. Lorsque la géométrie de visée MODIS indique que la mesure est contaminée par le glitter, l'inversion MODIS n'a pas lieu, et l'inversion couplée est tout aussi inexistante. Les figures 11-a et 11-b illustrent, pour un événement de poussières désertiques survenu le 12 mars 2006 au large du Sénégal, la quantité importante de coïncidences PARASOL / MODIS qui ne peuvent être traitées pour cause de glitter.

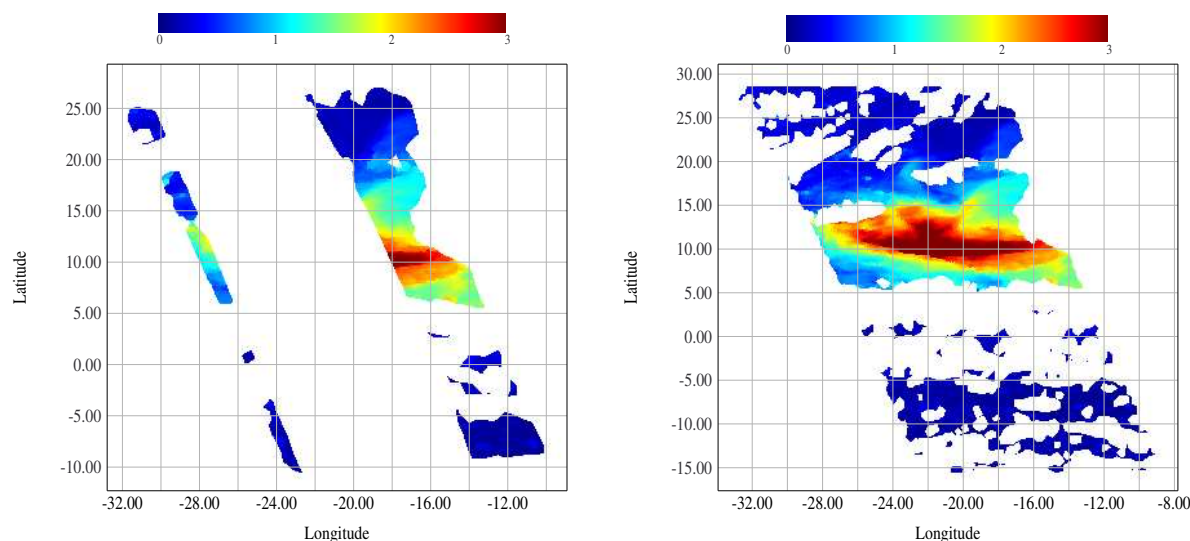


Figure 11-a (gauche) et 11-b (droite) : Epaisseur optique à 865 nm donnée par l'inversion couplée pour un événement de poussières désertiques au large du Sénégal, le 12 mars 2006. Pour les coïncidences où les mesures MODIS sont contaminées par le glitter, il n'y a pas d'inversion. Sur la figure de droite, on considère pour ces cas que la solution de l'algorithme couplé est celle de l'algorithme PARASOL. Sur la figure de gauche, ces cas ne sont pas représentés. Les zones blanches communes aux deux figures indiquent soit la présence de nuages, soit qu'il n'y a pas de mesures disponibles (on se trouve en dehors de la fauchée de l'orbite).

Comme décrit précédemment dans ce chapitre, les mesures MODIS sont reconstituées à l'échelle du pixel PARASOL. Si le pixel PARASOL est déclaré clair par le test nuage PARASOL, alors tous les pixels MODIS inclus dans ce pixel sont utilisés pour reconstituer la mesure MODIS. Si un des pixels MODIS est déclaré nuageux par le masque nuage MODIS (et que ce nuage n'est pas détecté par le masque nuage PARASOL), il est tout de même pris en compte dans la moyenne puisque la mesure PARASOL inclut la contribution de ce nuage. L'information masque nuage MODIS à l'échelle du pixel est donc perdue.

Lorsque la moyenne des mesures MODIS est effectuée, on peut calculer un écart quadratique moyen des mesures MODIS. Puisqu'il y a une différence importante entre la luminance issue d'un nuage et celle issue d'un panache d'aérosols ou de la surface océanique, la comparaison de l'écart quadratique moyen des mesures MODIS et de leur moyenne est une estimation de la présence de nuage.

L'écart quadratique moyen des mesures MODIS n'a été calculé qu'à l'échelle du super-pixel PARASOL. A cette échelle, l'information nuage PARASOL est le nombre de pixels

PARASOL clairs au sein du super-pixel. Ce nombre est compris entre 5 et 9 (pas d'inversion PARASOL pour moins de 5 pixels clairs). Si le masque nuage PARASOL était parfaitement sûr, alors quelque soit le nombre de pixels clairs, l'écart quadratique moyen des mesures MODIS devrait être faible par rapport à leur moyenne. Malheureusement, le masque nuage PARASOL n'est pas aussi précis que le celui de MODIS, et de faibles contaminations nuageuses peuvent ne pas être détectées. Le rapport de l'écart quadratique moyen des mesures MODIS et leur moyenne peut alors être une indication précieuse. De plus, il doit exister une corrélation entre le nombre de pixels PARASOL clairs au sein d'un super-pixel et le rapport de l'écart quadratique moyen des mesures MODIS sur leur moyenne. En effet, plus le nombre de pixels PARASOL clairs est faible, plus le super-pixel est contaminé par les nuages, et plus il y a de chance que des petits nuages existent et ne soient pas détectés parmi les pixels clairs PARASOL. La figure 12 permet d'illustrer cette corrélation. Sur cette figure, on a tracé l'histogramme cumulé des valeurs du rapport écart quadratique moyen MODIS sur moyenne MODIS à 855 nm (appelé par la suite rapport MODIS), pour toutes les coïncidences traitées. Deux cas ont été envisagés : les super-pixels parfaitement propres, c'est à dire ceux comprenant 9 pixels (qui représentent un peu plus de 70 % des cas étudiés) et les super-pixels partiellement nuageux (un peu moins de 30 % des coïncidences traitées). On observe clairement que lorsque les super-pixels PARASOL sont partiellement nuageux, les rapports MODIS sont plus élevés. La corrélation est donc confirmée. Cependant, on peut aussi observer qu'il existe des cas où pour un super-pixel PARASOL composé de 9 pixels PARASOL, le rapport MODIS est tout de même élevé, indiquant probablement la présence de nuages non détectés. Il existe aussi des cas où le super-pixel PARASOL contient moins de 9 pixels PARASOL clairs, mais ceux-ci étant parfaitement clairs, ils correspondent ainsi à un rapport MODIS faible. La corrélation n'est donc pas totale.

Dans les résultats présentés dans cette section et la précédente, aucun tri en fonction du rapport MODIS n'a été appliqué. Dans les résultats présentés dans la section ultérieure, le rapport MODIS n'a pas été utilisé mais seuls des super-pixels PARASOL comprenant 9 pixels clairs ont été étudiés. Avant d'utiliser de façon régulière le rapport MODIS, il est nécessaire de le caractériser de manière approfondie. Il faut notamment déterminer dans quelle mesure il reflète une contamination nuageuse, c'est à dire étudier sa corrélation avec le masque nuage MODIS. Cette étude n'a pas été réalisée jusqu'à présent : les informations masque nuage MODIS disponibles sont celles de « l'équipe nuage » MODIS et non celles de « l'équipe aérosol ». Les deux masques nuages sont différents. Lequel choisir ? A priori, le

masque nuage de « l'équipe aérosol » semble le plus adapté mais les résultats de celui-ci ne sont pas disponibles.

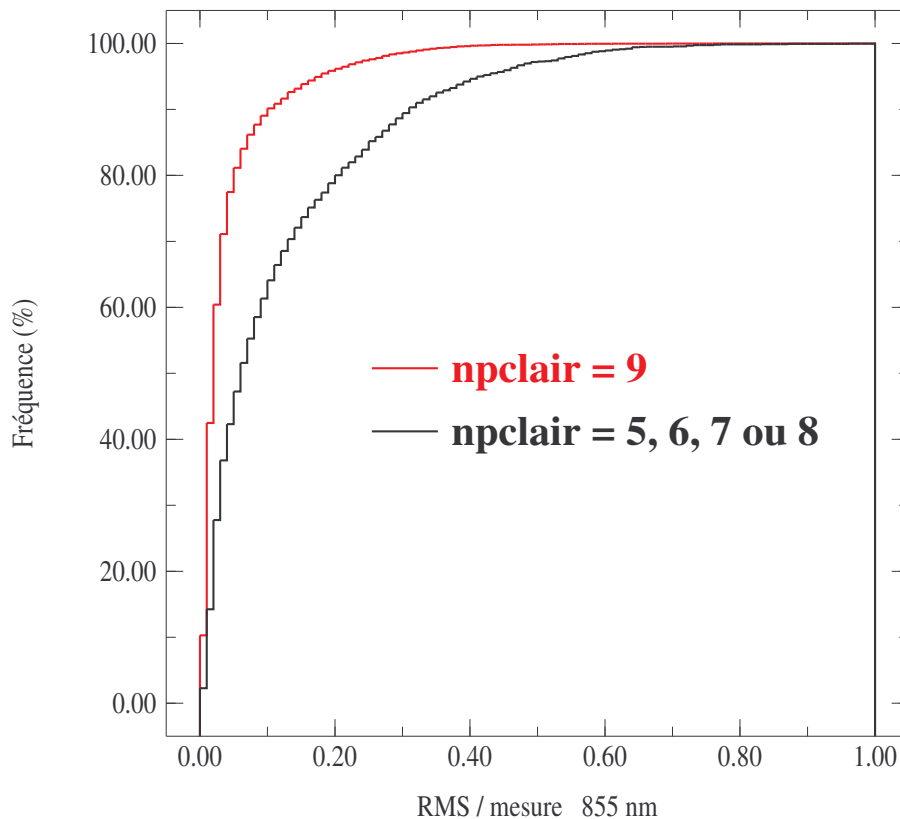


Figure 12 : Histogrammes cumulés de la valeur du rapport de l'écart quadratique moyen des mesures MODIS (pour un super-pixel PARASOL) et de leur moyenne, mentionné comme « *RMS / mesure 855 nm* » dans l'étiquette de l'axe des abscisses. « *npclair* » signifie nombre de pixels PARASOL clairs compris dans un super-pixel PARASOL.

Un autre paramètre intéressant à considérer est le nombre de pixels MODIS inclus dans un super-pixel PARASOL. Ce nombre dépend de la longueur d'onde. En effet, l'instrument MODIS-Aqua présente un dysfonctionnement à 1632 nm. Sur 10 balayages consécutifs effectués par le miroir du capteur, seuls 6 sont exploitables. Il n'y a pas de problème pour les autres canaux. De ce fait, si un super-pixel PARASOL comprend 200 pixels MODIS à 2119 nm, il n'y en aura que 120 à 1632 nm. Pour le même événement que celui des figures 11-a et 11-b, nous présentons, figure 13, le nombre de pixels MODIS (à 2119 nm) inclus dans les super-pixels PARASOL. On observe que ce nombre peut varier beaucoup mais qu'il est toujours suffisamment élevé pour garantir une moyenne représentative.

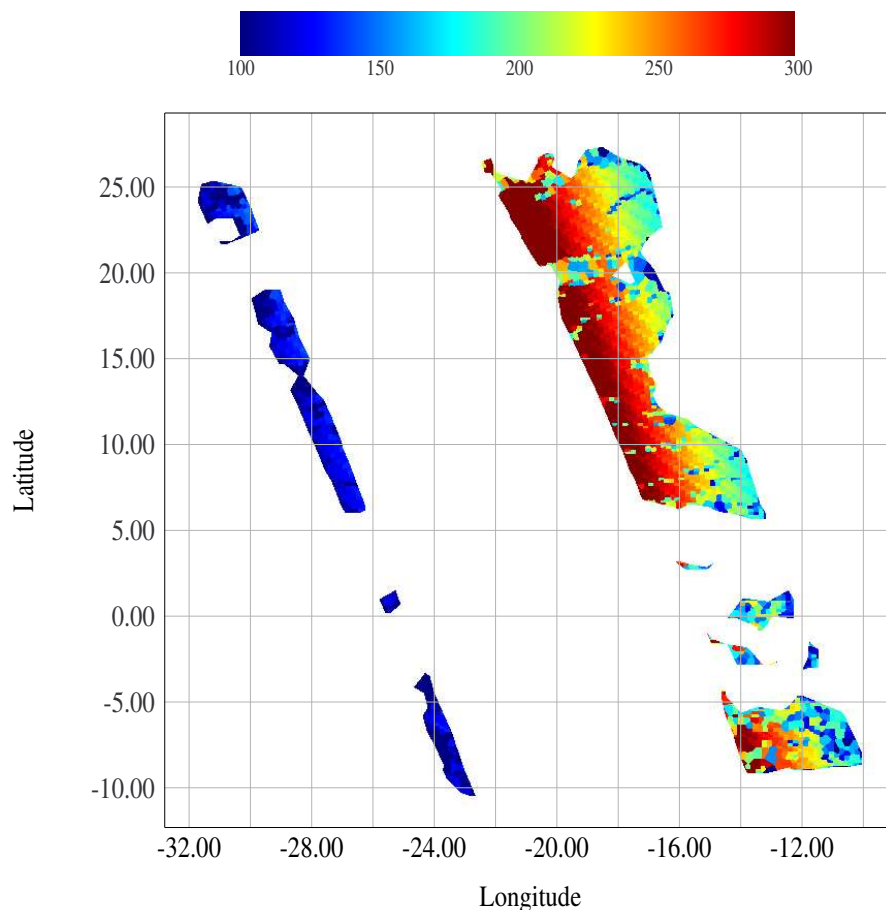


Figure 13 : Nombre de pixels MODIS (à 2119 nm) inclus dans les super-pixels PARASOL, pour le même événement de poussières que celui des figures 11-a et 11-b.

4.3. Quelques cas particuliers

Dans cette section sont présentés quelques exemples des résultats de l'inversion couplée et leur comparaison aux résultats de l'inversion PARASOL. Nous nous sommes focalisés sur des exemples où les deux inversions aboutissent à des résultats différents. Le tableau 3 indique tous les résultats de l'inversion couplée ainsi que de l'inversion PARASOL. Sur les figures 14, 15 et 16 sont présentés les mesures PARASOL et MODIS ainsi que les simulations de ces mesures basées sur les produits des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS. Ces figures sont en fait l'équivalent des restitutions croisées du chapitre II. Sur ces figures, L et L_p signifient respectivement luminance et luminance polarisée. $mesP$ et $mesM$ sont respectivement les mesures PARASOL et MODIS et enfin $simP$ et $simPM$ correspondent aux simulations des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS, respectivement.

	11/06/2005 Cas n° 1	11/06/2005 Cas n° 2	12/03/2006 Cas n° 3	14/03/2006 Cas n° 4	28/06/2005 Cas n° 5	16/03/2006 Cas n° 6
Latitude (°)	49.42	51.75	8.75	20.25	-3.25	26.75
Longitude (°)	-4.99	-5.52	-26.91	-16.79	-4.26	135.47
Nombre de pixels MODIS inclus dans le super-pixel PARASOL	294 (2119 nm)	256 (2119 nm)	133 (2119 nm)	306 (2119 nm)	280 (2119 nm)	230 (2119 nm)
Ecart quadr. moyen des mesures MODIS / moyenne MODIS	4.6%	4.8%	2.8%	2.8%	2.3%	26.7%
AOT 865 nm PARASOL	0.137	0.100	0.947	0.252	0.215	0.186
PAR / MOD	0.133	0.129	0.861	0.306	0.228	0.196
Fractions des différents modes						
PARASOL						
p	74.4%	73.9%	15.9%	69.4%	35.9%	26.8%
GS	12.8%	26.1%	63.1%	30.6%	16.0%	18.3%
GNS	12.8%	0.0%	21.0%	0.0%	48.1%	54.9%
PAR / MOD						
p	77.6%	17.5%	9.5%	12.8%	56.5%	59.5%
GS	22.4%	20.6%	0.0%	0.0%	43.5%	40.5%
GNS	0.0%	61.9%	90.5%	87.2%	0.0%	0.0%
Rayon effectif petit mode (µm)						
PARASOL	0.10	0.08	0.13	0.10	0.10	0.08
PAR / MOD	0.10	0.04	0.13	0.04	0.13	0.13
Indice de réfraction petit mode						
PARASOL	1.45 - 0.0i	1.60 - 0.0i	1.35 - 0.0i	1.60 - 0.0i	1.35 - 0.0i	1.45 - 0.0i
PAR / MOD	1.45 - 0.0i	1.60 - 0.0i	1.35 - 0.0i	1.60 - 0.0i	1.35 - 0.0i	1.45 - 0.0i
Indice de réfraction gros mode sphér.						
PARASOL	1.37 - 0.0i	1.37 - 0.0i	1.37 - 0.0i	1.33 - 0.0i	1.33 - 0.0i	1.37 - 0.0i
PAR / MOD	1.37 - 0.0i	1.35 - 0.0i	-	-	1.33 - 0.0i	1.37 - 0.0i

Tableau 3 : Résultats des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS pour six exemples de coïncidences.

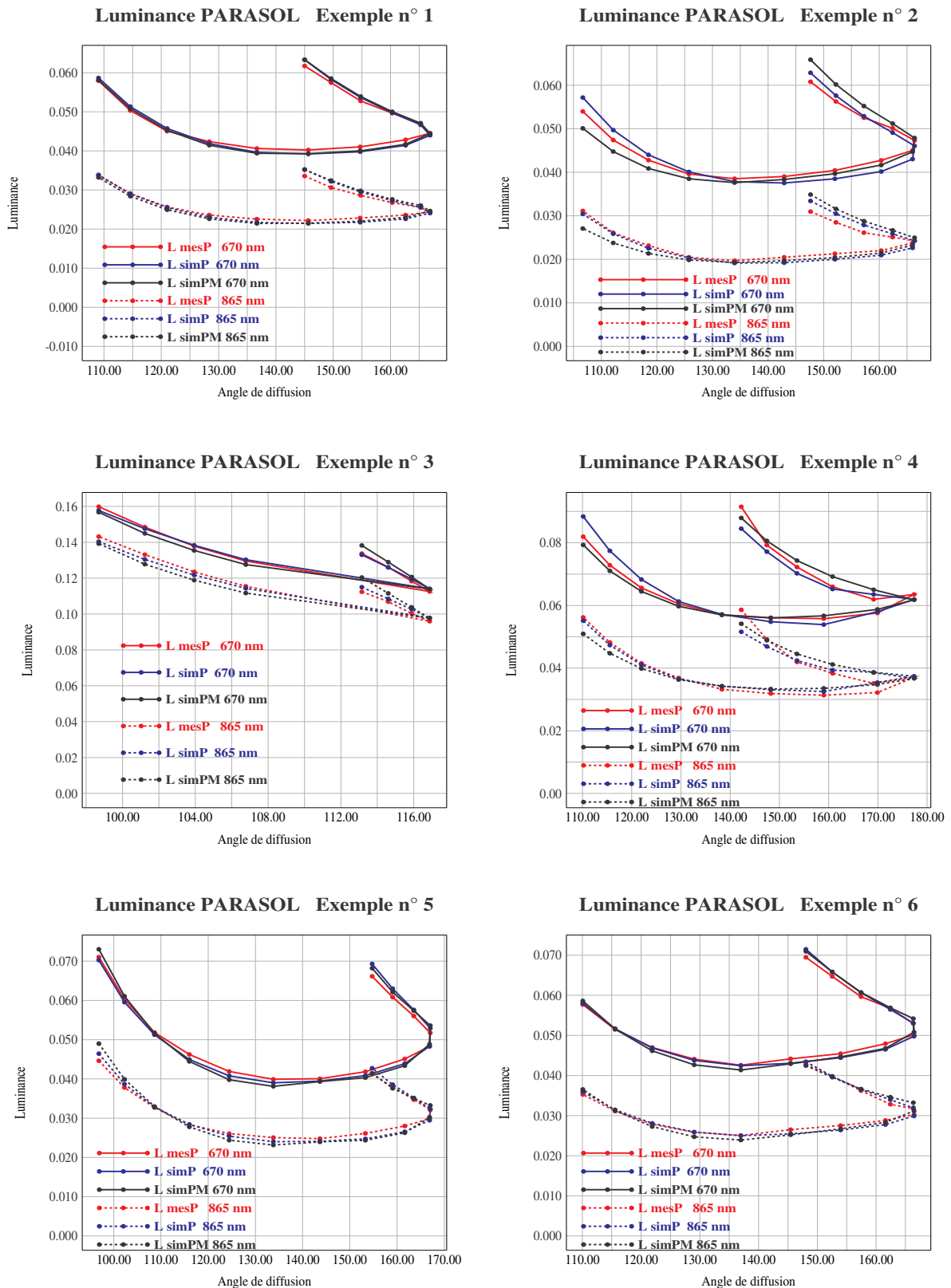


Figure 14 : Simulations, basées sur les produits issus des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée), des mesures de luminances totales PARASOL. Six cas particuliers sont considérés, les produits correspondants sont reportés dans le tableau 3. Les luminances n'ont pas été corrigées de la contribution moléculaire.

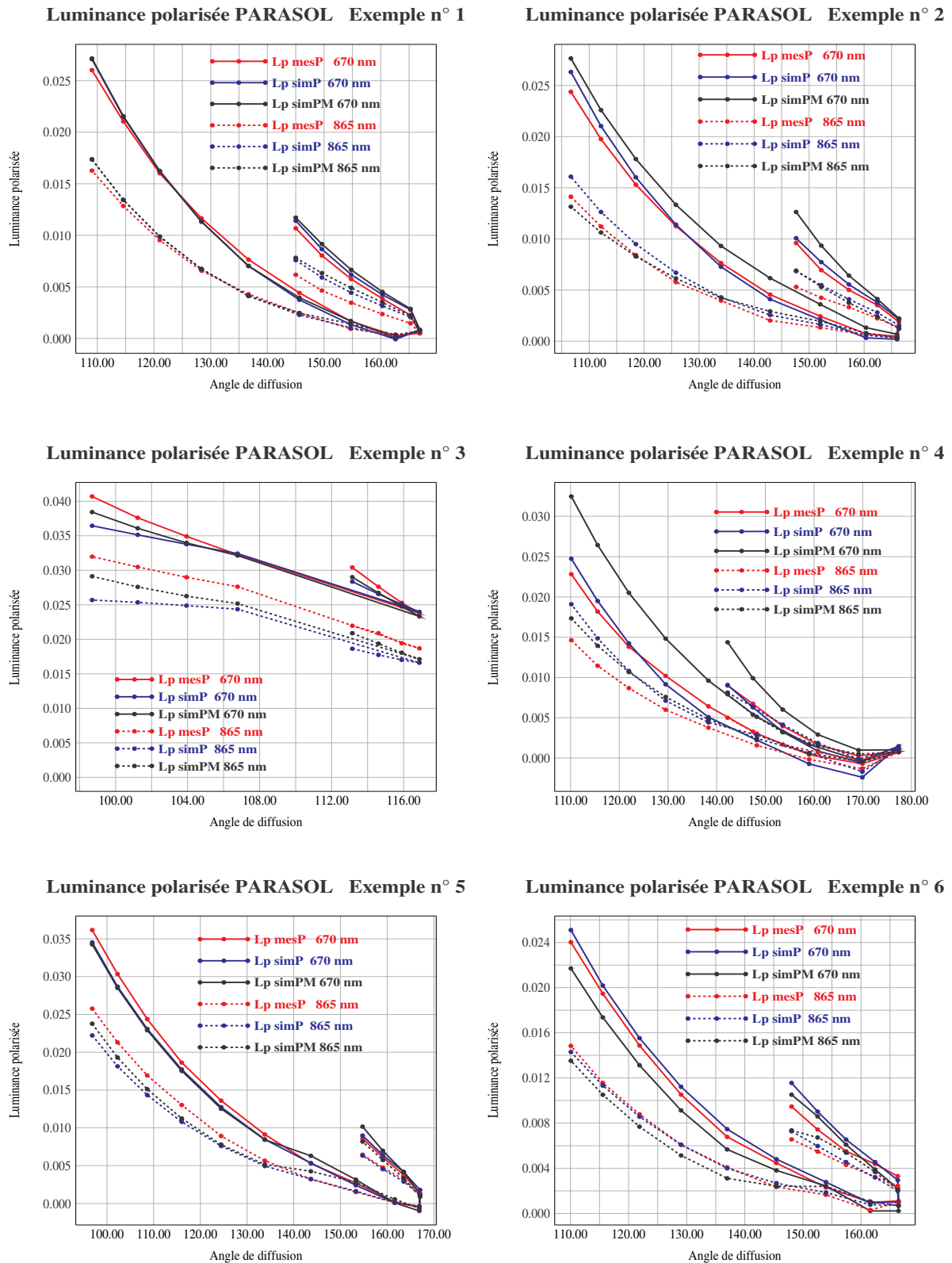


Figure 15 : Simulations, basées sur les produits issus des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée), des mesures de luminances polarisées PARASOL. Six cas particuliers sont considérés, les produits correspondants sont reportés dans le tableau 3. Les luminances n'ont pas été corrigées de la contribution moléculaire.

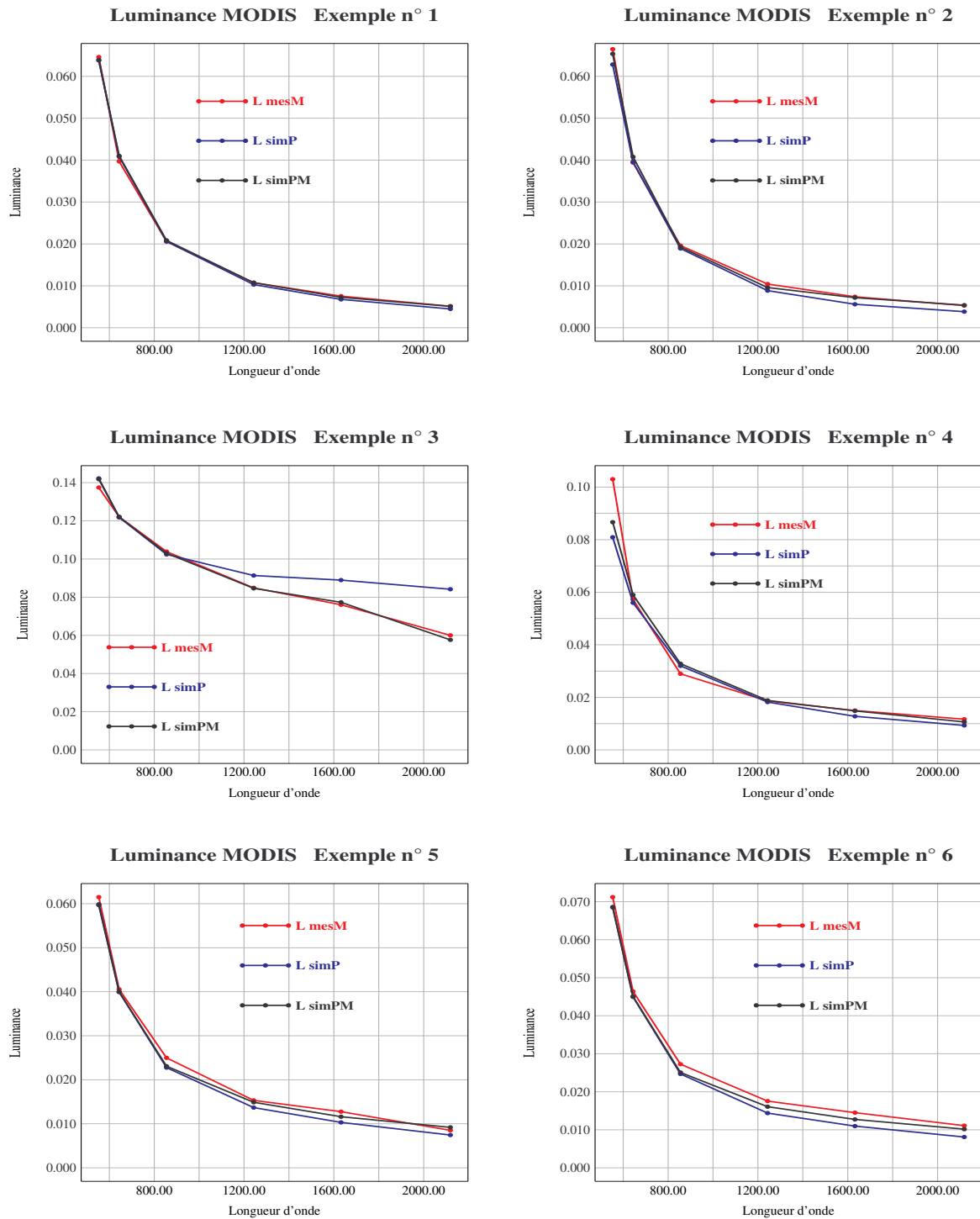


Figure 16 : Simulations, basées sur les produits issus des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (inversion couplée), des mesures de luminances totales MODIS. Six cas particuliers sont considérés, les produits correspondants sont reportés dans le tableau 3. Les luminances n'ont pas été corrigées de la contribution moléculaire. La correction du signal non sphérique (voir chapitre II, section 5.2) a été appliquée aux LUT de l'inversion couplée mais aussi aux simulations basées sur les résultats de l'inversion PARASOL des mesures MODIS dans le moyen-infrarouge.

Ces 6 exemples constituent des cas particuliers et il n'est pas possible d'en tirer des conclusions générales. Nous nous limiterons donc à une analyse de ces différents exemples, qui illustrent néanmoins ce que peut apporter l'inversion couplée.

Bien que, comme expliqué précédemment, le rapport MODIS (écart quadratique moyen des mesures MODIS sur la moyenne de ces mesures) ne soit pas un critère utilisé comme un test de la présence de nuages, on peut cependant s'attarder sur sa valeur pour les différents cas. Tous les super-pixels PARASOL étudiés sont totalement clairs (c'est à dire composés de 9 pixels PARASOL). Le tableau 3 indique un rapport MODIS faible (inférieur à 5 %) pour les cinq premiers exemples et un rapport élevé (26.7 %) pour le dernier cas. Cette dernière coïncidence est donc à analyser avec précaution car les mesures pourraient être contaminées par une présence nuageuse.

La comparaison des épaisseurs optiques (tableau 3) montre un bon accord général avec des différences plus importantes pour quelques-uns des exemples. Cependant, la comparaison des épaisseurs optiques correspond tout à fait à ce qui a été observé avec la comparaison plus générale, effectuée dans la section 4.1 de ce chapitre.

La comparaison des fractions des différents modes (petit, gros sphérique et gros non sphérique) montre de grandes disparités entre les résultats de l'inversion PARASOL et ceux de l'inversion PARASOL - MODIS, sauf pour le cas 1. En fait, pour cet exemple, tous les résultats des deux inversions, qui indiquent une large majorité de petites particules, sont très proches. La seule différence notable tient à la composition du gros mode. Cependant, cette légère différence influe très peu sur les restitutions des mesures comme on peut le constater sur les figures 14, 15 et 16. Pour les autres exemples, les fractions des trois modes sont très différentes entre les deux inversions. Pour les cas 2 et 4, l'inversion PARASOL indique une majorité de petites particules et l'inversion PM (pour PARASOL - MODIS) une majorité de gros aérosols non sphériques. Pour le cas 3, l'inversion PARASOL permet de détecter une majorité de grosses particules sphériques, ce qui n'est pas confirmé par l'inversion PM qui indique une très large majorité de gros aérosols non sphériques. Pour les deux derniers cas (5 et 6), l'inversion PARASOL indique une présence importante d'aérosols non sphériques et l'inversion PM uniquement des particules sphériques.

Enfin, si la comparaison des indices de réfraction des aérosols sphériques (petits et gros) montre très peu de différence entre les deux inversions, ce n'est pas le cas pour les rayons modaux des petits modes où des disparités sont observées.

Cet ensemble de comparaison des résultats des deux inversions ne permet pas de conclure clairement quant à la qualité de l'inversion couplée. Il faudrait disposer d'un jeu de mesures

coïncidentes conséquent pour réaliser de nombreuses inversions. Seule la comparaison des résultats de l'inversion couplée, de l'inversion PARASOL et des observations photométriques du réseau AERONET permettrait, d'une part, la validation de l'algorithme PARASOL - MODIS et, d'autre part, d'indiquer quelle est la bonne solution dans les situations où les deux inversions aboutissent à de résultats très différents.

Cependant, on peut examiner les figures 14, 15 et 16 et obtenir quelques conclusions partielles. L'exemple 1 a déjà été étudié précédemment. Au-delà de résultats très différents entre les inversions PARASOL et PM, les cas 2 et 4 illustrent bien le mécanisme de l'inversion couplée. Les résultats de l'inversion couplée ne permettent pas d'aussi bien reproduire les mesures PARASOL (polarisées ou non) que les résultats de l'inversion PARASOL mais ils simulent mieux les mesures MODIS. Il faut néanmoins remarquer que l'allure directionnelle des mesures PARASOL est bien reproduite par les produits de l'inversion couplée. Ceci est dû au fait que les fonctions de phase totale et polarisée des grosses particules non sphériques ont une allure angulaire en rétrodiffusion proche de celles des petits aérosols (ce qui n'est pas vrai concernant leur niveau moyen). Les mesures peuvent ainsi être reproduites en utilisant une majorité de petites particules (c'est le cas de l'inversion PARASOL) ou une majorité de gros aérosols non sphériques (cas de l'inversion PM). Une épaisseur optique différente doit alors être associée aux deux résultats et on observe les plus fortes différences d'épaisseur optique pour ces deux cas parmi les six exemples. En effet, les aérosols non sphériques sont beaucoup moins polarisants que les petites particules ; de ce fait, pour pouvoir reproduire les mesures de luminances polarisées PARASOL, l'épaisseur optique de l'inversion couplée doit être supérieure à celle de l'inversion PARASOL. C'est bien le cas, et de plus, les petits aérosols de l'inversion couplée sont plus petits et donc plus polarisants que ceux de l'inversion PARASOL. En considérant une épaisseur optique plus élevée et des petits aérosols de dimension plus faible associés à une majorité de gros aérosols non sphériques peu polarisants, l'inversion couplée arrive à mieux simuler les mesures MODIS et à reproduire à peu près correctement les mesures PARASOL.

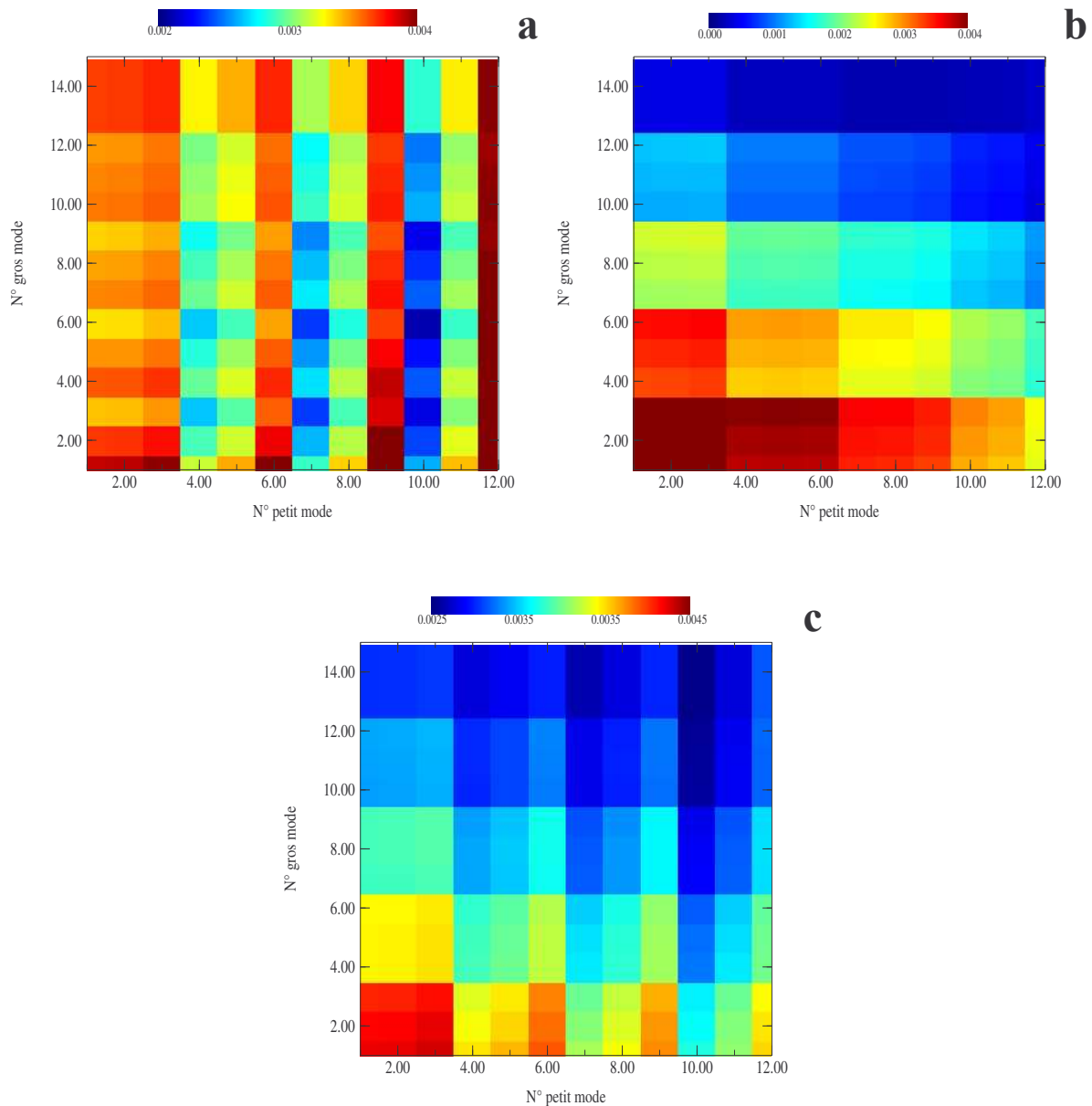
Les mesures PARASOL de l'exemple 3 ont été effectuées sur une faible plage d'angle de diffusion (20° environ entre 98° et 118°). De ce fait, l'inversion PARASOL est moins fiable. Les produits issus de cette inversion reproduisent correctement les mesures PARASOL mais ne peuvent simuler le comportement spectral des mesures MODIS. L'inversion couplée, qui prend en compte cette évolution spectrale permet de sélectionner une épaisseur optique et des fractions des différents modes qui donnent une très bonne restitution des mesures MODIS mais aussi des mesures PARASOL. Ces dernières sont à peine moins bien simulées qu'avec

les produits de l'inversion PARASOL, voire même mieux restituées pour les mesures polarisées. En fait, l'inversion PARASOL réussit à déterminer que la majorité des particules sont grosses mais la gamme d'angles de diffusion peu étendue fait que la composition du gros mode est difficile à obtenir. En effet, la présence de grosses particules sphériques entraîneraient un arc de polarisation observable entre 140° et 160° et qui est fonction de l'indice de réfraction des grosses particules. Or ces directions de visée ne sont pas du tout observées, rendant ainsi la proportion de particules sphériques et non sphériques au sein du gros mode difficile à déterminer. Les mesures MODIS permettent de lever cette inconnue. L'exemple 3 est donc un cas où l'apport de l'inversion couplée est indéniable.

Pour les deux derniers exemples (cas 5 et 6), l'inversion couplée indique qu'il n'y a pas d'aérosols non sphériques, ce qui est contredit par l'inversion PARASOL. Là encore, les produits de l'inversion PM permettent de mieux simuler les mesures MODIS et de reproduire assez correctement les mesures PARASOL. L'inversion PM fait intervenir plus de grosses particules sphériques que l'inversion PARASOL. Ceci se traduit par l'apparition de petits arcs de polarisation (entre 140° et 160°) dans les simulations des mesures polarisées PARASOL basées sur les produits de l'inversion couplée. Pour l'exemple 5, l'arc n'est pas observé sur les mesures PARASOL. Par contre, pour l'exemple 6, on observe la présence d'un très léger arc de polarisation. Cet arc est-il dû à la présence de grosses particules sphériques ou bien peut-il être relié à une éventuelle contamination nuageuse (le rapport MODIS est élevé pour l'exemple 6) ? D'autre part, avec ces deux exemples et plus particulièrement le cas n° 5 sur la figure 15, on aperçoit une limite de l'inversion couplée : celle-ci introduit une contribution importante de grosses particules sphériques, ce qui entraîne l'apparition d'un arc de polarisation qui n'est pas du tout visible sur les mesures PARASOL. Même si, avec les résultats de l'inversion couplée, les mesures de luminance totale PARASOL sont bien simulées et si les mesures MODIS sont mieux reproduites qu'avec les résultats de l'inversion PARASOL, la présence de l'arc de polarisation laisse suspecter des résultats erronés pour l'inversion PM. Deux causes peuvent être avancées. Premièrement, le comportement spectral des gros aérosols non sphériques a été décrit de manière approchée dans le chapitre précédent. Pour les cas 5 et 6 de la figure 16, on observe des allures spectrales proches en faisant intervenir ou non dans les inversions des particules non sphériques. Donc, si le comportement spectral des aérosols non sphériques était légèrement erroné, les résultats de l'inversion couplée pourraient être assez différents de ce qu'ils sont. La seconde raison possible est le poids donné à chacun des écarts (écarts entre simulations et mesures PARASOL ou MODIS). L'écart MODIS est basé sur 2 mesures alors que l'écart PARASOL est calculé à partir d'un

nombre de mesures importantes, à savoir 2 (longueur d'onde) \times 2 (luminances totale et polarisée) \times N (nombre de directions de visée, pouvant aller jusqu'à 16). Pour autant, un poids identique a été donné aux 2 écarts. En abaissant celui de l'écart MODIS, les mesures MODIS ne seraient plus aussi bien simulées mais on ne verrait plus apparaître l'arc de polarisation. De manière générale, un poids trop important donné à l'écart MODIS pourrait expliquer, à l'image de l'exemple 5, que l'on observe des grandes différences entre les fractions des différents modes obtenus par l'inversion PARASOL et l'inversion couplée.

Nous présentons sur les figures 17-a, 17-b et 17-c le détail des écarts pour toutes les combinaisons de petits et gros modes. Ces écarts correspondent à l'exemple 3 des six coïncidences déjà étudiées. La figure 17-a représente l'écart entre les simulations et les mesures PARASOL (soit l'écart ε_1), la figure 17-b l'écart entre les simulations et les mesures MODIS (c'est à dire l'écart ε_2) et la figure 17-c la moyenne des deux écarts précédents soit l'écart qui est utilisé par l'inversion couplée pour déterminer la solution de l'inversion. On peut remarquer que l'écart ε_1 est celui utilisé pour obtenir le résultat de l'inversion PARASOL.



Figures 17 : Ecart, pour l'exemple 3, entre simulations et mesures pour toutes les combinaisons possibles des modes fins et grossiers. L'écart ε_1 est représenté sur la figure 17-a, l'écart ε_2 (divisé par 100) sur la figure 17-b, et la moyenne des deux écarts sur la figure 17-c. Les écarts sont renseignés avec une échelle de couleur et on trouve les numéros des petits modes en abscisse et ceux des gros modes en ordonnée. Ces numéros correspondent à ceux donnés dans le tableau 1 du chapitre II. Les gros modes 14 et 15 sont strictement identiques au gros mode 13. Il faut remarquer qu'à chaque combinaison correspond une épaisseur optique et une fraction de petits aérosols différentes.

Sur la figure 17-a, l'écart ε_1 minimum se trouve pour le couple (10, 6), c'est à dire petit mode numéro 10 et gros mode numéro 6. C'est la solution de l'inversion PARASOL. Pour la figure 17-b, l'écart ε_2 minimum se situe pour le couple (9, 13). Enfin, la solution de l'inversion couplée peut être lue sur la figure 17-c : c'est le couple (10,13). Cet exemple est particulièrement remarquable dans le sens où l'on voit clairement que les mesures PARASOL indiquent le numéro du petit mode alors que les mesures MODIS permettent d'obtenir le numéro du gros mode. On peut aussi observer avec les figures 17-a et 17-b que, pour cet exemple, les mesures MODIS sont beaucoup plus discriminantes que les mesures PARASOL. La gamme de valeurs couvertes par l'écart ε_1 est deux fois moins étendue que celle de l'écart ε_2 . Comme expliqué précédemment, ceci est dû au fait que les mesures PARASOL ne couvrent qu'une petite plage d'angles de diffusion et comportent donc peu d'information.

5. Conclusions et Perspectives

Un algorithme prenant en compte les mesures des instruments PARASOL et MODIS-Aqua a été développé. Cet algorithme est basé sur celui de l'inversion PARASOL. Les mesures MODIS ont été reconstituées à l'échelle du super-pixel PARASOL. On dispose ainsi d'un jeu de mesures exactement coïncidentes spatialement et quasi-simultanées temporellement. L'inversion couplée a fonctionné pour plusieurs petites zones et des résultats intéressants ont été obtenus.

De manière générale, la construction de l'algorithme couplé fait que la qualité des restitutions des mesures PARASOL est moins bonne avec les résultats de l'inversion couplée qu'avec ceux de l'inversion PARASOL. En contrepartie, ces derniers permettent d'améliorer les restitutions des mesures MODIS. Grâce à l'introduction d'une correction sur le signal dû aux aérosols non sphériques dans le moyen-infrarouge, on peut observer que les résultats de l'inversion PARASOL simulent désormais assez correctement les mesures MODIS à 1632 et 2119 nm lorsque des aérosols non sphériques sont observés. C'est aussi le cas lorsque des particules sphériques sont détectées (voir chapitre II, section 4.2). Cependant, lorsque les mesures PARASOL couvrent une faible gamme d'angles de diffusion, il a été montré que les mesures MODIS apportait une information supplémentaire par rapport aux mesures PARASOL et que leur prise en compte dans une inversion couplée permet de mieux caractériser les aérosols. D'un autre côté, dans les zones de glitter, l'inversion couplée est très handicapée et l'inversion PARASOL est alors la seule à pouvoir être effectuée.

La comparaison des produits des inversions PARASOL et PARASOL - MODIS (PM ou inversion couplée) montre un très bon accord sur l'épaisseur optique. Pour les fractions des différents modes, des différences existent et peuvent être parfois très importantes. Ces grandes différences peuvent être dues à une mauvaise pondération des écarts entre les mesures PARASOL et MODIS et leurs simulations. Les écarts MODIS et PARASOL sont en pris en compte avec des poids égaux, mais, étant donné que l'écart PARASOL est obtenu à partir de beaucoup plus de mesures ($4 \times$ nombre de directions de visée) que l'écart MODIS (2 mesures), la prise en compte de l'écart MODIS devrait être minimisée par rapport à celle de PARASOL. Pour choisir la bonne pondération, une validation de l'inversion PM, à l'aide du

réseau d'observations au sol AERONET, est nécessaire. Pour ce faire, l'inversion couplée doit être développée de manière opérationnelle, ce qui n'a pas été le cas jusqu'à présent.

Disposer d'un ensemble important de mesures et de résultats d'inversions permettra de corriger et d'améliorer l'algorithme de l'inversion couplée. La caractérisation de l'effet spectral des propriétés optiques des particules non sphériques pourra ainsi être améliorée. L'introduction de la mesure MODIS à 1243 nm sera à étudier (et auparavant l'étude du comportement spectral des aérosols non sphériques à cette longueur d'onde). On pourra aussi réfléchir à l'opportunité de développer une nouvelle base de modèles d'aérosols. Enfin, un algorithme innovant, décrit brièvement dans ce chapitre, mêlant l'ensemble des mesures au cœur du processus d'inversion pourra être développé.

6. Bibliographie

- Deshler, T., R. Anderson-Sprecher, H. Jäger, J. Barns, D. J. Hofmann, B. Clemesha, D. Simonich, M. Osborn, R. G. Grainger, and S. Godin-Beekman (2006), Trends in the nonvolcanic components of stratospheric aerosols over the period 1971-2004, *J. Geophys. Res.*, **111**, D01201, doi :10.1029/2005JD006089.
- Frouin, R., M. Schwindling, and P.-Y. Deschamps (1996), Spectral reflectance of sea foam in the visible and near-infrared : In-situ measurements and remote sensing implications, *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,361-14,371.
- Herman, J. R., P. K. Barthia, O. Torres, C. Hsu, C. Seftor, and E. Celarier (1997), Global distribution of U-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 2489-2506.
- Koepke, P. (1984), Effective reflectance of oceanic whitecaps, *Appl. Opt.*, **23**, 1816-1823.
- Lenoble, J., and Brogniez C. (1984), A comparative Review of Radiation Aerosol Models, *Beitr. Phys. Atmos.*, **57**, 1-20.
- Rapport ESA, Contrat ESA 4393/80/F/DD(SC) (1983), Modélisation du rayonnement solaire réfléchi par l'atmosphère et la Terre entre 0.35 et 4 μm , P.-Y. Deschamps, M. Herman et D. Tanré.
- Remer, L. A., Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Matto, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote, and B. N. Holben (2005), The MODIS Aerosol Algorithm, Products and Validation, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 947-973.
- Tanré, D., M. Herman, and Y. J. Kaufman (1996), Information on aerosol size distribution contained in solar reflected spectral radiances, *J. Geophys. Res.*, **101**, 19,043-19,060.
- Vermote, E. F., D. Tanré, L.-L. Deuzé, M. Herman, and J.-J. Morcrette (1997), Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum, 6S: an overview, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **35**, 675-686.
- Volten, H., O. Muñoz, E. Rol, J. F. de Haan, W. Vassen, J. W. Hovenier, K. Muinonen, and T. Nousiainen (2001), Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm, *J. Geophys. Res.*, **106**, 17,375-17,401, 2001.
- Wang, M., and H. R. Gordon (1994), Radiance reflected from the ocean-atmosphere system: Synthesis from individual components of the aerosols size distribution, *Appl. Opt.*, **33**, 7,088-7,095, 1994.

Chapitre IV

Télédétection des aérosols au-dessus des terres émergées à l'aide de POLDER-2 et de MODIS

1. INTRODUCTION	133
2. LES ALGORITHMES D'INVERSION POLDER-2 ET MODIS	134
2.1. POLDER-2	134
2.2. MODIS	138
3. COMPARAISON DES PRODUITS AEROSOLS	141
3.1. INTRODUCTION	141
3.2. COMPARAISON GLOBALE	142
3.3. COMPARAISON EN FONCTION DU TYPE D'AEROSOLS	146
3.4. COMPARAISON EN FONCTION DE LA ZONE GEOGRAPHIQUE	149
3.5. CONCLUSION	159
4. ANALYSE DES INVERSIONS POLDER-2 ET MODIS	161
4.1. INVERSION POLDER-2	161
4.1.1. ASPECTS TECHNIQUES	161
4.1.2. ASPECTS PHYSIQUES	164
4.2. INVERSION MODIS	171
4.3. INVERSION COUPLEE POLDER-2 / MODIS	176
5. CONCLUSIONS	180
6. BIBLIOGRAPHIE	181

1. Introduction

La restitution des propriétés des aérosols au-dessus des terres émergées présente une problématique majeure par rapport à l'étude au-dessus des océans : la prise en compte de la surface terrestre. En effet, celle-ci présente des caractéristiques qui rendent sa modélisation plus ardue que la surface océanique :

- les terres émergées peuvent être très réfléchissantes, notamment les surfaces arides et désertiques où la réflectance de surface peut dépasser 0.5 alors que les surfaces océaniques présentent des réflectances de surface inférieures à 0.05.
- les réflectances des terres émergées présentent des caractéristiques spectrales très variables : par exemple, la réflectance des surfaces végétales denses est élevée (≈ 0.5) dans le proche-infrarouge, mais faible vers 670 et 470 nm (quelques 0.01), avec un pic de réflectance secondaire vers 550 nm, caractéristique de la couleur verte.
- la réflectance d'une surface donnée peut varier temporellement : par exemple, dans les zones tempérées, le couvert végétal est modifié au cours des saisons.

Les méthodes d'inversion associées à POLDER-2 et MODIS sont très différentes car elles tirent parti des spécificités techniques propres aux deux capteurs. L'inversion POLDER-2 est basée sur l'utilisation des mesures directionnelles polarisées à 670 et 865 nm, alors que pour MODIS, elle tire profit des mesures de luminance réalisées dans le visible et le moyen-infrarouge (canal 2.119 μm). En conséquence, POLDER-2 ne peut accéder qu'aux caractéristiques des plus petites particules, les seules à polariser, alors que l'inversion MODIS ne peut être effectuée au-dessus de surfaces trop claires (zones désertiques ou semi-désertiques). Dans ce chapitre, les deux méthodes sont présentées dans la section 2 avant d'être analysées et décrites plus en profondeur dans la section 4. Entre ces deux parties, la section 3 présente diverses comparaisons entre les produits issus des deux inversions. Plusieurs tentatives effectuées pour développer une inversion couplée au-dessus des terres n'ont pas abouti mais sont tout de même présentées à la fin de la section 4.

2. Les algorithmes d'inversion POLDER-2 et MODIS

2.1. POLDER-2

L'utilisation des mesures directionnelles polarisées permet de s'affranchir partiellement du problème posé par la surface en luminance totale. En effet, la contribution relative du sol est moins forte en luminance polarisée qu'en luminance totale (*Herman et al.*, 1997). Le signal atmosphérique est donc plus facilement détectable en polarisation, à condition que les particules polarisent. Un autre avantage est que la luminance polarisée de la surface ne présente pas de variation spectrale, au contraire de la luminance totale (*Nadal and Bréon*, 1999 ; *Waquet*, 2005).

L'inversion POLDER-2 nécessite donc la modélisation des signaux polarisés provenant du sol, des aérosols et des molécules, ainsi que le couplage entre ces différentes contributions. Parmi les canaux POLDER-2 équipés de polariseurs, deux sont utilisés : 670 nm et 865 nm. Les mesures à 443 nm ne sont pas considérées car elles sont sensibles à l'altitude de la couche d'aérosols. Une exploitation des mesures dans ce canal est présentée dans le chapitre V.

Un modèle permettant d'obtenir la luminance directionnelle polarisée du sol a été obtenu à l'aide des mesures du capteur POLDER-1 (*Nadal and Bréon*, 1999). Le signal polarisé issu du sol dépend de la géométrie de visée, du type de surface ainsi que de l'indice NDVI, égal à $\frac{\rho_{865} - \rho_{670}}{\rho_{865} + \rho_{670}}$, où ρ_{λ} est la réflectance mesurée à la longueur d'onde λ corrigée des effets de l'atmosphère.

L'algorithme initial considère séparément les contributions des aérosols et des molécules. Le signal moléculaire est aisément modélisable dès que l'épaisseur optique (dépendante de la pression) est connue. Pour les aérosols, contrairement à l'inversion au-dessus des océans, on n'introduit que des distributions uni-modales de petites particules (mode fin ou d'accumulation) de rayons inférieurs à 0.5 μm environ. Ceci revient à considérer que la polarisation des grosses particules (mode grossier ou coarse) est négligeable soit parce qu'elles sont non sphériques soit parce qu'elles sont peu représentées dans la granulométrie complète.

Les mesures au-dessus de sites désertiques montrent effectivement que le signal polarisé, observé dans les mêmes conditions géométriques, ne varie pas avec l'épaisseur optique (voir figure 1). D'autre part, les modèles établis à partir des statistiques AERONET (*Dubovik et al.*, 2002) montrent que les aérosols de type « biomass-burning » et « urban/industrial » ont une contribution quasi-identique à la luminance polarisée que l'on intègre les particules de rayons compris entre 0.05 μm et 15 μm (ensemble de la granulométrie) ou entre 0.05 μm et 0.5 μm (voir figure 2).

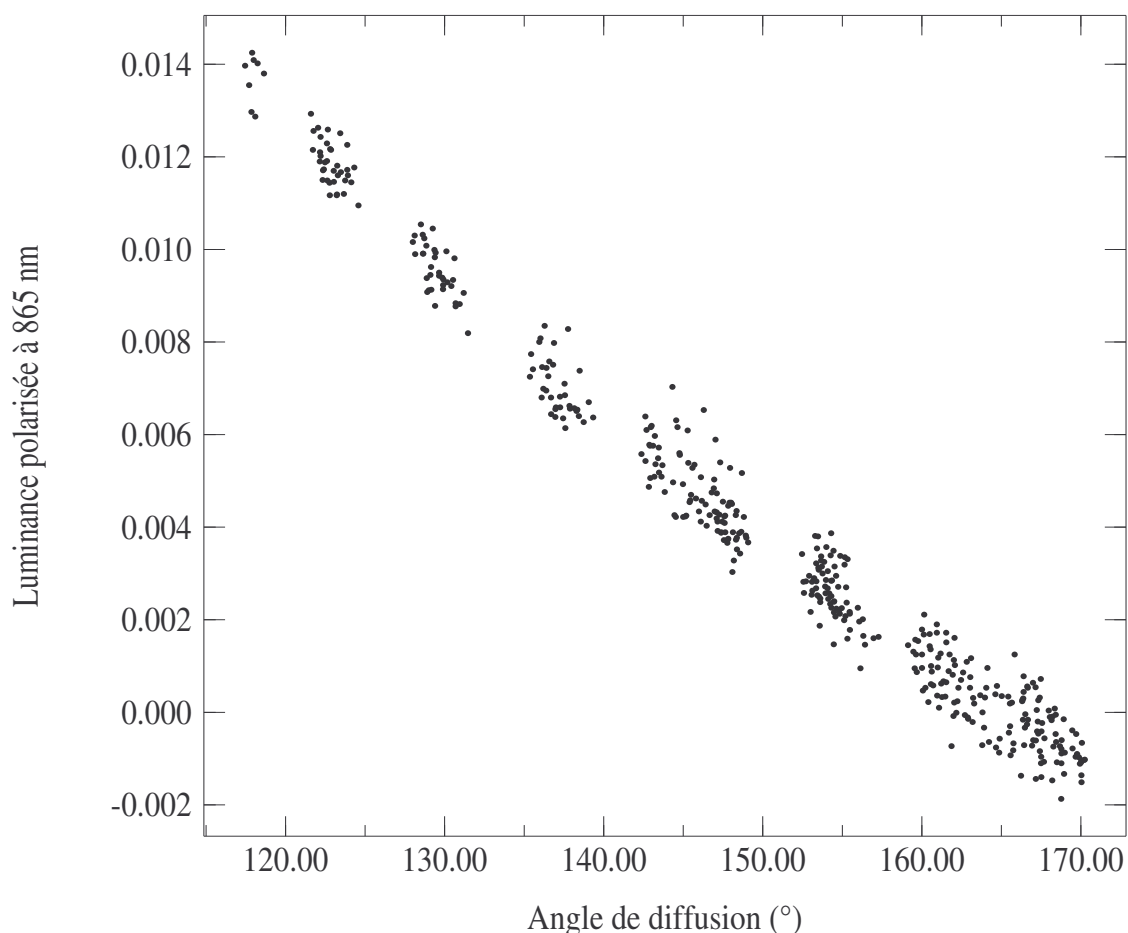


Figure 1 : Mesures polarisées POLDER-2 à 865 nm pour différents jours (du 11/06/2003 au 27/06/2003) au-dessus du site AERONET « Agoufou ». Les inversions des mesures AERONET coïncidentes indiquent la présence de gros aérosols avec des épaisseurs optiques variant entre 0.33 et 1.12 à 865 nm.

Une inversion basée sur l'utilisation de luminances polarisées ne peut donc fournir d'information que sur les plus petits aérosols. La modélisation du signal aérosol est approchée, elle est décrite en détail dans la section 4.

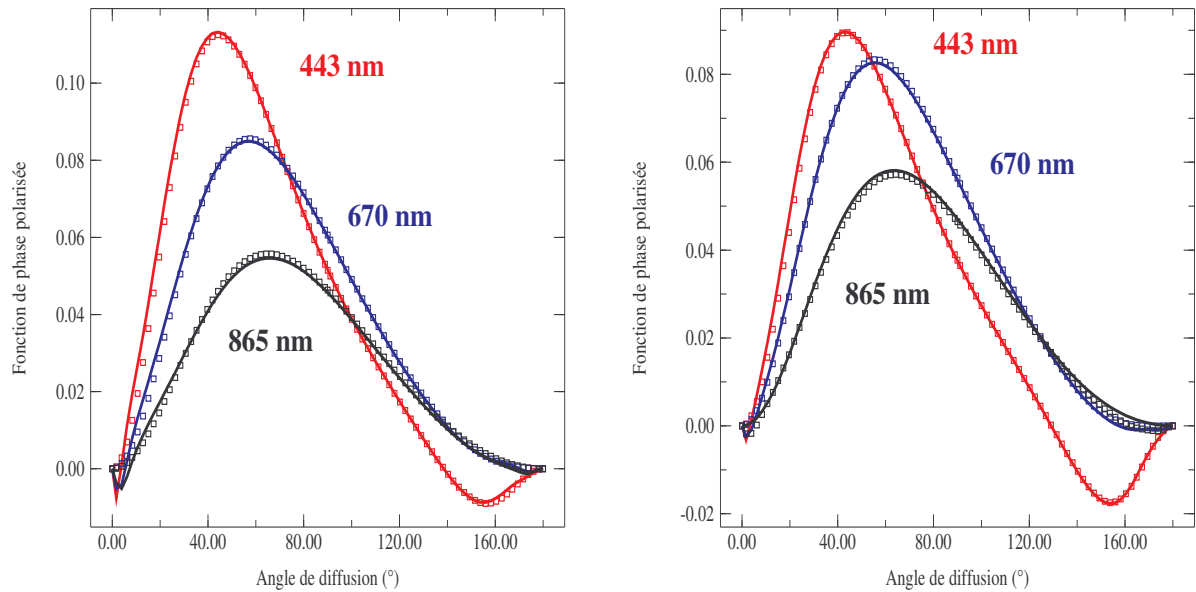


Figure 2 : Comparaison de fonctions de phase polarisées pour 3 longueurs d’onde. Ces fonctions de phase ont été calculées pour les modèles « GSFC » (à gauche) et « Boreal Forest » (à droite) décrit dans *Dubovik et al. (2002)*. Le trait continu correspond au calcul en considérant les particules de rayons inférieurs à 0.5 μm alors les rectangles correspondent au calcul incluant toute la granulométrie.

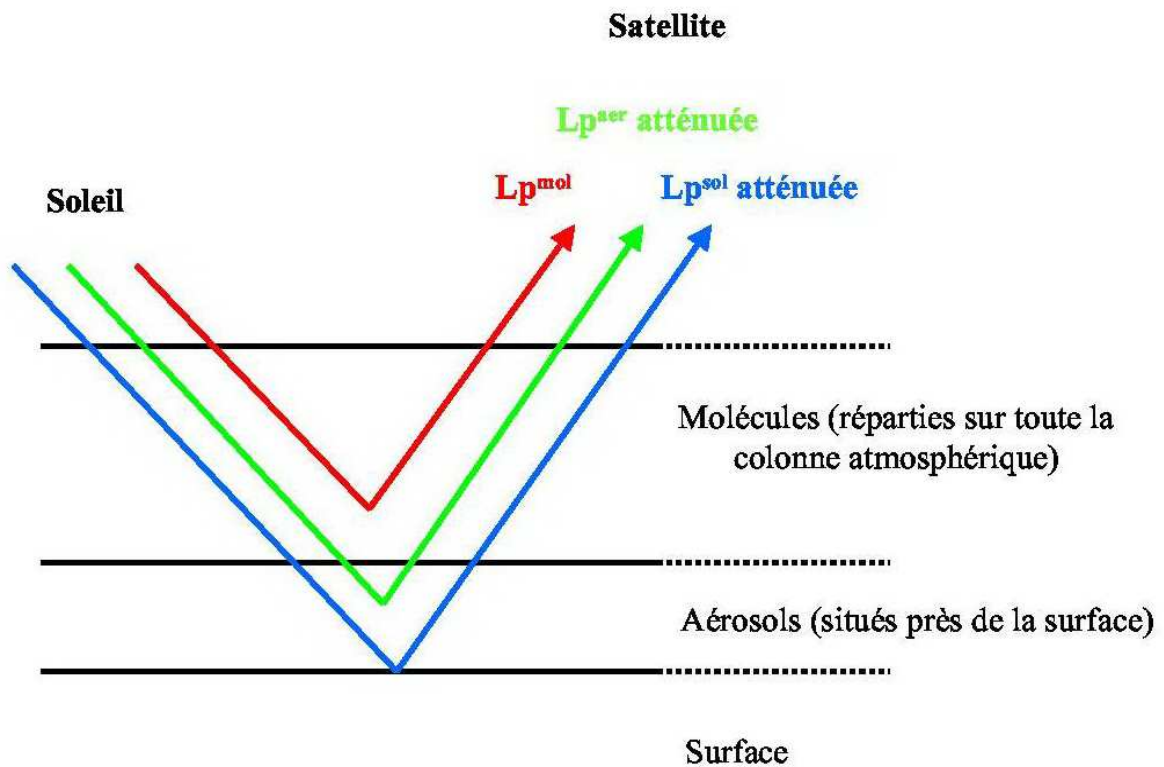


Figure 3 : Schématisation des 3 contributions au signal polarisé mesuré par POLDER-2.

La figure 3 présente la disposition des différentes composantes du système générant la polarisation mesurée au sommet de l'atmosphère. Du fait de l'aspect vectoriel de la polarisation (lié à la direction du plan de polarisation), les interactions multiples ne sont pas considérées contrairement à ce qui serait fait pour modéliser la luminance totale. Le signal polarisé L_p , décomposé en 3 contributions (molécules, aérosols et surface) est écrit sous la forme suivante :

$$L_p = L_{p_\lambda}^{mol} + L_{p_\lambda}^{aer} \exp[-m_a \beta \delta_\lambda^{mol}] + L_{p_\lambda}^{sol} \exp[-m_a (\gamma \delta_\lambda^{aer} + \beta \delta_\lambda^{mol})]$$

où $L_{p_\lambda}^{sol}$, $L_{p_\lambda}^{aer}$ et $L_{p_\lambda}^{mol}$ sont, respectivement, les luminances polarisées du sol, des aérosols et des molécules, à la longueur d'onde λ . m_a est la masse d'air définie par $m_a = \frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}$ (μ_s et μ_v étant respectivement les cosinus des angles zénithaux solaire et de visée). δ_λ^{aer} et δ_λ^{mol} sont les épaisseurs optiques aérosol et moléculaire, respectivement.

Les deux facteurs exponentiels correspondent à des termes d'atténuation produite par la double traversée de l'atmosphère totale (aérosols + molécules) ou de la seule couche moléculaire. Ces atténuations permettent de modéliser les pertes par diffusion. Toutefois, une partie du signal est diffusée vers l'avant par les molécules et les aérosols et n'est donc pas perdue : les coefficients γ et β , inférieurs à 1, permettent de prendre en compte ce phénomène (Lafrance, 1997). Le coefficient β vaut 0.9, valeur proche de 1, car les molécules diffusent de façon quasi-isotrope. Par contre, plus les aérosols sont gros, plus ils diffusent dans la pointe avant ($\Theta \approx 0^\circ$), sans changer l'état de polarisation de la lumière incidente, ce qui signifie que ce qui est perdu par diffusion se retrouve en fait dans une direction proche. Le coefficient γ est donc d'autant plus faible que les aérosols sont gros. A partir de simulations, γ a été calculé pour différents aérosols. En associant à leur taille le coefficient d'Angström α , on obtient $\gamma = 0.3658 + 0.1023 \alpha + 0.0080 \alpha^2$.

Pour un modèle d'aérosols donné, le signal final (somme des 3 contributions) ne dépend donc plus que de l'épaisseur optique aérosol et de la géométrie d'observation (maximum 14 directions de visée). L'inversion POLDER-2 au-dessus des terres émergées utilise 10 modèles de petits aérosols sphériques définis par une loi log-normale ($\sigma = 0.175$ et $r_m = 0.05$ à $0.15 \mu\text{m}$ par pas de $0.01 \mu\text{m}$ sauf $0.14 \mu\text{m}$) et un indice de réfraction m égal à $1.47 - 0.01i$. Celui-ci correspond à une moyenne des indices de réfraction présentés dans Dubovik et al. (2002) pour des aérosols de type « urbain/industriel » ($m \approx 1.40$, peu d'absorption) et de type

« biomass-burning » ($m \approx 1.50$, absorption éventuellement importante). L'inversion POLDER-2 consiste à chercher, pour chacun de ces 10 modèles, l'épaisseur optique qui permet de minimiser l'écart ε entre les simulations $Lp_{i\lambda}^{sim}$ et les mesures $Lp_{i\lambda}^{mes}$, calculé pour les N directions de visée (indiquées par i) et les 2 longueurs d'onde (indiquées par λ) de la façon suivante : $\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{\lambda=1}^2 \sum_{i=1}^N (Lp_{i\lambda}^{mes} - Lp_{i\lambda}^{sim})^2}$. Au final, les produits de l'inversion sont le modèle de particules (caractérisé par son coefficient d'Angström) qui aboutit à l'écart ε le plus faible et l'épaisseur optique qui lui est associée.

2.2. MODIS

Contrairement à l'instrument POLDER-2, le radiomètre MODIS ne mesure que des luminances totales et dans une seule direction, d'où une méthode pour déduire les propriétés des aérosols très différente de celle exposée précédemment avec POLDER-2. Celle-ci est basée sur l'utilisation de trois mesures spectrales: 466, 644 et 2119 nm (*Kaufman et al.*, 1997-a). La plus grande difficulté étant de s'affranchir du signal de la surface, deux hypothèses sont faites : d'une part, le signal atmosphérique (molécules et aérosols) est supposé être négligeable à 2119 nm, et, d'autre part, on suppose qu'il existe une relation linéaire entre les réflectances de sol dans les trois canaux 466, 644 et 2119 nm (*Kaufman et al.*, 1997-b). Ainsi, la réflectance mesurée à 2119 nm correspond directement à celle de surface à cette longueur d'onde et les réflectances de surface aux deux autres longueurs d'onde peuvent en être déduites. Cette démarche peut être résumée par les trois équations suivantes (référéncées par relations (*) dans la suite du chapitre) :

$$\rho_{Surface}^{2119} = \rho_{Mesurée}^{2119}$$

$$\rho_{Surface}^{644} = \frac{\rho_{Surface}^{2119}}{2}$$

$$\rho_{Surface}^{466} = \frac{\rho_{Surface}^{2119}}{4}$$

où $\rho_{Mesurée}^{\lambda}$ et $\rho_{Surface}^{\lambda}$ sont respectivement les réflectances mesurée et de surface à la longueur d'onde λ . La mesure à 2119 nm est ainsi utilisée pour résoudre le problème posé par la surface. Il reste donc à ce stade de l'inversion deux informations exploitables pour caractériser les aérosols : les mesures MODIS à 466 et 644 nm.

L'étape suivante consiste à déterminer le modèle ou le mélange de modèles d'aérosols qui correspond à l'observation. Pour ce faire, la technique des « Path Radiance » est employée. A l'aide d'un modèle d'aérosols « continental » (*Lenoble et Brogniez, 1984*), l'épaisseur optique est inversée indépendamment dans chacun des deux canaux. Ensuite les « path radiance » ρ_{path}^{λ} sont calculées pour les deux longueurs d'onde : $\rho_{path}^{\lambda} = \omega^{\lambda} \tau^{\lambda} p^{\lambda}$ où $\lambda = 466$ ou 644 nm, ω^{λ} est l'albédo de diffusion simple du modèle d'aérosols « continental », τ^{λ} l'épaisseur optique et p^{λ} la valeur de la fonction de phase du modèle d'aérosols « continental » pour la géométrie d'observation MODIS. La valeur du rapport $R = \frac{\rho_{path}^{644}}{\rho_{path}^{466}}$ dépend de la variabilité

spectrale des « path radiance » et permet donc de classer les particules observées dans l'une des trois catégories suivantes (*Remer et al., 2005*):

- $R < 0.72 \Rightarrow c = 1$: Non-dust (Cas regroupant les modèles « biomass burning » et « urban/industrial », qui sont discriminés en fonction de la position géographique du pixel observé)
- $R > 0.9-0.01(\Theta-150) \Rightarrow c = 0$: Dust (Poussières désertiques)
- $R \leq 0.9-0.01(\Theta-150) \Rightarrow 0 < c < 1$: Mixed (Mélange des deux premiers types, le rapport des « path radiance » est alors utilisé pour déterminer le rapport de mélange, c'est à dire le rapport de l'épaisseur optique d'un des deux modèles et de l'épaisseur optique totale à 550 nm)

c est la fraction d'aérosols non désertiques. Les distributions en taille des modèles « dust », « biomass burning » et « urban/industrial » sont décrites par une combinaison de plusieurs lois log-normales (*Remer et al., 2005*). Cependant, les modèles correspondant à $c = 1$ ont un petit mode prédominant, alors que c'est le contraire pour le modèle « dust » ($c = 0$). On peut donc dire que le paramètre c correspond quasiment à la fraction relative du petit mode. Dans la pratique, c est rarement différent de 0 ou 1 (voir figure 6) et pour qualifier le rapport dust/non-dust pour une zone géographique donnée, il est préférable d'utiliser les moyennes mensuelles ou annuelles du paramètre c (voir figure 4).

Dans la suite de l'inversion, les mesures à 466 et 644 nm sont à nouveau inversées, mais cette fois-ci à l'aide du (ou des) modèle(s) d'aérosols déterminé(s) ainsi que de l'éventuelle fraction c . Les deux épaisseurs optiques spectrales sont à nouveau dérivées indépendamment. Un coefficient d'Angström est ensuite calculé avec ces épaisseurs optiques, ce qui permet de

déterminer l'épaisseur optique à 550 nm. La solution de l'inversion est donc le modèle (ou le mélange de modèles) déterminé par le rapport des « path radiance » ainsi que l'épaisseur optique à 550 nm obtenue en fin d'inversion. Pour obtenir les épaisseurs optiques à d'autres longueurs d'onde, le coefficient d'Angström est également conservé.

3. Comparaison des produits aérosols

3.1. Introduction

D'après les conclusions de la section précédente, il est clair que la comparaison entre les produits aérosol POLDER-2 et MODIS va être plus ou moins bonne en fonction de la zone géographique et du type de particules observées. On s'attend à une bonne corrélation en observant de petits aérosols au-dessus de zones sombres : les réflectances de surface sont alors plus faibles et moins affectées par l'imprécision des relations (*). Ce cas correspond, de manière générale, à des particules issues de feux de biomasse, observées au-dessus de grandes forêts (équatoriales et boréales).

La figure 4 présente la moyenne annuelle pour 2003 de la fraction d'aérosols non désertiques selon MODIS. Comme indiqué dans la section précédente, cette fraction est quasiment identique à la fraction de petits aérosols. En effet, les aérosols non désertiques sont de type « urban/industrial » ou « biomass-burning » et sont composés majoritairement de petites particules. Les grosses particules de ces deux modèles représentent une faible partie de l'épaisseur optique, surtout pour des longueurs d'onde faibles (les comparaisons d'épaisseur optique présentées ultérieurement sont réalisées à 550 nm). Cela signifie que partout où MODIS indique une fraction d'aérosols non désertiques proche de 1 (couleurs orange et rouge sur la figure 4), les épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS sont directement comparables puisque ce sont des petites particules qui sont majoritairement observées.

L'algorithme MODIS ne fonctionne pas au-dessus de surfaces très réfléchissantes comme les déserts ou les zones enneigées. La carte présentée sur la figure 4 indique la présence d'aérosols de type « dust » au voisinage des déserts et au-dessus des zones semi-désertiques. Par contre, les petites particules sont détectées majoritairement sur les forêts tropicales et boréales mais également sur les régions peuplées et industrielles.

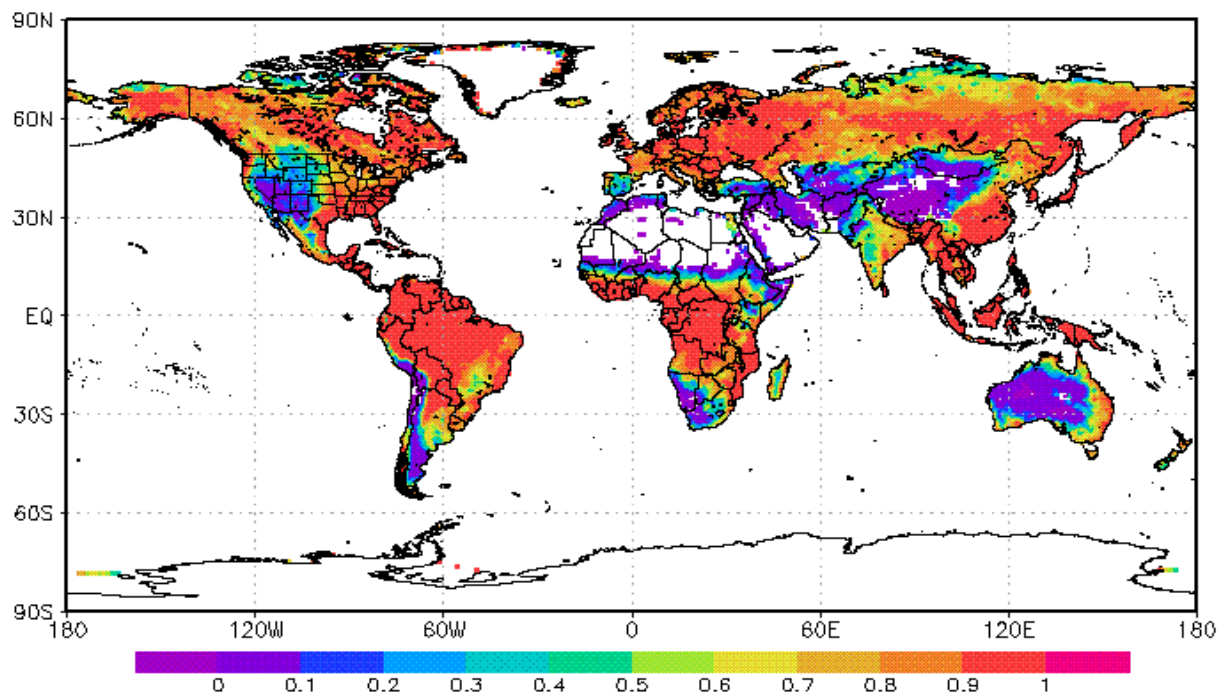


Figure 4 : Moyenne annuelle de la fraction d'aérosols non désertiques MODIS-Terra pour l'année 2003. Les zones blanches correspondent à des sols trop clairs pour que l'inversion MODIS puisse être effectuée.

3.2. Comparaison globale

Les figures 5-a et 5-b présentent la comparaison des épaisseurs optiques à 550 nm issues des inversions POLDER-2 et MODIS. Tous les pixels correspondant à une coïncidence entre ces deux capteurs (pendant tout le temps de vie de POLDER-2) et déclarés non nuageux par les deux inversions sont représentés, ce qui équivaut à environ 238500 points de comparaison au-dessus des terres.

La figure 5-a montre un bon accord général entre les épaisseurs optiques des deux capteurs. Cependant, on peut remarquer deux tendances qui viennent ternir la comparaison. Tout d'abord, une très grande dispersion qui s'explique par la difficulté des inversions au-dessus des terres émergées. La prise en compte de la surface introduit une erreur supplémentaire dans le processus d'inversion et rend les résultats moins précis qu'au-dessus des océans, pour POLDER-2 et pour MODIS. Enfin, une limitation évidente de l'épaisseur optique POLDER-2 (entre 2 et 2.5, à 550 nm) apparaît clairement sur la figure 5-a ; celle-ci provient de la conception technique de l'algorithme d'inversion POLDER-2 et sera examinée ultérieurement.

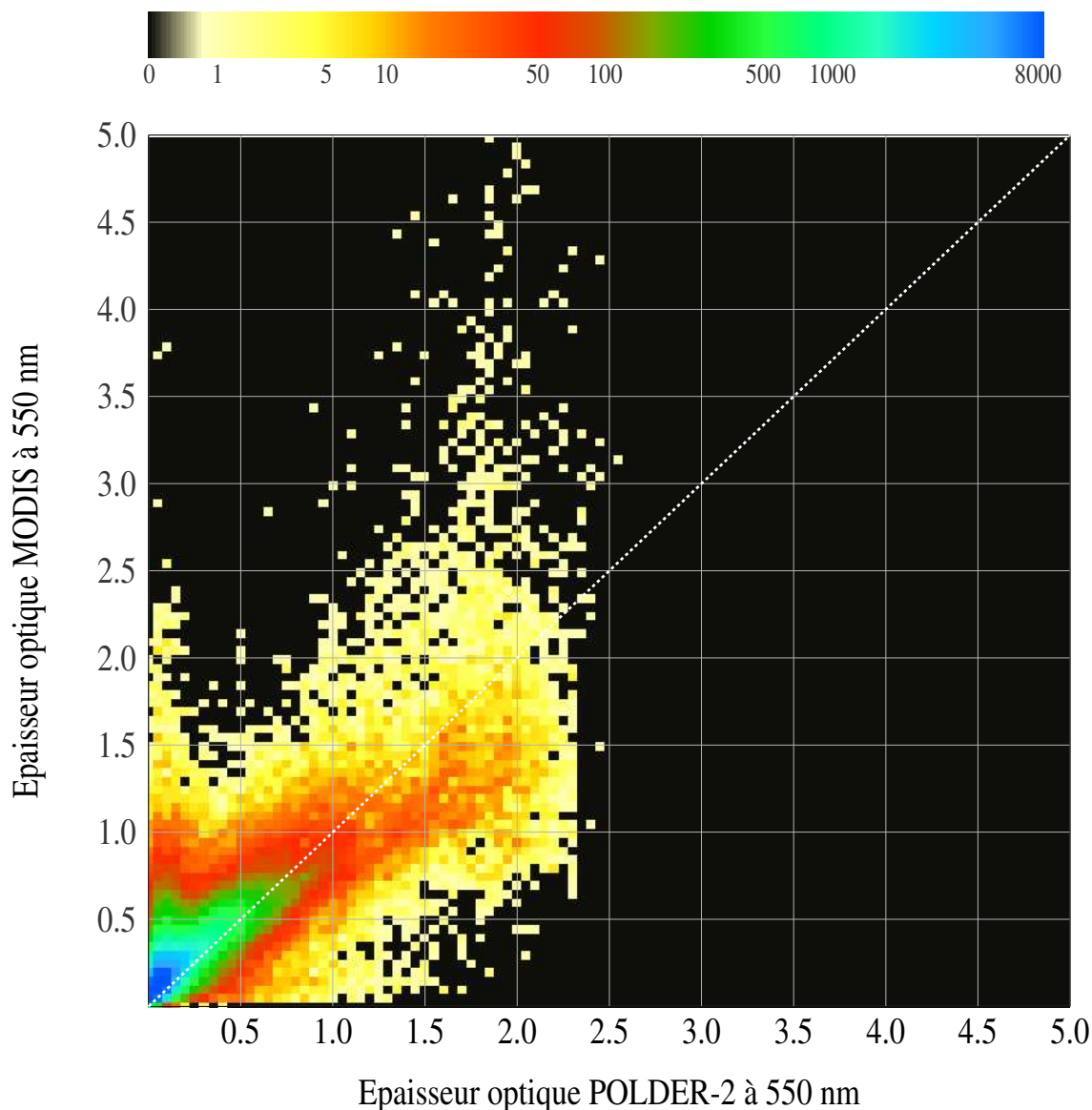


Figure 5-a : Comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 (en abscisse) et MODIS (en ordonnée). L'épaisseur optique POLDER-2 correspond à celle du petit mode seulement alors que l'épaisseur optique MODIS prend en compte les modes fins et grossiers. Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.05. La couleur associée à une case représente le nombre de points inclus dans cette case. La ligne pointillée blanche représente la première bissectrice.

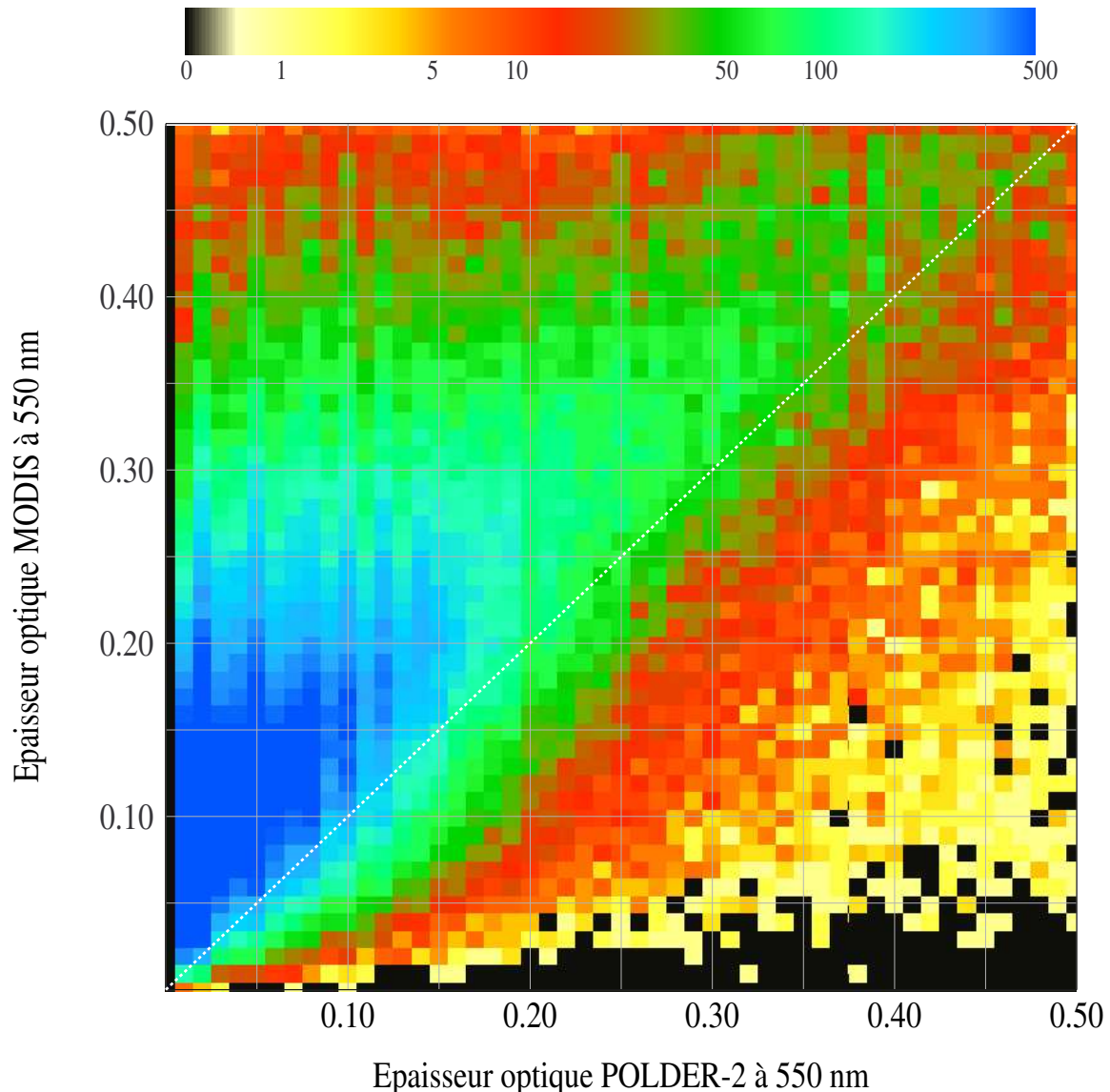


Figure 5-b : Agrandissement de la figure 5-a pour les épaisseurs optiques les plus faibles qui représentent la majorité des cas observés (environ 85 % des coïncidences). Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.01, ce qui entraîne un changement de l'échelle de couleur par rapport à la figure 5-a.

La figure 5-b représente la partie de la figure 5-a limitée aux cas où l'épaisseur optique est inférieure à 0.5 (pour les deux capteurs). Cette figure montre un désaccord important pour les petites épaisseurs optiques (< 0.25), surestimées par MODIS ou, au contraire, sous-estimées par POLDER-2. Une explication du désaccord pourrait être la présence de grosses particules (ne polarisant pas ou très peu), détectées par MODIS mais pas par POLDER-2. Ce désaccord est confirmé sur la figure 5-a où on observe une branche quasiment verticale pour les faibles valeurs de l'épaisseur optique POLDER-2. Cette hypothèse est séduisante mais doit être

tempérée par les informations apportées par la figure 6. Celle-ci représente deux statistiques sur les résultats de l'inversion MODIS utilisés pour les comparaisons avec POLDER-2.

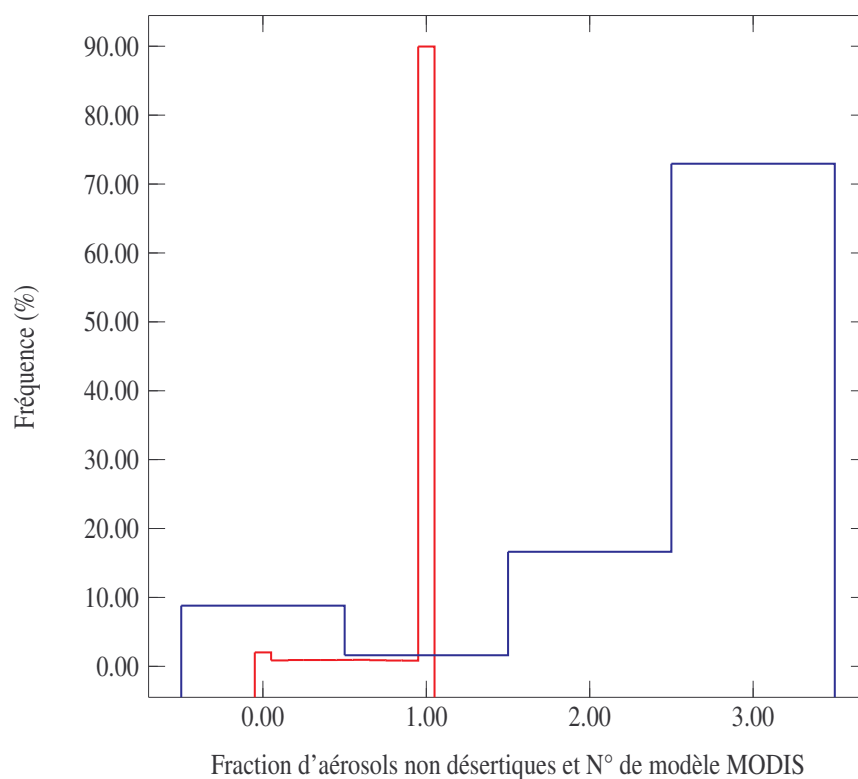


Figure 6 : Histogrammes de la fraction d'aérosols non-désertiques (en rouge) et du modèle d'aérosol (en bleu) restitués par l'inversion MODIS pour tous les pixels utilisés dans la comparaison avec POLDER-2. La fraction d'aérosols non-désertiques est comprise entre 0 et 1 alors que le modèle d'aérosol est défini par un chiffre : 0 signifie modèle d'aérosol « mixed », 1 modèle « dust », 2 modèle « urban/industrial » et 3 modèle « biomass burning ».

Sur cette figure, lorsque l'algorithme MODIS choisit le modèle « mixed » (n° 0), cela indique un mélange (la fraction d'aérosols non désertiques est alors comprise entre 0 et 1 exclus) entre le modèle « dust » (n° 1) et l'un des modèles « urban/industrial » (n°2) ou « biomass burning » (n° 3). Lorsque le modèle n° 1 apparaît, la fraction en aérosols non-désertiques est nécessairement nulle, alors que lorsque les modèles n° 2 ou n° 3 apparaissent, la fraction en aérosols non-désertiques vaut forcément 1. Cette figure ne représente pas une statistique à l'échelle mondiale du type d'aérosols observés puisque l'inversion MODIS ne fournit aucun résultat pour les surfaces trop claires (voir figure 4). La proportion de poussières désertiques est donc inévitablement amoindrie par rapport à la réalité.

La grande majorité (près de 90 %) des cas observés correspond à des petites particules (modèle n° 2 « urban/industrial » et surtout modèle n 3 « biomass burning »). Comme le désaccord observé sur la figure 5-b est lui aussi associé à la majorité des comparaisons, on ne peut pas confirmer l'hypothèse avancée précédemment, à savoir que le biais pourrait être expliqué par la présence de grosses particules. Cependant, l'hypothèse reste crédible pour expliquer une partie du biais, et en particulier la branche verticale de la figure 5-a, qui correspond à des épaisseurs optiques fortes pour MODIS mais faibles pour POLDER-2.

Plusieurs raisons peuvent alors être avancées pour expliquer le mauvais accord de la figure 5-b, telles une mauvaise modélisation de la surface ou de faibles charges en particules rendant les inversions POLDER-2 et MODIS moins précises. Afin de mieux cerner l'origine des désaccords, il est nécessaire d'affiner les comparaisons. Une des façons de réaliser une telle étude est de comparer les épaisseurs optiques en sélectionnant les différents types d'aérosols mais aussi différentes zones géographiques représentatives des diverses surfaces rencontrées. Ces études sont présentées dans les sections suivantes.

3.3. Comparaison en fonction du type d'aérosols

On utilise la classification MODIS (décrite dans la légende de la figure 6), sensée couvrir les grandes classes d'aérosols et qui englobe les modèles de POLDER-2, limités aux petites particules. La figure 7 présente les comparaisons des épaisseurs optiques à 550 nm POLDER-2 et MODIS pour ces quatre catégories. Pour la catégorie « mixed » (figure 7-b), l'inversion MODIS fournit la contribution relative des aérosols non désertiques à l'épaisseur optique totale à 550 nm. C'est l'épaisseur optique des aérosols non-désertiques (quasi-équivalente à l'épaisseur optique du petit mode) qui est portée en ordonnée sur la figure 7-b.

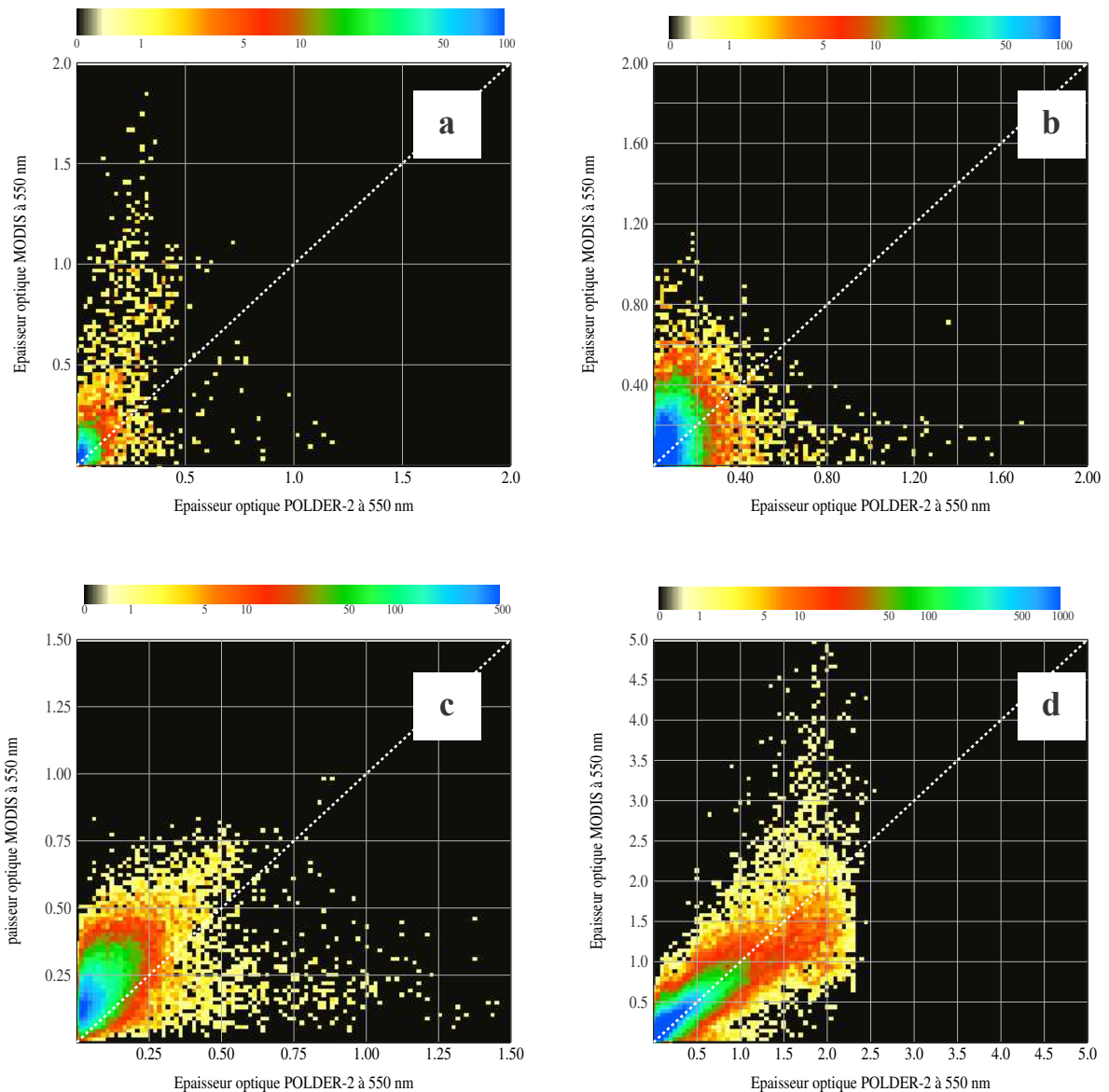


Figure 7 : Figures similaires à la figure 5-a mais on ne considère que les pixels où l'inversion MODIS indique un certain type de particules :

- Figure 7-a : le type de particules est « dust ». D'après la figure 6, cela correspond à 1.6 % des points. Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.02.
- Figure 7-b : le type de particules est « mixed ». D'après la figure 6, cela correspond à 8.8 % des points. Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.02.
- Figure 7-c : le type de particules est « urban/industrial ». D'après la figure 6, cela correspond à 16.6 % des points. Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.015.
- Figure 7-d : le type de particules est « biomass-burning ». D'après la figure 6, cela correspond à 73.0 % des points. Les points sont classés dans des cases carrées de côté 0.05.

Les meilleures comparaisons correspondent aux observations « urban/industrial » et surtout « biomass burning » (figures 7-c et 7-d) alors que l'accord est moins bon pour les cas « dust » et « mixed » (figures 7-a et 7-b). Les deux premiers cas correspondent majoritairement, d'après l'inversion MODIS, à des observations de petites particules, susceptibles d'être détectées par leur polarisation. Au contraire, sur la figure 7-a, la comparaison est mauvaise car l'inversion MODIS indique la présence de gros aérosols non sphériques, et donc peu polarisants, que POLDER-2 ne détecte pas. L'épaisseur optique POLDER-2 est donc nécessairement très sous-estimée dans ce cas.

Sur la figure 7-b, la comparaison présentée se rapproche de celles des figures 7-c ou 7-d mais reste moins bonne, malgré la prise en compte de la fraction d'aérosols non désertiques. Si les cas « mixed » traduisent certainement un mélange entre aérosols désertiques et aérosols plus petits (« biomass-burning » ou « urban/industrial »), la détermination de la fraction d'aérosols non désertiques reste délicate car elle est calculée à partir de la technique des « path radiance » (*Remer et al., 2005*) qui est dépendante de la précision sur les réflectances de sol à 466 et 644 nm.

Même en ne tenant compte que de l'épaisseur optique des aérosols non désertiques (figures 7-c et 7-d), on observe un net désaccord (comme sur la figure 5-b) avec une sous-estimation de l'épaisseur optique par POLDER-2 par rapport à celle de MODIS, principalement pour les épaisseurs optiques inférieures à 0.25. L'hypothèse émise dans la section précédente est donc maintenant complètement rejetée. Ce n'est pas la non-détection de grosses particules par POLDER-2 qui provoque le biais observé sur la figure 5-b.

La validation des épaisseurs optiques MODIS à l'aide des mesures du réseau de photomètres AERONET montre une surestimation des faibles valeurs d'épaisseur optique de quasiment 0.1 à 550 nm (*Remer et al., 2005*), attribuée à une mauvaise définition des propriétés des surfaces. Cette constatation est susceptible d'expliquer les biais observés sur les figures 5-b, 7-b, 7-c et 7-d. De plus, les modèles « biomass-burning » et « urban/industrial », utilisés dans l'inversion MODIS, sont en fait composés d'une majorité de petites particules et d'une minorité de plus gros aérosols auxquels POLDER-2 n'est pas sensible. Cette dernière représente toutefois une partie de l'épaisseur optique totale (environ 5 à 15 % à 550 nm), ce qui peut expliquer une partie du biais observé sur les épaisseurs optiques évaluées par les deux capteurs.

Si la figure 7-b avait été tracée en ne multipliant pas l'épaisseur optique MODIS par la fraction d'aérosols non désertiques, on aurait observé une branche verticale correspondant à des gros aérosols (de type « dust » d'après MODIS) non détectés par POLDER-2. Celle-ci correspond à la branche verticale déjà observée sur la figure 5-a.

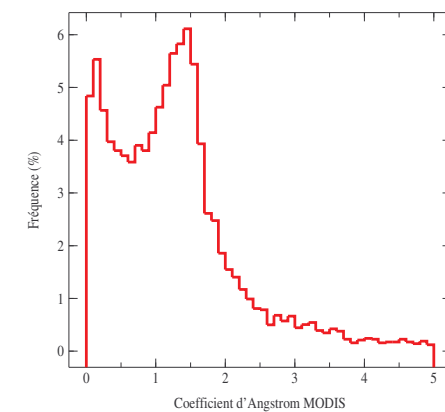
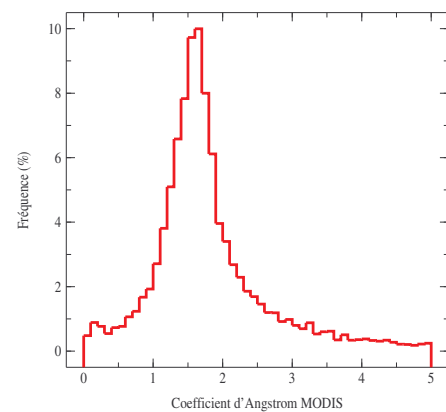
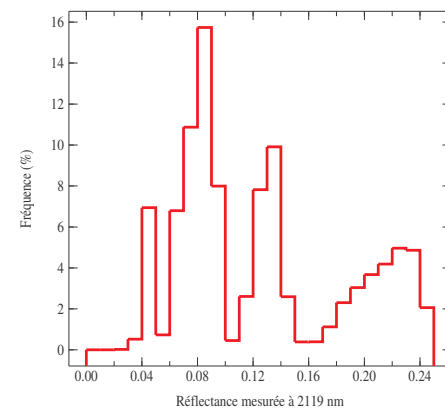
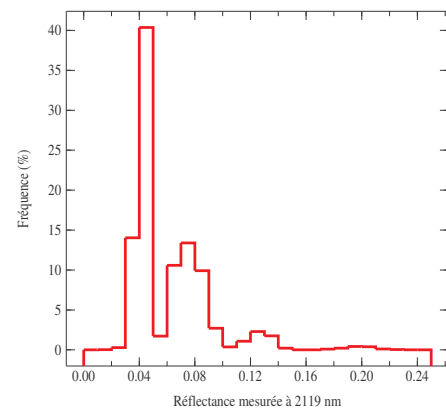
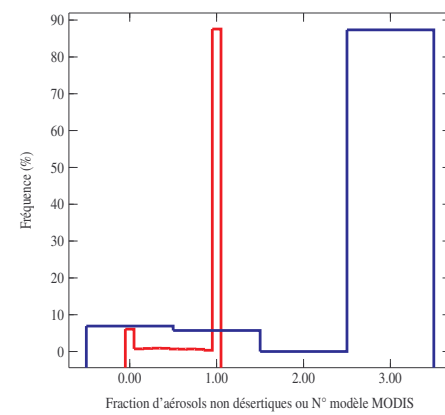
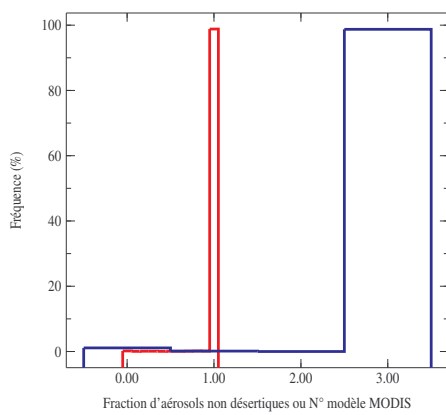
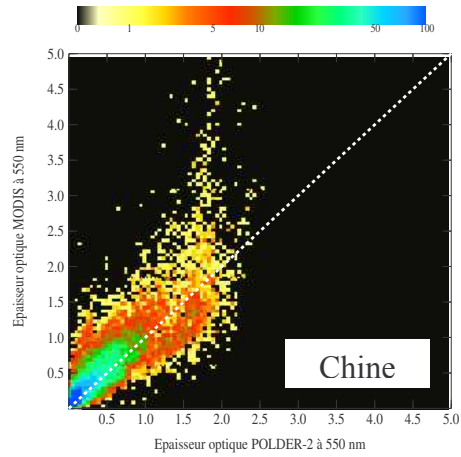
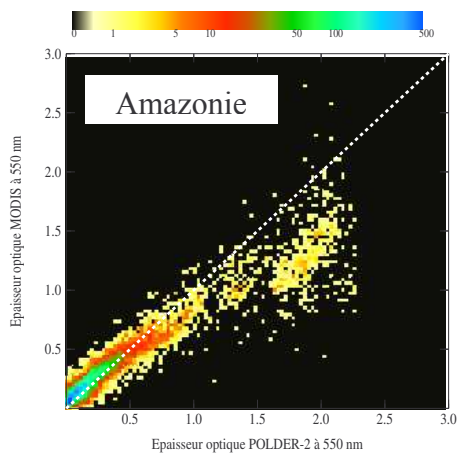
Concernant les petits aérosols, la comparaison pour les particules de type « biomass burning » (figure 7-d) semble meilleure que celle pour les particules classées comme « urban/industrial » (figure 7-c), malgré les différences entre les échelles des deux figures et le nombre de points comparés. Les modèles de particules MODIS « biomass burning » et « urban/industrial » sont relativement proches en ce qui concerne leur granulométrie (majorité de petites particules) et légèrement différents pour les indices de réfraction. Une différence possible entre les deux types de particules pourrait être le type de surface auxquelles elles sont associées et qui joue un rôle important dans le processus d'inversion MODIS. Une autre hypothèse pour expliquer les différences entre les deux figures serait une plus grande variabilité des caractéristiques géophysiques (granulométrie, indice de réfraction) des aérosols d'origine urbaine ou industrielle par rapport à celles des aérosols de type « biomass-burning ». Les modèles étant quasiment fixés dans l'inversion MODIS, l'hypothèse présentée expliquerait une plus mauvaise estimation de l'épaisseur optique pour les aérosols de type urbain/industriel. Cette hypothèse est cependant difficilement vérifiable.

3.4. Comparaison en fonction de la zone géographique

Plusieurs zones représentatives ont été sélectionnées. Pour chacune d'entre elles, les épaisseurs optiques à 550 nm issues des inversions POLDER-2 et MODIS ont été comparées, et divers produits et mesures MODIS ont été analysés (mesure à 2119 nm, coefficient d'Angström, fraction d'aérosols non désertiques et type de particules). Ces résultats sont présentés sur les figures 8 à 12.

Sur la figure 8 sont représentées des informations concernant les zones « Amazonie » et « Chine », sur lesquelles MODIS considère que les petites particules sont de type « biomass burning » ; on peut éventuellement y observer la présence d'aérosols plus gros (« dust ») mais pas d'aérosols de type « urban/industrial ». La figure 9 présente les mêmes graphiques mais pour les zones « Europe de l'ouest » et « Etats-Unis de l'est », deux zones où les petits aérosols sont de la catégorie « urban/industrial ». Il faut remarquer que ces types de particules

sont définis géographiquement dans l'inversion MODIS ; ce qui veut dire, par exemple, que même si des aérosols issus de la pollution industrielle sont présents au-dessus de la Chine, ils sont assimilés à des particules de type « biomass-burning » pour l'algorithme d'inversion. Les zones étudiées ont des dimensions différentes : ainsi, la zone « Amazonie » correspond à 50×100 super-pixels POLDER-2, la zone « Chine » à 100×200 super-pixels, la zone « Europe de l'ouest » à 75×150 super-pixels et la zone « Etats-Unis de l'est » à 50×150 super-pixels. Un super-pixel POLDER-2 correspond à une surface d'environ $20 \times 20 = 400 \text{ km}^2$.



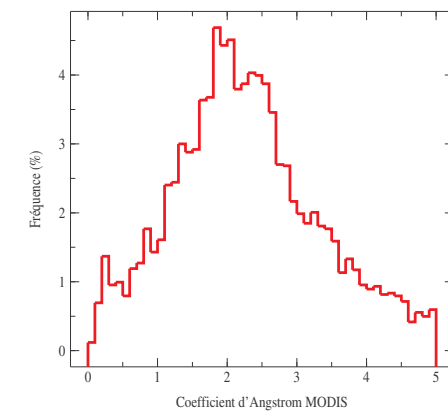
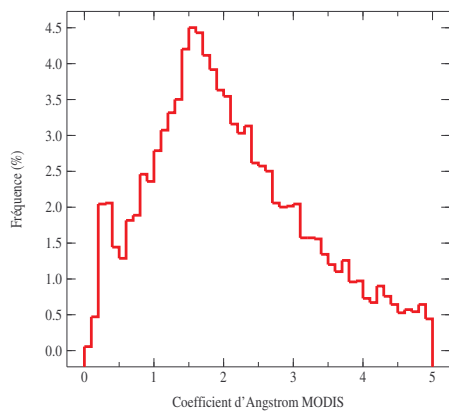
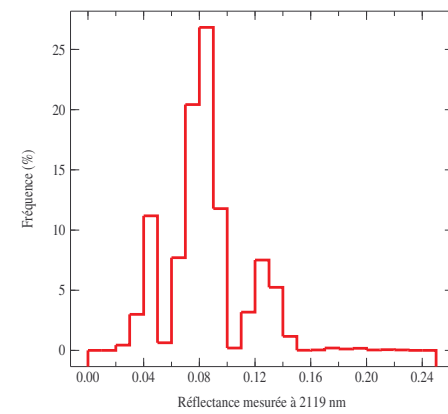
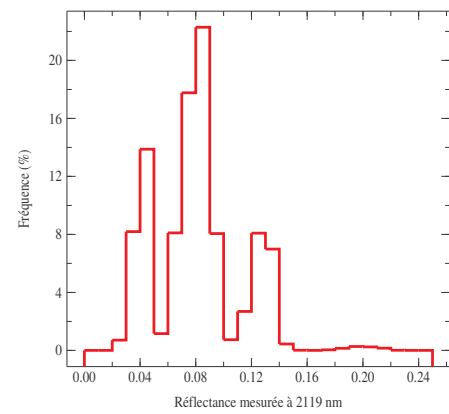
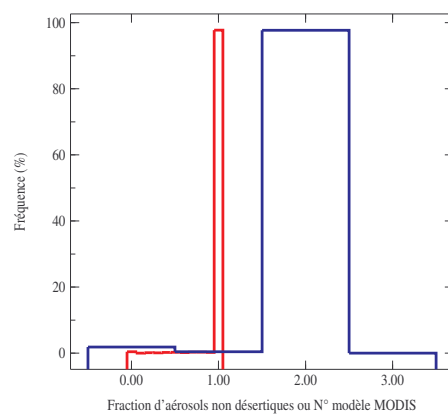
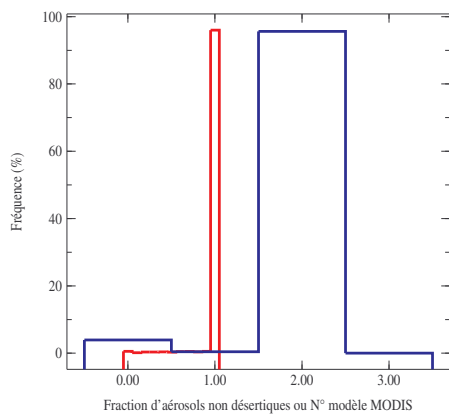
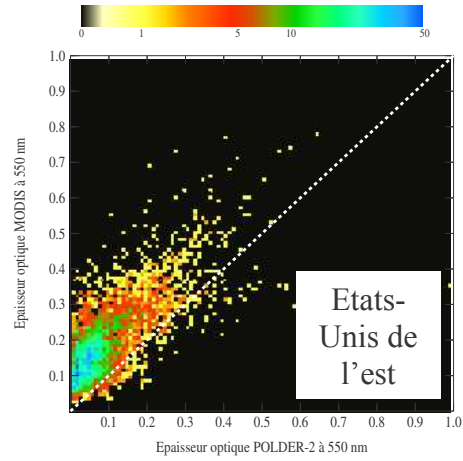
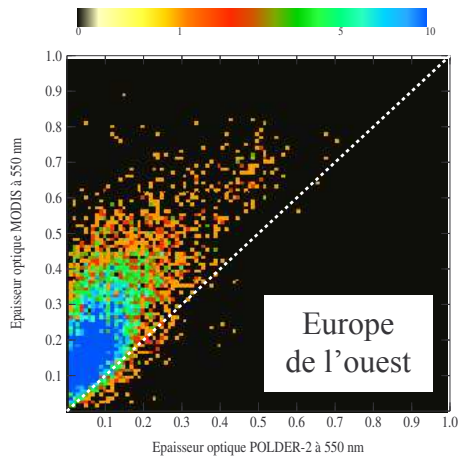


Figure 8 (page 151) : Diverses comparaisons et statistiques pour les zones « Amazonie » (à gauche) et « Chine » (à droite)).

- 1^{ère} ligne : comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS à 550 nm. La couleur représente le nombre de points présents dans un carré de côté 0.03 (zone « Amazonie ») ou 0.05 (zone « Chine »).
- 2^{ème} ligne : Histogrammes des répartitions de la fraction d'aérosols non désertiques (en rouge) et du type de particules (en bleu). Les explications sont données dans la légende de la figure 6.
- 3^{ème} ligne : Histogrammes des répartitions de la réflectance MODIS mesurée à 2119 nm.
- 4^{ème} ligne : Histogrammes des répartitions du coefficient d'Angström calculé dans l'inversion MODIS.

Figure 9 (page 152) : Diverses comparaisons et statistiques pour les zones « Europe de l'ouest » (à gauche) et « Etats-Unis de l'est » (à droite)). Les figures sont du même type que celles de la figure 8. Pour les comparaisons d'épaisseurs optiques, celles-ci sont classées dans des carrés de côté 0.01 (pour les 2 zones).

Les remarques suivantes peuvent être faites à partir de l'observation des figures 8 et 9 :

- En tenant compte des échelles différentes, la comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS est meilleure pour les zones « Amazonie » et « Chine » (particules de type « biomass-burning ») que pour les zones « Europe de l'ouest » et « Etats-Unis de l'est » (particules de type « urban/industrial ») ce que traduisait déjà la figure 7 au niveau global.
- Une zone urbaine ou industrielle est très souvent plus claire qu'une zone recouverte de végétation. Cependant, d'après les histogrammes des réflectances mesurées à 2119 nm (assez représentatives des réflectances de sol à 2119 nm), les parties du globe associées à des particules « urban/industrial » ne sont pas plus réfléchissantes que celles associées aux petits aérosols de type « biomass-burning ».
- Les histogrammes de répartition des coefficients d'Angström reportés sur les figures 8 et 9 présentent des formes très différentes pour les particules de type « biomass-burning » et celles de type « urban/industrial ». L'histogramme pour ces dernières est beaucoup plus étalé. Le coefficient d'Angström MODIS est calculé à partir des épaisseurs optiques à 466 nm et 644 nm qui sont obtenues indépendamment l'une de l'autre au cours du processus d'inversion. En théorie, ces histogrammes, pour un type donné d'aérosols, devraient être centrés sur une

valeur précise même si les modèles sont dynamiques et que leur coefficient d'Angström varie un peu avec l'épaisseur optique (par exemple de 2.1 à 1.7 quand l'épaisseur optique à 443 nm passe de 0.2 à 1, d'après les mesures réalisées sur le site AERONET « GSFC », près de Washington). Si l'histogramme présente un maximum bien marqué (cas de la figure 8), cela indique une bonne cohérence dans la détermination des deux épaisseurs optiques spectrales. C'est le contraire sur la figure 9 où l'histogramme est très étalé et indique des valeurs de coefficient d'Angström très éloignées de celle du modèle considéré : on peut en effet s'interroger sur la validité d'un coefficient d'Angström proche de 0 ou de 5 alors qu'il devrait être de l'ordre de 2 pour le modèle d'aérosols « urban/industrial ». On peut noter que l'histogramme des coefficients d'Angström pour la Chine présente deux pics, un correspondant aux particules de type « dust » (valeurs proches de 0) et l'autre, à celles de type « biomass-burning » (pic centré sur 1.5).

Les principales hypothèses pour expliquer les erreurs commises lors du calcul des épaisseurs optiques ont déjà été mentionnées dans la section précédente : soit les réflectances de surface sont moins bien estimées dans l'inversion pour les zones « Europe de l'ouest » et « Etats-Unis de l'est » par rapport aux zones « Chine » et « Amazonie », soit la variabilité naturelle des caractéristiques des aérosols d'origine urbaine ou industrielle est plus importante que celle des aérosols de type « biomass-burning ». Ce n'est pas parce que les surfaces associées aux types de particules « biomass-burning » ou « urban/industrial » présentent les mêmes répartitions de réflectance de surface à 2119 nm que la première hypothèse peut-être rejetée. Le type de surface peut aussi avoir un rôle : les relations entre les réflectances de surface à 466, 644 et 2119 nm peuvent être différentes suivant que la surface est urbaine, industrielle, cultivée, désertique ou bien recouverte de végétation. La deuxième hypothèse (variabilité des caractéristiques des aérosols de type « urban/industrial ») est cependant privilégiée car il est clair que la proportion de surfaces urbaines et industrielles est aussi importante pour les zones associées aux aérosols de type « urban/industrial » que pour les zones où les petits aérosols sont de type « biomass-burning ». La dispersion des caractéristiques géophysiques descriptives des aérosols, qu'ils soient d'origine urbaine/industrielle ou proviennent de feux de biomasse, est difficile à étudier et passe par de longues études climatologiques, comme celle présentée dans *Dubovik et al. (2002)*.

Les figures 10 et 11 permettent de montrer que ces remarques sont également valables pour toutes les coïncidences (durant le temps de vol de POLDER-2) où l'inversion MODIS indique un type d'aérosols « biomass burning » ou « urban/industrial ».

La figure 10 permet de montrer à nouveau que les sols associés aux aérosols de type « urban/industrial » ne sont pas plus clairs que ceux associés aux particules du type « biomass-burning ».

La figure 11 représente la répartition du coefficient d'Angström indiqué par l'inversion MODIS pour les deux types de particules. Lorsqu'aucun filtre supplémentaire n'est appliqué (lignes rouges), la distribution du coefficient d'Angström pour les aérosols « biomass-burning » est plus pointue que celle pour les aérosols « urban/industrial », confirmant ce qui a été obtenu auparavant. Les distributions ont été retracées en utilisant deux critères supplémentaires : une réflectance MODIS mesurée à 2119 nm faible (inférieure à 0.05, courbes bleues) et une épaisseur optique MODIS élevée (supérieure à 0.5 à 550 nm, courbes noires).

Le premier critère a un impact significatif (distribution plus pointue) pour les aérosols de type « biomass-burning » mais pas pour ceux du type « urban/industrial ». Ces résultats pourraient indiquer que ce n'est pas une mauvaise modélisation de la surface qui est la cause principale d'un histogramme plus étalé pour les particules de type « urban/industrial », mais plutôt une plus grande dispersion des caractéristiques géophysiques de ces aérosols.

Le second critère (épaisseur optique élevée) a un effet important sur les deux distributions présentée sur la figure 11. Dans le cas de fortes charges en aérosols, le signal dû au sol devient moins important relativement au signal atmosphérique. Les propriétés des aérosols sont alors calculées plus facilement.

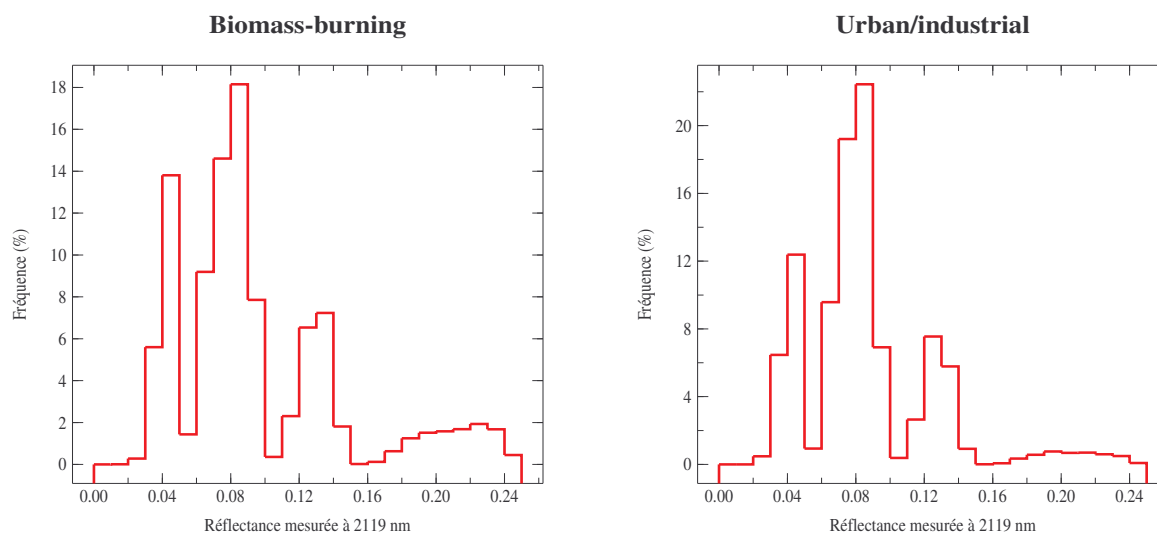


Figure 10 : Répartitions des réflectances de sol mesurée à 2119 nm pour les cas où l'inversion MODIS indique la présence de petites particules (pas d'aérosols désertiques) de type « biomass-burning » (à gauche) ou « urban/industrial » (à droite). La mesure MODIS à 2119 nm est une indication assez fiable de la réflectance de sol puisqu'il y a très peu de signal atmosphérique à cette longueur d'onde (et ce d'autant plus que l'on observe des petites particules).

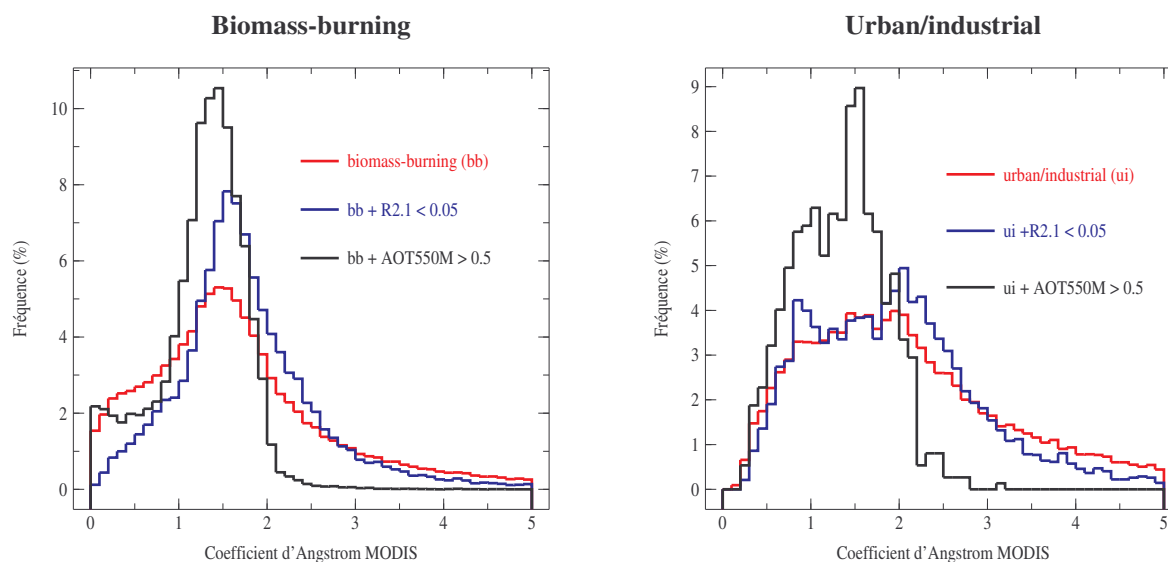


Figure 11 : Répartitions du coefficient d'Angström fourni par l'inversion MODIS pour les mêmes cas que la figure 10 (« biomass-burning » à gauche, « urban/industrial » à droite). En rouge, aucun filtre n'est appliqué. En bleu, seules sont conservées les coïncidences où la mesure MODIS de réflectance à 2119 nm est inférieure à 0.05 et enfin, en noir, seules les observations où l'inversion MODIS indique une épaisseur optique supérieure à 0.5 à 550 nm sont prises en compte.

La figure 12 représente des comparaisons des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS à 550 nm ainsi que des statistiques sur les résultats de l'inversion MODIS pour les zones « Inde » et « Sahara ». Cette dernière représente en fait la bordure du désert africain puisque l'inversion MODIS n'est pas effectuée pour des sols trop réfléchissants.

Dans les deux cas, l'inversion MODIS indique, d'une part, la présence de grosses particules associées en plus ou moins grande proportion à de petits aérosols de type « biomass-burning », mais aussi, d'autre part, exclusivement des particules de type « biomass-burning ». L'inversion POLDER-2 ne peut détecter que les petites particules et la comparaison des épaisseurs optiques entre POLDER-2 et MODIS va donc être nécessairement mauvaise pour les observations assimilées à des particules « mixed » ou « dust » par MODIS, et c'est bien ce qui est observé sur la figure 12 et indiqué par le tableau 1 (évidemment, pour la catégorie « mixed », on améliore le résultat en pondérant l'épaisseur optique MODIS par la fraction d'aérosols non désertiques). Lorsque seuls de petits aérosols sont détectés, l'accord entre les épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS est meilleur, bien qu'une dispersion importante existe (coefficients de corrélation peu élevés, surtout pour la zone « Sahara ») et que l'ordonnée à l'origine des régressions soit élevée. Les mesures MODIS de réflectance à 2119 nm indiquent des surfaces plus réfléchissantes que pour la plupart des zones étudiées antérieurement, sauf pour la zone « Chine ». Par contre, si le coefficient d'Angström MODIS est cohérent pour les grosses particules (« mixed » ou « dust »), ce n'est plus du tout le cas pour les aérosols de type « biomass-burning » contrairement à ce qui avait été trouvé précédemment pour ce type de particules. La seule explication possible est donc que les surfaces correspondant aux pixels étudiés sont très mal modélisées dans l'inversion MODIS. La modélisation des différents types de surface est étudiée dans la section 4.2.

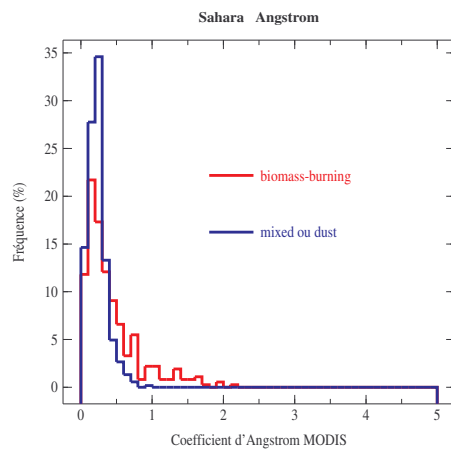
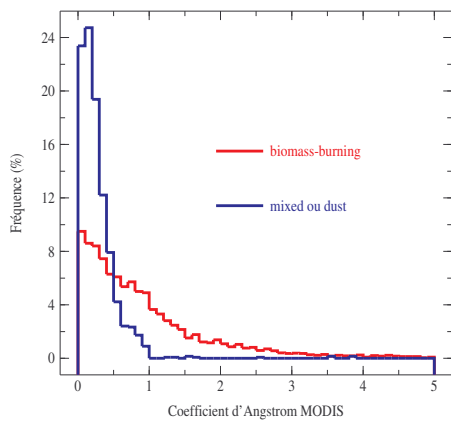
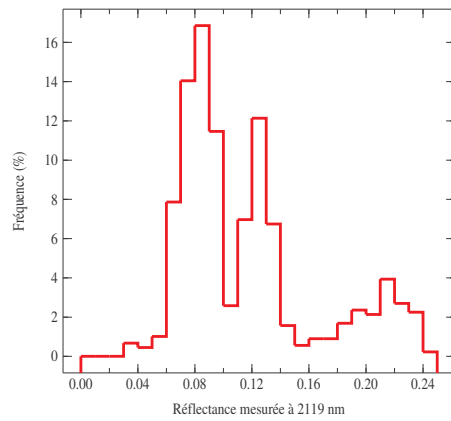
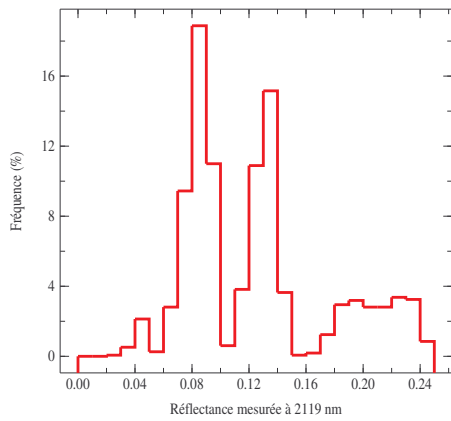
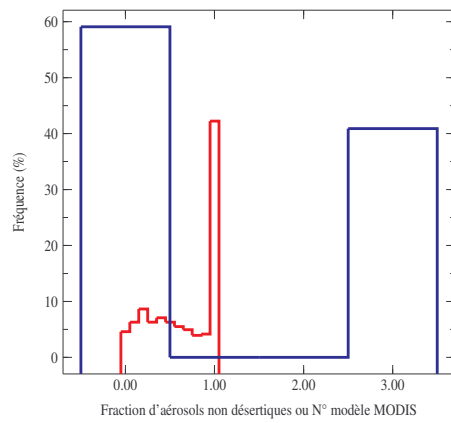
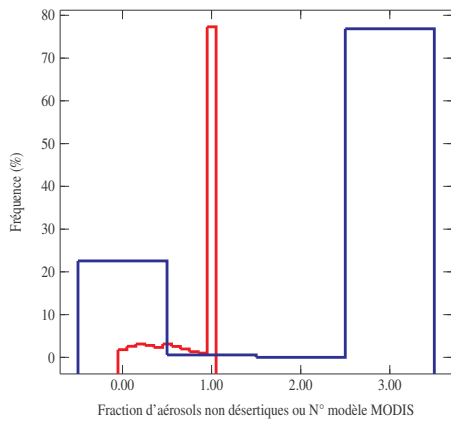
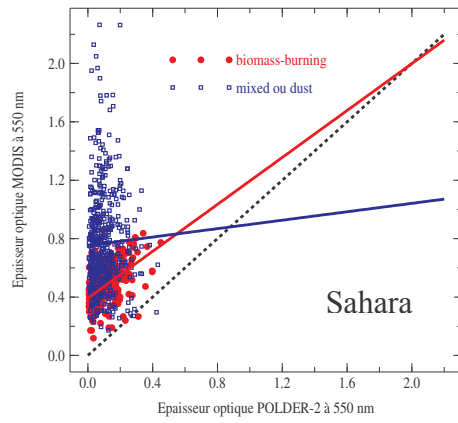
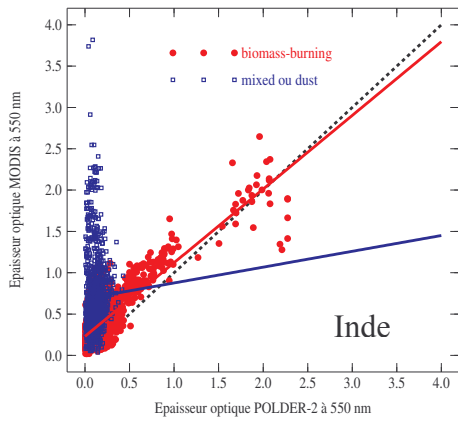


Figure 12 (page 158) : Diverses comparaisons et statistiques pour les zones « Inde » (à gauche) et « Sahara » (à droite). Les figures sont du même type que celles de la figure 8. Pour les comparaisons d'épaisseurs optiques, la droite pointillée noire représente la première bissectrice. Les coïncidences où l'inversion MODIS indique des particules du type « biomass-burning » (en rouge) ou de type « mixed » ou « dust » (en bleu) ont été séparées. Des régressions linéaires ont été appliquées à chaque ensemble de points. Leurs paramètres sont donnés dans le tableau 1.

Zone	Type d'aérosols	Pente de la régression	Ordonnée à l'origine	Coefficient de corrélation
Inde	« biomass-burning »	0.891	0.230	0.757
Inde	« mixed » ou « dust »	0.191	0.685	0.028
Sahara	« biomass-burning »	0.803	0.391	0.523
Sahara	« mixed » ou « dust »	0.144	0.753	0.030

Tableau 1 : Paramètres des différentes régressions linéaires appliquées aux graphiques de la figure 12.

3.5. Conclusion

La comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 et MODIS à 550 nm ainsi que l'étude de différents résultats MODIS ont permis de dégager plusieurs conclusions intéressantes :

- De manière générale, lorsque l'inversion MODIS n'indique que des petites particules (de type « urban/industrial » ou « biomass-burning »), il y a un accord satisfaisant entre les épaisseurs optiques issues de l'inversion POLDER-2 et celles de l'inversion MODIS. Si MODIS détecte des aérosols plus gros, mélangés ou non avec des petites particules, la comparaison des épaisseurs optiques devient mauvaise puisque l'inversion POLDER-2 ne peut fournir d'information sur les gros aérosols.
- Dans le cas de faibles charges de petites particules (d'après l'inversion MODIS), on observe une surestimation de l'épaisseur optique par MODIS par rapport à POLDER-2. Ce biais est dû à une modélisation des réflectances de surface trop simpliste dans l'algorithme MODIS décrit dans *Remer et al.* (2005).
- Du fait de la conception technique de l'algorithme MODIS, le coefficient d'Angström estimé à partir des épaisseurs optiques est un bon indicateur de la qualité de l'inversion

MODIS. Pour les aérosols de type « biomass-burning », il est, en règle générale, cohérent avec le coefficient d'Angström du modèle introduit. Des exceptions existent (les zones « Inde » et « Sahara » en sont les exemples), où la modélisation de la surface entraîne de mauvaises estimations des épaisseurs optiques à 466 et 644 nm. Pour les aérosols de type « urban/industrial », la situation est plus délicate car le coefficient d'Angström retrouvé est souvent très éloigné de la valeur introduite et d'autant plus que les épaisseurs optiques sont plus faibles qu'avec les observations de « biomass-burning ». Si la mauvaise modélisation de la surface joue certainement un rôle, une autre hypothèse est avancée pour expliquer cette incohérence : les aérosols d'origine urbaine et industrielle, de part leur sources variées, présentent des caractéristiques géophysiques (granulométrie, indice de réfraction) plus variables, comparées à celles des aérosols issus des feux de biomasse. La détection de tels aérosols en serait donc rendu d'autant plus difficile avec un modèle unique.

4. Analyse des inversions POLDER-2 et MODIS

Dans cette section sont abordés en profondeur les algorithmes d'inversion des deux instruments, particulièrement celui de POLDER-2. Les problèmes rencontrés sont analysés et, si possible, une solution est proposée.

4.1. Inversion POLDER-2

4.1.1. Aspects techniques

Les problèmes liés à la construction même de l'algorithme sont présentés dans cette section. Dans l'algorithme initial POLDER-1, la luminance polarisée L_p générée par les aérosols a été modélisée dans l'approximation linéaire de la diffusion primaire $L_p = \frac{\overline{\omega}_0 \delta q(\Theta)}{4\mu_v}$ (voir section 2.3 du chapitre I) qui est bien adaptée tant que le rapport $\frac{\delta}{\mu_v}$ reste petit devant l'unité, c'est à dire pour de faibles épaisseurs optiques et des visées pas trop inclinées. Cette hypothèse est rapidement mise en défaut dans certaines régions du globe où les épaisseurs optiques sont conséquentes d'où une surestimation importante du signal aérosol. Pour gagner en précision sans toutefois alourdir l'algorithme, une modélisation approchée a été développée. Elle est basée sur le fait que, pour un modèle, un angle zénithal solaire θ_s et une épaisseur optique δ donnés, la quantité $\mu_v L_p$ ne dépend que de l'angle de diffusion Θ et qu'elle est approximée par un polynôme de degré 3 en Θ (4 coefficients). Cette étape est réalisée pour 3 épaisseurs optiques (0.01, 0.5 et 1 aux 2 longueurs d'onde). Considérant que le signal est fonction du second degré de l'épaisseur optique (plutôt que linéairement dans la diffusion primaire), les 4 coefficients sont à leur tour approximés par un polynôme de degré 2 en épaisseur optique. On obtient ainsi, pour un modèle d'aérosols, un angle θ_s et une longueur d'onde, un jeu de 12 coefficients pour modéliser la quantité $\mu_v L_p$ en fonction de la géométrie de visée et de l'épaisseur optique.

Lors de l'inversion des mesures, on considère que l'épaisseur optique maximale est égale à 1 à 865 nm car les signaux exacts et modélisés s'écartent assez rapidement pour les valeurs supérieures à 1 (ce qui est dû à l'allure réelle du signal polarisé en fonction de l'épaisseur optique, voir figure 14). Notons que compte-tenu de l'effet spectral, l'épaisseur optique à 670 nm peut nettement dépasser la valeur 1 ce qui implique une très mauvaise estimation du

signal dans ce canal et, par la suite, des produits géophysiques erronés en sortie de l'algorithme. Sur la figure 5-a, les épaisseurs optiques POLDER-2 les plus élevées correspondent à un coefficient d'Angström égal à environ 1.83 (aérosol de rayon modal 0.15 μm) ou au modèle de rayon modal 0.13 μm et de coefficient d'Angström égal à 2.06 environ. Si l'épaisseur optique est limitée à 1 à 865 nm, alors la limite de l'épaisseur optique à 550 nm est 2.29 pour les plus grosses particules et 2.54 pour les aérosols un peu moins gros. Ces deux limites sont bien celles qui apparaissent sur la figure 5-a. On observe principalement la limite à 2.29 car les épaisseurs optiques les plus élevées correspondent surtout aux aérosols de coefficient d'Angström 1.83.

Outre la limitation de l'épaisseur optique, un autre point négatif d'une telle modélisation des signaux polarisés concerne les conditions d'observation extrêmes. Pour les angles zénithaux de visée élevés, les simulations, réalisées à l'aide d'un code de transfert radiatif, et utilisées pour modéliser la quantité $\mu_v Lp$, sont très dispersées. La modélisation perd donc de sa précision pour de telles conditions d'observation.

Pour éviter ces différents problèmes et traiter correctement les gros panaches de particules, les signaux atmosphériques sont évalués de façon exacte et introduits sous forme de LUT, comme ceci est fait dans l'algorithme au-dessus des océans. Les calculs sont réalisés sans tenir compte du sol, c'est à dire avec un fond non réfléchissant (le couplage entre signaux atmosphérique et de surface demeure donc inchangé). Les calculs sont faits en mélangeant molécules et aérosols dont l'épaisseur optique maximale est 2.4 à 865 nm. Afin de tenir compte de l'altitude du pixel observé, ces calculs sont réalisés pour deux valeurs de l'épaisseur optique moléculaire correspondant aux niveaux 0 et 2 km. La méthode des LUT alourdit l'algorithme car elle implique de nombreuses interpolations mais elle permet de s'affranchir des biais de la modélisation numérique. La figure 13 présente une comparaison entre les épaisseurs optiques à 865 nm issues des deux inversions POLDER-2. En abscisse, l'ancienne épaisseur optique (obtenue avec la modélisation approchée) est limitée à 1, ce qui n'est plus le cas pour les nouveaux résultats (en ordonnée). Pour des épaisseurs optiques moins élevées, des différences importantes existent (ce qui implique que le modèle d'aérosols a pu changer entre les deux inversions), preuves de l'importance d'une simulation plus précise des luminances polarisées aérosols.

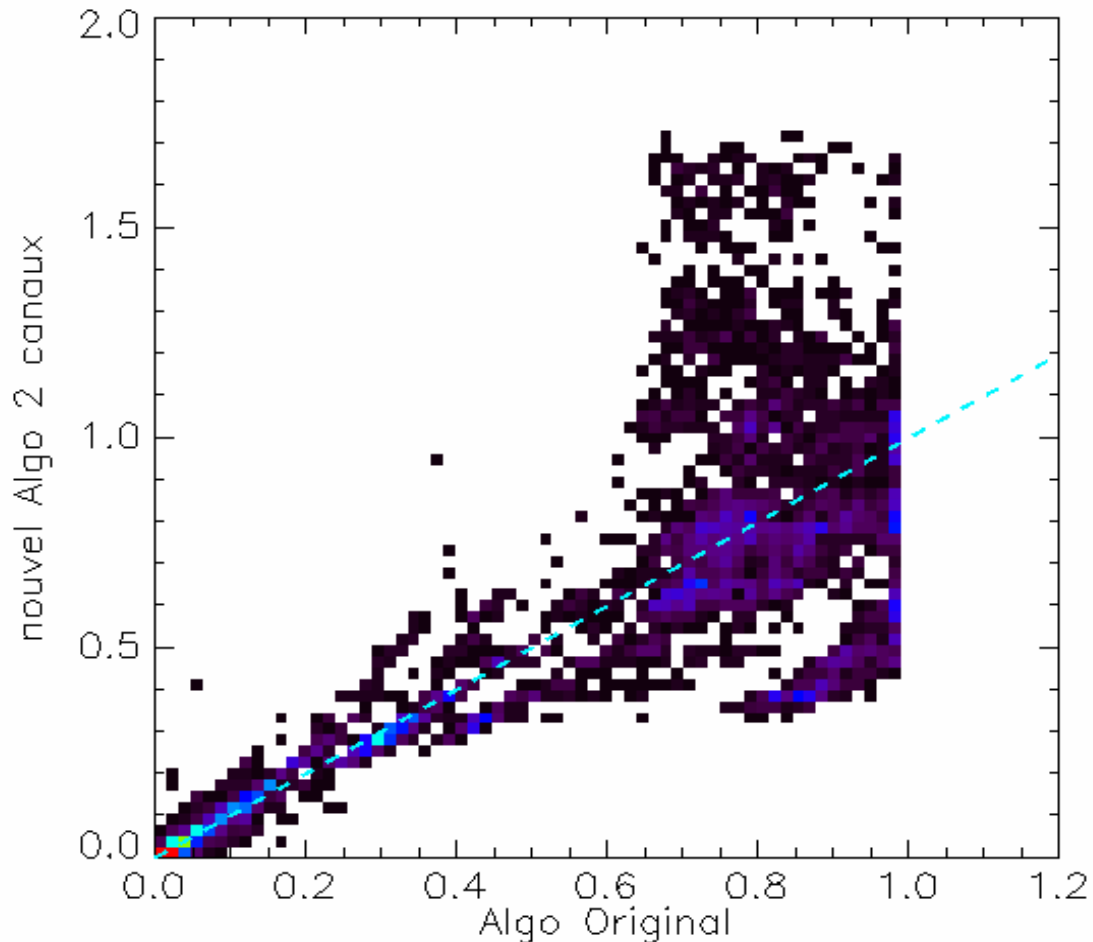


Figure 13 : Comparaison des épaisseurs optiques POLDER-2 à 865 nm provenant de l'ancien algorithme (axe des abscisses) et de la nouvelle inversion (axe des ordonnées) pour un panache d'aérosols observé au-dessus de la forêt amazonienne le 19 septembre 2003. L'échelle de couleurs représente la densité de points (Pas d'échelle présentée). La droite pointillée bleu ciel représente la 1^{ère} bissectrice.

Au cours des précédents chapitres et au début de celui-ci, lorsqu'un signal polarisé était mentionné, il s'agissait de luminance polarisée. A partir de maintenant, ce n'est plus le cas. La valeur absolue de la luminance polarisée $|Lp|$ est définie par $|Lp| = \sqrt{Q^2 + U^2}$ où Q et U sont les paramètres de Stokes définis dans un plan quelconque (pour POLDER-2, c'est le plan méridien de visée). La détermination du signe de la luminance polarisée est basée sur des critères géométriques (voir Chapitre I, section 2.3) et peut être délicate, notamment pour les luminances polarisées peu élevées. Pour éviter des éventuels problèmes de signe, on se place dans le plan de diffusion, où les paramètres de Stokes sont notés Q' et U' et où ce dernier est théoriquement nul en diffusion primaire. Ce n'est pas le cas à cause du bruit des mesures et

des diffusions multiples mais, on a en général $Q' \gg U'$ sauf près de zéros de polarisation où les deux paramètres sont petits. Le paramètre Q' peut donc être considéré comme représentatif du signal polarisé et remplacer la luminance polarisée L_p ; il est défini par $Q' = -Q \cos(2\gamma) - U \sin(2\gamma)$ où γ est l'angle entre le plan méridien de visée et le plan de diffusion. Les simulations (surface et atmosphère) sont désormais exprimées en Q' .

4.1.2. Aspects physiques

Dans cette section sont présentés les problèmes et inconvénients de l'inversion POLDER-2 liés à des aspects physiques, comme la qualité de la modélisation du sol ou le fait d'utiliser les mesures polarisées pour déterminer les propriétés des aérosols.

En plus de la limitation technique de l'épaisseur optique, une limitation physique du signal polarisé existe, illustrée par la figure 14. On observe clairement qu'à partir d'une épaisseur optique aérosol d'environ 3 (à 670 nm), le signal polarisé n'augmente quasiment plus. En effet, avec une telle épaisseur optique, la contribution des couches les plus profondes au signal évalué en haut de l'atmosphère s'effectue avec plusieurs diffusions (le signal primaire provenant du fond est de plus en plus faible) alors que les interactions multiples génèrent peu de polarisation. L'utilisation des luminances polarisées est donc un handicap lors d'observation de très fortes charges d'aérosols. Cependant, de telles épaisseurs optiques sont rares et cette limitation n'est donc pas un souci majeur. L'observation de la figure 14 permet aussi de rappeler que la modélisation (présentée dans la section précédente) du signal polarisé avec un polynôme de degré 2 en épaisseur optique n'est pas adaptée.

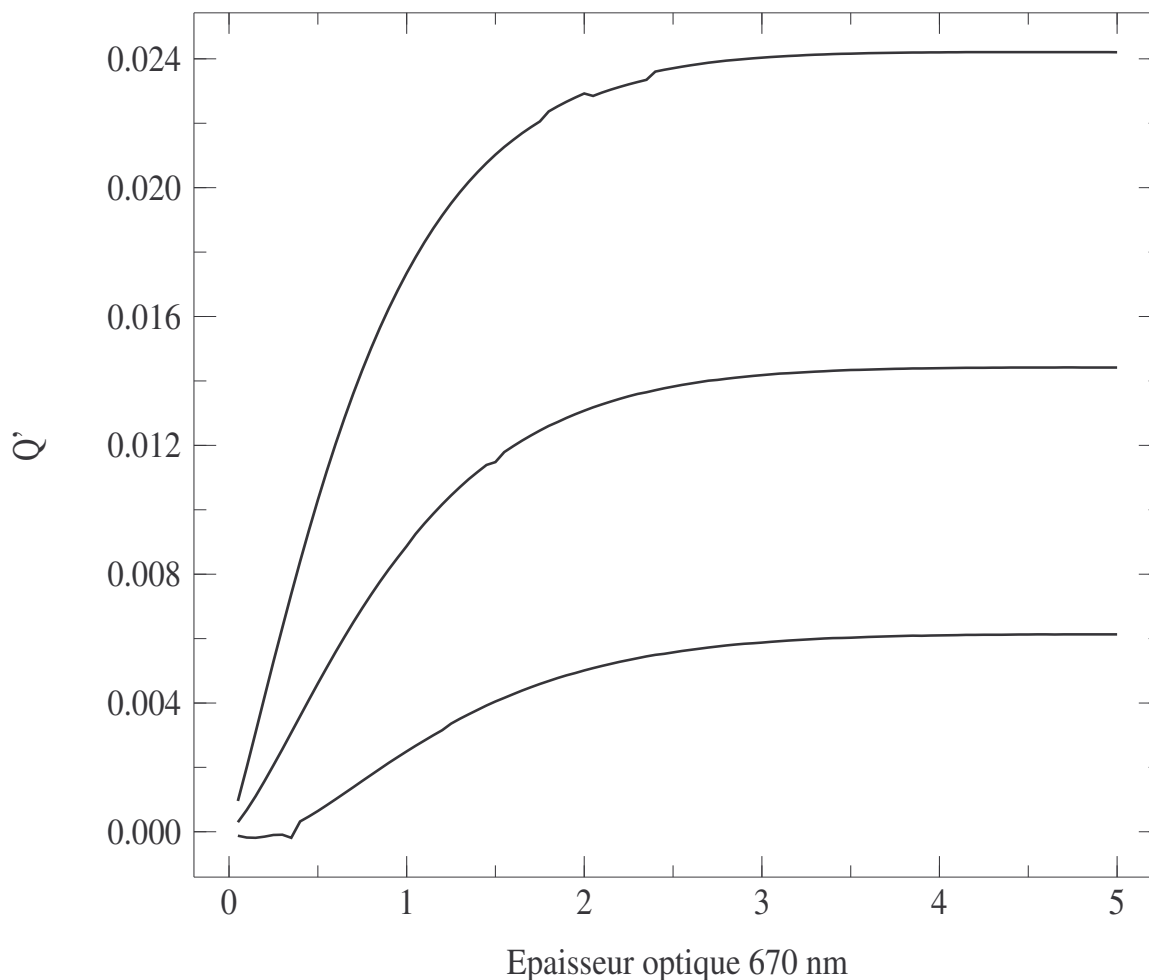


Figure 14 : Simulation du signal polarisé (Q' , voir section précédente) en fonction de l'épaisseur optique à 670 nm. On considère 3 modèles d'aérosols (rayon modaux égal à 0.07, 0.10 et 0.13 μm de haut en bas), un sol noir, une épaisseur optique moléculaire nulle et une géométrie d'observation fixe ($\theta_s = 25.0^\circ$, $\theta_v = 36.2^\circ$ et $\phi = 60^\circ$).

Un point délicat dans l'algorithme POLDER-2 est de choisir la base de modèle d'aérosols dont les répartitions en taille sont en général bimodales. La polarisation est surtout sensible aux petites particules mais les grosses particules sphériques polarisent également fortement dans l'arc. Ceci est observé au-dessus des océans où ces arcs permettent d'évaluer l'indice de réfraction des gros aérosols sphériques : 1.33, 1.35 ou 1.37 (*Herman et al.*, 2005). En fait, les valeurs des indices de réfraction montrent qu'il s'agit certainement de particules fortement hydratées. De tels arcs ne sont pas observés au-dessus des terres où les particules sont sans doute non sphériques et polarisent très peu (voir figure 1). Par conséquent, lors de la construction des LUT, une gamme de granulométries adéquates (c'est-à-dire présentant de la sensibilité vis à vis de la polarisation) a donc été choisie. On n'utilise que des granulométries

uni-modales dont le rayon effectif varie entre 0.075 et 0.225 μm . Si les mesures polarisées à 670 et 865 nm permettent de contraindre le rayon effectif, ce n'est pas le cas de l'indice de réfraction auquel l'algorithme n'est pas sensible. Une valeur moyenne (entre celles des aérosol sulfatés et celles de aérosols de brûlis) égale à $m^* = 1.47 - 0.01i$ a donc été choisie. Ce choix a un impact sur la détermination de l'épaisseur optique lorsque l'indice des particules est différent de m^* comme le montre l'étude suivante. Dans un premier temps, on simule des signaux polarisés à 670 et 865 nm pour une distribution en taille ($r_m = 0.1 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.175$), une épaisseur optique de 0.2 à 865 nm et 8 indices de réfraction différents, mélanges de 4 parties réelles (1.33, 1.40, 1.50 et 1.55) et 2 parties imaginaires (-0.002i et -0.02i). Pour simplifier l'étude, on se place dans le cadre de l'approximation de la diffusion primaire où le signal s'écrit $\frac{\varpi_0 \delta q(\Theta)}{4\mu_v}$ (voir chapitre I, section 2.3) et on ne considère qu'une seule direction d'observation : on choisit $\theta_v = 60^\circ$ et $\Theta = 120^\circ$. On cherche ensuite à restituer au mieux les mesures simulées avec un modèle de la base POLDER-2 en ajustant l'épaisseur optique (voir section 4 du chapitre V). Les résultats sont présentés dans le tableau 2, le modèle retenu étant associé au rayon modal de la distribution.

	1.33- 0.002i	1.33- 0.020i	1.40- 0.002i	1.40- 0.020i	1.50- 0.002i	1.50- 0.020i	1.55- 0.002i	1.55- 0.020i
r_m (μm) inversé	0.10	0.10	0.10	0.10	0.12	0.11	0.13	0.12
AOT 865 nm inversée	0.203	0.155	0.187	0.155	0.257	0.179	0.294	0.210

Tableau 2 : Rayon modal et épaisseur optique à 865 nm obtenus avec l'inversion de mesures « simulées » pour différents indices de réfraction et une épaisseur optique de 0.2 à 865 nm. L'inversion a été réalisée en considérant un indice de réfraction de $1.47 - 0.01i$.

On constate que le fait d'imposer le mauvais indice de réfraction peut avoir un impact important sur la détermination du rayon modal ainsi que sur l'épaisseur optique, même lorsque l'indice de réfraction est proche de la valeur supposée ($1.47 - 0.01i$). Pour des valeurs d'indice de réfraction plausibles (1.40 à 1.50 d'après *Dubovik et al.*, 2002), on note des différences relatives entre l'épaisseur optique « vraie » et l'épaisseur optique inversée proches

de 30 %. On peut aussi remarquer que les parties réelle et imaginaire ont toutes les deux un impact qu'il est difficile de quantifier. En effet, on s'attend à retrouver une épaisseur optique plus grande lorsque le milieu devient plus absorbant mais la partie imaginaire de l'indice modifie également la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$.

Pour illustrer le manque de sensibilité de l'algorithme vis à vis de l'indice de réfraction, on cherche à reproduire les mesures polarisées des aérosols simulées pour un triplet T_0 granulométrie/indice de réfraction/épaisseur optique par un autre triplet T . Pour ceci, nous avons pris des indices de parties réelles allant de 1.33 à 1.60 (10 valeurs) et de partie imaginaire couvrant la gamme 0 - 0.02 (6 valeurs), des rayons effectifs entre 0.07 et 0.40 μm (30 valeurs) et des écarts-types σ entre 0.15 et 0.225 (5 valeurs). Le triplet de référence (T_0) est défini par $r_m = 0.1 \mu\text{m}$, $\sigma = 0.175$, $\delta_{865} = 1$, $m = 1.47-0.01i$ et nous représentons $\varpi_0 \delta q(\Theta)$ pour $90^\circ < \Theta < 156^\circ$. La figure 15 montre les restitutions à 865 nm (figure 15-a) et 670 nm (figure 15-b) pour l'ensemble des valeurs de σ et m (pour chaque couple σ - m , on conserve le rayon modal et l'épaisseur optique qui permettent de restituer au mieux les mesures à 670 et 865 nm du triplet T_0). On constate que les mesures associées à T_0 peuvent être assez correctement restituées à l'aide d'un autre indice de réfraction. Ceci serait encore plus vrai si on réduisait la plage d'angles de diffusion. Par contre, on observe (figure 15-c) que le signal à 443 nm présente une sensibilité à l'indice de réfraction (même si on impose le même σ , voir figure 15-d). On pourrait donc envisager d'utiliser les trois longueurs d'onde pour déterminer l'indice de réfraction des particules mais ceci n'est pas possible car le signal à 443 nm dépend de la répartition verticale des aérosols (voir chapitre V).

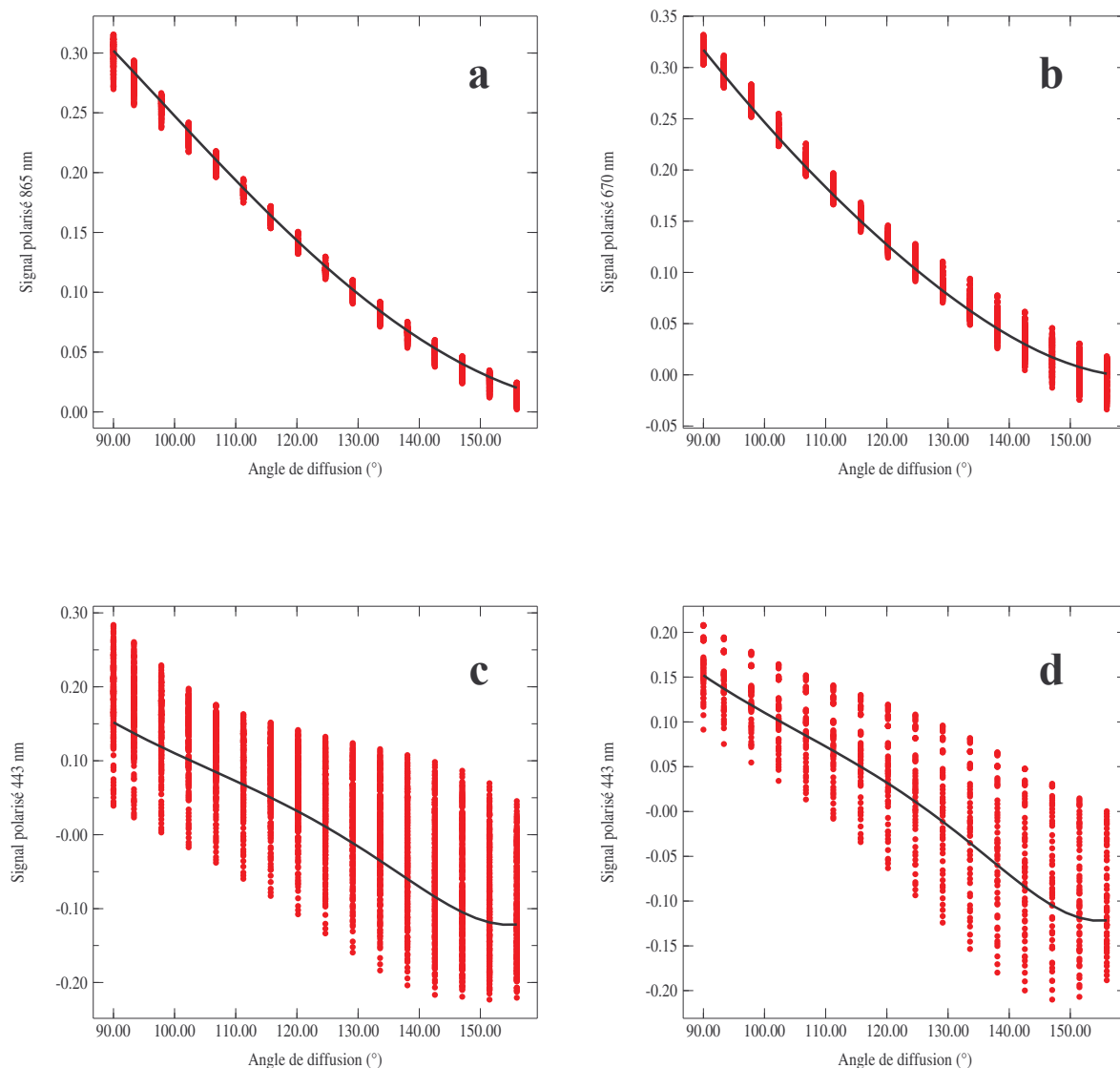


Figure 15 : Simulations et restitutions d'un signal polarisé à 865 nm (figure 15-a), 670 nm (figure 15-b) et 443 nm (figures 15-c et 15-d). Les détails de l'étude sont présentés sur la page précédente.

L'étude suivante consiste à vérifier la modélisation de la polarisation du sol (*Nadal and Bréon, 1999*) utilisée dans l'algorithme POLDER-2. Pour ce faire, des mesures coïncidentes POLDER-2 / AERONET sont nécessaires (coïncidence temporelle inférieure à 1h). Les mesures polarisées POLDER-2 sont corrigées du signal atmosphérique calculé à partir des résultats de l'inversion des mesures AERONET (épaisseur optique, granulométrie, indice de réfraction). Seules les observations AERONET indiquant une épaisseur optique aérosol faible (inférieure à 0.1 à 865 nm) ont été retenues de façon à minimiser les erreurs sur ce terme correctif. Pour plusieurs zones, représentatives de différents types de surface, un certain nombre de sites AERONET ont été sélectionnés :

- Zone « Amazonie » : sites d'Abracos Hill, Alta Floresta, Cuiaba-Miranda, Rio Branco et Santa Cruz. Les surfaces sont couvertes de végétation plus ou moins dense.
- Zone « France » : sites d'Avignon, Lille, Palaiseau et Toulouse. Les photomètres sont situés dans des zones urbaine ou périurbaine (pour le site d'Avignon).
- Zone « Australie » : sites de Jabiru, Lake Argyle et Tinga Tingana. Ces sites photométriques correspondent à des surfaces désertiques ou semi-désertiques.

Pour chacune de ces zones, la figure 16 présente une comparaison des contributions polarisées de surface modélisées (*Nadal and Bréon, 1999*) et calculées (après correction atmosphérique à 670 et 865 nm). Pour chacune des 3 figures, une régression linéaire a été réalisée et les paramètres correspondants sont présentés dans le tableau 3. Si on réalise ces mêmes figures et régressions en filtrant une des deux longueurs d'onde (étude non présentée), on obtient des résultats très proches, ce qui valide l'indépendance spectrale de la contribution polarisée de la surface dans ce domaine spectral.

D'après les résultats du tableau 3, la zone « Australie » semble la mieux modélisée (pente de la régression proche de 1 et corrélation élevée). La zone « France » l'est un peu moins bien mais tout de même mieux que la zone « Amazonie ». Cependant, même si les zones désertiques semblent les mieux modélisées, c'est plutôt au-dessus des zones urbaines/industrielles ou couvertes de végétation que se trouvent les petites particules, que POLDER-2 peut détecter. Dans ces deux cas, la contribution polarisée de la surface est relativement mal modélisée, ce qui peut induire des erreurs sur les résultats de l'inversion, particulièrement pour les surfaces urbaines/industrielles où la polarisation des surfaces est, en moyenne et dans la même géométrie, plus élevée que celle des surfaces végétales.

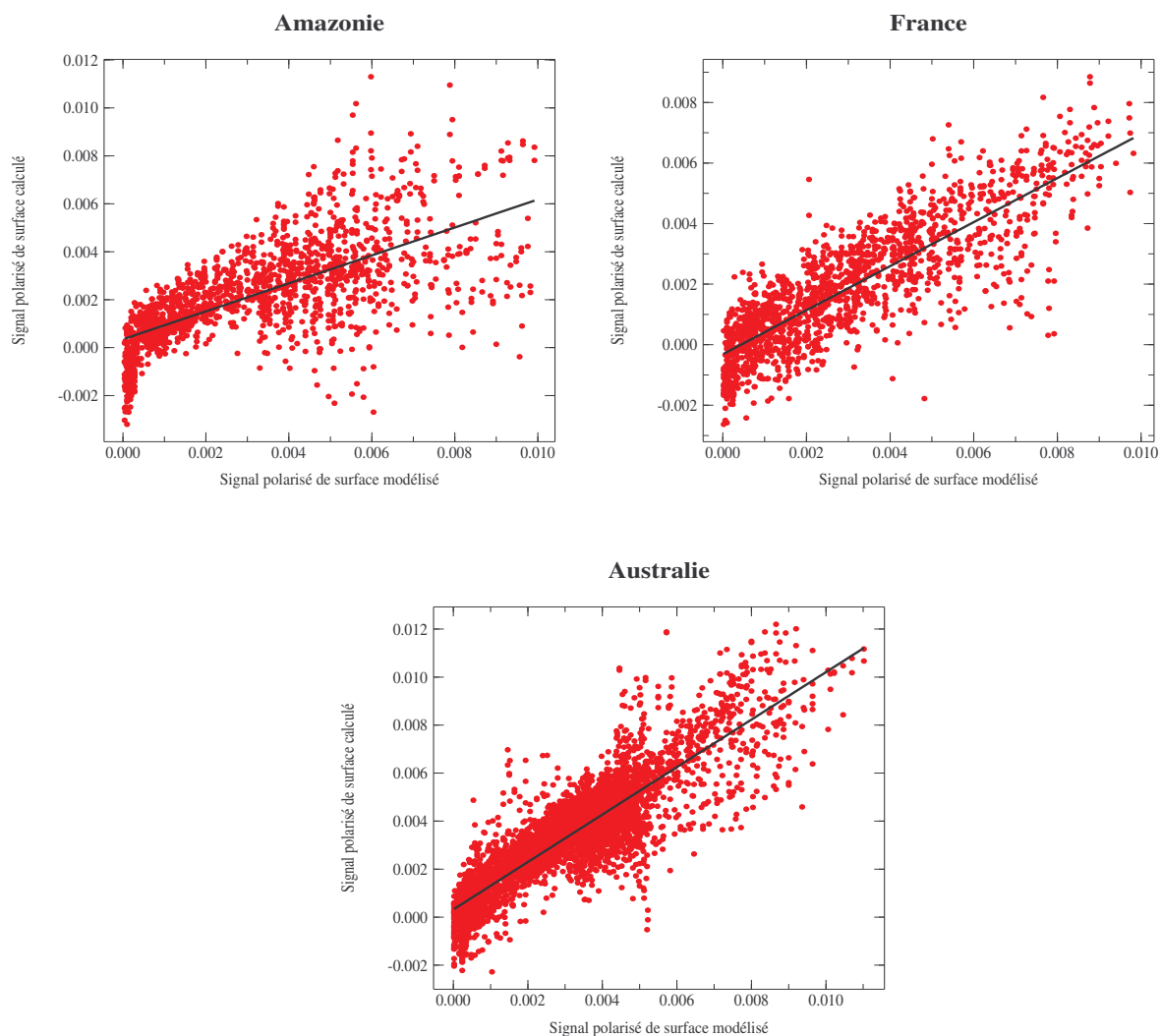


Figure 16 : Comparaison des signaux polarisés de surface modélisé (en abscisse) et calculé (en ordonnée) pour trois zones différentes.

Zone	Pente de la régression	Ordonnée à l'origine	Coefficient de corrélation
Amazonie	0.583	0.000	0.681
France	0.727	0.000	0.843
Australie	0.989	0.000	0.864

Tableau 3 : Paramètres des régressions linéaires appliquées aux graphiques de la figure 16.

C'est surtout lorsqu'il y a peu d'aérosols que les erreurs sur le signal polarisé de sol vont avoir des conséquences importantes. Si on considère une seule direction de visée, un biais dLp sur le sol va se reporter directement sur l'estimation du signal aérosols qui va passer de Lp^{aer} à $Lp^{aer} - dLp$. Si dLp est négatif, l'effet spectral lié aux aérosol va se réduire et

l'algorithme va s'orienter vers les modèles de plus grand rayon modal. Comme ces modèles polarisent moins, l'algorithme va augmenter l'épaisseur optique, ce qui aurait déjà été la tendance avec un signal surévalué : on a donc une sous-évaluation du coefficient d'Angström et une surévaluation de l'épaisseur optique. Les conclusions sont inversées si dLp est positif.

Les différentes sources d'erreur présentées dans cette section sont liées aux aspects physiques de l'inversion POLDER-2, qui, avec les mesures polarisées et directionnelles dans deux canaux n'est pas capable de contraindre tous les paramètres géophysiques descriptifs d'une population d'aérosols. Outre le fait que les gros aérosols ne sont pas détectés, l'indice de réfraction doit être fixé à une valeur moyenne ce qui peut entraîner des erreurs importantes sur l'estimation de l'épaisseur optique et du rayon effectif. L'utilisation du troisième canal polarisé (443 nm) permettrait, en théorie, de déterminer l'indice de réfraction mais les mesures dans ce canal sont sensibles à la répartition verticale des particules dès qu'elles sont nombreuses (épaisseur optique importante). Dans le cas de faibles charges, la contribution polarisée du sol mal estimée peut avoir un impact important sur la qualité de la détermination des caractéristiques des aérosols. La modélisation des surfaces peut sans doute être améliorée si l'étude présentée dans *Nadal and Bréon (1999)* est poursuivie avec les mesures PARASOL afin d'exploiter plus d'observations et de couvrir un domaine temporel plus vaste. Toutefois, l'idéal serait de disposer de la contribution du sol au pixel et instantanément. Ceci devrait être réalisé par le futur instrument OSIRIS qui mesurera directement cette contribution (spectralement blanche) dans la canal moyen-infrarouge 2.1 μm , peu contaminé par l'atmosphère. Enfin, au-dessus des surfaces les plus sombres (à 670 nm), les luminances totales POLDER-2 amènent une information supplémentaire à condition de pouvoir évaluer la contribution du sol (via des modèles de BRDF).

4.2. Inversion MODIS

La section 3 a montré que la modélisation des réflectances de surface était un point limitant de l'algorithme MODIS. Pour illustrer ce problème plus qualitativement, les réflectances de surface ont été calculées à partir de mesures MODIS et AERONET coïncidentes (définition identique à celle des coïncidences POLDER-2 / AERONET). N'ont été sélectionnées que les observations où la mesure AERONET indique une faible épaisseur optique (< 0.1 à 865 nm). Les mesures MODIS (466, 644 et 2119 nm) sont corrigées de la contribution atmosphérique (aérosols et molécules) afin d'obtenir la réflectance de surface

(rapport ESA, 1983) et d'estimer les rapports $\frac{\rho_{surface}^{2119}}{\rho_{surface}^{466}}$ et $\frac{\rho_{surface}^{2119}}{\rho_{surface}^{644}}$, imposés à 4 et 2

respectivement dans l'inversion MODIS. On ne peut en tirer de résultats généraux ni faire de statistiques (en fonction du type de sol ou de sa réflectance) car le nombre de coïncidences est insuffisant. Simplement, nous présentons, dans le tableau 4, les valeurs extrêmes obtenues pour les rapports entre les réflectances de surface à 466 et 644 nm et la réflectance de surface à 2119 nm.

	Minimum calculé	Maximum calculé	Valeur imposée
$\frac{\rho_{surface}^{2119}}{\rho_{surface}^{644}}$	1.41	2.57	2.00
$\frac{\rho_{surface}^{2119}}{\rho_{surface}^{466}}$	2.28	5.05	4.00

Tableau 4 : Comparaison de rapports de réflectances de surface ($\rho_{surface}$) à 466, 644 et 2119 nm. Les extrêmes de ces rapports, calculés à l'aide de mesures coïncidentes MODIS et AERONET, sont présentés et comparés aux valeurs théoriques utilisées dans l'algorithme MODIS.

Si les valeurs 4 et 2 représentent une bonne moyenne des valeurs possibles pour les rapports entre les réflectances de surface à 466 et 644 nm et la réflectance de surface à 2119 nm, il est clair que considérer des valeurs fixes, quelle que soit la surface, introduit des erreurs importantes au sein du processus d'inversion MODIS. Il est difficile d'estimer l'influence de telles erreurs sur les différents paramètres restitués par l'algorithme MODIS mais il est certain que les situations les plus claires sont les plus affectées. La validation MODIS, présentée dans *Remer et al. (2005)*, indique une surestimation d'environ 0.1 à 550 nm pour les épaisseurs optiques les plus faibles, attribuée à la mauvaise modélisation de la surface.

Une façon de tester la cohérence de la modélisation des réflectances de surface est d'utiliser les données fournies par l'algorithme « land surface reflectance » MODIS (<http://modis-sr.ltdri.org/Index.htm>). Cet algorithme fournit, pour chaque pixel MODIS, la valeur de la réflectance de surface dans la direction d'observation MODIS et à différentes longueurs d'onde. Pour ce faire, les mesures MODIS sont corrigées de la contribution atmosphérique (molécules + aérosols), des effets d'environnement des pixels adjacents et enfin, de

l'anisotropie de la surface. En utilisant les résultats de cet algorithme, on peut vérifier facilement la validité de la modélisation des surfaces en évaluant les rapports $\frac{\rho_{surface}^{2119}}{\rho_{surface}^{644}}$ et

$\frac{\rho_{surface}^{466}}{\rho_{surface}^{2119}}$. Ce travail a été réalisé pour quelques journées en sélectionnant des données MODIS

au-dessus de sites AERONET situés dans des régions représentatives. Les résultats sont regroupés sur la figure 17 et le tableau 5. Ils sont a priori très intéressants mais le calcul des réflectances de surface souffre d'un défaut majeur : la correction de la contribution aérosol est basée sur le résultat de l'inversion aérosol MODIS. Or, dans cette dernière, une estimation des réflectances de surface doit être faite pour déterminer les propriétés des aérosols. Il y a donc une incohérence dans le calcul des réflectances de surface de l'algorithme « land surface

reflectance ». Et puisque les rapports $\frac{\rho_{surface}^{644}}{\rho_{surface}^{2119}}$ et $\frac{\rho_{surface}^{466}}{\rho_{surface}^{2119}}$ ont été estimés à 0.5 et 0.25,

respectivement, il serait logique d'obtenir des résultats proches de ces valeurs quel que soit le type de surface étudiée, ce qui d'après le tableau 5, n'est pas du tout le cas. Si les résultats présentés sont donc à traiter avec précaution, ils prouvent néanmoins qu'un problème existe dans la prise en compte des réflectances de surface dans l'inversion MODIS.

Sites	Situation géographique	$\frac{\rho_{surface}^{644}}{\rho_{surface}^{2119}}$	$\frac{\rho_{surface}^{466}}{\rho_{surface}^{2119}}$
Mongu	Afrique australe	0.486	0.259
Rio Branco	Amazonie	0.502	0.239
Avignon	France	0.663	0.369
GSFC	Etats-Unis	0.525	0.257
Pune	Inde	0.775	0.396
Lake Argyle	Australie	0.686	0.289
Valeur supposée	-	0.5	0.25

Tableau 5 : Estimation des rapports $\frac{\rho_{surface}^{644}}{\rho_{surface}^{2119}}$ et $\frac{\rho_{surface}^{466}}{\rho_{surface}^{2119}}$ présentés sur la figure 17.

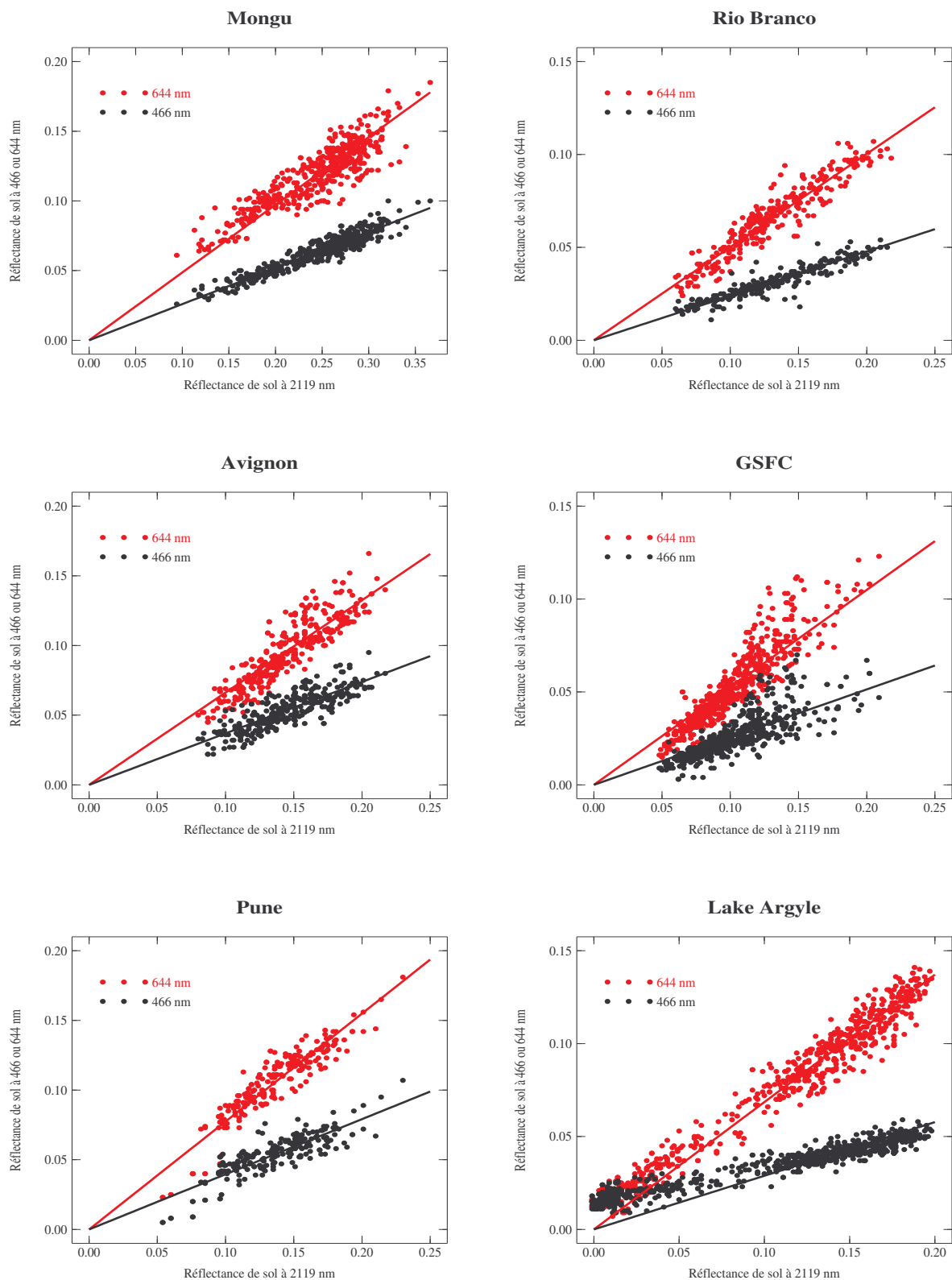


Figure 17 : Comparaison des réflectances de sol MODIS à 466, 644 et 2119 nm. Les rapports

$\frac{\rho_{surface}^{644}}{\rho_{surface}^{2119}}$ (en rouge) et $\frac{\rho_{surface}^{466}}{\rho_{surface}^{2119}}$ (en noir) sont modélisés avec une fonction linéaire (de type

$y=a*x$), les résultats sont donnés dans le tableau 5.

D'autres points de l'inversion MODIS peuvent être mis en doute comme la non prise en compte du signal aérosol à 2119 nm. En effet, à même épaisseur optique dans le visible, les gros aérosols ont encore une contribution dans l'infrarouge, ce qui n'est pas le cas des plus petits, comme illustré dans le tableau 6. Ce problème affecte principalement les épisodes de poussières au-dessus de cibles sombres (observation d'aérosols minéraux au-dessus de la forêt équatoriale africaine, par exemple).

Longueur d'onde	466 nm	644 nm	2119 nm
Épaisseur optique petit mode	0.350	0.200	0.007
Épaisseur optique gros mode	0.195	0.200	0.238
Proportion petit mode	64 %	50 %	3 %
Proportion gros mode	36 %	50 %	97 %

Tableau 6 : Evolution spectrale de l'épaisseur optique pour un mélange de deux modèles d'aérosols. L'épaisseur optique est fixée à 0.2 à 644 nm pour chacun des deux modes. Ceux-ci sont définis par une granulométrie (loi log-normale : $r_m = 0.1 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.2$ pour le petit mode ; $r_m = 1.0 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.3$ pour le gros mode) et un indice de réfraction égal à $1.45 - 0.0i$.

Un autre point critiquable de l'inversion MODIS est le fait que les épaisseurs optiques sont inversées indépendamment l'une de l'autre dans les canaux 466 et 644 nm. De ce fait, si une erreur est commise (notamment dans l'estimation de la surface), le coefficient d'Angström calculé à partir de ces 2 valeurs devient faux (et peut atteindre des valeurs aberrantes) et n'a plus de rapport avec le coefficient d'Angström du modèle d'aérosol introduit (voir figure 11). Une source d'erreur possible sur l'estimation de l'épaisseur optique à 466 nm pourrait provenir de l'altitude des aérosols (non prise en compte) dans le cas de gros panaches.

Un dernier point possible d'amélioration serait l'introduction d'un gros mode réaliste. Le gros mode utilisé dans l'inversion MODIS, identifié comme « dust », est composé d'un mélange de plusieurs distributions log-normales de particules sphériques. Or, les poussières désertiques présentent des formes variées plutôt non sphériques. Il serait donc intéressant d'introduire un modèle de gros aérosols non sphériques (comme ce qui a été fait au-dessus des océans pour POLDER-2 avec le modèle décrit dans *Volten et al., 2001*) afin de mieux estimer leur épaisseur optique.

Dernièrement, l'équipe aérosol de MODIS a développé un nouvel algorithme de meilleure qualité prenant en compte les points évoqués ci-dessus. L'inversion des mesures MODIS avec ce nouvel algorithme correspond à la collection 5 des produits MODIS. Cette nouvelle inversion est décrite en détail dans un article de *Levy et al.* en cours de soumission.

4.3. Inversion couplée POLDER-2 / MODIS

Comme au-dessus des océans, l'objectif à atteindre était le développement d'un algorithme couplé POLDER-2 (ou PARASOL) / MODIS au-dessus des terres émergées. Malgré plusieurs tentatives, cet objectif n'a pas été atteint. Cette section présente brièvement les différents essais.

Tous les essais d'inversion couplée ont été réalisés en se basant sur l'utilisation de LUT. Les différents modèles d'aérosol utilisés pour leur construction sont ceux présentés dans *Dubovik et al.* (2002). Ces modèles sont basés sur de longues séries temporelles de mesures réalisées par les photomètres du réseau AERONET en différents sites du globe, représentatifs des divers types d'aérosols observables. Les analyses de ces mesures ont permis de dégager des valeurs typiques des grandeurs géophysiques (granulométrie, indice de réfraction) descriptives des différents types de particules. On a retenu, parmi les modèles AERONET, ceux de type biomass-burning, urbain/industriel et le modèle « Maldives », auxquels on a adjoint le modèle de particules non sphériques de *Volten et al.* (2001), décrit dans le chapitre II. Dans les différentes inversions réalisées et testées, aucun mélange de modèles n'a été effectué ; d'une part parce que ces modèles sont des descriptions réalistes de populations d'aérosols existantes et, d'autre part, parce que d'après les statistiques de l'inversion MODIS (figure 6), très peu d'observations correspondent à un mélange de petites particules et de poussières désertiques.

La première idée a été de mélanger les informations apportées par les mesures de luminance polarisée POLDER-2 (à 670 et 865 nm) et celles de réflectances MODIS à 466, 644 et 2119 nm. Dans un premier temps, on réalise une inversion similaire à celle de POLDER-2 : pour chaque modèle d'aérosol, et pour une série d'épaisseurs optiques, on simule les mesures polarisées POLDER-2. Cependant, afin de choisir le meilleur couple modèle-épaisseur optique, on ne se base plus uniquement sur les écarts entre simulations et mesures POLDER-2 (écart ε_1) mais on fait également intervenir les mesures MODIS. Pour chaque modèle, des

tables de simulation de luminances ont été réalisées en fonction de différentes réflectances de surface à 466, 644 et 2119 nm. Le sol a tout d'abord été considéré lambertien. Pour chaque modèle et chaque épaisseur optique, la réflectance de sol à 644 nm, qui est la seule inconnue, est déterminée à partir de la mesure MODIS à cette même longueur d'onde. On en déduit ensuite les réflectances de surface à 466 et 2119 nm grâce aux relations linéaires entre les réflectances de surface utilisées dans l'inversion MODIS (relations (*)). On peut alors simuler les mesures MODIS à 466 et 2119 nm et calculer un écart entre ces simulations et les mesures (écart ε_2). Le modèle et l'épaisseur optique qui sont sélectionnés comme solutions de l'inversion sont ceux qui minimisent au mieux les écarts ε_1 et ε_2 . Le point délicat demeure l'utilisation des relations linéaires entre les réflectances de surface à 466, 644 et 2119 nm. Les différentes études présentées dans ce chapitre ont montré que ces relations n'étaient pas assez précises dans la plupart des cas. L'écart ε_2 n'est donc pas significatif et le prendre en compte apporte plutôt une erreur supplémentaire qu'une contrainte.

Pour surmonter ce problème, il faut soit disposer de relations plus fines entre les réflectances de surface, soit n'utiliser qu'une seule des trois mesures MODIS. La première solution devrait désormais être possible avec la nouvelle inversion MODIS où les relations entre les réflectances de sol dépendent du type de surface et de la géométrie d'observation (*Levy et al.*, 2006). Cette méthode n'a pas été mise en œuvre car les nouvelles données n'ont été disponibles qu'à la fin de ce travail de thèse. La deuxième solution a donc été retenue. Une nouvelle tentative d'inversion a été effectuée en mélangeant les mesures de luminance polarisée POLDER-2 (670 et 865 nm), la mesure MODIS à 644 nm et les mesures de luminance totale POLDER-2 à 670 nm. Le début est identique à la tentative précédente : pour un modèle et une épaisseur optique donnés, on simule les mesures polarisées POLDER-2 et on calcule un écart ε_1 . Ensuite on détermine la réflectance de sol MODIS à 644 nm en utilisant la mesure MODIS à cette même longueur d'onde. Pour chaque modèle et chaque épaisseur optique, on obtient ainsi une réflectance de sol à 644 nm. Cette dernière a été calculée afin de pouvoir utiliser les mesures de luminance totale POLDER-2 à 670 nm. En effet, pour exploiter ces dernières dans le but de déterminer les propriétés des aérosols, il faut contraindre la surface. Or on connaît désormais la valeur de la réflectance de surface dans la direction d'observation MODIS (on suppose pour l'instant qu'elle est identique à 644 et 670 nm). La modélisation de la surface (sol lambertien ou BRDF) est alors ajustée pour correspondre à cette valeur. Par la suite, on peut simuler les mesures POLDER-2 de

luminance totale dans toutes les directions de visée et calculer un écart entre les simulations et les mesures. Notons que cette méthode pourrait utiliser une des directions de visée POLDER-2 pour contraindre la surface plutôt que la mesure MODIS si bien qu'on ne peut la qualifier d'inversion couplée. Un autre inconvénient de cette méthode est qu'elle est largement tributaire du modèle de surface en luminance totale.

Les tentatives d'inversion présentées ci-dessus ne sont pas réalisées avec des mesures MODIS reconstituées à l'échelle du super-pixel POLDER-2 ($20 \times 20 \text{ km}^2$), comme dans le chapitre III mais avec des mesures qui sont à l'échelle du super-pixel MODIS soit $10 \times 10 \text{ km}^2$ (et qui correspondent aux mesures utilisées comme entrées de l'inversion aérosol MODIS). Si cette différence d'échelle ne posait pas de problème majeur (en ciel clair) pour l'observation des aérosols au-dessus des océans (surfaces sombres et homogènes), il n'en est pas de même pour les surfaces terrestres, plus hétérogènes, comme illustré par la figure 18. Chacune des deux images représente tous les pixels MODIS ($1 \times 1 \text{ km}^2$) compris dans un super-pixel POLDER-2. L'échelle de couleur est associée à la valeur de la réflectance mesurée à 644 nm pour chacun de ces pixels MODIS et on peut observer de grandes disparités ou non suivant le super-pixel POLDER-2. Suivant la position du super-pixel MODIS (qui englobe 10×10 pixels MODIS) au sein du super-pixel POLDER-2, la mesure moyenne MODIS (à l'échelle du super-pixel MODIS) peut être très variable et peut différer de façon non négligeable avec une mesure moyenne MODIS reconstituée à l'échelle du super-pixel POLDER-2.

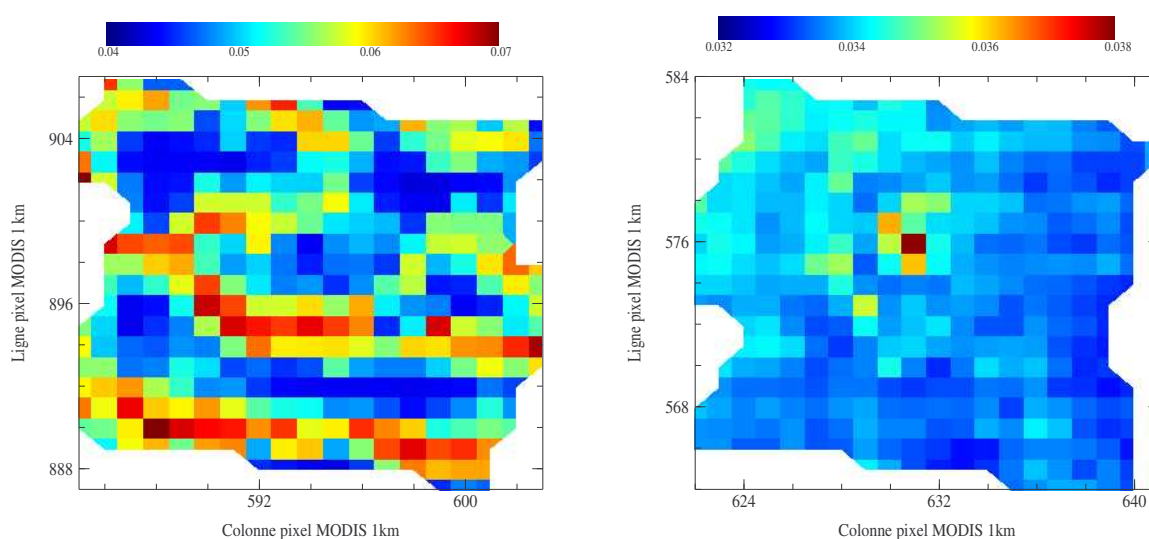


Figure 18 : Réflectances à 644 nm mesurées par MODIS pour les pixels MODIS ($1 \times 1 \text{ km}^2$) inclus dans deux super-pixels POLDER-2 ($20 \times 20 \text{ km}^2$).

En guise de conclusion, on peut dire que le développement d'un algorithme couplé POLDER-2 / MODIS au-dessus des terres émergées est plus délicat qu'au-dessus des océans. Pour aboutir à une inversion fiable, il faudrait disposer d'une modélisation plus précise de l'évolution spectrale des réflectances de surface (a priori apportée par la nouvelle inversion MODIS). D'autre part, il serait essentiel de disposer de mesures MODIS reconstituées à l'échelle du super-pixel POLDER-2 afin de rendre cohérentes les mesures des deux capteurs dans une utilisation commune.

5. Conclusions

Comme la contribution relative de la surface au signal total est plus importante qu'au-dessus des océans, l'inversion des propriétés des aérosols au-dessus des terres est plus délicate. Des méthodes d'inversion originales ont été développées pour tirer le meilleur parti des mesures POLDER-2 et MODIS. Ainsi, les mesures polarisées POLDER-2 permettent d'obtenir des informations sur les petites particules alors que les mesures spectrales de MODIS permettent de caractériser les petits et gros modes d'une distribution d'aérosols mais seulement au-dessus des surfaces les plus sombres.

La comparaison des épaisseurs optiques issues des inversions des deux capteurs a montré :

- un mauvais accord lorsque de gros aérosols, non détectables par POLDER-2, sont observés.
- un accord bien meilleur lorsque ce sont des populations d'aérosols où le petit mode prédomine. Cependant, des biais importants existent : d'une part, parce que les surfaces sont plus ou moins bien modélisées par POLDER-2 et relativement mal par MODIS (sauf pour les surfaces couvertes de forêts denses) et, d'autre part, parce que les modèles d'aérosols utilisés dans les deux inversions présentent des paramètres qui sont volontairement fixés (indice de réfraction pour POLDER-2, granulométrie et indice de réfraction pour MODIS), ce qui peut entraîner des erreurs importantes lors des processus d'inversion si ces paramètres sont trop éloignés de la réalité.

L'analyse des algorithmes d'inversion de POLDER-2 et de MODIS a révélé de nombreux points d'amélioration possibles. Un nouvel algorithme POLDER-2 intégrant ces corrections (principalement le calcul exact du signal polarisé atmosphérique) a été développé. L'inversion MODIS a été entièrement réécrite (avec notamment une meilleure modélisation de la surface) par l'équipe aérosol MODIS pendant cette thèse. Ces nouveaux algorithmes devraient faciliter le développement d'un algorithme mélangeant les informations POLDER-2 et MODIS, qui a été esquissé dans ce chapitre.

6. Bibliographie

- Dubovik, O., B. N. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker (2002), Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 590-608.
- Herman, M., J. L. Deuzé, C. Devaux, P. Goloub, F. M. Bréon, and D. Tanré (1997), Remote sensing of aerosols over land surfaces including polarization measurements and application to POLDER measurements, *J. Geophys. Res.*, **102**, 17,039-17,049.
- Kaufman, Y. J., D. Tanré, L. A. Remer, E. F. Vermote, A. Chu, and B. N. Holben (1997-a), Operational remote sensing of tropospheric aerosol over land from EOS moderate resolution imaging spectroradiometer, *J. Geophys. Res.*, **102**, 17,051-17,067.
- Kaufman, Y. J., A. E. Wald, L. A. Remer, B. C. Gao, R. R. Li, and L. Flynn (1997-b), The MODIS 2.1 μm Channel - Correlation with Visible Reflectance for use in Remote Sensing of Aerosol, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **35**, 1,286-1,298.
- Lafrance, B. (1997), Modélisation simplifiée de la lumière polarisée émergeant de l'atmosphère. Correction de l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq.
- Lenoble, J., and Brogniez C. (1984), A comparative Review of Radiation Aerosol Models, *Beitr. Phys. Atmos.*, **57**, 1-20.
- Levy, R. C., L. Remer, S. Mattoo, E. Vermote, and Y. J. Kaufman (2006): A new algorithm for retrieving aerosol properties over land from MODIS spectral reflectances, *J. Geophys. Res.* (Submitted).
- Nadal, F., and Bréon F.-M. (1999), Parameterization of surface polarized reflectance derived from POLDER spaceborne measurements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **37**, 1709-1718.
- Rapport ESA, Contrat ESA 4393/80/F/DD(SC) (1983), Modélisation du rayonnement solaire réfléchi par l'atmosphère et la Terre entre 0.35 et 4 μm , P.-Y. Deschamps, M. Herman et D. Tanré.
- Remer, L. A., Y. J. Kaufman, D. Tanré, S. Matto, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote, and B. N. Holben (2005), The MODIS Aerosol Algorithm, Products and Validation, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 947-973.

Volten, H., O. Muñoz, E. Rol, J. F. de Haan, W. Vassen, J. W. Hovenier, K. Muinonen, and T. Nousiainen (2001), Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm, *J. Geophys. Res.*, **106**, 17,375-17,401.

Waquet, F. (2005), Apport de l'information multispectrale (0.49 - 2.2 μm) et polarisée pour la caractérisation des aérosols, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq.

Chapitre V

Mesures polarisées POLDER-2 à 443 nm et altimétrie des aérosols au-dessus des terres émergées

1. <u>INTRODUCTION</u>	185
2. <u>IMPACT DE L'ALTITUDE SUR LE SIGNAL POLARISE</u>	186
3. <u>ETALONNAGE DU CANAL 443 NM</u>	189
4. <u>APPLICATION : FEUX DE FORETS EN AMERIQUE DU NORD EN AOUT 2003</u>	191
5. <u>ETUDES DE SENSIBILITE</u>	194
6. <u>INVERSION OPERATIONNELLE</u>	197
7. <u>VALIDATION</u>	204
8. <u>CONCLUSION</u>	208
9. <u>BIBLIOGRAPHIE</u>	209

1. Introduction

Les chapitres précédents ont été consacrés à la synergie entre les instruments POLDER-2 / PARASOL et MODIS (Terra ou Aqua) dans le but d'améliorer notre connaissance des aérosols, principalement caractérisés par leur épaisseur optique et leur taille (coefficient d'Angström). Si ces grandeurs sont dorénavant estimées quotidiennement à l'échelle du globe, les informations sur la répartition verticale des particules sont rares, alors que celle-ci est importante dans l'étude de certains processus : évaluation des PM (Particulate Matter) au niveau du sol, effet indirect des aérosols sur les nuages, transport des aérosols ... (*Kaufman et al.*, 2003).

La répartition verticale des aérosols (ou des nuages) peut être observée à l'aide de capteurs actifs type lidar, soit embarqué (GLAS : *Spinhirne et al.*, 2005), soit depuis le sol (réseau EARLINET : <http://lidarb.dkrz.de/earlinet/>). Des mesures réalisées dans l'ultraviolet (instrument TOMS) permettent aussi d'obtenir des informations sur l'altitude des aérosols, mais pas indépendamment d'autres paramètres comme l'épaisseur optique ou l'absorption des aérosols (*Herman et al.*, 1997).

Les algorithmes POLDER-2 / PARASOL sont peu sensibles à l'altitude des aérosols car ils utilisent les mesures à 670 et 865 nm (voir la section 2 de ce chapitre). Il est toutefois possible d'obtenir des informations sur l'altitude en utilisant d'autres canaux des instruments POLDER-2 / PARASOL. Une première méthode (*Duforêt et al.*, 2006) tire profit de la différence d'absorption de l'oxygène dans les canaux 763 et 765 nm. Cette méthode ne s'applique cependant qu'au-dessus de surfaces sombres (pour ces longueurs d'onde), c'est à dire au-dessus des océans. Une deuxième méthode, que nous développerons dans ce chapitre, consiste à utiliser les mesures polarisées à 443 nm (POLDER-2) ou 490 nm (PARASOL) qui, dans le cas d'évènements importants, sont sensibles à la localisation verticale de la couche. Cette méthode a été étudiée et testée au-dessus des continents mais est tout à fait transposable au-dessus des océans.

2. Impact de l'altitude sur le signal polarisé

Jusqu'à présent, que ce soit au-dessus des océans ou au-dessus des terres, on a toujours supposé que les aérosols étaient situés au bas de la colonne atmosphérique, ce qui n'est pas toujours le cas. A l'aide du code de transfert radiatif, présenté dans *Deuzé et al.* (1988), les simulations des luminances totale et polarisée peuvent être réalisées en plaçant une couche homogène d'aérosols entre 2 altitudes z_{\min} et z_{\max} . L'impact de l'altitude des panaches d'aérosols sur le signal polarisé au-dessus des surfaces émergées est étudié dans ce chapitre qui ne concerne que les mesures POLDER-2. On présente sur la figure 1 des simulations de signaux polarisés (Q') à 443, 670 et 865 nm en fonction de l'altitude des aérosols. La couche d'aérosols a une extension verticale de 2 km, valeur moyenne souvent rencontrée, comme dans les observations de l'instrument SAGE II (*Fromm et al.*, 2005) ou du lidar GLAS (*Hoff et al.*, 2005).

On constate que l'impact de l'altitude du panache d'aérosols sur le signal polarisé augmente vers les courtes longueurs d'onde. Ainsi, le signal polarisé n'est pas modifié par l'altitude à 865 nm, fort peu à 670 nm et fortement à 443 nm. On observe dans ce canal une diminution du signal polarisé au fur et à mesure que la couche d'aérosols est placée plus en hauteur et qu'elle masque de plus en plus de molécules. Etant donné que le signal polarisé généré par les molécules croît très fortement lorsque la longueur d'onde diminue, « l'effet de masque » des aérosols est donc prépondérant à 443 nm. Cet effet n'est pas linéaire puisque les molécules ne sont pas réparties uniformément dans la colonne atmosphérique. En d'autres termes, une variation de 2 km de l'altitude d'un panache d'aérosols a plus d'impact pour une couche située à une altitude faible que pour la même couche placée plus en hauteur. L'exemple présenté sur la figure 1 porte sur des petites particules absorbantes mais les conclusions restent les mêmes lorsque les particules sont conservatives ou plus grosses.

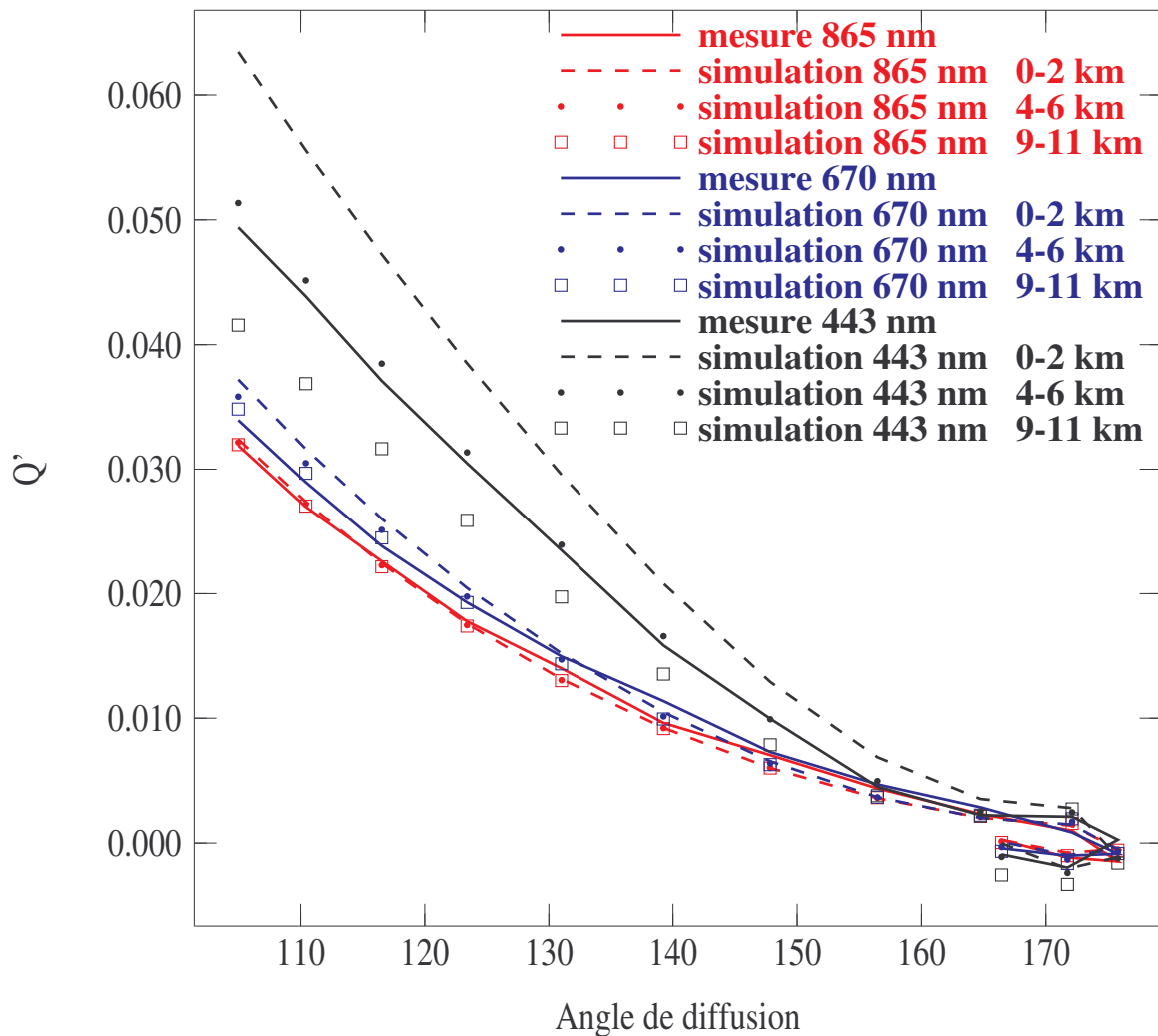


Figure 1 : Simulations des mesures polarisées POLDER-2 aux 3 longueurs d'onde 443, 670 et 865 nm. Le panache d'aérosols, d'épaisseur 2 km, est situé aux altitudes moyennes 1, 5 et 10 km. Les mesures ont été réalisées au-dessus du Canada, le 21 août 2003. L'épaisseur optique (0.16 à 865 nm) et le modèle d'aérosol (rayon modal de 0.09 μm) ont été déterminés avec l'inversion POLDER-2 classique, c'est à dire avec les mesures polarisées à 670 et 865 nm et en supposant la couche de particules en bas de la colonne atmosphérique.

Une méthode pour obtenir l'altitude de la couche d'aérosols, ou du moins, une indication, est alors facilement envisageable : les canaux 670 et 865 nm, peu dépendants de l'altitude de la couche de particules, peuvent être utilisés pour déterminer l'épaisseur optique et le modèle d'aérosols (inversion POLDER-2 classique) : il est alors possible de restituer le signal à 443 nm et de le comparer aux mesures pour obtenir une information sur l'altitude du panache. Cette méthode semble prometteuse mais est limitée aux événements aérosols les plus forts avec une épaisseur optique suffisante pour effacer la contribution des molécules sous-

jaçentes. En d'autres termes, s'il n'y a pas assez de particules, les mesures à 443 nm ne seront pas assez sensibles à l'altitude des aérosols. D'autre part, le signal polarisé à 443 nm décroissant avec l'angle de diffusion θ , il en sera de même avec les écarts absolus entre deux altitudes. Il sera donc préférable d'éviter les angles de diffusion supérieurs à 140 ° pour estimer l'altitude de la couche. Ceci est d'autant plus vrai qu'en rétrodiffusion la polarisation générée à 443 nm est sensible à l'indice de réfraction (non pris en compte dans la détermination du modèle). Notons que la présence de grosses particules, supposées non polarisantes, n'affecte pas le signal polarisé à 670 et 865 nm, canaux dans lesquels l'effet de masque est très faible. Par contre, si leur épaisseur optique est suffisante, elles vont introduire un effet de masque à 443 nm et réduire le signal observé. Les aérosols minéraux, d'origine désertique, sont certainement les premiers concernés par ce phénomène. Toutefois, puisqu'ils polarisent peu, les épaisseurs optiques que l'algorithme POLDER-2 leur associe sont faibles si bien que l'inversion de l'altitude ne sera pas enclenchée (épaisseur optique à 443 nm trop faible). Les cas les plus délicats seraient ceux de mélanges entre aérosols de brûlis et poussières désertiques, qui sont susceptibles de se produire au Sahel, par exemple. Pour ce qui est du gros mode des granulométries d'aérosols issus de feux de biomasse, il ne représente qu'une faible part de l'épaisseur optique totale, surtout à 443 nm (5 à 10 %). On peut alors estimer que l'effet de masque est principalement dû aux petites particules bien prises en compte dans l'algorithme POLDER-2.

3. Étalonnage du canal 443 nm

Avant toute utilisation des mesures POLDER-2 à 443 nm, il faut vérifier que celles-ci sont bien étalonnées. C'est en effet dans ce canal que l'étalonnage est le plus délicat (limite de sensibilité du détecteur CCD et de la sphère d'étalonnage pré-vol, perte de sensibilité au cours du temps). La vérification a été réalisée en utilisant des mesures coïncidentes POLDER-2 / AERONET au-dessus du site photométrique dénommé « Lake Argyle », situé en Australie. Les épaisseurs optiques des aérosols y sont très souvent faibles et, de plus, le signal polarisé provenant du sol est assez bien modélisé (voir section 4.1.2 du chapitre IV). En corrigeant la mesure du signal aérosol, on peut la comparer à une simulation prenant en compte la surface et les molécules, et dans laquelle on place une confiance élevée (puisque le sol est bien modélisé et que le signal moléculaire est bien connu). La figure 2 présente le résultat de ces comparaisons sous la forme du rapport entre signaux simulés et polarisés, donné en fonction de l'angle de diffusion. Notons que l'on aurait pu faire cette vérification de l'étalonnage au-dessus des océans mais on ne connaît pas la contribution de l'océan interne au signal polarisé à 443 nm.

On observe un rapport entre les signaux polarisés mesuré et simulé constant jusqu'à 140 ° environ puis un rapport très bruité correspondant aux signaux faibles de la rétrodiffusion. Si on se limite aux angles inférieurs à 140 °, le rapport vaut en moyenne 1.015, c'est à dire qu'il y a moins de 2 % de différence relative entre les mesures et les simulations. Cette valeur est comparable à la précision de l'étalonnage des canaux 670 et 865 nm évaluée à 2 % (d'après http://smc.cnes.fr/POLDER/Fr/A_calibration.htm). On peut admettre que le canal à 443 nm est suffisamment bien étalonné pour être utilisé pour l'altimétrie. Si on se place dans les conditions de la figure 1, vers 110 ° d'angle de diffusion, le signal est de l'ordre de $Q' \approx 0.05$, d'où une incertitude $\Delta Q'$ de l'ordre 10^{-3} due à l'étalonnage, ce qui correspond à une erreur sur la position de la couche d'environ 0.5 km.

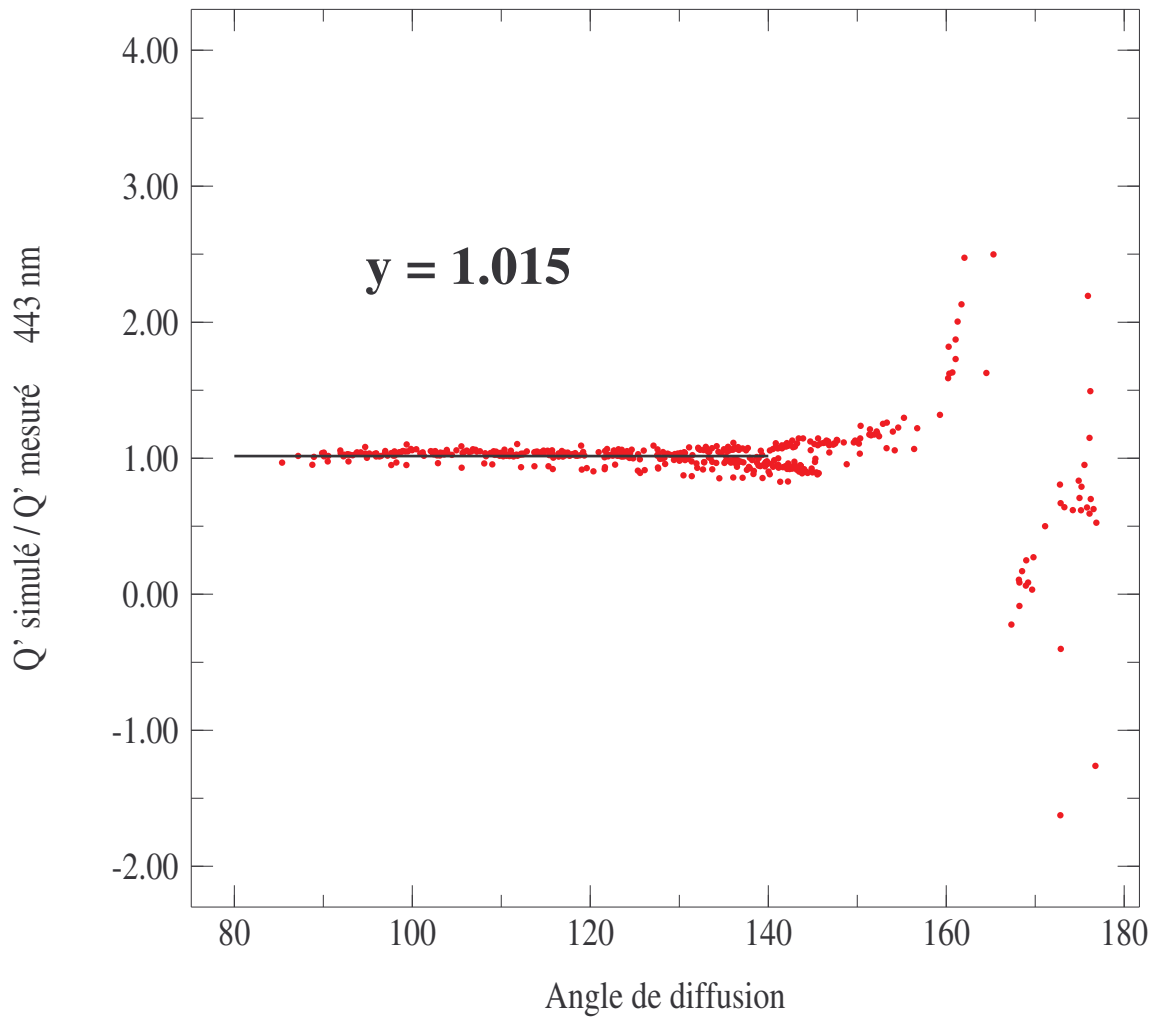


Figure 2 : Comparaison de mesures POLDER-2 à 443 nm (corrigées de la contribution aérosol à l'aide des résultats AERONET) et de simulations correspondantes pour un ensemble de coïncidences POLDER-2 / AERONET au-dessus du site AERONET de « Lake Argyle ».

4. Application : feux de forêts en Amérique du Nord en août 2003

Durant le mois d'août 2003, de nombreux feux se sont déclarés dans les forêts d'Amérique du Nord. Certains d'entre eux, très intenses, ont généré une très grande quantité d'aérosols de brûlis. Durant cette période, l'instrument SAGE III a observé une présence anormalement élevée de particules dans la basse stratosphère (des aérosols ont été observés jusqu'à 15 km), suite au transport de la troposphère vers la stratosphère des aérosols issus des feux de forêts (*Cédric Têtard*, rapport de DEA). Ces événements sont un cadre idéal pour tester un algorithme retrouvant l'altitude de panaches d'aérosols.

Comme explicité précédemment, un tel algorithme se base sur les mesures polarisées POLDER-2 à 443 nm et sur les produits de l'inversion POLDER-2 « classique », à savoir une épaisseur optique et un modèle d'aérosol, tous deux obtenus à partir des mesures polarisées POLDER-2 à 670 et 865 nm. Pour simuler les mesures à 443 nm, la seule inconnue est l'altitude de la couche d'aérosols. Les mesures sont ainsi comparées à des simulations où les aérosols sont répartis sur 2 km et placés aux altitudes moyennes 1, 5, 10 et 14 km (altitude par rapport à la surface). Une interpolation est ensuite effectuée sur les trois meilleures comparaisons afin d'obtenir l'altitude moyenne finale. Celle-ci est limitée à 14 km et les seules mesures utilisées sont celles pour lesquelles l'angle de diffusion est inférieur à 140° et où l'épaisseur optique à 443 nm est supérieure à 0.5 (dans le cas contraire, l'altitude des aérosols est fixée à 1 km). La figure 3 présente les résultats de cet algorithme pour la journée du 18 août.

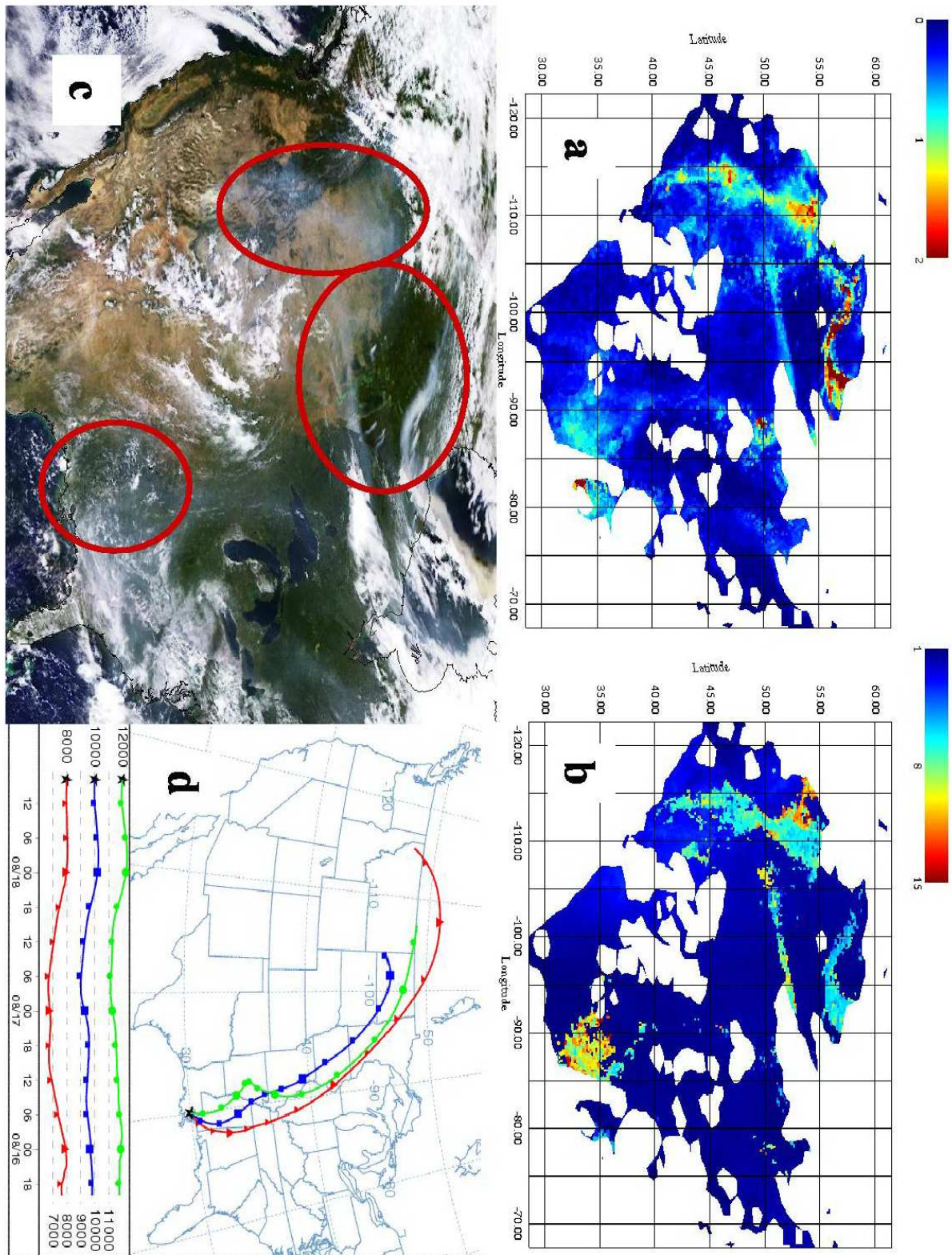


Figure 3 : Epaisseur optique à 443 nm (3-a) et altitude (donnée par rapport au niveau 0 m) moyenne en km (3-b) des aérosols obtenues à partir des mesures POLDER-2 en Amérique du Nord le 18 août 2003. Une image MODIS en couleurs recomposées est également présentée (3-c) ainsi qu'une modélisation des trajectoires de trois masses d'air (3-d).

On observe sur la figure 3-a plusieurs zones géographiques étendues où les épaisseurs optiques à 443 nm sont voisines de 1 ou même bien supérieures à cette valeur. C'est le cas de la zone située à l'ouest (à cheval sur la frontière USA-Canada) ainsi que de celle située au sud-est au-dessus du Mississippi. Au nord, sur une bande plus étroite, orientée est-ouest, on note des épaisseurs optiques proches de 2.

Les altitudes associées, qui sont présentées sur la figure 3-b, sont assez homogènes. Pour le long panache du nord, on trouve une altitude de l'ordre de 5 km, tandis que pour la zone ouest, l'altitude des aérosols est un peu plus élevée (5 à 8 km) avec une partie nettement plus haute (environ 12 km). Ces deux zones sont assez peu éloignées des feux de forêts, contrairement à la zone sud-est où l'algorithme indique des altitudes un peu plus dispersées (9 à 12 km), peut-être parce que les épaisseurs optiques y sont plus faibles. Cependant, une analyse des rétro-trajectoires présentées sur la figure 3-d (réalisées avec http://www.arl.noaa.gov/ready/hysp_info.html) indique que les masses d'air situées à proximité des forêts boréales (donc des incendies) et à une altitude élevée (8 à 12 km) ont été transportées jusqu'au sud des Etats-Unis (simulations de trajectoires réalisées pour une durée de 72h), tout en restant à une altitude importante. On peut alors émettre l'hypothèse que les aérosols détectés dans la zone sud-est proviennent de feux de forêts observés plus au nord et qui se sont déclarés quelques jours plus tôt. La couche d'aérosols serait tout d'abord montée en altitude puis aurait été transportée sur de longues distances.

Plusieurs journées du mois d'août 2003 ont ainsi été traitées avec des résultats plus ou moins intéressants en fonction de l'importance des feux de forêts et de la couverture nuageuse. Il est difficile de tirer des conclusions de ces premiers résultats qui ne peuvent être validés. En effet, il est impossible d'utiliser les informations délivrées par SAGE III car ses mesures ne sont ni localisées au même endroit que POLDER-2 ni simultanées.

5. Etudes de sensibilité

Etant donné sa simplicité, la précision de la méthode pour évaluer l'altitude des aérosols tient principalement à la qualité des données fournies en entrée de l'algorithme, à savoir les caractéristiques des particules (épaisseur optique, rayon effectif et indice de réfraction). Si on peut déduire les deux premiers paramètres de l'algorithme classique POLDER-2 de manière relativement fiable sur les gros évènements, ce n'est pas le cas de l'indice de réfraction auquel les mesures polarisées à 670 et 865 nm ne sont pas sensibles, contrairement à celles à 443 nm (voir section 4.1.2 du chapitre IV). Si cet indice est mal estimé, le calcul de l'altitude des panaches d'aérosols peut s'en trouver faussé. Dans la suite de cette section, une étude succincte de l'impact de ce paramètre est réalisée. Elle reprend la démarche présentée dans la section 4.2.1 du chapitre IV. Des « mesures » polarisées sont simulées (Lp_{443}^{mes} , Lp_{670}^{mes} , Lp_{865}^{mes}), pour une granulométrie ($r_m = 0.1 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.175$), une épaisseur optique (0.2 à 865 nm) et un ensemble d'indices de réfraction. Ces mesures sont ensuite inversées avec les 10 modèles d'aérosols POLDER-2, qui ont tous pour indice de réfraction $1.47 - 0.01i$. L'inversion consiste à choisir le modèle et l'épaisseur optique associée qui permettent de simuler au mieux les mesures polarisées à 670 et 865 nm, c'est à dire qui permettent de minimiser la somme des écarts quadratiques entre les mesures (Lp_{670}^{mes} et Lp_{865}^{mes}) et les simulations (Lp_{670}^{sim} et Lp_{865}^{sim}) à 670 et 865 nm. Pour simplifier l'étude, on choisit de ne travailler qu'avec une seule direction de visée et on se place dans le cadre de la diffusion primaire (voir section 4.2.1 du chapitre IV pour les détails, notamment pour la géométrie d'observation). A l'aide des résultats de l'inversion (modèle, épaisseur optique), on évalue le signal polarisé à 443 nm (Lp_{443}^{sim}) que l'on compare au signal de départ (Lp_{443}^{mes}). L'écart $\Delta Lp_{443} = Lp_{443}^{sim} - Lp_{443}^{mes}$ permet d'estimer l'impact de l'indice de réfraction sur la détermination de l'altitude des aérosols. Le tableau 1 présente l'ensemble des résultats relatifs à ces inversions.

Indice de réfraction	1.33-0.002i	1.33-0.020i	1.40-0.002i	1.40-0.020i	1.50-0.002i	1.50-0.020i	1.55-0.002i	1.55-0.020i
Lp_{865}^{mes}	0.02041	0.01563	0.01937	0.01610	0.01708	0.01535	0.01566	0.01451
Lp_{670}^{mes}	0.02376	0.01810	0.02110	0.01761	0.01569	0.01456	0.01253	0.01231
Lp_{443}^{mes}	0.02161	0.01615	.01451	0.00169	0.00359	0.00359	0.00485	0.00157
ΔLp_{865}	0.00028	0.00017	-0.00037	-0.00028	0.00055	-0.00031	0.00051	-0.00012
ΔLp_{670}	-0.00032	-0.00020	0.00042	0.00031	-0.00048	0.00031	-0.00038	0.00011
ΔLp_{443}	-0.00900	-0.00652	-0.00293	-0.00287	0.00171	0.00191	0.00581	0.00434
$\frac{\Delta Lp_{865}}{Lp_{865}^{mes}}$	1.38 %	1.10 %	-1.92 %	-1.72 %	3.23 %	-2.04 %	3.24 %	-0.84 %
$\frac{\Delta Lp_{670}}{Lp_{670}^{mes}}$	-1.35 %	-1.08 %	2.00 %	1.78 %	-3.03 %	2.12 %	-3.04 %	0.85 %
$\frac{\Delta Lp_{443}}{Lp_{443}^{mes}}$	-41.64 %	-40.35 %	-20.20 %	-22.95 %	101.02 %	53.31 %	-119.75 %	-277.04 %
Inversion								
r_m (µm)	0.10	0.10	0.10	0.10	0.12	0.11	0.13	0.12
AOT 865 nm	0.203	0.155	0.187	0.155	0.257	0.179	0.294	0.210

Tableau 1 : Résultats de l'étude de sensibilité. Les trois premières lignes représentent les mesures à 443, 670 et 865 nm, réalisées pour plusieurs indices de réfraction. Les lignes suivantes correspondent aux résultats de l'inversion qui n'utilise qu'un seul indice : 1.47-0.01i. L'écart absolu est égal au signal inversé moins la mesure (lignes 4 à 6). L'écart relatif est égal à l'écart absolu divisé par la mesure (lignes 7 à 9). Enfin, les deux dernières lignes indiquent le rayon modal et l'épaisseur optique à 865 nm retrouvés et correspondent au tableau 2 du chapitre IV.

On constate tout d'abord que les écarts ΔLp_{670} et ΔLp_{865} sont très faibles (de l'ordre de quelques 10^{-4}) ce qui indique que l'indice de réfraction n'a pas d'influence sur la simulation des mesures dans ces deux canaux. Les écarts seraient encore plus faibles si la base comportait plus de modèles. L'indice 1.47 – 0.01i permet de simuler correctement des mesures qui correspondent à des indices très différents, même si les épaisseurs optiques et les rayons modaux inversés sont biaisés.

Par contre, l'écart à 443 nm (ΔLp_{443}) est nettement plus conséquent ce qui signifie que la contribution des aérosols est mal évaluée à 443 nm, ce qui entraîne une erreur sur l'estimation

de l'altitude de la couche. Il est difficile de corrélérer l'écart ΔLp_{443} à l'indice de réfraction $m - ik$ car cet écart dépend à la fois des parties réelle m et imaginaire k . Qualitativement, on observe que les plus gros écarts se produisent avec l'indice réel $m = 1.33$ (loin de 1.47) mais aussi avec $m = 1.55$ lorsque l'aérosol est peu absorbant ($k = 0.002$), contrairement à celui des modèles de la base (où $k = 0.01$). Pour quantifier de façon grossière cet impact, on peut utiliser le tableau 1 et la figure 1. Sur cette dernière, on observe que, pour un angle de diffusion de 120° (correspondant à la géométrie utilisée pour l'étude réalisée dans cette section), une différence de 0.005 sur le signal polarisé à 443 nm correspond environ à une différence d'altitude de 5 km. Le tableau 1 indique des écarts ΔLp_{443} compris entre environ -0.009 et $+0.005$: ceci conduirait à un biais sur l'altitude pouvant atteindre 9 km d'où une totale indétermination de la position de la couche. On peut considérer, que dans la réalité, on ne rencontrera pas ces cas extrêmes sur de gros panaches d'aérosols. En effet, ceux-ci concernent d'abord les aérosols désertiques (non détectés par POLDER-2 au-dessus des continents) puis les aérosols de brûlis et nettement moins souvent, ceux de pollution (voir les synthèses mensuelles sur le site internet d'ICARE). Si on considère les données AERONET (Dubovik *et al.*, 2002) sur les sites d'Amazonie et d'Afrique australe, l'indice de réfraction est de l'ordre de $1.52 - 0.015i$, alors que pour des sites AERONET situés en Europe ou aux Etats-Unis, l'indice est plus variable mais avec une moyenne de l'ordre de $1.43 - 0.01i$. Dans ce cas, on peut estimer ΔLp_{443} de l'ordre de 0.002 : ce biais sur le signal conduit à une erreur sur l'altitude d'environ 2-3 km. On voit qu'il est inutile d'introduire une interpolation sur les altitudes des couches discrètes, comme cela a été fait dans la section précédente.

Cette étude a été réalisée avec des aérosols de rayon modal égal à $0.1 \mu\text{m}$ mais, sur les gros évènements, l'algorithme sort la plupart du temps les modèles correspondant aux plus grosses particules de la base (rayon modaux de 0.13 et $0.15 \mu\text{m}$). A épaisseur optique égale, ces aérosols généreront moins de signal polarisé que le modèle choisi pour l'étude, ce qui conduira à une diminution des biais liés à la méconnaissance de l'indice.

Un autre paramètre peut aussi avoir un impact sur les simulations à 443 nm, à savoir l'extension verticale de la couche d'aérosols. Celle-ci a été fixée à 2 km car les simulations indiquent que ce paramètre a peu d'impact. Pour montrer ceci, on a fait varier l'épaisseur de la couche, centrée sur l'altitude 3 km, entre 0.5 et 3 km sans trouver de variation significative du signal polarisé à 443 nm.

6. Inversion opérationnelle

Une fois les améliorations apportées à l'algorithme POLDER-2 (voir section 4.1 du chapitre IV), les sept mois de l'archive POLDER-2 (avril-octobre 2003) ont été retraités. Au cours de cette opération, l'algorithme d'altimétrie a été appliqué aux plus gros évènements (épaisseur optique à 443 nm > 0.5). Cet algorithme est basé sur le même principe que celui présenté dans la section 3 mais diffère légèrement. Des simulations exactes ont été réalisées pour évaluer le signal polarisé à 443 nm en plaçant les couches à des altitudes moyennes de 1, 3, 5, 8 et 12 km (couches d'épaisseur 2 km). Ces couches sont de plus en plus écartées car, comme indiqué dans la section 1, la méthode d'inversion est de moins en moins sensible au fur et à mesure que la couche est placée plus haut. D'après l'étude présentée dans la section précédente, il est inutile de donner l'altitude à une précision supérieure à 2-3 km : le résultat de l'algorithme est donc simplement une des cinq altitudes moyennes mentionnées précédemment (celle qui minimise l'écart entre simulations et mesures).

Comme prévu, l'algorithme est essentiellement appliqué dans les régions de forte production en aérosol de brûlis, qui sont différentes en fonction de la saison. Il s'agit d'aérosols générés par des feux de forêts au Canada et en Sibérie mais aussi et surtout par des feux de savane ou de végétation basse en Afrique australe. Localement, on observe des épisodes de pollution urbaine et industrielle en Inde ou en Chine. Plusieurs exemples sont présentés sur les figures 4-a à 4-e (pages 198 à 202). Pour chacun d'entre eux, des cartes d'épaisseur optique à 865 nm, de coefficient d'Angström et d'altimétrie des aérosols ont été réalisées et sont présentées. L'altitude de la couche d'aérosols est renseignée par un chiffre entier : 1 correspond à une couche d'altitude moyenne 1 km, 2 à 3 km, 3 à 5 km, 4 à 8 km et 5 à 12 km. Sur ces figures, le bleu foncé correspond au chiffre 0 et indique que l'inversion de l'altitude n'a pas été effectuée pour cause d'épaisseur optique à 443 nm insuffisante.

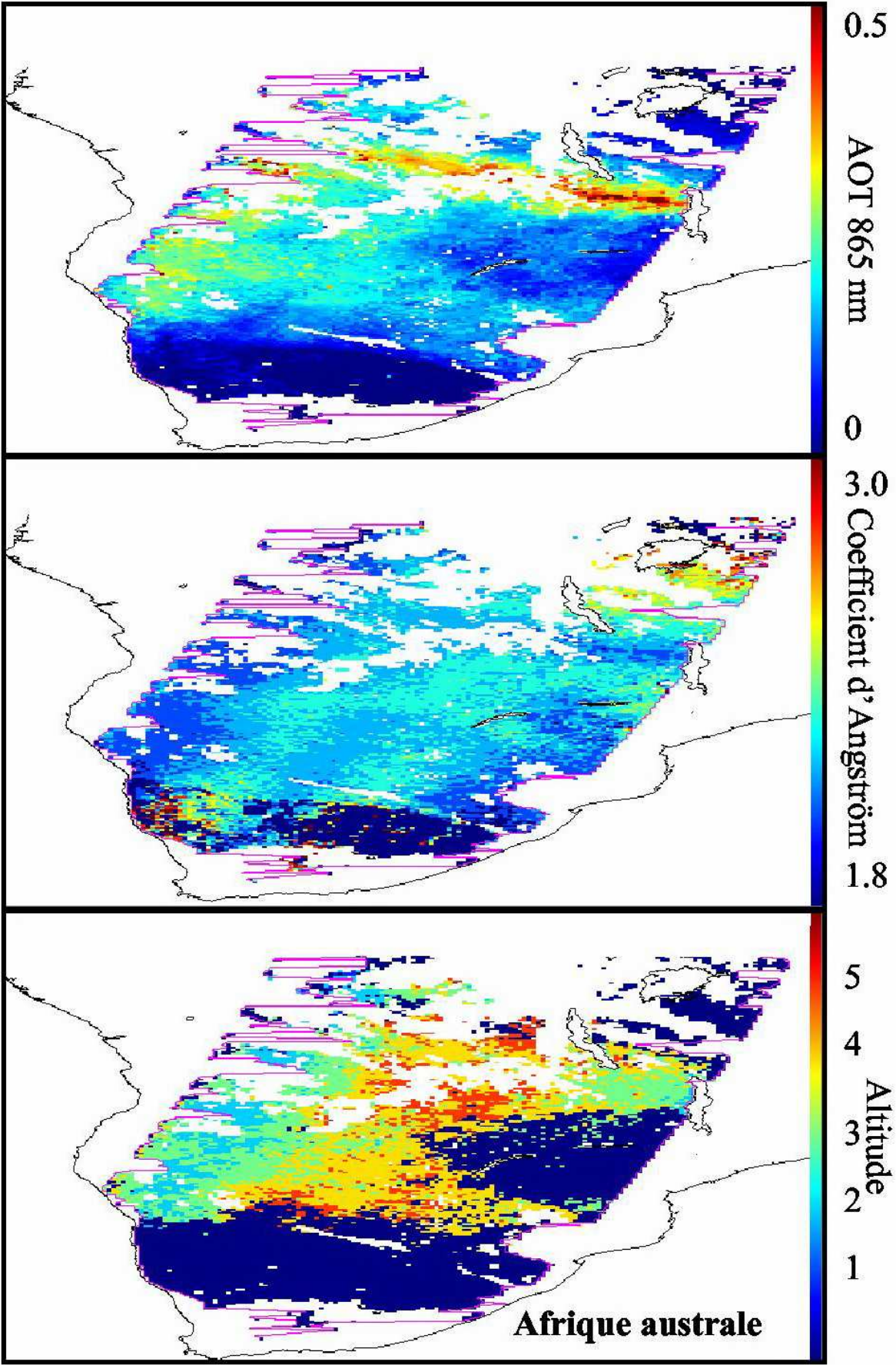
Les zones étudiées sont plus ou moins vastes mais présentent toutes des gros évènements aérosols avec des épaisseurs optiques à 865 nm de l'ordre de 0.5 pour la majorité des cas et pouvant atteindre 1.5 pour l'exemple situé en Sibérie. Si les évènements observés au-dessus de l'Afrique australe, de l'Amazonie et de la Sibérie correspondent certainement à des aérosols issus de feux de biomasse, l'origine des aérosols est plus difficile à déterminer pour les deux autres zones (Asie du sud-est et Inde) : il peut s'agir d'aérosols de brûlis ou bien de

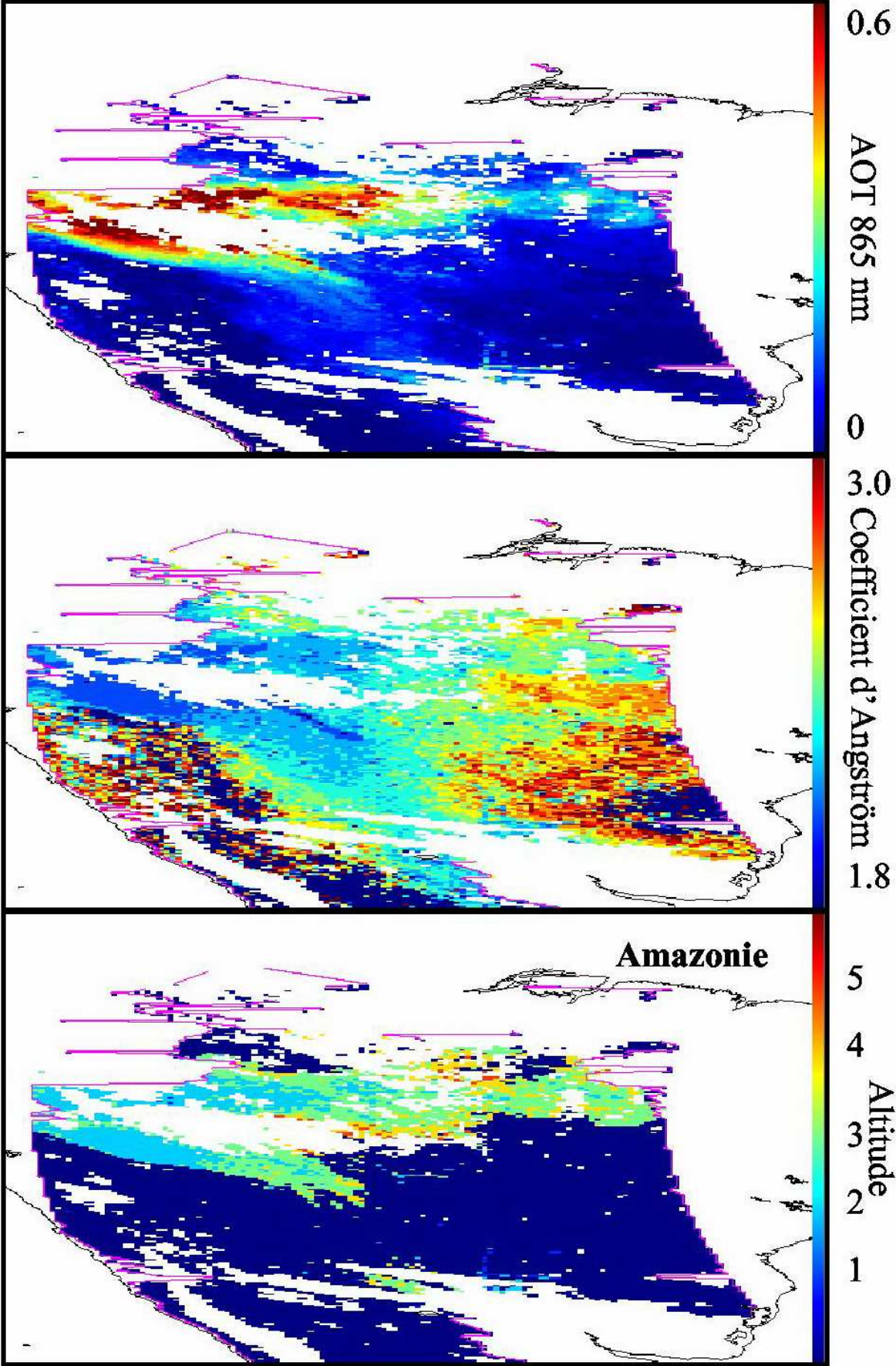
particules de pollution. Sur les cinq exemples, c'est lorsque l'épaisseur optique est la plus élevée que le coefficient d'Angström est le plus faible (égal à 1.8 ou 2), ce qui correspond bien à ce qui est observé de manière générale avec l'ensemble des résultats POLDER-2. Concernant les altitudes, on observe que l'altitude moyenne 1 km (indiquée par le chiffre 1) n'est observée sur aucun des cinq exemples. Les altitudes que l'on observe le plus souvent correspondent aux chiffres 2, 3 et 4 soit à 3, 5 et 8 km. L'altitude la plus élevée est moins fréquemment retrouvée. D'une manière générale, sur ces cinq exemples, l'altitude retrouvée est assez homogène, c'est à dire que des pixels limitrophes sont souvent situés à la même altitude. De plus, on observe très peu de sauts brusques d'altitude entre pixels voisins ; la variation d'altitude est aussi homogène. On peut noter le cas intéressant situé au-dessus de l'Inde où on observe clairement la zone d'émission du panache d'aérosols (New-Dehli) : l'épaisseur optique est la plus élevée de la zone et l'altitude de la couche d'aérosols est faible. Ensuite, les aérosols se dispersent (leur épaisseur optique diminue) tout en montant dans la colonne atmosphérique.

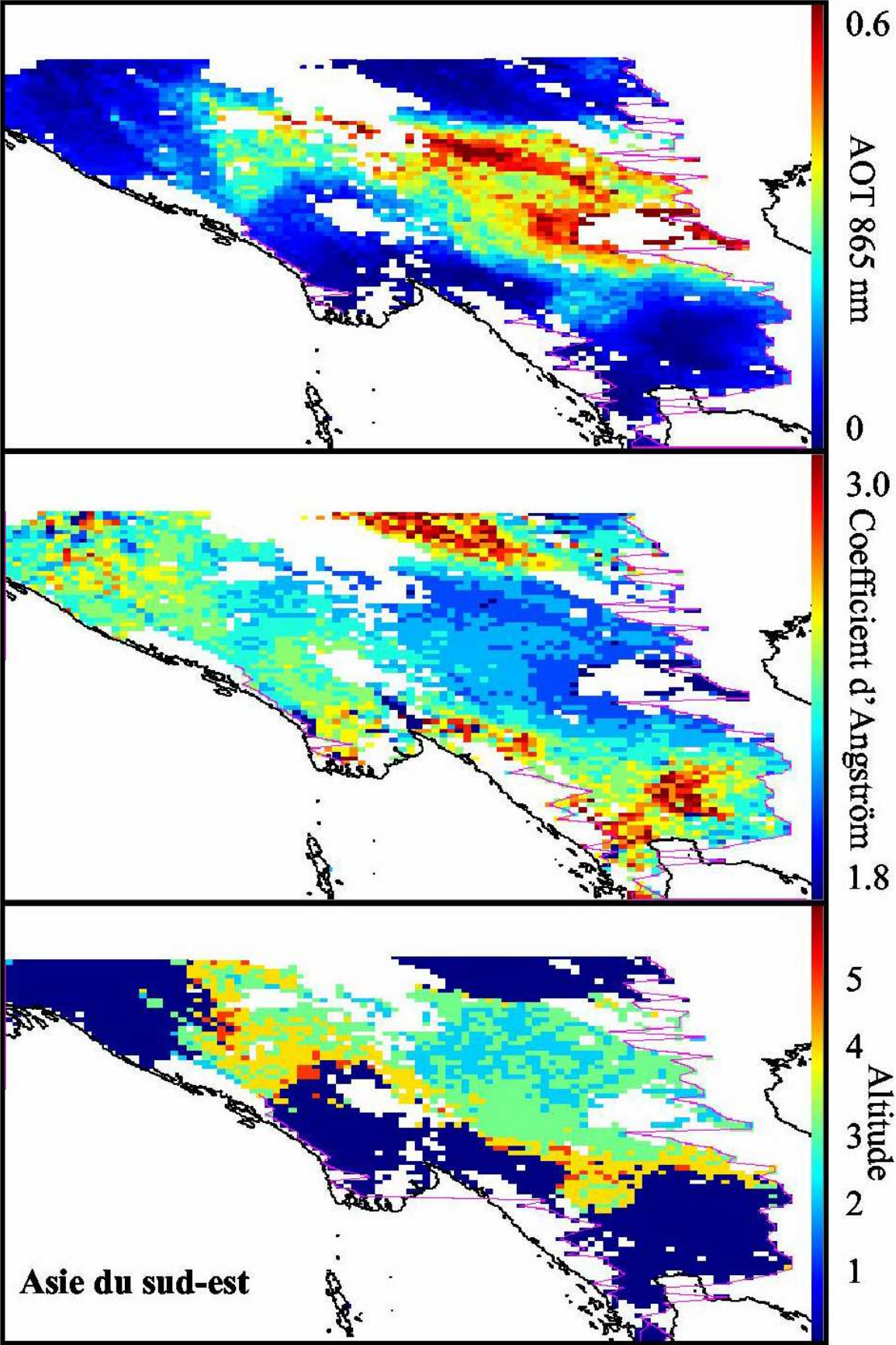
Ces résultats sont très encourageants mais avant d'aboutir à une caractérisation régulière de l'altitude des couches d'aérosols, il est nécessaire de valider les résultats obtenus.

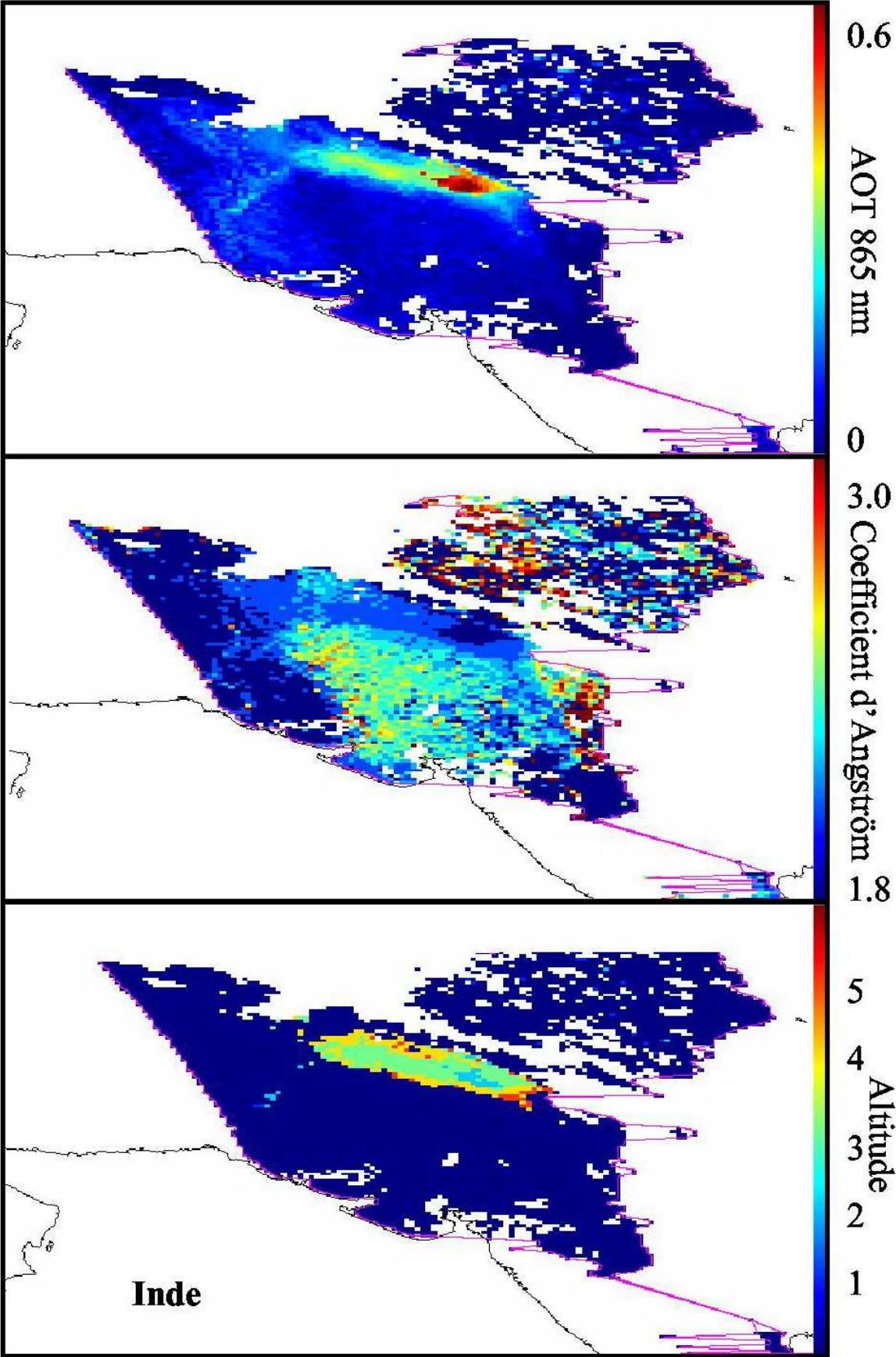
Figure 4 : Résultats de l'inversion POLDER-2 pour quelques gros événements aérosols. Pour chacun d'entre eux, on présente l'épaisseur optique à 865 nm (en haut), le coefficient d'Angström (au milieu) et l'altitude de la couche d'aérosols (en bas). Cette dernière correspond à l'altitude par rapport à la surface et non par rapport au niveau de la mer.

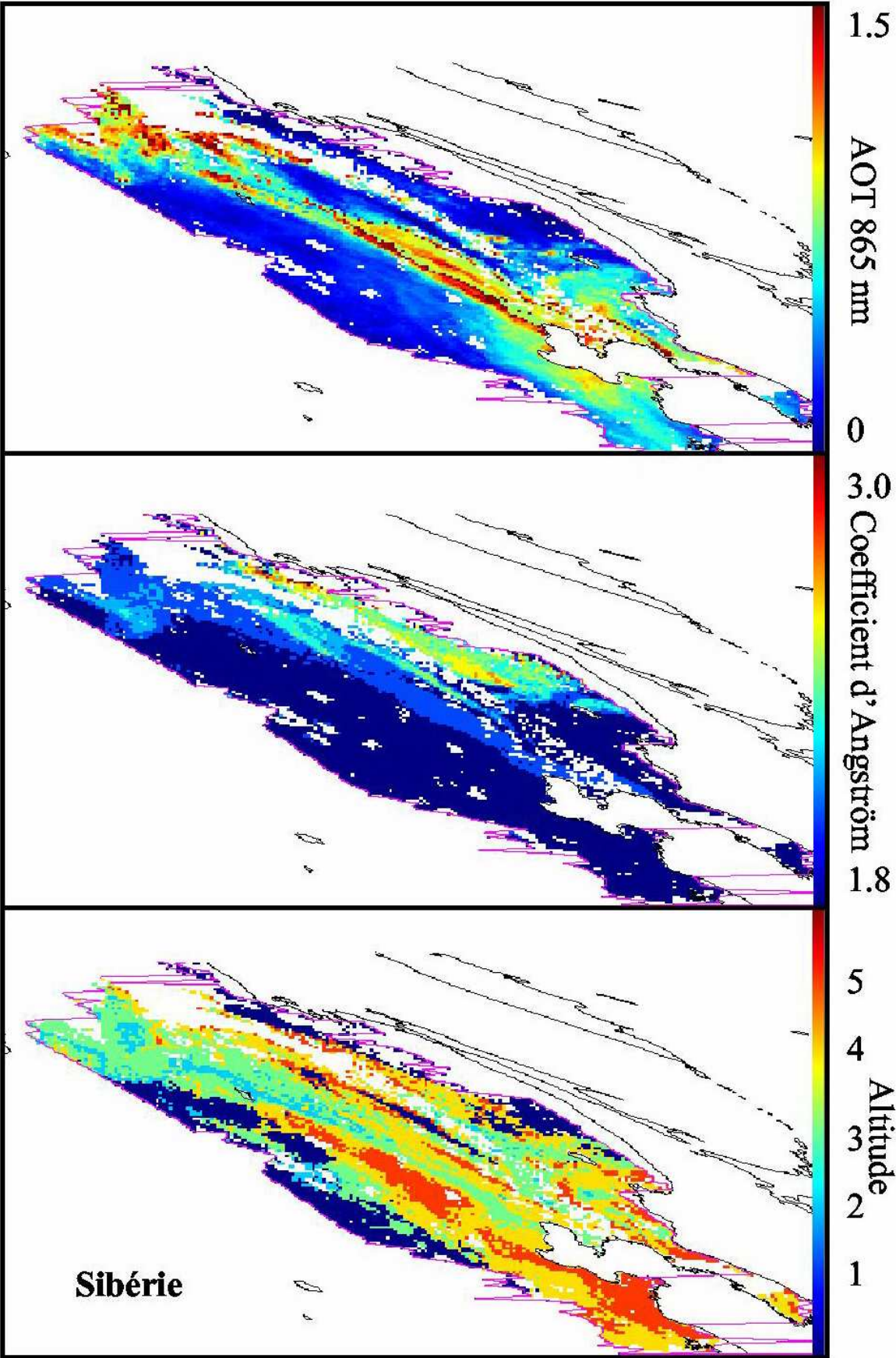
- figure 19-a (page 198) : événement observé au-dessus de l'Afrique australe le 14/10/2003
- figure 19-b (page 199) : événement observé au-dessus de l'Amazonie le 19/09/2003
- figure 19-c (page 200) : événement observé au-dessus de l'Asie du sud-est le 07/04/2003
- figure 19-d (page 201) : événement observé au-dessus de l'Inde le 09/10/2003
- figure 19-e (page 202) : événement observé au-dessus de la Sibérie le 20/05/2003











7. Validation

Le lidar spatial est certainement l'instrument le mieux adapté à la validation concernant l'altitude des couches d'aérosols. L'instrument GLAS a été placé en orbite sur le satellite ICESat (*Schutz et al.*, 2005) en janvier 2002. Même si sa mission initiale était dédiée à l'étude des glaces polaires, l'instrument a fourni des mesures utiles à la caractérisation de l'atmosphère aussi bien pour les aérosols que pour les nuages (*Spinhirne et al.*, 2005). L'instrument est constitué d'un laser pulsé (à 40 Hz) aux longueurs d'onde 532 et 1064 nm. Les résolutions horizontale et verticale des mesures sont 172 m et 76.8 m, respectivement. Le signal renvoyé est recueilli par un télescope de diamètre 1 m. Les produits qui nous intéressent sont l'altitude du sol et les limites de la couche d'aérosols. Ces produits sont moyennés sur une durée de 4 s, soit sur environ 30 km au niveau du sol, et l'incertitude sur l'altitude de la couche d'aérosols est estimée à 150 m (d'après <http://www.csr.utexas.edu/glas/pdf/glasatmos.atbdv4.2.pdf>). La figure 5 présente les orbites de GLAS pour la journée du 9 octobre 2003 ; on peut observer la faible couverture spatiale de l'instrument. Pour un segment au-dessus de l'ouest de l'Afrique australe (en rouge), les résultats de l'algorithme aérosol GLAS sont présentés sur la figure 6.

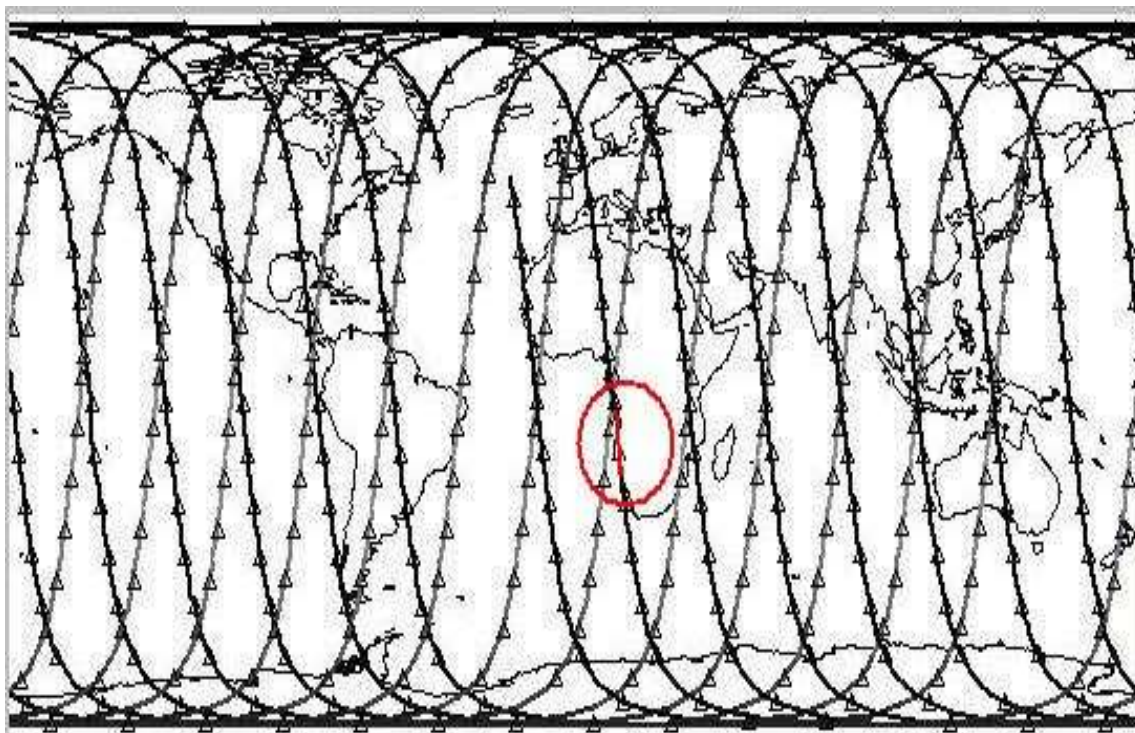


Figure 5 : Orbites de GLAS le 9 octobre 2003.

Sur la figure 6, le trait blanc horizontal indique l'altitude 10.5 km. Le trait inférieur représente l'altitude de la surface ; sur les deux parties extrêmes, le survol a lieu au-dessus de l'océan, ce qui donne la référence $z = 0$ km. La couche d'aérosols apparaît en blanc sur la figure. On peut y observer clairement l'extension verticale de la couche et en préciser les limites par rapport à la surface. Par exemple, pour le premier segment à gauche (d'une longueur de 30 km environ), la couche s'étend entre 2.3 et 4.9 km au-dessus du sol. Les traits qui ne correspondent ni à la surface, ni à la couche d'aérosols indiquent l'altitude de la couche limite.

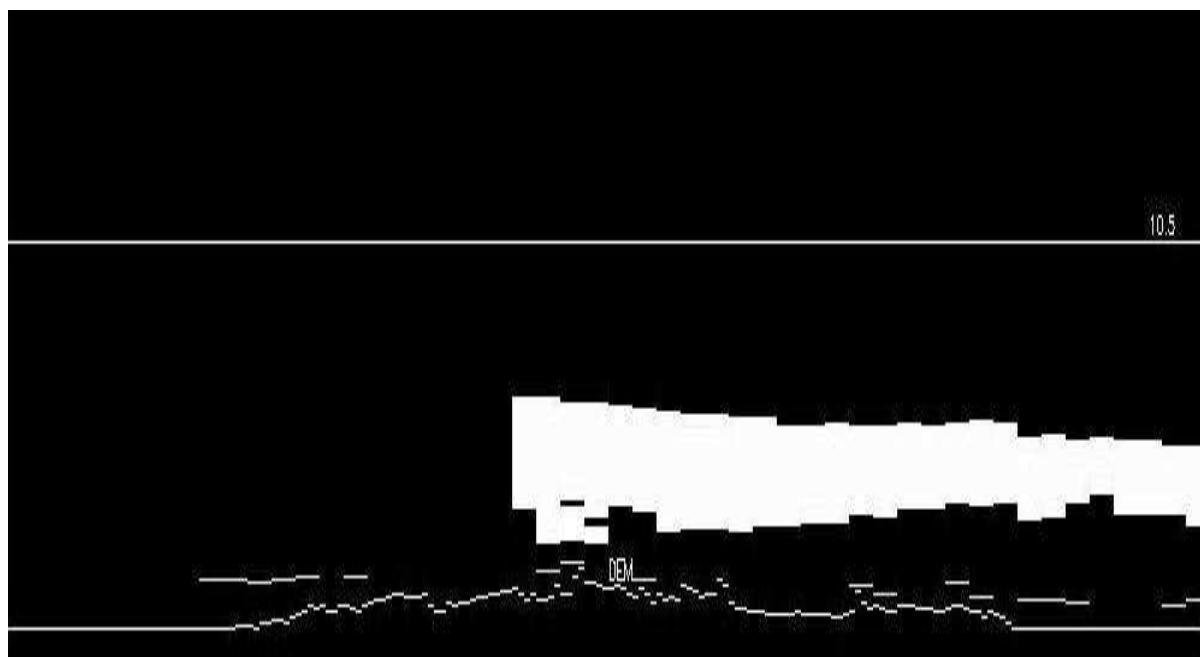


Figure 6 : Résultats de l'algorithme aérosol de GLAS. La zone étudiée correspond à un survol de l'ouest de l'Afrique australe vers 19h13 TU.

Suite à un problème instrumental, GLAS n'a pu fonctionner en continu. Sur la période de vie de POLDER-2, GLAS a fonctionné du 25 septembre au 25 octobre 2003, avec des données diurnes et nocturnes. Deux problèmes apparaissent dans la comparaison GLAS / POLDER-2 :

- Tout d'abord, la couverture géographique de GLAS est évidemment très inférieure à celle de POLDER-2 si bien que la comparaison ne peut être envisagée que pour un nombre limité de pixels (voir figure 5).
- Ensuite, et c'est le point crucial, les mesures des deux instruments sont décalées dans le temps ce qui rend toute comparaison ponctuelle risquée car les situations observées sont susceptibles d'évoluer rapidement dans le temps. Par exemple, alors que POLDER-2 passe

vers 8-9h TU au-dessus de l'Afrique australe, GLAS passe plutôt vers 6h TU. Même si l'écart n'est pas très grand, les deux observations peuvent correspondre à des situations très différentes : à 6h, les feux n'ont pas encore été allumés et, en général, GLAS n'observe pas d'aérosols. Par contre, POLDER-2 détecte très régulièrement des couches d'aérosols d'épaisseur optique importante, la plupart du temps en altitude. GLAS survole effectivement de tels événements lors de son passage du soir (vers 18-19h TU), assez loin des sources (parfois au-dessus de l'océan). Il est donc difficile de corréler les mesures de POLDER-2 du matin à celles de GLAS en soirée et la comparaison des deux ensembles de résultats reste très qualitative.

L'Afrique australe est la région où l'algorithme d'altimétrie POLDER-2 est appliqué le plus souvent car la période considérée (25 septembre – 25 octobre) tombe dans la saison des feux de végétation. Dans cette région, il s'agit de feux d'herbe sèche et de buissons dont l'homme est le principal responsable. En général, deux orbites POLDER-2 consécutives couvrent cette zone regroupant les pays situés au sud du Zaïre. Les maxima d'épaisseur optique varient de 0.2 à 0.6 à 865 nm. Comme dans les exemples présentés dans la section précédente, l'algorithme indique systématiquement des couches en altitude, la couche 0-2 km ne sortant quasiment jamais (0.4 % des cas), la plus haute rarement (3.4 %). Ce sont les couches aux altitudes moyennes 3, 5 et 8 km qui sont généralement sélectionnées, à raison de 28.1 %, 36.6 % et 31.5 % respectivement. Si on pondère les altitudes par leur couverture au sol, les altitudes journalières varient entre 3.1 km (16 octobre) et 8.2 km (1^{er} octobre). De son côté, GLAS indique des altitudes comprises entre 2.0 et 5.5 km. Notons que POLDER-2 trouve les plus hautes couches sur les zones de plus faibles épaisseurs optiques associées à des coefficients d'Angström les plus élevés (particules les plus petites).

Durant la période de fonctionnement commune à POLDER-2 et à GLAS, d'autres événements importants ont été observés dans différentes zones géographiques, mais en moins grand nombre que pour l'Afrique australe (pour diverses raisons : couverture nuageuse, mauvaise saison ...). Les régions couvertes par POLDER-2 et par GLAS en sont donc d'autant raréfiées. Pour ces différentes régions, présentées ci-dessous, il n'y a pas eu de comparaison qualitative entre les deux instruments.

Sur la partie centrale de l'Amazonie, les aérosols observés sont issus de feux de la forêt tropicale alors que pour une large bande côtière (à l'est) et au nord de l'Argentine, il s'agit de feux de végétation basse. Sur cette dernière zone, l'altitude moyenne est plus faible (3.1 à 3.7 km) qu'au-dessus de la forêt Amazonienne (4.5 à 5.5 km).

En 2003, de nombreux feux ont également été observés dans les forêts boréales nord-américaines (voir section 3) et sibériennes. Ces feux sont d'origine naturelle et contribuent à la régulation de la forêt. Ils sont alimentés par un combustible hautement énergétique (bois ou tourbe au lieu d'herbe), dans des zones souvent soumises à des périodes de sécheresse (climat continental). Ces feux, généralement éloignés des zones urbaines, ne sont pas combattus et peuvent détruire des surfaces importantes. Les feux sont surtout observés en Russie de mai à août mais, durant la période commune POLDER-2 / GLAS, quelques panaches y sont détectés avec des couches localisées entre 3.3 et 4.6 km. Sur cette même période, au-dessus de la Chine, quelques événements peu étendus spatialement sont détectés. En majorité, l'algorithme indique des couches situées à des altitudes de 3 ou 5 km. Ces aérosols peuvent être produits localement mais plus certainement transportés depuis la Sibérie.

Enfin, citons le cas des aérosols localisés dans la vallée du Gange, d'origine urbaine et industrielle. Les gros événements se produisent plutôt en fin d'année et ont donc été peu observés par POLDER-2.

8. Conclusion

Les mesures polarisées à 443 nm POLDER-2 sont sensibles à l'altitude des couches d'aérosols. Ces dernières peuvent en effet masquer la contribution moléculaire sous-jacente, si leur épaisseur optique est suffisante. Un algorithme d'altimétrie a été développé et appliqué à l'archive POLDER-2 en ne retenant que les évènements les plus intenses en épaisseur optique. On constate que la majorité des cas est associée à des aérosols résultants de feux de végétation et observés sur place (Amazonie ou Afrique australe) ou après transport (Chine). Les altitudes moyennes pour les couches sont variables mais les plus fréquentes sont 3, 5 et 8 km sans que ces résultats aient pu être validés avec les informations fournies par GLAS.

L'algorithme est sensible à la qualité des caractéristiques aérosols retrouvées par POLDER-2. Il peut certainement être amélioré en introduisant des modèles plus représentatifs des aérosols de brûlis : un indice de réfraction égal à $1.52 - 0.015i$ (plutôt que celui actuel, fixé à $1.47 - 0.01i$) serait mieux adapté mais la valeur définitive reste à affiner à partir d'une statistique sur les résultats AERONET. Une autre amélioration serait d'appliquer directement l'algorithme aérosol POLDER-2 sur les trois longueurs d'onde (443, 670 et 865 nm) et pour les cinq altitudes alors qu'actuellement, il n'est appliqué qu'avec 670 et 865 nm et pour la couche la plus basse (0-2 km). En fait, on pourrait continuer comme maintenant pour éliminer les cas où le contenu en aérosol est faible et ne faire tourner l'algorithme plus complet que pour les fortes épaisseurs optiques.

Enfin, nos résultats ont besoin d'être validés et pour ceci, les données du lidar CALIOP embarqué sur CALIPSO sont attendues avec impatience. L'avantage de ce lidar est qu'il fait partie de la formation A-Train, tout comme PARASOL, et donc que les deux instruments effectuent des mesures quasi-simultanément sur la même cible. L'algorithme d'altimétrie sera sans doute un peu moins sensible avec PARASOL puisque le canal polarisé est 490 nm et non 443 nm : la contribution moléculaire que les aérosols peuvent masquer y sera plus faible. En effet, l'épaisseur optique moléculaire passe de 0.232 à 443 nm à 0.155 à 490 nm, soit une réduction d'un tiers. L'algorithme d'altimétrie pour PARASOL a été développé (avec un indice de réfraction fixé à $1.47 - 0.01i$) et a déjà fonctionné avec des données PARASOL.

9. Bibliographie

- Deuzé, J. L., M. Herman, and R. Santer (1988), Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **41**, 483-494.
- Dubovik, O., B. N. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker (2002), Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 590-608.
- Duforêt, L., R. Frouin, and P. Dubuisson, Importance of aerosol vertical structure in satellite ocean-color remote-sensing, *Appl. Opt.*, sous presse.
- Fromm M., R. Bevilacqua, R. Servranckx, J. Rosen, J. P. Thayer, J. Herman, and D. Larko (2005), Pyro-cumulonimbus injection of smoke to the stratosphere: Observations and impact of a super blowup in northwestern Canada on 3–4 August 1998, *J. Geophys. Res.*, **110**, D08205, doi:10.1029/2004JD005350.
- Herman, J. R., P. K. Bhartia, O. Torres, C. Hsu, C. Seftor, and E. Celarier (1997), Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16911-16922.
- Hoff, R. M., S. P. Palm, J. A. Engel-Cox, and J. Spinhirne (2005), GLAS long-range transport observation of the 2003 California forest fire plumes to the northeastern US, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L22S08, doi: 10.1029/2005GL023723.
- Kaufman, Y. J., D. Tanré, J. F. Léon, and J. Pelon (2003), Retrievals of Profiles of Fine and Coarse Aerosols Using Lidar and Radiometric Space Measurements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **41**, 1,743-1,754.
- Shutz, B. E., H. J. Zwally, C. A. Shuman, D. Hancock, and J. P. DiMarzio (2005), Overview of the ICESat Mission, , *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L21S01, doi: 10.1029/2005GL024009.
- Spinhirne, J. D., S. P. Palm, W. D. Hart, D. L. Hlavka, and E. J. Welton (2005), Cloud and aerosol measurements from GLAS : Overview and initial results, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L22S03, doi: 10.1029/2005GL023507.
- Têtard, C. (2004), Analyse des mesures de l'instrument spatial SAGE III : comparaison avec les mesures de l'instrument POAM III. Caractérisation des aérosols stratosphériques lors d'épisodes d'incendies de forêt, rapport de DEA de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq.

Conclusions générales et perspectives

Pour mieux caractériser l'impact radiatif des aérosols et ainsi améliorer les prévisions sur l'évolution du système climatique, une détection globale (temporellement et spatialement) des aérosols est nécessaire. Pour une telle tâche, la télédétection spatiale est l'outil idéal. POLDER-1, puis POLDER-2 et PARASOL, mais aussi MODIS sont des instruments dédiés à cette tâche et placés récemment en orbite. Les inversions de leurs mesures ont abouti à des résultats riches en informations exploitables par la communauté scientifique. La mise en place de l'A-Train, constellation de satellites observant une même scène quasi-simultanément, permet le développement d'une nouvelle génération d'algorithmes d'inversion. Ces derniers doivent tirer parti des complémentarités qui peuvent exister entre les différents instruments pour améliorer l'observation et la caractérisation des aérosols. Dans cette thèse, nous nous sommes attachés à l'étude de la synergie entre les instruments de type POLDER (représentés par PARASOL au sein de l'A-Train) et MODIS.

Si l'idée de la synergie est séduisante, sa mise en place n'est pas forcément évidente. Cette thèse apporte des réponses aux divers problèmes rencontrés lors de l'étude de la synergie PARASOL / MODIS mais aussi son lot de nouvelles interrogations. Dans un premier temps, avant de développer un algorithme d'inversion mélangeant les informations des deux capteurs, il faut bien connaître les méthodes d'inversion de chaque instrument. Celles-ci ont été analysées, critiquées puis améliorées au travers d'une étude comparative entre les résultats des inversions POLDER-2 et MODIS.

Pour l'étude des aérosols au-dessus des océans, il résulte clairement de ces comparaisons que la prise en compte de la forme des particules est cruciale. Si les aérosols non sphériques sont assimilés à des particules sphériques (ce qui est fait dans l'algorithme MODIS), des biais importants apparaissent sur la détermination des caractéristiques des aérosols.

La situation est plus floue au-dessus des terres émergées car les surfaces sont à l'origine d'une contribution très variable et souvent prépondérante au signal mesuré par l'instrument en orbite. POLDER-2 ne pouvant détecter que les petites particules avec ses mesures polarisées, il s'ensuit un désaccord important entre les résultats POLDER-2 et MODIS lorsque de gros aérosols sont observés. En fait, ce sont de petits aérosols qui sont majoritairement observés d'où un assez bon accord entre les résultats des deux instruments même si des différences non

négligeables subsistent, essentiellement liées à la mauvaise caractérisation des surfaces et à la définition des modèles d'aérosols.

Utiliser les mesures de plusieurs capteurs observant la même scène simultanément doit améliorer la qualité des informations géophysiques déduites de chaque capteur individuellement. Ceci est d'autant plus intéressant quand les instruments ont des spécificités différentes ce qui est le cas de POLDER-2 / PARASOL (mesures polarisées et directionnelles dans le visible et le proche-infrarouge) et MODIS (observations dans le visible et le proche et moyen-infrarouge avec une bonne résolution au sol). Pour une thématique donnée, ici la caractérisation des aérosols, chaque capteur dispose de son propre jeu de données et c'est l'ensemble de ces informations qui est utilisé dans l'algorithme d'inversion commun. La question se pose de savoir à quel stade de l'algorithme doivent intervenir ces données et quels poids relatifs leur donner. Les choix faits sur ces deux points auront un impact sur la qualité des résultats.

Au-dessus des océans, les algorithmes spécifiques aux deux capteurs sont basés sur la même méthode du « best fit » : celle-ci consiste à comparer les mesures à des simulations et à modifier les paramètres recherchés (granulométrie, indice de réfraction, épaisseur optique) jusqu'à minimiser leur écart. Parce que c'est celui que nous maîtrisons le mieux, nous avons choisi d'appliquer en premier l'algorithme POLDER-2 sur lequel viennent se greffer les mesures MODIS dans le moyen-infrarouge. En fait, c'est POLDER-2 qui impose les différentes solutions possibles, MODIS n'intervenant que dans le choix final. Il serait sans doute plus judicieux de tenir compte de la spécificité de MODIS dès le départ dans la détermination des solutions possibles.

L'algorithme commun n'a été appliqué que sur un nombre limité d'observations PARASOL / MODIS car son fonctionnement nécessite la relocalisation des mesures MODIS à l'échelle du super-pixel PARASOL, ce qui n'est pas fait de manière opérationnelle. Les zones à couvrir en priorité sont celles au voisinage des photomètres AERONET de façon à pouvoir valider les nouveaux résultats et, si besoin est, à ajuster les poids relatifs donnés aux informations apportées par les deux capteurs.

Au-dessus des terres émergées, nous avons souligné que le problème était plus délicat, en particulier à cause des surfaces dont les propriétés sont moins bien modélisées qu'au-dessus des océans. La modélisation de la polarisation des surfaces a été un élément essentiel au

développement de l'algorithme PARASOL actuel mais elle reste toutefois globale et difficilement améliorable. L'instrument OSIRIS permettra une estimation au pixel de la contribution polarisée de la surface.

Pendant la durée de cette thèse, un nouvel algorithme MODIS a été développé, avec notamment une modélisation plus précise des réflectances de sol, ce qui élimine un point critique dans le développement de l'algorithme commun.

Enfin, étant donné l'inhomogénéité spatiale de la réflectance de surface, il est nécessaire de co-localiser exactement les mesures des deux instruments. La réalisation d'une base de données regroupant les mesures de PARASOL et de MODIS à la même échelle est ainsi une priorité qui permettra de faciliter le développement et le test de tout nouvel algorithme.

Si la synergie entre POLDER-2 / PARASOL et MODIS est le sujet principal de cette thèse, l'altimétrie des couches d'aérosols a aussi été abordée. Un algorithme opérationnel, basé sur l'utilisation des mesures polarisées POLDER-2 à 443 nm, a été développé. Des résultats très intéressants ont été obtenus mais nécessitent d'être validés. On voit ici un autre intérêt de la formation de satellites A-Train : la présence commune de PARASOL et du lidar CALIOP, embarqué sur le satellite CALIPSO, dont les résultats pourront être utilisés pour valider l'altitude obtenue avec notre inversion. Même si la méthode est moins sensible à 490 nm, l'algorithme d'altimétrie a été adapté à PARASOL et la phase de validation débutera dès que les résultats de CALIOP seront disponibles.

Si la complémentarité des instruments POLDER-2 / PARASOL et MODIS est indéniable, la réalisation d'un algorithme d'inversion couplée, que ce soit au-dessus des océans ou des terres émergées, n'est pas triviale. Les résultats obtenus au cours de cette thèse sont très encourageants ; le travail accompli constitue la première étape du développement d'algorithmes plus aboutis, qui utiliseront encore mieux le potentiel de la synergie des capteurs PARASOL et MODIS.

