

N° d'ordre : 3389

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE DE LILLE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Dans la spécialité

LASERS, MOLECULES ET RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

Par

Fabien WAQUET

« Apport de l'information multispectrale (0.49-2.2 μm) et
polarisée pour la caractérisation des aérosols »

Soutenue le 14 Décembre 2005

JURY

M. F-M. Bréon	CEA, Paris	Rapporteur
M. B. Cairns	Research scientist, GISS (NASA), New York	Rapporteur
Mme A. Lifermann	CNES, Toulouse	Examinatrice
M. Malik Chami	Maître de conférence, LOV, Université Pierre et Marie-Curie	Examineur
M. P. Goloub	Professeur, LOA, Université de Lille1	Directeur de thèse
M. J-L. Deuzé	Professeur, LOA, Université de Lille 1	Co-directeur de thèse

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
U.F.R de physique Fondamentale
Université des Sciences et technologies de Lille
59655 Villeneuve d'Ascq
France

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Didier Tanré, directeur, ainsi que tous les membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, pour m'avoir accueilli chaleureusement et permis d'effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie sincèrement les membres de mon jury : Madame Anne Lifermann, Messieurs François-Marie Bréon, Brian Cairns et Malik Chami pour avoir accepté d'évaluer mon travail, ainsi que le Centre National d'Etudes Spatiales et la région Nord-Pas de Calais pour avoir soutenu financièrement cette étude.

Je tiens à remercier tout particulièrement mes directeurs de thèse, Philippe Goloub, qui dirige mes travaux depuis le DEA, et Jean-Luc Deuzé, ainsi que Jean-François Léon, avec qui j'ai écrit une publication, pour leur encadrement, leur disponibilité et leur gentillesse. J'ai été très heureux de travailler avec vous.

Je tiens également à citer les ingénieurs du laboratoire pour leur aide sans laquelle ce travail n'aurait pu être effectué : Frédérique Auriol pour le suivi instrumental et la réalisation des expérimentations au sol et depuis avion, Christian Verwaerde pour la réalisation de vols toujours plus compliqués, et la gestion délicate de l'avion avec l'aéroclub de Bondue et enfin, Jean-Yves Balois, pour ses conseils techniques et la conception de MICROPOL.

J'adresse également un grand merci à : Céline Cornet et Fanny Minvielle, mes coaches pour l'oral, Anne Priem pour son aide logistique décisive, Isabelle Jankowiak, Bernard Bonnel, Jean-Luc Deuzé et Claudine Vanbauce pour m'avoir aidé à jongler entre l'enseignement et la rédaction, Luc Blarel et Thierry Podvin (l'équipe PHOTONS), Maurice Herman pour ses conseils, Christine Deroo et Philippe François, ainsi que Pierre Lallart, Fabrice Ducos et Jérôme Riedi pour leur aide précieuse en informatique.

Je n'oublie pas mes amis Bertrand Ovigneur, Slimane Zeggary et Ovidiu Pancrati, pour leur soutien durant ces trois années.

Enfin Sophie pour sa présence et son soutien de tous les instants.

RÉSUMÉ

La détermination de la contribution radiative des aérosols constitue l'un des enjeux des sciences du climat. Au-dessus des continents, où sont localisées les principales sources d'émission, la connaissance de la contribution des surfaces constitue la principale limitation des méthodes de détection des aérosols. Les travaux présentés ici portent principalement sur le développement d'une méthode originale de caractérisation des aérosols au-dessus des surfaces continentales, basée sur la mesure polarisée étendue dans le moyen-infrarouge. Cette méthode repose principalement sur l'hypothèse que la contribution polarisée des sols est spectralement neutre du visible au moyen-infrarouge (0.67-2.2 μm). A 2.2 μm , les effets de l'atmosphère étant minimisés, cette mesure permet une estimation directe de la contribution polarisée des surfaces.

Pour étudier l'apport de ces longueurs d'onde additionnelles, un polarimètre multispectral aéroporté, nommé MICROPOL, a été développé au laboratoire (LOA), avec le soutien du CNES et de la région Nord-Pas-de-Calais. Cet instrument a participé à de nombreuses campagnes de mesures au-dessus des terres (région Nord, étude de particules de pollution et des surfaces) et des mers. Après une première étape de caractérisation instrumentale, nous avons développé, pour ce capteur, un algorithme de détection des aérosols au-dessus des surfaces océaniques. Une comparaison des paramètres des aérosols restitués par cet algorithme, avec des mesures au sol, a permis de valider l'ensemble de l'instrument et la méthode utilisée. Notre instrument, associé à un lidar aéroporté (radar optique), a également permis de caractériser spatialement et verticalement les propriétés des aérosols naturels observés en mer Méditerranée.

Au-dessus des terres, un nouvel algorithme de détection, basé sur la mesure polarisée à 2.2 μm a été développé et évalué. Une étude des propriétés polarisantes des surfaces a confirmé un faible effet spectral de la contribution des sols du visible au moyen-infrarouge. La mesure à 2.2 μm a donc été utilisée pour estimer la contribution des surfaces dans l'ensemble des bandes spectrales de l'instrument. Une méthode, plus classique, basée sur l'utilisation de la luminance totale, a également été considérée. La comparaison des deux approches montre que seule la méthode basée sur l'utilisation de l'information multispectrale polarisée permet, dans le cas de particules de pollution, de restituer les paramètres de taille et de charge des aérosols, à la fois au-dessus des surfaces naturelles et urbaines. Le travail présenté ici constitue une

étape importante de validation instrumentale et méthodologique, dans le cadre du développement d'un capteur spatial, polarisé, multi-angulaire et multispectrale qui fait suite à POLDER et qui préfigure l'instrument OSIRIS.

ABSTRACT

The radiative effect of aerosol constitutes a major source of global climate change uncertainty. Over land, where the main aerosol sources are located, the knowledge of the surface contribution constitutes the most important difficulty in aerosol remote sensing. This study mainly focuses on the development of a new approach to retrieve aerosol properties over land, based on the use of polarized measurements extended in the middle-infrared. This method is based on the assumption that the polarized surface contribution is neutral from the visible to the middle-infrared (0.67-2.2 μ m). At 2.2 μ m, the atmospheric contribution is minimized, then, the surface contribution should be directly measured.

To improve such a new approach, a multispectral airborne polarimeter, called MICROPOL, has been developed at the laboratory of optic atmospheric from Lille (LOA) with the support of the French space agency (CNES). This instrument participated to several aircraft campaigns over land (north of France, pollution study and surface investigation) and ocean. After a first step of instrumental characterization, I developed for this instrument an algorithm based on the MODIS approach [Tanré et al., 1997]. A comparison with ground-based measurements (AERONET/PHOTONS) allowed to validate both instrument and algorithm. Over the Mediterranean Sea, the MICROPOL instrument was associated with the airborne lidar LEANDRE. The combination of passive and active measurements has been used to investigate the vertical and horizontal properties of a desert dust plume [Waquet et al, 2005].

Over land, a new algorithm based on the polarized measurements performed at 2.2 μ m has been developed and appreciated. A surface study has confirmed a weak spectral dependence of the surface contribution from the visible to the middle-infrared. Then, measurements at 2.2 μ m have been used to estimate the surface contribution in each MIROPOL channel. A path radiance technique was also considered [Kaufman et al, 1997]. The comparison of each approach showed that, in the specific case of anthropogenic aerosol observations, only the new polarized approach is able to retrieve aerosol optical thickness and size parameter over both urban and natural surface. This study constitutes a crucial step of validation in the frame of the development of a new spatial polarimeter including multispectral and multidirectional capacities based on the POLDER concept (OSIRIS).

TABLE DES MATIÈRES

Acronymes	15
1. Introduction	17
1.1 Climat et aérosols	17
1.1.1 Changements climatiques observés et facteurs responsables	17
1.1.2 Effets radiatifs de l'aérosol : incertitudes et enjeux	19
1.2 L'observation des aérosols	21
1.2.1 Différents types de méthodologies	21
1.2.2 Observation globale des aérosols au-dessus des océans	23
1.2.3 Observation globale des aérosols au-dessus des terres	25
1.2.3.1 Problématique	25
1.2.3.2 Différentes méthodes partiellement satisfaisantes	26
1.2.3.3 L'approche polarisée et multiangulaire, l'instrument POLDER	27
1.2.3.4 Comparaison des différentes méthodes opérationnelles, avantages et limitations	28
1.3 Présentation de la thèse	30
1.3.1 Position précise de l'étude : les limitations de l'instrument POLDER	30
1.3.2 Principaux objectifs de la thèse	31
1.3.3 Démarche scientifique	31
1.3.4 Organisation de la thèse	33
2. Généralités	35
2.1 Phénomènes de diffusion, d'absorption et de réflexion	35
.....	
2.1.1 Diffusion du rayonnement par l'atmosphère	35
2.1.1.1 Diffusion par une particule	35
2.1.1.2 Diffusion par une collection de particules	37
2.1.1.3 Diffusion simple par les molécules	40
2.1.2 Différents types de réflexion	41
2.1.2.1 La réflexion spéculaire	41
2.1.2.2 La réflexion diffuse	44
2.2 Grandeurs radiatives de base	45
2.2.1 Paramètres de Stokes	45
2.2.2 Luminances normalisées et réflectances	47
2.3. Simulation du rayonnement reçu par un capteur	49
2.3.1 L'atmosphère	49

2.3.2 Modélisation des Surfaces	51
<u>2.3.2.1 Surfaces océaniques</u>	51
<u>2.3.2.2 Surfaces terrestres</u>	52
a) L'indice NDVI	52
b) Modélisation de la surface	54
2.3.3 Codes de transfert radiatif	57
 3. Description instrumentale - Campagnes de mesures –	
Base de données	59
 3.1 L'instrument MICROPOL	60
3.1.1 Description générale	60
3.1.2 Principe de la mesure	62
3.1.3 Modélisation physique du signal mesuré	64
3.1.4 Caractérisation de l'étalonnage absolu	64
3.1.5 Incertitude sur la mesure liée à l'étalonnage	66
3.2 Caractérisation des principaux paramètres instrumentaux	
et traitement des mesures	66
3.2.1 Sensibilité de l'étalonnage à la température	66
3.2.2 Contrôle du taux de polarisation	69
3.2.3 Estimation du bruit radiométrique	70
3.2.4 Contrôle de l'alignement des triplets	71
3.3 Géométrie d'observation de l'instrument en mode aéroporté	72
3.3.1 Définition des grandeurs géométriques utiles	72
3.3.2 Méthode de calcul	73
3.3.3 Convention géométrique du signe de la polarisation	75
3.4 Description de la base de données accumulées depuis 2001	76
3.4.1 Description générale des campagnes de mesures	77
<u>3.4.1.1 La campagne de mesures FRENCH</u>	77
<u>3.4.1.2 La campagne régionale NPC</u>	79
<u>3.4.1.3 La campagne INTERREG</u>	83
3.4.2 Description du dispositif instrumental des campagnes	84
<u>3.4.2.1 Les mesures photométriques</u>	84
<u>3.4.2.2 Les mesures satellite</u>	85
a) L'instrument MODIS	85
b) L'instrument POLDER II	86
<u>3.4.2.3 Les mesures aéroportées de la campagne FRENCH</u>	86
a) Le lidar LEANDRE	86
b) L'instrument POLDER aéroporté	88
<u>3.4.2.4 Les observations météorologiques</u>	89
3.4.3 Première classification des observations	89
3.4.4 Contrôle de la couverture nuageuse	91

3.4.5 Bilan des vols	92
3.5 Première analyse qualitative des mesures de MICROPOL	94
3.5.1 Variabilité des signaux observés pour des cibles variées	95
3.5.2 Critère de sélection des mesures	98
3.5.3 Luminances polarisée observées au-dessus des terres	99
<u>3.5.3.1 Campagne FRENCH, vol du 12/10/01</u>	99
<u>3.5.3.2 Analyse du comportement angulaire de la luminance polarisée</u>	100
<u>3.5.3.3 Mise en évidence d'une anomalie de la polarisation à 865 nm</u>	102
3.6 Conclusion	104
4. Caractérisation des aérosols au-dessus des mers	105
4.1 Caractérisation des aérosols naturels en mer Méditerranée	106
4.1.1 Introduction	106
4.1.2 Article : “Maritime and dust aerosol retrieval from polarized and multispectral active and passive sensors”	107
<u>4.1.2.1 Introduction</u>	107
<u>4.1.2.2 Field experiment</u>	110
a) Instrumental set up	110
b) Observations.....	112
<u>4.1.2.3 Methods and results</u>	118
a) MICROPOL algorithm and models	118
b) MICROPOL retrievals	122
c) Comparison with MODIS retrievals	127
<u>4.1.2.4 Properties of the vertical structure</u>	129
<u>4.1.2.5 Discussion and conclusion</u>	132
4.2 Caractérisation des aérosols anthropiques en mer du Nord	134
4.2.1 Présentation des observations photométriques et des vols	134
<u>4.2.1.1 Caractéristiques moyennes des aérosols dunkerquois</u>	134
<u>4.2.1.2 Vols du 19/03/03 et du 28/07/04</u>	137
4.2.2 Résultats	139
<u>4.2.2.1 Cas du 28/07/04</u>	139
<u>4.2.2.2 Cas du 28/07/04</u>	144
<u>4.2.2.3 Conclusion pour les vols de la campagne régionale</u>	147
4.3 Conclusion	148
5. Propriétés radiatives des surfaces, Applications à la caractérisation des aérosols au-dessus des terres	149
5.1 Etude des propriétés radiatives des surfaces du visible au MIR	151

5.1.1 Etude de la réponse spectrale des surfaces en polarisation	151
5.1.1.1 <u>Modélisation de la luminance. Correction des effets atmosphériques</u>	153
5.1.1.2 <u>Analyse, toutes géométries confondues, de la polarisation des surfaces</u>	155
5.1.1.3 <u>Analyse, par classe de surface, de la réponse polarisation des surfaces</u>	159
a) Mesures photométriques au sol concomitantes et modélisation des aérosols	159
b) Identification et classification des surfaces survolées	163
c) Résultats	168
d) Conclusions	177
5.1.1.4 <u>Observations en diffusion avant</u>	178
5.1.1.5 <u>Observations en diffusion arrière</u>	187
5.1.1.6 <u>Bilan et conclusion</u>	188
5.1.2 Comparaison entre modèle de surface et mesures à 2.2 en polarisation	191
5.1.2.1 <u>Rappel du modèle de surface développé pour POLDER</u>	191
5.1.2.2 <u>Comparaison modèle-mesure directe</u>	192
5.1.3 Analyse des relations entre luminances totale et polarisée	198
5.1.3.1 <u>Dépendance spectrale</u>	198
5.1.3.2 <u>Dépendance directionnelle</u>	201
5.1.3.3 <u>Conclusion et intérêt de ces relations</u>	204
5.1.4 Contrôle des relations de Kaufman utilisées par la méthode des « Path Radiances »	206
5.2 Caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des terres	211
5.2.1 Description des méthodes et des modèles d'aérosol utilisés	211
5.2.1.1 <u>Utilisation de l'information multispectrale polarisée pour l'inversion des propriétés des aérosols</u>	211
(a Description de l'algorithme	211
(b Apport de l'information polarisée multispectrale	212
(c Contribution atmosphérique polarisée dans le moyen-infrarouge	215
5.2.1.2 <u>Apport de la luminance totale du visible aux moyen-infrarouge pour la caractérisation des aérosols au-dessus des surfaces sombres</u>	219
5.2.2 Application des algorithmes et description des résultats obtenus	223
5.2.2.1 <u>Application de la méthode polarisée multispectrale pour la détection des aérosols anthropiques</u>	223
(a Apport de la mesure polarisée à 2200 nm pour la caractérisation de la contribution de la surface	223
(b Apport de la mesure polarisée à 1600 nm pour la caractérisation du modèle de particules	229
(c Conclusion sur l'algorithme et bilan de l'étude des aérosols anthropiques (terre et mer)	231
5.2.2.2 <u>Comparaison de l'approche polarisée multispectrale et de la méthode développée en luminance totale pour des cas d'étude variés</u>	234
(a Identification des aérosols observés à l'aide de la méthode basée sur la luminance totale	234
(b Comparaison pour des observations relatives à des particules de pollution au- dessus de surfaces variées (06/09/04)	237
(c Comparaison pour des observations relatives à un mélange de particules, vol du 24/03/03	239

(d Comparaison pour des observations relatives à des particules désertiques (cas du 12/10/01)	241
<u>5.2.2.3 Conclusion</u>	245
Conclusion et perspectives.	247
Annexes.	251
Bibliographie.	263

LISTE DES PRINCIPAUX ACRONYMES

ADEOS : Advanced Earth Observing Satellite
AERONET : AErosol RObotic NETwork
AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer
AVIRIS : Airborne Visible and Infrared Imaging Spectrometer
AIRS : Advanced Infrared Radiation Sounder
BPDF : bidirectional polarized distribution function
CLAMS : Chesapeake Lighthouse & Aircraft Measurements for Satellites
CNES : Centre National des Etudes Spatiales
ENVISAT : Environmental Satellite
ESA : European Space Agency
ESQUIF : Etude et Simulation de la QUalité de l'air en Ile de France
FRENCH : Field Radiation. Experiment Natural Cirrus and High-level cloud
GSFC : Goddard Space Flight Center
IFOV : Instantaneous Field Of View
IPCC : Intergovernmental Panel on Climate Change
HYSPLIT : HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory
MSS : MultiSpectral Scanner
LEANDRE : Lidars aéroportés pour l'Etude des Aérosols, des Nuages, de la Dynamique, du Rayonnement et du cycle de l'Eau
LIDAR : light detection and ranging
LOA : Laboratoire d'Optique Atmosphérique
MERIS : Medium Resolution Imaging Spectroradiometer
MICROPOL : MICRO-wavelength POLarimeter
MISR : Multi-angle Imaging Spectroradiometer
MODIS : Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
NASA : National Aeronautics and Space Administration
NASDA : National Space Development Agency (Japan)
NDVI : Normalized Difference Vegetation Index
NOAA : National Oceanic and Atmospheric Administration
NPC : Nord Pas de Calais (campagne régionale)
OCTS : Ocean Color and Temperature Scanner
OMI : Ozone Monitoring Instrument
PNTS : Programme National de Télédétection Spatiale
POLDER : POLarized and Directionality of the Earth Reflectances
RSP : Research Scanning Polarimeter
SeaWiFS : Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor
TOMS : Total Ozone Mapping Spectrometer
USTL : Université des Sciences et Techniques de Lille

Chapitre 1

Introduction

1.1 Climat et aérosols.

1.1.1 Changements climatiques observés et facteurs responsables.

Les causes et les conséquences du réchauffement climatique observé depuis plus d'une cinquantaine d'années, sont l'une des préoccupations scientifiques majeures de notre époque. Le réchauffement de la planète (+0.6°C, depuis le début du XX^e siècle), est attesté par un nombre croissant d'indicateurs, parmi lesquels on peut citer la diminution de la couverture neigeuse, l'augmentation du niveau des mers, le recul de la plupart des glaciers (IPCC, 2001). Certains phénomènes climatiques semblent également avoir été affectés, comme le phénomène «El Niño» qui influe sur les précipitations et les températures océaniques dans l'hémisphère sud et qui s'est amplifié depuis les années 1970. Les périodes de sécheresse dans certaines régions d'Afrique et d'Asie se sont sensiblement intensifiées et allongées. L'évolution des précipitations de l'hémisphère Nord traduit une modification des équilibres naturels. Les conséquences de telles modifications climatiques sur nos sociétés, en terme de coût économique et humain, demeurent très difficiles à estimer aujourd'hui. Notre capacité à prévoir l'amplitude et les conséquences de ce réchauffement climatique passe par la compréhension et la caractérisation de ces mécanismes.

Le réchauffement actuel est dû, pour l'essentiel, aux gaz à effet de serre (GES) additionnels relâchés dans l'atmosphère par l'activité humaine (industrie et transport). Ces gaz, (CO₂, CH₄, N₂O), ainsi que la vapeur d'eau forment un écran empêchant le rayonnement tellurique de s'échapper complètement vers l'espace, provoquant ainsi le réchauffement des basses couches de l'atmosphère et par suite de la surface. Le bilan des échanges énergétiques entre les différents acteurs du climat, terre, atmosphère, océan et espace, conditionne

l'évolution du climat à l'échelle locale aussi bien qu'à l'échelle globale. On appelle forçage radiatif, exprimé en W.m^{-2} , toute modification de l'énergie rayonnante nette propre au système climatique. Un forçage radiatif positif a tendance à réchauffer la surface terrestre, alors qu'un forçage négatif tend à la refroidir. L'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre est un forçage radiatif positif dû à l'activité humaine. Mais ce n'est pas la seule conséquence de l'activité humaine sur le climat. L'activité industrielle et, de manière plus générale, l'activité anthropique s'accompagnent également de l'émission de gaz précurseurs d'aérosols et de l'émission directe d'aérosols en quantité importante dans l'atmosphère.

Les aérosols correspondent à l'ensemble des particules, solides ou liquides, en suspension dans l'atmosphère, de diamètres compris entre quelques centièmes et quelques dizaines de micromètres, à l'exception des gouttelettes d'eau. Historiquement, J. Aitken (1880) a été le premier scientifique à supposer que les aérosols exerçaient un rôle prépondérant sur la formation des nuages et sur différents aspects du climat (précipitations, brouillards...). Il est désormais établi que les aérosols agissent sur le climat, à l'échelle globale, de manière directe au même titre que les gaz à effet de serre [McCormick and Ludwig, 1967, Hansen et al., 2000, IPCC, 2001]. Leur effet radiatif est supposé pouvoir contre balancer partiellement le réchauffement dû aux GES. Les aérosols anthropiques font référence aux aérosols de tailles inférieures au micromètre (sub-micrométriques), générés et injectés directement dans l'atmosphère (aérosols primaires) par différentes activités humaines (activité industrielle, transport, combustion des matières fossiles, feux de biomasse, agriculture...). Certains gaz anthropiques dits précurseurs (ex : SO_2), génèrent, après transformation, des aérosols (dits secondaires). Ces particules peuvent également être issues de phénomènes naturels, tels que, les embruns et les poussières désertiques, générées par l'érosion mécanique des surfaces par le vent, les émissions végétales (ex : pollen), les éruptions volcaniques et les feux de forêt. Les aérosols constitués par les sources naturelles sont généralement de taille supérieure au micromètre. Citons toutefois l'existence de particules de taille sub-micrométrique dans la nature, telles que les particules issues des feux de forêts dans l'hémisphère nord. Les poussières minérales constituent la plus grande part des aérosols naturels et sont constituées des particules les plus grosses.

Outre leur rôle climatique, les aérosols ont également un impact sur la pollution atmosphérique, la santé, l'environnement et la visibilité. Les réseaux de surveillance de la qualité de l'air définissent un indice à partir des mesures des principaux polluants atmosphériques, comme le dioxyde d'azote (NO_2), le dioxyde de soufre (SO_2), l'ozone d'origine photochimique (O_3) et également les aérosols (poussières d'origine industrielle et

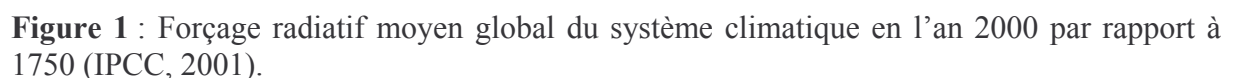
anthropique principalement). Les particules les plus fines peuvent avoir des effets nocifs sur la santé. Par leur intermédiaire, des substances toxiques (sulfates, métaux lourds, hydrocarbures...) présentes à la surface de l'aérosol, peuvent s'introduire dans les voies respiratoires. Par ailleurs les aérosols sont susceptibles d'affecter par leurs propriétés diffusantes et absorbantes l'intensité et la distribution du rayonnement solaire disponible dans les basses couches de la troposphère. L'intensité du rayonnement solaire contrôle les phénomènes de photodissociation des molécules de gaz comme l'ozone ou le dioxyde d'azote. Les aérosols sont donc susceptibles d'affecter indirectement la concentration des gaz polluants dans l'atmosphère. Ces propriétés d'absorption et de diffusion du rayonnement solaire ont également un effet direct sur la visibilité atmosphérique. Les aérosols peuvent occasionner la formation de brume sèche lors d'événement de pollution urbaine et réduire de manière considérable la visibilité dans les villes.

1.1.2 Effets radiatifs de l'aérosol : incertitudes et enjeux

La plupart des gaz à effet de serre sont répartis de manière relativement homogène à l'échelle globale (excepté la vapeur d'eau). La mesure de leurs concentrations, effectuée depuis la surface, suffit donc pour caractériser leur concentration moyenne et par suite leur effet radiatif sur le climat global. Les aérosols interagissent avec le climat de manière plus diverse et plus complexe que les GES.

Les aérosols diffusent et absorbent le rayonnement solaire et le rayonnement thermique infrarouge. Cet effet est appelé l'« effet direct » de l'aérosol. Le mécanisme de diffusion du rayonnement vers l'espace induit une augmentation de l'albédo de la planète et donc une diminution de la quantité de rayonnement atteignant la surface provoquant son refroidissement. Les aérosols composés de substances carbonées (suies, nuages de pollution urbaine) sont sombres et absorbent le rayonnement solaire incident. Cette absorption provoque également un refroidissement de la surface. Mais dans ce cas, le rayonnement absorbé provoque le réchauffement de l'atmosphère là où la couche d'aérosols est localisée. La redistribution de la chaleur au sein de l'atmosphère provoque la modification du gradient vertical de température, ce qui affecte le phénomène d'évaporation et la formation des nuages. Cet effet, appelé l'« effet semi-direct » des aérosols, est un processus encore mal caractérisé. Des travaux récents montrent que cet effet pourrait compenser près de 60% de l'effet direct des aérosols (Ramanathan et al, 2001).

La figure 1 présente les différents forçages radiatifs moyens globaux du système climatique et leurs incertitudes, estimés en l'an 2000 par rapport à 1750 (IPCC, 2001).



20

peut expliquer à lui seul le réchauffement observé. Ces estimations montrent que la contribution radiative de l'aérosol constitue l'incertitude principale du bilan radiatif du système climatique. La détermination de la contribution radiative de l'aérosol constitue donc l'un des enjeux majeurs des sciences du climat.

A l'inverse des GES, les aérosols sont répartis dans l'atmosphère de manière très hétérogène spatialement. Ils ont également des temps de vie beaucoup plus courts (quelques jours à une semaine) que les GES (≈ 100 ans), ce qui rend la caractérisation de leurs effets radiatifs sur le climat global beaucoup plus difficile. Ces courtes échelles temporelles s'expliquent par les processus physiques et chimiques qui affectent les aérosols dans l'atmosphère, notamment au sein des nuages et par suite de leur élimination rapide lors des précipitations. Leurs forçages radiatifs peuvent être particulièrement importants près de leur source d'émission où leur concentration est maximale. Les aérosols peuvent également être transportés depuis leurs régions sources sur de très longues distances à des altitudes variables, selon la circulation atmosphérique (phénomènes saisonniers). La plupart des aérosols sont cependant localisés dans la basse troposphère. L'effet radiatif de nombre d'entre eux est sensible à leur répartition verticale. Cet effet dépend également fortement de la taille, de la forme et de la composition chimique de la particule. Il est également impératif de pouvoir distinguer l'effet radiatif des aérosols anthropiques de celui des aérosols naturels afin de pouvoir clairement identifier l'impact de l'activité humaine sur le climat. Les incertitudes associées aux effets radiatifs des aérosols s'expliquent par la modélisation imparfaite des propriétés des aérosols et de leurs forçages divers au sein des modèles. Si leurs effets radiatifs sont mal estimés, leurs effets sur les précipitations sont encore plus mal caractérisés [Kaufman et al., 2001]. L'effet des aérosols sur le climat global et leur rôle en tant que polluant atmosphérique nécessitent la caractérisation de leurs concentrations et propriétés à l'échelle locale aussi bien que globale.

1.2 L'observation des aérosols.

1.2.1 Différents types de méthodologies.

Les méthodes de télédétection passive ont apporté des réponses adaptées à l'observation des aérosols. Le rayonnement émis et diffusé par la Terre vers l'espace dépend des propriétés radiatives de son atmosphère et de sa surface. Les caractéristiques physiques et chimiques des

aérosols (taille, forme, composition) sont responsables de leurs propriétés de diffusion et d'absorption. Ainsi, en mesurant les caractéristiques du rayonnement diffusé par l'atmosphère, à l'aide de capteurs passifs depuis le sol ou l'espace, il est possible d'obtenir, après une correction précise des contributions de la surface et des molécules, la signature radiative des aérosols. L'interprétation de cette signature radiative à l'aide de modèles permet ensuite la restitution des propriétés des aérosols observés.

Nous résumons ci-après les types de mesures qui sont utilisés pour caractériser les aérosols.

- observations depuis l'espace, à l'aide de capteurs embarqués sur des satellites. Ce type de mesures permet d'assurer un suivi global et temporel des propriétés des aérosols et de leurs effets sur le climat.
- observations effectuées depuis le sol, à l'aide de photomètres. Ces mesures permettent de restituer de manière très précise les propriétés des aérosols sur la colonne atmosphérique. Ce type de mesures est principalement utilisé pour définir des modèles d'aérosols et également pour valider les observations satellitaires et les modèles de chimie-transport.
- observations effectuées dans l'atmosphère et au sol aussi (mesures in situ), depuis avions ou ballons. Ces mesures sont utilisées pour caractériser les propriétés de certains types d'aérosols. Les campagnes de mesures aéroportées permettent d'acquérir un jeu d'observations très variées. Les observations des différents capteurs embarqués sont complétées par des mesures effectuées depuis l'avion ou la surface (sondages météorologiques, mesure de la nature chimique des aérosols par prélèvement).

Les méthodes de télédétection active sont également utilisées pour l'étude des aérosols. Dans ce cas les instruments sondent les propriétés de l'atmosphère selon le principe des radars en émettant une onde électromagnétique et en mesurant les caractéristiques de l'onde rétro-diffusée. Les lidars (light detection and ranging) constituent les systèmes optiques les plus performants pour caractériser les propriétés verticales des aérosols. Ce type d'instrument permet notamment de fournir une information sur l'altitude de la couche d'aérosol ou de nuages à l'aide de mesures effectuées depuis le sol ou depuis l'espace.

L'observation des aérosols depuis l'espace constitue l'approche la plus adaptée pour estimer l'effet radiatif des aérosols. Nous allons donc maintenant nous attacher à décrire brièvement les différents instruments et méthodes développées pour répondre à cette

problématique. La caractérisation des aérosols depuis l'espace peut être séparée, du point de vue méthodologique, en deux problématiques distinctes : la détection des aérosols au-dessus des surfaces océaniques et leur caractérisation au-dessus des surfaces continentales.

1.2.2 Observation globale des aérosols au-dessus des océans.

Les surfaces océaniques, observées depuis l'espace, sont des cibles sombres dans le rouge et proche infra-rouge. La réflexion du rayonnement solaire sur la surface des vagues (glitter) et la contribution radiative des molécules étant modélisable précisément, il est donc possible d'estimer de manière fine la contribution des aérosols au-dessus des océans. Les méthodes de détection des aérosols au-dessus des surfaces océaniques se sont développées depuis plus d'une trentaine d'années [Fraser, 1976 ; Quentzel and Koepe, 1984 ; Rao et al., 1989 ; Nakajima and Hirugashi, 1998]. Les premiers instruments mis en orbite s'intéressaient uniquement à la caractérisation de l'aspect énergétique du rayonnement dans les spectres solaire et tellurique. Parmi les plateformes embarquant de tels instruments, citons les satellites NOAA, METEOSAT et GEOS. Une seule bande (large) était utile à l'étude des aérosols et les mesures se faisaient dans une seule direction (par pixel). Le produit aérosol obtenu était principalement l'épaisseur optique qui caractérise la charge en aérosols sur la colonne atmosphérique. L'instrument TOMS (1978) utilise deux canaux sensibles au rayonnement dans l'ultraviolet (0.340-0.380 μ m). Cet instrument s'est révélé particulièrement utile pour caractériser les aérosols absorbant dans l'ultraviolet au-dessus des océans et également au-dessus des terres. Le principal « produit » fourni par l'instrument TOMS est un indice d'aérosol (AI), sensible aux paramètres d'absorption, de charge et à l'altitude des aérosols [Herman et al., 1997].

La génération d'instruments suivante était spécifiquement dédiée à l'étude des aérosols et à la caractérisation plus fine de leurs effets radiatifs. L'instrument POLDER [Deschamps et al., 1994] constitue le premier instrument directement dédié à l'étude spécifique des propriétés des aérosols utilisant des mesures multispectrales, multiangulaires et polarisées. POLDER utilise des canaux du visible au proche-infrarouge (0.44-0.86 μ m). L'utilisation d'une matrice de détecteurs et d'une caméra grand champ permet l'observation d'une même cible à la surface de la terre sous différents angles. La quantité de lumière, mesurée par le capteur au niveau du satellite, dépend fortement de l'angle sous lequel sont observées la surface terrestre et son atmosphère. Les mesures angulaires permettent une caractérisation plus complète des propriétés de diffusion des aérosols et donc de leurs caractéristiques

physiques. POLDER tire également parti des mesures de polarisation pour caractériser les aérosols. De nombreuses études ont montré la sensibilité de la polarisation à la distribution en taille, à la forme et à l'indice de réfraction des aérosols [Deuzé et al., 1988; Mishchenko et al., 1997]. L'indice de réfraction est un paramètre optique qui dépend principalement de la composition chimique de l'aérosol. L'algorithme développé pour l'instrument POLDER, au-dessus des océans, permet principalement la restitution de l'épaisseur optique et du coefficient d'Angström qui correspond à un paramètre de la taille des aérosols [Deuzé et al., 2000]. POLDER permet également d'obtenir une information sur la forme des particules [Herman et al., 2005]. L'instrument MODIS [Salomonson et al., 1989], installé sur les plates-formes TERRA et AQUA, utilise une large gamme de mesures spectrales (0.55-2.1 μm) pour séparer la composante anthropique des aérosols (mode fin) de celle des aérosols naturels (mode grossier). En effet, la signature spectrale de l'aérosol dans le domaine du spectre solaire est principalement affectée par le paramètre de taille de la particule [Tanré et al., 1996]. L'information additionnelle dans le moyen infrarouge permet donc d'estimer les contributions respectives des modes fin et grossier à l'épaisseur optique totale. L'algorithme développé pour l'instrument MODIS fournit principalement l'épaisseur optique spectrale et le rayon effectif des particules [Tanré et al., 1997]. L'instrument MISR (Multi-angle Imaging Spectroradiometer) constitue une approche combinant l'information spectrale et angulaire sans toutefois incorporer la polarisation. D'autres instruments sont également utilisés pour restituer l'épaisseur optique des aérosols au-dessus des océans tels que MERIS, OCTS, SeaWiFS et OMI [King et al., 1999]. Le tableau 1 résume les caractéristiques des principaux instruments fournissant l'épaisseur optique et les différents paramètres des aérosols au-dessus des océans.

La liste des instruments présentés ici n'est pas exhaustive mais fournit cependant une vue d'ensemble des méthodes utilisées pour aborder cette problématique. La synthèse de ces approches correspond à un instrument pouvant effectuer des mesures polarisées, multiangulaires et spectralement étendue de l'ultraviolet au moyen-infrarouge. On peut également observer que la résolution instrumentale a été affinée pour les capteurs les plus récents incluant les instruments MODIS et MERIS. Une résolution instrumentale plus précise permet notamment une meilleure caractérisation des zones de transition les entre zones nuageuses et les zones de ciel clair dédiées à l'étude des aérosols. Notons que l'étude des aérosols, à l'aide de mesures passives, ne devrait pas être effectuée à proximité directe des

nuages. Les nuages illuminent alors les aérosols ce qui conduit à une surestimation de l'épaisseur optique.

Capteurs Plate-forme(s) Agence spatiale	Période	Résolution (km)	Type de mesures	Produit(s)	Avantages (+) & Limitations (-)
AVHRR NOAA-7, -9, -11, -14, - L, Meteor-1 NOAA	1979-auj	1.1 – 4.4	Bande large 0.55-0.75 μm 0.69-1.12 μm	τ	+ Base de données étendue - Etalonnage imprécis - Contamination par la vapeur d'eau.
TOMS Nimbus-7, Meteor-3, Adeos, Earth Probe, QuickTOMS NASA	1979-2003	50	Spectrale (UV) 0.34-0.38 μm	$\tau(380)$, Indice aérosol	+ Aérosols absorbants l'UV - Faible résolution (Contamination nuageuse possible)
POLDER I & II Adeos I & II CNES, NASDA	1996-1997 2003	7×6	Spectrale Directionnelle Polarisée 0.44-0.86 μm	$\tau(865), \alpha, \eta$	+ Même cible observée sous différents angles + Sensibilité à l'indice de réfraction (n_r) et à la forme des particules
MODIS Terra, Aqua NASA	1999-auj	0.25 - 1	Multispectrale (VIS-MIR) 0.47-2.13 μm	$\tau(\lambda), \text{reff}, \eta, \alpha$	+ Sensibilité à la taille des particules. + Résolution fine + Masque nuageux
MISR Terra NASA	2000-auj	1.1	Spectrale Directionnelle 0.44-0.86 μm	$\tau(865), \eta, \alpha$	+ Sensibilité à la forme des particules
MERIS Envisat I ESA	2002-auj	0.3 – 1.2	Multispectrale 0.44-0.9 μm	$\tau(865), \alpha$	+ Résolution fine.

Tableau 1 : Caractéristiques des principaux instruments dédiés à la caractérisation des aérosols au-dessus des océans et produits dérivés. Les termes τ et α correspondent respectivement à l'épaisseur optique en aérosol et au coefficient d'Angström. Le terme η représente le rapport de l'épaisseur optique du mode fin sur l'épaisseur optique totale. Cette quantité donne une information sur la distribution en taille des aérosols. L'abréviation « reff » correspond au rayon effectif de la particule (μm). Le terme « n_r » correspond à la partie réelle de l'indice de réfraction des aérosols.

1.2.3 Observation globale des aérosols au-dessus des terres.

1.2.3.1 Problématique.

Au-dessus des océans, les méthodes de télédétection passive permettent de restituer les principales caractéristiques des aérosols sur la colonne atmosphérique. Il n'en est pas de même au-dessus des surfaces continentales. Dans ce dernier cas, la principale difficulté est de pouvoir distinguer la contribution radiative de l'aérosol de celle de la surface,

particulièrement conséquente et présentant une forte variabilité spatiale (différents types de sol et couverts selon les zones géographiques) et temporelle (modifications des propriétés des surfaces selon la saison : évolution de la végétation , couverture neigeuse...). La signature spectrale de la surface varie également de manière très importante d'un type de surface à l'autre. Ces caractéristiques font qu'il n'est pas aisé de modéliser précisément la contribution des surfaces terrestres à l'échelle globale. Comme les principales sources d'émission des aérosols sont localisées au-dessus des continents (déserts, zones urbaines et industrielles ...), la restitution des propriétés des aérosols au-dessus des terres est cependant une nécessité. Différentes méthodes ont été envisagées pour répondre à cette problématique.

1.2.3.2 Différentes méthodes partiellement satisfaisantes.

Des méthodes d'inversion des propriétés des aérosols ont essentiellement été développées au-dessus des cibles continentales sombres. Pour ce type de surface, principalement des couverts végétaux denses (forêts), la réflectance du sol est faible à certaines longueurs d'onde, ce qui réduit l'impact de la contribution de la surface et nous rapproche du cas « océan ». Cette approche, initialement utilisée par l'instrument Landsat III Multispectral Scanner (MSS), repose sur l'utilisation d'une valeur de réflectance de surface supposée [Kaufman et Sandra 1988]. Plus récemment, cette approche a été adaptée pour les instruments MODIS, MISR et MERIS. L'instrument MODIS a permis d'affiner la méthode en utilisant des mesures additionnelles dans le moyen infrarouge. En effet MODIS mesure directement la réflectance de la surface à l'aide du canal à 2.13 μm et estime les réflectances de surface dans les canaux visibles à l'aide de relations empiriques, respectivement à 0.47 et 0.67 μm [Kaufman et al., 1997a]. L'algorithme développé pour MODIS au-dessus des terres permet ensuite de restituer l'épaisseur optique en aérosol [Kaufman et al., 1997b]. L'instrument MISR utilise l'information multiangulaire pour séparer la contribution de la surface de celle de l'aérosol. La méthode a été généralisée à des surfaces plus réfléchissantes en utilisant un modèle de réflectance de surface bidirectionnelle [Martonchick et Diner, 1992]. Au-dessus des surfaces désertiques, cette approche permet de restituer l'épaisseur optique en aérosol avec une incertitude inférieure à 0.08 [Martonchick et al., 2004]. Au-dessus des surfaces réfléchissantes, citons également une méthode développée pour les instruments MODIS, GLI et seaWiFS, celle-ci est basée sur l'exploitation d'une base de données de réflectances de surface obtenue à l'aide de mesures spatiales [Hsu et al., 2004]. Pour l'instrument MERIS, l'épaisseur optique est principalement restituée au-dessus des

cibles sombres, en fixant la réflectance de surface mais une méthode pour généraliser les inversions à des surfaces plus réfléchissantes est en cours de développement (Thèse de Vidot. J).

Des techniques, basées sur l'utilisation de l'infrarouge thermique, ont été développées pour l'étude des aérosols désertiques jusque là difficilement détectés. L'utilisation du canal infrarouge de METEOSAT (10-12.5 μm) [Legrand et al., 1988, 2001] et également des canaux infrarouges de l'instrument AVHRR (3.7 et 11 μm) [Ackerman et al., 1989] ont permis de montrer l'effet des aérosols désertiques dans l'infrarouge thermique. Des estimations de l'épaisseur optique en aérosol ont été réalisées [Legrand et al., 1989, Ackerman, 1997, Pierangelo et al., 2004]. Les mesures dans l'ultraviolet effectuées par TOMS ont également été utilisées pour étudier les effets radiatifs des aérosols désertiques [Hsu et al., 2000] et pour caractériser leurs principales sources d'émission [Prospero et al., 2002]. Les méthodes basées sur l'ultraviolet et l'infrarouge fournissent principalement une information sur la charge des aérosols que l'on peut qualifier de semi-quantitative. Des méthodes alternatives, dites « de contraste » ont également été utilisées pour caractériser les propriétés des aérosols, notamment avec l'instrument AVHRR [Kaufman et Joseph, 1982]. Cette technique nécessite la combinaison d'observations sur des surfaces de réflectances contrastées (transitions terre-mer) et pour des conditions atmosphériques opposées (clair à turbide).

1.2.3.3 L'approche polarisée et multiangulaire, l'instrument POLDER.

La polarisation constitue un outil particulièrement adapté à la caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des terres [Herman et al., 1987 ; Deuzé et al., 1993 ; Cairns et al., 1997]. Ces études soulignent notamment la sensibilité de la polarisation aux propriétés des aérosols et la faible contribution de la surface. La réflexion du signal solaire incident sur les surfaces terrestres, engendre effectivement une contribution moins forte en polarisation qu'en réflectance totale. Le sol étant nettement moins polarisant que l'atmosphère, la polarisation mesurée au niveau du capteur est donc essentiellement générée par les molécules et les aérosols. L'algorithme développé pour l'instrument POLDER utilise l'information polarisée et multiangulaire à 0.67 et 0.86 μm pour restituer l'épaisseur optique τ , le paramètre d'Angström α , ainsi qu'un indice $AI=\tau\alpha$ représentatif de la charge en aérosol [Deuzé et al., 2001]. La figure 2 présente l'indice en aérosol restitué par POLDER I pour le mois de Mai 1997.

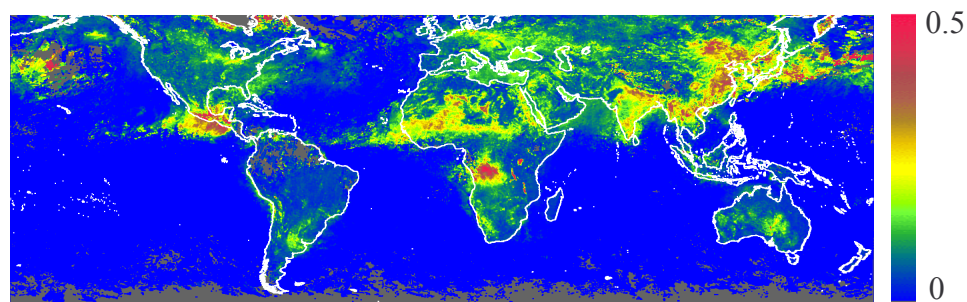


Figure 2 : L'indice aérosol restitué par POLDER I, Mai 1997

On peut observer sur cette figure les principales sources d'émissions des aérosols anthropiques en rouge et remarquer les fortes concentrations d'aérosols au-dessus de la Chine et de l'Inde (aérosols de pollution) et également les événements de particules de feux de biomasse issues des feux de forêt (Mexique, Afrique centrale).

La mission POLDER a également montré que la polarisation des surfaces est spectralement neutre du visible au proche-infrarouge (0.44-0.86 μ m). POLDER utilise la forte dépendance spectrale de la contribution polarisée des aérosols du mode fin par contraste avec le faible effet spectral des surfaces pour les détecter. Les aérosols du mode grossier (rayon $> 0.6 \mu$ m) génèrent peu de polarisation et sont plus difficilement détectables avec cette méthode. Si la contribution des surfaces en polarisation est faible, celle-ci ne peut cependant être négligée, en particulier dans le cas des faibles charges en particules. Différents modèles de polarisation des surfaces ont été développés et utilisés pour l'instrument POLDER. On peut notamment citer les modèles de polarisation de surface développés pour les couverts végétaux [Rondeaux et Herman., 1991] et les sols nus [Bréon et al., 1995]. Le modèle de surface actuellement utilisé dans la chaîne de traitement des mesures de POLDER est un modèle semi-empirique, basé sur une analyse des mesures de l'instrument POLDER I [Nadal et Bréon., 1995] au-dessus des différents biomes.

1.2.3.4 Comparaison des différentes méthodes opérationnelles, avantages et limitations.

Seulement 5 instruments fournissent, du point de vue opérationnel, un « produit » aérosol au-dessus des terres émergées. Le tableau 2 résume les différents instruments et les produits dérivés. Nous indiquons également dans ce tableau les avantages et limitations des approches respectives. Les paramètres des aérosols restitués au-dessus des terres sont uniquement

l'épaisseur optique en aérosols τ et le coefficient d'Angström α , représentatif de la taille des particules.

Capteur	Méthode de télédétection des aérosols	Produits	Limitations (-) & Avantages (+)
TOMS	Réflectance dans plusieurs bandes	$\tau(0.380)$, Indice aérosol	- Information semi-quantitative + Sensibilité aux aérosols absorbant dans l'UV (Poussières minérales, particules de brûlis)
POLDER	Polarisation	$\tau(0.865)$, α	- Modèle de surface semi-empirique - Faible sensibilité aux aérosols désertiques + Neutralité spectrale des surfaces en polarisation + Sensibilité aux aérosols anthropiques
MODIS	Surface sombre, réduction de contraste	$\tau(0.550)$, α	- Relations des réflectances de surfaces empiriques + Mesure directe de la surface dans le moyen-infrarouge + Méthode généralisée à des surfaces plus réfléchissantes à l'aide de relations empiriques.
MISR	Surface sombre	$\tau(0.558)$, α	- Réflectance de surface sombre fixée - Modèle de réflectance bidirectionnelle + Méthode généralisée à des surfaces brillantes à l'aide de l'information angulaire.
MERIS	Surface sombre	$\tau(0.865)$, α	- Réflectance de surface sombre fixée + Méthode généralisée à des surfaces plus réfléchissantes à l'aide de corrections atmosphériques.

Tableau 2 : Descriptif des principaux instruments fournissant un produit aérosol au-dessus des terres. Descriptions des avantages et des limitations des méthodes.

Ces méthodes reposent toutes sur l'utilisation de modèles, de relations empiriques ou d'hypothèses pour estimer la contribution des surfaces. La restitution de l'épaisseur optique au-dessus des surfaces continentales est beaucoup moins précise qu'au-dessus des surfaces océaniques. Dans le cas de MODIS, l'épaisseur optique est restituée avec une incertitude estimée à $\pm 0.03 \pm 0.05\tau$ au-dessus des océans et estimée, à 550 nm, à $\pm 0.05 \pm 0.20\tau$ au-dessus des terres [Remer et al., 2005]. Dans le cas d'une épaisseur optique de 0.2, l'erreur associée est plus de deux fois supérieure à celle sur mer. Pour des épaisseurs optiques faibles ($\tau < 0.05$), au-dessus des terres, l'erreur relative sur l'épaisseur optique est supérieure à 100% ! Dans ce cas, la forte incertitude associée à l'épaisseur optique est liée à l'imprécision sur la réflectance de surface. Le coefficient d'Angström est calculé à partir des épaisseurs optiques estimées à deux longueurs d'onde. L'incertitude associée à ce paramètre est donc encore plus importante et résulte principalement de l'incertitude sur la contribution de la surface [Chu et al., 2002]. Ces méthodes ont également chacune un domaine d'application limité, que ce soit lié à un type d'aérosols ou un type de surface donné.

Une approche originale consisterait à développer un instrument combinant les avantages de ces différents capteurs pour développer une méthode globale de caractérisation des aérosols. Cet instrument devrait s'appuyer sur des mesures polarisées, multiangulaires et multispectrales étendues de l'ultraviolet au moyen-infrarouge et disposer d'une résolution instrumentale fine.

1.3 Présentation de la thèse.

Mes travaux s'inscrivent dans le contexte général de l'observation globale des aérosols et plus particulièrement de leur caractérisation au-dessus des terres émergées. Ce travail de thèse se situe dans la continuité de la mission POLDER et des travaux basés sur l'utilisation de la polarisation pour la caractérisation des propriétés des aérosols et des surfaces terrestres.

1.3.1 Position précise de l'étude : Les limitations de l'instrument POLDER.

L'expérience POLDER a montré l'utilité des mesures de luminances directionnelles et polarisées pour la caractérisation des aérosols, en particulier au-dessus des surfaces continentales. Cependant, l'absence de mesures au-delà de $0.865\ \mu\text{m}$ et l'utilisation de modèles de surfaces semi-empiriques limitent finalement notre capacité à restituer de manière satisfaisante les propriétés des aérosols. Il semble alors nécessaire d'étendre la gamme de mesures de POLDER, à l'instar de l'instrument MODIS, au domaine spectral du moyen infrarouge.

Au-dessus des surfaces continentales, la mesure de la polarisation dans le moyen-infrarouge, vers $2.2\ \mu\text{m}$, où la contribution atmosphérique est particulièrement faible, devrait fournir une mesure directe de la polarisation de la surface, sauf gros événements en particulier de poussières. L'objectif est de concevoir une méthode originale de caractérisation globale des aérosols et à plus long terme en déduire un algorithme opérationnel.

Au-dessus des surfaces océaniques, l'information multispectrale permettrait une plus grande sensibilité de l'instrument POLDER à la taille des particules (cf partie 1.2.2). De récentes études théoriques et expérimentales ont également souligné l'intérêt de mesures directionnelles, polarisées et multispectrales (OSIRIS) pour la caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des océans [Chowdhary et al., 2002].

Pour étudier l'apport de ces longueurs d'onde et pour tester la validité de nouvelles méthodologies, le LOA avec le soutien du CNES, de l'USTL et de la région Nord-Pas-de-Calais, a mis à l'étude un nouvel instrument, multiangulaire, polarisé et multispectral. Une version prototype, mono-directionnelle, nommée MICROPOL, a été achevée au laboratoire en Juillet 2001. Pour ma part, j'ai rejoint le Laboratoire d'Optique Atmosphérique sur cette thématique quelques mois plus tard dans le cadre de mon DEA.

1.3.2 Principaux objectifs de la thèse.

L'instrument aéroporté MICROPOL a été conçu pour effectuer des mesures polarisées et multispectrales du visible au moyen-infrarouge (0.49-2.2 μ m). L'objectif premier de cet instrument est l'étude des propriétés des surfaces en polarisation. POLDER I a montré que la polarisation de la surface présentait une faible dépendance spectrale du visible au proche-infrarouge (0.44-0.87 μ m). L'un des objectifs de ce travail est de vérifier la validité de cette observation dans le moyen-infrarouge, jusqu'à 2.2 μ m.

A cette longueur d'onde, on peut considérer, en première approximation, que l'atmosphère est « transparente ». Cette approximation a déjà été utilisée dans la méthode développée pour l'instrument MODIS (cf. partie 1.2.3.2). Si la neutralité spectrale des surfaces est vérifiée dans le moyen-infrarouge, une mesure additionnelle, à 2.2 μ m, constituerait une mesure directe de la contribution polarisée de la surface pour l'ensemble des canaux de POLDER. Cette approche serait particulièrement novatrice car elle permettrait de s'affranchir de la surface qui constitue la principale source d'erreur des algorithmes dédiés à l'étude des propriétés au-dessus des surfaces terrestres.

L'objectif majeur de cette thèse est donc de montrer le potentiel de cette méthode pour améliorer la caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des terres. Cet objectif passe nécessairement par une étude des surfaces et par le développement d'un algorithme original basé sur les mesures multispectrales et polarisées de l'instrument MICROPOL.

1.3.3 Démarche scientifique.

Avant de débiter l'étude au-dessus des surfaces continentales, il paraissait nécessaire de caractériser l'instrument et de s'assurer de la qualité de ses mesures. Les objectifs de la première partie de la thèse sont donc, i) la caractérisation en laboratoire de l'instrument

MICROPOL, ii) le développement d'un algorithme de détection des aérosols au-dessus des mers, iii) la restitution des principaux produits aérosols et leur validation.

Au-dessus des océans, les méthodes de télédétection permettent de restituer les paramètres des aérosols de façon précise. L'objectif principal était de comparer les inversions de MICROPOL aux mesures au sol des photomètres du réseau AERONET et ainsi de valider l'ensemble de l'instrument. L'objectif secondaire était de tester l'apport de l'information multispectrale et polarisée pour la caractérisation des aérosols au-dessus des océans.

Un point crucial de cette thèse consistait également à acquérir d'une base de données très variées, comportant des observations pour différents types d'aérosols et pour des conditions atmosphériques contrastées (claire à turbide). Cette base d'observation devait également comporter des mesures pour différents types de sols et de surfaces afin de valider le concept de neutralité spectrale à l'ensemble des surfaces terrestres. L'instrument MICROPOL a donc participé à différentes campagnes de mesures au-dessus des surfaces terrestres et également océaniques. Des mesures relatives à des observations pour des aérosols naturels (sahariens et maritimes) ont été acquises au-dessus de la mer Méditerranée durant la campagne FRENCH. A cette occasion, l'instrument MICROPOL était accompagné du lidar LEANDRE [Pelon et al., 1990], du Laboratoire d'Aéronomie de Paris VII. Des vols supplémentaires ont été effectués dans la région Nord Pas-de-Calais y compris au-dessus de la mer du Nord. Ces vols ont permis d'obtenir des mesures relatives à des aérosols anthropiques et pour des types de surfaces variées (Surfaces naturelles et urbaines).

Durant cette partie de la thèse, j'ai participé aux différentes étapes de caractérisation de l'instrument auprès des ingénieurs du laboratoire. J'ai personnellement développé la chaîne de traitement des mesures de l'instrument MICROPOL et l'algorithme d'inversion dédié aux surfaces océaniques. Je me suis également particulièrement investi dans le dépouillement de la campagne FRENCH. La combinaison des informations des capteurs passifs et actifs a été utilisée pour caractériser les deux principaux types d'aérosols naturels : les poussières désertiques et les aérosols maritimes. Les propriétés des aérosols naturels, en particulier les caractéristiques des poussières minérales, sont particulièrement mal estimées depuis l'espace et constituent une source d'incertitude majeure. Ce travail a fait l'objet d'une publication [Waquet et al., 2005].

La seconde partie de la thèse abordait l'étude des propriétés radiatives des surfaces principalement en polarisation. Cette étude comportait deux difficultés majeures :

- La réflectance polarisée de la surface est une quantité qui dépend fortement de la géométrie d'observation et l'instrument MICROPOL est un capteur monodirectionnel.
- Dans le cas de mesures spatiales ou in situ, il est nécessaire de corriger de façon précise les effets de l'atmosphère pour étudier la contribution de la surface.

Un objectif expérimental important de cette étude était donc de concevoir le vol ou l'expérimentation permettant une étude précise du comportement angulaire et spectral de la polarisation de la surface.

La suite logique de notre démarche consistait à développer un algorithme d'inversion original, basé sur l'information multispectrale et polarisée. L'objectif était de valider cette approche avec les mesures des photomètres et de comparer cette méthode aux algorithmes usuels. J'ai adapté les 2 principales méthodes permettant de restituer l'épaisseur optique des aérosols au-dessus des surfaces continentales, c'est-à-dire l'approche polarisée (POLDER) et l'approche basée sur l'utilisation des surfaces sombres, encore appelée méthode des « path radiances » (MODIS).

1.3.4 Organisation de la thèse.

Le chapitre suivant (II) est un récapitulatif des bases théoriques permettant la compréhension des mécanismes et quantités physiques utilisés dans ce travail. Le troisième chapitre est consacré à l'aspect expérimental de cette thèse. Il se compose de la description des caractéristiques techniques de l'instrument MICROPOL, des différentes étapes de caractérisation des mesures et de la description de l'ensemble de la base de données. Le quatrième chapitre traite de la caractérisation des aérosols au-dessus des océans à partir des mesures de l'instrument MICROPOL et également des mesures des instruments photométriques, satellites et lidar. Nous décrivons, dans ce chapitre, l'algorithme développé pour MICROPOL et les principaux résultats obtenus. Cette partie est notamment illustrée par les résultats de l'article [Waquet et al., 2005]. Enfin le cinquième chapitre développe les principaux résultats obtenus au-dessus des surfaces continentales. Ce chapitre présente tout d'abord les résultats concernant les propriétés radiatives des surfaces et les conclusions concernant la neutralité spectrale des surfaces. Nous testons également la faisabilité de la méthode d'inversion basée sur la mesure polarisée à 2.2 μ m. Les principales méthodes de détection des aérosols sont appliquées aux différentes mesures de l'instrument MICROPOL.

Les avantages et limitations des diverses méthodes sont discutés (un article soumis à *Geophysical Research Letters* et un article en préparation). Avant de conclure, nous résumons les principaux résultats de la thèse et discutons du potentiel de l'information additionnelle dans le moyen-infrarouge pour l'instrument POLDER.

Chapitre 2

Généralités

2.1 Phénomènes de diffusion, d'absorption et de réflexion.

2.1.1 Diffusion du rayonnement par l'atmosphère.

Lorsque l'on s'intéresse au phénomène de diffusion, on a coutume de distinguer la contribution due à la première diffusion, dite diffusion primaire, des suivantes (diffusion multiple). La diffusion primaire, dans le cas de particules sphériques, est modélisée par la théorie de Mie, voire de Rayleigh qui en est un cas limite, respectivement pour les aérosols et les molécules, le type de diffusion dépendant du rapport entre le rayon r de la particule et la longueur d'onde du rayonnement considéré. Nous rappelons dans cette section, les grandeurs de base permettant de caractériser la diffusion simple par les aérosols et les molécules. Les calculs en diffusion multiple nécessitent la résolution de l'équation de transfert radiatif qui sera rappelée brièvement en section 2.3.1.

2.1.1.1 Diffusion par une particule.

Lors de l'interaction d'un rayonnement lumineux avec une particule, une partie de l'énergie incidente est absorbée et l'autre partie est redistribuée dans l'espace de manière non isotrope. Ces deux processus correspondent respectivement à l'absorption et la diffusion. L'extinction du rayonnement par une particule correspond à la somme des ces deux processus. Pour caractériser ces propriétés, nous introduisons les facteurs d'efficacité de diffusion, d'absorption et d'extinction d'une particule, définis comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{diff} = \frac{S_{diff}}{S_g} \\ Q_{abs} = \frac{S_{abs}}{S_g} \\ Q_{ext} = \frac{S_{ext}}{S_g} \end{array} \right\} \quad (II-1)$$

où S_g est la section géométrique de la particule (πr^2 , r en μm), et S_{diff} , S_{abs} et S_{ext} sont les sections efficaces respectivement de diffusion, d'absorption et d'extinction.

Le coefficient d'extinction est relié aux coefficients de diffusion et d'absorption par la relation suivante :

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff} \quad (II-2)$$

Nous introduisons également l'albédo de simple diffusion ω_0 , qui caractérise l'efficacité de la diffusion d'une particule par rapport à son absorption :

$$\omega_0 = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} \quad (II-3)$$

Dans le cas du phénomène de diffusion, la distribution angulaire du rayonnement est quantifiée à l'aide de la fonction de phase de la particule. Celle-ci ne dépend que de l'angle de diffusion dans le cas de particules sphériques ou de particules orientées aléatoirement. Dans ce cas, la fonction de phase d'une particule $p(\Theta)$ est normalisée comme suit :

$$\int_{4\pi} p(\Theta) d\Omega = 4\pi \quad (II-4)$$

Cette grandeur représente la probabilité que le rayonnement arrivant sur la particule soit diffusé dans un cône d'angle solide $d\Omega$ et selon un angle Θ , défini entre les directions d'incidence et de diffusion. L'angle Θ est appelé angle de diffusion. Le rayonnement diffusé

par une particule éclairée en lumière naturelle est polarisée avec un taux de polarisation $P(\Theta) = q(\Theta) / p(\Theta)$, où $q(\Theta)$ est la fonction de phase polarisée.

Le paramètre d'asymétrie g rend compte de la forme de la fonction de phase et correspond à la valeur moyenne du cosinus de l'angle de la lumière diffusée :

$$g = \int_{4\pi} \cos(\Theta) p(\Theta) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (\text{II-5})$$

Le facteur d'asymétrie g vaut 1 pour une diffusion totale vers l'avant, -1 pour une diffusion totale vers l'arrière et 0 pour une diffusion symétrique avant/arrière.

Dans le code transfert radiatif que nous utiliserons plus loin, la fonction de phase $p(\Theta)$ est linéarisée sous la forme d'une décomposition en polynômes de Legendre, comme suit :

$$p(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l P_l(\cos \Theta) \quad (\text{II-6})$$

avec

$$\beta_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 p(\mu) P_l(\mu) \quad (\text{II-7})$$

μ est le cosinus de l'angle de diffusion et les termes $P_l(\Theta)$ sont les polynômes de Legendre. Une description détaillée du formalisme mathématique utilisé pour le calcul des fonctions de phase est présenté dans Deuzé et al., 1989.

2.1.1.2 Diffusion par une collection de particules.

La diffusion par des particules sphériques de taille comparable à la longueur d'onde du rayonnement incident est décrite par la diffusion de Mie. Les propriétés diffusantes de ces particules dépendent alors uniquement du paramètre de Mie : $\frac{2\pi.r}{\lambda}$ et de l'indice de réfraction des aérosols. Pour caractériser les propriétés diffusantes d'une collection de particules, il est

également nécessaire de connaître sa distribution en taille ou granulométrie. Nous explicitons ici les notions d'indice de réfraction des aérosols et de distribution en taille de particules.

- Indice de réfraction des aérosols.

L'indice de réfraction complexe des aérosols m s'écrit :

$$m = m_r - im_i \quad (\text{II-8})$$

Cette grandeur dépend essentiellement des propriétés chimiques de la particule considérée. La partie réelle de l'indice est reliée à la vitesse de propagation dans le milieu, la partie imaginaire caractérise les propriétés d'absorption des aérosols et leur albédo de simple diffusion. La partie réelle est typiquement comprise entre 1.40 et 1.55 (aérosols anthropiques et désertiques). Des valeurs sensiblement différentes peuvent toutefois être observées dans le cas des particules carbonées (suie, $m_r > 1.60$) ou pour des particules fortement hydratées (aérosols maritimes, $m_r < 1.40$). Pour des aérosols de types anthropique et désertique, l'albédo de simple diffusion varie entre 0.90 et 1. Pour des particules plus absorbantes, l'albédo de simple diffusion peut prendre des valeurs inférieures à 0.9 (particules de brûlis). Les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des aérosols présentent généralement une faible variabilité spectrale et sont données, ici, pour des longueurs d'onde comprises entre 440 et 1020 nm [Dubovik et al., 2000].

- Granulométrie des aérosols.

Le nombre dn , par unité de volume, de particules de rayons compris entre r et $r+dr$ est $dn=n(r)dr$. Diverses distributions en taille $n(r)$ ont été proposées : nous présentons ici la loi de Junge, telle que :

$$n(r) = Cr^{-\nu} \quad (\text{II-9})$$

où le paramètre ν est lié à la taille des particules et C est une constante de proportionnalité déterminée par normalisation.

La loi de Junge est une loi simple qui rend compte de la dépendance spectrale de la diffusion de la lumière. Toutefois, elle ne permet pas de décrire des distributions bimodales ou trimodales, typiquement observées pour les aérosols. Différentes études ont notamment souligné les limites de cette loi pour la description des propriétés des aérosols [Davies, 1974; Carlier, 2000]. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons essentiellement une loi « log-normale » telle que :

$$n(r) = \frac{N_0}{\sigma \cdot r \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{[\ln(r/r_g)]^2}{2\sigma^2} \right] \quad (\text{II-10})$$

où N_0 est le nombre total de particules par unité de volume (μm^{-3}), r_g est le rayon de granulométrie et σ est l'écart-type qui caractérise la dispersion en taille des particules.

Cette loi est généralement considérée comme plus réaliste et permet la description d'une distribution multimodale en combinant plusieurs log-normales.

- Théorie de Mie.

La théorie de Mie permet de calculer les sections efficaces de diffusion, d'absorption et d'extinction de particules sphériques [Van de Hulst, 1957]. En sommant les contributions des particules, on obtient différents paramètres caractérisant l'ensemble de la distribution en taille, détaillés ci-après.

L'épaisseur optique totale en aérosol δ^{aer} , caractérisant la charge des aérosols sur la colonne atmosphérique, s'écrit :

$$\delta^{aer} = \int_0^Z \int_0^\infty \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(r, m) \cdot n(r, z) dr dz \quad (\text{II-11})$$

La fonction de phase des aérosols $p^{aer}(\Theta)$ et l'albédo de simple de diffusion ω_0 ont pour expressions :

$$p^{aer}(\Theta) = \frac{\int_0^{\infty} \pi.r^2.Q_{diff}(r,m).p(\Theta,r,m).n(r)dr}{\int_0^{\infty} \pi.r^2.Q_{diff}(r,m).n(r)dr} \quad (II-12)$$

$$\omega_0 = \frac{\int_0^{\infty} \pi.r^2.Q_{diff}(r,m).n(r)dr}{\int_0^{\infty} \pi.r^2.Q_{ext}(r,m).n(r)dr} \quad (II-13)$$

On définit la fonction de phase des aérosols en polarisation $q^{aer}(\Theta)$ par une formule analogue à (II-12) en remplaçant simplement $p(\Theta,r,m)$ par $q(\Theta,r,m)$.

Le rayon effectif de l'ensemble de la distribution en taille, r_{eff} , s'écrit :

$$r_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} \pi.r^3.n(r)dr}{\int_0^{\infty} \pi.r^2.n(r)dr} \quad (II-14)$$

2.1.1.3 Diffusion simple par les molécules.

Lorsque la taille des particules est très petite devant la longueur d'onde (molécules), les phénomènes de diffusion sont décrits à l'aide la diffusion de Rayleigh, qui est un cas limite de la théorie de Mie. Les expressions approchées des fonctions de phase totale et polarisée des molécules s'écrivent :

$$p(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \quad (II-15)$$

$$q(\Theta) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2 \Theta) \quad (II-16)$$

Dans le cas de l'air, il est nécessaire d'introduire le facteur de dépolarisation des molécules [Hansen et Travis, 1974]. Le facteur de dépolarisation pour l'air est approximativement égal à 0.03. A titre indicatif, le pic de polarisation de la diffusion simple de Rayleigh est réduit

d'environ 6% par la dépolarisation des molécules. Cet effet est pris en compte dans le code de transfert radiatif utilisé dans notre étude.

L'épaisseur optique moléculaire δ^{mol} suit approximativement une loi au premier ordre en λ^{-4} et dépend de la pression atmosphérique et également de l'humidité (plus faiblement). L'intensité diffusée augmente donc rapidement avec les longueurs d'onde décroissantes à la fois pour le rayonnement total et le rayonnement polarisé. Notons que pour les courtes longueurs d'onde (490 nm dans cette étude), la loi en λ^{-4} n'est plus adaptée. Des facteurs correctifs sont introduits pour tenir compte de la variation spectrale de l'indice de réfraction des molécules et ainsi décrire précisément la dépendance spectrale de δ^{mol} [Hansen and Travis, 1974].

2.1.2 Différents types de réflexion

2.1.2.1 La réflexion spéculaire.

C'est le type de réflexion qui a lieu sur les miroirs (*speculum*) ou sur des surfaces lisses. La notion de surface lisse ou rugueuse est une notion relative et dépend principalement de la longueur d'onde considérée. Par exemple, une surface peut se comporter comme une surface rugueuse dans le domaine du spectre visible et lisse dans celui des micro-ondes (longueur d'onde de quelques centimètres). Lorsque la taille des éléments réflecteurs composant une surface est nettement plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident, la lumière est réfléchie de manière spéculaire et l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.

Soit une surface plane, séparant deux milieux d'indices de réfraction différents : d'après les lois de Descartes, une partie du rayonnement incident est réfléchie symétriquement par rapport à la normale de la surface, et l'autre partie est réfractée (cf. figure II-1).

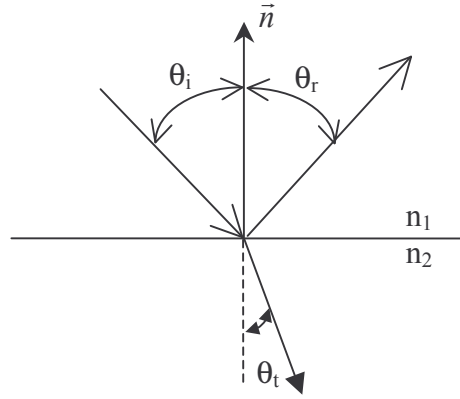


Figure II-1 : Réflexion spéculaire et réfraction du rayon incident sur une surface lisse.

où les angles θ_i , θ_r et θ_t sont respectivement les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction et les paramètres n_1 et n_2 correspondent aux indices de réfraction des deux milieux.

L'onde réfléchie est polarisée et peut être caractérisée à l'aide des lois de Fresnel, qui fournissent, entre autre, le rapport des amplitudes des champs électriques de l'onde réfléchie et de l'onde incidente. En pratique, le vecteur champ électrique est décomposé en deux composantes E_i et E_r , respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Les équations de Maxwell et les conditions de continuité appliquées aux vecteurs champ électrique et champ magnétique permettent alors de déterminer les coefficients de réflexion parallèle et perpendiculaire, notés respectivement r_i et r_r . Dans le cas de l'interface atmosphère-terre, l'indice de l'air valant approximativement 1 ($n_1=1$) et l'indice de la surface étant noté n ($n_2=n$), ces quantités sont définies comme suit :

$$r_i = \frac{n\mu_i - \mu_t}{n\mu_i + \mu_t} \quad (\text{II-17})$$

$$r_r = \frac{n\mu_t - \mu_i}{n\mu_t + \mu_i} \quad (\text{II-18})$$

où μ_i et μ_t correspondent aux cosinus des angles respectivement d'incidence et de réfraction.

Le coefficient de Fresnel polarisé F_p représente le rapport des quantités de lumière polarisée réfléchie et incidente. Ce paramètre est fondamental pour décrire la réflexion

spéculaire sur les surfaces et est utilisé dans de nombreux modèles de polarisation des sols. F_p s'exprime à partir des équations (II-19) et (II-20) tel que :

$$F_p(\theta_i) = \frac{1}{2}(r_r^2 - r_l^2) \quad (\text{II-19})$$

On définit également le paramètre de Fresnel non polarisé F comme suit :

$$F(\theta_i) = \frac{1}{2}(r_r^2 + r_l^2) \quad (\text{II-20})$$

Ce coefficient correspond au rapport de l'énergie lumineuse à l'énergie naturelle incidente. Les coefficients F_p et F ne dépendent que de l'angle d'incidence, θ_i et de l'indice de réfraction de la surface. La figure II-2 présente la variation des coefficients de Fresnel avec l'angle d'incidence. Sur la figure II-2-b, nous présentons la variation de F_p avec l'indice de réfraction des surfaces.

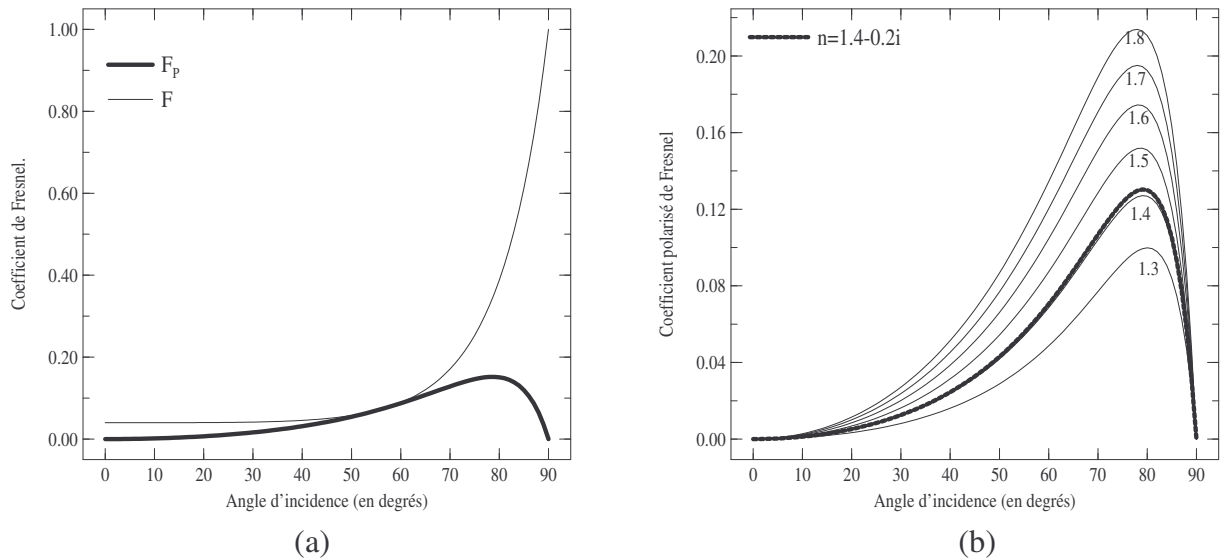


Figure II-2 : (a) Variation des coefficients de Fresnel avec l'angle d'incidence, (b) variation du coefficient polarisé de Fresnel avec l'indice de réfraction.

Sur la figure II-2-b, nous constatons que le coefficient polarisé de Fresnel augmente avec l'indice de réfraction. La partie réelle de l'indice de réfraction de surfaces naturelles de type sol nu (déserts, roches ...) est comprise entre 1.4 et de 1.6, sur le domaine spectral du visible

au moyen-infrarouge [Pollack et al., 1973]. Pour des surfaces végétales, ce paramètre est estimé à 1.5, en moyenne, sur le domaine spectral du visible au proche-infrarouge [Vanderbilt et al., 1985]. La partie imaginaire de l'indice de réfraction des surfaces est généralement faible et mal caractérisée. Nous avons effectué un calcul supplémentaire pour un indice de réfraction complexe égal à $1.4-0.2i$ (cf. figure II-2-b). Nous constatons que l'effet de la partie imaginaire de l'indice de réfraction des surfaces est faible sur F_p . La partie imaginaire de l'indice de réfraction de sols est généralement négligée dans les modèles de polarisation des sols.

2.1.2.2 La réflexion diffuse.

Elle a lieu lorsque l'onde électromagnétique pénètre dans le sol et interagit avec le milieu (cf. figure II-3). L'onde incidente pénètre par réfraction dans le corps et est réfléchiée par plusieurs sous-couches. L'onde émergente peut être représentée comme le résultat de la combinaison de multiples réflexions de surface. La direction du rayonnement émergent est aléatoire et ce rayonnement n'est pas ou peu polarisé. Ce phénomène est également appelé réflexion de volume.

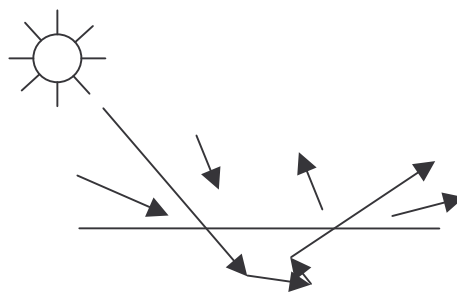


Figure II-3 : Réflexion diffuse.

La réflexion diffuse peut également se produire sur une surface rugueuse à l'échelle de la longueur d'onde utilisée. Elle est constituée par l'ensemble des réflexions spéculaires sur la multitude des surfaces planes élémentaires, orientées aléatoirement et constituant une surface rugueuse. L'importance relative du phénomène de réflexion spéculaire par rapport au phénomène de réflexion diffuse dépend de la longueur d'onde du rayonnement considéré [Fung, 1983; Grant, 1987]. Lorsque la taille des éléments réflecteurs est nettement plus importante que la longueur d'onde du rayonnement incident, la lumière est réfléchiée de manière spéculaire. Lorsqu'elle est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, le

rayonnement est alors réfléchi de manière diffuse. Les éléments de taille très petite devant la longueur d'onde diffusent le rayonnement incident selon la diffusion de Rayleigh.

L'énergie totale réfléchie par un corps à la surface de la terre est donc la somme des énergies réfléchies de manière diffuse et spéculaire. Nous verrons dans la suite que la contribution polarisée des surfaces, dans le domaine spectral s'étendant du visible au moyen-infrarouge, résulte essentiellement du mécanisme de la réflexion spéculaire.

2.2 Grandeurs radiatives de base.

2.2.1 Paramètres de Stokes.

La lumière peut être décrite comme une superposition d'ondes électromagnétiques planes et monochromatiques (superposition de trains d'onde). Une onde plane électromagnétique correspond à une onde transverse, caractérisée par ses vecteurs champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$. D'après les relations de Maxwell, la détermination du champ électrique suffit pour caractériser les propriétés de cette onde. Dans un repère $(\vec{r}, \vec{l}, \vec{k})$, où $\vec{l}$ et $\vec{r}$ définissent deux directions du plan d'onde perpendiculaires à la direction de propagation $\vec{k}$, le champ électrique $\vec{E}$ peut être décomposé de la façon suivante :

$$\vec{E} = E_{ol} e^{i(\varpi t)} \vec{l} + E_{or} e^{i(\varpi t + \psi)} \vec{r} \quad (\text{II-21})$$

où ψ caractérise la différence de phase entre les deux composantes orthogonales du champ électrique et ϖ est la pulsation de l'onde électromagnétique.

Dans le cas général, l'extrémité du vecteur champ électrique décrit, dans le plan transverse, une ellipse (cf. figure II-4).

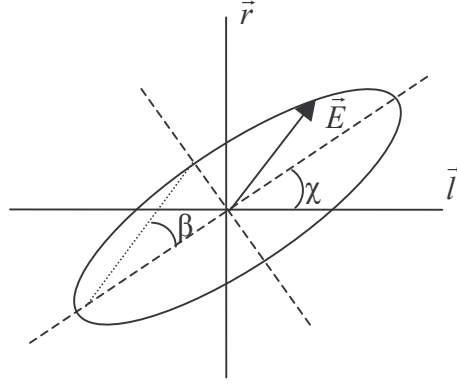


Figure II-4 : Représentation d'une polarisation elliptique dans la base $(\vec{l}, \vec{r})$.

L'ellipse est caractérisée par l'angle χ , indiquant la direction de son grand axe dans la base $(\vec{l}, \vec{r})$ et par le paramètre β caractérisant l'ellipticité de l'onde. Dans certains cas particuliers, l'ellipse se réduit à un cercle ou à une droite, les états de polarisation correspondants sont alors dits respectivement circulaire et linéaire. Une autre façon de représenter les caractéristiques de l'onde est donnée par le formalisme de Stokes [Chandrasekhar, 1950]. Il permet de caractériser de manière complète le champ de rayonnement à l'aide de quatre paramètres. Ces paramètres s'expriment dans la base $(\vec{l}, \vec{r})$ comme suit :

$$I = \overline{E_{ol}^2 + E_{or}^2} \quad (\text{II-22})$$

$$Q = \overline{E_{ol}^2 - E_{or}^2} \quad (\text{II-23})$$

$$U = 2\overline{E_{ol}E_{or}\cos(\psi)} \quad (\text{II-24})$$

$$V = 2\overline{E_{ol}E_{or}\sin(\psi)} \quad (\text{II-25})$$

Ces grandeurs sont prises en valeur moyenne sur le temps. Les quatre paramètres de Stokes ont la dimension d'une énergie et sont donc additifs, à condition d'être définis dans la même base. Le paramètre I est associé à l'énergie totale transportée par l'onde; Q , U et V renseignent sur l'état de polarisation. Les paramètres de Stokes sont reliés aux paramètres de l'ellipse à l'aide des équations suivantes :

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{II-26})$$

$$\tan(2\chi) = \frac{U}{Q} \quad (\text{II-27})$$

$$\tan(2\beta) = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2}} \quad (\text{II-28})$$

Pour un rayonnement naturel, aucune orientation n'est privilégiée ($E_{ol} = E_{or}$), et il n'y a pas de relation de phase entre les différents trains d'onde qui se succèdent : en moyenne sur le temps, $\sin(\chi)$ et $\cos(\chi)$ sont nuls. Ce rayonnement non polarisé est alors caractérisé uniquement par le paramètre I . C'est le cas du rayonnement solaire arrivant au sommet de l'atmosphère. Par suite d'interactions avec l'atmosphère et la surface (phénomènes de diffusion et réflexion), ce rayonnement se polarise partiellement et peut être représenté comme la somme d'une lumière naturelle et d'une lumière totalement polarisée. Les travaux de Kawata, 1978, ont montré que l'ellipticité de la lumière générée par ces interactions est très faible. Pour notre étude, ce rayonnement peut donc être considéré comme polarisé linéairement et les paramètres I , U , Q suffisent à sa caractérisation.

Les équations suivantes résument les quantités caractérisant l'ensemble du champ de rayonnement :

$$I = I_{nat} + I_{pol} \quad (\text{II-29})$$

$$P = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (\text{II-30})$$

$$\tan(2\chi) = \frac{U}{Q} \quad (\text{II-31})$$

où I_{nat} et I_{pol} sont les composantes naturelle et polarisée du rayonnement, P est le taux de polarisation et χ est l'angle indiquant la direction du plan de polarisation par rapport à un axe donné.

2.2.2 Luminances normalisées et réflectances.

Les instruments de télédétection passive mesurent le rayonnement diffusé et/ou réfléchi par le système terre-atmosphère. Ces instruments sont équipés de capteurs et mesurent la puissance du rayonnement émis par une cible. Cette puissance est mesurée pour un angle solide, caractérisé par la géométrie de l'instrument. Cette quantité, ramenée à la surface vue du détecteur, nous donne la luminance en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$; si l'instrument est équipé de filtres,

nous mesurons une luminance spectrale en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$. La grandeur utile en télédétection est la luminance normalisée L qui s'écrit :

$$L(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v) = \frac{\pi \cdot L^*(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v)}{E_s} \quad (\text{II-32})$$

où L^* est la luminance spectrale, E_s est l'éclairement solaire hors atmosphère exprimé en $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$, θ_s et θ_v sont les angles zénithaux solaires et de visée, et φ_s et φ_v sont les azimuts.

La quantité, L , peut être retrouvée à l'aide du premier paramètre de Stokes I et caractérise la luminance totale mesurée par l'instrument ($L=L_{\text{nat}}+L_{\text{pol}}$). L'expression de la luminance polarisée normalisée L_p se déduit des paramètres de Stokes Q et U et s'exprime comme suit :

$$L_p = \frac{\pi \cdot \sqrt{Q^{*2} + U^{*2}}}{E_s} \quad (\text{II-33})$$

Les paramètres angulaires ne sont pas rappelés ici. Dans la suite de l'étude, nous utiliserons une luminance polarisée signée, positive lorsque le champ électrique de l'onde polarisée est perpendiculaire au plan de diffusion (défini par les directions incidente et de visée) et négative quand il lui est parallèle. Dans la suite de l'étude, les termes luminance totale et luminance polarisée feront référence aux quantités L et L_p signée.

Au cours de notre étude, nous utiliserons également la notion de réflectance bidirectionnelle. Cette grandeur physique est généralement définie dans le cas d'une surface terrestre, afin de caractériser sa capacité à réfléchir l'énergie lumineuse qu'elle reçoit. Une surface de réflectance bidirectionnelle constante est dite lambertienne : le rayonnement qu'elle réfléchit est isotrope.

Au sommet de l'atmosphère, l'expression de la réflectance bidirectionnelle d'une cible, ρ , devient :

$$\rho(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v) = \frac{L(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v)}{\cos(\theta_s)} \quad (\text{II-34})$$

Nous obtenons une expression similaire pour la réflectance bidirectionnelle polarisée ρ_p , telle que :

$$\rho_p(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v) = \frac{L_p(\theta_s, \theta_v, \varphi_s, \varphi_v)}{\cos(\theta_s)} \quad (\text{II-35})$$

Ces quantités sont obtenues à partir des luminances normalisées et sont donc sans dimension. Dans la suite de l'étude, le terme bidirectionnel ne sera plus explicité.

2.3 Simulation du rayonnement reçu par un capteur.

La luminance générée par le système {terre-océan-atmosphère} résulte des interactions multiples entre les surfaces et l'atmosphère. Pour restituer les propriétés des aérosols à partir du rayonnement qu'ils diffusent et/ou absorbent, il est donc nécessaire de modéliser précisément les différentes contributions mises en jeu et leurs interactions. Dans cette section, nous décrivons les approximations utilisées pour modéliser les contributions des aérosols et des molécules. Nous introduisons ensuite différentes grandeurs physiques et modèles permettant de décrire les contributions des surfaces océaniques et terrestres. Enfin, nous présenterons les codes de transfert radiatif utilisés dans cette étude.

2.3.1 L'Atmosphère.

On définit l'équation du transfert radiatif comme suit :

$$\begin{aligned} \mu_v \frac{dL(\delta, \mu_v, \varphi_v)}{d\delta} &= L(\delta, \mu_v, \varphi_v) - \frac{\omega_0}{4\pi} \cdot p(\mu_s, \varphi_s, \mu_v, \varphi_v) \cdot E_s \cdot e^{-\frac{\delta}{\mu_s}} \\ &- \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 L(\delta, \mu', \varphi') P(\mu', \varphi', \mu_v, \varphi_v) d\mu' d\varphi' \end{aligned} \quad (\text{II-36})$$

μ' , μ_s et μ_v (respectivement φ' , φ_s et φ_v) sont les cosinus des angles zénithaux (respectivement azimutaux) caractérisant les directions incidente, solaire et de visée. Le

troisième terme de l'équation tient compte des diffusions multiples et traduit la diffusion d'un rayonnement diffus de direction (μ', φ') vers la direction de visée (μ_v, φ_v) . Dans le cas d'une seule diffusion, l'intégration de cette équation fournit l'expression de la luminance atmosphérique primaire émergente au sommet de l'atmosphère $L^\uparrow(\Theta, \delta)$, définie comme suit,

$$L^\uparrow(\Theta, \delta) = \frac{\omega_0}{4} p(\Theta) \left(1 - e^{-\delta \left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v} \right)} \right) \frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_v} \quad (\text{II-37})$$

Θ est l'angle de diffusion entre les directions solaire et de visée. $p(\Theta)$ est la fonction de phase du mélange {aérosols-molécules} et δ est l'épaisseur optique totale, telle que, $\delta = \delta^{\text{aer}} + \delta^{\text{mol}}$.

Pour des épaisseurs optiques et des masses d'air $m = \frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}$ faibles, c'est à dire tant que

l'argument de l'exponentielle reste petit, l'équation (II-37) se développe en :

$$L(\Theta) = \frac{\omega_0 \cdot \delta \cdot p(\Theta)}{4\mu_v} \quad (\text{II-38})$$

où L est la luminance totale montante atmosphérique définie dans le cadre de l'approximation de la diffusion primaire. L s'écrit alors comme la somme des contributions des aérosols, L^{aer} , et des molécules, L^{mol} , définies comme suit :

$$\begin{cases} L^{\text{aer}}(\Theta) = \frac{\omega_0 \cdot \delta^{\text{aer}} \cdot p^{\text{aer}}(\Theta)}{4\mu_v} \\ L^{\text{mol}}(\Theta) = \frac{\delta^{\text{mol}} \cdot p^{\text{mol}}(\Theta)}{4\mu_v} \end{cases} \quad (\text{II-39})$$

On obtient des formules équivalentes pour la luminance polarisée, en remplaçant la fonction de phase totale $p(\Theta)$ par la fonction de phase polarisée $q(\Theta)$.

Sous cette forme, la luminance est linéaire en épaisseur optique ce qui simplifie les méthodes d'inversion des aérosols. Les termes d'interactions entre molécules et aérosols sont ici toutefois négligés. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons essentiellement cette

approximation dans le cadre de la modélisation des luminances polarisées mesurées par notre instrument. Nous verrons dans la suite que cette approximation est plus justifiée en polarisation et pour les plus grandes longueurs d'onde, où c'est essentiellement le premier ordre de diffusion qui intervient.

2.3.2 Modélisation des Surfaces.

2.3.2.1 Surfaces océaniques.

La réflexion du rayonnement solaire sur la surface des océans engendre un signal intense et polarisé, c'est le phénomène de « glitter ». Le principal mécanisme mis en jeu est la réflexion spéculaire de Fresnel. D'une manière simplifiée, un modèle de surface peut être décrit par une juxtaposition de facettes réfléchissantes (ou surfaces élémentaires) orientées selon des lois statistiques. La fonction de distribution des pentes des vagues et la réflectance du glitter ont été modélisées par Cox et Munk, 1954. Dans son modèle isotrope (océan agité par un clapotis plutôt que soumis à la houle), la loi de distribution est une fonction gaussienne qui dépend uniquement de l'angle d'inclinaison de la vague par rapport à l'horizontale et de la vitesse du vent. L'amplitude des réflectances totale et polarisée du glitter dépend, (i) des coefficients de Fresnel F et F_p , (ii) de la géométrie d'observation (θ_s , θ_v et φ_s - φ_v) et (iii) de la loi de distribution. La vitesse du vent est un paramètre important du modèle. Lorsque la vitesse du vent est faible, la surface de l'océan est lisse et le rayonnement réfléchi est intense dans la direction spéculaire. Lorsque ce paramètre augmente (mer plus agitée), le rayonnement réfléchi est plus faible mais s'étale autour de cette direction et contamine donc un plus grand nombre de géométries d'observations. Les mesures acquises pour des géométries d'observation proches du glitter seront rejetées dans notre étude des aérosols au-dessus des mers.

La contribution des surfaces océaniques ne se résume pas à la contribution spéculaire : il est également nécessaire de tenir compte de la réflectance propre de l'eau. Celle-ci résulte de la diffusion de l'eau et de la présence d'éléments diffusants et absorbants (phytoplancton, chlorophylle, sédiments en suspension ...). Cette réflectance diffuse est généralement considérée comme lambertienne et non polarisée. Elle est particulièrement importante dans les canaux de courtes longueurs d'onde ; les mesures de luminance totale, effectuées par notre instrument à 490 nm, ne seront donc pas utilisées pour l'étude des aérosols au-dessus des

mers. Cet effet sera négligé pour les autres bandes spectrales (670-2200 nm), en considérant uniquement des inversions réalisées pour des eaux océaniques non côtières. La réflectance de l'écume est également prise en compte à l'aide du modèle de Koepke, 1984. Cette réflectance est supposée lambertienne et dépend uniquement de la vitesse du vent. Notons que ce modèle est peu précis et ne donne qu'un ordre de grandeur de la réflectance de l'écume.

2.3.2.2 Surfaces terrestres.

2.3.2.2-a L'indice NDVI.

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 1, la réflectance des surfaces terrestres présente une forte variabilité d'un type de sol à un autre et également en fonction de la saison considérée. Cette variabilité rend très difficile une modélisation précise de la contribution des surfaces terrestres à l'échelle globale. Pour distinguer les différents types de sol, on introduit généralement l'indice de végétation ou NDVI, défini comme suit :

$$NDVI = \frac{L_{865} - L_{670}}{L_{865} + L_{670}} \quad (II-40)$$

Cet indice est basé sur la différence de comportement spectral de la végétation et des sols nus, dans le domaine visible (670 nm) et le proche-infrarouge (865 nm). Dans le cas d'une surface végétale, cet indice fournit une indication sur l'état du couvert (densité, niveau d'activité de la surface). Les fortes valeurs de NDVI (>0.3) indiquent systématiquement une surface végétale ; plus ces valeurs sont fortes et plus le couvert est dense (ex : forêt). Les valeurs les plus faibles (<0.1) caractérisent des types de couvert plus clairsemé ou des sols nus (ex : savane, désert, neige). Nous présentons sur la figure II-5, la signature spectrale caractéristique de différentes surfaces naturelles.

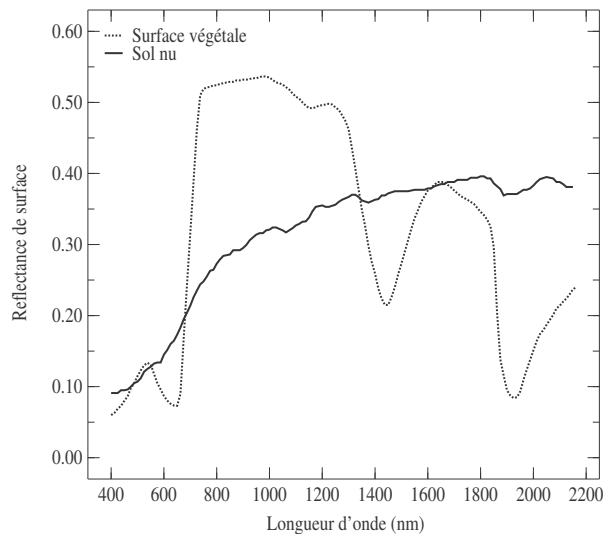


Figure II-5 : Signature spectrale de surfaces végétales et de sols nus.

Les profils spectraux présentés ci-dessus proviennent de la base de données du code de transfert radiatif 6S [Vermote et al., 1997] et correspondent à des surfaces végétale et désertique.

Ce type de diagramme s'obtient généralement à partir de mesures de flux ou de réflectances bidirectionnelles intégrées et moyennées sur de nombreuses géométries d'observation. Cette approche permet de limiter les effets directionnels et de caractériser les propriétés intrinsèques des surfaces (mesure du rayonnement diffus essentiellement). La grandeur présentée en ordonnée correspond donc à l'albédo de la surface.

La forte variation observée pour les surfaces végétales, entre 670 et 865 nm, résulte essentiellement de la variation des propriétés d'absorption de la chlorophylle. Les fluctuations centrées sur 1.4 et 2.0 μm correspondent à des bandes d'absorption de l'eau. Pour les sols nus, les variations spectrales observées sont généralement plus faibles. Les profils spectraux des sols peuvent également être affectés par leur contenu en eau [Guyot et al., 1989].

Les effets de l'atmosphère tendent à réduire les valeurs de NDVI au-dessus des terres puisque la diffusion de l'atmosphère est plus importante à 670 nm qu'à 865 nm. Au-dessus des nuages et des océans, ce paramètre est très petit. Si le NDVI n'est pas corrigé des effets de l'atmosphère, il prend alors des valeurs très nettement négatives au-dessus des océans. La réflectance de l'eau étant très faible à 670 et 865 nm, la dépendance spectrale observée résulte

de la diffusion atmosphérique. Le NDVI est proche de zéro dans le cas de cibles nuageuses (neutralité spectrale des nuages). Dans la suite, nous utiliserons l'indice NDVI, afin d'effectuer une classification qualitative des surfaces rencontrées.

2.3.2.2-b Modélisation de la surface.

- Réflectance totale.

Différentes études ont montré que la contribution des surfaces, en luminance totale et polarisée, peut être décrite comme le résultat de la combinaison de processus physiques distincts [Wolf, 1975; Vanderbilt et Venecia, 1988; Elias et al., 2005]. L'équation II-41 présente une modélisation simple de la réflectance de surface totale, ρ , suggérée par les études précédemment citées :

$$\rho = \rho^{(1)} + \rho^{(2)} + \rho^{(n>2)} + \rho^{vol} + \rho^{tr} \quad (II-41)$$

où $\rho^{(1)}$ correspond au mécanisme de la réflexion spéculaire, contrôlé par les lois de Fresnel (cf. section 2.1.2.1), $\rho^{(2)}$ est associé au phénomène de « double réflexion spéculaire », correspondant à une deuxième réflexion produite sur la surface d'un second réflecteur élémentaire, $\rho^{(n>2)}$ décrit le phénomène de réflexions multiples, ρ^{vol} correspond à la réflexion diffuse de volume (cf. section 2.1.2.2) et ρ^{tr} correspond à la composante du rayonnement diffusé qui est transmise au travers d'un objet élémentaire constituant la surface.

Dans la suite, nous emploierons le terme de réflectance diffuse pour décrire l'ensemble des contributions résultant de plus d'une interaction entre le rayonnement solaire incident et la surface (soit l'ensemble des contributions décrites ci-dessus à l'exception de la réflexion spéculaire). Nous décrirons alors simplement la réflectance totale des surfaces comme la somme des contributions spéculaire et diffuse.

La formule précédente montre que la modélisation de la réflectance des surfaces est particulièrement complexe. Différents modèles directionnels, non spectraux, ont toutefois été développés [Verstrate et al., 1990; Roujean et al., 1992; Rahman et al., 1993]. Plus récemment, les modèles de Roujean et Rahman ont été réécrits et améliorés [Martonchik et

al., 1997; Chen et Chilar, 1997]. Il existe peu d'études de validation de ces modèles, citons cependant deux études comparatives confrontant les sorties de ces modèles et les mesures directionnelles de POLDER [Luo et al., 2003 ; Maignan et al., 2004]. D'après Luo et al., 2003, le modèle de Chen et Chilar est sensiblement plus performant que les autres et permet d'estimer les niveaux de réflectance des surfaces avec une erreur inférieure à 10% (sur le domaine spectral du visible au proche-infrarouge). Dans ce travail, nous n'aborderons pas les méthodes de détection des aérosols, basées sur l'utilisation de l'information directionnelle en luminance totale. Nous ne décrirons donc pas plus en détail les caractéristiques de ces modèles.

- Réflectance polarisée.

Par comparaison à la réflectance totale, on décrit généralement la réflectance polarisée des sols comme un phénomène de surface, le rayonnement diffus (pénétrant dans le sol, les feuilles...) ne polarisant pas. La direction du plan de polarisation ne se conservant pas après plusieurs réflexions, nous considérons que les réflexions d'ordres supérieurs à 2 ne contribuent pas à la polarisation. Une modélisation simple de la réflectance polarisée des surfaces ρ_p est donc :

$$\rho_p = \rho_p^{(1)} + \rho_p^{(2)} + \rho_p^{tr} \quad (\text{II-42})$$

La composante spéculaire $\rho_p^{(1)}$ est le mécanisme prépondérant de la réflectance polarisée des sols et est signée positivement (vecteur $\vec{E}$ perpendiculaire au plan de diffusion). Une caractéristique remarquable des propriétés des surfaces est l'existence d'une polarisation négative (observée pour des surfaces astronomiques par Lyot, 1929). En rétrodiffusion (Θ proche de 180°), la réflectance polarisée des surfaces présente un minimum faiblement négatif. Ce phénomène a été observé pour l'ensemble des surfaces naturelles (végétales, désertiques, surfaces martienne et lunaire ...). Les quantités $\rho_p^{(2)}$ et ρ_p^{tr} sont considérées comme principales responsables de ce phénomène. Le signe de la composante polarisée issue d'une double réflexion spéculaire, $\rho_p^{(2)}$, dépend des caractéristiques géométriques de la surface considérée et de la géométrie d'observation [Wolff, 1975]. Woessner et Hapke., 1987

ont introduit la composante ρ_p'' afin d'expliquer la branche négative de la polarisation pour des couverts feuillus.

La principale conclusion de ces études est que la réflectance polarisée des sols résulte essentiellement de la réflexion spéculaire du rayonnement solaire sur les réflecteurs élémentaires composant la surface (feuilles pour les végétaux, rugosités pour les sols nus ...), en excluant les visées proches de la rétrodiffusion. L'hypothèse de base des modèles est donc de considérer que la réflectance polarisée des sols résulte uniquement de ce mécanisme. La réflectance polarisée de surface dépend alors, (i) des propriétés de polarisation de chaque réflecteur élémentaire (décrites par les lois de Fresnel), (ii) des caractéristiques géométriques de la surface (fonction d'orientation des réflecteurs élémentaires, profondeur du couvert, architecture ...) et (iii) de la géométrie d'observation (direction d'éclairement et de visée). Pour les couverts végétaux, citons notamment les modèles développés par [Vanderbilt et Grant, 1985] et [Rondeaux et Herman, 1991]. Ces modèles prennent en compte l'atténuation des rayons incident et réfléchi par transmission dans le couvert, ainsi que les effets d'ombres. En supposant une orientation uniforme des feuilles, une expression simplifiée de la réflectance polarisée de surface R_p s'écrit [Bréon et al., 1995], :

$$R_p^{surf} = \frac{F_p(\gamma)}{4(\mu_s + \mu_v)} \quad (\text{II-43})$$

où γ est l'angle de phase ($\gamma = \pi - \Theta$).

Un modèle de sol nu a été proposé par [Bréon et al., 1995]. Un sol nu est assimilé à une surface rugueuse, constituée de multiples réflecteurs élémentaires, orientés de manière isotrope. Les effets d'ombre sont négligés et il n'y a pas de terme d'atténuation comme pour le modèle de surface végétale. L'expression de la réflectance polarisée de surface R_p s'écrit alors, :

$$R_p^{surf} = \frac{F_p(\gamma)}{4\mu_s \cdot \mu_v} \quad (\text{II-44})$$

Un modèle de surface semi-empirique a également été développé à partir des observations directionnelles de l'instrument POLDER-I [Nadal et Bréon., 1999]. Il sera décrit en détail dans la première partie du chapitre 5 (section 5.1.2).

Les modèles présentés ci-dessus sont supposés indépendant de la longueur, sur le domaine spectral du visible au proche-infrarouge (670-865 nm). Pour une géométrie d'observation donnée, le coefficient polarisé de Fresnel F_p dépend uniquement de l'indice de réfraction des sols (cf. figure II-2-b) qui pour des surfaces naturelles présente une faible variabilité spectrale [Vanderbilt et al., 1985], ce qui a été confirmé sur les mesures de POLDER-I [Nadal et al., 1999].

2.3.3 Codes de transfert radiatif.

Différentes méthodes ont été développées pour résoudre l'équation du transfert radiatif (cf. équation II-36). Nous utiliserons le code des ordres Successifs de diffusion (OS) développé au laboratoire [Deuzé et al., 1989]. Ce code permet de calculer les paramètres de Stokes du rayonnement diffusé par le système surface-atmosphère sans absorbant gazeux. Il permet notamment de prendre en compte les effets directionnels et polarisés des surfaces océaniques (Glitter), ainsi que la réflexion diffuse des surfaces terrestres en les supposant lambertiennes. Nous utiliserons ce code pour simuler les luminances totales et polarisées mesurées par notre instrument, afin d'inverser les propriétés des aérosols, au-dessus des terres et des mers. Au-dessus des surfaces terrestres, notre approche en polarisation ne nécessitera pas l'utilisation des OS, la luminance polarisée mesurée sera modélisée à l'aide de l'approximation de la diffusion primaire. Nous utiliserons également, dans une moindre mesure, le code de transfert radiatif 6S [Vermote et al. 1996], pour la correction des effets d'absorption des gaz atmosphériques sur les mesures de notre instrument.

La caractérisation de notre instrument et de sa mesure, ainsi que la présentation des campagnes de mesures est notamment l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Description instrumentale - Campagnes de mesures – Base de données

Ce troisième chapitre est consacré à l'aspect expérimental de notre étude. Nous y décrivons les caractéristiques techniques de l'instrument MICROPOL, les différentes étapes de caractérisation des mesures et l'ensemble des campagnes de mesures constituant la base de données.

La fonction d'un radiomètre comme l'instrument MICROPOL est de caractériser le rayonnement diffusé par le système terre-atmosphère (la luminance diffusée dans le spectre solaire). Aussi est-il crucial de quantifier radiométriquement et géométriquement l'instrument. Pour les besoins de l'étude, MICROPOL a participé à différentes campagnes aéroportées, durant lesquelles il a été associé à d'autres instruments de télédétection passive et active effectuant des mesures au sol, spatiales et aéroportées. Dans le cadre notre étude, nous allons être amenés à utiliser l'ensemble de ces observations complémentaires.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les spécificités techniques de MICROPOL et les principes sur lesquels repose la mesure des luminances totale et polarisée. Nous définissons ensuite l'étalonnage de l'instrument, caractérisons différents paramètres instrumentaux et précisons les traitements appliqués aux mesures. La méthode utilisée pour caractériser la géométrie d'observation de l'instrument lors des vols est également présentée. Nous décrivons ensuite les campagnes de mesures, incluant les principaux objectifs et stratégies des vols, les conditions atmosphériques rencontrées et les différents types de

mesures disponibles. Nous décrivons également brièvement les différents instruments utilisés au cours des campagnes. Nous présentons enfin quelques exemples de mesures acquises par MICROPOL au-dessus des terres et des mers.

3.1 L'instrument MICROPOL.

3.1.1 Description générale.

Dans sa configuration initiale, MICROPOL dispose de cinq canaux polarisés centrés sur les longueurs d'onde 490, 670, 865, 1600 et 2200 nm. La caractérisation complète du rayonnement nécessite l'utilisation de trois polariseurs (P_1 , P_2 , P_3) décalés angulairement les uns par rapport aux autres de 60° (la position des polariseurs a été contrôlée et mesurée avec une précision de 0.2° près). Pour chaque longueur d'onde, il y a donc trois systèmes optiques indépendants composés d'un collimateur, d'une lentille, d'un filtre interférentiel, d'un polariseur et d'un détecteur. L'instrument est donc constitué de 15 cavités optiques (voir figure III-1) qui sont caractérisées de manière indépendante.

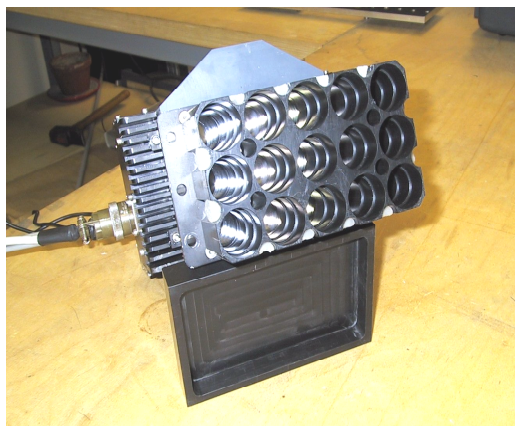


Figure III-1 : Vue de l'instrument MICROPOL et de ses 15 cavités optiques.

Les fonctions de transmission des filtres associés à l'analyseur central (P_2) de chaque longueur d'onde sont présentées sur la figure III-2.

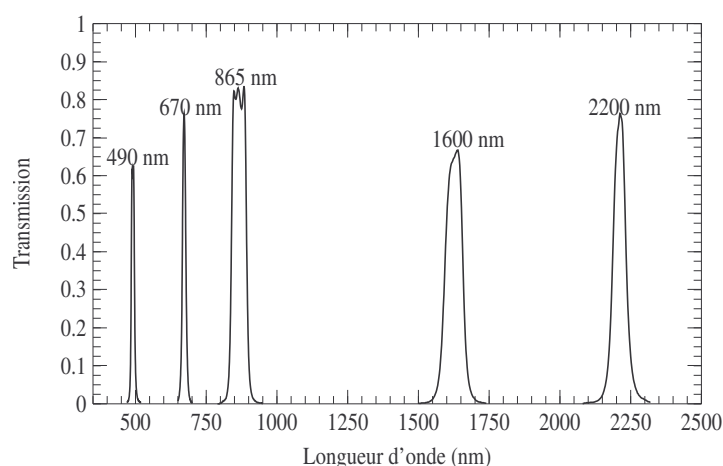


Figure III-2 : Les cinq bandes spectrales de l'instrument MICROPOL.

L'ensemble des filtres interférentiels (cf. annexe III-1) a été caractérisé en début et en fin de thèse à l'aide du spectromètre du laboratoire. Ce contrôle n'a pas montré de variation de la longueur d'onde centrale des filtres, ni de leur largeur à mi-hauteur.

Les détecteurs utilisés pour les canaux 490, 670 et 865 nm sont composés de photodiodes au silicium. Des photodiodes InGaAs refroidies à -8°C sont utilisées pour les canaux 1600 et 2200 nm. Les détecteurs de l'instrument sont des semi-conducteurs dont la réponse est liée à la température. Les photodiodes, composées de matériaux InGaAs, sont issues d'une technologie plus récente que les photodiodes au silicium mais d'après les données de fabrication, leur sensibilité à la température est plus importante que celle des détecteurs usuels. L'effet de la température sur l'étalonnage de l'instrument et le bruit radiométrique ont été caractérisés à toutes les longueurs d'onde de l'instrument (partie 3.2.1 et partie 3.2.3).

Les polariseurs utilisés pour les canaux à 490, 670 et 865 nm sont du type polaroids (HN32 pour 490 et 670 nm et HN7 pour 865 nm). Un polariseur de type différent (HR), adapté aux mesures dans le moyen infrarouge, est utilisé pour les canaux à 1600 et 2200 nm. La mesure du taux de polarisation a été contrôlée au laboratoire, et les résultats sont présentés dans la partie (3.2.2).

Le champ de vue de l'instrument (IFOV) est compris, par construction, entre 1.5° et 2° , ce qui correspond à une trace au sol de 30m de diamètre pour une cible située à 1km de l'instrument.

L'alignement des axes des différentes cavités optiques de l'instrument a fait l'objet d'un contrôle au laboratoire. Cette étude a notamment permis de vérifier le champ de vue de l'instrument (partie 3.2.4).

La durée d'acquisition des 15 mesures (lecture et stockage) est de 10 ms, soit 0,5 ms par voie. Les acquisitions des trois voies polarisées d'une même longueur d'onde sont successives, de façon à minimiser les erreurs de superposition des trois voies. Un jeu complet de mesures est enregistré toutes les 130 ms, ce qui conduit à environ 6 à 7 séquences par seconde.

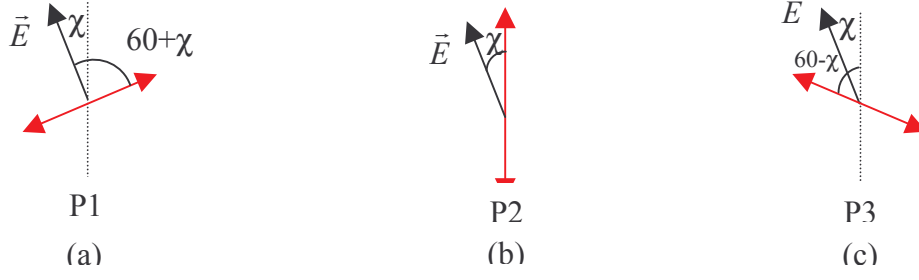
3.1.2 Principe de la mesure.

Pour un polariseur « idéal », la loi de Malus donne l'expression de la luminance mesurée,

$$L_{mes} = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cos^2(\alpha) \quad (III-1)$$

où L_{nat} et L_{pol} sont les luminances des composantes respectivement naturelle et polarisée linéairement du rayonnement et α est l'angle entre les directions du champ électrique et de l'analyseur. Dans le cas d'une source de « lumière » non polarisée ($L_{pol}=0$), la valeur de luminance mesurée en sortie de l'analyseur correspond à la moitié de sa valeur en entrée.

La caractérisation complète du champ électrique d'une onde électromagnétique nécessite trois analyseurs. Pour l'instrument MICROPOL, nous reprenons la méthode utilisée avec POLDER (figure III-3) qui consiste à décaler les analyseurs de 60 degrés [Goloub et al., 1992]. Cette configuration est considérée comme la configuration optimale, en terme de bruit, pour caractériser la luminance polarisée et l'angle de polarisation [Roger, 1989].



Figures III-3, a, b, c : Principe schématique de la mesure de la polarisation. Le vecteur $\vec{E}$ représente le champ électrique incident et χ l'angle de polarisation par rapport à l'axe du polariseur P_2 .

La loi de Malus permet de modéliser les luminances mesurées L_i sur chaque voie polarisée notée P_i comme suit :

$$L_1(\lambda) = \left[\frac{L_{nat}(\lambda)}{2} + L_{pol}(\lambda) \times \cos^2\left(\frac{\pi}{3} + \chi\right) \right] \quad (\text{III-2})$$

$$L_2(\lambda) = \left[\frac{L_{nat}(\lambda)}{2} + L_{pol}(\lambda) \times \cos^2(\chi) \right] \quad (\text{III-3})$$

$$L_3(\lambda) = \left[\frac{L_{nat}(\lambda)}{2} + L_{pol}(\lambda) \times \cos^2\left(\frac{\pi}{3} - \chi\right) \right] \quad (\text{III-4})$$

Le système d'équations précédent permet de déterminer les grandeurs énergétiques recherchées et l'état de polarisation (le taux de polarisation P et l'angle de polarisation χ). Pour plus de clarté, la dépendance spectrale des paramètres n'est plus rappelée dans les équations suivantes :

$$L_{tot} = \frac{2(L_1 + L_2 + L_3)}{3} \quad (\text{III-5})$$

$$L_{pol} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{(L_1 - L_2)^2 + (L_2 - L_3)^2 + (L_1 - L_3)^2} \quad (\text{III-6})$$

$$\tan(2\chi) = \sqrt{3} \frac{L_3 - L_2}{2L_2 - L_1 - L_3} \quad (\text{III-7})$$

$$P = \frac{L_{pol}}{L_{tot}} \times 100 \text{ (en \%)} \quad (\text{III-8})$$

3.1.3 Modélisation physique du signal mesuré.

Les détecteurs utilisés sont du type photoélectrique. Ils transforment un flux de photons incidents en une différence de potentiel selon un rendement quantique. Cette différence de potentiel est ensuite convertie en compte numérique CN. Le compte numérique correspond à la mesure instrumentale brute que l'on convertit lors de l'étalonnage en une luminance normalisée L. Les gains de l'instrument sont fixés pour qu'une luminance normalisée unité corresponde à un compte numérique de 3.5 millions, la dynamique de codage de l'instrument s'échelonnant entre zéro et 4 millions.

Ce type de détecteurs présente un signal d'obscurité, ce qui signifie qu'une différence de potentiel non nulle est observée lorsque le détecteur ne reçoit aucune lumière. Ce phénomène s'explique par l'activation spontanée d'électrons due à l'agitation thermique. Un volet mécanique permet de mesurer systématiquement ce signal d'obscurité. Cette mesure, dite également de mesure du zéro optique CN_0 , est effectuée toutes les deux minutes. Pour tous les traitements appliqués aux données, nous avons interpolé, en mode d'acquisition continu, la valeur du zéro optique à l'instant t entre deux zéros successifs.

La mesure du zéro optique et la caractérisation du coefficient d'étalonnage absolu permettent l'interprétation physique des signaux mesurés. Compte tenu des propriétés des détecteurs utilisés, l'hypothèse de linéarité est ici justifiée et les signaux mesurés sur chaque voie polarisée P_i sont déterminés comme suit :

$$L_{p=1,2,3}(\lambda) = \frac{CN_p(\lambda) - CN_{0,p}(\lambda)}{A_p(\lambda)} \quad (\text{III-9})$$

où $CN_{p=1,2,3}(\lambda)$ et $CN_{0,p=1,2,3}(\lambda)$ le compte numérique et le zéro optique mesurés par l'instrument pour chaque élément de triplet p et $A_{p=1,2,3}(\lambda)$ est le coefficient d'étalonnage absolu, précisé ci-dessous.

3.1.4 Caractérisation de l'étalonnage absolu.

L'étalonnage consiste à déterminer les coefficients permettant de convertir la mesure instrumentale directement en luminance normalisée (cf chapitre II). L'instrument mesure le

rayonnement émis par une sphère d'étalonnage de précision (source lambertienne). Pour chaque longueur d'onde, le constructeur fournit la luminance spectrale ($\text{W/m}^2/\mu\text{m/sr}$) délivrée par la sphère et son incertitude. Deux modèles de sphères ont été utilisés durant notre étude (LABSPHERE LPS-045-H et LPS-200-H). Pour les longueurs d'onde de 490nm à 1600nm, le constructeur annonce une incertitude relative de 2 à 3 % , alors que pour 2200nm, l'incertitude s'élève à 7%. Les signaux mesurés par l'instrument (moyenne sur 50 séquences) permettent de déterminer les coefficients d'étalonnage $A(\lambda)$ tels que :

$$A(\lambda) = \frac{E_s(\lambda)}{\pi \times L^{\text{sphère}}(\lambda)} [CN^{\text{etal}}(\lambda) - CN_0^{\text{etal}}(\lambda)] \quad (\text{III-10})$$

où $CN^{\text{etal}}(\lambda)$ et $CN_0^{\text{etal}}(\lambda)$ sont les comptes numériques mesurés par l'instrument lors de l'étalonnage et $L^{\text{sphère}}(\lambda)$ est la luminance spectrale délivrée par la sphère ($\text{W/m}^2/\mu\text{m/sr}$).

Le rayonnement délivré par la sphère est non polarisée ($L_{\text{pol}}=0$). D'après la loi de Malus (III-1), la luminance mesurée par l'instrument lors de l'étalonnage vaut $L^{\text{sphère}}(\lambda)/2$. En pratique, les expressions théoriques des luminances totales (III-5) et polarisées (III-6) sont donc divisées par 2 (cf. annexe III-9).

Les filtres n'étant pas parfaitement monochromatiques, l'éclairement solaire spectral $E_s(\lambda)$ est alors calculé sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda$, correspondant à la largeur des filtres, en tenant compte de la fonction filtre $t(\lambda)$ selon (III-11).

$$\langle E_s^\lambda \rangle_{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\Delta\lambda} t(\lambda) E_s(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} E_s(\lambda) d\lambda} \quad (\text{III-11})$$

La transmission des filtres étant différente pour chaque voie polarisée, il est nécessaire de caractériser un coefficient d'étalonnage pour chaque triplet de chaque longueur d'onde. Nous effectuons cependant un unique étalonnage par longueur d'onde et utilisons l'étalonnage inter-voie. MICROPOL est placé une nouvelle fois devant la sphère d'étalonnage. Le signal moyen obtenu pour le polariseur central est considéré comme le signal de référence. Le coefficient d'inter-étalonnage est défini de la façon suivante :

$$T_{p,2}(\lambda) = \frac{CN_p(\lambda) - CN_{0,p}(\lambda)}{C_2 N(\lambda) - CN_{0,2}(\lambda)} \quad (\text{III-12})$$

où l'indice p correspond au numéro du polariseur considéré ; le coefficient d'inter-étalonnage est donc égal à l'unité pour la voie polarisée centrale. L'expression du coefficient d'étalonnage devient alors :

$$A_p(\lambda) = A_2(\lambda) \times T_{p,2}(\lambda) \quad (\text{III-13})$$

Le coefficient d'étalonnage est finalement multiplié par un terme correctif C_{TS} dépendant de la distance terre-soleil qui permet de tenir compte de la variation saisonnière de l'éclairement solaire spectral $E_s(\lambda)$ [Iqbal, 1983].

3.1.5 Incertitude sur la mesure liée à l'étalonnage.

La précision de la mesure fournie par l'instrument est directement liée à l'incertitude associée au coefficient d'étalonnage. Si on considère les étalonnages successifs réalisés depuis 2001 (cf. annexe III-6), nous estimons l'incertitude globale sur le coefficient d'étalonnage à 10% pour le canal à 2200 nm et inférieure à 6% pour les autres longueurs d'onde. Les coefficients d'inter-étalonnage (III-12) présentent une dispersion plus faible que celle des coefficients d'étalonnage absolu. L'incertitude sur le coefficient d'étalonnage inter-bande est inférieure à 2% (cf. annexe III-6).

3.2 Caractérisation des principaux paramètres instrumentaux et traitement des mesures.

3.2.1 Sensibilité de l'étalonnage à la température.

L'étalonnage de l'instrument est effectué au laboratoire à température ambiante (25°C). La température interne de fonctionnement de MICROPOL est alors généralement comprise entre 35° et 40°C. Lors de mesures aéroportées, l'instrument, placé dans un environnement

beaucoup plus froid, peut être soumis à des contraintes thermiques beaucoup plus importantes. Lors des campagnes expérimentales, la température interne peut varier de 30 à 0°C en moins d'une heure. Des températures négatives ont également été atteintes lors de certains vols. Ces contraintes thermiques peuvent avoir un effet sur l'étalonnage de l'instrument et donc sur la grandeur physique restituée. Nous présentons, sur la figure III-4, l'évolution conjointe du zéro optique et de la température, lors d'un vol effectué durant la campagne FRENCH (altitude de vol ≈ 12 km). Nous avons reporté, en annexe III-2, les mêmes quantités observées pour des mesures acquises à des altitudes plus basses et pour des gammes de température différentes.

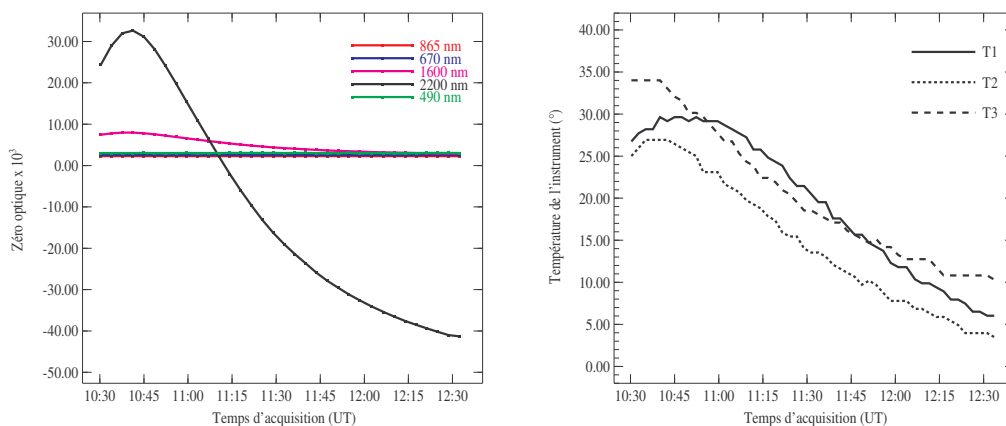


Figure III-4 : Variation du zéro optique et variation de la température, contrôlée en trois points de l'instrument, au cours d'un vol effectué à haute altitude (12km).

Ces observations montrent une dépendance du zéro optique avec la température pour les canaux 1600 et 2200 nm : la sensibilité de l'étalonnage à la température doit donc être caractérisée. Il ne semble pas y avoir de dépendance pour les canaux 490, 670 et 865 nm. Nous allons tout d'abord étudier l'effet de la température sur l'étalonnage à 1600 et 2200nm. Dans la suite de l'étude, la température T de l'instrument fera référence à la température notée T₁ sur la figure III-4.

Pour étudier la sensibilité de l'étalonnage à la température, nous avons placé l'instrument dans une cavité régulée en température et refroidie à l'azote liquide. Ce dispositif présente l'avantage de fournir un air froid et sec. Nous procédons à un refroidissement par palier de température. La réponse de l'instrument est mesurée pour une sphère délivrant un flux constant (à 0.1% près). Nous mesurons les signaux et les zéros à chaque palier et pour les trois

directions du polariseur de chaque longueur d'onde. Sur la figure III-5, nous présentons les résultats pour 2200 nm. En ordonnée nous représentons le signal, corrigé du zéro à la température T , et normalisé par ce même signal à la température T_0 . Nous choisissons une température de normalisation proche de celle de l'étalonnage ($T_0 \approx 36^\circ\text{C}$). Les résultats obtenus pour les autres longueurs d'onde sont reportés en annexe III-3.

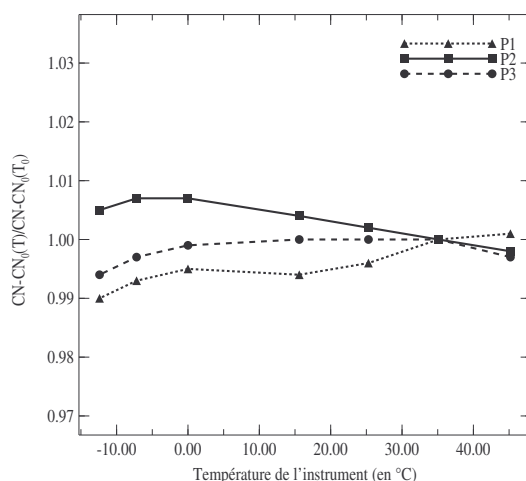


Figure III-5 : Sensibilité de l'étalonnage à la température à 2200 nm pour les 3 voies polarisées.

Ce résultat indique qu'il n'y a pas d'effet très important de la température sur l'étalonnage du canal à 2200 nm. Nous remarquons que pour cette large gamme de température ($\Delta T > 50^\circ\text{C}$) la variation sur le coefficient d'étalonnage ne dépasse pas 1 % (les conclusions pour 1600 nm sont similaires). Cependant, si elles n'étaient pas corrigées, les différences observées entre les voies polarisées induiraient des biais sur les luminances totale et polarisée, ainsi que sur le taux de polarisation. Les différences observées suivant les voies polarisées résultent plus probablement d'un effet de la température sur les filtres interférentiels que sur les détecteurs ou les polariseurs. Les filtres présentent notamment des différences d'une voie polarisée à l'autre (cf. annexe III-1). Pour les canaux à 490 nm et 670 nm, la variation maximale sur le coefficient d'étalonnage reste du même ordre de grandeur. D'après nos résultats, pour 865 nm nous constatons un effet plus important de la température sur l'étalonnage, l'écart maximal vaut près de 4.5%.

Nous paramétrons l'effet de la température sur l'étalonnage en modélisant la quantité présentée en figure III-5 à l'aide de fonctions polynomiales de degré 4. Pour l'ensemble des

mesures acquises par MICROPOL, nous appliquons ce facteur multiplicatif au coefficient d'étalonnage pour ramener à la température d'étalonnage, la mesure effectuée à une température quelconque.

3.2.2 Contrôle du taux de polarisation.

Le contrôle du taux de polarisation mesuré par l'instrument s'effectue à l'aide d'un dispositif permettant de polariser linéairement le rayonnement émis par la sphère selon un taux de polarisation réglable [J.Y. Balois, communication personnelle]. Ce système optique est composé de 2 lames de verre inclinées. La modification de l'angle entre les 2 lames permet d'ajuster le taux de polarisation par transmission avec une précision de 0,2%. Nous comparons ainsi le taux de polarisation mesuré par MICROPOL (entre 0 et 50%) et le taux de polarisation « vrai » fourni par ce dispositif. Les résultats obtenus sont présentés en figure III-6.

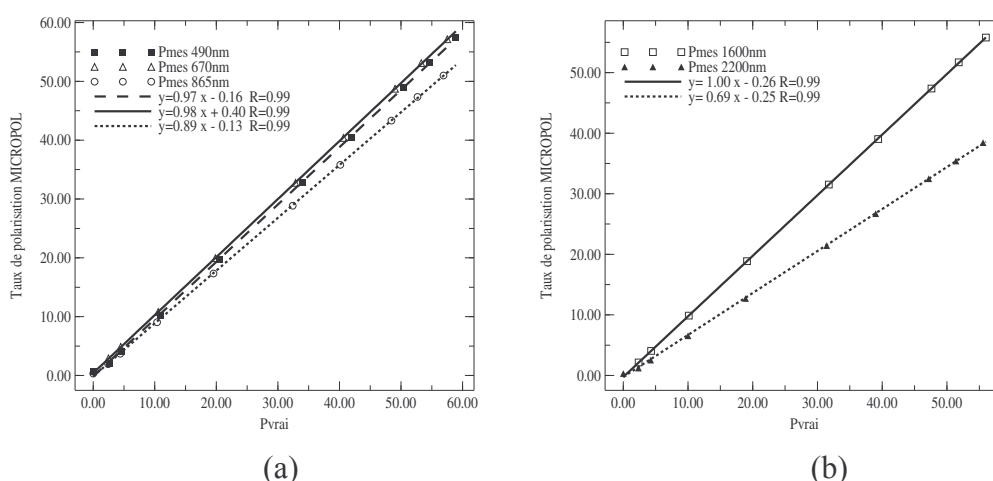


Figure III-6 : Le taux de polarisation mesuré par MICROPOL en fonction du taux de polarisation vrai donné par la boîte polarisante aux longueurs d'onde 1600 et 2200 nm (a) et 490, 670, et 865 nm (b).

Pour les canaux 490, 670 et 1600 nm, l'instrument restitue naturellement le taux de polarisation vrai avec un biais inférieur à 4%. A 865 nm, le biais vaut 10%. A 2200 nm, l'instrument sous-estime le taux de polarisation de près de 30%. Le contrôle du taux de polarisation est effectué à chaque étalonnage mais les valeurs données sont représentatives des différents contrôles réalisés durant les trois années de thèse. Cette observation à long terme montre que les caractéristiques des analyseurs n'ont pas varié durant la durée de l'étude. Des régressions linéaires, présentées sur la figure précédente, sont utilisées pour

corriger le taux de polarisation mesuré. La luminance polarisée est ensuite recalculée, à l'aide du taux de polarisation corrigé et de l'équation III-8, tel que $L_{pol}^{corrigée} = L_{tot} * P^{corrigée}$. Notons que cette correction repose sur l'hypothèse que le rayonnement mesuré est polarisé linéairement.

3.2.3 Estimation du bruit radiométrique.

La détermination du niveau de bruit est réalisée au laboratoire à température ambiante (25°C). Un système de caches permet de réaliser séparément l'étude sur chaque triplet en longueur d'onde. Ce contrôle est réalisé à l'aide d'une sphère d'étalonnage. L'écart type sur le signal moyen associé à 100 séquences est calculé pour chaque voie polarisée. Les expressions du bruit radiométrique sur les luminances totale $Ne\Delta L$ et polarisée $Ne\Delta L_p$ sont reportées en annexe (III-4). Ces expressions dépendent des écarts types associés aux luminances L_1 , L_2 , L_3 . Le niveau de bruit radiométrique en polarisation dépend également du taux de polarisation dont la valeur est ajustée à l'aide de la boîte polarisante.

Dans le tableau suivant, le niveau de bruit instrumental est donné pour un taux de polarisation de 30%. Cette valeur est représentative de la majorité des observations acquises avec l'instrument.

Longueur d'onde (nm)	Luminance moyenne normalisée.	$Ne\Delta L$	$Ne\Delta L_p$
490	0,30	1×10^{-5}	6×10^{-5}
670	0,23	$0,9 \times 10^{-5}$	8×10^{-5}
865	0,44	$0,8 \times 10^{-5}$	7×10^{-5}
1600	0,94	$1,5 \times 10^{-5}$	10×10^{-5}
2200	0,62	4×10^{-5}	8×10^{-5}

Tableau III-1 : Bruit radiométrique en luminances totale et polarisée pour les 5 longueurs d'onde de MICROPOL.

En plaçant l'instrument dans une étuve, nous avons réalisé cette étude pour différentes températures s'échelonnant de 15°C à 35°C. Pour cette gamme de température, représentative en moyenne des conditions d'utilisation, nous n'avons pas relevé de modifications significatives du niveau de bruit de l'instrument. A titre de comparaison, les niveaux de bruit de l'instrument MODIS, sont compris entre $2 \cdot 10^{-4}$ et $4 \cdot 10^{-4}$ sur l'intervalle spectral 470-2130nm [Kaufman et al., 1998].

3.2.4 Contrôle de l'alignement des triplets.

Le calcul de la polarisation résulte de la combinaison des mesures des trois voies polarisées. Si la cible visée par chaque voie polarisée n'est pas rigoureusement la même, le calcul de la polarisation peut être faussé. Nous avons réalisé une expérience permettant de vérifier l'alignement des 3 voies polarisées de chaque longueur d'onde et qui a, de plus, également permis de mesurer le champ de vue de l'instrument (IFOV).

Nous avons vérifié l'alignement des détecteurs dans deux plans distincts. L'instrument est placé sur un support orientable depuis lequel il vise une cible lumineuse, constituée d'une fente placée devant une sphère d'intégration. Nous faisons alors varier la position de MICROPOL de part et d'autre de l'axe optique selon deux plans. Les angles Φ et θ repèrent la direction de visée de l'instrument (cf. annexe III-5 pour le schéma de principe). Nous relevons les signaux corrigés du zéro pour chaque voie polarisée. Nous ne présentons sur la figure III-7 que les résultats obtenus pour 865 nm.

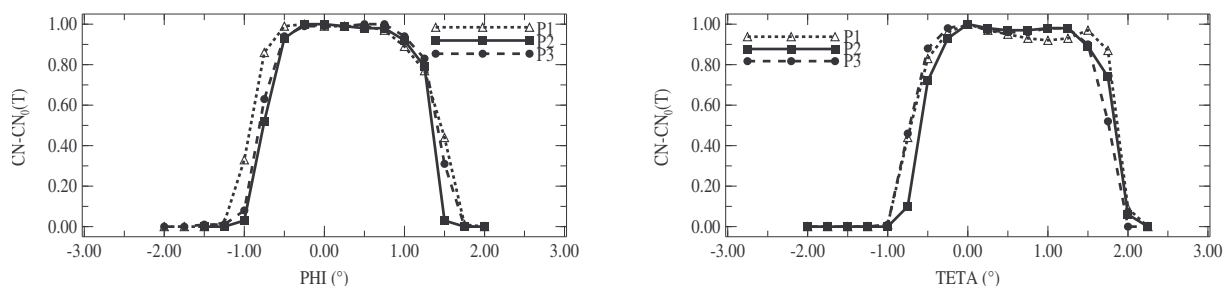


Figure III-7 : Contrôle de la linéarité des détecteurs à 865 nm, pour deux plans de contrôle.

Le résultat montre que les trois voies sont superposables. L'alignement des détecteurs a été vérifié pour l'ensemble des voies polarisées (cf. annexe III-5). Nous avons trouvé le champ de vue de l'instrument compris entre 1.5 et 2 degrés.

Jusqu'ici, nous avons principalement caractérisé la mesure de l'instrument du point de vue radiatif. Pour exploiter les mesures de MICROPOL, il est également impératif de caractériser géométriquement le rayonnement mesuré. Pour cela, nous avons repris une méthode développée initialement pour la version aéroportée de POLDER, et l'avons adaptée à notre

instrument. Nous allons maintenant décrire la méthode et définir les principales quantités géométriques utilisées dans la suite de notre travail.

3.3 Géométrie d'observation de l'instrument en mode aéroporté.

3.3.1 Définition des grandeurs géométriques utiles.

Le problème posé ici est de déterminer précisément la géométrie d'observation associée à la mesure de l'instrument sur avion. Sa caractérisation passe par la détermination des angles zénithaux solaire θ_s et de visée θ_v , d'azimut relatif (φ_r) et de diffusion Θ , définis sur la figure III-8.

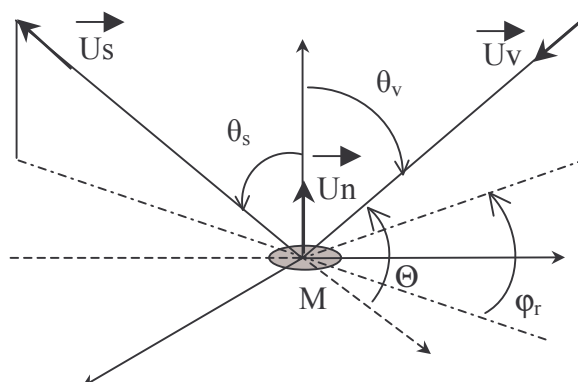


Figure III-8 : Géométrie de visée dans le cas de l'observation d'une cible terrestre, depuis avion

Le point M représente la cible visée à la surface de la terre par l'instrument. Les vecteurs unitaires $\vec{U}_s$, $\vec{U}_v$ et $\vec{U}_n$ indiquent respectivement les directions solaire, de visée et de la normale à la surface terrestre au point M. La convention d'orientation de l'azimut relatif φ_r est la même que celle utilisée par le code de transfert radiatif que nous utiliserons plus loin (cf section II-1). Un azimut nul correspond à une visée vers la « diffusion avant » alors qu'un azimut de 180° correspond à une visée en « rétrodiffusion »

3.3.2 Méthode de calcul.

La direction de visée dans le repère [Axyz] lié à l'avion est représentée sur la figure III-9.

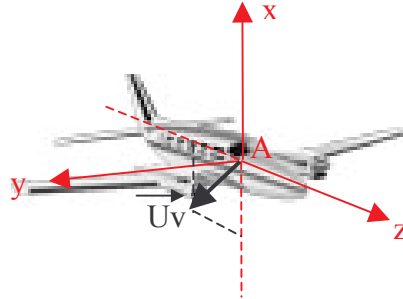


Figure III-9 : Caractérisation de la direction de visée dans le repère [Axyz] lié à l'avion.

Le repère [Axyz] est un repère orthonormé direct. Le point A correspond au centre de gravité de l'avion, supposé confondu avec le point focal de l'instrument. L'axe Az est l'axe principal de l'avion. L'axe Ay est l'axe traversant les ailes de l'avion. L'axe Ax est l'axe perpendiculaire aux 2 autres axes et dirigé vers le haut. En pratique, au cours des vols, un support de fixation permet de faire pivoter l'instrument selon l'axe Ay de l'avion, l'instrument visant exclusivement vers l'arrière afin de protéger l'optique (rotation de 0°, 15°, 30° ou 45°). Ce support permet d'obtenir une plus grande diversité de géométries d'observation lors des vols.

Le vecteur $\vec{U}_v$ s'exprime donc dans le repère [Axyz] comme suit :

$$\vec{U}_v = \begin{pmatrix} U_{vx} \\ 0 \\ U_{vz} \end{pmatrix} \quad (\text{III-14})$$

L'intersection de cette direction de visée avec la surface terrestre définit un « point visé » M dont on cherche à connaître les coordonnées cartésiennes dans le repère géocentrique [OXYZ] (figure III-10) .

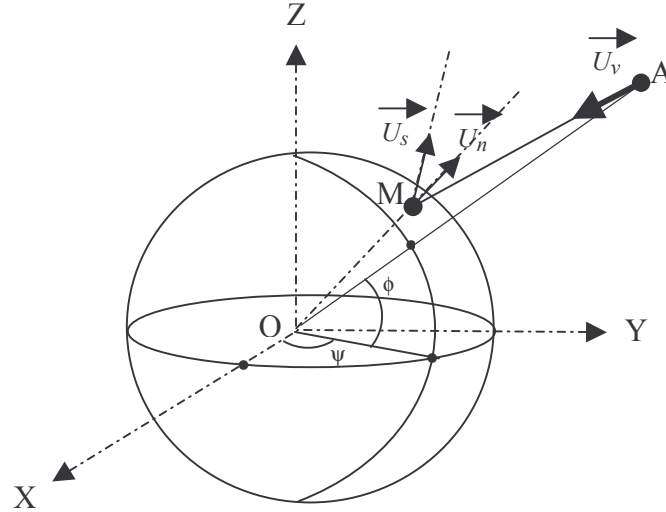


Figure III-10 : Position du point visé dans le repère géocentrique [OXYZ].

Le repère [OXYZ] correspond au repère géocentrique. OX passe par le point de longitude 0° et de latitude 0° ; l'axe OZ est dirigé selon le pôle Nord. Les quantités ψ et ϕ sont respectivement la longitude et la latitude de l'avion.

Une matrice de passage permet d'exprimer les coordonnées du vecteur $\vec{U}_v$ dans le repère géocentrique [OXYZ]. Les coordonnées de ce vecteur s'écrivent alors :

$$\vec{U}_v = M_\psi \times M_\phi \times M_\gamma \times M_t \times M_r \begin{bmatrix} U_{vx} \\ 0 \\ U_{vz} \end{bmatrix} \quad (\text{III-15})$$

où les M_i sont les matrices de rotation d'angles ψ autour de OZ, ϕ autour de OX, γ , t et r , respectivement longitude, latitude, cap géographique, tangage et roulis.

Le cap géographique, le tangage et le roulis permettent de caractériser « l'attitude de l'avion ». Le tangage correspond à une rotation autour de l'axe Ay de l'avion, comptée positivement dans le sens trigonométrique. Le roulis correspond à une rotation autour de l'axe Az de l'avion, comptée positivement dans le sens horaire. Enfin, le cap géographique correspond à une rotation autour de l'axe Ax de l'avion. Il est compris entre 0 et 2π . Ces quantités sont fournies par la centrale d'inertie de l'avion pour chaque mesure de l'instrument.

La connaissance de $\vec{U}_v$ permet de déduire l'équation paramétrique de la droite de visée dans le repère géocentrique :

$$\vec{AM} = \lambda \vec{U}_v \quad (\text{III-16})$$

Il suffit alors de trouver λ tel que $\|\vec{OM}\|$ soit égal au rayon de la terre (la terre étant supposée sphérique). Une fois λ déterminée, les coordonnées cartésiennes de M dans [OXYZ] sont connues. La localisation du point cible et la connaissance de l'heure et du jour suffisent pour déterminer les coordonnées cartésiennes des vecteurs unitaires représentant la direction solaire, la direction de visée et la direction de la normale au point considéré. Par suite, l'expression des produits scalaires de ces vecteurs permet le calcul de l'ensemble des angles caractérisant la géométrie d'observation. Le formalisme mathématique de la méthode est disponible au laboratoire [P. François, communication privée].

La géométrie d'observation permet également d'achever la caractérisation de l'état de polarisation du rayonnement mesuré. La connaissance des angles zénithaux solaire et de visée et de l'azimut relatif, combinée à la mesure de l'angle de polarisation, permet de repérer la position du champ électrique par rapport au plan de diffusion. La polarisation n'étant pas additive, cette propriété est utilisée pour signer la luminance polarisée. Nous allons donc maintenant définir la convention géométrique retenue pour signer la polarisation.

3.3.3 Convention géométrique du signe de la polarisation.

La quantité L_{pol} définie en III-6 constitue uniquement la norme de la polarisation. Nous utilisons par la suite une luminance polarisée « signée ». L'angle χ caractérise la direction de la polarisation par rapport à un plan vertical contenant la direction du polariseur central P_2 (cf figure III-3). Nous appelons ξ la direction de polarisation par rapport au plan de diffusion (plan défini par les directions solaire et de visée). Les principaux phénomènes de réflexion et de diffusion polarisent la lumière perpendiculairement au plan de diffusion ($\xi \approx 90^\circ$). C'est le cas pour le phénomène de réflexion spéculaire et de diffusion simple par les molécules et par la majeure partie des aérosols. Certaines particules diffusantes peuvent cependant polariser linéairement le rayonnement parallèlement au plan de diffusion ($\xi \approx 0^\circ$). Dans ce cas, la

polarisation est comptée négativement, selon notre convention. Les surfaces terrestres peuvent également générer une polarisation négative pour des géométries d'observation proches de la rétrodiffusion ($\Theta \approx 180^\circ$).

Des valeurs de ξ autres que 0 et 90° peuvent être observées, et s'expliquent théoriquement par les interactions multiples. En pratique, l'angle ξ est calculé à partir de l'angle χ déduit des mesures (cf. équation III-7), la précision associée à l'angle ξ est donc liée à la qualité des mesures de luminances L_1 , L_2 et L_3 . Nous verrons dans la suite de ce chapitre que lorsque le rayonnement mesuré devient faible, cette quantité est particulièrement bruitée et mal caractérisée.

Nous appliquons la convention suivante pour déterminer le signe de la polarisation, si $0 < \xi < \pi/4$ ou $0 < \xi < 3\pi/4$, le rayonnement est considéré comme polarisé perpendiculairement au plan de diffusion et le signe de la polarisation est positif, sinon la luminance polarisée est affectée d'un signe négatif. Le détail du calcul de ξ est reporté en annexe III-7 : cette quantité dépend uniquement de l'angle χ et de la géométrie d'observation.

La mesure de l'instrument est désormais caractérisée précisément du point de vue géométrique et radiatif. Toutefois, nous n'avons pas abordé ici les traitements utilisés pour corriger les mesures des effets des gaz atmosphériques (correction géophysique), ni les traitements effectués pour réduire le bruit associé à la mesure (traitements mathématiques). Nous aborderons ces points spécifiques lors de l'analyse des mesures de l'instrument. Nous allons maintenant aborder la description des campagnes de mesures et de l'ensemble de la base de données acquises depuis 2001. Cette étape facilitera l'analyse et l'interprétation des mesures de MICROPOL.

3.4 Description de la base de données accumulées depuis 2001.

MICROPOL a participé à une quinzaine de vols que l'on peut regrouper en trois campagnes de mesures distinctes. Les deux campagnes principales sont constituées de la campagne FRENCH, basée dans le sud de la France et d'une campagne dite « régionale », rassemblant les vols effectués dans la région Nord-Pas-de-Calais (campagne régionale NPC).

L'instrument a également participé à la campagne de mesures INTERREG III, dans le cadre de l'étude de la pollution en Alsace. Au cours de ces différentes campagnes, les mesures de MICROPOL ont été complétées par des mesures sol, satellite et également aéroportées dans le cas de la campagne FRENCH. Des mesures photométriques ont systématiquement été réalisées lors des vols à l'aide des instruments automatiques ou manuels du réseau AERONET/PHOTONS. Nous disposons également de mesures coïncidentes effectuées depuis l'espace par MODIS et POLDER II. Au cours de la campagne FRENCH, le lidar aéroporté LEANDRE a également fonctionné. Nous présentons, dans cette partie, les différents instruments utilisés lors des campagnes de mesures, les objectifs et les particularités des dites campagnes et résumons les caractéristiques des principaux vols exploités dans la suite de l'étude.

3.4.1 Description générale des campagnes de mesures.

3.4.1.1 La campagne de mesures FRENCH.

Le principal objectif de la campagne FRENCH était d'acquérir des mesures actives et passives aéroportées pour étudier les propriétés radiatives des cirrus et des nuages hauts. Cette campagne comportait également un volet « aérosol » dont l'objectif était l'étude des aérosols naturels au-dessus de la Méditerranée. La campagne FRENCH était basée dans le sud de la France, sur le site de l'aéroport de Tarbes. L'avion de recherche français FALCON-20 (F-20) a participé à cette campagne entre le 27 septembre et le 12 Octobre 2001. Ce type d'avion présente l'avantage de voler à haute altitude (12 km). La vitesse moyenne du F-20 est de 170 m/s. Le F-20 était équipé de l'instrument MICROPOL, du lidar aéroporté LEANDRE [Pelon et al., 1990] et de la version aéroportée de POLDER [Deuzé et al., 1993]. Durant cette campagne, 10 vols ont été effectués, dont 5 dédiés à l'étude des aérosols. Le tableau III-2 résume les caractéristiques des 10 vols de la campagne FRENCH. L'heure, l'altitude et le type de surface survolée, ainsi que les conditions atmosphériques rencontrées, sont reportés dans ce tableau.

Date	Heure (UT) Début/fin	Altitude (km)	Type de surface survolée	Observation(s)
25/09/01	14:10-14:40	11	Océan	Cirrus et cumulus entre 6 km et 10 km
27/09/01	8:40-14:45	9	Océan et continent	Nombreux nuages en-dessous de l'avion (≈ 9km)
28/09/01	13:45-13:55	11	Continent	Cirrus (6-12 km) et Altostratus (As)
30/09/01	12:55-14:50	12	Océan	Cirrus (6-12 km) et As
1/10/01	12:45-14:45	12	Océan	Conditions atmosphériques très claires, nuages bas, présence de cirrus.
5/10/01	8:50-9:40	11.5	Océan et continent	Cirrus fins et As
7/10/01	11:55-13:45	12	Océan	Cirrus (8-10 km) et As
8/10/01	11:50-13:40	10-12	Océan	Charge en aérosols faible, quelques structures nuageuses observées dans la couche limite marine.
11/10/01	10:30-12:30	11.5	Océan	Atmosphère chargée en poussière minérale, un cirrus (11 km).
12/10/01	8:20-9:20	9	Continent	Atmosphère très chargée en poussière minérale, transit de retour effectué au-dessus de la France.

Tableau III-2 : Caractéristiques des vols de la campagne FRENCH. Les dates en gras correspondent aux vols dédiés à l'étude des aérosols.

Les conditions nuageuses observées pour les journées du 27/09/2001 et du 01/10/2001 limitent l'intérêt de ces vols pour notre étude. Parmi les vols effectués au-dessus de la Méditerranée, deux vols présentent des caractéristiques intéressantes pour l'étude des poussières minérales (11/10/2001) et des aérosols maritimes (08/10/2001). Le vol du 12 /10/2001 présente également des caractéristiques remarquables pour l'étude des poussières désertiques au-dessus des terres. Les propriétés des aérosols observés et leurs origines seront décrites dans la suite de l'étude. Nous présentons sur la figure III-11 la trajectoire du F-20 lors des vols du 08/10/2001, du 11/10/2001 et du 12/10/2001, ainsi que la position des six photomètres utilisés lors de la campagne FRENCH.

Durant les vols du 08/10/2001 et du 11/10/2001, les mesures sur mer ont été acquises pour des tronçons aller-retour d'environ 400 km, au-dessus de la Méditerranée, entre le sud de la côte française et la Corse. Les zones survolées pour ces deux journées sont sensiblement les mêmes (cf figure III-11). Le vol de retour (12/10/2001), a été effectué au-dessus des terres, entre Tarbes et Paris. Nous résumons, ci-après, les stations de mesures équipées d'un photomètre automatique AERONET/PHOTONS : Tarbes, Aire-sur-Adour, Toulouse et Avignon. Un photomètre manuel a également été utilisé le 11/10/2001 (le long de la côte). Pour la journée d'étude du 12/10/2001, les photomètres postés à Bordeaux et Toulouse

constitueront les photomètres de référence. Ces trois vols ont été réalisés en coïncidence avec le passage de la plate-forme spatiale TERRA (MODIS). Les observations de l'instrument MODIS seront présentées dans la suite de l'étude.

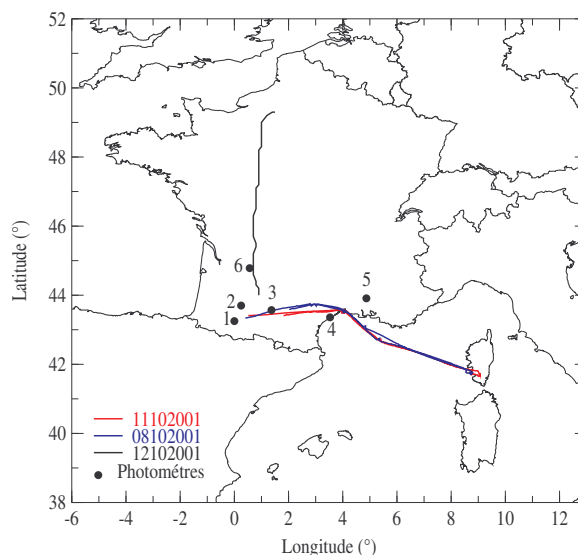


Figure III-11 : Trajectographie des trois vols de la campagne FRENCH dédiés à l'étude des aérosols, et position des photomètres de Tarbes (1), Aire-sur-Adour (2), Toulouse (3), Avignon (5) et Bordeaux (6) et d'un photomètre portable additionnel posté près de Montpellier (4).

3.4.1.2 La campagne régionale NPC.

Sont rassemblés dans cette campagne les vols effectués entre février 2003 et septembre 2004 dans la région Nord-Pas-de-Calais (soutien PNTS 2003-2004). Les objectifs principaux de cette campagne étaient i) l'étude des propriétés radiatives des surfaces et ii) la caractérisation des aérosols observés en mer du Nord et dans la région Nord-Pas-de-Calais. Les vols postérieurs à la campagne FRENCH ont tous été réalisés à bord d'un avion plus léger de type ARROW4-PA28, modifié pour accueillir l'instrument MICROPOL. Cet avion ne peut pas effectuer des mesures à plus de 4 km d'altitude, et sa vitesse est de 60 m/s. Cette campagne a été conduite selon une procédure d'alerte basée sur les prévisions météorologiques de Météo France. L'étude des aérosols et des surfaces ne peut être envisagée qu'à l'aide d'observations acquises en ciel clair ou très clair, la condition principale recherchée était donc une couverture nuageuse nulle lors des vols. La couverture nuageuse, à

l'échelle de la zone, sera appréciée dans la suite de l'étude à l'aide des observations spatiales de l'instrument MODIS. Des conditions atmosphériques très claires étaient également recherchées pour l'étude des surfaces alors que des conditions turbides étaient préférées pour caractériser les propriétés des aérosols. La décision définitive d'effectuer un vol était prise le matin même de l'expérimentation en fonction des dernières prévisions météorologiques (bulletin météorologique de l'aéroport de Lesquin) et des observations photométriques effectuées au laboratoire en temps réel.

Les vols de cette campagne ont tous été réalisés durant ma thèse. J'ai donc eu la responsabilité de définir les plans de vol et de les faire évoluer en fonction des résultats et difficultés observés. Nous résumons ci-après les paramètres et critères intervenant dans la définition des plans de vols de la campagne.

- la géométrie d'observation.

Un support orientable a été développé pour l'instrument spécifiquement pour ces vols. Durant la campagne FRENCH, l'instrument visait exclusivement au nadir. Ce support a permis de sélectionner la géométrie d'observation lors des vols et d'acquérir un jeu de données géométriquement plus variées. Pour chaque axe du vol, le cap géographique de l'avion et la visée de l'instrument sont fixés en fonction de la position du soleil afin d'obtenir la géométrie d'observation souhaitée.

- la proximité d'un photomètre du réseau AERONET/PHOTONS.

Durant cette campagne, nous avons effectué nos mesures à proximité des photomètres du réseau AERONET/PHOTON postés à Lille (50.60°N, 3.14°E) et Dunkerque (51.04°N, 2.37°E). Des mesures photométriques supplémentaires ont également été réalisées à l'aide d'un photomètre portable (MICROTOPS).

- le type de surface survolée.

Nous avons cherché à effectuer nos mesures au-dessus des surfaces les plus diverses possibles. Par exemple le 06/09/2004, l'axe principal du vol passe au-dessus de surfaces végétales de types agricole, rural et boisé et également de surfaces urbaines. Une petite caméra numérique accompagne systématiquement l'instrument et permet l'identification des surfaces survolées *a posteriori*.

- les contraintes de la circulation aérienne.

La zone aérienne belge au Nord de Lille, la zone aérienne militaire (Epinoy) située au Sud de Lille, et l'axe de transport international passant par Dunkerque (axe Berlin-Londres), ont considérablement limité et influencé nos plans de vols.

En tout, huit vols ont été effectués pour des conditions atmosphériques variées et selon des plans de vols très différents. Trois vols ont été réalisés en mer du Nord et au-dessus des terres, dans la région de Dunkerque, pour des cas d'aérosols anthropiques. Les cinq autres vols ont été réalisés près de Lille et de Valenciennes et concernaient l'étude des surfaces et des aérosols au-dessus des terres. Le tableau III-3 présente les différents vols de cette campagne, l'heure, la localisation des vols et les conditions atmosphériques observées y sont reportées.

Date	Heure (UT) Début/fin	Altitude (km)	Type de surface survolée	Localisation	Observations aéroportées
13/02/03	09:37-12:45	3.5	Mer et terre	Dunkerque/Calais Mer du Nord	Présence d'une fine brume sur les terres, survol d'un panache de fumée sur Dunkerque ; survol occasionnel de nuages bas très fins, quelques cirrus visibles.
18/02/03	11:00-13:15	3.5	Terre	Axe Nord-sud centré sur Lille	Conditions atmosphériques très claires, pas de nuages.
19/03/03	14:00-16:30	3.5	Mer et terre	Dunkerque/Calais Mer du Nord	Couche de pollution visible depuis l'avion ; nuages bas au nord de la zone de vol, ciel clair au-dessus de l'avion.
24/03/03	10:00-11:50	3.2	Terre	Axe Nord-sud centré sur Lille	Couche d'aérosol épaisse visible depuis l'avion ; vent de sud important, ciel clair au-dessus de l'avion, altostratus à l'ouest et au sud de la zone de mesure (en fin de vol).
28/07/04	08:00-11:15	3.2	Mer et terre	Dunkerque/Calais Mer du Nord	Atmosphère polluée, 2 couches d'aérosols brunes distinctes ; quelques nuages sur l'Angleterre, aucun cirrus au-dessus de l'avion, Cumulus en fin de vol à l'ouest et au nord de la zone de mesure.
29/07/04	09:00-10:20	3.5	Terre	Axe Lille-Amiens	Problèmes techniques sur l'avion (centrale d'inertie défectueuse), nombreux cirrus et As, vol interrompu.
06/09/04	08:30-11:30	3.5 0.5	Terre	Axe Lesquin-Valenciennes	Légère brume en début de vol ; ciel clair au-dessus de l'avion, nuages au nord de la zone de mesures. Vol effectué à haute et basse altitude.
31/08/05	9:00-11:00	0.2	Terre	Axe Lesquin-Valenciennes	Conditions atmosphériques claires, pas de nuages. Vol effectué à basse altitude

Tableau III-3 : Caractéristique des 8 vols de la campagne régionale NPC.

Le vol du 29/07/04 peut être écarté d'emblée du jeu de mesures, du fait d'un problème technique lié à l'avion et de la présence de nombreux nuages. La fiabilité des mesures du vol

du 13/02/2003 peut également être mise en doute car les observations visuelles, effectuées depuis l'avion, indiquent la présence occasionnelle de nuages fins, au-dessus et au-dessous de l'avion. Nous ferons donc très peu référence à ces deux vols dans la suite de notre étude.

Nous avons reporté sur la figure III-12 la trajectographie de trois vols représentatifs de l'ensemble des vols de la campagne, et l'implantation des photomètres.

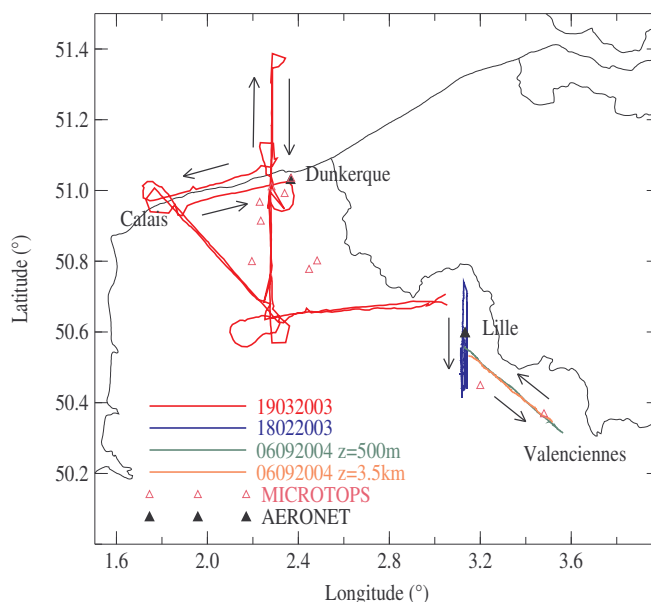


Figure III-12 : Trajectographie de trois vols de la campagne régionale NPC et localisation des sites photométriques.

Le vol du 19/03/2003 est représentatif des trois vols réalisés sur le littoral (13/02/2003, 19/03/2003 et 28/07/2003). Durant ces vols, nous avons effectué des mesures sur terre à proximité des zones d'inversion sur mer (transitions terre-mer ou tronçons parallèles le long des côtes). Cette approche permettra de comparer les méthodes d'inversion des aérosols, développées pour MICROPOL, au-dessus des surfaces océaniques et terrestres. Nous avons également effectué des tronçons aller-retour sur mer, permettant d'observer une même scène sous deux visées distinctes. Ces observations permettront de tester l'impact de la géométrie d'observation sur les restitutions de l'algorithme. Le photomètre de Dunkerque n'ayant pas fonctionné sur l'ensemble des vols, nous avons effectué des relevés photométriques supplémentaires le long de la côte et dans l'intérieur des terres à l'aide du photomètre portable MICROTUPS. Dans la suite de notre étude, les vols du 19/03/2003 et du 28/07/2004 seront principalement utilisés pour la caractérisation des propriétés des aérosols anthropiques.

Le vol du 18/02/2003, présenté sur cette figure, et le vol du 24/03/2003 ont été effectués selon un plan de vol identique. L'axe de ces deux vols est orienté sud-nord et centré sur la position du photomètre de Lille. L'axe de l'instrument a été incliné à plusieurs reprises durant le vol, de manière à observer l'atmosphère et la surface selon différentes géométries. La surface survolée n'est cependant pas exactement la même pour chaque observation. Le vol du 18/02/2003 sera surtout utilisé pour l'étude de la surface, les conditions atmosphériques étant particulièrement claires. Le vol du 24/03/2003 constituera un cas d'étude dédié à la caractérisation des aérosols au-dessus des terres.

Le vol du 06/09/2004 présente l'originalité de comporter des mesures effectuées à différentes altitudes, acquises au-dessus des mêmes surfaces. Cinq tronçons aller-retour ont été effectués selon un axe défini entre les villes de Lille et Valenciennes, d'environ 20 km. Un premier tronçon a été effectué à « haute altitude » (3.5 km), et quatre autres à basse altitude (500 m). Pour chaque tronçon, l'instrument a été incliné suivant les quatre angles de visée suivants : 0, 15, 30 et 45°, fournissant ainsi 8 géométries d'observation différentes. Le tronçon principal a été délibérément raccourci pour permettre d'effectuer les mesures dans un laps de temps assez court. Les mesures ont principalement été acquises à $\pm 40^\circ$ du plan principal solaire. Les mesures « basse altitude » obtenues pour différentes géométries d'observation permettront une analyse angulaire des propriétés radiatives des surfaces. Durant ce vol, des surfaces naturelles variées ainsi que des surfaces urbaines ont été échantillonnées. Les mesures à 3.5 km permettront de tester les méthodes d'inversion des aérosols au-dessus de surfaces très contrastées (forêt, ville, champs) et préalablement caractérisées. Le vol du 31/08/2005, effectué à une altitude de 200 m, présente des caractéristiques équivalentes.

Aucun vol n'a pu être effectué entre Juillet 2003 et Juin 2004 d'une part, et entre Septembre 2004 et Avril 2005 d'autre part, en raison de l'indisponibilité de l'avion, due à plusieurs pannes.

3.4.1.3 La campagne INTERREG.

Cette campagne s'inscrit dans le cadre d'un important programme européen d'étude de la qualité de l'air (INTEREG I, II et III) dans les régions transfrontalières du Rhin (Strasbourg / Ortenau, en Allemagne). Cette campagne s'est déroulée entre Mai et Juin 2003. Les objectifs principaux étaient i) le développement d'un réseau permanent d'informations sur la qualité de

l'air (indice de qualité, communiqués lors des événements de pollution, cartographie annuelle...) et ii) améliorer la compréhension des phénomènes de pollution photochimique aiguë (validations de modèles physico-chimiques, diagnostic de pollution par l'ozone...). A cette occasion, de nombreux moyens instrumentaux au sol et aéroportés ont été mis en place pour caractériser les paramètres météorologiques et physico-chimiques de l'atmosphère. Un objectif secondaire de cette campagne était de constituer une base de données pour répondre aux problématiques de modélisation liées aux aérosols organiques secondaires. Le LOA s'est investi dans cette campagne en fournissant un photomètre du réseau AERONET/PHOTONS (posté à Rossfeld, en France) et en effectuant des mesures aéroportées avec l'instrument MICROPOL. De mauvaises conditions météorologiques ont limité l'intervention de MICROPOL à un unique vol, le 12/06/2003. L'instrument POLDER II a principalement fonctionné entre les mois d'avril et d'octobre 2003. Ce vol du 12/06/2003 représente donc l'unique possibilité de comparer les observations de POLDER et MICROPOL.

3.4.2 Description du dispositif instrumental des campagnes.

3.4.2.1 Les mesures photométriques.

Un élément de validation essentiel des inversions de l'instrument MICROPOL est leur comparaison avec les résultats des mesures photométriques acquises depuis la surface. Dans notre étude, nous avons principalement utilisé les mesures du réseau de photomètres automatiques AERONET/PHOTONS [Holben et al., 1998]. AERONET est une fédération de réseaux d'observation administré par les laboratoires de recherche de la GSFC/NASA et du LOA. Ce réseau est constitué d'environ 150 sites automatiques, répartis sur les cinq continents. Ces instruments fournissent, en continu, les épaisseurs optiques (à 440, 670, 870 et 1020 nm) et une large gamme de mesures angulaires et spectrales (polarisées pour quelques instruments) utilisées pour restituer de manière fine les propriétés des aérosols sur la colonne atmosphérique. Un algorithme d'inversion [Dubovik and King, 2000] fournit le paramètre d'Angström, l'indice de réfraction complexe et la distribution volumique en taille des particules entre 0.05 μm et 15 μm . L'incertitude absolue maximale est de 0.02 sur l'épaisseur optique. L'indice de réfraction complexe peut être obtenu pour une épaisseur optique minimum de 0.4 à 440 nm, l'incertitude absolue pour la partie réelle est de 0.04, l'incertitude relative pour la partie complexe est estimée à environ 30%. L'incertitude sur le coefficient d'Angström a été estimée à 0.03 et pour une épaisseur optique d'environ 0.2. Des mesures

photométriques additionnelles ont également été réalisées avec un photomètre portable appelé MICROTOPS. Cet instrument fournit l'épaisseur optique en aérosol à 5 longueurs d'ondes (380, 440, 675, 870 et 1020 nm) avec une précision comparable à celle des photomètres automatiques.

3.4.2.2 Les mesures satellites.

3.4.2.2-a L'instrument MODIS.

L'instrument MODIS, lancé en décembre 1999 à bord de la plate-forme spatiale TERRA, collecte des données depuis Mars 2000. La plupart des vols des campagnes FRENCH et régionale NPC ont pu être réalisés en coïncidence avec le passage de la station TERRA. L'instrument MODIS fournit une large gamme de mesures spectrales, étendues de 415 à 14235 nm, effectuées dans 32 bandes spectrales. La résolution du pixel au nadir est comprise entre $250 \text{ m} \times 250 \text{ m}$ et $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$. Les produits aérosols sont fournis pour une résolution de $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$. Un algorithme de détection nuageuse [Ackerman et al., 1998] a été développé pour l'instrument MODIS. L'algorithme se base sur une série de tests, effectués dans 20 bandes spectrales, pour détecter et rejeter les pixels contaminés par la présence de nuages. L'algorithme de détection des aérosols au-dessus des mers utilise six bandes spectrales comprises entre 550 à 2130 nm pour restituer les principaux paramètres des aérosols (tableau I-1). Au-dessus des terres émergées, la méthode utilisée fournit principalement l'épaisseur optique en aérosol à 670 et 470 nm. Les paramètres aérosols restitués par MODIS ont été validés à l'aide des mesures photométriques du réseau AERONET [Remer et al., 2002]. Dans la suite de notre étude, au-dessus des mers, nous utiliserons principalement l'épaisseur optique δ à 865 nm (incertitude estimée $\Delta\delta=0.03+0.05\delta$), le rayon effectif r_{eff} ($\Delta r_{\text{eff}}=0.1 \mu\text{m}$) et la fraction η de l'épaisseur optique totale relative au mode fin ($\Delta\eta=0.25$ [Tanré et al., 1997]). Au-dessus des terres, nous utiliserons uniquement l'épaisseur optique restituée à 670 nm ($\Delta\delta=0.05+0.20\times\delta$). Les méthodes d'inversion utilisées sur mer et sur terre sont décrites respectivement dans les chapitres IV et V.

3.4.2.2-b L'instrument POLDER II.

Le radiomètre POLDER II a été lancé à bord de la station spatiale ADEOS II en mars 2003. Les données ont été acquises entre avril et octobre 2003. Le satellite se déplaçait à une altitude de 800 km sur une orbite héliosynchrone polaire. La résolution de l'instrument est de $6 \text{ km} \times 7 \text{ km}$. L'instrument se compose d'une optique télécentrique à large champ de vue, avec une ouverture de $\pm 43^\circ$ le long de la trace et de $\pm 51^\circ$ perpendiculairement à la trace. Une matrice CCD de 242×274 pixels permet l'observation d'un même point à la surface de la terre sous plusieurs angles (jusqu'à 14 angles), lors du passage du satellite. Une roue porte-filtres, située devant le détecteur, contient un filtre pour chaque longueur d'onde non polarisée et trois filtres polariseurs pour chaque longueur d'onde polarisée (440, 670 et 870 nm). Les polariseurs sont décalés de 60° . La combinaison des trois mesures permet la restitution des luminances totale et polarisée (cf section 3.1). Les algorithmes de détection, développés pour POLDER, au-dessus des mers et des terres permettent de restituer les principaux paramètres aérosols (cf chapitre 1). Dans la suite de notre étude, nous utiliserons principalement l'épaisseur optique en aérosol estimée à 865 nm et le coefficient d'Angström. Les produits aérosols sont donnés pour une résolution de $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$. La méthode d'inversion utilisée sur terre est décrite en détail dans le chapitre 5.

3.4.2.3 Les mesures aéroportées de la campagne FRENCH.

3.4.2.3-a Le lidar LEANDRE.

Le principe du lidar consiste à envoyer une impulsion laser verticale dans l'atmosphère. Les molécules et les particules atmosphériques présentes sur le trajet du faisceau laser diffusent l'onde. Le télescope, dont l'axe optique est parallèle au trajet d'émission du laser, récupère le champ diffusé vers l'arrière (rétrodiffusion). L'intensité du signal rétrodiffusé est ensuite mesurée à l'aide d'un détecteur. Le temps écoulé entre l'émission de l'onde et sa réception fournit l'altitude de la cible. L'amplitude du signal et sa dépendance spectrale donnent une indication sur la nature de la cible.

Le lidar LEANDRE-1, du Service d'Aéronomie [Pelon et al., 1990], a fonctionné durant l'ensemble des vols de la campagne FRENCH. Il s'agit d'un lidar dont la source est

constituée d'un laser Nd-Yag émettant à 1064 et 532 nm. La fréquence des impulsions est de 12 Hz, leur durée est de 10 ns. L'énergie émise correspondante est de 100 mJ à 1064 nm et 60 mJ à 532 nm. Le signal est moyenné sur 1 seconde (≈ 12 tirs) et la résolution verticale associée est d'environ 200 m. Le télescope de LEANDRE présente un diamètre de 30 cm et une ouverture angulaire de 3 mrad. L'optique de réception permet la séparation du faisceau rétrodiffusé à 532 nm en 2 voies selon son état de polarisation : l'une des voies reçoit le signal polarisé parallèlement au faisceau émis par la source laser, l'autre voie détecte le signal polarisé perpendiculairement.

L'équation du rayonnement lidar permet de définir la puissance rétrodiffusée $P(z)$ en fonction des paramètres du système et de la diffusion de l'atmosphère [Zuev et Naats., 1983].

$$P(z) = \frac{C}{(za - z)^2} \beta(z) T^2(z, za) \quad (\text{III-17})$$

C est la constante de calibration, β est la somme des coefficients volumiques de rétrodiffusion des aérosols et des molécules ($\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$). Le terme $T(z, za)$ est la transmission atmosphérique, estimée entre les altitudes de la cible (z) et de la source laser (z_a), et s'exprime comme suit :

$$T(z, za) = \exp\left(-\int_z^{za} \{\psi(z')\alpha_p(z') + \alpha_m(z')\} dz'\right) \quad (\text{III-18})$$

$\alpha_{p,m}(z)$, indicé p ou m , correspond aux coefficients d'extinction des particules et des molécules. Le terme $\psi(z)$ est utilisé pour prendre en compte le phénomène de la diffusion multiple et constitue une source d'incertitude additionnelle dans les algorithmes d'inversion des observations lidar [Miller et Stephens, 1999]. Dans le cadre d'observations aéroportées effectuées en atmosphère claire, cet effet est généralement négligé et nous prendrons $\psi = 1$ pour la suite de notre étude. D'après les équations III-17 et III-18, le signal rétrodiffusé dépend des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion des aérosols et également de leur densité sur la colonne atmosphérique sondée.

Les profils mesurés sont normalisés par rapport à un profil de rétrodiffusion moléculaire, défini pour un type d'atmosphère standard (ce qui permet de s'affranchir de la constante de calibration C). Le signal mesuré, ainsi normalisé et corrigé de l'altitude (terme au

dénominateur de l'équation III-17), fournit la grandeur physique utile, à savoir le coefficient de rétrodiffusion « atténué » en $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$, utilisé pour décrire la structure verticale des aérosols. Cette quantité correspond au produit des coefficients de rétrodiffusion totale (molécules + aérosols) par les transmissions atmosphériques montante et descendante, définies en III-18. Un pseudo-coefficient d'Angström (« le rapport de couleur »), défini à partir des coefficients de rétrodiffusion atténués obtenus à 532 et 1064 nm, est aussi utilisé (III-19) :

$$\frac{\beta^{532}}{\beta^{1064}} = \left(\frac{532}{1064} \right)^{-\alpha_{\text{lidar}}} \quad (\text{III-19})$$

Le rapport de couleur décroît avec la taille des particules, une valeur de 16 correspondant à une molécule, une valeur nulle à un aérosol de très grosse taille ou à une goutte d'eau.

La rétrodiffusion du signal par des particules sphériques maintient la direction de polarisation initiale du faisceau laser (parallèle), alors que les particules non-sphériques dépolarisent partiellement ce signal [Sassen et al., 2000]. Le taux de dépolarisation est défini à partir des voies polarisée à 532 nm, comme suit :

$$\Delta p = \frac{\beta_{\perp}^{532}}{\beta_{\parallel}^{532}} \times 100 \text{ (en \%)} \quad (\text{III-20})$$

Le taux de dépolarisation est un indicateur de la forme de la particule diffusante. Un taux de dépolarisation résiduel est observé pour les molécules (estimé à 1.4% dans le cas de l'instrument LEANDRE). Afin d'isoler la dépolarisation des aérosols observés, le taux de dépolarisation présenté ci-dessus est corrigé des effets des molécules.

3.4.2.3-b L'instrument POLDER aéroporté.

Une version aéroportée de l'instrument POLDER a également participé avec MICROPOL à la campagne aéroportée FRENCH. Le concept instrumental et les caractéristiques de l'instrument sont sensiblement les mêmes que pour la version satellite. La configuration des canaux de l'instrument est cependant adaptée à l'observation des nuages. Une comparaison des luminances totales mesurées par MICROPOL et POLDER aéroporté a été effectuée lors d'un vol de la campagne FRENCH, au-dessus des mers et pour une atmosphère non-nuageuse

(11/10/2001). Cette comparaison a montré que cette version aéroportée de POLDER surestimait de près de 50% la luminance totale mesurée par MICROPOL. Cette conclusion a été confortée par une autre comparaison effectuée avec l'instrument MINIMIR, également développé au laboratoire (thèse de Bertrand Ovigneur, 2005). Les mesures de MICROPOL ont été validées à l'aide du réseau AERONET et d'autre part comparées avec celles de MODIS (chapitre 4). Nous ne mettrons donc pas en cause les mesures de l'instrument MICROPOL. La luminance parasite induite par l'optique de l'instrument POLDER constitue l'explication la plus vraisemblable pour interpréter l'écart observé. Nous n'utiliserons donc pas les mesures de cet instrument dans notre étude. Pour les versions spatiales de l'instrument, des études fines des effets de la luminance parasite ont été entreprises par le CNES et appliquées aux mesures des instruments POLDER.

3.4.2.4 Les observations météorologiques.

La base de données météorologiques de la NOAA Air Resources Laboratory fournit les principales grandeurs météorologiques permettant notamment de caractériser les champs de vent et de pression synoptique. Pour l'ensemble des vols des différentes campagnes, nous disposons également des rétro-trajectoires des masses d'air, obtenues à l'aide du modèle HYSPLIT de la NOAA (<http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>). Nous utiliserons ces informations pour apporter des indications supplémentaires sur l'origine des aérosols observés lors des vols.

3.4.3 Première classification des observations.

A partir des observations photométriques du réseau AERONET/PHOTONS, nous allons réaliser une première classification des aérosols observés. Nous utiliserons l'épaisseur optique mesurée à 440 nm, le coefficient d'Angström et la distribution en taille volumique. Nous nous baserons également sur le résultat d'une climatologie effectuée à partir des observations du réseau AERONET [Dubovik et al., 2001]. Les observations présentées ont été sélectionnées en fonction de leur proximité par rapport à la zone de mesures et par rapport à l'heure d'acquisition. Différents exemples de distribution en taille volumique sont donnés sur la figure III-13.

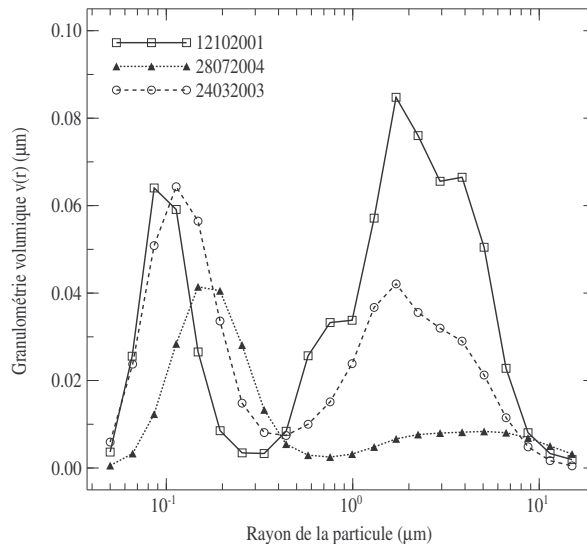


Figure III-13 : Distribution volumique en taille de particules issues des observations photométriques acquises par les photomètres du réseau AERONET postés à Lille (24/03/2004), Dunkerque (28/07/2004) et Avignon (11/10/2001) (méthode d'inversion de Dubovik et al., 2000 pour des particules sphériques).

Les granulométries observées montrent toutes une distribution bimodale des particules, comportant un mode fin et un mode grossier.

Pour le cas du 28/07/2004, le volume total des particules du mode fin est nettement plus important que celui associé aux particules du mode grossier ($C_{vf} / C_{vc} \approx 2.3$). Le coefficient d'Angström observé est de 1.8, l'épaisseur optique est de 0.36. Une valeur de coefficient d'Angström forte ($\alpha > 1.6$) caractérise la présence majoritaire de particules anthropiques dans l'atmosphère. Nous qualifierons le cas du 24/03/2003 de cas « mixte », le volume total des particules du mode fin « étant approximativement égal à celui associé aux particules du mode grossier ($C_{vf} / C_{vc} \approx 1.0$). Les aérosols observés présentent des caractéristiques à la fois des aérosols des modes fin et grossier. Le coefficient d'Angström observé vaut 0.95, l'épaisseur optique totale est de 0.33. Pour le cas du 11/10/2001, la distribution en taille des particules présente un mode grossier prédominant ($C_{vf} / C_{vc} \approx 0.4$). Le coefficient d'Angström associé est de 0.3. Ces observations caractérisent la présence majoritaire d'aérosols d'origine naturelle dans l'atmosphère. Les aérosols d'origine maritime sont associés à des épaisseurs optiques faibles, systématiquement inférieure à 0.15. Les poussières minérales injectées dans l'atmosphère sont associées à des épaisseurs optiques plus fortes et en particulier près de leur sources d'émission. L'épaisseur optique mesurée ici est de 0.3, ce qui confirme la présence de poussières minérales lors du vol du 11/10/2001.

Notre classification sépare les vols effectués durant les différentes campagnes en quatre classes : les cas d'aérosols anthropiques ($\alpha > 1.6$), les cas « mixtes » présentant des caractéristiques des deux modes ($\alpha \approx 1.0$) et les cas d'étude des aérosols d'origine naturelle ($\alpha < 0.6$), constitués des aérosols maritimes ($\delta < 0.15$) et des poussières minérales ($\delta > 0.15$).

3.4.4 Contrôle de la couverture nuageuse.

Des observations en ciel clair sont requises pour l'étude des aérosols et des surfaces. Le contrôle de la couverture nuageuse est un point de validation important des campagnes de mesures. La plupart des vols ont pu être effectués en coïncidence avec le passage de la plateforme satellite TERRA. Nous utilisons les résultats du masque nuageux de MODIS pour contrôler, *a posteriori*, l'absence de nuages sur la zone de mesures. La résolution du paramètre est de $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$. La figure III-14 donne un exemple de résultat du masque nuageux obtenu pour le 06/09/2004.

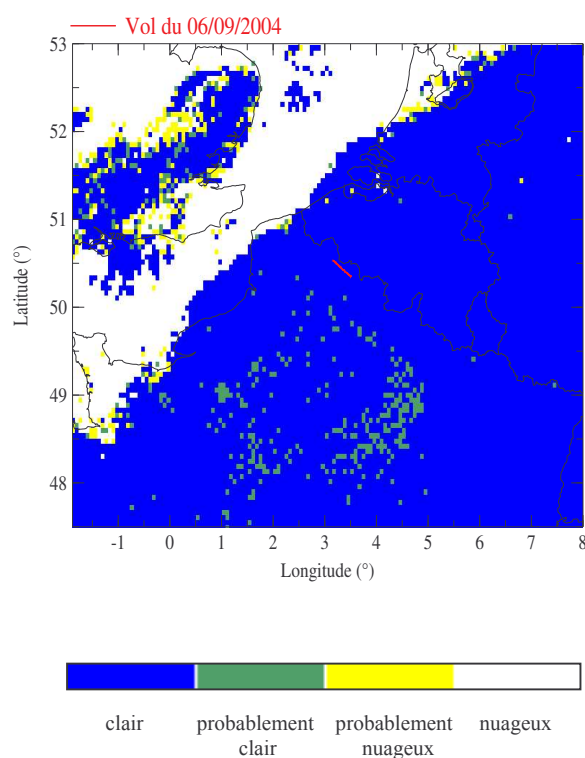


Figure III-14 : Résultat de l'algorithme de détection nuageuse de l'instrument MODIS, obtenu à 10h40 (UT), le 06/09/2004 (mesures effectuées entre 8h30 et 11h30 UT). La trajectoire du vol, effectué entre Lille et Valenciennes, est représentée en rouge.

L'algorithme masque nuageux de MODIS classe les pixels observés selon les quatre critères de qualité suivants : clair (assuré), probablement clair, probablement nuageux, nuageux (assuré). Ces critères résultent du bilan des différents tests (incluant les tests sur la présence de cirrus) effectués dans 20 bandes spectrales de MODIS [King et al., 2003].

A proximité de la zone de mesure, tous les pixels sont déclarés « clairs ». Les pixels « probablement nuageux » correspondent principalement aux zones de transition entre les zones nuageuses et les zones claires. Ces zones sont généralement associées à la présence de cirrus [Platnick et al., 2003]. Cette information confirme l'absence de cirrus au-dessus de la zone de mesures. Les structures nuageuses les plus proches se trouvent à approximativement 80 km au nord et à l'ouest de Lille, confirmant les observations effectuées depuis l'avion (cf tableau III-3). De la même manière, les conditions de ciel clair ont été vérifiées pour l'ensemble des vols des différentes campagnes. Durant la campagne FRENCH, nous utiliserons également les mesures du lidar LEANDRE pour localiser précisément la position et l'altitude des nuages observés.

3.4.5 Bilan des vols.

Nous résumons dans le tableau III-4 les principales caractéristiques des vols que nous exploiterons dans la suite de notre étude. Nous précisons notamment la géométrie d'observation des vols, les instruments utilisés, ainsi que les observations photométriques moyennes journalières (δ et α). Pour les vols du 11/10/2001 et du 12/10/2001 de la campagne FRENCH, nous avons reporté les valeurs minimale et maximale observées par le photomètre sur la journée. Nous précisons également dans quel cadre de l'étude nous utiliserons les observations acquises durant les vols.

Date	Altitude (km)	Géométrie d'observation	Surfaces survolées	Photomètre AERONET	Photomètre portatif	Lidar LEANDRE	Satellite(s) Modis / Polder	δ^{865} et $\alpha^{670/865}$	Utilisation(s) des vols et remarque(s).
<i>Campagne FRENCH</i>									
08/10/01	11	$\theta_s = 53^\circ$ visée Nadir $\Theta = 127^\circ$	Mer	(1)	-	✓	M	$\delta = 0.065$ $\alpha = 0.5$	Etude des aérosols maritimes.
11/10/01	12	$\theta_s = 50^\circ$ visée Nadir $\Theta = 130^\circ$	Mer	(2)	✓	✓	M	$0.1 < \delta < 0.2$ $0.1 < \alpha < 1.0$	Etude des poussières désertiques sur mer.
12/10/01	9	$\theta_s = 67^\circ$ visée Nadir $\Theta = 115^\circ$	Terre	(3)	-	✓	M	$0.5 < \delta < 1.5$ $0. < \alpha < 0.1$	Etude des poussières désertiques au-dessus des terres (surface survolée partiellement sombre).
<i>Campagne régionale</i>									
18/02/03	3.5	$\theta_s = 63^\circ$ 2 visées $\Theta = 72^\circ, 115^\circ$	Terre	(4)	-	-	M	$\delta = 0.04$	Très faible épaisseur optique ; étude de la surface (2 visées).
19/03/03	3.5	$\theta_s = 67^\circ$ 4 visées $68^\circ < \Theta < 130^\circ$	Mer et terre	-	✓	-	-	$\delta^* = 0.07$ $\alpha^* = 1.80$	Etude des aérosols anthropiques sur terre et sur mer pour une faible charge en aérosol.
24/03/03	3.2	$\theta_s = 50^\circ$ 5 visées $80^\circ < \Theta < 160^\circ$	Terre	(4)	-	-	M	$\delta = 0.12$ $\alpha = 0.95$	Etude des aérosols sur terre ; observations pour un cas « mixte »
28/07/04	3.15	$\theta_s = 40^\circ$ 5 visée $85^\circ < \Theta < 165^\circ$	Mer et terre	(5)	✓	-	-	$\delta = 0.15$ $\alpha = 1.70$	Etude des aérosols anthropiques sur terre et mer pour une charge en aérosols modérée
06/09/04	3.15 0.50	$\theta_s = 48^\circ$ 8 visées $83^\circ < \Theta < 172^\circ$	Terre	(4)	✓	-	M	$\delta = 0.09$ $\alpha = 1.85$	Etude des aérosols anthropiques sur terre pour une faible charge en aérosol ; étude directionnelle de la polarisation de surface (8 visées).
31/09/05	0.20	$\theta_s = 50^\circ$ 8 visées $80^\circ < \Theta < 170^\circ$	Terre	(4)	✓	-	M	$\delta = 0.07$ $\alpha = 1.85$	Etude directionnelle de la polarisation de surface (8 visées).
<i>Campagne INTERREG</i>									
12/06/03	3.1	$\theta_s = 40^\circ$ 2 visées $\Theta = 115, 135^\circ$	Terre	(6)	-	-	M/P	$\delta = 0.14$ $\alpha = 1.35$	Etude des aérosols sur terre ; observations pour un cas « mixte ».

Tableau III-4 : Caractéristiques de l'ensemble des vols exploités dans la suite de l'étude : description de la géométrie d'observation (θ_s =angle solaire moyen, Θ =angle de diffusion), disponibilité des instruments, caractéristiques des aérosols observés (δ à 865 nm et α). Les mesures photométriques proviennent des instrument du réseau AERONET postés à : (1) Tarbes, (2) Avignon, (3) Bordeaux, (4) Lille, (5) Dunkerque et Rossfeld (6) et également du photomètre portatif CIMEL (δ^* , α^*).

La richesse de ces vols provient i) des conditions atmosphériques, ii) du ou des types d'aérosols observés et de leur abondance dans l'atmosphère, iii) de la diversité des mesures disponibles et iv) du type de surface survolée. La géométrie d'observation des vols est

également cruciale pour notre étude. D'ailleurs, la complexité des plans de vol s'est accrue au fil des campagnes. Le premier vol de la campagne régionale, destiné à l'étude des surfaces, présente uniquement deux géométries d'observation, alors que le dernier vol effectué, présente une gamme très étendue d'angles de diffusion ($83^\circ < \Theta < 172^\circ$). La base de données résumée dans ce tableau présente des observations (passives, actives, aéroportées, photométriques, spatiales, multispectrales, polarisées et angulaires...) permettant l'étude de surfaces variées et des principaux aérosols naturels et anthropiques. La majorité des mesures a été acquise pour des angles solaires supérieurs à 40° . L'absence de mesures pour des angles solaires plus faibles constitue un facteur limitant pour l'étude des surfaces, ce paramètre jouant un rôle important sur le niveau de polarisation des sols. Il est également regrettable de ne pas avoir pu réaliser un second vol type « 06/09/2004 », pour un angle solaire plus petit. Nous allons maintenant présenter trois exemples de mesures acquises par MICROPOL lors des différentes campagnes mentionnées.

3.5 Première analyse qualitative des mesures de MICROPOL.

Dans cette partie, nous présentons trois exemples de mesures provenant de la base de données acquises par MICROPOL. Notre objectif est de donner un aperçu de la variabilité des observations acquises et de préciser les qualités et limitations radiométriques de l'instrument. La description des propriétés des surfaces et leur identification précise seront abordées dans le chapitre V. Des traitements supplémentaires ont été appliqués systématiquement aux mesures bruitées pour réduire les effets du « bruit ». Une première moyenne est effectuée sur les quantités séparées L_1 , L_2 et L_3 (cf. équation III-9) avant recombinaison des signaux pour le calcul des luminances totale et polarisée et de l'angle de polarisation. La moyenne est effectuée sur dix mesures, ce qui réduit la résolution temporelle de l'échantillonnage à 1s environ. Ce traitement préliminaire permet de réduire les bruits associés aux mesures, ainsi que le volume d'information à traiter. Tous les traitements présentés en section 3.2 ont été appliqués. De plus, les mesures ont également été corrigées de l'absorption gazeuse, d'importance variable selon la longueur d'onde (cf. annexe III-8),

3.5.1 Variabilité des signaux observés pour des cibles variées.

Nous présentons sur la figure III-15, les coupes de luminances totale et polarisée, ainsi que l'indice de végétation NDVI, obtenus le 01/10/2001. L'indice NDVI n'est ici pas corrigé des effets d'atmosphère. Au cours de ce vol nous avons survolé successivement des cibles terrestre, nuageuse et océanique.

La trajectoire du vol est identique à celle établie pour les vols du 08/10/2001 et du 11/10/2001 (cf. figure III-11). Comme pour la plupart des vols de la campagne FRENCH, l'avion effectue sa montée au-dessus des terres et atteint une altitude stable au-dessus de la mer (12km). L'angle solaire moyen vaut 56° et l'instrument vise toujours au nadir. Sur la figure III-15-a, nous avons repéré les zones de survol des terres (1) et des mers (3). La première séparation (13:25 UT) correspond au passage de la côte (43.54°N , 3.89°E). La seconde délimitation (fin de l'axe) correspond au survol de la Corse (41.86°N , 8.53°E). La scène nuageuse (2), repérée sur la figure III-15-a (flèche horizontale), s'étend au-dessus de la terre et de la mer.

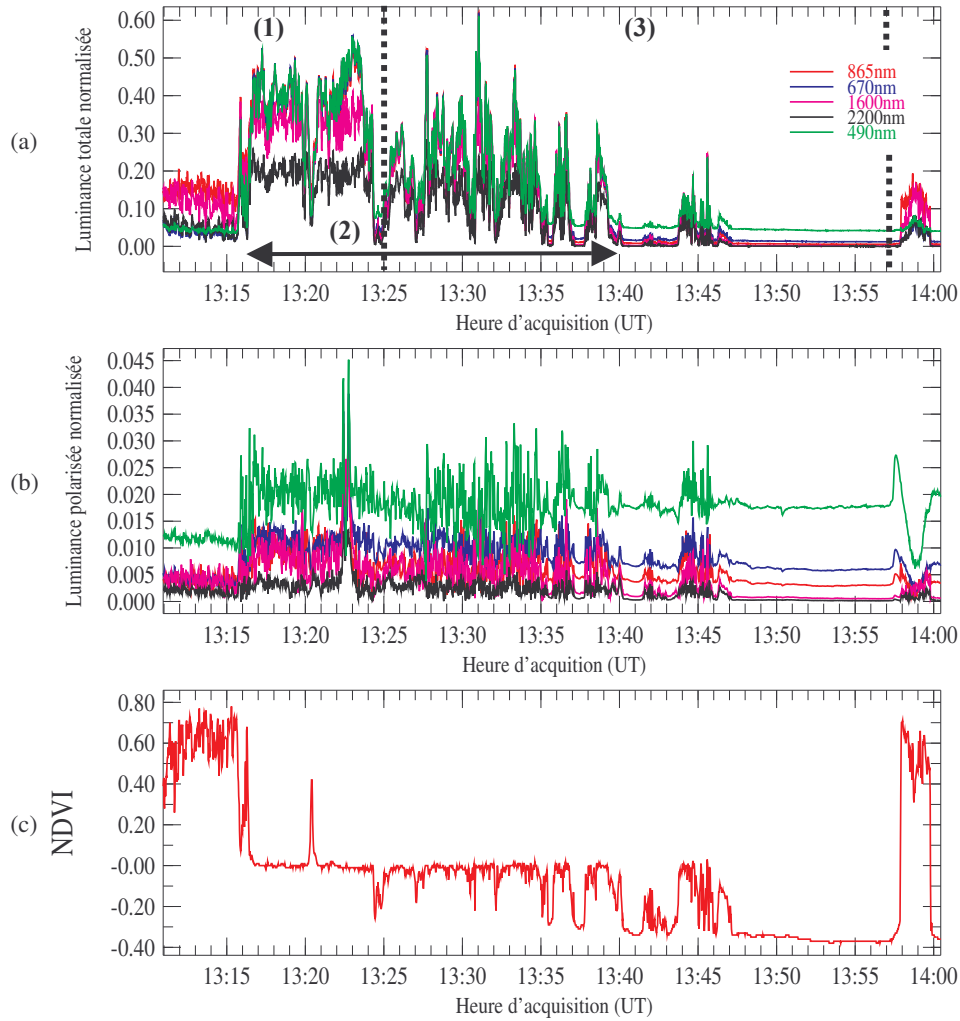


Figure III-15 : Evolution des luminances totale (a) et polarisée (b), et de l'indice de végétation NDVI (c), obtenus lors d'un survol des terres, d'une scène nuageuse et de la mer, effectué le 01/10/2001 (tronçon de 420km).

Entre 13:10 et 13:16 UT nous survolons la surface terrestre ; la dépendance spectrale de la luminance totale (figure III-15-a) est caractéristique de la végétation [Schmidt and Karnieli, 2000]. La luminance totale est maximale à 865nm et décroît pour les plus grandes longueurs d'onde (1600 et 2200 nm). A l'inverse la luminance est faible aux courtes longueurs d'onde. L'indice de végétation prend une valeur positive de 0.2 à 0.8 sur cette partie du vol. Cette variabilité rend compte de la diversité des surfaces survolées (champs, prairie, végétation clairsemée et surfaces urbaines).

L'avion survole ensuite une zone nuageuse, caractérisée par une chute de l'indice de végétation à 0 (due à la neutralité spectrale des nuages). Nous constatons que la valeur de cet indice est beaucoup plus stable, les nuages constituant ici une surface d'observation beaucoup plus homogène que les sols disparates survolés précédemment. Nous constatons de plus une nette augmentation de la luminance polarisée. Dans ces conditions d'observation (l'angle de diffusion vaut 130°), les nuages polarisent davantage que les molécules, les aérosols et les surfaces (géométrie d'observation proche de l'arc-en-ciel, [Goloub et al., 2000]).

La couverture nuageuse n'était pas totale, car nous distinguons des « trouées » sur terre comme sur mer. Vers 13:20 UT, nous remarquons un pic de l'indice de végétation qui correspond à une visée du sol entre deux nuages. A partir de 13:25 UT, la couche nuageuse s'étend désormais au-dessus de la Mer Méditerranée, l'indice prend alors régulièrement des valeurs négatives. La géométrie d'observation est assez stable sur cette partie du vol (tangage et roulis stables). Sur la partie nuageuse, nous assistons cependant à une brève variation des conditions d'observations (variation brutale du roulis), l'angle de diffusion passe de 129° à plus de 140° puis se stabilise à 125° . Nous constatons alors un pic de la luminance polarisée (entre 13:20 et 13:25 UT, figure III-15-b). Le pic de l'arc-en-ciel des gouttelettes d'eau se situe vers 137° , dans cette configuration la luminance est alors plus forte et plus polarisée.

A partir de 13:48 UT, l'avion survole la mer en absence de nuages. Les signaux observés présentent des amplitudes plus faibles, ils sont également beaucoup plus stables. La réflectance de l'eau diminuant avec les longueurs d'onde croissantes et la réflectance de l'atmosphère également, les luminances totale et polarisée diminuent quand les longueurs d'onde augmentent ce qui est observé ici et l'indice NDVI est négatif. Ces observations sont caractéristiques des paysages marins.

A la fin de l'axe, entre 13:58 et 14:00 UT, l'avion survole la Corse. Nous retrouvons des signaux caractéristiques des surfaces terrestres et un NDVI positif. L'avion effectue alors un demi-tour et amorce son retour vers les côtes du sud de la métropole. Ce mouvement brutal de l'avion provoque une forte fluctuation sur la luminance polarisée (cf figure III-15-b). Cet écart montre que la luminance polarisée est particulièrement sensible aux mouvements de l'avion et que son analyse ne peut être envisagée que pour des géométries d'observation

stables. La description des observations en luminance polarisée au-dessus des terres est développée plus loin.

L'analyse de ces premières observations montre que l'on peut caractériser avec MICROPOL des paramètres physiques comme la détermination des profils spectraux caractéristiques, et géophysiques comme la détection en lumière polarisée du pic de l'arc-en-ciel des gouttelettes d'eau. Le survol des nuages au-dessus de l'eau est également utile pour contrôler l'étalonnage interbande dans le visible puisque les nuages épais constituent une cible spectralement blanche entre 490 et 865nm (domaine du visible au proche infrarouge). Le contrôle est cependant limité à cet intervalle et est également limité par l'altitude des nuages (atmosphère moléculaire résiduelle). Après correction de l'effet des molécules (l'altitude du nuage est déterminée à l'aide du lidar), les résultats obtenus indiquent un écart d'environ +1% entre 490 et 865 nm. Ce contrôle montre que l'étalonnage interbande, réalisé au laboratoire est très satisfaisant.

3.5.2 Critère de sélection des mesures.

Les mesures utilisées dans la suite du travail pour étudier les propriétés des aérosols et des surfaces devront toujours correspondre à des géométries d'observation stables (angle de diffusion constant). Les mesures acquises lors des phases de montée et de descente de l'avion, ainsi que lors des virages, sont donc systématiquement rejetées. Pour le reste, des critères de sélection sur le tangage et le roulis sont utilisés pour éliminer d'éventuelles fluctuations de la géométrie d'observation. Nous rejetons les mesures associées à un tangage et un roulis supérieurs à 3° et nous fixons également un seuil sur le NDVI, pour caractériser les visées sur mer ($\text{NDVI} < -0.1$) et terre ($\text{NDVI} \geq 0$).

3.5.3 Luminances polarisée observées au-dessus des terres.

3.5.3.1 Campagne FRENCH, vol du 12/10/01.

Nous présentons, sur la figure III-16, les luminances polarisées acquises lors d'une portion du vol effectué le 12/10/2001, au-dessus de la France.

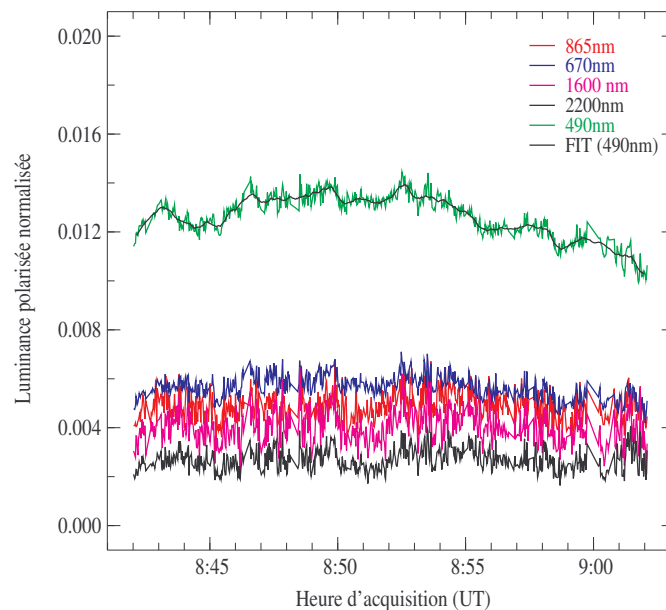


Figure III-16 : Evolution des luminances polarisées obtenues lors d'un survol des terres (tronçon de 270km), effectué le 12/10/2001.

Les conditions d'observation sont stables ($\theta_s=67^\circ$, $\theta_v\approx 0^\circ$). L'angle de diffusion correspondant est de 113° . Le vol est effectué à une altitude de 9 km. Les aérosols observés ont été préalablement identifiés comme des particules de poussières d'origine désertique (cf. section 3.4.3). L'épaisseur optique varie sur la journée de 0.5 à 1.5 (sites de Toulouse et de Bordeaux). Le coefficient d'Angström est proche de zéro, et demeure assez stable. On peut donc supposer que le même type d'aérosol est présent tout au long de la journée. Nous constatons aussi que la charge en aérosol varie de manière importante en fonction de la localisation et de l'heure de la journée.

Les signaux observés sont particulièrement bruités, ce qui est caractéristique de l'ensemble des observations effectuées au-dessus des surfaces terrestres. Les fortes fluctuations observées sur les luminances polarisées sont principalement dues à la variabilité spatiale des surfaces survolées ($0.2 < NDVI < 0.7$). D'une manière plus globale, nous observons une décroissance des signaux vers la fin du vol qui peut être interprétée comme une variation de la charge en aérosols. La dépendance spectrale de la luminance polarisée correspond essentiellement à la dépendance spectrale de la diffusion atmosphérique, dont l'efficacité augmente quand la longueur d'onde décroît. Ce résultat semble qualitativement en accord avec notre hypothèse d'une contribution spectralement neutre de la surface, la dépendance spectrale observée provenant uniquement de la diffusion atmosphérique (molécules + aérosols).

Afin de réduire significativement les bruits associés aux signaux, nous effectuons une moyenne glissante des luminances totale et polarisée mesurées. Nous avons représenté, sur la figure III-16, le résultat de ce traitement pour la longueur d'onde 490 nm. Cette moyenne permet de réduire fortement le bruit associé aux mesures et de mettre en évidence les variations moyennes du signal atmosphérique. La moyenne est effectuée selon une fenêtre de temps de cinq secondes correspondant à une distance moyenne parcourue par le Falcon-20 d'environ 1 km. Ce traitement est effectué sur l'ensemble des mesures de la campagne FRENCH.

Pendant cette campagne, nous avons réalisé uniquement des visées au nadir. Afin d'apprécier le comportement directionnel de la luminance polarisée, nous présentons, dans la section suivante, des observations obtenues durant d'autres campagnes de mesures et pour des visées effectuées en diffusion avant.

3.5.3.2 Analyse du comportement angulaire de la luminance polarisée.

Nous présentons sur la figure III-17 les mesures de luminances polarisées, ainsi que l'angle de polarisation, obtenus pour deux géométries d'observation très différentes (vol du 28/07/04, campagne régionale).

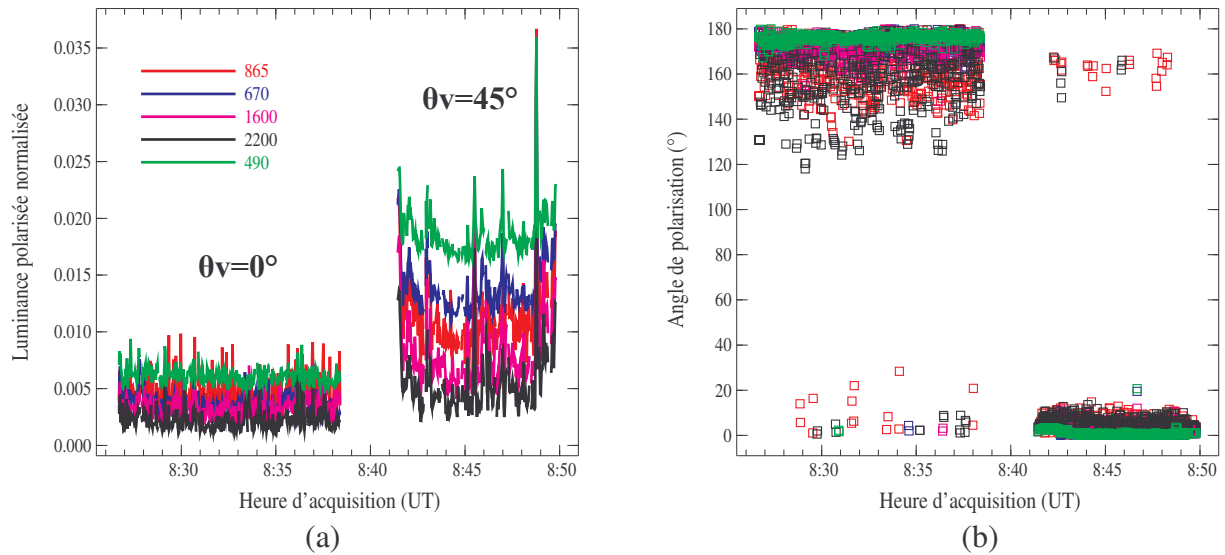


Figure III-17 : Variation spectrale des luminances polarisées (a) et de l'angle de polarisation (b) pour deux géométries d'observation lors d'un survol des terres (28/07/2004).

Les mesures sont acquises quasiment dans le plan solaire ($\phi_r \approx 0^\circ$) et pour un angle zénithal solaire valant 50° . Le niveau de vol se situe à 3.5 km. Le plan de vol est séparé en deux parties, correspondant à deux géométries d'observation très différentes. L'instrument vise au nadir sur la première partie de l'axe ($\Theta = 130^\circ$), puis à partir de 8:41 UT, il dépointe à 45° vers le soleil ($\Theta = 85^\circ$). Les surfaces survolées sont principalement des surfaces de type rural (champs, végétation basse, routes...). Le coefficient d'Angström est de 1.8 et l'épaisseur optique mesurée à 865 nm est de 0.11.

Ces mesures ont été acquises sur des distances relativement courtes (≈ 30 km pour chaque tronçon). Il est très réaliste de supposer que la contribution atmosphérique demeure constante entre le début et la fin de l'axe. Les variations observées (figure III-17-b) correspondent donc à la variabilité spatiale des surfaces survolées et à la dépendance angulaire. A partir de 8:41 UT, nous observons l'augmentation des luminances polarisées lorsque l'angle de diffusion passe de 130° à 85° . Cette observation est en accord avec le comportement angulaire des luminances polarisées générées par les surfaces et l'atmosphère [Deuzé et al., 2001]. La géométrie d'observation devenant proche de la direction spéculaire, le signal est particulièrement intense et polarisé, nous observons notamment un pic de polarisation vers 8:49 UT, dû au survol ponctuel d'une surface urbaine particulièrement polarisante (toitures). Pour la caractérisation des aérosols, nous moyennons également les mesures de la campagne régionale, afin de mieux séparer les variations liées à la surface et à l'atmosphère. Le pas de temps utilisé est de trois secondes ce qui correspond à une distance moyenne parcourue

d'environ 200 mètres (diamètre de la tâche au sol ≈ 75 mètres). Nous ne moyennons pas les mesures dédiées à l'étude des surfaces, afin de conserver la variabilité des signaux observés. Celle-ci résulte principalement de l'hétérogénéité spatiale des surfaces survolées.

L'angle de polarisation, présenté en figure III-17-b, est défini en fonction de la normale au plan de diffusion (cf. section 3.3.3). Sur la première partie de l'axe, où l'amplitude des signaux mesurés est faible, l'angle de polarisation présente une forte dispersion notamment à 865, 1600 et 2200 nm. Sur la seconde partie de l'axe, l'angle de polarisation est beaucoup plus stable. La variation observée entre deux longueurs d'onde est de 5° . Au-dessus des mers (non présenté), les écarts observés sont typiquement de quelques degrés quelle que soit la géométrie d'observation. Sur cette partie, l'angle de polarisation moyen vaut environ 10° et la luminance polarisée présentée est donc signée positivement (cf section 3.3.3). En diffusion avant, les composantes polarisées des surfaces, des molécules et des aérosols (dans la majorité des cas) polarisent le rayonnement perpendiculairement au plan de diffusion. Pour ces cas, l'angle de polarisation ne dépend pas de la longueur d'onde. Pour les longueurs d'onde 490 et 670 nm, l'angle de polarisation mesuré au-dessus des terres et des mers est toujours très stable (Rayleigh). L'angle de polarisation obtenu à ces longueurs d'onde constitue donc une mesure de référence. Ce constat est généralisable à l'ensemble des vols, l'angle de polarisation sera donc utilisé pour contrôler la cohérence des mesures effectuées au-dessus des terres et en diffusion avant.

3.5.3.3 Mise en évidence d'une anomalie de la polarisation à 865 nm.

L'analyse des signaux de l'instrument MICROPOL a également mis en évidence l'existence d'une surestimation de la polarisation à 865 nm. Sur la figure III-17-a, nous observons, sur la première partie de l'axe, que le niveau de la luminance polarisée mesurée à 865 nm est deux fois trop fort. Sur la seconde partie de l'axe (angle de diffusion de 85°), nous n'observons plus cette anomalie et nous retrouvons l'allure spectrale attendue, les signaux diminuant avec les longueurs d'onde croissantes.

Les surfaces océaniques constituent des cibles sombres et homogènes. Les cibles nuageuses observées le 01/10/2001 constituent également des cibles assez homogènes mais beaucoup plus réfléchissantes. Pour ces deux types de surfaces, le comportement spectral de la polarisation semble correct (cf figure III-15-b). Sur l'ensemble des observations terrestres,

nous n'avons jamais décelé ce type d'anomalie pour des angles de diffusion inférieurs à 130°. Le problème semble également s'amplifier pour les mesures acquises à très basse altitude (500m). Les signaux mesurés sont alors plus faibles et plus bruités. L'anomalie semble donc être liée à l'hétérogénéité de la surface et au niveau de signal mesuré.

Dans le cas de l'instrument MICROPOL, les signaux mesurés sur chaque voie polarisée sont effectués de manière quasi simultanée ($\Delta t \approx 1.5$ ms entre les trois mesures polarisées) mais par des systèmes optiques séparés. Nous avons donc tout d'abord supposé un problème de parallélisme entre l'axe optique des voies polarisées. Si les directions des axes optiques n'étaient pas rigoureusement parallèles, les signaux mesurés sur les différentes voies polarisées ne correspondraient pas exactement à la même cible. Un tel défaut instrumental serait susceptible de générer une polarisation parasite, permettant d'expliquer l'anomalie observée. Cet effet serait notamment amplifié à 865 nm, où les paysages sont plus contrastés. Si cette hypothèse est fondée, nous devrions également observer un effet du même type à 1600 nm. A cette longueur d'onde, les surfaces terrestres sont également fort contrastées, toutefois la réflectance générée par les surfaces terrestres est moins conséquente à 1600 nm qu'à 865 nm (cf. figure II.5). Il ne semble pas y avoir d'anomalie à 1600 nm, ou alors l'amplitude de celle-ci est faible et ne peut être décelée ici. Le contrôle de l'alignement de l'axe optique des voies polarisées a été effectué (cf. partie 3.2.4), avec les moyens dont nous disposons. Nous n'avons pas constaté de défaut particulier dans l'alignement des canaux de l'instrument. Nous avons ensuite envisagé la possibilité d'un détecteur défectueux à 865 nm, l'un des trois détecteurs utilisés à 865 nm étant particulièrement bruité. Nous avons procédé au changement de ce détecteur après la campagne FRENCH. Les mesures effectuées durant la campagne régionale et INTERREG ont montré que le problème persistait. La mesure de la polarisation à 865 nm reste donc problématique mais, dans le cadre notre étude, nous verrons que ceci n'est que partiellement pénalisante.

3.6 Conclusion.

Les mesures présentées dans ce chapitre montrent la richesse de la base de données réalisée avec l'instrument MICROPOL. Celle-ci inclut des mesures spectrales, polarisées et angulaires, permettant l'étude des surfaces terrestres et océaniques, des aérosols et également des nuages. Qualitativement, le comportement spectral des luminances totale et polarisée pour l'ensemble des canaux, excepté 865 nm en polarisation, est bon. Nous avons également montré dans ce chapitre que l'extension de la mesure polarisée dans le moyen-infrarouge est désormais une technologie maîtrisée au laboratoire. L'effet de la température sur l'étalonnage est estimé à quelques pourcents pour une gamme de température comprise entre -10° et $+50^{\circ}$. Le bruit radiométrique estimé à 2200 nm est sensiblement du même ordre de grandeur que celui observé pour les longueurs d'onde du visible. Compte tenu de la précision de notre sphère d'étalonnage, l'erreur maximale à 2200 nm est estimée à 10%. Les traitements radiométriques, géométriques et géophysiques décrits dans ce chapitre sont appliqués à l'ensemble des mesures de MICROPOL.

Malgré nos investigations, l'anomalie sur la polarisation à 865 nm n'a pu être ni expliquée ni corrigée. Pour l'étude des propriétés radiatives des surfaces en polarisation, nous utiliserons la gamme d'angles de diffusion observés la plus étendue possible ($70^{\circ} < \theta < 170^{\circ}$). Nous limiterons, cependant, nos observations à 865 nm en polarisation, aux angles de diffusion inférieurs à 130° . Notre objectif principal est d'étudier la réponse spectrale des surfaces du visible au moyen infrarouge. Les mesures de la polarisation à 490, 670, 1600 et 2200 nm couvrent ce domaine spectral et sont donc suffisantes pour cette démonstration.

Au-dessus des mers, l'ensemble des mesures acquises par l'instrument est exploitable pour l'étude des aérosols. Pour cette application au-dessus des terres, nous nous limiterons à $\theta < 130^{\circ}$. La fiabilité des observations sera systématiquement contrôlée à l'aide de l'angle de polarisation. Nous disposons donc d'un instrument caractérisé et également d'un jeu de données suffisant pour notre étude.

Nous allons maintenant aborder la description des algorithmes et des traitements appliqués aux mesures, afin de pouvoir étudier les propriétés des aérosols et des surfaces terrestres.

Chapitre 4

Caractérisation des aérosols au-dessus des mers.

Au-dessus des surfaces océaniques, les méthodes de télédétection spatiales permettent de restituer les paramètres de taille et de charges des aérosols de façon précise par comparaison aux surfaces terrestres (cf. chapitre I). Il nous a semblé nécessaire, dans une première approche, de réaliser des campagnes aéroportées en milieu maritime et côtier, afin d'échantillonner différents types d'aérosols, et de développer, pour notre instrument, un algorithme de détection adapté aux surfaces océaniques. Compte tenu des spécificités de MICROPOL (mesures multispectrales et polarisées monodirectionnelles), nous avons réécrit, pour ce dernier, l'algorithme développé initialement pour MODIS. Notre démarche permet donc à la fois de contrôler la qualité de mesures en luminance, à faible niveau, et la méthodologie d'inversion initialement développée pour MODIS. De plus, nous avons également considéré une solution additionnelle, permettant de tirer avantage des mesures polarisées spécifiques à notre instrument.

La campagne FRENCH a permis de constituer un jeu de données unique, incluant des mesures actives et passives aéroportées, ainsi que des mesures spatiales et au sol. Cette base de données a été exploitée pour caractériser spatialement et verticalement les propriétés des aérosols naturels observés en Méditerranée. Cette étude a fait l'objet d'une publication [Waquet et al., 2005] qui constitue la première partie de ce chapitre. Dans une seconde partie, nous testons la réponse de l'algorithme pour des observations relatives à des aérosols anthropiques, en mer du Nord. Les observations du réseau PHOTONS/AERONET seront

utilisées, dans un premier temps, pour caractériser les aérosols observés à proximité du port de Dunkerque. Elles le seront ensuite pour valider les restitutions de notre algorithme. Nous chercherons notamment à comparer les résultats obtenus avec l'approche MODIS et ceux obtenus avec la méthode incluant les mesures de polarisation. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous reprenons les résultats spécifiques à l'instrument et discutons des avantages et limitations de la méthode développée avec ce dernier.

4.1 Caractérisation des aérosols naturels en mer Méditerranée.

4.1.1 Introduction.

Les propriétés des aérosols naturels, en particulier celles des poussières minérales, sont particulièrement mal estimées depuis l'espace et constituent une source d'incertitude majeure du climat [IPCC, 2001; Kaufman et al., 2002]. L'objectif de la composante aérosol de la campagne FRENCH était l'étude des aérosols naturels en mer Méditerranée. Durant cette campagne, des mesures aéroportées actives et passives ont été réalisées de manière simultanée à l'aide des instruments MICROPOL et LEANDRE-I. Nous disposons également des observations au sol du réseau PHOTONS/AERONET et des mesures spatiales de MODIS. Parmi les dix vols effectués durant FRENCH, les vols du 11/10/01 et du 08/10/01 présentaient des conditions météorologiques favorables pour l'étude des aérosols naturels. Pour la journée d'observation du 11/10/01, la situation météorologique était caractérisée par un système de hautes pressions localisé sur la partie Nord-est de la France, ainsi que par la présence d'un système de basse pression centré sur les îles Canaries. Cette situation météorologique a conduit à l'advection de masses d'air d'origine africaine, potentiellement chargées en poussières minérales, selon un axe Sud-nord. La situation météorologique du 08/10/01 correspondait à une situation que nous qualifierons de « non perturbée », la zone de mesures ne subissant qu'une influence minimale des masses d'air continentales. L'article Waquet et al., 2005, présenté dans cette section rapporte l'étude de ces deux journées d'observation.

Différentes études ont souligné l'apport de la combinaison des mesures actives et passives pour la caractérisation des propriétés des aérosols et la compréhension de leurs mécanismes d'émission et de transport [Kaufman et al., 2003a; Léon et al., 2003]. L'étude présentée ici décrit les propriétés optiques et la structure bidimensionnelle des aérosols désertiques et maritimes observés durant FRENCH. Dans une première partie, nous présentons la description des vols, de l'ensemble des observations et des caractéristiques techniques de chaque instrument. Nous testons ensuite les capacités de MICROPOL à caractériser les propriétés des aérosols au-dessus des mers. Nous présentons notamment les principes théoriques de l'algorithme utilisé, la description de la base de modèles et enfin les restitutions de l'instrument. Une comparaison des paramètres restitués par les instruments MICROPOL et MODIS est également considérée. Dans la dernière section de l'article, nous caractérisons la variabilité verticale des aérosols en combinant les observations de MICROPOL et du lidar LEANDRE. Cette partie de l'étude a notamment bénéficiée de l'algorithme développé pour la future synergie spatiale entre les instruments MODIS et CALIPSO [Léon et al., 2003]. Cette étude s'inscrit donc également dans une démarche de validation et de préparation de futures missions spatiales.

4.1.2 Article : “Maritime and dust aerosol retrieval from polarized and multispectral active and passive sensors”. *J. Geophys. Res., VOL. 110, D10S10, doi:10.1029/2004JD004839, 2005.*

4.1.2.1 Introduction.

Many difficulties in assessing the climatic effect of aerosols arise because of the great spatial and temporal variability of their concentration and physical and chemical properties. Mineral dust and maritime aerosols represent the largest contribution of natural aerosols to the total atmospheric burden. Dust and sea-salt concentration in the atmosphere depends on the meteorological conditions and thus will be directly affected by climate change. In turn, natural aerosols have an impact on the radiative budget and the climate. The coarse fraction of maritime aerosols results from bursting of sea foam in windy condition [Blanchard and Woodcock, 1980] while mineral dust results from the wind erosion of arid and semi-arid areas. The properties of mineral dust depend on source locations and physical and chemical processes occurring during the transport. The presence of dust in the atmosphere is generally due to sporadic updraft of high load of material leading to strong optical thickness, whereas

an important characteristic of the oceanic aerosol is the substantially lower aerosol loading. In the Mediterranean atmosphere, high optical thickness with a low spectral dependency are usually characteristic of a Saharan dust event [Hamonou et al., 1999; Léon et al., 1999].

Many efforts have been devoted to better characterize the physical and optical aerosol properties in the frame of the development of network of ground-based instruments and Earth's observation satellite missions. The large range of spectral and angular observations provided by the ground-based Sun-photometers of the Aerosol Robotic Network, AERONET [Holben et al., 1998] are used to derive detailed aerosol properties in key locations. Satellite remote sensing offers a global and quasi-continuous monitoring of the aerosol properties [Kaufman, 2002]. The new generation of satellite sensors provides enhanced capacities for aerosol monitoring, like the MODIS (MODerate Imaging Spectroradiometer) and the POLDER (Polarization and Directionality of Earth's Reflectances, [Deschamps et al., 1994]). The MODIS [Salomonson et al., 1989] is aboard TERRA and AQUA platforms and has a wide spectral capacity ranging from the visible (VIS) to the short wave infrared (SWIR). The observations performed in the SWIR are important to retrieve the contribution of the coarse mode of particles to the total aerosol optical thickness. The aerosol retrieval algorithm [Tanré et al., 1997] uses this wide spectral range (0.55-2.13 μm) to derive the spectral aerosol optical thickness and aerosol effective radius over the oceans. Based on a different instrumental concept, the POLDER was aboard ADEOS-1 and ADEOS-2 platforms and had the capacity to measure the total and polarized top of the atmosphere radiances in the VIS and the Near infrared (NIR). The POLDER retrieval algorithm [Deuzé et al., 2000] derives from the total and polarized radiances the aerosol optical thickness and size parameters. It further provides information on the shape of particles from the analysis of the polarized angular scattered radiance. A new prototype of the future POLDER instrument, including polarization from the UV up to 2200 nm, is being developed at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Its development is based on the results obtained with a polarimeter, a satellite type sensor, called MICROPOL, developed with the support of the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). MICROPOL has been already used during several field experiments to test new methodologies based on spectral and polarized measurements performed from the UV to solar infrared. An algorithm over ocean, based on MODIS approach, has been developed for this instrument [Goloub et al., 2003].

Passive remote sensors miss the vertical distribution of aerosols in the atmospheric column. Lidars are currently the most sophisticated optical systems giving a description on the aerosols atmospheric profiles and several inversion techniques were proposed for the retrieval

of physical particle parameters from ground-based [Müller et al., 1999a; 1999b; Sicard et al., 2002] or airborne [Flamant et al., 1998, Pelon et al., 2002] lidar observations. It has been shown that a synergy between active (lidar) and passive (radiometer) devices results in improving the retrieval of aerosol properties [Kaufman et al., 2003a; Léon et al., 2003]. It is of particular importance in the frame of the Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation, CALIPSO [Winker et al., 2002] that will be launched early 2005 and will be part of a constellation of satellites called the AQUA-train, including MODIS and POLDER sensors. The CALIPSO lidar (CALIOP) is a frequency-doubled Nd:YAG laser which transmits laser light simultaneously at 532 and 1064 nm and includes a cross-polarization detection channel at 532 nm. This instrument will provide high-resolution vertical profiles of aerosols and clouds. The synergy between MODIS, POLDER and CALIPSO is then able to significantly enhance our understanding of the aerosol distribution at a global scale. Comparable synergistic approaches were developed and tested during field campaigns where airborne lidar observations acquired simultaneously with MODIS overpasses were available, to be cited the SaHArAn Dust Experiment, SHADE [Léon et al., 2002 ; Kaufman et al., 2003a] and the Southern AFricAn Regional science Initiative, SAFARI [Kaufman et al., 2003b].

The present paper focuses on the retrieval of the properties of natural aerosols including mineral dust and maritime aerosols derived from passive (MICROPOL) and active (the elastic backscatter lidar LEANDRE) airborne instruments. To solve most of the ambiguity in deriving aerosol profile from lidar alone, we use the MICROPOL observations to constrain the inversion of the lidar signal in terms of aerosol optical thickness and effective radius. Both instruments were deployed during the Field Radiation Experiment Natural Cirrus and High cloud, FRENCH [Brogniez et al., 2003] experiment, which took place over the North of the Western Mediterranean Sea. The description of the flights, the observations and the technical characteristics concerning each instrument are presented in the next section. Then we present and test the capacity of the MICROPOL to derive aerosols properties over the ocean surface. The results of the MICROPOL inversion are compared to the MODIS retrievals. In the last section, we apply a synergy between MICROPOL and LEANDRE to better characterize the vertical distribution of maritime and dust aerosols.

4.1.2.2 Field experiment.

The main purpose of the FRENCH campaign was to acquire simultaneous active and passive aircraft observations to characterize cirrus and high-level clouds. The French research aircraft FALCON-20 (F20) participated to this campaign from 27 September to 12 October 2001. Ten flights were performed during the campaign; four of them were dedicated to aerosol characterization over the Mediterranean Sea. The characteristics of the ten flights including the time and date, the altitude, the type of surface overflown and the type of observations are given in table III-2. The F20 was equipped with the backscatter lidar LEANDRE-1 [Pelon et al., 1990] and the POLDER airborne simulator [Deuzé et al., 1993]. The new long-wave and short wave polarimeter MICROPOL was also operated aboard the F20. Combined ground-based and satellite observations were also available. Most of the flights were performed as close as possible to the TERRA overpass. Two days, the 8th and 11th October, were particularly relevant for maritime and mineral dust aerosol characterization. The airborne measurements were acquired along round-trip transects of nearly 400 kilometers, between the Southern coast of France and the Corsica Island. The two flights were performed on October 8th and 11th, respectively began at 11:50 and 10:30, and ended at 13:40 and 13:00 UT.

4.1.2.2-a Instrumental set up.

The ground-based stations of Tarbes (43.25°N, 0°E), Aire-sur-Adour (43.7°N, 0.25°E), Toulouse (43.57°N, 1.37°E), and Avignon (43.91°N, 4.87°E) located in the South of France, were equipped with an automatic Cimel Sun-photometer of AERONET. The operational inversion algorithm [Dubovik and King, 2000], provides the spectral aerosol optical thickness, the aerosol complex refractive index and the particle size distribution between 0.05 μm and 15 μm . An additional manual Sun-photometer was set up near the seashore at 3 °53' E - 43°36' N on October 11th.

Measurements of the vertical distribution of scattering layer were performed using the back-scattering lidar LEANDRE-1. The laser is a Nd:Yag delivering 10 ns pulses of 40 and 190 mJ in the 532 and 1064 nm channels respectively. The laser repetition rate is 12 Hz, which leads to a 1s time averaging over 12 shots, corresponding to an horizontal resolution of about 200 m. The emitted beam has a 3 mrd divergence (corresponding to a spot diameter of 30 m at the surface when the aircraft is flying at an altitude of 10 km). The receiving telescope

has a diameter of 30 cm to keep the system compact. The depolarization ratio is derived from the ratio of the cross-polarized to the parallel lidar return signal.

The MICROPOL polarimeter operates in five bands centered at 490, 670, 865, 1600 and 2200 nm. For each wavelength, there are 3 separate optical systems composed of a collimator, a lens, an interferential filter, a polarizer and a detector. The angle between the direction of the three polarizers is 60° . This configuration is considered to be the optimal configuration to derive the angle of polarization and the linear polarized radiance. The total and polarized normalized radiances are derived using the calibration and the combination of these 3 simultaneous measurements [Herman et al., 1997]. A set of total and polarized normalized radiances at the 5 wavelengths is done in no more than 7.5 ms. In the 1600 and 2200 nm channels, the detectors are stabilized at a temperature of -10°C (InGaAs detectors). It has been shown that the effect of temperature variation on calibration is smaller than 2% at maximum. The absolute accuracy is about 2-3 % for the wavelengths 490, 670, 865 and 1600 nm and reaches 6% for the 2200 nm channels. The noise equivalent differential spectral luminance in total ($\text{Ne}\Delta L$) and polarized ($\text{Ne}\Delta L_p$) normalized radiance is reported in table III-1. It corresponds to the radiometric noise converted into a normalized radiance noise. This quantity is experimentally evaluated and given here for a degree of polarization close to 30%, representative of the condition of the experiment. The degree of polarization is defined as the ratio of the polarized radiance to the total radiance [Deuzé et al., 1993]. We have also estimated the corresponding noise equivalent differential optical thickness $\text{Ne}\Delta\tau$ at 2200 nm using the single scattering approximation in the most unfavorable conditions [Tanré et al., 1997]. When considering a scattering angle of 120° , $\text{Ne}\Delta\tau$ is equal to $3 \cdot 10^{-3}$ and $2 \cdot 10^{-3}$, respectively for a maritime and mineral dust model [Shettle and Fenn, 1979].

MODIS has been successfully launched in December 1999 on board NASA's spacecraft Terra and began collecting data in March 2000. The instrument performs spectral measurements from 415 to 14235 nm in 32 spectral bands. The resolution of the subnadir pixel is from $250 \text{ m} \times 250 \text{ m}$ to $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ while the aerosol parameters are retrieved at a resolution of $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$. An operational algorithm, based on a look-up table approach, has been developed for deriving aerosol properties over open ocean surfaces. The algorithm uses 6 spectral channels ranging from 550 to 2130 nm. The principle of the inversion and the description of the aerosol models are presented in the section 4.1.2.3. The main aerosol products derived from MODIS include the spectral aerosol optical thickness (AOT), the

effective radius of the size distribution, and the fraction of the total aerosol optical thickness coming from the fine aerosol mode (η). MODIS aerosol products have been validated using AERONET Sun photometer measurements [Remer et al., 2002]. The spectral AOT over ocean is retrieved within an accuracy of $0.03 \pm 0.05 \times \text{AOT}$. The absolute accuracy on the effective radius is $\pm 0.1 \mu\text{m}$. A sensitivity study has emphasized the difficulty to retrieve the parameter η accurately, which is generally considered as an estimate with an uncertainty of ± 0.25 [Tanré et al., 1997].

4.1.2.2-b Observations.

Synoptic meteorological observations revealed a high pressure over the eastern part of France, and a low-pressure system over the Canary Island, leading to a southeasterly advection of air masses from Africa potentially rich in desert particles. Figure IV-1a displays the aerosol optical thickness (AOT, at 865 nm) derived from MODIS on October 11th. Areas where the retrieval is not possible, like cloudy sky or observations in the specular direction, are drawn in white. Continental areas are also in white. The black solid lines are the ground tracks of the F20 for the flight performed on the same day between 11 and 13 UTC. Acquisition time of MODIS data is about 10:30 UT. The observed situation corresponds to a transport of a large dust plume, associated with AOT above 0.5, extending from the African coast, to the northwestern part of the Mediterranean Sea. The minimum and maximum AOT observed in Toulouse and Tarbes by the Sun-photometer were respectively 0.2 and 0.5. The daily average Angström exponent, computed between the 670-nm and 865-nm channels [Deuzé et al., 2000], was 0.25 for Toulouse and close to 0 for Tarbes. It indicates the presence of large particles as expected in the case of a mineral dust transport. Near the area of investigation, the AOT measured by the Avignon Sun-photometer was rather low, between 0.1 and 0.2, while the Angström exponent was between 1.0 down to 0.1 along the day. As shown on Figure IV-1a, the F20 has progressively deviated from the deep plume region. The MODIS AOT sampled along the F20 aircraft tracks decreases from 0.25 near the continent to 0.15 or less near Corsica

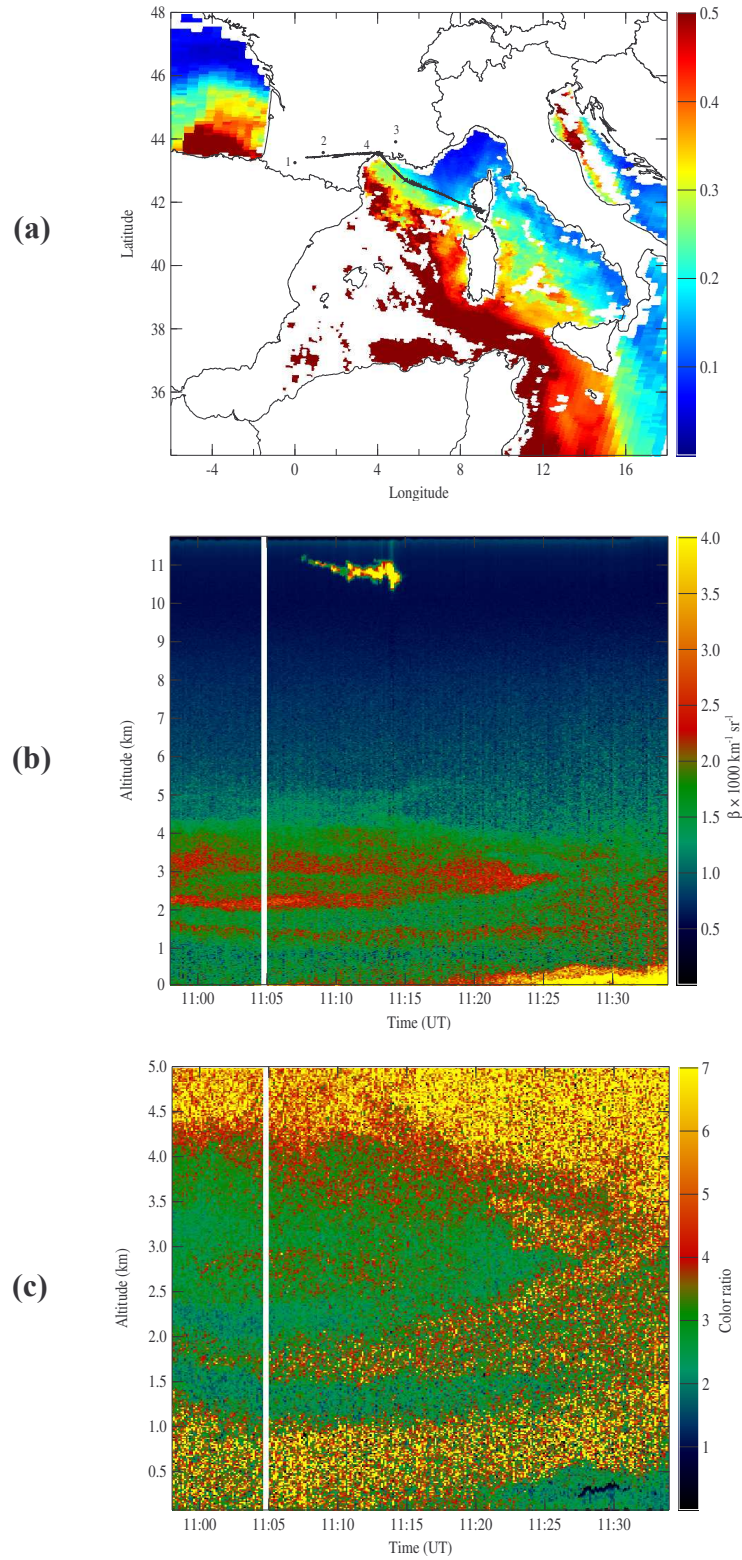


Figure IV-1 : MODIS aerosol optical thickness at 865 nm, on October 11th (a). The black dots correspond to the locations of the sun-photometers of Tarbes (1), Toulouse (2), Avignon (3) and the location of an additional sun-photometer settled along the sea shore (4). Lidar attenuated backscatter coefficients at 532 nm (b) and pseudo color ratio computed over the 532 nm and 1064 nm lidar backscatter coefficients measured below the track of the airplane (c).

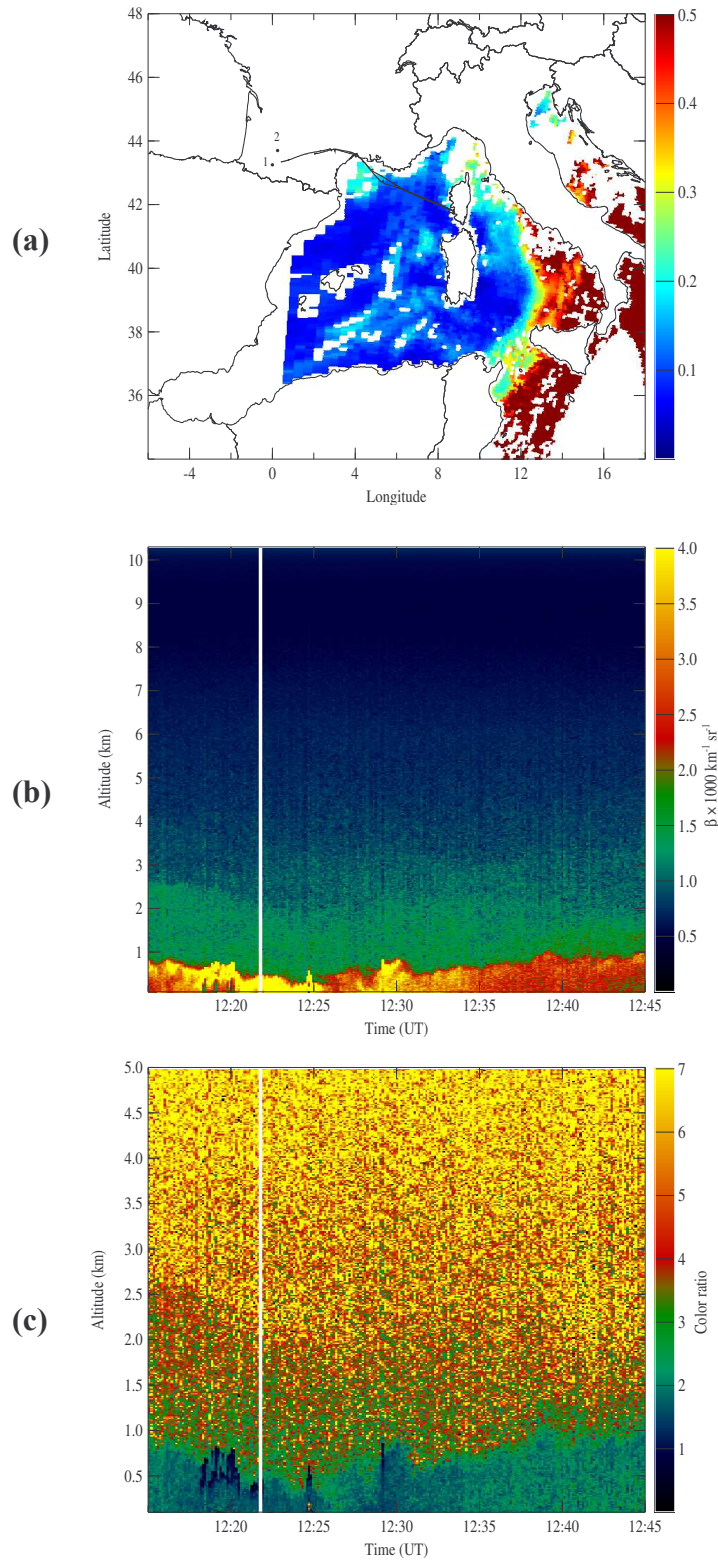


Figure IV-2. MODIS aerosol optical thickness at 865 nm (a), on October 8th. The black dots correspond to the locations of the sun-photometers of Tarbes (1) and Aire-sur-Adour (2). Lidar attenuated backscatter coefficients at 532 nm (b) and pseudo color ratio computed over the 532 nm and 1064 nm lidar backscatter coefficients measured below the track of the airplane (c).

Lidar return signal depends on the aerosol extinction and backscatter cross-section as well as particle number concentration. The lidar signal is normalized and range-corrected to provide the attenuated backscatter coefficient presented in Figures IV-1b and IV-2b. The calibration factor is derived by matching portions of the measured backscattering profile taken to arise from pure molecular scattering. The pure molecular backscatter coefficient is measured in the upper part of the atmosphere, just below the aircraft. The attenuated backscatter coefficient corresponds to the product of the total (molecules and aerosols) backscatter coefficient for a given altitude by the two-way transmission between the laser source and the given altitude. The attenuated lidar backscatter coefficient is used to depict the vertical structure of the aerosol. Figure IV-1b presents the attenuated backscatter coefficient β measured at 532 nm on October 11th from 10:58 UT (43.35°N, 4.35°E) to 11:35 UT (42.22°N, 7.26°E) during the transect from Corsica to the continent shown in Figure IV-1a. The ratio of the 532 nm to the 1064 nm attenuated backscatter coefficient (hereinafter called the pseudo color ratio -PCR-, which is unit less) is indicative of the mean size of the particles. The PCR (presented in Figure IV-1c) decreases as a function of size particle, equal to 16 for molecules and close to 0 for the largest aerosols or droplets. A different vertical scale (from 0 to 5 km) is used for the PCR to focus on the aerosol layer and the low cloud structure.

The lidar cross-section (Figure IV-1b) reveals a deep dust layer between the sea surface up to 6 km high. Several maxima in the backscatter coefficient are observed within the plume. The first is located at about 1.5 km and remains at the same altitude over the whole flight. Two additional maxima are observed respectively between 2 and 4 km. As the aircraft moves over the sea (corresponding to a time increase), there is only one deep plume located at 3 km high. Low values of the color ratio, ranging from 1.5 to 3.5, are associated with the dust plume. An increase in the attenuated backscatter coefficient associated with a sharp decrease in the PCR is observed in the marine boundary layer at the end of the transect. This indicates the impact of the condensation of water onto the particles. The high values of backscatter coefficient observed between 11:07 and 11:15 UT at 11 km high can be associated with the occurrence of a thin cirrus cloud.

The origin of the dust layer located between 2 and 4 km high (Figure IV-1b) was inferred using back trajectories from the NOAA-HYSPLIT model (<http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>) and using the TOMS absorbing aerosol index [Herman et al., 1997] (<http://toms.gsfc.nasa.gov/aerosols/aerosols.html>). The dust source was identified to be located over the center of the Sahara, at the North Western of the Hoggar

Massif (South Algeria). This location, which receives extensive drainage from the Hoggar, is known to be an area of strong dust emission [Prospero et al., 2002]. TOMS aerosol index suggests that the dust was uplifted on October 9th and then advected over Algeria and the Mediterranean Sea following a straight South-North axis prior to its detection on October 11th.

The MODIS data acquired on October 8th at 10:00 UTC are reported in Figure IV-2a. We can observe that the optical depth remains small, below 0.15 over the western part of the Mediterranean Sea. AOT values larger than 0.4 appear on the eastern part of the map, corresponding to an anterior dust outbreak. The daily average AOT measured at Tarbes and Aire-sur-Adour were respectively 0.065 and 0.07 and did not vary much during the day, within ± 0.01 . The Angström exponent was 0.5 for both Sun-photometers. It indicates that the contribution of anthropogenic aerosols from the continent to the area of measurements is minimized.

A deep marine boundary layer is observed to develop up to 1 km high over the sea surface. The backscatter coefficient in the marine boundary layer which height remains at about 600 m is much larger as small cumulus developed (around 12:20 and 12:30 UT). Figure IV-2b and IV-2c gives lidar observations from 12:15 UT (43.45°N, 4.25°E) to 12:45 UT (41.78°N, 8.5°E), over the same area as in Figure IV-1b and 1c, but for this pure maritime case. The increase in the attenuated backscatter coefficient is well correlated with the decrease in the PCR (e.g. between 12:18 and 12:24 UT) in the vicinity of shallow clouds embedded into the marine boundary layer. An increase in the backscatter coefficient associated with a small value of the PCR shows that a fairly significant number of aerosol particles are present above the marine boundary layer up to 3 and 4 km high. The average PCR profile given in Figure IV-3 clearly indicates the presence of coarse particles up to 6 km high on October 11th. The marine boundary layer is characterized by a larger value of the pseudo color ratio than in the dust layer above. The PCR in the marine boundary layer is also higher on October 11th than on October 8th. It indicates that the dust transport occurs above the marine boundary layer and slightly affects it. The color ratio difference observed between October 8th and 11th may be due to a difference in the sea-salt concentration as the result of a difference in the sea surface wind speed (not measured). In the clean marine boundary layer, the aerosol composition is basically a mix of sea-salt and sulfates particles. The sulfate aerosol content depends on the type of air mass and its history and may have both a natural or anthropogenic origin. The sea-particles have a natural origin and their concentration depends on the surface wind speed [Flamant et al., 1998]. The average wind speed (NOAA Air resources laboratory) at the surface was 10 m.s^{-1} and oriented from West to East.

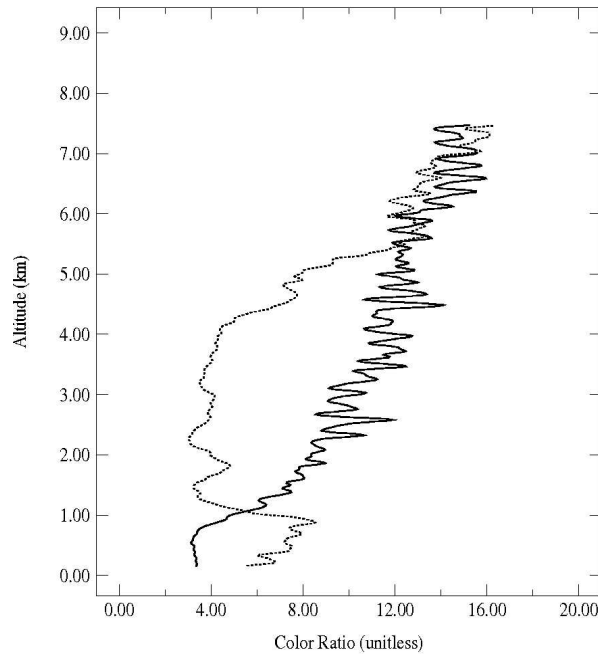


Figure IV-3. Vertical profiles of the pseudo color ratio on (dashed line) October 11th and (solid line) 8th.

The lidar generates short pulses of polarized light. Radiation backscattered by homogeneous spherical particles will maintain the original (parallel) polarization, whereas non-spherical particles induce some degree of polarization [Sassen et al., 2000]. Anisotropy in the structure of air molecules generates a small amount (1.4% in the case of our lidar system) of depolarization. Figure IV-4 presents the average depolarization ratio profiles for October 11th and 8th. Although measurements are noisy, a depolarization ratio up to 4% is observed within the dust layer whereas no depolarization is observed in the marine boundary layer. It confirms that there is no dust in the marine boundary layer. In the case of the maritime air profile, no significant depolarization is observed.

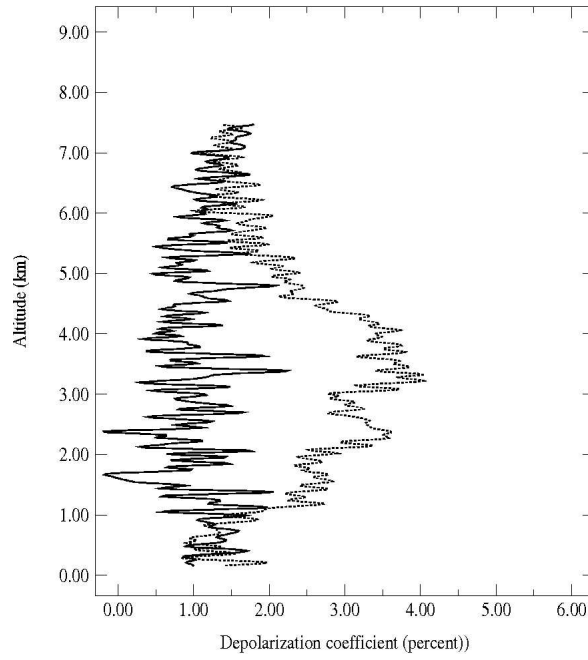


Figure IV-4 : Depolarization coefficients on (dashed line) October 11th and (solid line) 8th

4.1.2.3 Methods and results.

4.1.2.3-a MICROPOL algorithm and models.

An operational algorithm has been developed for MICROPOL, dedicated to the retrieval of aerosol properties over dark ocean surface [Goloub et al, 2003]. The algorithm is similar to the MODIS one [Tanré et al., 1997] and has been adapted to the MICROPOL wavelengths. The MICROPOL measures the total radiance and the state of polarization of the light reflected by the atmosphere-surface system at the 5 given wavelengths. In the following we consider two retrieval schemes. The first one makes use of total spectral radiances while the second one uses total and polarized radiances. Both inversions are based on a lookup table approach, where we use the Successive Order of multiple Scattering code [Deuzé et al., 1989] for the computation of the total and polarized radiances over the ocean. It accounts for scattering by molecules and aerosol particles as well as by foam and also accounts for Sun glint (Cox and Munk [1954] model). Computations are performed for several values of the atmospheric aerosol optical thickness from 0 (pure Rayleigh scattering) to 3 (turbid atmosphere). The lookup table is built for a set of solar zenith angles θ_s , viewing zenith angles θ_v , and relative azimuth ϕ . The lookup table is generated for a set of aerosol models, which

consist of 4 small and 5 large modes. We assume that the aerosol size distribution follows a bi-modal size distribution composed of two lognormal modes. The single-mode lognormal distribution function is defined in (1) and given for a number distribution:

$$\frac{dN(r)}{dr} = \frac{N_0}{r\sigma_m\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{[\ln(r/r_m)]^2}{2\sigma_m^2}\right] \quad (\text{IV-1})$$

Where N_0 is the density number (cm^{-2}), r_m is the mean radius of the number distribution; σ_m is the standard deviation of $\ln(r)$. The aerosol models are the same as in the MODIS retrieval [Tanré et al., 1997]. The parameters σ_m , r_m and the physical properties of the aerosol models are given in table IV-1.

Model Number	r_m	σ_m	r_{eff}	σ_{eff}	$m_r - m_i$	Comments
1	0.07	1.49	0.10	1.17	1.45-0.0035i	Wet Water Soluble type
2	0.06	1.82	0.15	1.39	1.45-0.0035i	Wet Water Soluble type
3	0.08	1.82	0.19	1.39	1.40-0.0020i	Water Soluble with humidity
4	0.10	1.82	0.24	1.39	1.40-0.0020i	Water Soluble with humidity
5	0.40	1.82	0.97	1.39	1.45-0.0035i	Wet Sea salt type
6	0.60	1.82	1.46	1.39	1.45-0.0035i	Wet Sea salt type
7	0.80	1.82	1.94	1.39	1.45-0.0035i	Wet Sea salt type
8	0.60	1.82	1.46	1.39	1.53-0.0010i	Dust-like type
9	0.50	2.22	2.36	1.66	1.53-0.0010i	Dust-like type
10	NON-SPHERICAL					

Table IV-1 : Microphysical and Optical Properties of Aerosol Models.

The refractive index presented in table IV-1 is given for each models at 865 nm. The refractive index is slightly wavelength-dependant. The refractive index at each wavelength is given in Remer et al. [2002]. The optical properties of the first 9 models are computed using the Mie theory. The models numbered from 1 to 4 refer to the small particle modes with effective radii (defined as the ratio of the third to the second moment of the size distribution), ranging from 0.08 to 0.15 μm , while models numbered from 5 to 9 refer to the large particle mode with effective radii ranging from 0.97 to 2.36 μm . The mineral dust and maritime aerosol models identified here as 8,9 and 5,6,7 are mainly distinguished in one hand by the real part of the refractive index, respectively equal to 1.53 for mineral dust and 1.45 for maritime aerosols, and in the other hand by the values of the effective radii, ranging respectively from 1.46 to 2.36 μm for the mineral dust, and from 0.97 to 1.94 μm for maritime aerosols. An experimental model describing the scattering properties of large non-

spherical particles [Volten et al., 2001] has been added to the 9 former aerosol models. This model results from laboratory measurements of the scattering function at 675 nm and 440 nm of samples of mineral dust. We assume that the scattering properties (total and polarized) of the experimental model are also valid in the middle infrared up to 2200 nm. The phase function of the non-spherical model and the phase function of the large spherical model 5 and 9 are given in Figure IV-5 at a wavelength of 865 nm. We can notice that the main feature of the non-spherical phase function is a relatively flat directional behaviour in the backscattering direction compared to an increase of the phase function observed for large spherical particle.

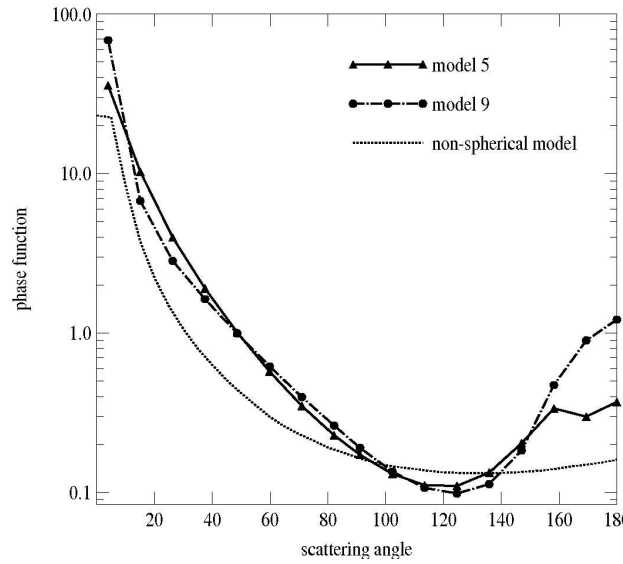


Figure IV-5 : The scattering phase function for the non spherical model and the MODIS large spherical model numbered 5 and 9 (see table IV-3).

Our approach to use the LUT in the algorithm is based on the simplification suggested by Wang and Gordon [1994] that the multiple scattering radiance from two log-normal modes can be approximated by the weighted of the radiance of each individual mode for the same optical thickness. The method is exact in the single-scattering approximation. In other cases, the method usually reproduces the aerosol contribution within 2-3% for aerosol optical thickness as large as 0.50 and for Sun and viewing angles as large as 80° and 70°. Difficulties may be encountered when the aerosol is strongly absorbing, in that case, this simplification is not valid. However this concept is quite suitable in our conditions. Then, the total spectral radiance L_{λ}^c at the instrument level is written as the sum of the small particle radiance L_{λ}^s and

the large particle radiance L_{λ}^l , computed for the same aerosol optical thickness δ , molecular optical thickness and surface contribution. The small and large particle radiances are weighted by the small mode concentration η :

$$L_{\lambda}^c(\delta, \mu_s, \mu_v, \phi) = \eta L_{\lambda}^s(\delta, \mu_s, \mu_v, \phi) + (1 - \eta) L_{\lambda}^l(\delta, \mu_s, \mu_v, \phi) \quad (IV-2)$$

Firstly, the optical thickness is estimated from total radiance at 865 nm by an interpolation method, for 3 values of the small mode concentration (0, 0.5 and 1) and for the 4 x 6 aerosol model combinations. Then, the radiances at the other wavelengths, namely 670, 1600 and 2200 nm are simulated using equation (IV-2). The residual error ϵ_R is obtained following equation (3). Sensitivity tests on the MODIS algorithm have shown that ϵ_R is a good indicator of the quality of the retrieval [Tanré et al., 1997].

$$\epsilon_R = \sqrt{\frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 \left(\frac{L_k^m(\mu_s, \mu_v, \phi) - L_k^c(\mu_s, \mu_v, \phi)}{L_k^m + 0.01} \right)^2} \quad (IV-3)$$

L_k^m is the total normalized measured radiances for the channel k, and L_k^c are the simulated one.

The surface contribution at 490 nm is very uncertain when no information on the ocean color is available. As it may result in errors in the estimate of the aerosol contribution, the total radiance at 490 is not used in this retrieval scheme. The small particle concentration is then adjusted iteratively to minimize residual error for every 4x6 combinations. The combination that gives the smallest ϵ_R for the best-selected value of η is called "R solution" where "R " stands for radiance. Then, the derived solution of AOT and η are used to compute the residual error ϵ_{RP} in the polarized channels following equation (4).

$$\epsilon_{RP} = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{k=1}^5 \left(\frac{Lp_k^m(\mu_s, \mu_v, \phi) - Lp_k^c(\mu_s, \mu_v, \phi)}{|Lp_k^m| + 0.001} \right)^2} \quad (IV-4)$$

Lp stands for normalized polarized radiance.

The polarization of the ocean surface generated by pigment concentration at 490 nm can be neglected [Chami et al., 2001]. The atmospheric polarized contribution is then largely predominant at this wavelength. Then, we use the polarized channel at 490 nm in this retrieval scheme. The single scattering contribution in polarized intensities is higher than in total intensities because it is principally low orders of scattering that contribute to polarized radiation [Leroy et al., 1997]. Since the Wang and Gordon approximation is exact for single scattering, then the equation (IV-2) is even more likely to be applicable to polarized intensities (as compared to total intensities). We reject the solutions for which the total residual error $\epsilon_T = (\epsilon_R + \epsilon_{RP}) / 2$, computed for the total and polarized radiances, is larger than 5%. Another solution is found by minimizing ϵ_T . This solution is called "R+P solution". A different set of aerosol parameters than for the "R solution" can be retrieved. We consider the "R+P solution" only when the retrievals exhibit significant differences with the "R solution". Where the difference is as important as the accuracy associated to the retrievals (the accuracy on MODIS retrievals, given in section 3.4.2.2, is considered here) both solutions are presented and compared.

4.1.2.3-b MICROPOL retrievals.

In order to point out the spectral behavior of the optical properties of the aerosol (maritime and dust) observed during the campaign, we have selected two short transects per day. Mean reflectance and standard deviations computed over the 4 selected oceanic zones are reported in table IV-2a and IV-2b for the total and polarized reflectances, respectively. The reflectance is defined as the ratio of the normalized radiance to the cosine of the solar zenith angle [Deuzé et al., 1993]. The selected areas correspond to 2 portions of the flight between 11:02 and 11:07 UT, and 11:15 and 11:20 UT on October 11th, as well as on October 8th between 12:26-12:29 UT and 12:35-12:40 UT. The viewing geometry is nearly the same for both days. The solar zenith is about $51^\circ (\pm 2^\circ)$ for both days and all observations are performed at nadir. The scattering angle is close to 130° . The average altitude of the aircraft was 11.5 km and 10 km respectively on October 11th and 8th.

Band, nm	Zone1	Zone2	Zone3	Zone4
670	1.37 ± 0.02	1.375 ± 0.025	2.46 ± 0.05	2.12 ± 0.04
865	0.69 ± 0.02	0.72 ± 0.025	1.68 ± 0.05	1.35 ± 0.035
1600	0.25 ± 0.025	0.30 ± 0.02	0.99 ± 0.05	0.72 ± 0.025
2200	0.13 ± 0.02	0.165 ± 0.015	0.57 ± 0.035	0.41 ± 0.015

Table IV-2a : Mean Reflectances Expressed in Percent and Standard Deviations for the transects selected on 8 October (zone1 and 2) and on 11 October 2001 (zone3 and 4).

Band, nm	Zone1	Zone2	Zone3	Zone4
490	1.47 ± 0.04	1.52 ± 0.025	1.6 ± 0.05	1.46 ± 0.05
670	0.515 ± 0.015	0.53 ± 0.01	0.64 ± 0.025	0.57 ± 0.02
865	0.245 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.40 ± 0.02	0.32 ± 0.01
1600	0.07 ± 0.01	0.085 ± 0.01	0.26 ± 0.02	0.18 ± 0.01
2200	0.04 ± 0.005	0.05 ± 0.005	0.165 ± 0.01	0.115 ± 0.01

Table IV-2b : Mean Polarized Reflectances Expressed in Percent and Standard Deviations for the corresponding transect. Average is performed over transect of nearly 80 kilometers.

The total and polarized reflectances increase as the wavelength decreases due to the impact of molecular scattering, as expected. In the worst conditions, the signal to noise ratio is about 10 in polarized reflectance and 30 in total reflectance. It gives a high level of confidence into the measurements performed by this new instrument. After subtracting in each band the molecular component and the surface contribution (estimated using the Cox and Munk [1954] model), we have plotted the total and polarized reflectances, normalized at 865 nm, as a function of the wavelength, in Figures IV-6a and IV-6b, respectively.

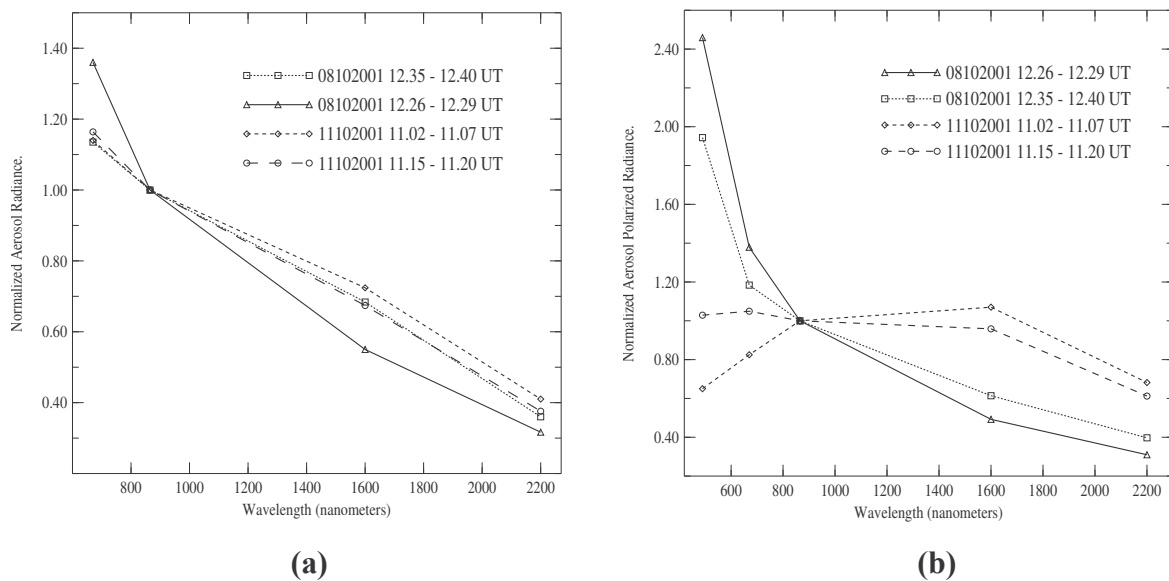


Figure IV-6 : Normalized aerosol radiance (a) and normalized aerosol polarized radiance (b) in function of wavelength.

The 490 nm channel in total radiance is not used in the aerosol retrieval scheme and not shown in Figure IV-6a because of the uncertainty in the estimation of water leaving radiance. The spectral behaviour, in total reflectance, related to mineral dust case and maritime aerosol are quite similar. This result suggests that retrieved size parameters for both days should be comparable. However, a difference in the slope value can be observed between the two transects sampled for maritime aerosols study. The polarized spectral dependance displayed on Figure IV-6b, is significantly more pronounced for oceanic aerosols and confirms that polarization can offer a powerfull tool for remote sensing of aerosol type.

We first present the MICROPOL retrievals obtained for the "R solution" where the results presented hereafter are averaged over 5 seconds. Figures IV-7a and IV-7b show the aerosol optical thickness at 865 nm and the effective radius retrieved from MICROPOL observations for the dusty day, on October 11th.

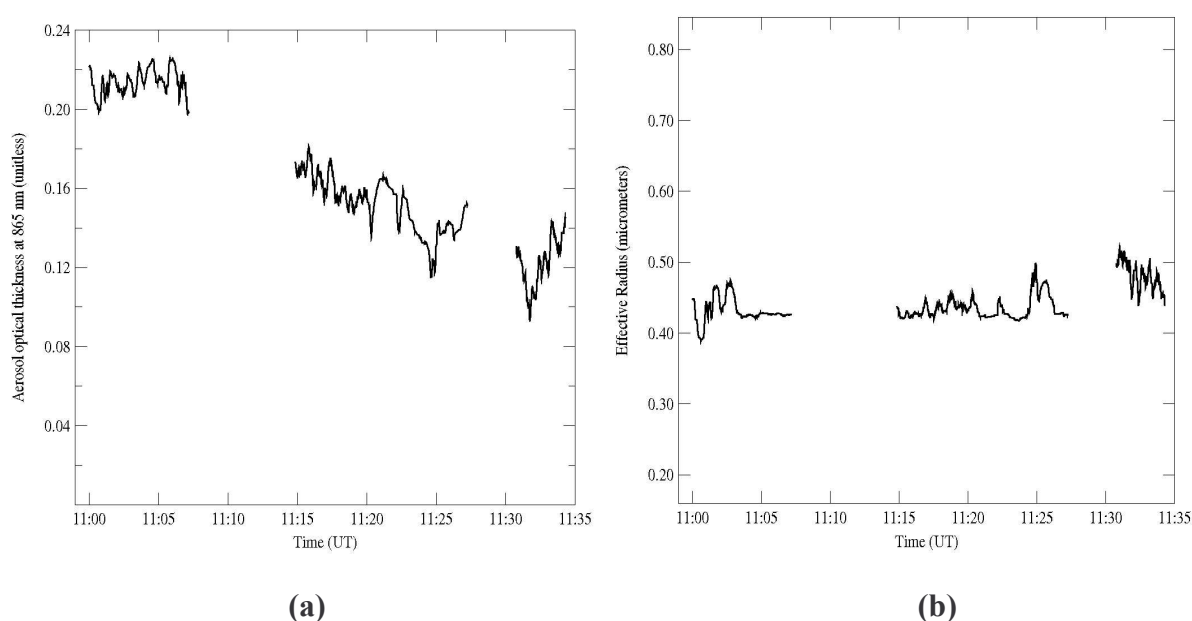


Figure IV-7 : Aerosol optical thickness at 865 nm (a) and Effective radii in micrometers (b) retrieved by MICROPOL on 11 October 2001.

Missing parts correspond to cloudy structures detected on the lidar cross-section (Figures IV-1b et IV-1c). The gradient in the MODIS AOT (Figure IV-1a) is also observed in the MICROPOL retrieved AOT on Figure IV-7a. The AOT decreases from 0.23 to 0.11 between the French coast and the Corsica Island. The Sun photometer posted on the French seashore (located at 3°53' E, 43°36' N, see figure IV-1a) indicates an average AOT of 0.18 ± 0.05 between 9:00 and 10:00 UT, which is in an excellent agreement with the MICROPOL AOT. Figure IV-7b shows that the effective radius remains rather constant. The average value

derived along the transect, after rejection of cloud areas, is equal to $0.43 \mu\text{m}$. Small fluctuations, less than $0.06 \mu\text{m}$ are observed. The retrieved Angström parameter (not shown), computed over the 865 and 670 nm [Deuzé et al., 2000], is close to 0.6 ± 0.2 , while the Sun photometer at the seashore indicates a value of 0.2. This discrepancy can be explained by the fact that the Angström parameter is very sensitive to the relative contribution of mineral dust to the total optical thickness, especially when the Angström exponent is between 1.0 and 0.2 [Hamonou et al., 1999]. As the observations were performed on the edge of the dust plume, we can expect a strong variability in the relative contribution of the dust as it is shown by the measurements in Avignon. Indeed the Angström exponent measured in Avignon shows a decrease from 1 to 0.2 during the day as the dust layer moves northward. The small mode concentration (η , not shown) varies from 35 to 50 %. This suggests that large particles are rather predominant in the aerosol size distribution. The best fit in radiance is obtained for a mixture of model 4 and 5 (see table IV-1). The model 6 also represents a possible solution, but for less than 10% of the points. Corresponding residual errors for radiance as well as for polarization (ϵ_R and ϵ_{RP}) are respectively equal to 2.8% and 5%. The aerosol parameters derived using the “R+P” or the “R” solutions are exactly the same. This confirms that the models chosen by the algorithm are also suitable to represent the polarization induced by the aerosols. This result tends to indicate that most of the particles in the air are spherical since the retrieved models 4 and 5 are spherical. The small aerosol particles have the property to generate more polarization than the larger spherical and non-spherical particles. If the major part of the particles observed in the dust plume were non-spherical, the polarized radiance generated by such particles would have been very low. This is not the case here, because the solution chosen by the algorithm, which is a mixed of about 50 % of small and large particles, is suitable to represent the polarization generated by the observed aerosols. This result confirms that the contribution of the small mode to the aerosol size distribution is as important as the contribution of the large mode. However, we cannot conclude that the mineral particles observed here follow a bimodal size distribution as we cannot neglect the possibility of a mixing with anthropogenic particles in the atmosphere.

Figures IV-8a and IV-8b show the aerosol optical thickness at 865 nm and the effective radius retrieved by MICROPOL on October 8th.

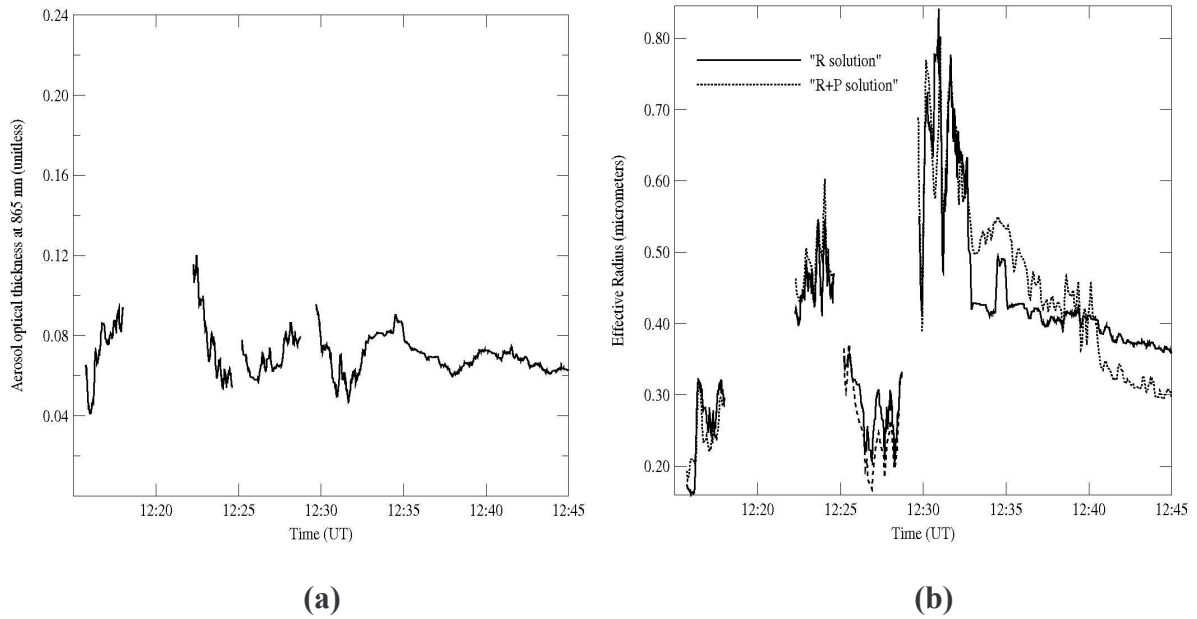


Figure IV-8 : Aerosol optical thickness at 865 nm (a) and Effective radii in micrometers (b) retrieved by MICROPOL on 8 October 2001.

The missing parts in the plot correspond to small clouds detected by the lidar. Over the marine boundary layer where clouds have been identified by lidar (Figures IV-2b and IV-2c), the residual error goes over the 5% threshold (10%-15%). The AOT retrieved over the maritime aerosol layer is between 0.04 and 0.12. Effective radii decrease slightly from 0.42 μm to 0.36 μm between 12:33 and 12:45 UT. This corresponds to an increase of the Angström parameter from 0.6 to 1.1. The residual fitting error in radiance is ranging from 2% to 1% from the beginning to the end of the transect. The corresponding fit in polarization, ϵ_{RP} , is about 8 %. A mixture of about 50 % of model 4 (see Table IV-1) and 50% of model 5 is found. The increase in the effective radius observed between 12:30 and 12:33 UT is associated to small values of η (down to 0.3) in association with the previous models. In agreement with the more pronounced spectral dependence observed in Figure IV-6a, the retrieved effective radius between 12:15 – 12:18 UT and between 12:26 – 12:29 UT are smaller. The effective radius ranges from 0.18 to 0.32 μm and the Angström parameter is close to 1.2. A combination of models 2 or 3 associated with model 7 is retrieved with a relative concentration of about 70-75 %. The “R+P” approach leads to the same optical thickness (difference less than 0.005), but the set of models and the effective radius are different for the region over-passed between 12:33 and 12:45 UT (Figure IV-8b). The decrease in effective radius along the transect is more pronounced than for the “R solution”. This decrease is due to a change in the retrieved models rather than in a change in the contribution of the small mode to the total optical thickness. A combination of models 4 and 7 is retrieved in the region between 12:33 and 12:40 UT whereas

models 3 and 6 are retrieved between 12:40 and 12:45 UT. The retrieved concentration (η) is more stable than for the “R solution” over the transect of interest and remains close to 0.7. For these regions, the residual error in polarization decreases to 6%, whereas the residual error in radiance is between 2.5 and 1.5%.

4.1.2.3-c Comparison with MODIS retrievals.

The TERRA/MODIS has performed observations over the same area at around 10:30 UT on October 11th, and at around 10:00 UT on October 8th. The airborne measurements were performed within 30 minutes after the satellite overpass on October 11th, and more than 2 hours later on October 8th. The MODIS aerosol products are given at $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ resolution while the size spot of MICROPOL is nearly 400 m depending on the aircraft altitude. In order to compare both retrievals, all the MICROPOL pixels located within the MODIS superpixel are selected to average the aerosol parameters. A superpixel corresponds to about 10×10 elementary MODIS pixels. The selection criteria is that the distance between the center of the MODIS pixel and the MICROPOL pixel has to remain lower than 6 km. Figure IV-9 shows the comparison of the retrieved MICROPOL AOT (“R solution”) versus the MODIS one for the 2 considered days.

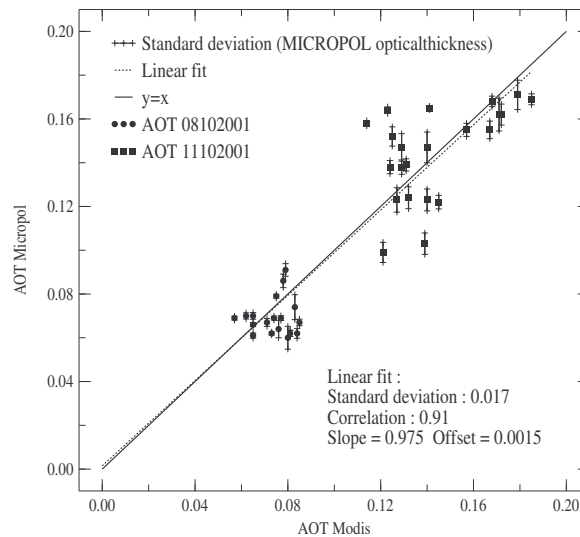


Figure IV-9 : Comparison between the AOT retrieved by MODIS and MICROPOL at 865 nm.

The error bars on the MICROPOL AOT represent the variability within each MODIS pixel. The agreement between the two sensors is excellent. We have also compared the

effective radius, asymmetry parameter at 865 nm, the Angström parameter computed over 670 nm and 865 nm, and the small mode concentration at 865 nm. We consider both the best solution, corresponding to the smallest residual fitting error, and the average MODIS solution [Tanré et al., 1997; Remer et al., 2002]. The comparison is reported in Table IV-3. We have also reported the numbers of the large and small aerosol models retrieved for the best solution, the residual error and finally the scattering angle.

Date	11/10/2001			08/10/2001		
Type of Solution	MICROPOL	MODIS Best	MODIS Average	MICROPOL	MODIS Best	MODIS Average
Effective radius	0.45 ± 0.004	0.48 ± 0.003	0.65 ± 0.04	0.40 ± 0.09	0.80 ± 0.07	0.79 ± 0.05
Asymmetry parameter	0.71 ± 0.0015	0.69 ± 0.007	0.7 ± 0.01	0.695 ± 0.035	0.72 ± 0.006	0.715 ± 0.003
Small mode concentration	0.43 ± 0.05	0.36 ± 0.07	0.49 ± 0.05	0.57 ± 0.13	0.53 ± 0.5	0.52 ± 0.05
Angström exponent	0.69 ± 0.05	0.42 ± 0.1	0.60 ± 0.1	$0.6 - 1.2$	0.65 ± 0.9	0.63 ± 0.1
Small model number	4	1	-	4	3 or 4	-
Large model number	5	6	-	5	7	-
Residual fitting error	$\approx 3 \%$	2 – 4 %		1 – 2 %	3.5 – 6.5 %	
Scattering angle	$\approx 126^\circ$	139 ° - 130 °		$\approx 126^\circ$	139 ° - 130 °	

Table IV-3. Comparison between MICROPOL and MODIS retrievals (Radiance only inversion). The retrieved parameters are averaged on the respective aircraft leg displayed on Figure IV-1.b and IV-2.b. The variability of the retrieved parameter is reported in the table as a standard deviation (over the leg). Minimum and maximum residual fitting errors and scattering angles are also given.

On October 11th, we can see a very good agreement in the effective radii retrieved by MODIS (best solution) and MICROPOL, equal respectively to 0.48 and 0.45 μm . The MICROPOL retrieved asymmetry parameter is also in a good agreement with the MODIS one when considering the MODIS absolute accuracy (± 0.03) for this parameter. There is a noticeable difference between the MODIS best and average solutions of the effective radius when the small mode concentration and the Angström exponent, for the average solution, compare much better to MICROPOL. The size of the small and the large modes is different in the MICROPOL and MODIS retrievals (see table IV-3), as well as the contribution of the small mode to the optical thickness. However the derived AOT and effective radii are similar. It indicates that the inversion is sensitive to the total optical thickness and the effective radius of the total size distribution, not to the size of the small and the large models.

On October 8th, large fluctuations can be observed in the retrieved size parameters: the average values of effective radius retrieved by MODIS for the best and the average solutions

are twice as much as MICROPOL best solution. Depending on the part of transect, as already shown on figure IV-8b, the MICROPOL effective radius exhibits a high variability, ranging from 0.2 μm to 0.8 μm , leading to an average value of 0.40 μm . The predomination of the coarse mode on the aerosol size distribution is clearly shown by both instruments. The contribution of the small mode to the total AOT is about the same in both retrievals. However the retrieved coarse mode is different, leading to this difference in the effective radius as well as in the asymmetry parameter. MODIS residual fitting errors are slightly higher than on October 11th, ranging from 3.5 to 6.5 %, and significantly higher than for MICROPOL.

4.1.2.4 Properties of the vertical structure.

The vertical distribution of aerosol extinction in the atmosphere results from production, sedimentation, accumulation and mixing processes. The vertical profile of the clean marine boundary aerosol average concentration can be approximated by an exponential decay with the altitude. As sulfate and sea-salt are hygroscopic, their radius, refractive index and extinction properties will be affected by the relative humidity. Comparatively, one or several lofted layers in the free troposphere usually characterize dust transport [Hamonou et al., 1999, Léon et al., 2003]. A complex multi-layer structure can reveal the contribution of different sources to the same plume, resulting in a difference in the dust size and optical properties. Pure dust particles are usually assumed to be non-hygroscopic. Moreover due to its desert origin, dust is transported in a dry air mass thus minimizing humidity effects. However, the uptake of sulfate as a shell by the dust may modify their hygroscopic properties [Levin et al., 1996]. On October 8th, most of the aerosol signal comes from the marine boundary layer, while in the second case dust is observed up to 5 km high. The objective is here to derive from the lidar signal some information on the vertical distribution of aerosol properties by using MICROPOL retrievals.

Retrieving the extinction coefficient from nadir elastic backscatter lidar measurements requires the knowledge of the backscatter-to-extinction ratio, which depends on the particle type. The color ratio is not sufficient to constrain the restitution of the extinction profile from the lidar signal. The lidar inversion can be constrained by using columnar aerosol properties derived from passive radiometer measuring the top-of-the-atmosphere radiances. We have applied here a method proposed by Léon et al., [2003], which makes use of the total optical thickness and the effective radius retrieved by the MODIS to constrain the lidar inversion. As the two instruments are on the same airplane, the measurements are simultaneous in space and

time. The aircraft is equipped with standard broadband radiometers to measure the upward and downward solar fluxes and to ensure clear conditions above the aircraft. During the measurements, there is no cloud or aerosol above the aircraft. The method relies on the use of the color ratio to determine the contribution of the small mode of particles to the total aerosol extinction as a function of the altitude. The procedure does not allow retrieving the vertical profile of the size of the coarse mode and small mode independently, and we have to assume that the characteristics of each mode of particle do not change with altitude. Only the relative contribution of each mode can vary. In this case, there is a one-to-one relationship between the ratio of the backscatter coefficient between 532 and 1064 nm and the ratio of the small to the total extinction [Léon et al., 2003]. The retrieval scheme is an iterative procedure starting from the bottom of the atmosphere. The procedure follows: (i) evaluation of the atmospheric transmission using the aerosol optical thickness (in the first step the optical thickness derived from MICROPOL is used), (ii) estimation of the relative contribution of the small mode to the total extinction from the ratio of the lidar backscatter coefficients corrected from the atmospheric transmission, (iii) estimation of the backscatter-to-extinction ratio, (iv) estimation of the aerosol extinction coefficient. The 20 retrieved profiles of extinction and effective radius are vertically integrated and compared to the solutions retrieved by the passive sensor. We retain only the set of profiles for which both the columnar integrated aerosol optical thickness and the effective radius fall within the accuracy of the retrieval of this parameter by MICROPOL. The error in the retrieval due to signal detection and calibration of the lidar are discussed in Léon et al., [2003]. For a relative calibration and signal detection error of 10%, the vertical profile of aerosol extinction is retrieved within 20%.

Figures IV-10 and IV-11 present the retrieved profiles of extinction and effective radius on October 8th and 11th. Figures IV-10 and IV-11 correspond to the average of lidar measurements performed between 11:15 and 11:20 UT on October 11th and between 12:35 and 12:40 UT on October 8th. The average extinction within the dust layer is about 0.05 km⁻¹ and up to 0.12 km⁻¹. Aerosols are detected up to 3 km and 6 km high in the maritime and dust profiles respectively. The inversion procedure can give an estimate of the effective radius of the particles as a function of the altitude. Within the dust layer the effective radius is quasi-constant as a function of the altitude and equal to 0.35 μm. In the profile derived on October 8th, the effective radius increases at the top of the marine boundary layer, which is assumed to correspond to the condensation of water onto particles as seen from the PCR decrease.

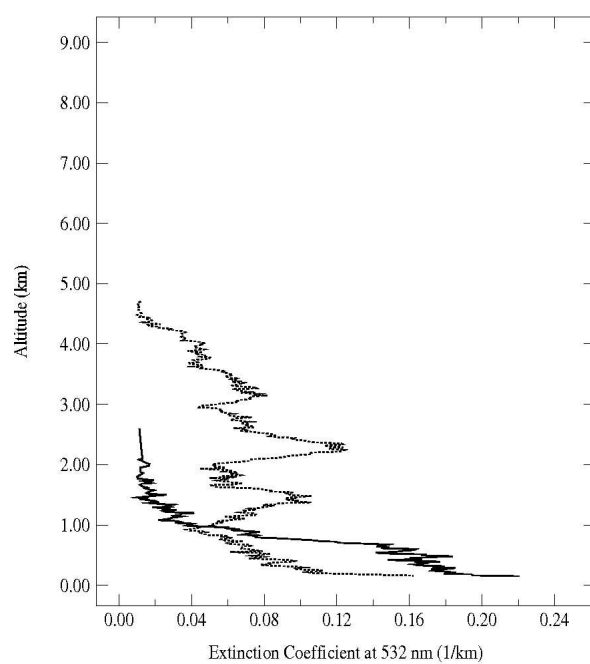


Figure IV-10 : Extinction coefficient at 532 nm on (dashed line) October 11th and (solid line) 8th.

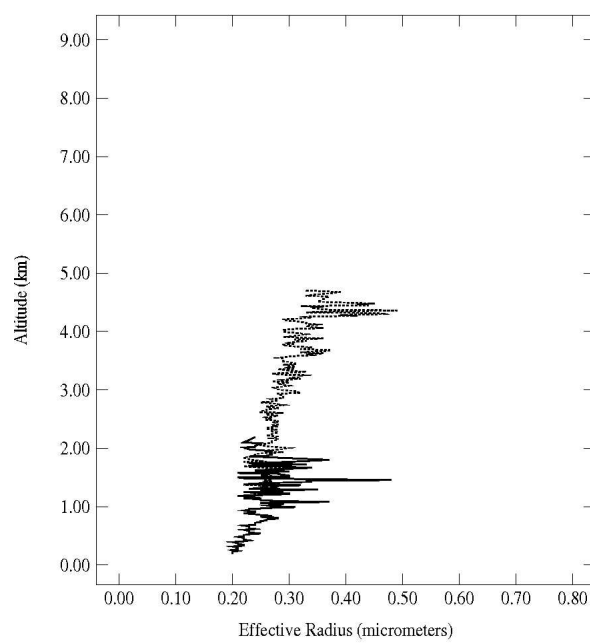


Figure IV-11 : Vertical profiles of effective radius on (dashed line) October 11th and (solid line) 8th.

4.1.2.5 Discussion and conclusion

Airborne lidar and passive radiometer have been used to investigate the two-dimensional structure and the optical properties of a Saharan dust layer as well as a maritime aerosol layer over the Mediterranean Sea. The vertical structure of the dust plume exhibits a high uniformity in the effective radius value, which is nearly constant and close to $0.35\ \mu\text{m}$. We can also observe that the effective radius and the asymmetry parameter, derived from the aerosol models retrieved by MICROPOL, display small standard deviations over 500 km (French coast to Corsica Island), which indicates that the optical and physical properties associated to the dust layer are also rather constant horizontally. Indeed, the dust is expected to come from Southern Algeria. However, we have not sampled the core of the dust event, but only the edge of the plume. The analysis of the depolarization ratios confirms the presence of non-spherical particles in the dust layer. However, the depolarization coefficient was surprisingly low, about 4%, as compared to a previous study of the same plume. Indeed, Müller et al., [2003] have observed a depolarization coefficient varying from 10 to 25% during the overpass of the plume over Leipzig (Germany), between October 13th and 14th. It clearly indicates that the depolarization ratio may be a non-uniform parameter within a dust plume. The altitude of the top of the dust layer is 6 km and stays rather constant as the plume moves northward [Müller et al., 2003]. The effective radius inferred from the synergy between the lidar and the MICROPOL is constant with the altitude, which confirms that we have observed a rather aged plume, where the largest particles have already been removed by sedimentation.

The main observed difference between mineral dust and maritime aerosol as observed by a remote sensor is the optical thickness. Indeed, on October 8th, for the maritime observation, AOT is close to 0.1 whereas it is 0.3 in the case of the Saharan dust. In the maritime case, the vertical distribution, revealed by the lidar shows that most of the aerosol extinction is confined in the marine boundary layer below 1 km. However, large particles are observed in the transition layer up to 2 km. An increase in effective radius from 0.2 to $0.3\ \mu\text{m}$ is observed between the 150 m and the upper part of the boundary marine layer. A high horizontally variability in the retrieved maritime aerosols parameters is also observed. As the observation is here performed over the emission area, it is expected to have only small-scale variability in the aerosol extinction due to local scale variation in the surface wind speed. As expected in

the case of maritime particles, which are expected to be spherical, no significant depolarization was observed within the marine boundary layer.

A comparison between MODIS and MICROPOL instruments has been performed. The inversion schemes are similar, except that MODIS uses 6 wavelengths ranging from 550 to 2135 nm against 4 for MICROPOL ranging from 670 to 2200 nm. The comparison of the aerosols products retrieved by MICROPOL and MODIS during the dust outbreak is very encouraging. The derived AOT and effective radius are consistent. On October 8th, the comparison between MODIS and MICROPOL is more questionable. The AOT is significantly lower than on October 11th. The ability of the MODIS inversion to retrieve any information about the aerosol size distribution is directly related to the aerosol loading. At higher optical thickness, the contribution of the aerosols to the signal is more important and the retrievals are generally more reliable [Remer et al., 2002]. The low loading conditions observed here on October 8th and the high variability in the retrieved parameters, are probably a source of uncertainty in the MODIS and MICROPOL retrievals and inter-comparison. The difference in the acquisition time (up to 2 hours), and potential contamination of clouds, constitute some other probable sources of errors in the comparison.

The spectral polarized measurements acquired by MICROPOL have revealed a large disparity in the wavelength dependence of the polarized radiances generated by both types of aerosols. However the polarized radiances generated by maritime and mineral dust aerosols are well simulated by our inversion and models. Considering that the non-spherical model represents the coarse mode of particles, the best solution on October 11th corresponds to a mixture of 50% of non-spherical model and Water soluble with humidity model (model 4, see table IV-1). The optimal ϵ_R and ϵ_{RP} are respectively 3.5% and 11%. It indicates that the proposed non-spherical model is not able to reproduce the scattering properties of the observed aerosols for the given geometry. This result is consistent with the weak observed lidar depolarization ratio. However we need more observations on the mineral dust physical properties to generalize this finding and to understand the natural variability of the shape of the particles in the atmosphere.

4.2 Caractérisation des aérosols anthropiques en mer du Nord.

Les vols du 13/02/03, 19/03/03 et du 28/07/03 ont été spécifiquement réalisés pour étudier les aérosols observés en mer du Nord et dans la région de Dunkerque (essentiellement anthropiques). Toutefois, nous n'utiliserons que les vols du 19/03/03 et du 28/07/04, l'algorithme de détection nuageuse de MODIS et les données MICROPOL indiquant la présence de nuages sur la zone le 13/02/03. Au cours de ces vols, nous avons effectué de nombreuses mesures photométriques avec le photomètre manuel. Nous disposons également, pour le vol du 28/07/04, des observations d'un photomètre automatique du réseau PHOTONS/AERONET, posté à Dunkerque. Dans un premier temps, nous allons utiliser ces dernières pour caractériser les aérosols observés sur Dunkerque et nous décrirons les conditions atmosphériques et expérimentales propres à chaque vol. Nous comparerons enfin les paramètres restitués par le photomètre et ceux obtenus avec l'algorithme développé pour MICROPOL. Nous distinguerons les résultats obtenus avec l'approche basée sur l'utilisation de la luminance totale (appelée ici « solution R », type MODIS) [Tanré et al., 1997], et également celle combinant les luminances totale et polarisée (appelée solution « R+P », type MICROPOL) [Waquet et al., 2005].

4.2.1 Présentation des observations photométriques et des vols.

4.2.1.1 Caractéristiques moyennes des aérosols dunkerquois.

Entre les mois de Janvier 2003 et Décembre 2004, le photomètre du réseau PHOTONS/AERONET posté à Dunkerque n'a fonctionné que durant 11 mois. Cet instrument a été déplacé à plusieurs reprises (participation à des campagnes d'étalonnage et de mesures) et n'a donc pas fonctionné en continu sur ce site. En 2003 et 2004, les mesures ont été essentiellement effectuées entre les mois de Juillet et de Novembre. Nous ne disposons donc pas d'observations sur la période de Janvier à Avril. Cependant, nous allons utiliser la base de données constituée sur la période 2003-2004 (≈ 100 journées d'observation) pour caractériser la variabilité des paramètres de charge et de taille des aérosols à proximité de Dunkerque. Nous montrons sur la figure IV-12-a, la variation mensuelle de l'épaisseur optique totale et du coefficient d'Angström. Sur la figure IV-12-b, nous présentons un histogramme des épaisseurs optiques mesurées pour l'ensemble des journées d'observation.

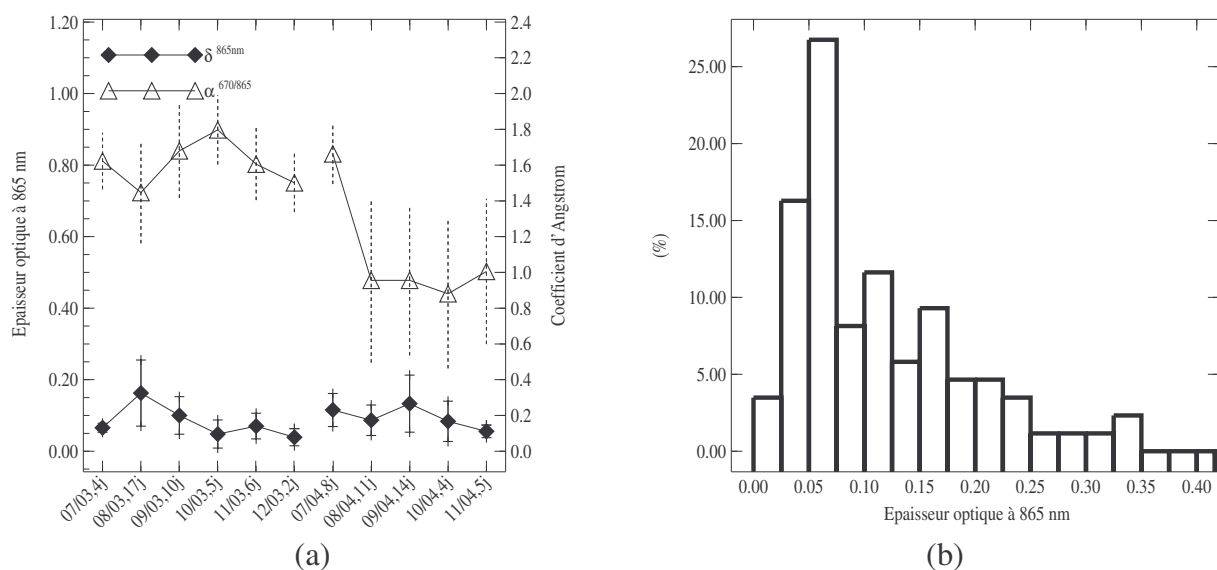


Figure IV-12 : (a) Variations mensuelles de l'épaisseur optique totale à 865 nm et du coefficient d'Angström ($\alpha^{670/865}$), mesurés par le photomètre automatique de Dunkerque, entre juillet 2003 et novembre 2004. (b) Histogramme de l'épaisseur optique en aérosol pour l'ensemble des journées d'observation.

Nous présentons dans le tableau IV-4, les paramètres moyens de charge et de taille des particules relatifs à l'ensemble de la distribution en taille, ainsi que ceux relatifs au mode fin.

δ_{865nm}^t	$\alpha^{(670/865)}$	$r_{eff, total} (\mu m)$	$\delta^f/\delta_{865nm}^t$	$r_{eff, f} (\mu m)$
$0.11 \pm 0.08^*$	1.35 ± 0.45	0.34 ± 0.15	0.70 ± 0.15	0.15 ± 0.02

Tableau IV-4 : Valeurs moyennes des paramètres de charge et de taille des aérosols, relatifs à l'ensemble de la distribution en taille (t) et au mode fin (f) des particules, observées sur Dunkerque entre juillet 2003 et novembre 2004. (*) Ecart-type.

Les observations présentées sur les figures IV-12-a et IV-12-b permettent d'apprécier la variabilité des aérosols pour les périodes estivales et automnales de 2003 et 2004. Les barres d'erreur présentées sur l'épaisseur optique et le coefficient d'Angström, en figure IV-12-a, correspondent à l'écart-type associé au calcul de la valeur moyenne mensuelle. Le nombre j de journées considérées pour ce calcul est indiqué en figure IV-12-a (en abscisse). Les valeurs données dans le tableau IV-4 sont calculées à partir des observations moyennes journalières.

Sur la figure IV-12-a, nous observons que l'épaisseur optique totale est en moyenne sensiblement plus forte sur la période estivale (Juillet à Septembre) que sur les mois d'automne (Octobre à Décembre). Les conditions météorologiques régionales étant sensiblement plus perturbées en automne qu'en été, les aérosols sont alors plus rapidement

éliminés lors des précipitations. La valeur moyenne de l'épaisseur optique est estimée ici à 0.11 (0.08) à 865 nm. Un quart des observations correspond à des épaisseurs optiques faibles et comprises entre 0.05 et 0.075 (cf. figure IV-12-b). Nous constatons également que 70% de l'épaisseur optique totale (à 865 nm) résulte de la contribution de la composante anthropique des aérosols (cf. tableau IV-4). En moyenne, les conditions atmosphériques observées sur Dunkerque, à proximité du port, peuvent donc être qualifiées de faiblement chargée en particules.

Sur la figure IV-12-a, nous constatons toutefois une variabilité annuelle importante du paramètre d'Angström. La valeur moyenne de ce paramètre est estimée ici à 1.35 (0.45) et résulte de deux classes, l'une autour de 1.6, l'autre (de août à décembre 2004) autour de 1. Ce paramètre est notamment minimal en octobre 2004 et vaut 0.9 (0.4). Cette observation suggère une contribution plus importante des particules du mode grossier à l'épaisseur optique totale pour cette période. Nous avons constaté que les conditions météorologiques observées sur l'Europe, durant le mois d'Octobre 2001, ont permis l'advection de masses d'air d'origine sahariennes jusqu'au Nord de l'Europe [Waquet et al., 2005]. Le nuage de poussière caractérisé durant FRENCH, le 11/10/01, a notamment été observé jusqu'au-dessus de la France et de l'Allemagne, respectivement les 12/10/01 et 13/10/01. Nous suggérons que la diminution du coefficient d'Angström, à Dunkerque, entre les mois d'Août et de Novembre 2004, résulte de l'influence de ces masses d'air, potentiellement chargées en poussières minérales. Pour déterminer l'origine des particules observées sur Dunkerque, il serait nécessaire d'effectuer une étude des rétro-trajectoires des masses d'air influençant la région ; nous n'aborderons pas cette étude ici.

Les valeurs données dans le tableau IV-4 indiquent également que les paramètres de charge et de taille des particules du mode fin, présentent une faible variabilité en comparaison de ceux associés à l'ensemble de la distribution en taille. Le rayon effectif moyen estimé pour le mode fin des aérosols vaut $0.150\ \mu\text{m}$ (0.015), contre $0.340\ \mu\text{m}$ (0.15) pour l'ensemble de la distribution en taille. Ces résultats suggèrent que les caractéristiques des aérosols du mode fin observés sur Dunkerque présentent une faible variabilité quelque soit la saison considérée. Toutefois, nous n'avons pas assez de données pour établir une climatologie rigoureuse et conclure sur ce point. Nous allons maintenant nous intéresser aux mesures photométriques réalisées conjointement aux vols.

4.2.1.2 Vols du 19/03/03 et du 28/07/04.

Sur les figures IV-2-a et IV-2-b, nous présentons les trajectographies des vols du 19/03/03 et du 28/07/03. Nous avons également reporté la position des deux photomètres automatiques du réseau PHOTONS/AERONET et les points où des mesures MICROTOPS ont été effectuées.

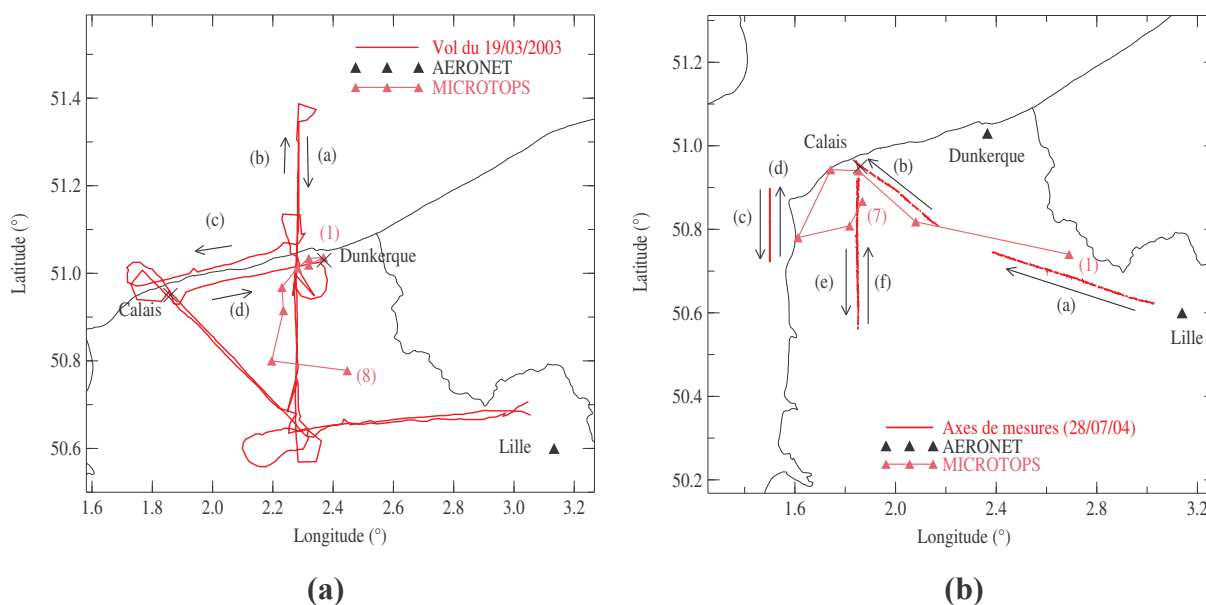


Figure IV-13 : Trajectographie des vols du 19/03/03 et du 28/07/04 et localisation des photomètres.

Pour ces deux campagnes aéroportées, nous disposons de cinq axes de mesures sur mer, incluant les axes (a), (b) et (c), pour la journée du 19/03/03 (cf. figure IV-13-a) et (c) et (d) pour la journée du 28/07/04 (cf. figure IV-13-b). Les axes (d) du 19/03/03 et (b) du 28/07/04 seront également utilisés dans la suite pour évaluer les méthodes d'inversion développées au-dessus des terres (cf. chapitre 5). Pour la journée du 19/03/03, nous ne disposons pas des mesures du photomètre automatique de Dunkerque. Pour cette journée, les mesures photométriques ont essentiellement été réalisées sur Dunkerque à l'aide de l'instrument manuel MICROTOPS (mesures 1 à 8, figure IV-13-a). Le vol du 28/07/04 est essentiellement centré sur la région de Calais. Pour ce vol, nous avons effectué des mesures photométriques le long des axes de vols et à proximité de la côte (mesures 1 à 7, cf. figure IV-13-b). Nous avons reporté dans les tableaux IV-5 et IV-6 les observations photométriques effectuées respectivement pour les journées du 19/03/03 et du 28/07/04.

Heure d'acquisition (TU)	δ_{670}	δ_{865}	$\delta_{1600}^{(2)}$	$\alpha^{670/865}$
AERONET (Lille)				
15:00-16:30	$0.15 < \delta < 0.18^{(1)}$	$0.10 < \delta < 0.11^{(1)}$	≈ 0.04	$1.50 < \alpha < 1.70^{(1)}$
MICROTOPS				
14:50 (1)	0.11	0.065	0.02	2.05
14:57 (2)	0.38	0.21	0.05	2.30
15:10 (3)	0.15	0.10	0.04	1.60
15:23 (4)	0.10	0.06	0.02	2.00
15:33 (5)	0.105	0.065	0.02	1.88
15:48 (6)	0.16	0.10	0.03	1.85
16:04 (7)	0.17	0.11	0.035	1.70
16:28 (8)	0.15	0.09	0.03	2.00

Tableau IV-5 : Observations photométriques issues du photomètre AERONET de Lille et du MICROTOPS, pour le 19/03/03. La localisation des points de mesure est donnée sur la figure IV-2-a. ⁽¹⁾ valeurs extrêmes observées par le photomètre de Lille durant le vol. ⁽²⁾ Epaisseur optique à 1600 nm extrapolée à l'aide du coefficient d'Angström.

Heure d'acquisition (TU)	δ_{670}	δ_{865}	δ_{1600}	$\alpha^{670/865}$
AERONET (Dunkerque)				
7:00-11:00	$\bar{\delta} = 0.18 \pm 0.02^*$ ($0.16 < \delta < 0.21$)	$\bar{\delta} = 0.11 \pm 0.01^*$ ($0.10 < \delta < 0.13$)	$\bar{\delta} = 0.040 \pm 0.005^*$ ($0.03 < \delta < 0.04$)	$\bar{\alpha} = 1.83 \pm 0.01^*$ ($1.75 < \alpha < 2.0$)
MICROTOPS				
7:00 (1)	0.18	0.11	0.03	1.93
8:15 (2)	0.16	0.10	0.03	1.84
8:41 (3)	0.20	0.125	0.04	1.84
9:04 (4)	0.20	0.12	0.04	2.00
10:15 (5)	0.20	0.12	0.03	2.00
10:57 (6)	0.13	0.08	0.02	1.90
11:14 (7)	0.155	0.095	0.03	1.92

Tableau IV-6 : Observations photométriques issues du photomètre AERONET de Dunkerque et de l'instrument MICROTOPS, le 28/07/04. La localisation des points de mesure est donnée sur la figure IV-2-b. (*) Ecart-type.

Les observations photométriques, présentées ci-dessus, permettent d'apprécier la variabilité spatiale et temporelle des aérosols échantillonnés lors de ces deux vols. Globalement, nous constatons que les coefficients d'Angström sont forts et supérieurs à 1.6, ce qui indique très clairement la présence majoritaire de particules anthropiques dans l'atmosphère. Les épaisseurs optiques mesurées à Dunkerque indiquent que nous avons volé pour des conditions atmosphériques assez claires le 19/03/03 ($\delta^{865\text{nm}}=0.065$) et faiblement polluées le 28/07/04 ($\delta^{865\text{nm}}=0.11$). Nous n'avons donc pas observé de phénomène de pollution marqué durant ces vols.

Pour le vol du 19/03/03 (cf. tableau IV-5), les mesures 1 à 3 ont été effectuées à proximité de la zone industrielle de Dunkerque. La mesure photométrique, numérotée 2, a été notamment réalisée pour une portion d'atmosphère hétérogène (mesure effectuée à travers des panaches de particules observés en sortie d'usines). Ces mesures indiquent des valeurs d'épaisseur optique et de coefficient d'Angström très différentes de celles des autres sites (cf. tableau IV-5). Ceci confirme la forte variabilité des propriétés des aérosols lorsque ces derniers sont observés directement à proximité de leurs sources d'émission. La première mesure est en parfait accord avec les mesures 4 et 5, effectuées pour une atmosphère homogène et dans les environs de Dunkerque (en milieu rural). Ces mesures indiquent de faibles épaisseurs optiques (≈ 0.065) et de fortes valeurs de coefficients d'Angström (≈ 2.0). Les épaisseurs optiques mesurées à l'intérieur des terres (mesures 6 à 8) présentent des valeurs sensiblement plus fortes et sont en meilleur accord avec celles observées par le photomètre de Lille. Pour la journée du 28/07/04, les épaisseurs optiques mesurées sont en moyenne plus fortes que celles observées le 19/03/03. Les épaisseurs optiques maximales sont observées à proximité de la ville de Calais et long de la côte (mesures 3 à 5). Les valeurs observées dans l'intérieur des terres sont sensiblement plus faibles pour ce cas (mesures 1, 2, 6 et 7, cf. tableau IV-6). Pour ces deux journées d'observation, la variabilité des paramètres de charge et de taille des aérosols, mesurée par AERONET, confirme celle observée par MICROTOPS. Cette observation suggère que les mêmes types de particules sont observés sur les zones de Dunkerque et de Calais.

4.2.2 Résultats.

Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus pour la journée d'étude du 28/07/04. Pour cette journée, la charge en aérosol est plus forte, ce qui donne une meilleure sensibilité de l'algorithme. De plus, nous disposons des observations du photomètre automatique, posté à Dunkerque.

4.2.2.1 Cas du 28/07/04.

Nous décrivons tout d'abord les restitutions obtenues avec la méthode développée pour MODIS et basée uniquement sur les mesures effectuées en luminances totales à 670, 865, 1600 et 2200 nm (« solution R »). Nous présentons sur la figure IV-14, l'épaisseur optique spectrale et le coefficient d'Angström restitués le 28/07/04.

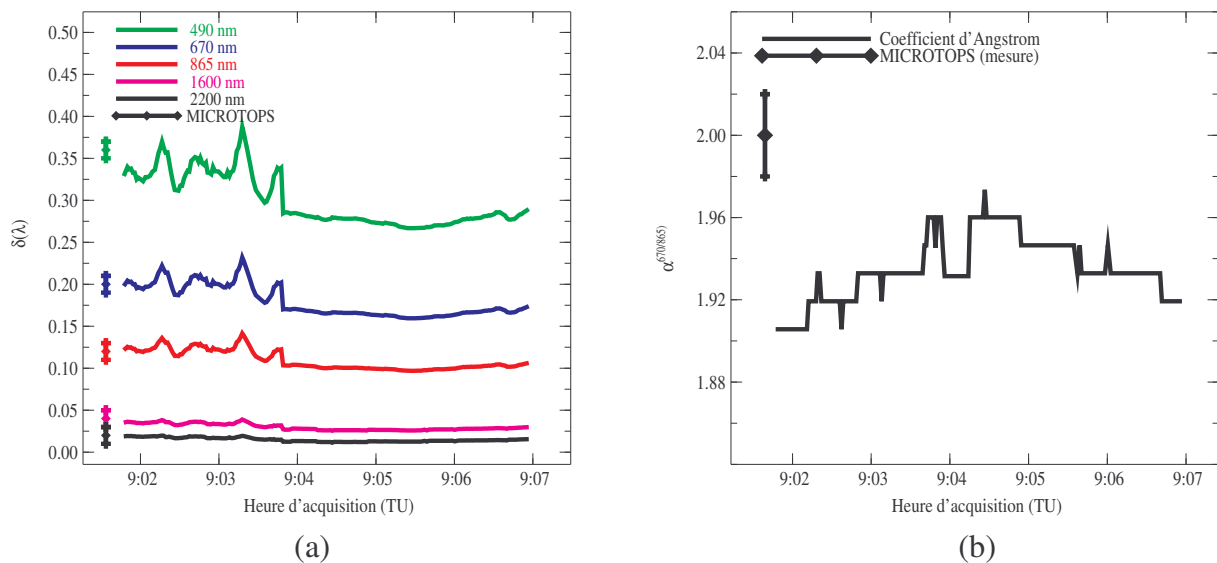


Figure IV-14 : (a) Epaisseur optique spectrale et (b) coefficient d'Angström restitués à l'aide de la méthode MODIS (solution « R »), le 28/07/04 et comparaison avec la mesure photométrique MICROTOPS.

Ces résultats ont été obtenus pour une géométrie d'observation stable correspondant à un angle de diffusion de 137° . Le tronçon présenté, long de 20 km, est l'axe (c) (cf. figure IV-13-b), réalisé à environ 7 km de la côte. La barre d'erreur donnée sur la mesure photométrique correspond à la précision de la mesure n° 5 (cf. figure IV-13-b). Les épaisseurs optiques photométriques, présentées à 1600 et 2200 nm, ont été extrapolées à l'aide du coefficient d'Angström, estimé à partir des épaisseurs optiques mesurées à 670 et 865 nm.

Sur la figure IV-14-a, nous constatons un bon accord entre mesures et restitutions. En moyenne, l'épaisseur optique restituée à 865 nm est estimée à 0.11 (0.02) contre 0.12 (0.01) pour la mesure. A 490 nm, nous constatons un écart plus important, les épaisseurs optiques moyennes mesurée et restituée valant respectivement 0.325 (0.025) et 0.36 (0.01). Nous rappelons toutefois que luminance à 490 nm n'est pas utilisée par l'algorithme et la restitution de l'épaisseur à cette longueur d'onde est donc moins précise. Nous constatons également que l'épaisseur optique restituée est particulièrement bruitée en début d'axe. Sur la première partie de l'axe (9:02-9:04 TU), l'épaisseur optique moyenne à 865 nm est estimée à 0.12 (0.02), sur la seconde moitié, celle-ci vaut 0.10 (0.01). Sur la figure IV-14-b, nous constatons que le coefficient d'Angström restitué est stable entre le début et la fin de l'axe et est estimé à 1.93 (0.02), contre 2.00 (0.02) pour le photomètre. Nous verrons dans la suite que l'algorithme

sélectionne un unique modèle de particules pour ce cas. L'origine des fluctuations observées sur l'épaisseur optique, au début d'axe, ne résulte donc pas d'un bruit lié à l'algorithmique. De plus, ces variations sont directement observées sur les mesures de MICROPOL ce qui suggère le survol d'une structure hétérogène. Lors de la campagne FRENCH, nous avons survolé différents type de nuages (cirrus fin en altitude et nuages bas, cf. figures IV-1b et IV-1c), les termes d'erreur résiduelle calculés en luminances totale et polarisée, ε et ε_p (cf. relation IV-3 et IV-4), ont alors augmenté de manière significative (respectivement de +3% et +20%). Ici, ce n'est pas le cas car les paramètres ε et ε_p sont parfaitement stables (respectivement 2 et 8%). L'hypothèse du survol d'un nuage ne semble pas réaliste, à moins que ce dernier ne soit extrêmement fin. Un effet de surface (couleur de l'eau) est également envisageable (le vol a été effectué à 7 km de la côte). Dans notre approche basée sur la luminance totale, un effet de surface affecterait essentiellement la mesure à 670 nm. L'algorithme interpréterait ce signal additionnel comme un signal aérosol ce qui affecterait très probablement la réponse de l'algorithme en terme de modèle d'aérosol sélectionné et par suite l'épaisseur optique restituée. Sur nos résultats, nous n'observons pas de variation significative du coefficient d'Angström, ni du modèle d'aérosol restitué entre le début et la fin de l'axe de mesures (cf. figures IV-14-b et IV-15-c). Nous suggérons que la variabilité observée sur de l'épaisseur optique, entre 9:02 et 9:05 TU, résulte du survol d'une portion d'atmosphère hétérogène correspondant à un panache de particules anthropiques.

Nous présentons sur la figure IV-15, le rayon effectif, les paramètres d'asymétrie et de concentration et également le numéro des modèles des modes fin et grossier restitués par l'algorithme.

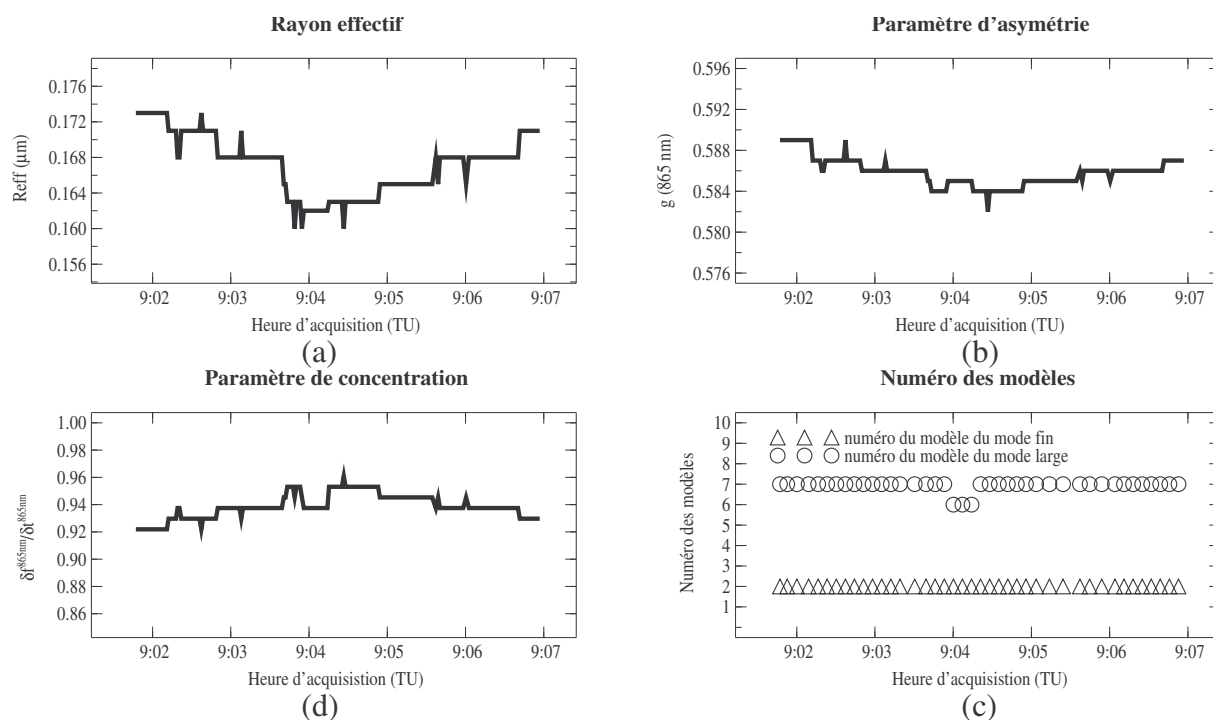


Figure IV-15 : Ensemble des paramètres restitués par la méthode MODIS (méthode « R ») appliquée à MICROPOL, (a) rayon effectif, (b) paramètre d'asymétrie, (d) paramètre de concentration et (c) numéro de modèle des modes fin et grossier sélectionnés par l'algorithme.

Les paramètres d'asymétrie et de concentration présentés sur les figures IV-15-b et IV-15-d, sont donnés à 865 nm. Sur la figure IV-15-c, nous avons réduit le pas d'observation d'un facteur cinq afin de faciliter la lecture des résultats.

Le paramètre de concentration restitué par l'algorithme est ici proche de l'unité (figure IV-15-d). Dans ce cas, l'algorithme indique une composante majoritaire du mode fin des aérosols. Le modèle sélectionné, numéroté 2 (cf. figure IV-15-c), correspond à un modèle de particules anthropiques (« Wet water soluble type ») caractérisé par un rayon effectif de 0.150 μm et un indice de réfraction égal à 1.45-0.0035i à 865 nm (cf. tableau IV-1). Le modèle sélectionné présente notamment un paramètre de taille comparable à celui des particules anthropiques généralement observées sur Dunkerque (0.150 $\mu m \pm 0.02$, cf. tableau IV-4). Sur les figures IV-15, a, b et d, nous observons de très faibles fluctuations des différents paramètres présentés. Nous rappelons que les incertitudes associées à ces paramètres sont estimées à 0.1, 0.003 et 0.25, respectivement pour le rayon effectif, le paramètre d'asymétrie et le paramètre de concentration (cf. section 3.4.2.2-a). Compte tenu des incertitudes avancées, les variations observées sur ces figures ne sont pas significatives et résultent uniquement du bruit lié à l'algorithme. A l'exception de l'épaisseur optique, sur la partie

comprise entre 9:01 et 9:04 TU, les propriétés des aérosols observés sont donc stables sur le tronçon.

Nous allons maintenant comparer les restitutions de notre algorithme, obtenues dans les modes de fonctionnement « R » et « R+P ». Nous résumons dans le tableau IV-7, la valeur moyenne, et l'écart-type associé, des différents paramètres issus de l'algorithme (mode R et R+P) et pour les axes de mesures (c) et (d) (cf. figure IV-13-b). Nous présentons également les paramètres déduits par le photomètre de Dunkerque.

Les axes (c) et (d) se différencient par leurs géométries d'observation, caractérisées dans le tableau IV-7 par l'angle de diffusion. En supposant que l'état de l'atmosphère demeure inchangé entre les deux passages de l'avion, ces résultats permettent donc d'étudier la réponse de l'algorithme à la géométrie d'observation.

Axe	Heure (TU)	Θ (°)	δ^{865}	r_{eff}^{865} (μm)	$\alpha^{670/865}$	g^{865}	η^{865}	Mode fin	Mode grossier	ϵ_{lum} (%)	ϵ_{pol} (%)
MICROPOL (solution « R »)											
(c)	9:02/ 9:07	137°	0.11 ± 0.015	0.165 ± 0.003	1.93 ± 0.02	0.585 ± 0.002	0.93 ± 0.01	2	7 (90%) et 6	1.0	8.6
(d)	9:14/ 9:18	116°	0.09 ± 0.01	0.125 ± 0.01	2.21 ± 0.1	0.459 ± 0.035	0.78 ± 0.15	1 (93%) et 2	5 (93%) et 7	2.1	19.0
MICROPOL (solution « R + P »)											
(c)	9:02/ 9:07	137°	0.11 ± 0.01	0.16 ± 0.002	1.86 ± 0.025	0.591 ± 0.003	0.90 ± 0.01	2	5	1.1	7.0
(d)	9:14/ 9:18	116°	0.10 ± 0.005	0.15 ± 0.003	2.03 ± 0.015	0.576 ± 0.001	0.99	2	-	2.3	8.6
AERONET (Dunkerque)											
Heure (TU)	δ^{865}	r_{eff}^{865} (μm)	$\alpha^{670/865}$	g^{865}	η^{865}	r_{eff}^f (μm)	r_{eff}^c (μm)	g^f	g^c		
7:40	0.11 $\pm 0.01^*$	0.218	1.84 $\pm 0.02^*$	0.554	0.87	0.145	2.47	0.520	0.801		

Tableau IV-7 : Bilan des restitutions obtenues pour le vol du 28/07/04, solutions « R » et « R+P » pour les axes (c) et (d) du vol du 28/07/04, et résultats de l'inversion photométrique AERONET (particules sphériques, méthode de Dubovik).(*) incertitude sur la restitution photométrique.

Nous comparons tout d'abord les résultats obtenus pour la solution « R » aux mesures photométriques. Pour l'axe (c), nous constatons un excellent accord entre les restitutions de l'algorithme et celles du photomètre de Dunkerque. Les épaisseur optiques restituées à 865 nm sont comparables et l'erreur sur le rayon effectif est estimée à moins de 25%. Pour les paramètres de concentration et d'asymétrie, les écarts observés n'excèdent pas 10%. La

précision des restitutions de l'algorithme est ici excellente compte tenu des incertitudes avancées sur ces paramètres. Le terme d'erreur résiduelle en luminance totale, ϵ_{lum} , est ici très faible et estimé à 1% ce qui confirme la qualité de l'inversion réalisée. Le terme d'erreur résiduelle en luminance polarisée, ϵ_{pol} , est toutefois sensiblement plus conséquent et estimée à 8%. Les écarts absolus entre mesure et simulation, calculés en luminances totale et polarisée et pour l'ensemble des canaux, sont donnés en annexe IV-1. Les écarts observés, pour ce cas, n'excèdent pas 3×10^{-4} et 5×10^{-4} , respectivement pour les luminances totale et polarisée.

Sur l'axe (d), la réponse de l'algorithme est différente et correspond à un mélange des modèles 1 et 5, pour un paramètre de concentration égal à 80%. Par comparaison avec les inversions photométriques, nous constatons des écarts de l'ordre de 20%, sur l'épaisseur optique à 865 nm, et de 40% sur le rayon effectif. De plus, la variabilité associée aux paramètres restitués est également plus importante que pour le cas précédent. Le paramètre ϵ_{lum} demeure toutefois faible et estimé à 2%. Nous constatons cependant que la solution proposée par l'algorithme n'est pas satisfaisante en polarisation, la quantité ϵ_{pol} est ici estimée à 20%.

Nous décrivons maintenant les résultats obtenus avec la solution « R+P ». Pour l'axe (c), nous ne constatons pas de différences significatives entre les solutions « R » et « R+P » (les différences observées sont inférieures aux incertitudes associées aux paramètres). L'approche incluant la polarisation confirme donc ici l'approche usuelle. Pour l'axe (d), les solutions « R » et « R+P » divergent : la solution « R+P » restitue notamment des paramètres comparables à ceux obtenus pour l'axe (c) pour les deux approches (cf. tableau IV-7). L'information polarisée permet donc, sur ce cas, une plus grande stabilité de l'algorithme avec la géométrie d'observation. Nous constatons que le paramètre ϵ_{pol} est alors systématiquement plus faible mais reste toutefois de l'ordre de 8% en moyenne.

4.2.2.2 Cas du 19/03/03.

Nous présentons sur la figure IV-16, l'épaisseur optique spectrale, le coefficient d'Angström et le rayon effectif restitués le 19/03/03 et pour la solution « R ».

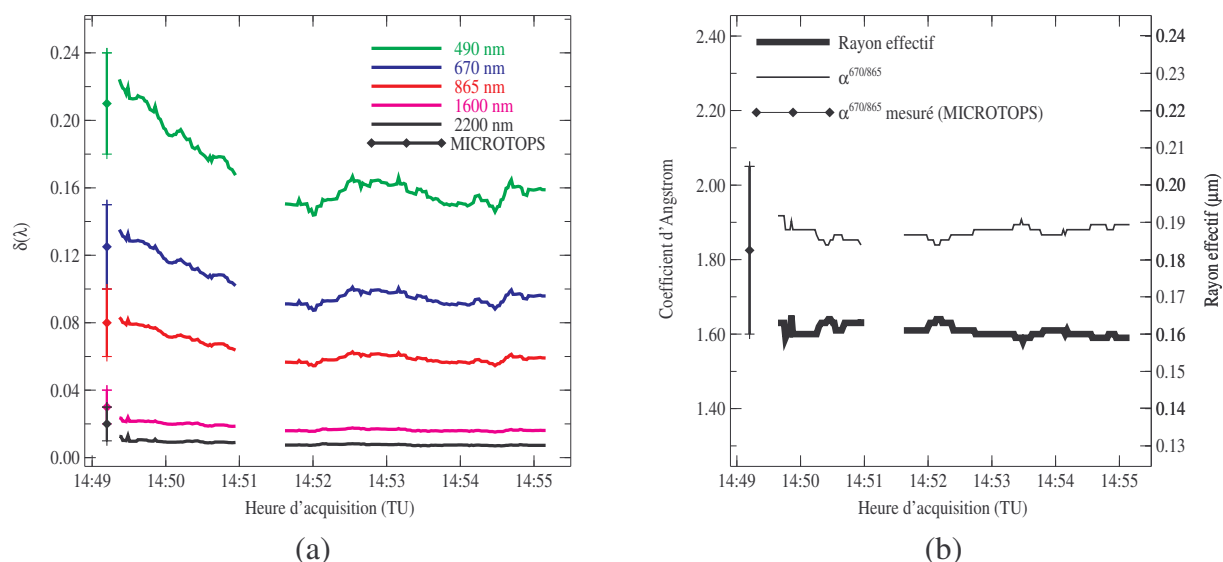


Figure IV-16 : (a) Épaisseur optique spectrale, (b) coefficient d'Angström et rayon effectif restitués à l'aide de la méthode MODIS (solution « R »), pour l'axe b du 19/03/03 (cf. figure IV-14-a) et comparaison avec les mesure photométriques MICROTOPS réalisées à Dunkerque.

Le tronçon présenté, de longueur 20 km, est relatif à l'axe b du vol du 19/03/03 (cf. figure IV-13-a). A 14:49 TU, l'avion se situe à 10 km de la côte, puis s'en éloigne progressivement. La coupure observée entre 14:51 et 14:52 TU, correspond à une modification de la visée de l'instrument, de $+30^\circ$ à $+45^\circ$, l'angle de diffusion valant en moyenne 90° . La mesure photométrique présentée est la moyenne des mesures effectuées sur Dunkerque (mesures 1 et 3, cf. tableau IV-5), sans tenir compte de la mesure 2, effectuée pour une atmosphère hétérogène.

Sur la figure IV-16-a, nous observons un gradient en épaisseur optique sur la première partie de l'axe. L'avion s'éloignant de Dunkerque, l'épaisseur optique à 865 nm décroît progressivement de 0.08 et 0.065. La variabilité observée est inférieure à celle mesurée par le photomètre MICROTOPS ($\delta^{865}=0.08 \pm 0.02$). L'épaisseur optique restituée se stabilise ensuite vers 14:52 TU et vaut en moyenne 0.060 à 865 nm. Cette valeur est très proche des mesures photométriques effectuées dans la campagne dunkerquoise ($\delta^{865\text{nm}}=0.065 \pm 0.01$ à 865 nm, mesures 4 et 5, cf. tableau IV-5). Sur la figure IV-16-b, nous constatons également un très bon accord entre le coefficient d'Angström restitué et la mesure. Nous observons également que les paramètres de taille restitués par l'algorithme sont stables sur l'ensemble de l'axe, le rayon effectif des particules étant ici estimé à 0.16 μm .

Nous résumons dans le tableau IV-8, la valeur moyenne et l'écart-type associés aux différents paramètres restitués par l'algorithme pour les solutions « R » et « R+P » et pour les trois axes de vols effectués le 19/03/03.

Axe	Heure (TU)	Θ (°)	δ^{865}	r_{eff}^{865} (μm)	$\alpha^{670/865}$	g^{865}	η^{865}	Mode fin	Mode grossier	ϵ_{lum} (%)	ϵ_{pol} (%)
MICROPOL (solution « R »)											
(b)	14:47-14:55	90	0.065 ± 0.01	0.161 ± 0.002	1.88 ± 0.02	0.59 ± 0.002	0.90 ± 0.01	2	5 (95%) et 6	0.7	14.7
(a)	14:58-15:06	134	0.06 ± 0.01	0.165 ± 0.01	1.88 ± 0.1	0.557 ± 0.05	0.78 ± 0.15	2 (60%) et 1	5, 6 et 7 ($\approx 33\%$)	1.5	21
(c)	15:54-16:00	137	0.065 ± 0.005	0.168 ± 0.01	1.87 ± 0.08	0.571 ± 0.04	0.82 ± 0.15	2 (75%) et 1	7 (50%) 6 (40%) et 5	0.8	11.5
MICROPOL (solution « R +P »)											
(b)	14:47-14:55	90	0.07 ± 0.01	0.197 ± 0.001	1.78 ± 0.005	0.65	0.99	3	-	2.1	10.1
(a)	14:58-15:06	134	0.09 ± 0.015	0.198 ± 0.017	1.77 ± 0.1	0.65 ± 0.02	0.99 ± 0.01	3 (90%) et 2	9(65%), 5(30%) et 8	2.6	10.1
(c)	15:54-16:00	137	0.07 ± 0.01	0.172 ± 0.016	1.84 ± 0.08	0.599 ± 0.03	0.91 ± 0.1	2 (80%) et 3	5 (60%) et 8	1.1	7.9

Tableau IV-8 : Bilan des restitutions obtenues pour le vol du 19/03/03, solutions « R » et « R+P ».

Les axes (a) et (b) ont été effectués au-dessus de la même zone et pour deux géométries d'observation différentes. L'axe (c), de longueur 20 km, a été effectué approximativement entre les villes de Dunkerque et de Calais (cf. figure IV-13-a).

Nous décrivons tout d'abord les résultats obtenus pour la solution « R ». En moyenne, les paramètres restitués par l'algorithme sont ici comparables sur les trois axes. Nous constatons toutefois que les restitutions sont sensiblement plus bruitées pour les axes (a) et (c) que pour l'axe (b). Les termes d'erreur résiduelle, sur la luminance totale demeurent toutefois faibles et inférieurs à 1.5%. En polarisation, ces paramètres sont importants et sont compris, en moyenne, entre 10 et 20%. La réponse de l'algorithme est semblable à celle obtenue pour le 28/07/04. Le paramètre de concentration est proche de l'unité et l'algorithme sélectionne essentiellement le modèle de particules numéro 2. L'algorithme identifie donc le même type de particules pour ces deux journées d'observation. Toutefois, nous constatons, pour ce cas, des différences plus marquées entre les solutions « R » et « R+P ». Pour la solution « R+P » et pour les axes (a) et (b), l'algorithme converge vers le modèle de particule numéroté 3 ($r_{eff} = 0.2 \mu m$, $n = 1.40 - 0.002i$, « Wet soluble with humidity ») et pour un paramètre de concentration égal à 1. Ce modèle se distingue du modèle 2 par un paramètre de taille sensiblement plus

conséquent et un indice de réfraction plus faible. Nous constatons alors que cette solution permet de réduire les termes d'erreur résiduelle en polarisation mais les augmente sensiblement en luminance totale (cf. tableau IV-8). Les variations observées sur le paramètre de taille ne sont pas significatives : le rayon effectif augmente de $0.04 \mu\text{m}$ ($\Delta r_{\text{eff}}=0.1\mu\text{m}$). Nous constatons toutefois pour l'axe (a), un écart significatif sur l'épaisseur optique, estimée à 0.09, pour la solution « R+P », et à 0.07 pour la solution « R ». Sur l'axe (c), les solutions « R » et « R+P » sont cohérentes et nous retrouvons une épaisseur optique égale à 0.07. Sur l'axe (a), la solution « R+P » semble donc surestimer très légèrement l'épaisseur optique. La charge en aérosol est sensiblement plus faible pour cette journée ce qui réduit la sensibilité de la méthode aux propriétés des aérosols et augmente le bruit algorithmique.

4.2.2.3 Conclusion pour les vols de la campagne régionale.

L'étude statistique des propriétés des aérosols observés sur Dunkerque a montré que les particules locales sont généralement caractérisées par une distribution bimodale dominée par le mode fin. Les aérosols observés lors des vols du 28/07/04 et du 19/03/03 sont majoritairement de type anthropique ($\alpha > 1.8$). Les particules du mode grossier, observées en un point de la zone, n'ont donc pas été caractérisées dans cette étude. Pour les deux journées d'observation, l'instrument restitue l'épaisseur optique des aérosols à 865 nm et le paramètre d'Angström de manière très fine, respectivement à 0.01 et 0.1 près. Notre algorithme estime que le rayon effectif des particules est compris entre 0.15 et 0.16 μm . Pour la journée du 28/07/04, ce paramètre est restitué avec une précision inférieure à 0.1 μm .

La méthode développée pour MODIS est essentiellement sensible à la taille des particules. La qualité des restitutions suggère que le modèle sélectionné par l'algorithme est donc bien représentatif de la taille des aérosols observés. Toutefois, nous constatons que ce modèle ne permet pas de modéliser précisément les mesures polarisées de MICROPOL pour ces deux vols ($\epsilon_{\text{pol}} \approx 10\%$). La luminance polarisée présente une sensibilité plus grande à l'indice de réfraction des aérosols et ce paramètre est fixe dans notre approche. A titre indicatif, pour la journée du 28/07/04, l'inversion photométrique indique un indice de réfraction égal à 1.42-0.01 à 670 nm, contre 1.45-0.0035i pour le modèle sélectionné. En l'absence de mesures directionnelles, il n'est toutefois pas possible de restituer ce paramètre. Dans le cas de charges en aérosol suffisantes, la méthode incluant l'information polarisée (solution « R+P ») permet toutefois une plus grande stabilité de l'algorithme avec la géométrie d'observation.

4.3 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons testé les capacités de MICROPOL à caractériser les propriétés des aérosols au-dessus des mers. Nous avons réécrit, pour notre instrument, la méthode développée pour MODIS et l'avons appliquée à l'ensemble des campagnes effectuées sur mer. Les comparaisons entre les restitutions obtenues avec ce nouvel algorithme et les observations du réseau PHOTONS/AERONET, montrent que MICROPOL restitue les paramètres standards des aérosols (charge, taille, concentration...) avec une précision comparable à celle de MODIS. Ce résultat est important et valide à la fois l'ensemble de l'instrument et la méthode utilisée. Dans cette étude, nous avons également considéré une solution permettant de tenir compte des mesures polarisées de MICROPOL. Nous avons constaté que cette approche permet une plus grande stabilité des restitutions de l'algorithme vis-à-vis de la géométrie d'observation. De plus, l'apport de l'information polarisée multispectrale permet également d'améliorer la détection de nuages fins. Toutefois, dans le cas de faibles épaisseurs optiques (<0.1 à 865 nm), nous observons une plus grande variabilité de la réponse de l'algorithme. Celle-ci résulte très probablement d'une diminution de la sensibilité de la méthode, induite par la diminution des signaux polarisés mesurés. Nous avons également constaté les limites de notre approche pour la détermination de caractéristiques fines des aérosols tels que l'indice de réfraction et la forme des particules. Une étude récente, basée sur les observations de l'instrument POLDER-II, a notamment montré l'apport de l'information directionnelle et polarisée pour l'étude de la non-sphéricité des aérosols au-dessus des océans [Herman et al., 2005]. Différentes approches expérimentales et théoriques ont également souligné l'apport de l'information multispectrale, polarisée et directionnelle pour l'étude des aérosols [Cairns et al., 1997 ; Mischenko et al., 2001]. L'absence de mesures directionnelles, au-dessus des mers, limite donc considérablement l'apport de l'information polarisée pour l'étude des aérosols. Nous allons, dans la dernière partie de notre travail, nous attacher à montrer l'apport de cette information pour caractériser les aérosols au-dessus des terres.

Chapitre 5

Propriétés radiatives des surfaces, Applications à la caractérisation des aérosols au-dessus des terres.

La connaissance de la contribution des surfaces constitue la principale limitation des méthodes de détection des aérosols développées au-dessus des terres (cf. chapitre I). Dans le cas de POLDER, l'utilisation d'un modèle de surface semi-empirique et l'absence de mesures au-delà de 865 nm, limitent finalement la sensibilité de la méthode de caractérisation des propriétés des aérosols. Nous avons développé, pour MICROPOL, une approche originale, basée sur la mesure polarisée étendue dans le moyen-infrarouge. Celle-ci repose principalement sur l'hypothèse que la réflectance polarisée de la surface est spectralement neutre du visible au moyen-infrarouge (670-2200 nm). A 2200 nm, les effets de l'atmosphère étant minimisés, cette mesure devrait permettre une détermination précise de la contribution polarisée des surfaces et remplacer, dans l'avenir, le modèle développé pour POLDER. Dans ce chapitre, nous abordons donc les deux objectifs finaux de ce travail, (i) l'étude des propriétés polarisantes des surfaces du visible au moyen-infrarouge, et (ii) la démonstration de l'apport de l'information polarisée dans le moyen-infrarouge pour la caractérisation des aérosols au-dessus des terres.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des propriétés radiatives des surfaces. Nous débuterons par une description détaillée de la réponse spectrale et directionnelle des surfaces en polarisation. Nous effectuerons ensuite une comparaison entre la mesure à 2200 nm et la modélisation. Une étude très récente, [Elias et al., 2005], a montré l'existence de corrélations entre les luminances totale et polarisée des surfaces. L'existence de telles corrélations étant intéressantes pour l'étude des aérosols au-dessus des terres, elles seront également étudiées dans cette partie. Dans un second temps, nous avons adapté la méthode développée pour les surfaces végétales sombres (type « path radiance »), à notre instrument. L'objectif est, ici, de comparer les performances des deux approches à partir de différentes situations issues de la base de données MICROPOL. La méthode des « path radiance », développée pour MODIS, repose notamment sur l'utilisation de relations empiriques permettant d'estimer la contribution de la surface en luminance totale (Chapitre 1). Nous profiterons également des mesures de MICROPOL pour vérifier la précision des relations utilisées pour les géotypes survolés.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous décrirons les algorithmes et les modèles de particules utilisés pour l'étude des aérosols au-dessus des terres. Nous décrirons les résultats obtenus à l'aide de la méthode polarisée multispectrale pour des exemples relatifs à des aérosols de pollution. Nous comparerons enfin les performances des deux approches (« polarisée multispectrale » et « path radiance ») dans différents vols d'études représentatifs de la plupart des situations observées à l'échelle globale.

5.1 Etude des propriétés radiatives des surfaces du visible au MIR

Pour cette étude, nous avons retenu quatre vols correspondant à des conditions atmosphériques les plus claires possibles. Nous utiliserons les vols du 06/09/04, 31/08/05, 18/02/03 et également du 28/07/04 (cf. tableau III-3). Les deux premiers vols mentionnés ont été effectués pour des épaisseurs optiques relativement faibles (inférieures à 0.11 à 670 nm), mais à basse altitude (respectivement à 500 et 200 mètres). Ces conditions expérimentales permettent de limiter, en partie, les perturbations de l'atmosphère sur les mesures. Ces vols ont été réalisés au-dessus de différents types de surfaces et incluent des géométries d'observation variées. Nous utiliserons tout d'abord ces vols pour caractériser les surfaces rencontrées en fonction de leurs propriétés polarisantes et établir une classification des surfaces. Nous utiliserons ensuite cette classification pour étudier la réponse spectrale et directionnelle du sol par classe de surface. Nous compléterons également cette étude à l'aide d'observations effectuées à plus haute altitude (3.5km). Les conditions atmosphériques observées le 18/02/04 sont très claires et sont donc idéales pour quantifier la réponse spectrale des surfaces en polarisation. Pour cette journée, nous ne disposons cependant que de deux visées, au nadir et à $+45^\circ$ (prodifusion), et l'échantillon de surfaces survolées est peu varié. Nous utiliserons donc, en complément, les observations du 28/07/04, à une altitude équivalente, et pour des visées effectuées en diffusion arrière. Dans un second temps, nous utiliserons les mesures effectuées à basse altitude pour réaliser des comparaisons entre la mesure à 2200 nm et la modélisation, et également étudier les corrélations entre luminances totale et polarisée. Nous utiliserons, enfin, les vols du 18/02/03 et du 06/09/04 pour tester les relations empiriques utilisées par la méthode des « path radiance ».

5.1.1 Etude de la réponse spectrale des surfaces en polarisation

L'hypothèse avancée pour expliquer la neutralité spectrale de la surface en polarisation est de considérer que la contribution polarisée des surfaces résulte principalement de la réflexion spéculaire. Cette hypothèse implique que la contribution polarisée des surfaces doit être spectralement neutre et dans les limites des légères variations spectrales de l'indice de réfraction des sols (cf. chapitre 2). L'expérience spatiale POLDER a montré la neutralité spectrale des surfaces du visible au proche-infrarouge (670-865 nm). Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans Nadal, 1999. La réponse spectrale de la surface a été

étudiée à partir de mesures relatives à des sites géographiques spécifiques et pour des conditions atmosphériques très claires. Après correction des effets d'atmosphère, les mesures sont présentées et analysées en fonction de la géométrie d'observation. Pour quantifier les effets spectraux observés, l'auteur de cette étude a choisi de comparer les valeurs moyennes des réflectances polarisées de surface, à 443, 670 et 865, estimées sur l'ensemble des géométries d'observation de POLDER (≈ 12 à 13 visées). Cette comparaison a été effectuée pour chaque site d'observation et journée d'étude. Une comparaison globale a également été effectuée en distinguant les surfaces de type végétal et désertique. Dans ce cas, les résultats sont obtenus en mélangeant des visées acquises pour des angles zénithaux solaires et de visées forts différents. Ces résultats montrent de faibles effets spectraux entre les réflectances polarisées de surfaces à 670 et 865 nm. Le bruit sur les mesures ne permettant cependant pas d'observer une neutralité spectrale systématique.

Des études expérimentales récentes [Cairns et al., 2001; Elias et al., 2005] ont également abordé le problème de neutralité spectrale des surfaces, mais cette fois sur le domaine spectral du visible au moyen-infrarouge. Ces études ont été réalisées avec l'instrument aéroporté RSP [Cairns et al., 1997], permettant des mesures polarisées et directionnelles à huit longueurs d'onde, comprises entre 410 et 2250 nm. L'étude spécifique de la neutralité spectrale de la surface a été abordée dans la première étude mentionnée ci-dessus. Dans cette étude préliminaire, les auteurs concluent à la neutralité spectrale de la surface, excepté dans le cas de géométries d'observation proches de la direction antispéculaire. Les résultats présentés dans ces travaux sont cependant limités à une gamme d'angles de diffusion compris entre 130° et 160° . La seconde étude mentionnée présente également des résultats très intéressants sur les propriétés polarisantes des surfaces. Les mesures utilisées pour étudier la réponse spectrale des surfaces ont été acquises à basse altitude (≈ 200 m), dans le plan solaire principal et pour un angle zénithal solaire de 20° . Après correction des effets de l'atmosphère, la réflectance polarisée de surface est présentée en distinguant les visées effectuées en diffusion avant et arrière. Ces résultats montrent de faibles effets spectraux en diffusion avant et des effets plus marqués en diffusion arrière, correspondant, dans ce cas, à des angles de diffusion supérieurs à 160° . Les effets observés ne sont cependant pas quantifiés.

Nous étudierons tout d'abord la réponse spectrale de la surface en regroupant les géométries d'observation et les mesures acquises lors des quatre vols mentionnés. La réponse spectrale de la surface sera ensuite étudiée par classe de surface et par gamme d'angle de

diffusion. Pour étudier la contribution polarisée propre à la surface, il est nécessaire de corriger les réflectances mesurées depuis l'avion des effets de l'atmosphère. Nous allons donc tout d'abord présenter le formalisme utilisé pour corriger les luminances polarisées mesurées par MICROPOL.

5.1.1.1 Modélisation de la luminance. Correction des effets atmosphériques.

Pour modéliser la luminance polarisée montante, nous utilisons l'approximation de la diffusion simple (cf. chapitre 2). Différentes études théoriques et expérimentales ont montré que ce sont les premiers ordres de diffusion qui contribuent pour l'essentiel à la luminance polarisée [Leroy et al., 1997, Cairns et al., 1997]. Selon cette l'approximation, la luminance polarisée est additive et peut être modélisée à l'aide d'une relation linéaire. Nous modélisons la luminance polarisée mesurée au niveau du capteur, en fonction des contributions moléculaires, des aérosols et de la surface, comme suit,

$$Lp_{\lambda}^{calc}(z) = \frac{\delta_{\lambda}^m(z) \times q_{\lambda}^m(\Theta)}{4\mu_v} + \frac{\delta_{\lambda}^a(z) \times q_{\lambda}^a(\Theta) \times \omega_{\lambda}^a}{4\mu_v} \times \exp\left(-\alpha\left(\frac{\delta_{tot,\lambda}^m}{\mu_s} + \frac{\delta_{\lambda}^m(z)}{\mu_v}\right)\right) + \mu_s \rho_p^{surf} \times \exp\left(-\left(\frac{\alpha\delta_{tot,\lambda}^m + \beta\delta_{tot,\lambda}^a}{\mu_s} + \frac{\alpha\delta_{\lambda}^m(z) + \beta\delta_{\lambda}^a(z)}{\mu_v}\right)\right) \quad (V-1)$$

Les indices m et a repèrent respectivement les quantités relatives aux molécules et aux aérosols. Les termes μ_s et μ_v correspondent respectivement aux cosinus des angles azimutaux solaire et de visée. Les termes δ_{tot} et $\delta(z)$ correspondent respectivement à l'épaisseur optique totale et à l'épaisseur optique estimée entre la surface et l'avion (ou le satellite). Les termes q et ω correspondent à la fonction de phase polarisée et à l'albédo de simple diffusion. Les paramètres α et β apparaissant dans les termes des relations sont des paramètres empiriques. ρ_p^{surf} est la réflectance polarisée de la surface.

Les deux premiers termes de l'équation correspondent aux expressions des luminances polarisées montantes du mélange des molécules et des aérosols, exprimées dans le cadre de l'approximation de la diffusion primaire. Les termes en exponentielle tiennent compte, respectivement, de l'atténuation de la luminance polarisée des aérosols par les molécules, et de l'atténuation du signal de surface par l'atmosphère (molécules+aérosols). Le formalisme

présenté ici a été adapté aux mesures aéroportées de l'instrument MICROPOL. Les termes de « transmission » appliqués au rayonnement montant sont ajustés en fonction de l'altitude de l'avion (z). L'épaisseur optique comprise entre le sol et l'avion est reliée à l'épaisseur optique totale à l'aide d'une loi de distribution standard. L'épaisseur optique, à une altitude z , est reliée à l'épaisseur optique totale à l'aide d'une loi exponentielle, comme suit,

$$\delta(z) = \delta_{tot} \times \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{z_a}\right) \right) \quad (V-2)$$

$\delta(z)$ et δ_{tot} correspondent respectivement à l'épaisseur optique obtenue à une altitude z et à l'épaisseur optique totale. Enfin, z_a est l'échelle de hauteur des aérosols. Les échelles de hauteur utilisées pour les molécules et les aérosols sont fixées respectivement à 8 et 2 km.

Dans le cas des plus gros aérosols, la forte pointe avant de la diffusion fait que le rayonnement diffusé garde pratiquement la même direction que le faisceau incident. Cet effet tend à réduire sensiblement l'atténuation du rayonnement par les aérosols. Les paramètres α et β ont été introduits pour permettre de pondérer les épaisseurs optiques des molécules et des aérosols. Le paramètre β est fixé en fonction du modèle d'aérosol considéré ($0.3 < \beta < 0.6$). Une fonction empirique permet d'obtenir la valeur de ce paramètre en fonction du coefficient d'Angström [Lafrance, 1997]. Les molécules atténuent le rayonnement de manière plus forte et le paramètre α a été estimé à 0.9. Cette approximation est d'autant moins valide que la diffusion est efficace : à 490 nm, les erreurs seront plus importantes. Ce formalisme a été validé pour les longueurs d'onde 670 et 865 nm. Pour des charges modérées en aérosol ($\delta_a \leq 0.25$ à 670nm) et pour des angles de visée inférieurs à 60° , la précision de l'expression V-1, est estimée à 2.10^{-4} à 670 nm et 1.10^{-4} à 865 nm, en supposant la réflectance de surface parfaitement caractérisée [Lafrance, 1997]. Nous considérons dans la suite, des cas en ciel très clair, correspondant à des épaisseurs optiques relativement faibles s'échelonnant entre 0.04, 0.07, 0.10 et 0.15 (à 670 nm) respectivement pour les journées du 18/02/03, 31/08/05, 06/09/04 et du 28/07/04.

Pour obtenir la réflectance polarisée de surface, ρ_p , l'ensemble des données est corrigé des effets d'atmosphère, à l'aide de l'équation V-3.

$$\rho_p = \frac{L_p^{mes}(\lambda) - L_p^{atm}(\lambda)}{\mu_s \cdot T^\uparrow(\lambda) \cdot T^\downarrow(\lambda)} \quad (V-3)$$

Les expressions des transmissions sont données dans l'équation V-1. Elles sont calculées avec le modèle d'aérosol fourni par AERONET (coefficient d'Angström) et de l'épaisseur optique mesurée.

Ce calcul est réalisé dans les différentes géométries d'observation et à l'altitude de l'avion. La luminance polarisée atmosphérique est ensuite calculée de la même façon à l'aide du code de transfert radiatif des ordres successifs. Ces quantités sont ensuite interpolées dans la géométrie d'observation de MICROPOL.

5.1.1.2 Analyse, toutes géométries confondues, de la polarisation des surfaces

Nous avons appliqué le formalisme précédemment décrit, aux mesures obtenues lors des vols dédiés à l'étude des surfaces. Nous distinguons les visées effectuées en diffusion avant et arrière, afin de faciliter la compréhension des résultats. Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus en diffusion avant (cf. figure V-1).

Nous montrons sur les figures V-1-a et V-1-b, les réflectances polarisées respectivement obtenues à 670 nm et 1600 nm en fonction de celle à 2200 nm et pour l'ensemble des visées effectuées en diffusion avant et au nadir, pour les vols du 18/02/03, du 06/09/04 et du 31/08/05. Nous donnons également les résultats de leur régression linéaire. La valeur de la pente, a , fournit une indication sur l'effet spectral moyen observé.

La gamme d'angle de diffusion échantillonnée est ici comprise entre 70° et 135° (cf. tableau III-4). Les angles zénithaux solaires et de visée varient respectivement entre 48° et 60°, et entre +2° et +45°. Les mesures ont été principalement effectuées à proximité du plan principal ($\phi_r=0^\circ$) et à $\pm 40^\circ$.

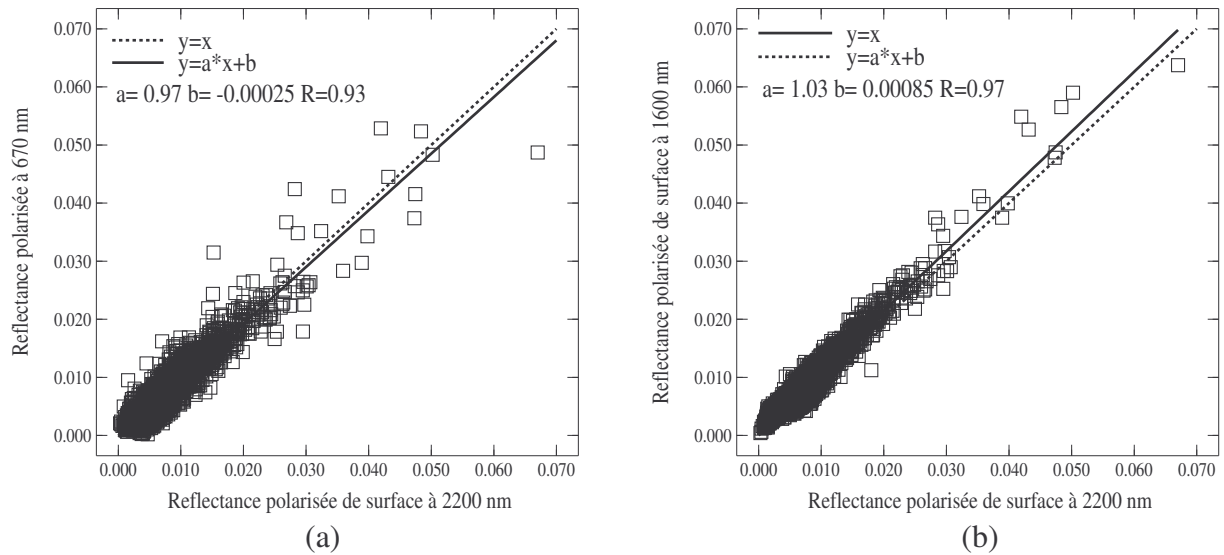


Figure V-1 : Réflectances polarisées de la surface à 670 nm (a) et 1600 nm (b) en fonction de celle à 2200 nm. Ensemble des observations obtenues en diffusion avant et au nadir ($\theta_v \geq 0^\circ$), pour les vols du 06/09/04, 31/08/05 et du 18/02/03.

Sur les figures V-1-a et V-1-b, nous observons des coefficients de corrélation élevés, supérieurs à 0.93. Les effets spectraux entre les différentes longueurs d'onde sont faibles et restent inférieurs à 3%. Nous observons toutefois une dispersion relativement importante des points de mesures autour des droites de régression. Nous constatons également que cette dispersion est plus importante pour les longueurs d'onde 670 et 2200 nm (figure V-1-a). Ces résultats confirment ceux de l'étude réalisée avec POLDER, qui présentait une dispersion importante des mesures autour de la première bissectrice. Cette dispersion est attribuée au bruit associé à la mesure polarisée. Ce bruit dépend principalement de la variabilité spatiale des surfaces observées et également du bruit instrumental [Nadal, 1999]. Les écarts absolus moyens entre les réflectances mesurées à 670 et 1600 nm et celle mesurée à 2200 nm valent respectivement 0.04×10^{-2} et 0.10×10^{-2} . En valeur absolue, la variabilité des écarts est proche de ± 0.0025 ($\approx 90\%$ des mesures). Le bruit de mesure ne permet donc pas de dire si il existe un effet spectral réel des surfaces. Pour POLDER, les écarts moyens absolus entre les longueurs d'onde 670 et 865 nm ont été estimés entre 0.075×10^{-2} et 0.19×10^{-2} , dans le cas de surfaces végétales, et entre 0.19×10^{-2} et 0.26×10^{-2} , pour des surfaces désertiques. Les effets spectraux observés ici, entre les longueurs d'onde 670, 1600 et 2200 nm, sont donc comparables à ceux observés par POLDER. Ce premier résultat indique donc la neutralité spectrale de la surface au bruit de mesure près du visible au moyen-infrarouge. Ce résultat est également en accord avec une première étude réalisée avec l'instrument RSP, indiquant la neutralité spectrale des surfaces, sur ce même domaine spectral et pour des visées effectuées en diffusion avant.

Pour le couple 1600-2200 nm, la régression linéaire révèle cependant l'existence d'un intercepte relativement important, valant $+8.5 \times 10^{-4}$ (figure V-1-b). Cette valeur explique notamment le fait que la différence moyenne absolue soit plus forte pour le couple 1600-2200 nm, que pour le couple 670-2200 nm. Pour ce dernier cas, la valeur de l'intercepte observé est négative et environ quatre fois plus faible et estimé ici à -2.5×10^{-4} .

Notre première hypothèse pour expliquer l'origine de cet intercepte consiste à mettre en cause l'étalonnage de l'instrument. Nous avons estimé la précision de l'étalonnage énergétique pour les canaux 670, 1600 et 2200 nm, respectivement à 3%, 6% et 10% (cf. chapitre 3). En appliquant un coefficient correctif de 0.94 aux réflectances polarisées à 1600 nm, nous réduisons l'intercepte observé à $+8.3 \times 10^{-4}$ et obtenons une valeur de pente égale à 0.97. En appliquant alors des coefficients correctifs de 1.10 et de 0.90 aux réflectances polarisées à 2200 nm, nous obtenons respectivement des pentes de 0.88 et de 1.07, les ordonnées à l'origine (b) valant respectivement $+8.3 \times 10^{-4}$ et $+8.0 \times 10^{-4}$. Les différentes corrections envisagées permettraient de réduire l'intercepte de 6% tout au plus. L'imprécision associée à l'étalonnage énergétique ne peut donc clairement expliquer l'anomalie observée. De plus, les coefficients d'étalonnage utilisés pour chacun des vols sont différents, ce qui permet de penser que l'impact de la variabilité de ce paramètre sur les résultats est ici considérablement réduit.

Nous avons également considéré la possibilité d'un problème de correction des effets de l'atmosphère. L'amplitude de la correction atmosphérique varie d'un cas d'étude à l'autre et dépend des conditions atmosphériques rencontrées (épaisseur optique et type de particules) et de l'altitude de l'avion. Celle-ci dépend également de la géométrie d'observation et de la longueur d'onde considérée. L'intensité de la diffusion atmosphérique diminuant avec les longueurs d'onde, l'impact de la correction atmosphérique sur la réflectance polarisée est beaucoup plus faible à 1600 nm qu'à 670 nm. A 2200 nm, la correction atmosphérique est notamment très faible et peut être négligée sur ces cas clairs ($\sim 1\%$). Les excellents résultats obtenus pour le couple 670-2200 nm, montrent que nous corrigeons bien les effets de l'atmosphère à 670 nm. L'existence d'un biais faiblement négatif suggère cependant une légère surestimation de la correction effectuée. L'incertitude de la correction atmosphérique à 1600 nm n'excède pas 6%, estimation effectuée à partir d'une étude de sensibilité présentée plus loin. Nous pouvons donc également exclure l'hypothèse une mauvaise prise en compte des effets de l'atmosphère pour expliquer l'origine de cet intercepte. En conclusion, cet intercepte ne peut être expliqué que par un autre problème instrumental. En section 3.5.3.3,

nous avons évoqué la possibilité que l'anomalie en polarisation à 865 nm, puisse être également observée, dans une moindre mesure, à 1600 nm. Cette hypothèse semble la plus plausible pour expliquer l'existence d'un biais positif systématique à cette longueur d'onde. Nous analyserons dans la suite l'impact de la géométrie d'observation et l'altitude de vol sur la valeur de ce biais.

Nous présentons maintenant les résultats obtenus en diffusion arrière pour les vols du 06/09/04, 31/08/05 et du 28/07/04. Nous montrons sur les figures V-2-a et V-2-b, les réflectances polarisées respectivement estimées à 670 et 1600 nm en fonction de celle estimée à 2200 nm et pour les visées en diffusion arrière.

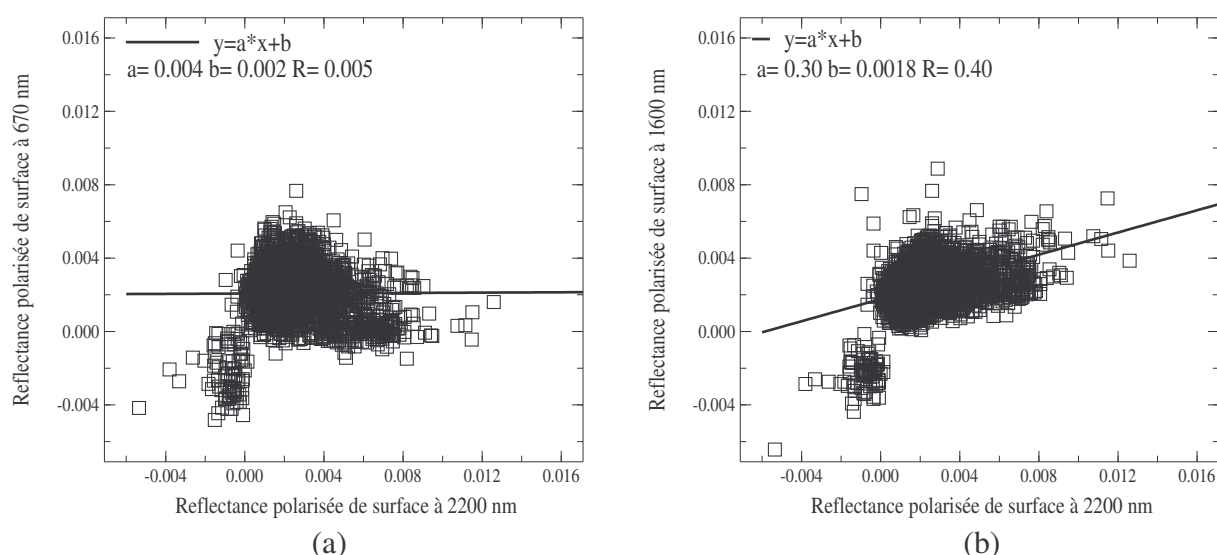


Figure V-2 : Réflectances polarisées de la surface à 670 nm (a) et 1600 nm (b) en fonction de celle à 2200 nm. Ensemble des observations obtenues en diffusion arrière ($\theta_v < 0^\circ$), pour les vols du 06/09/04, 31/08/05 et du 28/07/04.

La gamme d'angle de diffusion échantillonnée ici est comprise entre 148° et 172° (cf. tableau III-4). Les angles zénithaux solaires et de visée varient respectivement entre 40° et 50° , et entre -15° et -45° . Les mesures des 06/09/04 et 31/08/05 ont été principalement effectuées à proximité du plan principal ($\phi_r = 0^\circ$) et à $\phi_r = \pm 40^\circ$ de ce plan. L'azimut relatif pour le 28/07/04 est égal à 120° .

Les niveaux de polarisation sont, en moyenne trois fois plus faibles que dans le cas des visées en diffusion avant (cf. figure V-1). Cette observation est en accord avec le comportement directionnel de la contribution polarisée de la surface, diminuant avec les angles de diffusion

croissants [Deuzé et al., 2001]. Nous constatons également que la réflectance polarisée de surface peut prendre des valeurs négatives. Nous verrons dans la suite, que ces situations correspondent principalement à des visées proches de la direction anti-spéculaire ($\Theta > 160^\circ$). De manière générale, nous observons de très faibles mesures. Pour le couple 670-2200 nm, nous n'observons pas de corrélation (figure V-2-a). Dans notre étude, nous avons constaté l'augmentation du bruit de mesure lorsque le signal polarisé décroît. Cet effet a également été observé sur l'angle de polarisation (cf. section 3.5.3.2). Les fortes dispersions observées sont donc principalement dues à une augmentation du bruit associé à la mesure polarisée. Les écarts moyens absolus entre les réflectances polarisées de surface à 670 et 1600 nm et celles à 2200 nm, valent respectivement -5.5×10^{-4} et -0.5×10^{-4} . Ces écarts sont donc faibles, mais ne sont cependant pas significatifs au regard des fortes dispersions observées. Par exemple sur la figure V-2-a, les valeurs de réflectances polarisées à 2200 nm, comprises entre 0 et 0.004, sont principalement associées à des valeurs à 670 nm comprises entre -0.001 et 0.008. Ces observations montrent l'existence d'effets spectraux marqués en diffusion arrière. Nous chercherons dans la suite de cette étude à quantifier ces effets en fonction de la géométrie d'observation et du type de surface.

Les résultats présentés dans cette partie résument les tendances observées sur la plupart des vols réalisés avec MICROPOL. Pour les visées en diffusion avant, nous observons systématiquement de bonnes corrélations entre les différentes longueurs d'onde. En moyenne, les effets spectraux observés sont alors faibles. Pour les visées en diffusion arrière et correspondant à de plus grands angles de diffusion, nous constatons de fortes dispersions et il n'est alors plus possible de modéliser les comportements observés à l'aide d'une simple régression linéaire. Nous allons maintenant détailler les conditions atmosphériques et les différents types de surface rencontrés pour chacun des quatre vols et décrire les résultats obtenus individuellement.

5.1.1.3 Analyse, par classe de surface, de la polarisation des surfaces

5.1.1.3-a Mesures photométriques au sol concomitantes et modélisation des aérosols

Nous nous sommes, en premier lieu, assurés de la couverture nuageuse en nous aidant des observations de l'instrument MODIS. Les mesures des vols du 06/09/04 et du 31/08/05 correspondent à des observations en ciel clair. Nous avons reporté dans le tableau V-1, les

épaisseurs optiques mesurées par le photomètre de Lille, ainsi que l'épaisseur optique moyenne mesurée durant le vol du 06/09/04 et l'écart-type associé. L'axe de vol a été échantillonné à l'aide du photomètre portable MICROTOPS. Ces mesures ont été acquises durant le vol et le long de l'axe de mesure. Nous présentons sur la figure V-3, la trajectographie du vol, ainsi que la localisation des points de mesures.

Heure d'acquisition (UT)	δ_{440}	δ_{670}	δ_{865}	δ_{1020}
AERONET (Lille)				
7:00	0.32	0.155	0.10	0.08
9:30-11:30	0.38 ± 0.07	0.18 ± 0.02	0.11 ± 0.01	0.080 ± 0.008
MICROTOPS				
7:00 (1)	0.30	0.16	0.10	0.075
8:15 (2)	0.31	0.16	0.10	0.075
8:30 (3)	0.22	0.13	0.08	0.06
9:15 (4)	0.225	0.11	0.07	0.045
10:20 (5)	0.21	0.10	0.065	0.04

Tableau V-1 : Epaisseurs optiques photométriques mesurées à Lille (AERONET) et sur l'axe de vol à l'aide du photomètre portable MICROTOPS le 06/09/04.

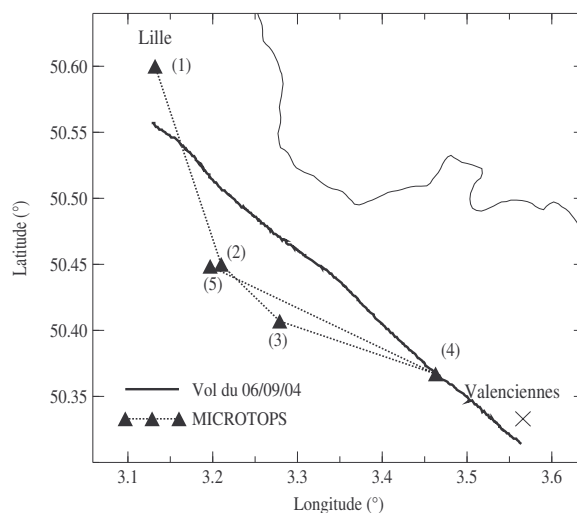


Figure V-3 : Trajectographie du vol du 06/09/04 et localisation des mesures photométriques. Le point de mesure (1) correspond à la position du photomètre de Lille.

Les valeurs moyennes de l'épaisseur optique et du coefficient d'Angström mesurées à Lille durant le vol sont respectivement de 0.11 et de 1.85. Elles correspondent donc à une atmosphère faiblement polluée en particules. Nous avons comparé les mesures de l'instrument

MICROTOPS avec celles du photomètre AERONET (à 7:00 UT, cf. tableau V-1). Pour les longueurs 670, 865 et 1020 nm, l'écart maximal sur les épaisseurs optiques mesurées est de l'ordre de 5.10^{-3} . Cet écart est inférieur à la précision associée (0.01), ce qui montre que le photomètre portable est parfaitement étalonné pour ces longueurs d'onde. L'écart à 440 nm est plus important (0.02) si bien que cette mesure ne sera pas utilisée par la suite. Durant le vol, les épaisseurs optiques à proximité de l'axe de vol (points 4 et 5, cf figure V-3), sont nettement plus faibles que celles observées à Lille (écart de 0.04). Les valeurs de coefficients d'Angström observées sur le terrain (mesures 1 à 5) sont, par contre, très proches de celles à Lille. Les valeurs minimales et maximales sont respectivement 1.75 et 1.90. Pour cette journée, nous utiliserons donc le modèle d'aérosol fourni par AERONET et l'épaisseur optique mesurée par l'instrument MICROTOPS. Pour les corrections, nous considérerons une épaisseur optique totale de 0.11, que nous considérons stable sur l'axe de vol. Cette valeur est représentative des épaisseurs optiques mesurées sur le terrain durant le vol (cf. tableau V-1, points 4 et 5).

Pour cette journée, nous disposons également des mesures photométriques polarisées à 865 nm. Ces mesures nous offrent la possibilité de tester le modèle d'aérosol restitué par AERONET en polarisation. Nous avons utilisé le code de transfert radiatif des ordres successifs pour calculer la luminance polarisée descendante à partir du modèle d'aérosol donné. La comparaison des mesures et des luminances simulées montre que le modèle permet de restituer le comportement angulaire de la polarisation sur une gamme d'angle de diffusion comprise entre 0 et 130° (cf. annexe V-1). Sur cet intervalle, la contribution polarisée des aérosols est restituée à 865 nm avec une erreur inférieure à 4%, ce qui semble indiquer que le modèle d'aérosol utilisé est, dans ce cas, bien représentatif des propriétés des aérosols observés (indice de réfraction et distribution en taille).

Le plan de vol du 31/08/05 est sensiblement le même que celui établi le 06/09/04. L'altitude du vol est cependant plus basse (200 m) et l'axe de vol plus court. La charge en aérosol est également plus faible. Les relevés photométriques effectués à Lille et le long de l'axe de vol, indiquent une faible variabilité spatiale et temporelle de la charge en aérosol. L'épaisseur optique moyenne mesurée par le photomètre de Lille, entre le début et la fin du vol (8:30 UT-10:00 UT), est estimée à 0.08 à 670 nm et le coefficient d'Angström moyen vaut 1.70. Pour cette journée d'étude, nous utiliserons donc le modèle de particules et l'épaisseur optique fournis par le photomètre du réseau PHOTONS/AERONET.

Pour les vols de la campagne régionale, nous ne disposons pas d'information sur la répartition verticale des aérosols dans l'atmosphère. Pour ces vols, notre principale incertitude concerne donc la quantité de particules comprise entre la surface et l'avion, soit la fraction de l'épaisseur optique comprise, entre 0 et 0.5 km dans le cas du 06/09/04 ($\delta_{0.5\text{km}}/\delta_{\text{tot}}$). Dans le cadre de l'approximation de simple diffusion, la contribution des aérosols est directement proportionnelle à l'épaisseur optique considérée (cf. chapitre I). L'incertitude associée est donc directement répercutée sur la correction effectuée et par suite sur la réflectance de surface restituée.

Dans le cas d'aérosols de pollution, les particules observées sont généralement localisées près des sources d'émissions et donc près de la surface. Les aérosols sont alors majoritairement concentrés dans la couche limite atmosphérique. La hauteur de la couche limite peut varier entre quelques centaines de mètres et quelques kilomètres en fonction des conditions météorologiques. La hauteur de la couche limite peut donc fournir une indication sur la limite supérieure de la couche d'aérosol. Pour la journée du 06/09/04, nous nous sommes procuré les radiosondages effectués le plus près possible de la zone de mesures (région parisienne) et également les résultats de simulations effectuées sur la région (modèle ARPEGE de Météo-France). La limite supérieure de la couche limite peut, selon les cas, être identifiée à l'aide du profil vertical de température. Une inversion du profil de température est caractéristique d'une couche limite marquée. L'altitude d'inversion correspond alors à la limite supérieure de la couche. Sur ces observations, la température décroît avec l'altitude de manière continue. La hauteur de la couche limite n'est donc pas clairement identifiable sur ces observations.

Les résultats de la campagne « ESQUIF » (Etude et Simulation de la QUalité de l'air en Ile de France), apportent quelques informations supplémentaires sur la répartition verticale des aérosols anthropiques. L'objectif de cette campagne était la caractérisation des propriétés des aérosols lors d'événements de pollution estivale. A cette occasion, des mesures in situ aéroportées (mesures actives, sondage atmosphérique, prélèvement et analyse de particules...), ainsi que des mesures photométriques (PHOTONS/AERONET), ont été réalisées. Les principaux résultats de cette campagne sont présentés dans Chazette et al, 2005. Les profils verticaux de rétrodiffusion lidar montrent que les aérosols sont observés pour des altitudes comprises entre 0. et un peu plus de 1.5 km. Les profils verticaux de coefficients d'extinction obtenus pour les deux journées d'étude (19 et 31 Juillet 2000), sont sensiblement différents. La distribution verticale des aérosols semble alors principalement dépendre des

conditions météorologiques. Ces observations montrent qu'en l'absence de mesures actives, la distribution verticale des aérosols anthropiques dans l'atmosphère est difficilement modélisable avec précision.

Nous utiliserons donc un profil exponentiel standard, pour modéliser la distribution verticale des aérosols (cf. équation V-2). Ce profil d'épaisseur optique est généralement utilisé avec une échelle de hauteur de 2.0 km. Les aérosols anthropiques étant observés, a priori, à des altitudes plus basses, nous utiliserons une échelle de hauteur de 1.5 km. La quantité $\delta(z)/\delta_{\text{tot}}$ représente la fraction de l'épaisseur optique comprise entre la surface et l'avion. Pour des altitudes de 0.5 et 0.2 km, et pour une échelle de hauteur de 1.5 km, nous obtenons des fractions en épaisseur optique respectivement égales à 28% et 12%. Compte tenu des faibles épaisseurs optiques observées le 31/08/05, nous négligerons les effets de la couche d'atmosphère située sous l'avion. Pour la journée du 06/09/04, nous évaluerons l'incertitude associée à la répartition verticale des aérosols dans l'atmosphère, en effectuant des calculs supplémentaires pour des fractions de 50% ($z_a=0.72$ km) et de 20% ($z_a=2.0$ km).

5.1.1.3-b Identification et classification des surfaces.

Les plans de vol du 06/09/2004 et du 31/08/2005 ont été spécialement conçus pour étudier la réponse spectrale des surfaces en polarisation. Trois principaux types de surface, comprenant une zone forestière, un type de surface que nous qualifierons de rural (champs, végétation basse et routes) et une zone urbaine (ville de Valenciennes) ont été survolés. Nous présentons sur la figure V-4, les luminances polarisées mesurées à 3.5 km le 06/09/04 et sur la figure V-5, les images de trois paysages survolés.

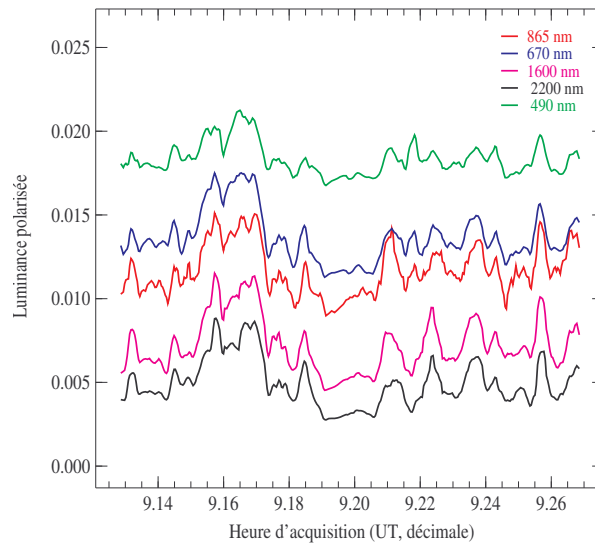


Figure V-4 : Luminances polarisées mesurées à une altitude de 3.5 km le 06/09/04 (tronçon de 35 km).

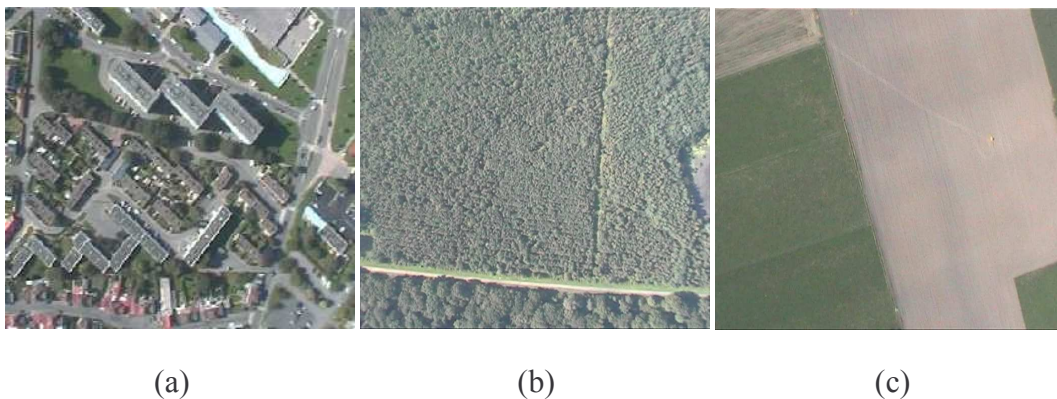


Figure V-5 : Images obtenues à l'aide de la caméra numérique pour plusieurs types de surfaces survolées (le 06/09/04).

Les mesures présentées sur la figure V-4, ont été acquises dans le plan principal solaire et pour des angles azimutaux solaires et de visée respectivement de 50° et de 45° . L'angle de diffusion correspondant est de 85° . Ces mesures sont moyennées (cf section 3.5) et seront utilisées dans la seconde partie du chapitre pour évaluer les méthodes de restitution des propriétés des aérosols.

Les surfaces de type rural sont représentatives de la plupart des sols survolés dans la région. Elles sont survolées entre le début de l'axe et 9.15 UT, entre 9.175 et 9.19 UT et entre 9.21 UT et la fin de l'axe. L'image (c), figure V-5, illustre différents types de surfaces agricoles survolées sur ces parties du vol. Entre 9.15 et 9.175 UT, l'avion survole une zone urbaine, figure V-5-a et nous observons une augmentation des luminances polarisées mesurées à chaque longueur d'onde (figure V-4), ce qui apparaîtra sur toutes les mesures MICROPOL au-dessus de telles cibles. Les pics de polarisation observés à 9.13 et 9.185 UT et sur la seconde partie de l'axe (9.21, 9.255 UT ... etc.), sont également dus au survol ponctuel de zones urbaines (routes, villages...). Entre 9.19 et 9.205 UT, l'avion survolant une forêt, (figure V-5-b), les luminances polarisées sont beaucoup plus faibles et nettement plus stables. L'indice de végétation (non présenté) augmente de manière brutale et prend des valeurs régulièrement supérieures à 0.7, ce qui est caractéristique de surfaces végétales.

La réflectance polarisée de surface dépend de la géométrie d'observation, de l'indice de réfraction de la surface et des caractéristiques physiques du sol observé. La géométrie d'observation est, ici, stable et proche de la direction spéculaire. Les fortes variations observées sur les luminances polarisées (cf. figure V-4) résultent donc de la variabilité des propriétés physiques et optiques des surfaces rencontrées. Dans le cas de couverts végétaux denses (ex : forêts), les effets d'ombre des feuilles et de profondeur du couvert, tendent à diminuer les niveaux de polarisation mesurés. La réflectance polarisée de surface est alors généralement plus faible que dans le cas de sols nus [Nadal, 1999]. L'amplitude du signal mesuré dépend également des coefficients polarisés de Fresnel, qui sont, pour une géométrie d'observation donnée, uniquement fonction de l'indice de réfraction. Les coefficients de Fresnel augmentent avec les indices de réfraction (cf. figure II-2-b). Dans le cas des surfaces naturelles, ce paramètre est compris entre 1.4 et 1.6 (cf. chapitre 2). A ma connaissance, l'indice de réfraction des surfaces urbaines (bitume, goudron, tuiles ...) n'a pas fait l'objet d'études publiées à ce jour. Notons cependant qu'un indice de 2.0 a été proposé pour ajuster les coefficients de Fresnel et modéliser les niveaux de polarisation observés par POLDER en zone urbaine [Léon et al., 1999]. Nous tenons toutefois à préciser que les forts niveaux de polarisation observés pour les surfaces urbaines, sont plus probablement liés aux caractéristiques physiques de ce type de surface (pentes des superstructures, surfaces lisses ...). Ces études sont en accord avec nos observations indiquant une augmentation de la polarisation pour les surfaces urbaines et une diminution pour les surfaces végétales sombres

(cf. figure V-4). Ces observations confirment également le potentiel de la polarisation pour l'étude des surfaces terrestres et leur classification.

La classification des surfaces est réalisée à l'aide de la luminance polarisée à 2200 nm et de l'indice de végétation (NDVI). L'indice NDVI, utilisé ici, n'a pas été corrigé des effets de l'atmosphère. Cependant, les mesures ayant été acquises à très basse altitude, les effets de l'atmosphère sont réduits et ne modifieront pas les tendances observées. L'indice NDVI est couramment utilisé pour étudier les surfaces terrestres et il présente également l'avantage de peu dépendre de la géométrie d'observation. A 2200 nm, la contribution atmosphérique est faible et nous supposons que cette mesure constitue une mesure directe des propriétés de la surface. Les surfaces présentées, plus haut, ont été survolées selon huit géométries d'observation différentes (angle de diffusion compris entre 80° et 170°). Nous avons représenté sur la figure V-6-a, un histogramme du NDVI obtenu pour l'ensemble des géométries d'observation, pour le vol du 06/09/04. La figure V-6-b représente la luminance polarisée mesurée à 2200 nm, acquise pour l'ensemble des géométries d'observation, en fonction du NDVI (en noir).

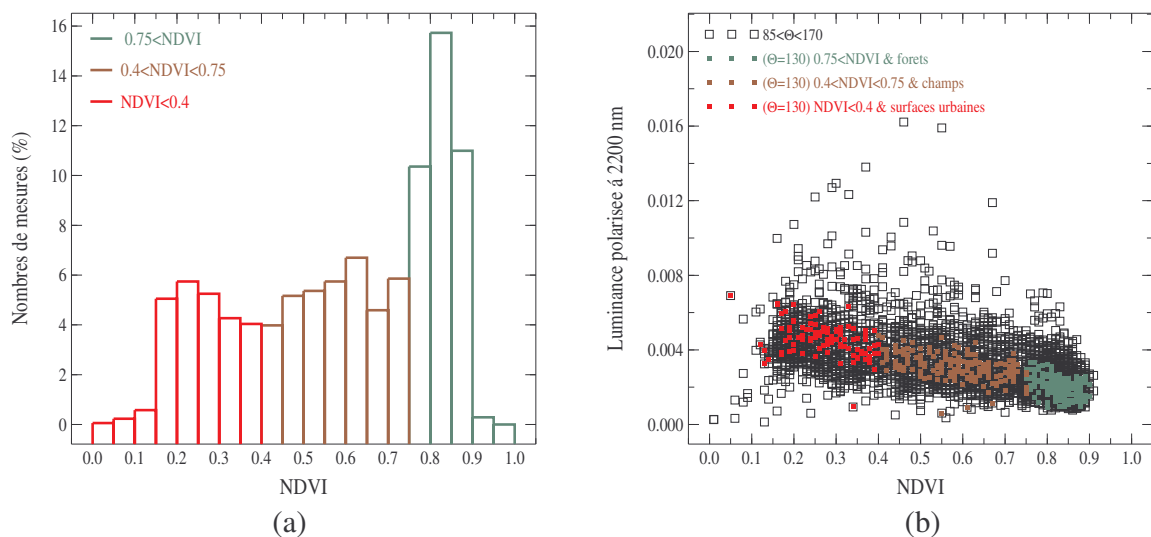


Figure V-6 : Histogramme de l'indice de végétation (NDVI) (a) et relation entre la luminance polarisée mesurée à 2200 nm et l'indice NDVI (b), pour le vol du 06/09/04.

La gamme de valeurs de NDVI observée est large. Les valeurs sont comprises entre 0.9 pour les surfaces forestières et 0.1 pour les surfaces les plus polarisantes, essentiellement en zone urbaine. Les valeurs supérieures à 0.75 sont associées au survol des forêts et des surfaces

sombres. Cette valeur de NDVI définit notre première classe de surface. Sur le graphique V-6-b, nous observons une corrélation entre la luminance polarisée et l'indice NDVI. La luminance polarisée augmente quand le NDVI diminue, comportement qui a déjà été observé avec les mesures de POLDER [Nadal, 1999]. Les surfaces de NDVI faible sont donc associées aux surfaces générant une forte polarisation et donc, dans notre cas, majoritairement aux surfaces urbaines. Nous définissons deux autres classes de surfaces pour les $NDVI < 0.4$ et pour les NDVI compris entre 0.4 et 0.75. La valeur de 0.4 est choisie de manière à constituer des classes de surface de proportion équivalente. Nous avons représenté sur la figure V-6-b (en couleur), le résultat de cette classification pour une visée au nadir ($\Theta = 130^\circ$). La classe intermédiaire ($0.4 < NDVI < 0.75$) est surtout constituée par des surfaces de type rural incluant majoritairement des surfaces agricoles. Cette classification n'est cependant pas parfaitement rigoureuse. Il est notamment possible de trouver des surfaces de type rural, associées à la classe de NDVI inférieure à 0.4. Nous constatons aussi sur la figure V-6-b, des surfaces très polarisantes ($L_p > 0.012$) et associées à des valeurs de NDVI supérieures à 0.5. Ces cas restent cependant minoritaires et sont associés à des géométries d'observation plus fluctuantes. Enfin, cette classification présente l'avantage de séparer les surfaces observées selon leurs propriétés optiques moyennes (indice de réfraction) et également leurs caractéristiques physiques. Par exemple, les forêts constituent des couverts épais et homogènes. Par comparaison, les surfaces de type agricole sont associées à des types de végétation plus rase et plus disparate (cf. figure V-5-c). Les surfaces agricoles présentent une organisation structurée (sillon, orientation des cultures ...), ce qui n'est pas le cas, par exemple, des surfaces forestières. Différentes études ont montré l'impact de l'architecture des sols sur la réflectance polarisée de surface (cf. chapitre 2). La classification définie ici est tout à fait représentative des variations observées lors du vol du 31/08/05. Nous allons maintenant l'utiliser pour exploiter les mesures du 06/09/04 et du 31/08/05, afin de discriminer les réponses spectrales en polarisation par classe de surfaces.

5.1.1.3-c Résultat

- Présentation par classe de surface

Nous présentons sur la figures V-7-a et V-7-b, les réflectances polarisées de surface estimées respectivement à 670 et 1600 nm en fonction de 2200 nm et pour les visées effectuées en diffusion avant, le 06/09/04. Nous avons utilisé la classification précédemment décrite pour séparer les différents types de surfaces par classe de NDVI. Nous avons également reporté les résultats de la régression linéaire. La valeur de la pente, a , indiquant l'effet spectral moyen obtenu pour les trois types de surfaces.

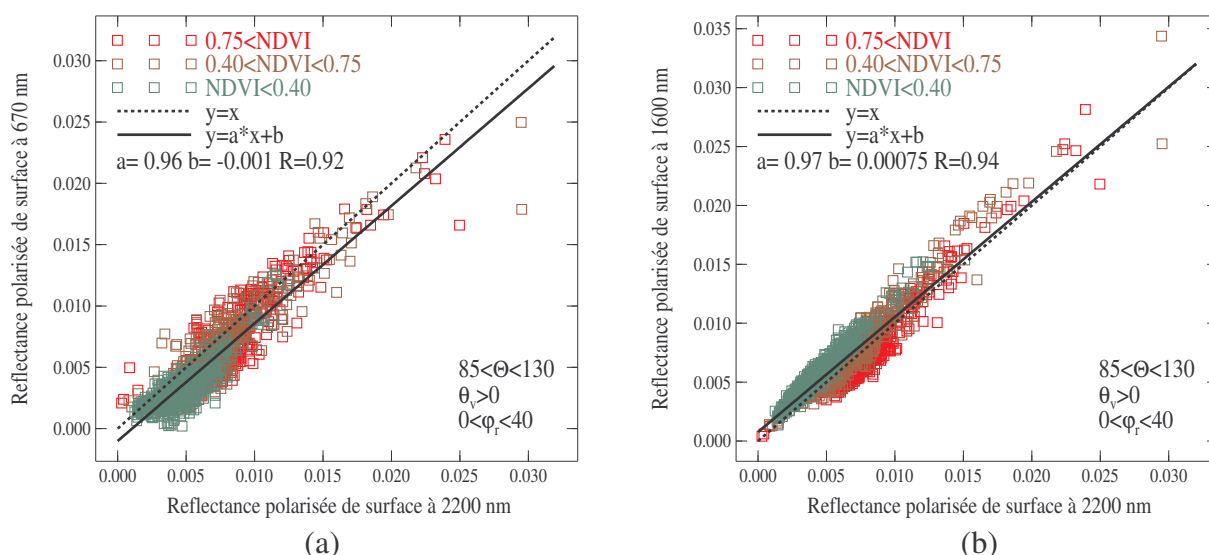


Figure V-7 : Réflectances polarisées de la surface à 670 nm (a) et 1600 nm (b) en fonction de celle à 2200 nm, obtenues en diffusion avant et au nadir ($\theta_v \geq 0^\circ$) et pour les trois types de surfaces survolées le 06/09/04.

Nous observons de très bonnes corrélations entre les réflectances polarisées de surface estimées à 670, 1600 nm et 2200 nm. Les coefficients de corrélation sont supérieurs à 0.93 et les effets spectraux moyens restent inférieurs à 6%. Ce résultat indique que la réponse spectrale de la surface, en diffusion avant, dépend peu du type de surface considéré. Nous constatons toutefois pour le couple 1600-2200nm, un effet spectral plus marqué dans chaque classe de surface. Pour les résultats présentés sur la figure V-7-b, en réalisant une régression linéaire pour chaque classe de surface, nous obtenons les valeurs de pente égales à 1.15, 1.12 et 1.17, respectivement par classe de NDVI croissants. Le coefficient de corrélation R et

l'ordonnée à l'origine b valent alors respectivement 0.96 , 0.96 , 0.98 et -1.8×10^{-3} , -2.7×10^{-4} , 5.9×10^{-4} . L'effet spectral moyen résultant reste cependant faible et estimé à 0.97 , pour R égal à 0.94 et b valant 7.5×10^{-4} . Les régressions linéaires révèlent cependant l'existence d'un biais négatif relativement important pour le couple 670-2200 nm. Comme nous l'avons rappelé en section 5.1.1.2, l'étalonnage de l'instrument ne peut être mis en cause pour expliquer l'importance d'un tel biais, en particulier à 670 nm. La contribution atmosphérique à 670 nm semble ici largement surestimée.

Le tableau V-2 présente les résultats des régressions obtenus en modifiant l'échelle de hauteur des aérosols (cf. section 5.1.1.3-a).

$\delta_{0.5\text{km}}/\delta_{\text{tot}}$	50% ($z_a=0.72\text{km}$)	30% ($z_a=1.5\text{km}$)	20% ($z_a=2.0\text{km}$)
670 vs 2200 nm			
Pente (a)	0.85	0.96	0.99
b	-1.25×10^{-3}	-1×10^{-3}	-0.95×10^{-3}
R	0.90	0.93	0.92
1600 vs 2200 nm			
Pente (a)	0.96	0.97	0.98
b	$+0.7 \times 10^{-3}$	$+0.75 \times 10^{-3}$	$+0.8 \times 10^{-3}$
R	0.94	0.94	0.94

Tableau V-2 : Résultats des régressions linéaires pour le 06/09/04 et pour des échelles de hauteur des aérosols de 0.72, 1.5 et 2.0 km.

Lorsque nous augmentons l'échelle de hauteur des aérosols, z_a , nous diminuons l'amplitude de la correction appliquée sur le rayonnement polarisé montant. Nous observons que lorsque nous augmentons ce paramètre ($z_a=2.0\text{km}$), nous réduisons sensiblement le biais observé pour le couple 670-2200 nm. Nous augmentons cependant légèrement le biais observé pour le couple 1600-2200 nm, mais cette augmentation est en accord avec notre hypothèse d'un biais instrumental systématique à 1600 nm. De plus, cette augmentation permet de réduire les effets spectraux observés (valeurs des pentes proches de 1.) et pour les deux couples de longueur d'onde. L'hypothèse d'une surestimation de la correction atmosphérique semble donc fondée. Nous constatons toutefois que le biais à 670 nm reste conséquent (-0.95×10^{-3}). Il est également possible que l'ensemble des particules soit situé sous l'avion. Dans ce cas, la correction atmosphérique est encore surestimée. En corrigeant uniquement la luminance polarisée montante des effets des molécules, nous réduisons le biais observé à 670 nm à -8×10^{-4} , résultat qui n'est pas encore satisfaisant. Le biais observé ici résulte cependant très certainement d'une estimation incorrecte des effets de l'atmosphère à 670 nm. Diverses sources d'incertitudes n'ont pas été considérées ici, (i) l'épaisseur optique totale peut varier

entre le début et la fin de l'axe (gradient en épaisseur optique), (ii) l'épaisseur optique peut également varier temporellement. Le premier point est fortement suggéré par les mesures photométriques (cf. figure V-3 et tableau V-1, mesures AERONET et MICROTOPS n° 4) et sera vérifié par la suite. Le second point est également très probable au regard des mesures effectuées sur le terrain (cf. tableau V-1, mesures 2 et 5). Ces incertitudes sont notamment plus susceptibles d'affecter la réflectance polarisée de surface estimée à 670 nm que celle à 1600 et 2200 nm. Nous utiliserons donc les observations du 31/08/05 pour quantifier les effets spectraux observés par gamme d'angle de diffusion, ce vol ayant spécialement été effectué dans ce but.

Pour les résultats obtenus en diffusion arrière, nous conserverons la correction effectuée avec l'échelle de hauteur de 1.5 km. Pour les plus grands angles de diffusion ($>150^\circ$), l'impact de ce paramètre sur les réflectances de surface est négligeable ($\approx 1\%$ à 670 nm). Nous présentons sur la figure V-8, les réflectances polarisées de surfaces estimées à 670 et 1600 nm en fonction de celles estimées à 2200 nm et pour des visées effectuées en diffusion arrière le 06/09/04.

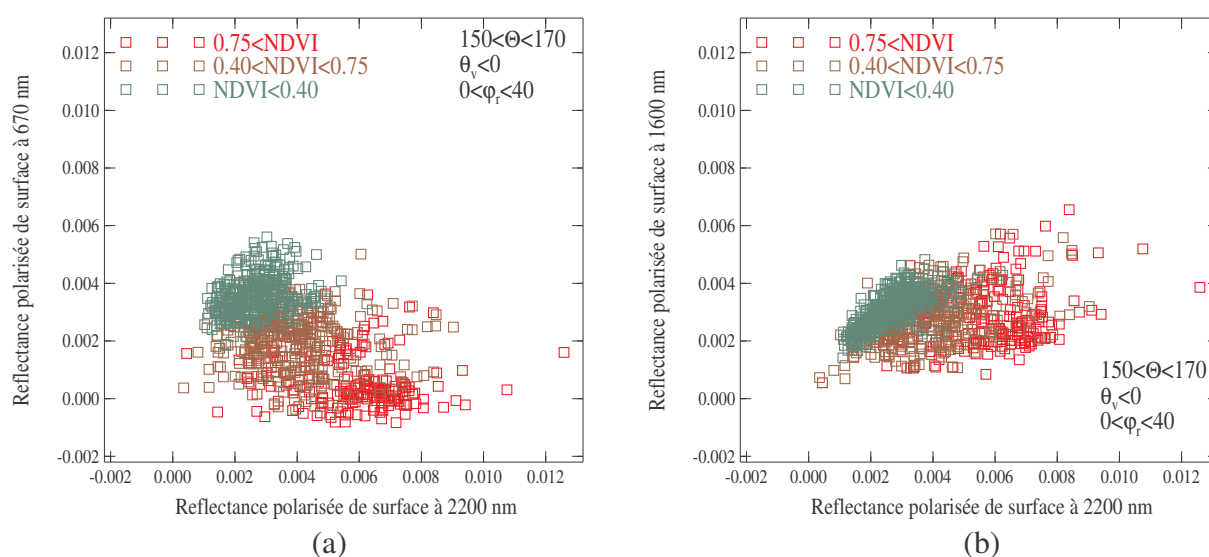


Figure V-8 : Réflectances polarisées de la surface à 670 nm (a) et 1600 nm (b) en fonction de celle à 2200 nm, obtenues en diffusion arrière ($\theta_v < 0^\circ$) et pour les trois types de surfaces survolés le 06/09/04.

Nous allons tout d'abord décrire les résultats obtenus pour le couple de longueurs d'onde 670-2200 nm (cf. figure V-8-a). Les niveaux de polarisation observés sont nettement plus faibles que ceux observés en diffusion avant (cf. figure V-7). Cette variation est attribuable à

la gamme d'angles de diffusion considérée ici ($150 < \Theta < 170^\circ$). Pour les visées effectuées en diffusion avant, nous avons constaté que la polarisation des surfaces de NDVI faible (< 0.4), est forte et sensiblement du même ordre pour ces deux longueurs d'onde (cf. figure V-7-a). L'angle de diffusion augmentant, la polarisation à 670 nm, pour cette classe de surface, est ici très faible et comprise entre -0.001 et 0.003. A l'inverse, à 2200 nm la polarisation demeure relativement forte pour cette classe de surface, celle-ci étant comprise en moyenne entre 0.001 et 0.009. Ce comportement est également observé, dans une moindre mesure, pour la classe de surface de NDVI compris entre 0.40 et 0.75. Pour les surfaces de NDVI supérieur à 0.75 (surfaces végétales sombres), les niveaux de polarisation observés à 670 et 2200 nm sont comparables. Concernant les observations à 1600 nm et 2200 nm, nous notons un comportement sensiblement identique pour chaque classe de surface. Nous remarquons toutefois quelques différences mineures pour ce domaine spectral (1600-2200 nm). Nous constatons que la réflectance polarisée à 1600 nm, à l'inverse de celle mesurée à 670 nm, reste ici positive (cf. figure V-8-b). Les corrélations observées entre les réflectances à 1600 nm et à 2200 nm, en particulier pour les surfaces forestières ($\text{NDVI} > 0.75$), semblent mieux se prolonger ici pour des plus grands angles de diffusion que pour le couple 670, 2200 nm. Ces observations montrent que les réflectances polarisées à 670, 1600 et 2200 nm présentent une variabilité importante avec le type de surface considéré, pour les visées en diffusion arrière.

Pour la journée du 31/08/05, nous avons négligé les effets de la couche atmosphérique comprise entre la surface et l'avion. Les mesures sont donc uniquement corrigées de la transmission atmosphérique descendante (cf. équation V-3). L'épaisseur optique totale est stable durant le vol et estimée à 0.08 ± 0.01 . L'incertitude sur la correction est donc ici estimée en réalisant des calculs supplémentaires pour des épaisseurs totales égales à $\delta^{\text{mes}} \pm 0.01$. Nous résumons dans le tableau V-3, le résultat des régressions linéaires obtenues pour l'ensemble des visées effectuées en diffusion avant et au nadir, le 31/08/05, ainsi que les résultats de l'étude de sensibilité.

Résultats/corrections	$\delta^{\text{mes}} - 0.01$	δ^{mes}	$\delta^{\text{mes}} + 0.01$
670 vs 2200 nm			
Pente (a)	1.12	1.13	1.14
b	-0.99×10^{-4}	$-1. \times 10^{-4}$	-1.1×10^{-4}
R	0.95	0.95	0.95
1600 vs 2200 nm			
Pente (a)	1.08	1.09	1.08
b	1.40×10^{-3}	1.39×10^{-3}	1.40×10^{-3}
R	0.98	0.97	0.98

Tableau V-3 : Résultats des régressions linéaires et de l'étude de sensibilité pour l'ensemble des visées effectuées en diffusion avant et au nadir, le 31/08/05.

Cette étude montre que l'incertitude associée à l'épaisseur optique sur la réflectance polarisée de surface est très faible à 670 nm et tout à fait négligeable à 1600 nm. Nous observons l'existence d'un biais conséquent et positif à 1600 nm comme attendu. L'ordonnée à l'origine pour le couple 670-2200 nm reste relativement faible ce qui suggère une bonne prise en compte des effets de l'atmosphère à 670 nm. Nous constatons cependant des effets spectraux sensiblement plus forts que ceux observés le 06/09/04 et de l'ordre de 10% en moyenne ($1.08 < a < 1.13$). Nous supposons que ces effets peuvent résulter d'un problème d'étalonnage énergétique de l'instrument à 2200 nm ($\pm 10\%$). En appliquant un facteur correctif de 1.1 aux réflectances polarisées à 2200 nm, nous obtenons pour les couples 670-2200 nm et 1600-2200 nm, des valeurs de pentes respectivement égale à 1.02 et 0.99. Les variations observées sur les coefficients de corrélation et sur les ordonnées à l'origine sont négligeables. Pour cet exemple, l'hypothèse d'un étalonnage imprécis à 2200 nm semble donc fondée. Pour cette journée d'étude, les incertitudes associées à la correction atmosphérique sont faibles, aussi allons nous utiliser ces mesures pour quantifier la réponse spectrale de la surface par gamme d'angle de diffusion. Nous discuterons la précision des résultats obtenus en considérant uniquement une éventuelle imprécision de l'étalonnage à 2200 nm.

- Présentation par classe de géométrie

Nous avons distingué sur les figures V-9 et V-10, les réflectances polarisées de surface à 670 nm et 1600 nm, en fonction de la même quantité obtenue à 2200 nm pour chaque géométrie d'observation. Les figures présentées permettent d'observer le comportement spectral et angulaire de la réflectance polarisée de chaque classe de surface. Les colonnes de gauche et de droite correspondent respectivement aux canaux à 670 et 1600 nm. Nous présentons sur la figure V-9, les résultats obtenus pour les visées vers la diffusion avant (angles de visée positifs). Les couples de figures a-b, c-d, e-f et g-h correspondent aux angles

de visées de $+45^\circ$, $+30^\circ$, $+15^\circ$ et $+2.5^\circ$. Nous présentons sur la figure V-10, les visées en « diffusion arrière » (angles de visée négatifs). Les couples de figures a-b, c-d, e-f correspondent respectivement aux angles de visée de -15° , -30° et -45° . Les résultats V-9 et V-10 sont ainsi classés selon les angles de diffusions croissants. Les mesures présentées ont été acquises entre 8:45 et 10:00 UT, pour un angle solaire moyen de $50^\circ (\pm 5^\circ)$. Le premier axe de mesures (visées à $+45^\circ$ et au nadir) a été acquis près du plan principal ($\varphi_r \approx -10^\circ$). Le dernier axe (visées au nadir et à -45°), pour un azimut relatif de $+30^\circ$. Nous avons reporté sur la plupart des figures, les résultats des régressions linéaires. L'incertitude associée à l'étalonnage à 2200 nm sera discutée plus loin. Pour les observations correspondant aux angles de visée positifs (figure V-9), il a été nécessaire d'adapter l'échelle des figures pour chaque géométrie d'observation. Nous remarquons que la réflectance polarisée diminue rapidement avec l'angle de diffusion croissant. Par exemple, les signaux mesurés pour un angle de diffusion de 125° (figure V-9-g) sont en moyenne trois fois plus faibles qu'à 80° (cf. figure V-9-a). La forte variabilité de la réflectance polarisée est principalement attribuable aux géométries considérées ici ($85^\circ < \Theta < 125^\circ$) et à la variabilité des surfaces rencontrées. Pour les visées en diffusion arrière, (figure V-10), les réflectances sont beaucoup plus faibles et peuvent également être négatives.

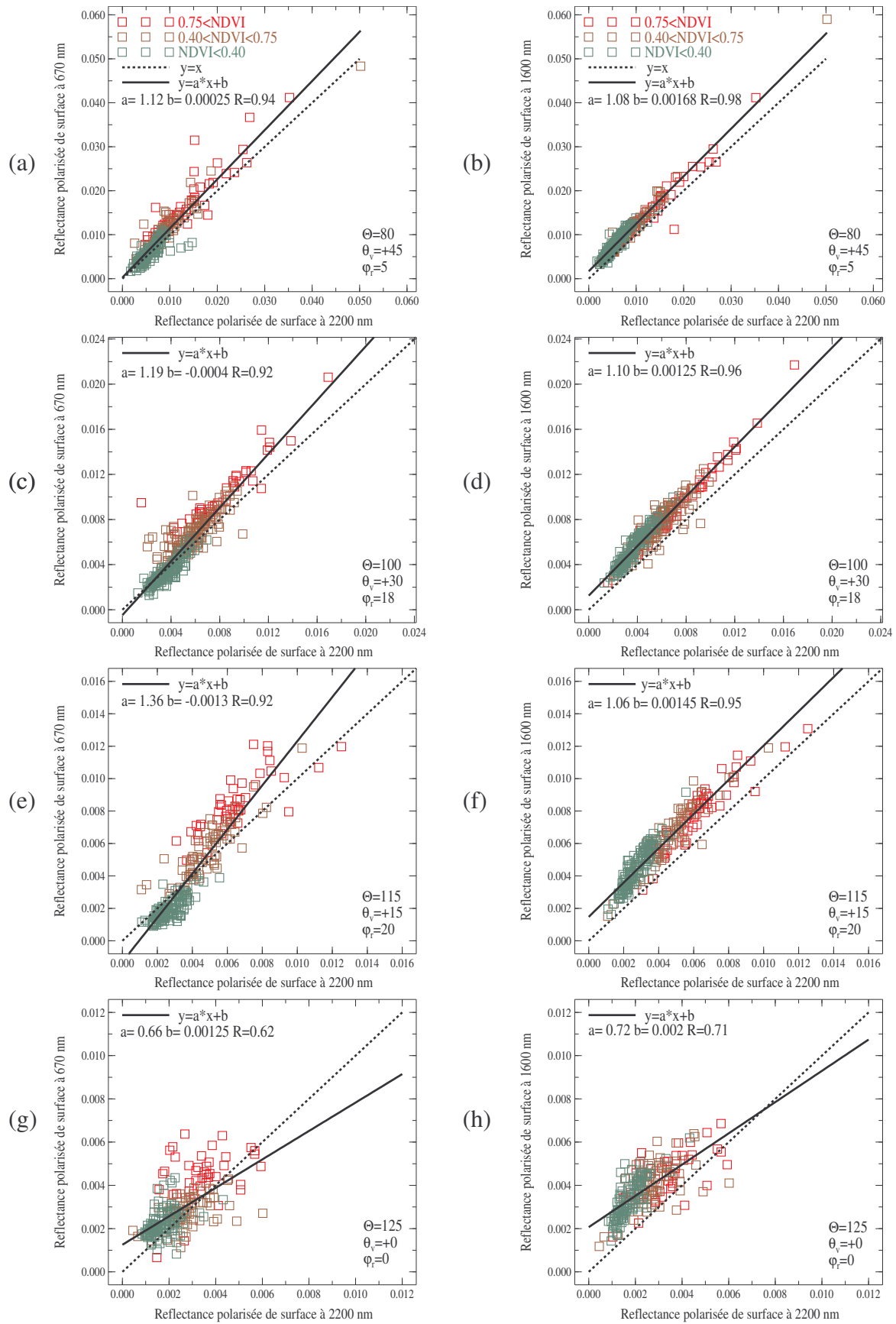


Figure V-9 : Réflectance polarisée de la surface estimée à 670 et 1600 nm, en fonction de la même quantité obtenue à 2200 nm et pour visées effectuées en diffusion ($\theta_v > 0^\circ$), le 31/08/05.

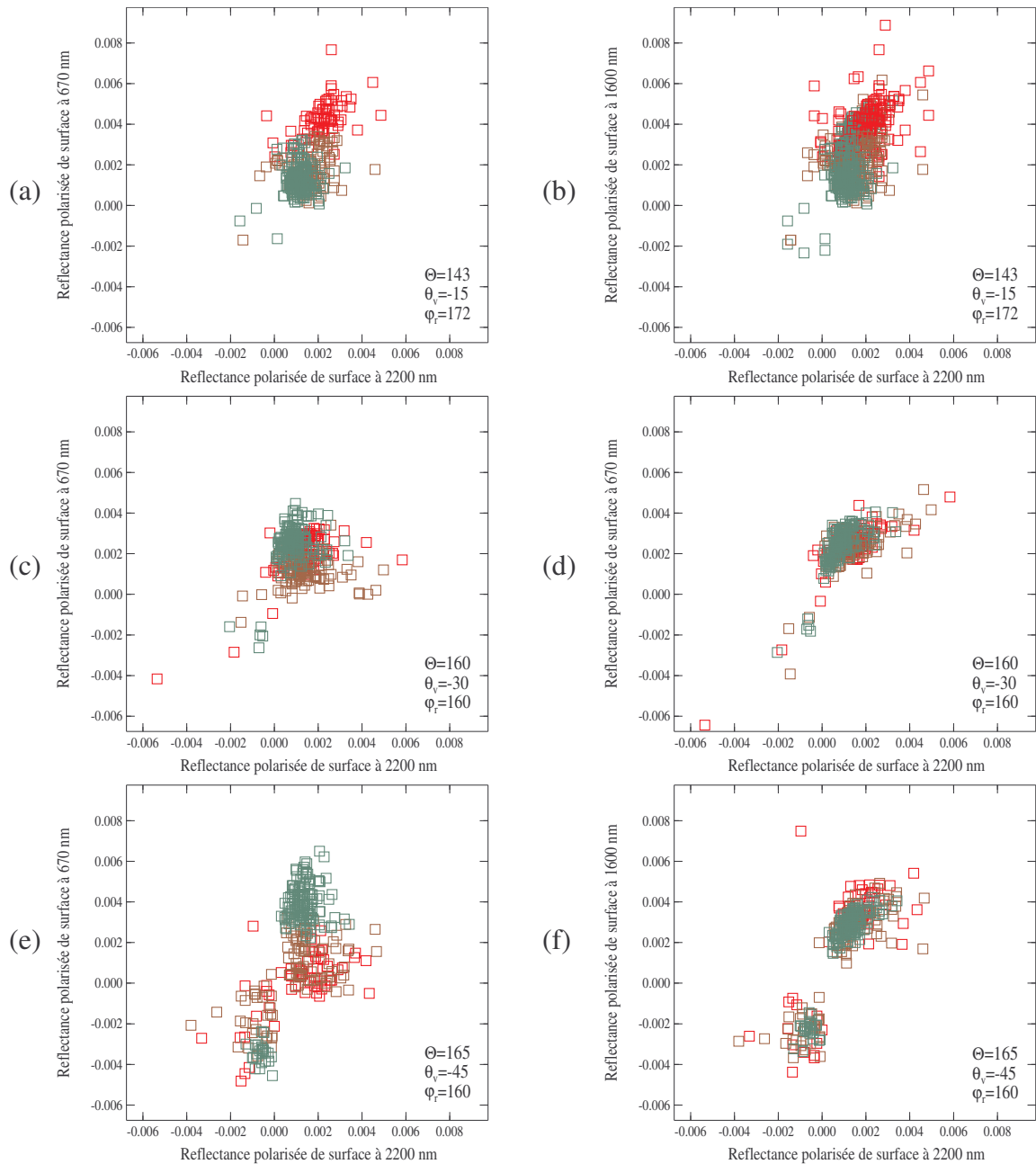


Figure V-10 : Réflectance polarisée de surface estimée à 670 et 1600 nm, en fonction de la même quantité obtenue à 2200 nm pour des visées effectuées en diffusion arrière ($\theta_v < 0^\circ$), le 31/08/05.

- $\Theta < 125^\circ$.

Dans cette partie, nous décrivons les résultats obtenus pour les angles de diffusion compris entre 85° et 125° (figure V-9-a à figure V-9-h). Nous avons résumé dans le tableau V-4, les résultats des régressions obtenus pour ces cas.

Θ (°)	85	100	120	125
θ_v (°)	+45	+30	+15	$\approx 0^\circ$
670 / 2200 nm				
Pente (a)	1.12	1.19	1.36	0.66
B	0.25×10^{-3}	0.40×10^{-3}	-0.13×10^{-3}	0.12×10^{-3}
R	0.94	0.92	0.92	0.62
1600 / 2200 nm				
Pente (a)	1.08	1.10	1.06	0.72
B	1.70×10^{-3}	1.25×10^{-3}	$+1.45 \times 10^{-3}$	2.00×10^{-3}
R	0.98	0.96	0.92	0.71

Tableau V-4 : Résultats des régressions pour des angles de diffusion compris entre 85° et 125°.

Les résultats présentés sur les figures V-9-a et V-9-b ont été obtenues pour une direction proche de la direction spéculaire ($\Theta \approx 80^\circ$). La réflexion spéculaire est le processus physique principalement responsable de la polarisation de surface. C'est un mécanisme spectralement neutre (cf. chapitre 2). L'effet spectral moyen pour le couple 670-2200 nm est estimé à 1.12. L'effet spectral moyen entre 1600 et 2200 nm (figure V-9-b), est légèrement plus faible et estimé à 1.08. Les coefficients de corrélation sont excellents (0.94 et 0.98). Les observations présentées sur les figures V-9-c à V-10-f ont été acquises dans des géométries d'observation s'écartant progressivement de la direction spéculaire.

Pour les angles de visée positifs ($\theta_v \geq 15^\circ$, cf. tableau V-4), nous observons encore de très bonnes corrélations entre 670 et 2200 nm. Les effets spectraux moyens entre 670 et 2200 nm sont alors compris entre 1.12 et 1.36. Pour le couple, 1600 et 2200 nm, l'effet spectral moyen est plus faible et varie entre 1.06 et 1.10, les corrélations entre ces réflectances sont également excellentes. Nous constatons également que les pentes sont systématiquement supérieures à 1. En appliquant un facteur de correction de l'étalonnage à 2200 nm de 1.1, nous obtenons pour le couple 670-2200 nm des valeurs de pente égales à 1.00, 1.08, 1.23 respectivement pour les angles de diffusion valant 80, 100, 120°. Pour le couple 1600-2200 nm, nous obtenons des valeurs correspondantes de 0.96, 1.00 et 0.96. Cette correction permet d'améliorer sensiblement les résultats obtenus, mais ne permet pas d'expliquer cependant l'effet spectral observé pour la visée à +15° ($\approx 20\%$). Pour la visée au nadir (cf. figures V-9-g et V-9-h), nous observons une dispersion importante et il n'est plus possible de modéliser correctement l'effet spectral résultant avec une régression linéaire. D'une manière plus générale, nous constatons que les corrélations se détériorent avec les angles diffusion croissants. Cette chute des corrélations s'accompagne également d'une augmentation significative de l'effet spectral moyen observé. Nous constatons également un biais positif important à 1600 et 2200 nm. Pour les visées où nous observons de bonnes corrélations (visées à +45, +30 et +15°), le biais

est estimé entre 1.25×10^{-3} et 1.70×10^{-3} , ce qui indique une faible dépendance avec l'angle de visée.

- $\Theta > 143^\circ$

Analysons maintenant les résultats obtenus pour des angles de diffusion supérieurs à 143° (figure V-10-a à figure V-10-f). D'une manière générale, nous constatons une dispersion importante des réflectances mesurées. Le comportement de la réflectance polarisée ne peut clairement pas être modélisé ici à l'aide d'une régression linéaire. Nous retrouvons le comportement observé le 06/09/04 par classe de surface (cf. figure V-8-a). Les niveaux de polarisation à 670 nm, associés aux surfaces de NDVI inférieurs à 0.4, diminuent avec les angles de diffusion croissants. Ce comportement est nettement visible sur les figures V-10-a, V-10-c et V-10-e. Pour la visée à 143° (figure V-10-a), les niveaux de polarisation à 670 nm et pour des NDVI inférieurs à 0.40 sont compris entre 0.002 et 0.006. Pour la visée à 160° , les niveaux de polarisation sont alors compris entre -0.004 et +0.002. À l'inverse à 2200 nm, pour cette même classe de surface, les niveaux de polarisation observés demeurent assez stables sur cette gamme d'angles de diffusion et sont compris entre -0.002 et 0.004 (cf. figures V-10 a, c et e). Pour les surfaces végétales sombres, les niveaux de polarisation restent assez stables quelles que soient la géométrie et la longueur d'onde considérée.

Les observations présentées sur les figures V-10-e et V-10-f correspondent à un angle de diffusion de 165° . Cette géométrie d'observation est la plus proche de la direction anti-spéculaire ($\Theta = 180^\circ$). La contribution de la réflexion spéculaire à la réflectance polarisée de surface est alors minimisée. Dans ce cas, les processus physiques qui commandent la polarisation de surface correspondent aux mécanismes d'ordre plus élevé décrits dans le chapitre 2. Ces mécanismes sont notamment responsables de la branche négative de la polarisation de surface et ne sont pas, a priori, indépendants de la longueur d'onde. La réflectance polarisée observée est alors faible, présente une forte dispersion et peut prendre des valeurs négatives.

5.1.1.3-d Conclusions.

L'ensemble de ces résultats confirme que la réflexion spéculaire est le mécanisme principalement responsable de la polarisation générée par les surfaces. Lorsque la contribution de la réflexion spéculaire est prédominante, nous constatons que la polarisation est maximale.

Nous relevons alors de fortes corrélations entre les réflectances polarisées estimées dans les domaines spectraux du visible et du moyen-infrarouge, et pour une large famille de surfaces. Pour ce cas d'étude, ces corrélations sont principalement observées pour des visées en diffusion avant qui correspondent ici à des angles de diffusion compris entre 80° et 120° pour le 06/09/04, et entre 85° et 130° pour le 31/08/05. Sur cette gamme angulaire, l'effet spectral moyen est négligeable compte tenu des imprécisions liées à l'étalonnage de l'instrument. Nous observons toutefois des effets plus importants, de l'ordre de 20%, en traitant séparément les visées.

Pour les observations acquises en diffusion arrière, la polarisation de la surface est faible et nous n'observons plus de corrélations. Pour les visées proches de la direction anti-spéculaire ($\Theta > 160^\circ$), nous avons mis en évidence des effets spectraux importants en fonction du type de surfaces. Le facteur déterminant pour caractériser le domaine de validité de la neutralité spectrale semble donc être la géométrie d'observation.

Sur ces observations, nous n'avons pas pu étudier l'effet de l'angle solaire azimutal sur la réflectance polarisée de surface (l'angle solaire pour ces deux cas est sensiblement identique). Différentes études ont souligné l'impact de ce paramètre sur les niveaux de polarisation des surfaces [Nadal, 1999 ; Elias et al., 2005]. Ce point précis sera discuté en section 5.1.1.6. Cette étude a également mis en évidence un biais dans la mesure polarisée à 1600 nm. Ce biais est approximativement constant et observé ici pour des mesures effectuées à très basses altitudes. Nous allons maintenant nous attacher à quantifier le comportement spectral de la surface pour l'ensemble des canaux de l'instrument à l'aide de mesures acquises à plus haute altitude et pour des conditions atmosphériques très claires.

5.1.1.4 Observations en diffusion avant

Le vol du 18/02/03 a été effectué à proximité de Lille. Le plan de vol est constitué d'un unique axe orienté Nord-Sud effectué entre 12:00 et 13:00 UT (cf. figure III-12, le photomètre du laboratoire constituant le point central de l'axe de vol). L'angle solaire moyen est de 65° . Pour ce vol, nous disposons de deux géométries d'observation, correspondant à une visée au nadir et de $+45^\circ$ (les angles de diffusion correspondants sont respectivement de 120° et de 70°). Nous avons reporté dans le tableau V-5, les épaisseurs optiques moyennes mesurées par le photomètre de Lille durant le vol, ainsi que les écart-types associés.

Longueur d'onde (nm)	440	675	870	1020
$\delta^{\text{mes}}(\lambda)$	0.13 ± 0.01	0.060 ± 0.005	0.040 ± 0.003	0.035 ± 0.002

Tableau V-5 : Epaisseurs optiques moyennes mesurées à Lille durant le vol du 18/02/03 et écart-types associés.

Les épaisseurs optiques mesurées sont particulièrement faibles pour ce vol. La couverture nuageuse a été contrôlée à l'aide des observations satellite de l'instrument MODIS. Le vol a été réalisé à une altitude de 3.5 km et nous supposons donc que les aérosols sont localisés sous l'avion. Pour estimer l'incertitude associée aux corrections effectuées, nous considérerons uniquement l'incertitude sur l'épaisseur optique totale (0.04 ± 0.01). L'incertitude sur la réflectance polarisée de surface est donc obtenue en effectuant des calculs pour des épaisseurs optiques égales à 0.03 et 0.05 (à 865 nm).

Nous présentons sur la figure V-11, un exemple de réflectances polarisées non moyennées mesurées durant ce vol, pour la visée à $+45^\circ$ (a), ainsi que la réflectance polarisée de surface corrigée des effets de l'atmosphère (b).

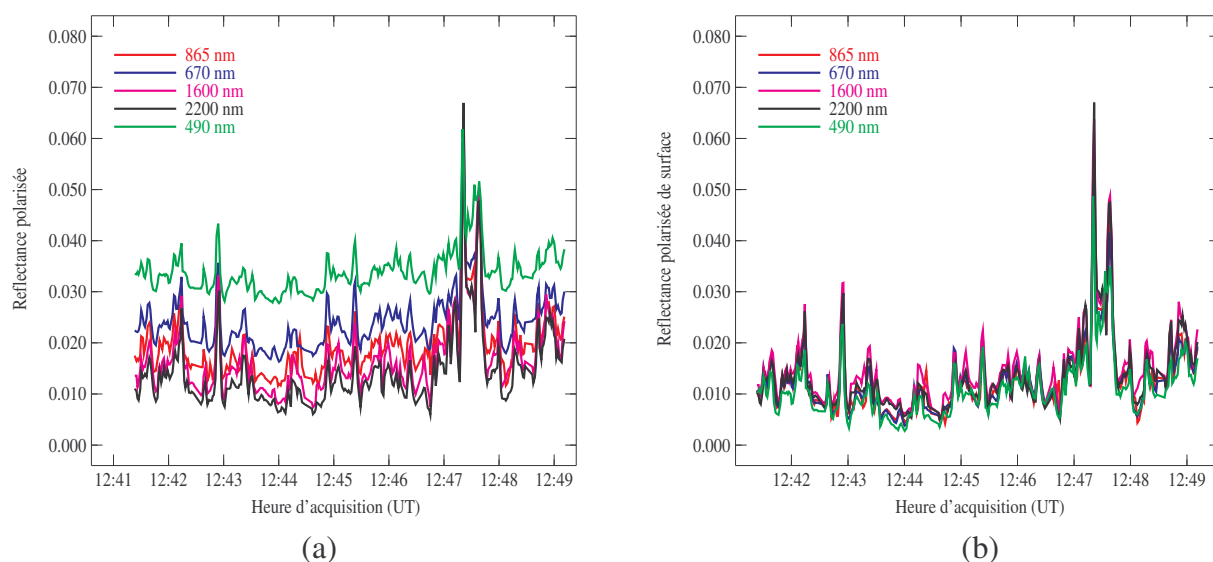


Figure V-11 : Réflectance polarisée mesurée (a) et réflectance polarisée de surface corrigée des effets de l'atmosphère (b). Les mesures ont été effectuées dans le plan principal et pour un angle de diffusion de 70° .

Les pics de polarisation observés sur les figures V-11-a et V-11-b (à 12:43 UT, entre 12:47 et 12:48 UT ...), sont dus aux survols ponctuels de surfaces urbaines. L'indice NDVI (non présenté) diminue sensiblement lors du survol de ce type de surface. Ce comportement

est similaire à celui observé sur les mesures du vol du 06/09/04 (cf. figure V-4). Nous remarquons de très fortes corrélations entre les réflectances polarisées spectrales. La gamme de valeurs de NDVI est beaucoup moins large que pour le vol du 06/09/04 car les surfaces sont principalement du type rural (cf. section 5.1.1.3-b). Les valeurs de NDVI comprises entre 0.15 et 0.45 correspondent à 80% des observations. Nous considérerons donc une unique classe de surface pour ce vol. Nous constatons de plus que pour ce type de surface, nous avons observé des valeurs de NDVI comprises en moyenne entre 0.40 et 0.75, pour le vol du 06/09/04 (cf. figure V-6-a). L'indice NDVI est sensible à l'état de croissance des végétaux et peut donc présenter une variabilité importante en fonction de la période de l'année. De plus, les mesures du 06/09/04 et du 18/02/03 ont été acquises pour des altitudes différentes ce qui peut également expliquer les écarts observés.

Après correction des effets de l'atmosphère, nous observons un faible effet spectral de la surface (figure V-11-b). Nous allons tout d'abord nous attacher à caractériser cet effet dans le visible (490, 670 nm) et le proche-infrarouge (865 nm)

La figure V-12-a, représente la réflectance polarisée mesurée à 670 nm en fonction de la réflectance polarisée mesurée à 865 nm, pour la visée effectuée à $+45^\circ$. La figure V-12-b, présente les mêmes quantités obtenues pour la visée au nadir.

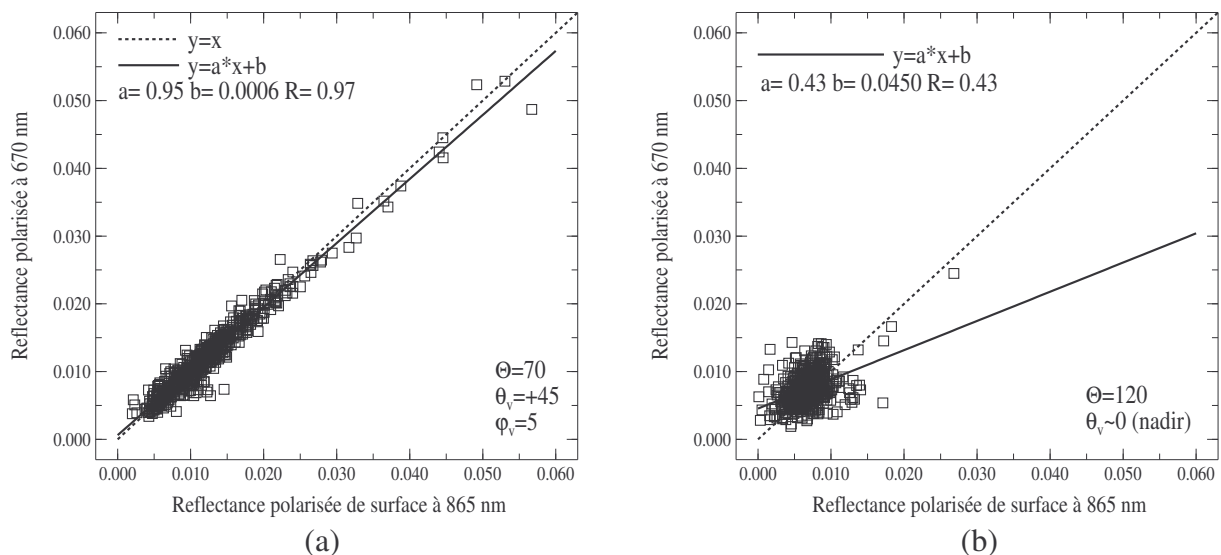


Figure V-12 : Réflectance polarisée de surface à 670 nm en fonction de la même quantité obtenue à 865 nm pour deux géométries d'observation.

Pour la géométrie d'observation proche de la direction spéculaire (figure V-12-a), l'effet spectral moyen est faible (estimé à 0.95). et il y a une excellente corrélation entre les

réflectances à 670 nm et 865 nm (coefficient de corrélation $R=0.97$). Au nadir, nous constatons une forte dispersion des points autour de la bissectrice et la corrélation n'existe plus. Ces résultats confirment les observations précédentes indiquant une augmentation du bruit de mesures avec l'angle de diffusion. Les différences moyennes absolues entre les réflectances à 670 et 865 nm sont estimées, pour les visées au nadir et à $+45^\circ$, respectivement à 0.07×10^{-2} et -0.0067×10^{-2} . Au nadir, les écarts varient entre -0.004 et +0.004. Pour la visée à $+45^\circ$, ils sont compris entre -0.002 et +0.002. Nous rappelons que les écarts observés par POLDER, sur ce même domaine spectral sont, en moyenne, compris entre 0.075×10^{-2} et 0.26×10^{-2} . Au bruit de mesure près, la neutralité spectrale de la surface est ici vérifiée sur le domaine spectral étendu du visible au proche-infrarouge.

Nous présentons maintenant les résultats obtenus sur le spectre complet (490-2200 nm en portant sur les figures V-13-a, V-13-b, V-13-c et V-13-d, les réflectances polarisées à 490, 670, 865, 1600 nm en fonction de celle mesurée à 2200 nm, et pour la visée à $+45^\circ$. Les figures V-13-e, V-13-f, V-13-g et V-13-h présentent les mêmes quantités pour la visée au nadir. Nous résumons, dans le tableau V-6, les caractéristiques des régressions obtenues pour chaque visée et celles obtenues en mélangeant les deux géométries d'observation ; on donne également le résultat de l'étude de sensibilité sur l'épaisseur optique (calculs effectuées pour des épaisseurs optiques de 0.03 et 0.05).

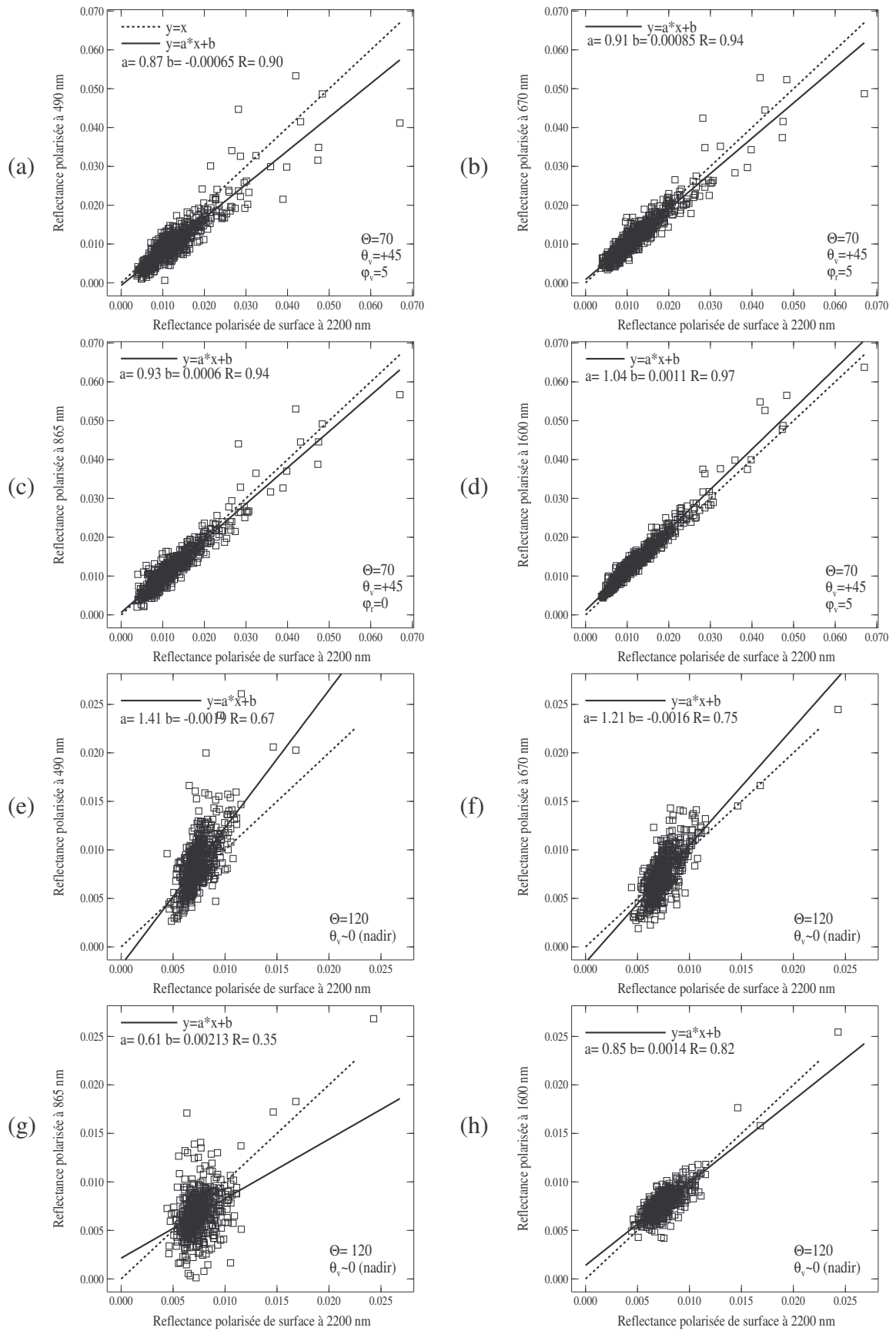


Figure V-13 : Réflectance polarisée mesurée à 490, 670, 865 et 1600 nm en fonction de la réflectance polarisée acquise à 2200 nm et pour deux géométries d'observation distinctes.

Longueur d'onde (nm)		490 vs 2200	670 vs 2200	865 vs 2200	1600 vs 2200
$\theta_v = +45^\circ, \Theta = 70^\circ$					
$\delta^{\text{mes}}_{-0.01}$	Pente (a)	0.82	0.87	0.91	1.022
	b	0.60×10^{-3}	2.65×10^{-3}	1.95×10^{-3}	1.60×10^{-3}
	R	0.90	0.87	0.95	0.98
δ^{mes}	Pente (a)	0.87	0.91	0.93	1.04
	b	-0.65×10^{-3}	0.85×10^{-3}	0.60×10^{-3}	1.10×10^{-3}
	R	0.90	0.94	0.94	0.97
$\delta^{\text{mes}}_{+0.01}$	Pente (a)	0.86	0.90	0.93	1.02
	b	-1.45×10^{-3}	-0.3×10^{-3}	-0.45×10^{-3}	1.00×10^{-3}
	R	0.90	0.94	0.94	0.98
Visée au nadir, $\Theta = 120^\circ$					
$\delta^{\text{mes}}_{-0.01}$	Pente (a)	1.34	1.20	0.75	0.85
	b	-1.45×10^{-3}	-1.25×10^{-3}	1.45×10^{-3}	1.50×10^{-3}
	R	0.70	0.75	0.46	0.82
δ^{mes}	Pente (a)	1.41	1.21	0.61	0.85
	b	-1.90×10^{-3}	-1.60×10^{-3}	2.15×10^{-3}	1.40×10^{-3}
	R	0.67	0.75	0.35	0.82
$\delta^{\text{mes}}_{+0.01}$	Pente (a)	1.41	1.23	0.75	0.85
	b	-1.60×10^{-3}	-1.90×10^{-3}	0.85×10^{-3}	1.30×10^{-3}
	R	0.70	0.75	0.46	0.82
Mélange des géométries d'observation.					
$\delta^{\text{mes}}_{-0.01}$	Pente (a)	0.75	0.94	0.98	1.08
	b	2.15×10^{-3}	1.25×10^{-3}	4.15×10^{-3}	0.40×10^{-3}
	R	0.85	0.94	0.98	0.98
δ^{mes}	Pente (a)	0.74	0.91	0.95	1.08
	b	2.00×10^{-3}	0.75×10^{-3}	0.01×10^{-3}	0.40×10^{-3}
	R	0.83	0.93	0.92	0.98
$\delta^{\text{mes}}_{+0.01}$	Pente (a)	0.73	0.88	0.93	1.06
	b	1.85×10^{-3}	0.25×10^{-3}	-0.41×10^{-3}	0.18×10^{-3}
	R	0.80	0.88	0.92	0.98

Tableau V-6 : Résultats des régressions linéaires (pente a, ordonnée à l'origine b et corrélation R) et impact de l'incertitude sur l'épaisseur optique (± 0.01) sur les régressions.

Pour la visée à $+45^\circ$ (figures V-13-a à figure V-13-d), nous observons de bonnes corrélations avec 2200 nm ($R > 0.90$). Les calculs réalisés pour une épaisseur optique égale à $\delta^{\text{mes}}_{+0.01}$ permettent de diminuer la valeur des biais observés sur les régressions pour les couples 670-2200, 865-2200 et 1600-2200 nm (cf. tableau V-6). Les effets spectraux observés n'excèdent pas alors 10%. Nous constatons néanmoins un effet sensiblement plus important, de l'ordre de $15 \pm 3 \%$, pour le couple 490-2200 nm. Au nadir (figures V-13-e à figure V-13-h), nous constatons une dispersion plus importante ($R < 0.82$). La meilleure corrélation est obtenue pour le couple 1600 et 2200 nm (figure V-13-h). Entre 865 et 2200 nm, la dispersion est maximale (figure V-13-g), à cause du bruit de mesure de la polarisation qui est important à 865 nm. Ce bruit provient de l'instrument, de la variabilité spatiale des surfaces rencontrées [Nadal, 1999] et du fort contraste des surfaces à 865 nm, ce qui explique que la dispersion soit

maximale à cette longueur d'onde. Nous notons, de plus, que les répartitions des points autour de la bissectrice à 670 et 490 nm (figures V-13-e et V-13-f), sont très similaires ce qui indique que les processus affectant la polarisation des surfaces à ces longueurs d'ondes sont très proches. L'effet spectral moyen entre 490 et 2200 nm, conséquent pour cette géométrie d'observation, est estimé à $37 \pm 4\%$. Pour les couples 670, 2200 nm et 1600, 2200 nm, les effets spectraux sont inférieurs à 20%. Les hypothèses avancées pour expliquer les écarts à 490 nm sont présentées dans la suite. Nous retrouvons un biais positif systématique à 1600 nm qui ne peut être expliqué ici par l'incertitude sur l'épaisseur optique. La dispersion étant minimale pour la visée à $+45^\circ$, nous pouvons supposer que cette géométrie d'observation est plus favorable pour quantifier le biais observé, qui est ici proche de 0.0011. Cette valeur est sensiblement plus faible que celle constatée sur les mesures acquises à 200 m d'altitude, pour une géométrie d'observation équivalente, le 31/08/05 (0.0017, cf. tableau V-4). En mélangeant les visées au nadir et à $+45^\circ$, la valeur de ce biais est alors réduite de moitié (cf. tableau V-6). En moyenne, l'anomalie observée à 1600 nm est donc sensiblement plus faible pour les mesures effectuées à haute altitude. En combinant les géométries d'observation (cf. tableau V-6), les effets spectraux observés entre 2200 nm et l'ensemble des bandes, excepté 490 nm, restent inférieurs à 10%. Pour le couple 490-2200 nm, nous constatons un écart à la neutralité spectrale d'environ 26%.

Nous représentons sur la figure V-14, l'histogramme des écarts entre les réflectances mesurées à 670, 865, 1600 nm et à 2200 nm, pour les visées à $+45^\circ$ et au nadir.

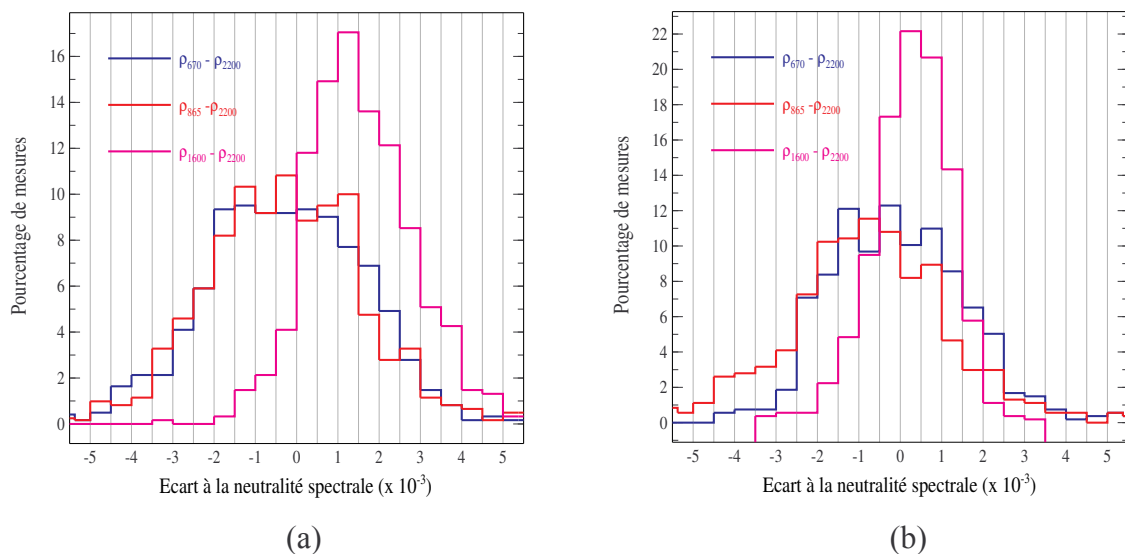


Figure V-14 : Histogrammes des écarts à la neutralité spectrale pour des mesures acquises dans le plan principal solaire et pour les visées à $+45^\circ$ (a) et au nadir (b).

Les histogrammes présentés sur les figures V-14-a et V-14-b, permettent de quantifier la distribution des écarts. Nous reportons dans le tableau V-7, la différence moyenne absolue entre les réflectances à 490, 670, 865 et 1600 nm et celle de 2200 nm. L'imprécision de la correction atmosphérique à 2200 nm est très faible, de l'ordre de grandeur du bruit radiométrique ($\approx 10^{-4}$), et peut être négligée. Les incertitudes sur les réflectances polarisées des canaux à 490, 670, 865 et 1600 nm sont donc directement répercutées sur les écarts présentés dans le tableau V-7.

Longueur d'onde (nm)	490	670	865	1600
Visée à $+45^\circ$, $\Theta=70^\circ$				
$\rho_\lambda - \rho_{2200}$	-2.4×10^{-3}	-0.3×10^{-3}	-0.25×10^{-3}	$+1.6 \times 10^{-3}$
$\Delta_{\rho_\lambda - \rho_{2200}}$	$\pm 0.7 \times 10^{-3}$	$\pm 1.5 \times 10^{-3}$	$\pm 1.3 \times 10^{-3}$	$\pm 0.5 \times 10^{-3}$
Visée au nadir, $\Theta=120^\circ$				
$\rho_\lambda - \rho_{2200}$	$+12 \times 10^{-4}$	-0.5×10^{-4}	-0.7×10^{-4}	$+3.0 \times 10^{-4}$
$\Delta_{\rho_\lambda - \rho_{2200}}$	$\pm 1 \times 10^{-4}$	$\pm 3 \times 10^{-4}$	$\pm 3 \times 10^{-4}$	$\pm 1.5 \times 10^{-4}$

Tableau V-7 : Moyenne de la différence absolue entre les réflectances mesurées à 490, 670, 865 et 1600 nm et celle mesurée à 2200 nm et incertitudes associées.

La différence absolue entre la réflectances à 670 et 2200 nm est inférieure à 0.3×10^{-3} . Pour la visée à $+45^\circ$, les écarts sont compris entre des valeurs de -2.10^{-3} et $+2.10^{-3}$ (70% des mesures). Pour la visée au nadir, la gamme de variation est plus étalée et comprise entre -2.5×10^{-3} et $+2.5 \times 10^{-3}$ (90% des mesures). Les résultats sont assez semblables si l'on compare 865 et 2200 nm, mais on note sur la figure V-14-a un biais systématique entre 1600 et 2200 nm. Dans ce dernier cas, les écarts observés varient entre 0. et $+3.0 \times 10^{-3}$ (80%), la différence moyenne entre 1600 et 2200 nm est de 1.6×10^{-3} . Au nadir, cette différence est sensiblement plus faible (3×10^{-4}) et les écarts sont alors majoritairement compris entre -1.0×10^{-3} et $+1.5 \times 10^{-3}$ (85%).

Les différences moyennes absolues entre 490 et 2200 nm sont conséquentes, en particulier pour la visée à 45° (cf. tableau V-7). Les écarts varient entre -5.0×10^{-3} et $+1.0 \times 10^{-3}$, pour la visée à $+45^\circ$ (80%) et sont compris entre de -2.0×10^{-3} et $+4 \times 10^{-3}$ au nadir.

L'étalonnage énergétique, en luminance, a été validé pour les canaux 490, 670 et 865 nm (étalonnage inter-bande, cf. section 3.5.1). A 2200 nm, l'incertitude de l'étalonnage est de 10%. En appliquant un coefficient correctif de 0.90 aux réflectances polarisées à 2200 nm,

nous obtenons une différence moyenne absolue de -1.1×10^{-3} pour la visée à $+45^\circ$, contre -2.4×10^{-3} sans correction. Une erreur sur l'étalonnage ne peut donc expliquer l'amplitude des écarts à 490 et 2200 nm. La correction atmosphérique effectuée à 490 nm est prépondérante et correspond à environ 70% du signal. A titre indicatif, la correction effectuée à 2200 nm correspond à environ 5% du signal mesuré. Nous savons que l'approximation de simple diffusion, utilisée ici, est bien moins justifiée à 490 nm (cf. section 5.1.1.1). L'hypothèse principale pour expliquer les écarts observés à 490 nm est donc une mauvaise correction des effets d'atmosphère.

A 1600 nm, nous observons également des écarts importants. A cette longueur d'onde, la précision de l'étalonnage est de 6%. En appliquant un facteur correctif de 0.94 sur la réflectance mesurée à 1600 nm, l'écart moyen absolu, pour la visée à $+45^\circ$, est alors estimé à $+7.5 \times 10^{-4}$, au lieu de 1.60×10^{-3} . En corrigeant de la même manière, les mesures effectuées au nadir, nous obtenons une différence moyenne absolue de -2×10^{-4} au lieu de 3×10^{-4} . L'hypothèse d'une surestimation du coefficient d'étalonnage à 1600 nm permettrait d'améliorer sensiblement les résultats et d'expliquer l'écart observé au nadir. Pour la visée à $+45^\circ$, compte tenu des incertitudes sur la correction atmosphérique ($\pm 0.5 \times 10^{-3}$, cf. tableau V-7), le biais observé ne peut cependant être expliqué. En définitive, les écarts à 1600 nm, ne peuvent être expliqués que par un problème d'ordre instrumental. Pour la visée à $+45^\circ$, l'instrument surestime (cf. figure V-11-b), en moyenne, d'un facteur 1.11 la mesure à 1600 nm. Nous verrons plus loin, que cela a un impact finalement réduit sur les restitutions des propriétés des aérosols.

Ainsi, en dépit d'un très probable problème instrumental, à 1600 nm, la variabilité de la réponse spectrale des surfaces du visible au moyen-infrarouge (670-2200 nm) reste du même ordre de grandeur que celle observé par POLDER (670-865 nm). Ces résultats montrent que dans le cas d'observation en diffusion avant et pour des visées comprises entre 0° et $+45^\circ$, la réflectance polarisée à 2200 nm constitue une excellente estimation de la réflectance polarisée de surface pour les longueurs d'onde comprises entre 670 et 2200 nm. Il devrait en être de même à 490 nm, les écarts observés résultants principalement de l'imprécision sur les corrections.

5.1.1.5 Observations en diffusion arrière

Comme nous l'avons souligné en section 5.1.1.2, le comportement spectral de la réflectance polarisée présente une variabilité plus forte pour les visées en diffusion arrière. Dans le cas des observations acquises à basse altitude, les 06/09/04 et 31/08/05, ce comportement devient problématique pour des angles de diffusion supérieurs à 150° . Nous présentons, dans cette section, des mesures acquises à 3.5 km et pour une visée effectuée à -30° , le 28/07/04. L'angle de diffusion correspondant est de 150° . La trajectographie de ce vol a été présentée en section 4.2.1.2, avec les observations photométriques. L'axe de mesure, présenté ici, a été effectué parallèlement aux côtes de la mer du Nord (cf. axes (e) et (f), figure IV-13-b). Les surfaces survolées sont principalement de type rural et les valeurs de NDVI comprises entre 0.3 et 0.9. Les observations photométriques ont été présentées en section 4.2.1.2. Pour corriger les effets de l'atmosphère, nous utilisons le modèle d'aérosol fourni par le photomètre automatique de Dunkerque et l'épaisseur optique totale mesurée par l'instrument MICROTOPS (cf. tableau IV-6, mesure 6). La précision sur les réflectances polarisées retrouvées sera évaluée à partir de l'incertitude $\Delta\delta=0.01$ sur δ . Nous présentons sur les figures V-15-a et V-15-b, les réflectances polarisées de surface mesurées respectivement à 670 et 1600 nm en fonction de la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm.

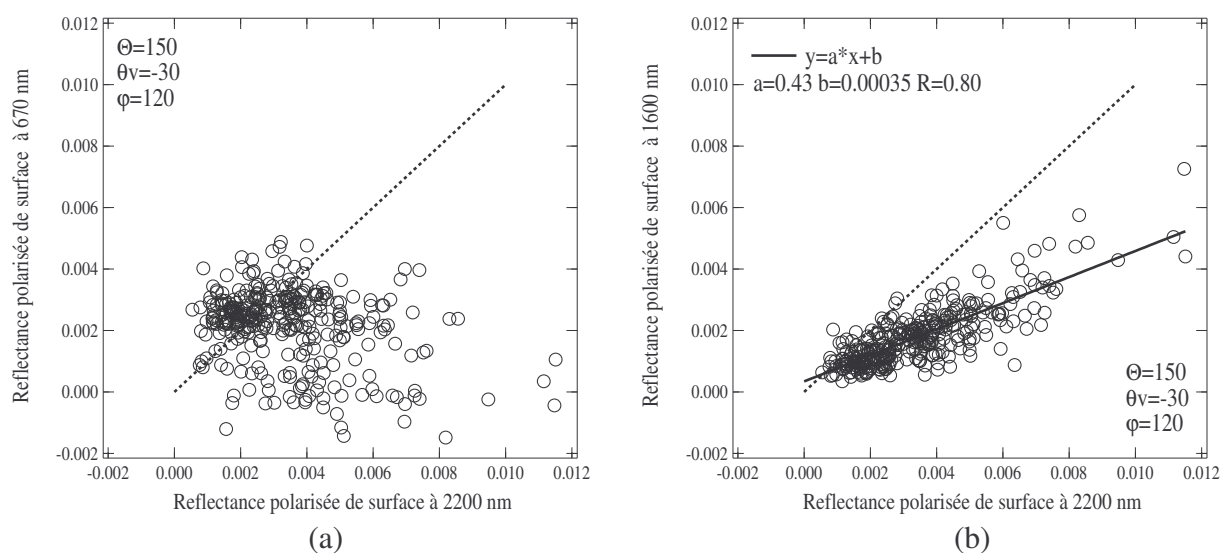


Figure V-15 : Réflectances polarisées de surfaces estimées à 670 et 1600 nm en fonction de la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm (a) et (b) et pour une visée à -30° .

L'angle solaire azimutal est de 40° et l'azimut relatif est de 120° . Comme nous l'avons souligné dans les sections précédentes, l'incertitude liée à l'épaisseur optique totale est

négligeable à 2200 nm. Nous évaluons les incertitudes relatives aux réflectances obtenues à 670 et 1600 nm respectivement à 7% et 4%. Pour le couple 670-2200 nm (cf. figure V-15-a), nous observons une dispersion importante des mesures. Sur la figure V-15-b, correspondant au couple 1600-2200, nous avons reporté les résultats d'une régression linéaire. Qualitativement, le comportement général de la réflectance polarisée de surface est assez comparable à celui observé en diffusion arrière, le 31/08/05, et pour la visée à -30° (cf. figure V-10-c). Les niveaux de polarisation mesurés à 2200 nm sont en moyenne plus importants que ceux mesurés à 670 et 1600 nm. Les forts niveaux de polarisation observés à 2200 nm correspondent notamment à des surfaces associées aux valeurs de NDVI faibles. Ces observations confirment également que les corrélations entre les réflectances polarisées à 1600 et 2200 nm se prolongent pour des angles de diffusion plus importants qu'entre 670 et 2200 nm. Le coefficient de corrélation à 1600 et 2200 nm est estimé à 0.80, la valeur de la pente et l'ordonnée à l'origine valent respectivement 0.42 ($\pm 1\%$) et 3.5×10^{-4} ($\pm 11\%$). Ces observations confirment donc que la réponse spectrale de la surface, pour les grands angles de diffusion ($\Theta > 150^\circ$), présente une variabilité importante sur le domaine spectral, du visible au moyen-infrarouge.

5.1.1.6 Bilan et conclusion.

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à la réponse spectrale des surfaces du visible au moyen-infrarouge. Cette étude s'inscrit dans la suite logique des travaux réalisés avec l'instrument POLDER, montrant la neutralité spectrale de la surface du visible au proche-infrarouge.

Notre étude s'appuie sur une approche aéroportée et sur un instrument prototype monodirectionnel. Comme nous l'avons rappelé, une analyse fine de la réponse spectrale des surfaces en polarisation nécessite, (i) une large gamme de géométries d'observation, (ii) une atmosphère très propre, et (iii) un instrument bien caractérisé. Des efforts conséquents ont été réalisés afin de compenser les limitations directionnelles de MICROPOL et également de minimiser les effets de l'atmosphère sur les mesures. Finalement, nous nous sommes appuyé essentiellement sur trois vols pour réaliser cette étude. Nous résumons dans le tableau V-8, les résultats des régressions linéaires obtenus en regroupant les visées en diffusion avant et au nadir, sur chaque vol. Nous rappelons également les conditions expérimentales rencontrées.

Dates	Conditions expérimentales	Résultats des régression linéaires	
		670 vs 2200 nm	1600 vs 2200 nm
18/02/03	Vol à 3.5km, $\delta^{670} < 0.05$, (conditions atmosphériques très claires), $\theta_s = 60^\circ$, $70^\circ < \Theta < 120^\circ$, $\varphi_r \approx 0^\circ$	$a = 0.91 \pm 0.03^*$ $b = 7.5 \times 10^{-4} \pm 5 \times 10^{-4}$ $R = 0.92 \pm 0.02$	$a = 1.08 \pm 0.02$ $b = 2.9 \times 10^{-4} \pm 1 \times 10^{-4}$ $R = 0.98$
06/09/04	Vol à basse altitude (500 mètres), $\delta^{670} > 0.10$, $\theta_s \approx 50^\circ$, $85^\circ < \Theta < 135^\circ$, $\varphi_r = 0 \pm 40^\circ$	$a = 0.92 \pm 0.07$ $b = -1 \times 10^{-3} \pm 1.5 \times 10^{-4}$ $R = 0.91 \pm 0.02$	$a = 0.97 \pm 0.01$ $b = 7.5 \times 10^{-4} \pm 0.5 \times 10^{-4}$ $R = 0.94$
31/08/05	Vol à très basse altitude (200 mètres), $\delta^{670} < 0.10$, $\theta_s \approx 50^\circ$, $80^\circ < \Theta < 125^\circ$, $\varphi_r = 0^\circ \pm 30^\circ$	$a = 1.13 \pm 0.01$ $b = -1 \times 10^{-4}$ $R = 0.95$	$a = 1.08$ $b = 1.4 \times 10^{-3}$ $R = 0.98$
Bilan des observations.	$70^\circ < \Theta < 135^\circ$ $\theta_v \geq 0^\circ$, $50^\circ < \theta_s < 60^\circ$ $\varphi_r = 0 \pm 40^\circ$	$a = 0.97$ $b = 2.5 \times 10^{-4}$ $R = 0.93$	$a = 1.03$ $b = +8.5 \times 10^{-4}$ $R = 0.97$

Tableau V-8 : récapitulatif des résultats obtenus sur les visées effectuées en diffusion avant et au nadir, pour les vols du 18/02/03, 06/09/04 et 31/08/05. (a) effet spectral moyen (valeur de la pente), (b) valeur de l'ordonnée à l'origine, (R) coefficient de corrélation. (*) incertitude liée à l'épaisseur optique mesurée.

Ce tableau montre que nous avons principalement caractérisé la réponse spectrale de la surface à l'aide de mesures effectuées à proximité du plan principal et pour des angles zénithaux solaires compris entre 50° et 60° .

Pour les géométries d'observation considérées ici, nous avons observé, en moyenne, des écarts entre les canaux de l'ordre de 10% et des coefficients de corrélation supérieurs à 0.90. Compte tenu du bruit de mesure et des incertitudes liées à l'étalonnage et aux corrections atmosphériques effectuées, nous ne pouvons affirmer qu'il existe un effet spectral réel des surfaces. Nous avons montré que l'origine des biais observés sur les régressions linéaires (cf. tableau V-8), n'est pas liée aux propriétés polarisantes des surfaces. Pour le couple 670, 2200 nm et pour la journée du 06/09/04, le biais négatif résulte d'une modélisation imprécise de l'effet de l'atmosphère à 670 nm. Pour le couple 1600, 2200 nm et pour les mesures effectuées à basse altitude, l'origine du biais est un problème instrumental à 1600 nm, similaire à celui à 865 nm, mais de moindre amplitude. L'analyse du mélange des géométries indique clairement la neutralité spectrale des surfaces du visible au moyen-infrarouge. A l'instar de POLDER, celle-ci est également observée au bruit de mesure près. La variabilité des écarts est estimée ici à $\pm 2.5 \times 10^{-3}$. Les écarts absolus moyens entre les réflectances polarisées des surfaces à 670 et 1600 nm et celle à 2200 nm restent inférieurs à 1.10^{-3} . En

moyenne, les effets spectraux observés sont du même ordre de grandeur que ceux observés par POLDER (670-865 nm).

En séparant les géométries d'observation, nous constatons de faibles effets spectraux pour les géométries d'observation proches de la direction spéculaire. Ce résultat confirme que la réflexion spéculaire est le mécanisme responsable de la neutralité spectrale des surfaces en polarisation. Ces observations impliquent également une faible dépendance spectrale de l'indice de réfraction de la surface du visible au moyen-infrarouge. Pour des visées effectuées en diffusion avant et au nadir, nous avons vérifié la neutralité spectrale de la surface pour les bandes 670, 865, 1600 et 2200 nm et dans le cas de conditions atmosphériques très claires. L'étude souligne également l'existence de faibles effets spectraux relatifs à chaque type de surface. Cependant, pour ces géométries d'observation, de tels effets demeurent faibles et la surface peut être considérée comme spectralement neutre quelque soit le type de couvert considéré (végétal ou urbain).

Pour les visées effectuées en diffusion arrière, nous n'observons plus de corrélation sur les mesures de MICROPOL. Lorsque que nous nous approchons de la rétrodiffusion, le mécanisme de la réflexion spéculaire n'est plus prédominant, et la surface n'est plus spectralement neutre. Sur nos mesures, nous constatons des effets spectraux importants pour des angles de diffusion supérieurs à 150° . Dans le cas de l'étude réalisée avec l'instrument RSP (plan principal, $\theta_s=20^\circ$), les auteurs indiquent également que la surface n'est plus spectralement neutre à proximité de la rétrodiffusion ($\Theta>160^\circ$), contrairement aux résultats en diffusion avant. Ces observations montrent donc également la neutralité spectrale des surfaces pour les visées en diffusion avant. De ce point de vue, les résultats des deux instruments sont tout à fait comparables. L'impact de l'angle solaire sur la réponse spectrale de surfaces n'a pu être étudié ici. Au vu des observations des deux instruments, il est probable que les fortes corrélations observées par MICROPOL, pour des angles de diffusion compris entre 85° et 135° et pour un angle solaire de 50° , puissent se prolonger pour une gamme d'angle de diffusion plus étendue, dans le cas de plus petits angles zénithaux solaires. Nous ne disposons cependant pas des mesures locales nécessaires pour vérifier cette hypothèse. Pour l'étude des aérosols au-dessus des terres, nous nous limiterons donc aux géométries d'observation effectuées en diffusion avant et pour des angles de diffusion peu élevés. La mesure à 2200 nm constitue alors une excellente estimation de la contribution polarisée de la surface pour l'ensemble des canaux de MICROPOL.

5.1.2 Comparaison modèle de surface - mesures à 2.2 en polarisation.

5.1.2.1 Rappel du modèle développé pour POLDER.

Le modèle de surface utilisé dans la chaîne de traitement opérationnel POLDER a été obtenu à partir de l'analyse des observations satellitaires de l'instrument POLDER 1. Les mesures effectuées pour des conditions atmosphériques claires ont permis, après correction des effets de l'atmosphère, de constituer une base de données unique de la réflectance polarisée bidirectionnelle de surface (BPDF). Les surfaces terrestres observées ont été réparties en 27 classes de surfaces à partir de la classification IGBP (International Geosphere-Biosphere Programme) et de l'indice NDVI [Nadal et Bréon, 1999]. Pour ce modèle, la réflexion spéculaire est toujours considérée comme l'unique mécanisme responsable de la polarisation de la surface. La fonction analytique utilisée pour modéliser les comportements observés dépend donc des coefficients polarisés de Fresnel, de la géométrie d'observation et de différents paramètres empiriques liés au type de surface considéré. La fonction analytique utilisée pour modéliser réflectance polarisée de surface, R_p , est la suivante,

$$R_p(\theta_s, \theta_v, \varphi_r) = \alpha \left[1 - \exp \left(-\beta \frac{F_p(\gamma)}{\mu_s + \mu_v} \right) \right] \quad (V-4)$$

R_p est la réflectance polarisée de surface. F_p correspond aux coefficients polarisés de Fresnel et γ est l'angle de phase (relié à l'angle de diffusion θ par $\gamma = \Pi - \theta$). μ_s et μ_v correspondent respectivement au cosinus des angles azimutaux solaires et de visée. α et β sont des coefficients empiriques.

Les paramètres α et β sont ajustés en fonction des mesures pour chacune des 27 classes de surfaces. Par exemple, le paramètre α est plus fort pour les surfaces de type désertique que pour les surfaces de type végétal. La polarisation générée par des sols nus (déserts) est systématiquement plus forte que celle mesurée dans le cas de couverts végétaux. Le paramètre α permet donc, en quelque sorte, d'ajuster le niveau de polarisation en fonction du type de

surface. Pour des classes de surfaces identiques, les coefficients empiriques sont ajustés en fonction de l'indice NDVI. Le paramètre α est notamment plus important pour les faibles valeurs de NDVI. Dans la pratique, les coefficients polarisés de Fresnel correspondant à des polarisations plus fortes sont tabulés pour un indice de réfraction de 1.5 en fonction de l'angle de phase. La valeur du coefficient polarisée de Fresnel est ensuite estimée par interpolation.

Le « géotype » définit le critère géographique de classification des surfaces. La surface terrestre est divisée en pixels de résolution $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$. A chaque pixel repéré par sa latitude et sa longitude correspond une valeur de géotype qui définit un premier groupe d'appartenance des surfaces. En fonction de la valeur de NDVI, nous déterminons la classe de surface et par suite les coefficients α et β correspondants. L'angle de diffusion et la connaissance des valeurs de longitude et de latitude suffisent pour calculer la réflectance polarisée de surface à l'aide de l'équation V-4. La plupart des vols réalisés avec MICROPOL a été effectué au-dessus de la France. Les surfaces correspondantes sont associées aux valeurs de géotype 14 et 12 qui sont respectivement identifiées comme des surfaces végétales de type naturel et cultivé. Le géotype 14 est associé aux surfaces survolées dans la région de Dunkerque et également de Strasbourg (campagne INTERREG). Le géotype 12 est associé aux surfaces rencontrées lors des vols effectués aux environs de Lille. Les observations présentées dans la suite sont donc nécessairement limitées à ces 2 géotypes.

5.1.2.2 Comparaison modèle-mesure directe.

Nous présentons sur les figures V-16-a à V-16-h, la réflectance polarisée estimée à l'aide du modèle de surface (traits gras) et la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm (traits fins) en fonction du temps d'acquisition. Les mesures présentées ont été acquises le 06/09/04 à basse altitude (0.5 km). Les figures a, b, c, d, e, f, g, h correspondent à des observations acquises pour des angles de diffusion croissants compris entre 85° et 170° . La géométrie d'observation (Θ , θ_v , ϕ_r) est donnée sur chaque graphe et les mesures présentées sont moyennées (cf section 3.5.3). Nous rappelons que pour la visée effectuée à -15° , (figure V-16-f), nous ne disposons que d'un demi axe de mesures. Pour la visée effectuée à $+15^\circ$ (figure V-16-c), l'axe de mesures est également sensiblement plus court. La valeur moyenne de la réflectance mesurée à 2200 nm et l'écart-type associé ont été calculés pour chaque géométrie d'observation. Nous présentons sur la figure V-16-i, la réflectance polarisée modélisée et la réflectance polarisée

moyenne mesurée à 2200 nm en fonction de l'angle de visée. La barre verticale correspond à la variabilité de la mesure (écart-type).

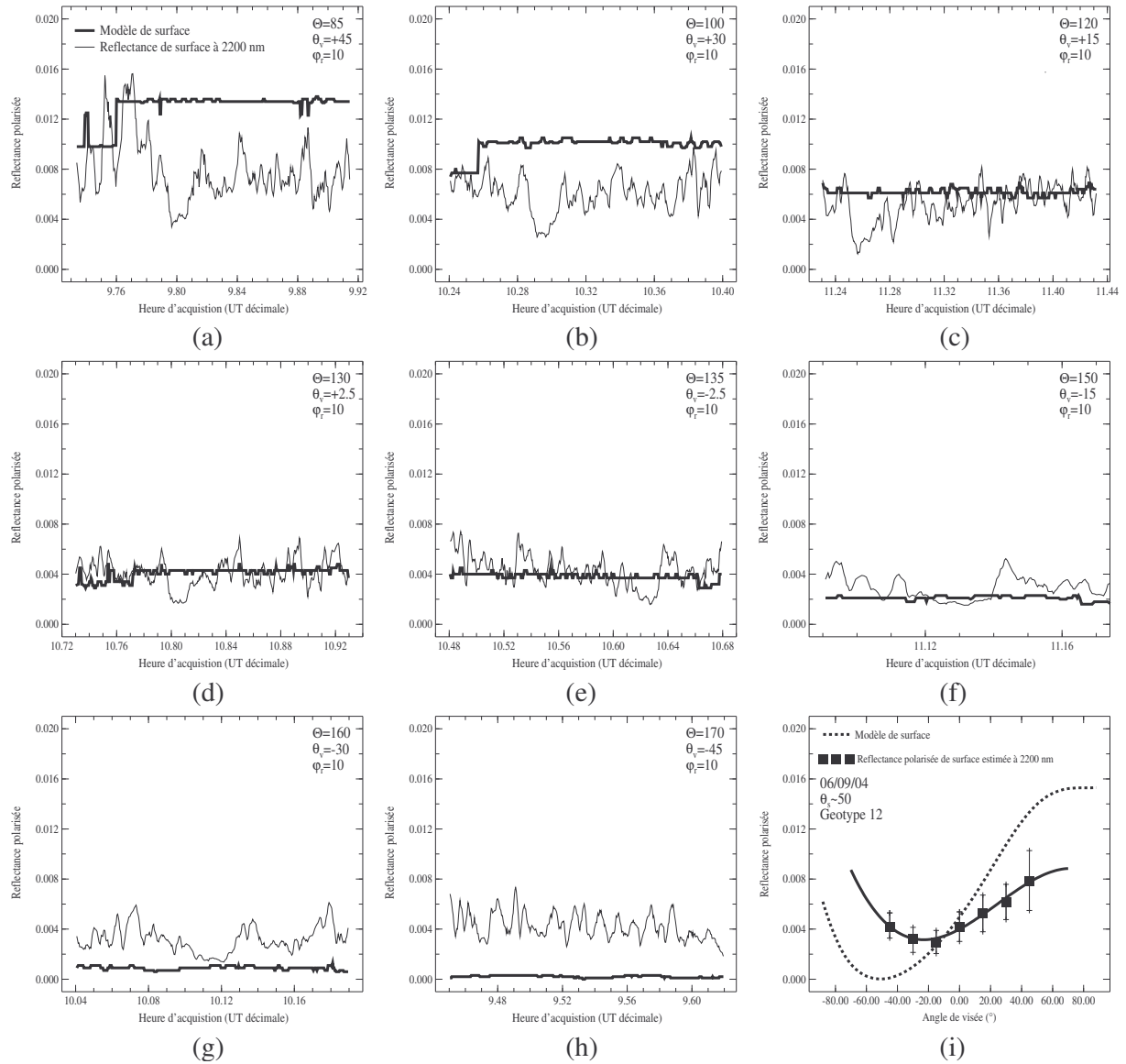


Figure V-16 : Réflectances polarisées estimées à l'aide du modèle de surface et réflectances polarisées de surface mesurées à 2200 nm, en fonction de l'heure d'acquisition (a) à (h). (i) Moyenne des réflectances polarisées de surfaces mesurées à 2200 nm et écart-type associé : ce résultat est comparé au modèle de surface utilisé par POLDER.

Sur la figure V-16-a, nous voyons de fortes fluctuations sur la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm. Les variations sont sensiblement identiques à celles observées sur les mesures acquises à 3.5 km d'altitude (cf. figure V-4). La géométrie d'observation pour ces deux axes de mesures est sensiblement identique. Nous retrouvons les surfaces précédemment identifiées en section 5.1.1.3-b. Nous distinguons notamment les surfaces de type urbain, associées à de forts niveaux de polarisation (repérée entre 9.75 et 9.78 UT) et les surfaces

forestières (9.80 à 9.81 TU), associées à des plus faibles niveaux de polarisation. La réflectance estimée à l'aide du modèle présente une variabilité spatiale beaucoup plus faible que la réflectance mesurée. Nous observons toutefois une forte augmentation à partir de 9.76 UT. Cette variation est due à une modification de la classe de surface considérée (changement du géotype). Cette modification entraîne une augmentation importante du niveau moyen de la polarisation (variation des coefficients α et β , cf équation V-4). Les fluctuations ponctuelles observées sur la réflectance modélisée (ex : 9:74 UT, entre 9:79 et 9:83 UT etc...), correspondent à des variations du NDVI. L'impact de ces variations sur le niveau de polarisation reste dans l'ensemble assez faible (modification plus faible des coefficients de α et β). Sur la figure V-16-a, la réflectance polarisée modélisée est nettement plus forte que celle mesurée à 2200 nm. La neutralité spectrale de la surface a été vérifiée sur ces mesures (cf. figure V-7-a et V-7-b). Pour cette géométrie d'observation ($\Theta=85^\circ$), le modèle de surface est donc mis en défaut. Pour les observations acquises pour des angles de diffusion de 100° et de 120° (figures V-16-b et V-16-c), nous pouvons effectuer les mêmes remarques. Le modèle surestime le niveau moyen de polarisation mesuré. Nous remarquons cependant que les écarts observés entre la mesure et le modèle diminuent avec les angles de diffusion croissants et jusqu'à une valeur limite de 135° . Pour les visées au nadir (figures V-16-d et V-16-e), le niveau de signal moyen restitué par le modèle est alors en très bon accord avec la mesure. Nous remarquons toutefois que le modèle ne parvient pas à restituer la réflectance mesurée au-dessus de la forêt. La zone forestière est repérée entre 10:80 et 10:81 UT sur la figure (d) et entre 10:62 et 10:63 UT sur la figure (e) (axe de retour). Pour les angles de diffusion supérieurs à 150° , nous observons une augmentation progressive de la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm. A l'inverse, la réflectance polarisée estimée à l'aide du modèle continue de décroître. Le modèle de surface a été obtenu à l'aide de mesures polarisées à 670 et 865 nm. Nous avons observé, en section 5.1.1.3-c, que la réflectance polarisée de surface mesurée à 2200 nm et pour les grands angles de diffusion ($>150^\circ$), était systématiquement supérieure à celle mesurée à 670 nm. Cette observation est donc cohérente avec nos précédents résultats et confirme l'absence de neutralité spectrale de la surface pour les géométries d'observation proches de la direction anti-spéculaire.

Sur la figure V-i-16, nous comparons les réflectances polarisées modélisée et mesurée à 2200 nm, en fonction de l'angle de visée. Pour le calcul de la polarisation avec le modèle, nous utilisons les coefficients α et β , associés au géotype 12 et à un NDVI de 0.4 (NDVI

moyen observé pour ce vol). Les calculs sont réalisés dans le plan principal solaire ($\phi_r=0^\circ$) et pour un angle solaire azimutal représentatif des observations ($\theta_s=50^\circ$).

La réflectance polarisée modélisée (courbe en pointillés) est maximale pour les grands angles de visée. Nous observons un palier de saturation pour les angles de visée supérieurs à 60° (la valeur de ce palier dépend principalement du paramètre α). La polarisation diminue ensuite avec les angles de visée décroissants, jusqu'à présenter un minimum pour la direction antispéculaire. La polarisation augmente alors progressivement pour les angles de visée croissants (en négatif) et au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la direction anti-spéculaire. Ce comportement est typique de la polarisation de surface déduite des mesures POLDER (thèse de F. Nadal, 1999). Nous remarquons toutefois que le modèle ne prévoit pas la possibilité d'une polarisation négative en rétrodiffusion.

Nous avons modélisé le comportement de la réflectance mesurée à 2200 nm, à l'aide d'une fonction polynomiale d'ordre 3 (figure V-16-i). Pour les angles de visée positifs, le comportement directionnel de la réflectance mesurée à 2200 nm est assez comparable à celui décrit par le modèle de surface, la réflectance mesurée diminuant avec les angles de visée décroissants. Cependant, les niveaux de polarisation observés sont très nettement inférieurs à ceux prédits par le modèle. Comme nous l'avons précédemment constaté, le modèle surestime beaucoup le niveau de polarisation pour les plus petits angles de diffusion ($<120^\circ$), correspondant ici aux angles de visée compris entre $+15^\circ$ et $+45^\circ$. Les écarts entre le modèle et la mesure effectuée à 2200 nm, sont alors conséquents et estimés à 5.10^{-3} , 3.10^{-3} , et 2.10^{-3} , respectivement pour les visées effectuées à $+15^\circ$, $+30^\circ$ et $+45^\circ$. Pour les visées au nadir et à -15° , le modèle restitue assez bien le niveau moyen de polarisation mesuré. Pour les grands angles de diffusion (visée effectuée à -30° et -45°), la neutralité spectrale de la surface n'étant plus observée, nous ne pouvons que constater une très forte divergence entre modèle établi dans le visible et mesure à 2200 nm.

Nous présentons sur la figure V-17 différents exemples de comparaison entre le modèle de surface et la mesure effectuée à 2200 nm. Ces observations proviennent de différents vols de la campagne régionale. La barre d'incertitude verticale correspond à la variabilité de la mesure effectuée à 2200 nm (écart-type). Les observations présentées sur ces cas correspondent à des visées principalement effectuées en diffusion avant ($\theta_v>0^\circ$) ou au nadir.

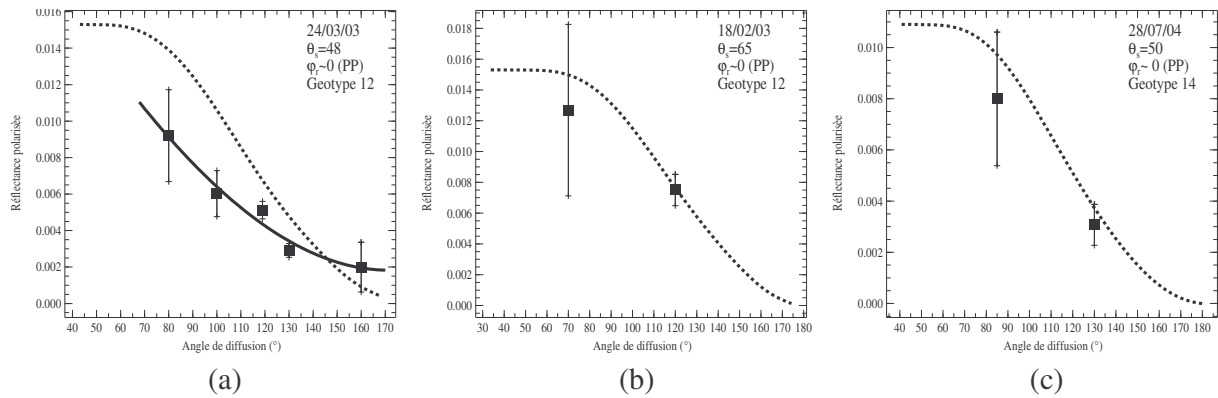


Figure V-17 : Comparaison de la réflectance obtenue à l'aide du modèle et de la réflectance mesurée à 2200 nm, en fonction de l'angle de diffusion et pour les cas d'étude du 24/03/03, 18/03/03 et du 28/07/04.

Les mesures présentées ici ont été acquises pour des angles solaires azimutaux variés ($42^\circ < \theta_s < 67^\circ$) et pour des surfaces associées aux géotypes 12 et 14. Les surfaces survolées durant ces trois vols correspondent essentiellement à des surfaces de type rural (cf section 5.1.1.3-b). Pour ce type de surface, la neutralité spectrale a été vérifiée à l'aide de mesures du 18/02/03 et pour des visées en diffusion avant et au nadir (cf. section 5.1.1.4).

Pour le cas du 24/03/03 (figure V-17-a), nous disposons de cinq géométries d'observations différentes (à $+45^\circ$, $+30^\circ$, $+15^\circ$, 0° et -45°) dans le plan principal. Le comportement directionnel de la réflectance mesurée est ici modélisé à l'aide d'une fonction polynomiale d'ordre 3. Pour la gamme d'angles de diffusion compris entre 80° et 140° , nous constatons que le modèle surestime très nettement la mesure. Les écarts observés entre les réflectances modélisées et mesurées diminuent avec les angles de diffusion croissants. La polarisation mesurée pour un angle de diffusion de 160° est également nettement plus forte que celle estimée par le modèle. Ces observations confirment en tout point celles du 06/09/04. Le 18/02/03, nous observons des écarts sensiblement moins importants entre mesure et modèle. Les surfaces survolées le 24/03/03 et 18/02/03 sont les mêmes (axe de vol identique), la principale différence entre ces deux journées étant l'angle azimutal solaire. Pour le 18/02/03, l'angle solaire vaut 65° , alors qu'il était de 42° pour le 24/03/03. Pour le 28/07/04, les écarts modèle-mesures sont également conséquents, mais cependant sensiblement moins importants que pour le 06/09/04 et le 24/03/03. Pour ces trois journées d'étude, l'angle solaire azimutal est en moyenne équivalent. La principale différence provient ici du géotype associé aux surfaces étudiées. Les quatre cas présentés dans ce chapitre résument les principales

différences observées entre mesures à 2200 nm et modèle. Ces écarts sont systématiquement moins importants pour les grands angles solaires azimutaux ($\theta_s > 60^\circ$, cas du 18/02/03 et du 13/02/03) et sont sensiblement plus faibles lors du survol de surface associée au géotype 14 plutôt que 12 (13/02/03, 19/03/03, 28/07/03 et 12/06/03). Cependant, pour les petits angles de diffusion, ils demeurent toujours conséquents pour l'ensemble des observations acquises avec l'instrument. De plus, lorsque le niveau moyen de polarisation est relativement bien estimé par le modèle, ce dernier ne peut prévoir les fluctuations de la polarisation liées à la variabilité des surfaces survolées. Cette variabilité est illustrée par les écart-types présentés sur la figure V-17 (barres d'erreur verticales). Les écart-types associés aux petits angles de diffusion sont très importants. Comme nous l'avons précédemment constaté, la polarisation est alors particulièrement sensible au type de surfaces survolées (cf. figure V-16-a). Lorsque l'angle de diffusion augmente, la variabilité des signaux observés diminue notablement. Cette tendance est très nettement visible sur les observations présentées en figure V-17. Pour les grands angles de diffusion, l'augmentation de l'écart-type observé correspond à l'augmentation du bruit sur la mesure polarisée.

En conclusion, le modèle surestime la polarisation mesurée pour les visées effectuées en diffusion avant. Les écarts augmentent avec les angles de diffusion décroissants. Pour cette gamme angulaire, l'effet spectral de la surface est faible : la mesure de la polarisation à 2200 nm offre donc un moyen précis pour accéder à la contribution de la surface. Pour les grands angles de diffusion ($\Theta > 160^\circ$), la polarisation de la surface n'est plus spectralement neutre et la mesure à 2200 nm ne peut plus être utilisée. Pour les géométries d'observation intermédiaires ($\theta_v < 0^\circ$, $\Theta < 160^\circ$), les écarts observés entre le modèle et la mesure sont relativement faibles. Nous devons toutefois rappeler que ces conclusions sont limitées à un nombre de classes de surfaces très limité (géotypes 12 et 14). Il semble également que la modélisation de la polarisation soit meilleure dans le cas des observations relatives au géotype 14. Des études de validation des paramètres aérosols restitués par POLDER montrent des différences significatives de la qualité des restitutions en fonction du géotype considéré. Dans la suite de cette étude, nous déterminerons l'impact d'une méconnaissance de la surface sur la restitution des paramètres des aérosols.

5.1.3 Analyse des relations entre luminances totale et polarisée.

5.1.3.1 Dépendance spectrale.

L'étude des propriétés radiatives des surfaces réalisées avec l'instrument RSP [Elias et al., 2005], a montré l'existence de relations entre les luminances totale et polarisée de surface, mesurées à 1590 et 2250 nm. Ces relations ont été observées pour des visées au nadir et au-dessus de surfaces de type végétal naturel et cultivé. L'axe, à basse altitude, du vol 06/09/04, est opportun pour l'étude de ces relations, dans le cas de surfaces plus variées (surfaces urbaine, forestière et rurale). Pour notre vol, la couche atmosphérique est très fine (500 m) et la diffusion de l'atmosphère est alors très faible à 1600 et 2200 nm. Pour une géométrie d'observation stable, les fluctuations observées sur les luminances mesurées résultent donc nécessairement de la variabilité des propriétés des surfaces rencontrées. Nous présentons sur la figure V-18, les réflectances totales mesurées pour une visée au nadir, le 06/09/04, en fonction des réflectances polarisées correspondantes et pour des mesures effectuées à 2200 et 1600 nm. Nous reportons également les mesures à 865 nm, ainsi qu'une modélisation de la composante spéculaire des surfaces en réflectance totale et polarisée.

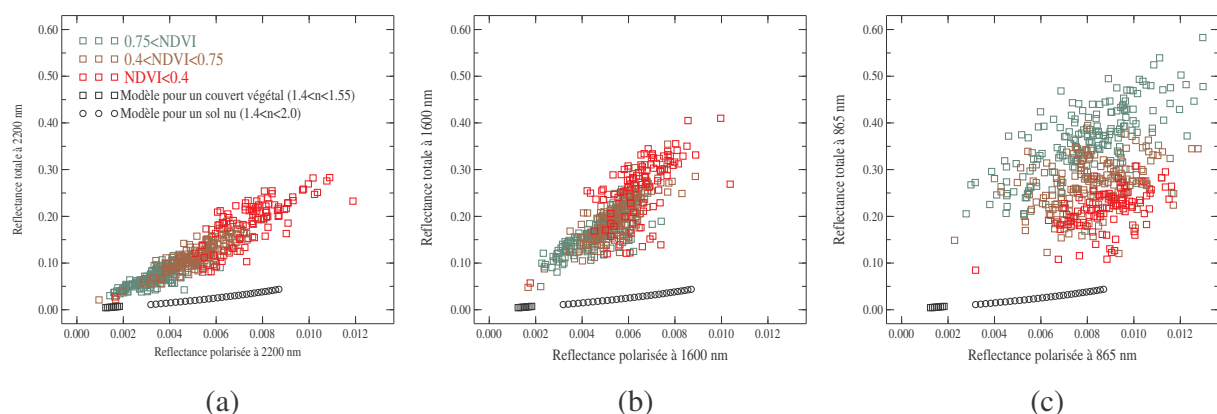


Figure V-18 : Réflectance totale en fonction de la réflectance polarisée, pour 2200 nm (a), 1600 nm (b) et 865 nm (c). Les mesures présentées sur ces figures ont été obtenues à basse altitude (0.5 km) et pour une géométrie d'observation fixe (nadir).

Les modélisations présentées sur ces figures seront discutées dans la suite. La classification des surfaces est celle présentée en section 5.1.1.3-b. La diversité des surfaces rencontrées, permet d'obtenir une gamme de variation très large sur les luminances mesurées.

Nous observons notamment un facteur 9 entre les luminances totales mesurées à 2200 nm pour les surfaces forestières ($0.75 < \text{NDVI} < 1$), et les surfaces urbaines, particulièrement réfléchissantes ($0. < \text{NDVI} < 0.45$). Pour les observations acquises à 2200 et 1600 nm, nous constatons effectivement l'existence de corrélation entre les luminances totales et polarisées mesurées (figure V-18-a et V-18-b). Ces corrélations apparaissent donc ici pour des surfaces naturelles, mais aussi urbaines. A 865 nm, nous ne constatons pas de relations entre les luminances totales et polarisées. De manière générale, nous constatons une diminution des corrélations observées avec les longueurs d'onde décroissantes. Dans le cas d'observations au nadir, un comportement similaire a été remarqué avec l'instrument RSP.

Nous avons rappelé dans le chapitre II, les différents mécanismes affectant la contribution des surfaces en luminance totale et polarisée (cf. équation II-41 et II-42). Nous avons séparé ces mécanismes en une composante spéculaire (1 seule interaction rayonnement/surface) et une composante diffuse (multiples interactions). L'approximation avancée pour modéliser la réflectance polarisée du sol est de considérer que celle-ci dépend uniquement de la réflexion spéculaire tandis que le rayonnement diffus (pénétration dans les diffusants sol, feuilles) ne polarise pas. Nous avons vérifié la validité de cette approximation en section 5.1.1.3-c et pour un vaste ensemble de géométries d'observation. Indirectement, la comparaison entre le modèle de surface, développé pour POLDER, et la mesure à 2200 nm valide également cette approche (cf. section 5.1.2.2). La réflectance totale ne peut être réduite à cette composante unique et résulte donc de la somme des contributions spéculaire et diffuse.

Nous avons modélisé sur la figure V-18, la composante spéculaire des réflectances totale et polarisée de surface. Nous avons utilisé les modèles développés en polarisation, respectivement pour les couverts végétaux et les sols nus (modèles de Rondeaux et Bréon, cf. équation II-43 et II-44). La composante spéculaire en réflectance totale est ici modélisée à l'aide des mêmes modèles, mais en remplaçant le coefficient polarisé de Fresnel, F_p , par le coefficient en luminance totale F (cf. équation II-19 et II-20). Les calculs sont réalisés dans la géométrie d'observation de l'instrument et pour une large gamme de valeurs d'indice de réfraction. Pour le modèle de surface végétal, nous avons considéré des indices de réfraction compris 1.40 et 1.55, en accord avec la variabilité de ce paramètre pour des couverts feuillus [Vanderbilt et al. 1985]. Pour le modèle de sol nu, nous avons effectué les calculs pour des indices de réfraction de 1.4 et 2.0. L'indice de réfraction des surfaces urbaines n'est pas quantifié dans la littérature. Nous introduisons un indice de réfraction de 2.0, suggéré par

Léon et al., 1999, afin de modéliser les forts niveaux de polarisation observés pour ce type de surface (cf. section 5.1.1.3-b).

Pour cette visée (nadir), nous estimons l'impact de la correction atmosphérique sur les luminances totale et polarisée à 1600 nm, à moins de 3%. A 2200 nm, les effets de l'atmosphère sont négligeables. Les réflectances mesurées à ces longueurs d'onde sont donc directement comparables aux réflectances modélisées. Nous constatons sur la figure V-18-a et V-18-b, que les modèles permettent de rendre compte, en moyenne, de l'amplitude de la variation observée en polarisation. Nous constatons cependant un désaccord important entre mesures et modèle pour les surfaces forestières ($NDVI > 0.75$). Les réflectances polarisées mesurées et modélisées, pour cette classe de surface, varient respectivement entre 0.001 et 0.006 et, entre 0.001 et 0.002. Le modèle ne permet pas de rendre compte de la dynamique mesurée. Celle-ci a également été observée pour des surfaces végétales dans l'étude réalisée avec l'instrument RSP (facteur 5). Les auteurs suggèrent que des effets d'ombre des feuilles affecteraient de manière identique, les réflectances totale et polarisée de surface, créant ainsi la gamme de variation observée. En réflectance totale, nous attribuons les forts écarts constatés entre mesures et modèle à la composante diffuse du rayonnement. A 2200 nm, la composante spéculaire correspond, en moyenne, à 20% de la réflectance totale mesurée (rapport moyen des réflectances totales modélisée et mesurée). A 1600 nm, la part moyenne du spéculaire est estimée à environ 10%.

Sur le domaine spectral du proche-infrarouge au moyen-infrarouge (865-2200 nm), la signature spectrale des surfaces terrestres est caractérisée par une diminution de la réflectance avec les longueurs d'onde croissantes (cf. figure II-5). Ce comportement traduit une diminution de la composante diffuse des surfaces dans le moyen-infrarouge (cf. section 2.3.2.2). Une diminution des interactions multiples entre la surface et le rayonnement incident ne peut vraisemblablement être expliquée que par une augmentation des propriétés absorbantes des surfaces à ces longueurs d'onde. Plus nous diminuons la composante diffuse, et plus la réflectance totale tend à devenir un phénomène de surface à l'instar de la réflectance polarisée. Cette analyse montre qu'il n'est donc pas surprenant d'observer l'existence de corrélations entre réflectances totale et polarisée dans le moyen-infrarouge et de constater leur augmentation lorsque la longueur d'onde croît. Nous supposons également que ces effets d'absorption résultent des propriétés absorbantes de l'eau sur ce domaine spectral. Les surfaces végétales (forêts, champs ...) sont plus susceptibles de retenir l'humidité que les

surfaces urbaines. Nous constatons que les réflectances totales associées aux surfaces forestières ($NDVI > 0.75$) sont maximales à 865 nm (cf. figure V-18-c), et minimale à 2200 nm (figure V-18-a). Cette observation est tout à fait en accord avec notre analyse, indiquant une forte décroissance de la contribution diffuse des surfaces naturelles dans le moyen-infrarouge. De même, les propriétés d'absorption des surfaces urbaines ($NDVI < 0.40$), doivent très probablement s'intensifier dans le moyen-infrarouge, puisque les corrélations se maintiennent pour ce type de sol. Nous n'observons pas clairement de diminution de la réflectance totale des surfaces urbaines, avec la longueur d'onde (figures V-18-c à V-18-a). Nous rappelons toutefois que les mesures présentées à 865 nm ne sont pas corrigées des effets de l'atmosphère et que notre analyse reste ici essentiellement qualitative. Pour valider cette hypothèse, il est nécessaire d'effectuer une étude des propriétés d'absorption des matériaux urbains (briques, béton ...). Ce dernier point ne sera donc pas abordé ici.

5.1.3.2 Dépendance directionnelle.

Nous avons également cherché à analyser l'impact de l'angle de visée azimutal sur les corrélations précédemment décrites. Nous présentons sur la figure V-19, les luminances totales mesurées à 2200 nm en fonction des luminances polarisées mesurées à 2200 nm, ceci pour différentes géométries d'observation acquises le 06/09/04. Les figures V-19-a à V-19-h, sont classées en fonction des angles de diffusion (décroissants). La figure V-19-a, correspond à la géométrie d'observation proche de la direction spéculaire (en haut à gauche) et la figure V-19-h correspond à la géométrie d'observation proche de la direction anti-spéculaire (en bas à droite). Nous avons reporté sur chaque figure, le résultat des régressions linéaires. Les valeurs des angles de visée et de diffusion sont également données. Pour la visée à -15° (cf. figure V-19-f), nous disposons de moins de mesures (demi-axe), consécutivement à une erreur de manipulation.

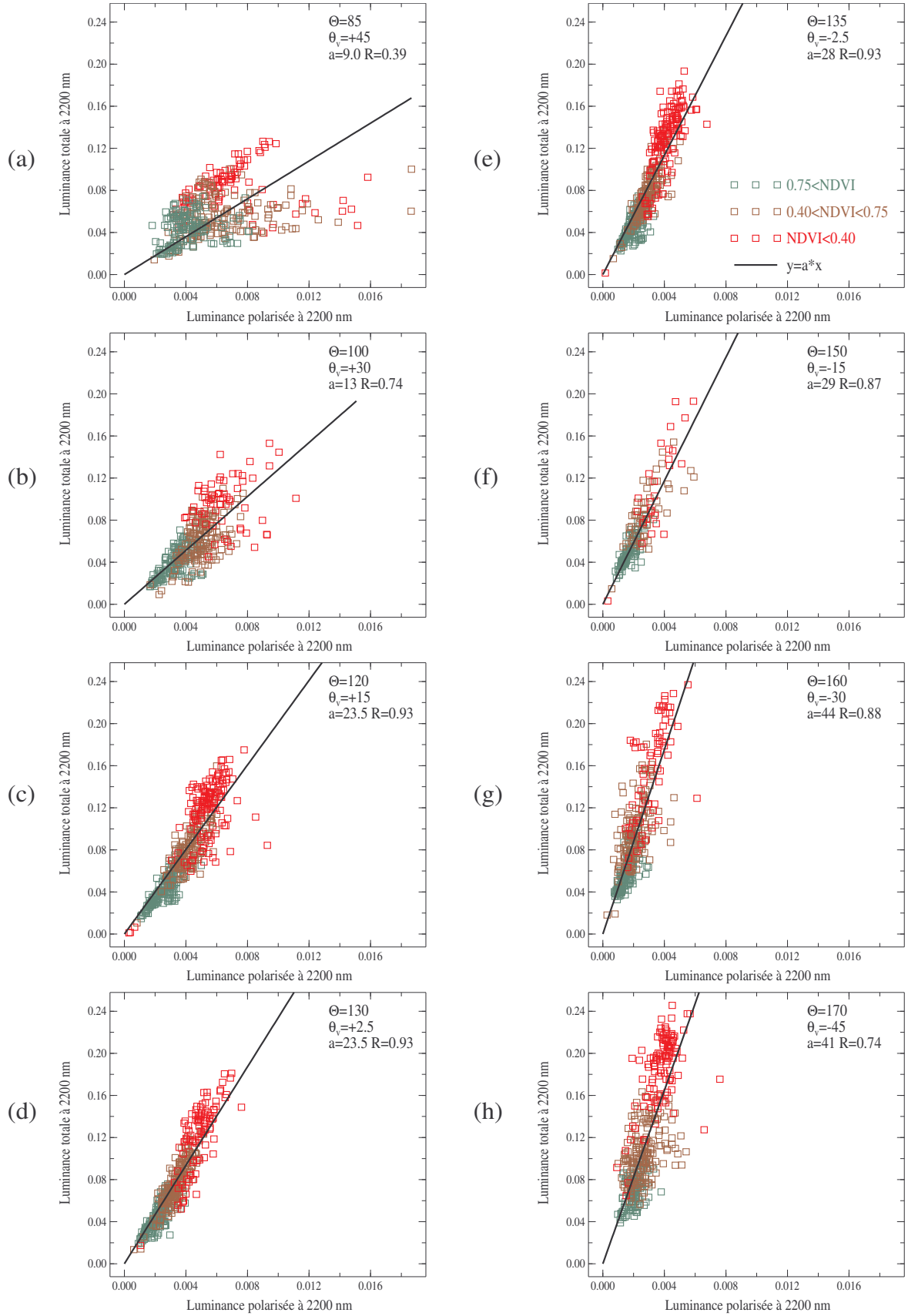


Figure V-19 : Luminance totale en fonction de la luminance polarisée à 2200 nm et pour des visées situées non loin du plan solaire principal ($\phi_r \approx \text{PP} \pm 40^\circ$ et $-45^\circ < \theta_v < +45^\circ$).

Le comportement directionnel de la réflectance totale, observé sur ces figures, est caractéristique des surfaces végétales. La réflectance totale présente un maximum dans la direction antispéculaire ($\theta_v = -\theta_s$), puis décroît lorsque nous nous écartons de cette direction [Schmidt and Karnieli, 2000; Verstraete et al., 1990; Elias et al., 2005]. La réflectance totale est ici effectivement maximale, pour la visée proche de la rétrodiffusion (figure V-19-h) et minimale pour la visée proche de la direction spéculaire (figure V-19-a). En polarisation, nous constatons une diminution des signaux avec les angles de diffusion croissants, comme attendue (cf. figures V-9 et V-10). Les comportements directionnels observés à 1600 et 865 nm sont identiques (non présenté). La pente de la droite de régression, représente le rapport moyen entre les luminances totales et polarisées. Par définition, cette valeur correspond à l'inverse du taux de polarisation (cf. équation III-8). La valeur des pentes est minimale pour la géométrie d'observation proche de la direction spéculaire (figure V-19-a). Cette valeur augmente ensuite progressivement lorsque l'on s'éloigne de cette géométrie. Ce comportement est conforme à la théorie, le phénomène de réflexion spéculaire générant un signal conséquent et très polarisé. Le taux de polarisation des surfaces est alors maximal pour la direction spéculaire. En rétrodiffusion, le processus de la réflexion spéculaire devient négligeable et le taux de polarisation minimal. Nous constatons de très bonnes corrélations ($R=0.93$), entre luminances totales et polarisées pour les visées au nadir (figures V-19-d et V-19-e). Pour la géométrie d'observation proche de la direction spéculaire (figure V-19-a), il n'y a pas de corrélation apparente entre les luminances totale et polarisée. L'absence manifeste de corrélation pour cette géométrie est assez surprenante. Dans l'étude réalisée avec l'instrument RSP, les auteurs présentent uniquement des visées au nadir. Nous ne pouvons donc pas bénéficier de la comparaison des deux instruments sur ce point. Nous avons cependant vérifié ce comportement sur les mesures de MICROPOL, effectuées à plus haute altitude (cas du 18/02/03, non présenté). A proximité de la direction anti-spéculaire, nous constatons toujours l'existence de corrélations, bien que sensiblement moins marquées ($R=0.74$, figure V-19-h). Pour la visée au nadir, nous avons constaté que le modèle « spéculaire », développé pour les couverts végétaux, ne permettait pas de rendre compte de la gamme de variation observée en polarisation (cf. figure V-18-a). Ces deux dernières observations suggèrent que le mécanisme de la réflexion spéculaire seul, ne peut permettre d'expliquer les corrélations observées. Les corrélations entre luminances totales et polarisées résultent donc de la combinaison de différents mécanismes dont la réflexion spéculaire. Nous retenons cependant que ces corrélations sont observées pour une gamme étendue de géométries d'observation.

5.1.3.3 Conclusion et intérêt de ces relations.

L'existence de corrélations entre les luminances totale et polarisée de surface à 1600 et 2200 nm suggère que des mécanismes communs affectent alors ces quantités. Nous soutenons que le phénomène principalement responsable de ces corrélations est une diminution de la composante diffuse des surfaces dans le moyen-infrarouge, due à une augmentation des propriétés absorbantes des sols. La réflectance totale des sols tendrait alors à devenir un phénomène de surface, à l'instar de la contribution polarisée des sols. Nous avons toutefois constaté que cette hypothèse ne permet pas d'expliquer l'ensemble des observations de MICROPOL. L'origine des corrélations observées est donc plus complexe et résulte très probablement de la combinaison de différents mécanismes. La compréhension exacte des phénomènes mis en jeu, n'est donc pas simple et nécessite de plus amples investigations.

Ces corrélations présentent également un intérêt pour étudier les aérosols au-dessus des terres. L'existence de telles corrélations implique que le taux de polarisation des surfaces terrestres, pour ces longueurs d'onde, dépend peu du type de sol considéré. Les auteurs de l'étude réalisée avec l'instrument RSP, suggèrent d'utiliser cette propriété pour estimer la contribution polarisée des sols à l'aide de la mesure de MODIS dans le moyen-infrarouge (2130 nm). Dans le cas de la future synergie instrumentale entre POLDER et MODIS, cette information permettrait notamment de tester le modèle de surface utilisé pour POLDER. Pour exploiter ces corrélations, il est indispensable de pouvoir prédire la variation du taux de polarisation des surfaces en fonction de la géométrie d'observation. Nous avons observé sur la figure V-19, la variabilité de ce paramètre (valeur de la pente) avec l'angle de visée. Par contre, nous n'avons pas pu observer l'impact de l'angle solaire zénithal. Il est cependant certain que ce paramètre va également affecter le taux de polarisation des surfaces, puisqu'il affecte directement le niveau de réflectance polarisée. Une étude globale du taux de polarisation des surfaces terrestres à 1600 et 2200 nm, permettrait de caractériser cette variabilité. Le polarimètre multispectral GLORY (NASA), récemment embarqué sur la station spatiale EOS, serait notamment tout à fait indiqué pour cette étude, qui pourrait se limiter, dans un premier temps, aux observations acquises au nadir, où les corrélations semblent maximales et pour lesquelles, l'angle solaire zénithal est la seule variable géométrique. Pour notre part, nous proposons de tirer avantage de ces corrélations d'une manière sensiblement différente en polarisation. La surface est spectralement neutre du visible au moyen-infrarouge, d'où des réflectances polarisées de surface égales à 1600 et 2200 nm. En supposant connu, ou modélisable, le taux de polarisation des surfaces dans la géométrie du capteur, la mesure

polarisée à 2200 nm serait susceptible de fournir une estimation directe des réflectances totales de surface à 1600 et 2200 nm. Pour l'étude des aérosols, les méthodes basées sur l'utilisation de la luminance totale (« méthode des cibles sombres », cf. chapitre I), sont essentiellement limitées aux canaux visibles, où la contribution des surfaces est minimisée. Dans le cas de MODIS, la méthode est basée sur l'utilisation de relations empiriques permettant d'estimer les réflectances de surfaces à 660 et 470 nm à partir de la mesure à 2130 nm (cf. chapitre 1). Une information additionnelle à 1600 nm, permettrait une meilleure estimation de la dépendance spectrale des aérosols en luminance totale. Cette information permettrait, très certainement, une plus grande sensibilité de la méthode à la taille des particules (cf. chapitre 1). Nous devons toutefois noter que la réflectance des sols, à 1600 nm, est plus forte qu'à 470 et 670 nm d'où une incertitude plus importante sur le signal aérosol utile. Il semble cependant intéressant de prendre en considération cette possibilité, la méthode utilisée par MODIS, au-dessus des terres, étant très imprécise en ce qui concerne la restitution du paramètre de taille des aérosols (cf. chapitre I, ce point sera notamment clairement démontré dans la seconde partie de ce chapitre). De plus, POLDER est essentiellement sensible aux propriétés des particules du mode fin et non à l'ensemble des particules de la distribution en taille. Ainsi, le paramètre de taille des aérosols, dans le cas d'une distribution bimodale (cas du 24/03/03, cf. figure III-13) n'est pas bien restitué au-dessus des terres, ni par l'une ni par l'autre méthode. Nous avons également constaté que les corrélations, entre luminance totale et polarisée sont moins fortes à 1600 nm qu'à 2200 nm. La variabilité observée ne semble cependant pas plus importante que celle associée aux relations empiriques qui sont la base de la méthode développée pour MODIS. Nous allons donc maintenant étudier la variabilité de ces dernières sur les observations réalisées par MICROPOL.

5.1.4 Contrôle des relations de Kaufman utilisées par la méthode des « Path Radiances ».

Au-dessus des surfaces continentales sombres, l'instrument MODIS utilise les réflectances totales mesurées à 470, 660 et 2100 nm pour restituer les propriétés des aérosols (cf section 1). La méthode utilisée repose sur l'utilisation de relations empiriques, permettant d'estimer les réflectances de surface à 470 et 660 nm, à partir de la réflectance mesurée à 2100 nm. Les relations utilisées sont les suivantes,

$$\rho_{0.47}^s / \rho_{02.1}^s = 0.25 \pm 0.09 \quad (V-5)$$

$$\rho_{0.67}^s / \rho_{02.1}^s = 0.50 \pm 0.08 \quad (V-6)$$

Les valeurs des rapports présentés ici, correspondent à des valeurs moyennes obtenues à l'aide d'observations spatiales (Landsat et AVIRIS) et pour une très grande variété de surfaces (forêts, surfaces végétales, surfaces désertiques ...). Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans Kaufman et al., 1997-b. Les écart-types associés aux coefficients 0.25 et 0.5 valent respectivement 0.09 et 0.08, ce qui donne une idée de la variabilité de ces relations avec le type de surface considéré. A titre indicatif, pour des surfaces de type urbain, les rapports correspondants ont été estimés à 0.42 (± 0.06) et 0.69 (± 0.07). Pour des surfaces forestières, ces rapports sont estimés à 0.27 (± 0.07) et 0.54 (± 0.07). Dans cette section, nous allons tester la validité de ces relations pour les surfaces rencontrées lors des vols de notre campagne régionale. Nous utiliserons les observations du 06/09/04 et du 18/02/04. Pour étudier la réflectance totale de la surface, il est nécessaire de corriger les mesures de l'instrument des effets de l'atmosphère. Nous présentons donc dans cette section, le formalisme utilisé pour modéliser la luminance totale mesurée par l'instrument et les approximations utilisées pour restituer la réflectance totale de surface.

Nous supposons une surface lambertienne de réflectance ρ : la luminance mesurée par l'instrument, à une altitude z , peut être alors être modélisée de la façon suivante [Kaufman, 1988],

$$L^{mes}(z, \theta_s, \theta_v, \varphi_r, \lambda) = L^{atm}(z, \theta_s, \theta_v, \varphi_r, \lambda) + \frac{T^\downarrow(\theta_s, \lambda) \cdot T^\uparrow(z, \theta_v, \lambda) \cdot \mu_s \cdot \rho(\theta_s, \theta_v, \varphi_r, \lambda)}{(1 - s\rho)} \quad (V-7)$$

Les termes L^{mes} et L^{atm} correspondent respectivement aux luminances mesurées et atmosphériques. Les termes $T^\downarrow$ et $T^\uparrow$ correspondent aux transmissions atmosphériques totales descendante et montante, et s est l'albédo sphérique.

L'équation V-7 peut être simplifiée en utilisant les approximations décrites dans l'étude précédente. Dans le cadre de l'algorithme développé pour l'instrument MODIS, les surfaces de réflectances inférieures à 0.15 (à 2200 nm), sont considérées comme des surfaces totalement ou partiellement sombres [Kaufman et Tanré, 1998]. La méthode a été ensuite étendue à des surfaces plus réfléchissantes, correspondant à des valeurs de réflectance comprises entre 0. et 0.25 [Remer et al., 2005]. Nous limiterons donc notre étude aux surfaces de réflectances inférieures à 0.25 à 2200 nm. L'albédo sphérique a été calculé à partir du code de transfert radiatif 6S et des caractéristiques des aérosols fournis par AERONET. Pour la journée du 06/09/04, l'albédo sphérique calculé à 490, 670 et 2200 nm, vaut respectivement 0.15, 0.07 et 0.04. Pour l'ensemble des observations présentées dans cette section, l'albédo sphérique est systématiquement inférieur à 0.15. Dans ce cas, la quantité $s \times \rho$ est strictement inférieure à 0.04 et peut être négligée devant l'unité (terme au dénominateur, équation V-7). Dans le cadre de cette approximation, la relation V-7 devient alors linéaire et permet d'estimer la réflectance de surface, ρ , de la façon suivante,

$$\rho(\lambda) = \frac{L^{mes}(\lambda) - L^{atm}(\lambda)}{\mu_s \cdot T^\uparrow(\lambda) \cdot T^\downarrow(\lambda)} \quad (V-8)$$

Les transmissions atmosphériques du modèle d'aérosol fourni par AERONET et de l'épaisseur optique mesurée sont tabulées pour différentes géométries d'observation et en fonction de l'altitude du vol. La luminance totale atmosphérique est calculée de la même façon à l'aide du code des O.S. en supposant le sol non réfléchissant. Ces quantités sont ensuite interpolées pour la géométrie d'observation de l'instrument.

Nous présentons sur les figures V-20-a et V-20-b, les réflectances totales de surface estimées à 670 et 490 nm, obtenues pour le vol du 06/09/04, en fonction de la réflectance de surface estimée à 2200 nm.

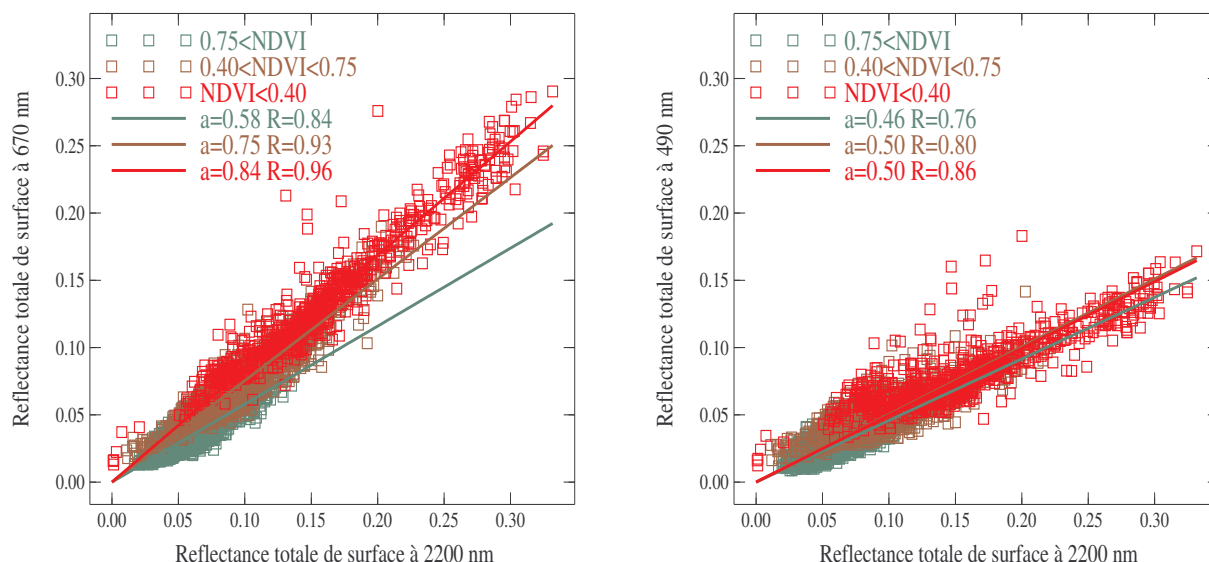


Figure V-20 : Réflectances de surfaces à 670 et 490 nm en fonction de la réflectance de surface à 2200 nm (vol du 06/09/04).

Les relations empiriques étudiées ici sont, a priori, indépendantes de la géométrie d'observation. Nous considérerons donc l'ensemble des observations effectuées durant le vol du 06/09/04 ($85^\circ < \Theta < 170^\circ$). Nous avons également séparé les observations par classe de surface (cf. section 5.1.1.3-b). Les résultats des régressions linéaires obtenus pour chaque classe de surface sont présentés dans le tableau V-9.

Classe de surface (NDVI)	$0. < \text{NDVI} < 0.4$ ($\approx$ surfaces urbaines)	$0.4 < \text{NDVI} < 0.75$ ($\approx$ surfaces agricoles)	$0.75 < \text{NDVI} < 1.$ ($\approx$ forêts)
$\rho_{0.67}^{surf} / \rho_{2.2}^{surf}$	0.84 ± 0.01 R=0.96	0.75 ± 0.02 R=0.93	0.58 $0.55 < \text{pente} < 0.59$ R=0.84
$\rho_{0.49}^{surf} / \rho_{2.2}^{surf}$	0.50 $0.48 < \text{pente} < 0.51$ R=0.80	0.50 $0.47 < \text{pente} < 0.51$ R=0.80	0.46 $0.40 < \text{pente} < 0.47$ R=0.76

Tableau V-9 : Résultats des régressions linéaires obtenus entre les réflectances de surfaces mesurées à 670 et 490 nm et la réflectance de surface mesurée à 2200 nm et pour 3 types de surfaces.

Les incertitudes associées aux valeurs des pentes correspondent uniquement à l'incertitude liée à l'épaisseur optique mesurée (celle-ci est estimée à l'aide de calculs supplémentaires effectuées pour des échelles de hauteur des aérosols de 0.72km et 2.0 km, cf. section 5.1.1.3-a). Les incertitudes liées aux approximations effectuées pour obtenir les réflectances de surface sont plus difficilement quantifiables et ne sont pas estimées ici.

Sur les figures V-20-a et V-20-b, nous constatons effectivement l'existence de corrélations entre les réflectances de surfaces mesurées dans le visible (670 et 490 nm) et la réflectance mesurée à 2200 nm ($0.83 < R < 0.96$). Ces résultats montrent également une variabilité assez importante des rapports observés avec le type de surface considéré. Pour les classes de surfaces de NDVI compris entre 0 et 0.75, nous observons des rapports de 0.75 (surfaces rurales) et de 0.84 (surfaces urbaines), entre les réflectances mesurées à 670 et 2200 nm, et des rapports approximativement égaux à 0.50, entre les réflectances mesurées à 490 nm et 2200 nm. Pour les valeurs de NDVI supérieures à 0.75 (forêts), nous obtenons des rapports correspondants de 0.46 et 0.58. D'une manière générale, nous obtenons des valeurs sensiblement plus fortes que les valeurs moyennes annoncées et en particulier pour les mesures effectuées à 490 et 2200 nm. Dans le cas des surfaces urbaines, les résultats obtenus confortent l'étude spatiale, indiquant des rapports significativement plus importants pour ce type de surface (0.42 et 0.69).

Nous présentons sur les figures V-21-a et V-21-b, les réflectances de surfaces mesurées à 490 et 670 nm lors du vol du 18/02/03, en fonction de la réflectance de surface correspondante mesurée à 2200 nm.

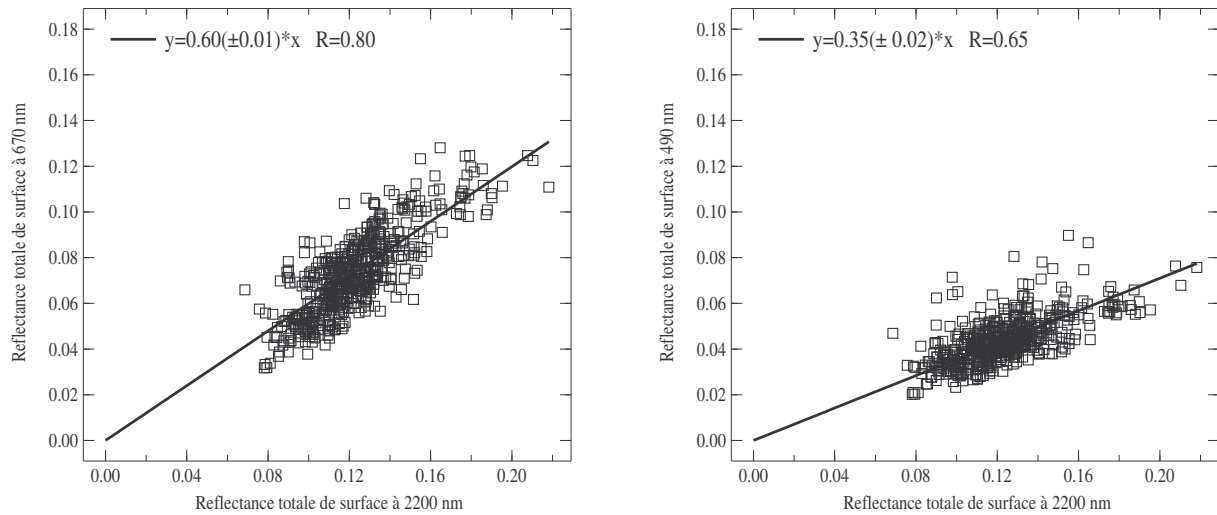


Figure V-21 : Réflectances de surfaces à 670 et 490 nm, obtenues pour le vol du 18/02/04, en fonction de la réflectance de surface à 2200 nm.

Les mesures considérées ici correspondent à une géométrie d'observation proche du nadir et en diffusion avant ($70^\circ < \Theta < 120^\circ$). Les conditions atmosphériques pour cette journée d'observation sont très claires et les surfaces survolées sont principalement de type rural (cf. 5.1.1.3-a). Sur ces observations, nous constatons également l'existence de corrélation entre les réflectances mesurées à 490 et 670 nm et la réflectance mesurée à 2200 nm ($0.60 < R < 0.80$). Les rapports entre les réflectances mesurées à 490 et 670 nm et celle mesurée à 2200 nm, sont respectivement estimés à 0.35 (0.02) et 0.60 (0.02).

Pour ces deux journées d'observation, nous constatons que les valeurs des rapports obtenus sont systématiquement supérieures aux valeurs moyennes publiées. Une étude équivalente a été réalisée dans le cadre d'une campagne de validation de l'instrument MODIS (CLAMS) [Levy et al., 2004]. Les relations empiriques ont été testées à l'aide des mesures acquises par l'instrument MODIS et moyennés sur un pixel de taille 50 km×50 km, incluant des surfaces de type varié (surfaces végétales naturelle et cultivée, surfaces urbaines, régions côtières ...). Les rapports observés entre les réflectances de surfaces mesurés à 470 et 660 nm et celle mesurée à 2100 nm, sont alors respectivement estimés à 0.45 et 0.63. Cette étude est en accord avec nos propres conclusions et confirme le caractère approximatif de ces relations empiriques. Bien que cette variabilité soit désormais établie, la méthode développée pour l'instrument MODIS ne permet pas, à ce jour, d'ajuster la valeur des rapports en fonction du type de surface considéré. Dans la seconde partie de ce chapitre nous chercherons donc à

estimer l'impact de la variabilité de ces relations sur la qualité des restitutions des propriétés des aérosols au-dessus des terres qui sont l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

5.2 Caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des terres.

5.2.1 Description des méthodes et des modèles d'aérosol utilisés.

5.2.1.1 Utilisation de l'information multispectrale polarisée pour l'inversion des propriétés des aérosols.

5.2.1.1-a Description de l'algorithme.

L'approche utilisée pour restituer les paramètres des aérosols à l'aide la polarisation, s'inspire de celle développée par Deuzé et al., 2001, pour POLDER. La base de modèles utilisée pour POLDER, comporte 10 modèles lognormaux, de dispersion égale à 0.175 et de rayon modal compris entre 0.05 et 0.15 μm . Un pas de 0.02 μm est utilisé pour créer une gamme étendue de coefficients d'Angström. Un seul indice de réfraction, complexe est utilisé pour l'ensemble des modèles. Les parties réelles et imaginaires sont respectivement fixées à 1.47 et 0.01. A titre indicatif, dans la base de données AERONET, la partie réelle de l'indice de réfraction des particules est comprise entre 1.33 (particule complètement hydratée) et 1.60 (suie). La valeur de 1.47 constitue donc une valeur intermédiaire. Les modèles d'aérosols retenus présentent également de l'absorption ($0.84 < \omega_0 < 0.95$). La base initiale de modèles était sensiblement plus riche et comprenait plusieurs indices de réfraction (1.33, 1.40 et 1.50). Les résultats obtenus avec les instruments POLDER I et II, ont montré que l'approche utilisée ne permettait pas de déterminer l'indice. L'algorithme actuel permet uniquement de restituer l'épaisseur optique et le coefficient d'Angstrom des aérosols. La luminance polarisée est estimée pour chaque modèle d'aérosol à 670 et 865 nm et pour chaque géométrie d'observation à l'aide de l'équation V-1. La contribution de la surface, R_p , est estimée en

fonction du type de surface à l'aide du modèle développé par Bréon et Nadal (cf. section 5.1.2). Les calculs sont effectués pour des épaisseurs optiques croissantes (l'équation V-1 est linéarisé en fonction de l'épaisseur optique en aérosol). Les signaux simulés sont ensuite comparés aux mesures afin de déterminer un terme d'erreur quadratique. L'épaisseur optique et le modèle d'aérosol permettant de minimiser cette valeur, définissent la solution de l'algorithme.

Dans le cas de l'instrument MICROPOL, nous ne disposons que d'une seule géométrie d'observation. L'originalité de notre approche repose sur l'utilisation de l'information spectrale polarisée dans le moyen-infrarouge. La mesure effectuée à 2200 nm sera utilisée pour caractériser la contribution de la surface à la place du modèle usuel. Nous avons montré précédemment que la polarisation de la surface présente un faible effet spectral entre les longueurs d'onde 670 et 2200 nm, en particulier dans le cas de visées effectuées en diffusion avant. Nous présenterons donc principalement dans la suite de ce chapitre des résultats d'inversion obtenus pour ce type de géométrie d'observation. Pour ces cas, la contribution des aérosols est conséquente et la mesure est également mieux conditionnée. La mesure à 1600 nm, est susceptible de fournir une information potentiellement utile pour la caractérisation des aérosols au-dessus des terres. Notre approche repose également sur l'hypothèse d'un faible effet de l'atmosphère à 2200 nm. Ces deux points constituent des aspects importants de notre méthode que nous allons maintenant caractériser.

5.2.1.1-b Apport de l'information polarisée multispectrale.

Pour tester l'apport de l'information polarisée dans le moyen-infrarouge, nous avons étendu la gamme de rayons de granulométrie à des valeurs comprises entre 0.1 et 0.4 (pas de 0.02). Nous obtenons ainsi 15 modèles de coefficients d'Angström compris entre 0. et 2.5. L'indice de réfraction des aérosols est également fixé à $1.47-0.01i$. Nous verrons dans la suite de cette étude, que les modèles sélectionnés par l'algorithme correspondent principalement à des valeurs de coefficient d'Angstrom supérieures à 1.50. Nous avons présenté sur les figures V-22-a et V-22-b, les fonctions de phase polarisées obtenues à 670 nm et 1600 nm correspondant aux modèles utilisés. Ces figures permettent d'observer la variabilité directionnelle et spectrale des fonctions de phase utilisées dans l'algorithme.

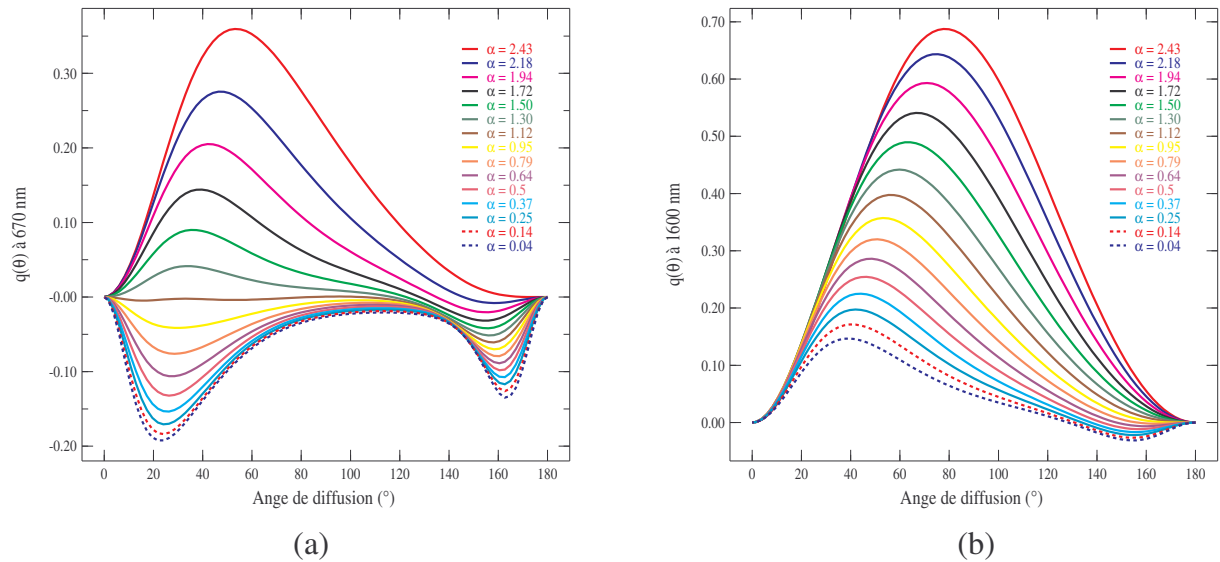


Figure V-22 : Fonctions de phase polarisées pour des modèles lognormaux ($0.1 < r_g < 0.4 \mu\text{m}$, $\sigma = 0.175$, $n = 1.47 - 0.01i$), calculées à 670 nm (a) et 1600 nm (b).

Les fonctions de phase présentées sur les figures V-22-a et V-22-b, sont classées par coefficient d'Angström. Les valeurs de fonction de phase, à 670 et 1600 nm, augmentent avec les valeurs de coefficients d'Angström croissants. Pour la gamme d'angles de diffusion utile ($\Theta > 90^\circ$), la variabilité directionnelle des fonctions de phase à 670 nm est faible, excepté en rétrodiffusion et pour les plus grosses particules ($\alpha < 1.30$). Pour ces modèles et pour les angles de diffusion inférieurs à 150° , les valeurs de fonction de phase observées sont faiblement négatives ou nulles. Les fortes fluctuations observées en rétrodiffusion sont caractéristiques des propriétés diffusantes des particules sphériques de grande taille. Cependant, cette caractéristique n'a pas été observée au-dessus des terres avec l'instrument POLDER (J.L. Deuzé, communication personnelle), ce qui suggère qu'au-dessus des terres, les aérosols du mode grossier sont principalement de type non sphérique. Dans le chapitre 4, nous avons présenté une fonction de phase expérimentale représentative d'un mélange de particules non sphériques. Les valeurs de la fonction de phase obtenues en polarisation sont faibles (5 à 10 fois plus faible que pour des particules de type urbaine) et présentent une très faible variabilité directionnelle, y compris en rétrodiffusion [Herman et al., 2005].

Les fonctions de phase obtenues à 865 nm présentent des comportements assez comparables à ceux observés à 670 nm. A 1600 nm, les valeurs des fonctions de phase polarisées sont significativement plus fortes que pour les longueurs d'onde 670 et 865 nm (figure V-22-b). Par exemple, la valeur maximale de $q(\Theta)$ est estimée à 0.35 à 670 nm et à 0.70 à 1600 nm (pour $\alpha = 2.45$). Nous constatons également que les valeurs maximales des fonctions de phase, sont décalées vers les plus grands angles de diffusion. Sur la gamme d'angles de diffusion

utile ($80^\circ < \Theta < 140^\circ$), les plus grosses particules sphériques, sont donc susceptibles de générer des niveaux de polarisation plus importants en valeur absolue à 1600 nm qu'à 670 nm. Cette remarque n'est a priori pas valable dans le cas de particules non-sphériques, la fonction de phase polarisée de ce type de particule étant supposée indépendante de la longueur d'onde (cf. chapitre 4).

D'après l'approximation primaire, le niveau de signal polarisé dépend principalement du produit de l'épaisseur optique, de l'albédo et de la fonction de phase polarisée ($\omega_0^\lambda \times q_\lambda \times \delta_\lambda$). Pour les petites particules, la dépendance spectrale de l'épaisseur optique est forte. En conséquence l'épaisseur optique à 1600 nm pour ce type d'aérosol, est faible. Pour cette longueur d'onde, nous avons constaté une augmentation significative de la valeur de la fonction de phase polarisée, ce qui compensera en partie la diminution de l'épaisseur optique. Pour caractériser le comportement spectral de la luminance polarisée des aérosols, nous utilisons la quantité $X(\lambda)$, définie comme le produit $\omega_0^\lambda \times q_\lambda \times \delta_\lambda$, normalisé par la même quantité obtenue à 865 nm. Sur la figure V-23, nous présentons cette quantité en fonction de la longueur d'onde. Ces calculs ont été réalisés pour différents modèles d'aérosol de la base précédemment décrite et pour un angle de diffusion de 100° .

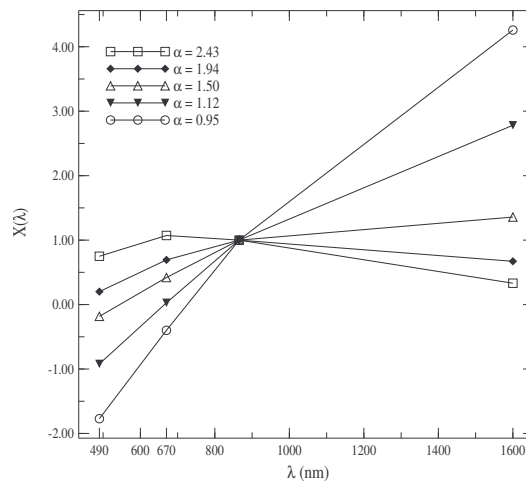


Figure V-23 : Dépendance spectrale de la luminance polarisée. Comportement de la quantité, $X(\lambda) = (\delta a \times q a \times \omega_0)_\lambda / (\delta a \times q a \times \omega_0)_{865\text{nm}}$, en fonction de la longueur d'onde et pour différents modèles d'aérosol décrits en figure V-22.

La quantité présentée en figure V-23, illustre l'apport de l'information polarisée multispectrale. Nous observons une différence très nette de comportement spectral entre les différents modèles d'aérosols présentés ici. Nous avons sélectionné des modèles de

coefficients d'Angström compris entre 2.45 et 0.95 et pour un pas d'environ 0.3. Lorsque la taille de la particule augmente, nous observons une diminution relative du signal aux longueurs d'onde 490 et 670 nm, et une augmentation à 1600 nm. Les différences de comportement observées ici entre ces particules de dimension variable, montrent clairement l'apport de l'information spectrale polarisée pour la restitution du paramètre de taille des aérosols. Pour POLDER, l'intervalle spectral considéré (670-865 nm), limite considérablement l'apport de cette information. Nous tenons toutefois à rappeler la sensibilité de ces comportements spectraux avec l'indice de réfraction des aérosols. Cette variabilité est notamment décrite dans Deuzé et al., 2001. Les écarts relatifs entre les différents modèles considérés ont tendance à s'accroître avec des indices de réfraction croissants et inversement. Cette étude conclut également que l'information directionnelle, seule, limite considérablement la sensibilité de la méthode au paramètre de taille et à l'indice des particules. Afin d'interpréter les observations de MICROPOL, nous testerons uniquement l'apport de la mesure à 1600 nm pour la restitution de l'épaisseur optique et du paramètre de taille des aérosols.

5.2.1.1-c Contribution atmosphérique polarisée dans le moyen-infrarouge.

La méthode développée pour MICROPOL, repose sur l'hypothèse d'une contribution atmosphérique faible à 2200 nm. Dans cette section, nous cherchons à quantifier les effets de l'atmosphère en polarisation à 2200 nm. Pour ce faire, nous comparons, à l'aide de simulations, le signal polarisée de surface et le signal polarisé mesuré au niveau de l'instrument à 2200 nm, ceci pour des conditions atmosphériques variées.

Le formalisme décrit en V-1, est essentiellement limité à des épaisseurs optiques inférieures à 0.25 (à 670 nm). Lors des vols de la campagne régionale, nous n'avons pas observé d'épaisseurs optiques supérieures à 0.2. Les coefficients d'Angström correspondant sont alors principalement compris entre des valeurs de 1.0 et de 2.2 (cf. section 3.4.3). Nous limiterons donc notre analyse aux conditions atmosphériques rencontrées lors de ces vols. Le vol du 12/10/2001 constitue un cas à part avec de très fortes épaisseurs optiques (>0.5) un coefficient d'Angström proche de zéro. Ce vol permettra donc de tester notre méthode dans des conditions atmosphériques critiques.

Pour simuler la luminance polarisée mesurée par l'instrument à 2200 nm, nous reprenons le formalisme présenté en équation V-1. L'épaisseur optique moléculaire à 2200 nm est très faible et l'approximation de la diffusion primaire est également plus justifiée pour les grandes longueurs d'onde. Nous pouvons donc considérer que l'incertitude associée à l'équation V-1, à 2200 nm, est inférieure à 10^{-4} . Pour les calculs, la réflectance polarisée de surface est estimée à l'aide du modèle développé par Bréon et Nadal. Les paramètres du modèle sont fixés pour des surfaces associées au géotype 12 et pour un NDVI égal à 0.4 ($\alpha=1.53$ et $\beta=0.56$, cf. équation V-4). Les calculs de luminances polarisées sont réalisés dans le plan principal solaire, pour une altitude de 3.5 km et pour un angle solaire de 50° . Nous nous plaçons ici dans des conditions d'observation proches de celles rencontrées lors du vol du 06/09/04. Sur la figure V-24-a, nous présentons les luminances polarisées simulées à l'aide de l'équation V-1 à 670 et 2200 nm, ainsi que la luminance polarisée de surface en fonction de l'angle de diffusion.

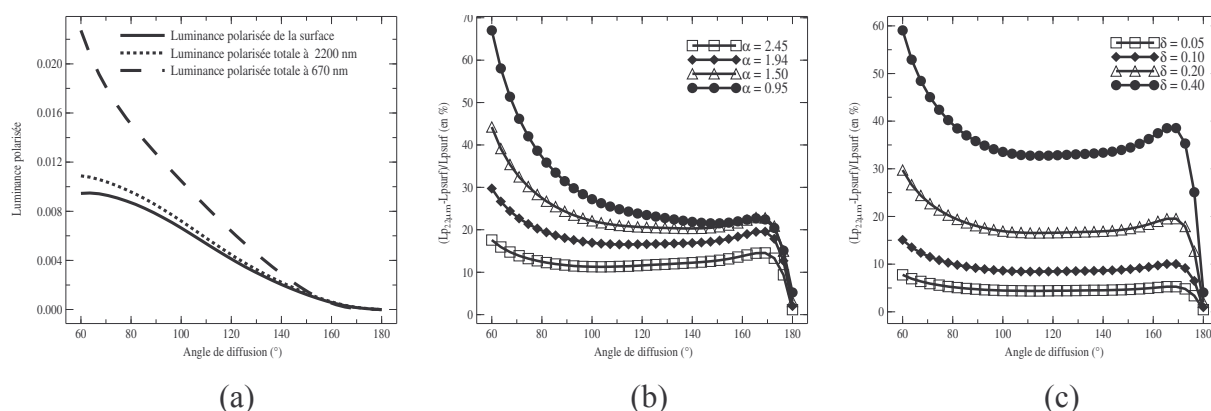


Figure V-24 : Etude des effets de l'atmosphère en polarisation à 2200 nm. (a) Comparaison de la luminance polarisée de surface et des luminances polarisées totales (molécules + aérosols + surface) estimées à 670 et 2200 nm et pour $\delta_{0.67}=0.10$ et $\alpha=1.95$. (b) Ecarts relatifs estimés entre la luminance polarisée totale à 2200 nm et la luminance polarisée de surface, pour $\delta_{0.67}=0.2$ et $\alpha=2.45, 1.95, 1.50$ et 0.95 . (c) Ecarts relatifs estimés entre la luminance polarisée totale à 2200 nm et la luminance polarisée de surface, pour $\alpha=1.95$ et $\delta_{0.67}=0.05, 0.01, 0.2, 0.4$.

La figure V-24-a nous montre les écarts entre la luminance polarisée totale à 670 et 2200 nm et la contribution de la surface. Le comportement directionnel de la luminance polarisée à 670 nm est identique à celui observé pour la surface, les signaux diminuant progressivement avec les angles de diffusion croissants. Nous constatons que les écarts avec 2200 nm augmentent avec les plus petits angles de diffusion. Pour des valeurs de 80° et de 170° , nous constatons des écarts respectivement égaux à 2.10^{-3} et 1.10^{-5} . Le comportement directionnel

des fonctions de phase polarisées à 2200 nm est similaire à celui décrit pour les fonctions de phase calculées à 1600 nm (cf. figure V-22-b). Pour les petits angles de diffusion, les valeurs des fonctions de phase polarisées sont donc très fortes et en particulier dans le cas des plus petites particules. Nous allons maintenant étudier les effets de l'atmosphère à 2200 nm pour des épaisseurs optiques en aérosol et des coefficients d'Angström variés.

Nous présentons sur les figures V-24-b et V-24-c, les écarts relatifs entre la luminance polarisée totale à 2200 nm et celle de la surface seule, en fonction de l'angle de diffusion. La figure V-24-b, présente les résultats obtenus en fixant l'épaisseur optique en aérosol à 0.2 et en faisant varier le coefficient d'Angström entre 2.45 et 0.95. La figure V-24-c présente les résultats obtenus en fixant le coefficient d'Angstrom à 1.95 et en faisant varier l'épaisseur optique des aérosols entre 0.05 et 0.4. Pour une gamme d'angles de diffusion compris entre 90° et 170° , les écarts relatifs observés dépendent peu de l'angle de diffusion considéré. Nous observons sur la figure V-24-b, que les écarts relatifs augmentent avec les valeurs de coefficient d'Angström décroissantes. Sur la figure V-24-c, nous constatons que l'augmentation de l'épaisseur optique provoque également l'augmentation de ces écarts. Lorsque nous augmentons l'épaisseur optique d'un facteur 2, nous observons un doublement des écarts observés (figure V-24-c).

Si nous considérons des épaisseurs optiques égales à 0.2 à 670 nm et des coefficients d'Angström supérieurs à 1.8 (non présenté), l'erreur sur l'estimation de la surface est inférieure à 20%. Une valeur de 1.8 est représentative de la plupart des aérosols anthropiques observés durant la campagne régionale. Les conditions atmosphériques observées durant le vol du 24/03/03 ($\delta_{0.67}=0.2$ et $\alpha=1.0$), sont susceptibles d'engendrer des erreurs relativement plus importantes sur l'estimation de la surface ($\approx 30\%$). Nous verrons plus loin que l'impact d'une surestimation de la réflectance de surface de l'ordre de 10% ($\delta_{0.67}=0.1$ et $\alpha=1.95$), est négligeable sur les restitutions aérosols. Pour des épaisseurs optiques supérieures à 0.1 (à 670 nm), il apparaît cependant important de prendre en compte les effets de l'atmosphère à 2200 nm.

Nous avons testé deux méthodes permettant de tenir compte de cet effet dans nos inversions. La première méthode consiste à effectuer un calcul itératif. Les solutions de l'algorithme sont utilisées pour corriger la mesure à 2200 nm des effets de l'atmosphère, ce qui permet d'affiner l'épaisseur optique après chaque itération. La seconde méthode consiste à

prendre compte l'effet atmosphérique à 2200 nm de manière directe, la polarisation de la surface est alors estimée de la façon suivante,

$$\rho_p^{surf} = \frac{Lp_{\lambda=2.2\mu m}^{mes}(z) - Lp_{\lambda=2.2\mu m}^{calc}(\delta(z))}{\mu_s} \quad (V-9)$$

La réflectance polarisée de surface est ici estimée à partir de la mesure effectuée à 2200 nm et de la luminance polarisée totale à 2200 nm, calculée à l'aide de l'équation V-1. La réflectance polarisée de surface peut alors être considérée comme un résultat secondaire de l'algorithme. L'équation V-1 étant linéarisée en épaisseur optique, la réflectance de surface ne dépend plus alors que de l'épaisseur optique en aérosol et du modèle sélectionné par l'algorithme. En pratique, les deux méthodes aboutissent à des résultats très proches et permettent effectivement de minimiser les effets d'atmosphère à 2200 nm. Nous devons toutefois préciser que ce processus comporte des limitations en terme de valeurs d'épaisseurs optiques et de coefficients d'Angström. Dans le cas du 12/10/2001, nous verrons que l'approche surestime la correction appliquée à la mesure effectuée à 2200 nm et converge vers une solution qui n'est physiquement pas acceptable.

Ces méthodes ont également tendance à augmenter le bruit intrinsèque propre à l'algorithme (incertitude sur la sélection du modèle). Ce phénomène est notamment plus marqué dans le cas de la méthode itérative. La valeur de l'épaisseur optique restituée par l'algorithme est fortement liée au modèle d'aérosol sélectionné. Dans le cas de la première méthode, le changement de modèle est possible au cours du processus itératif. En pratique, cela signifie que la correction effectuée sur la surface peut affecter la sélection du coefficient d'Angström et donc affecter significativement la valeur de l'épaisseur optique retrouvée. Ce problème est également révélateur de la qualité de l'inversion de la mesure. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons donc la seconde approche qui permet de limiter ce bruit.

Dans ce chapitre, nous présentons différents exemples obtenus en prenant ou non en compte l'effet de l'atmosphère à 2200 nm. Pour évaluer l'apport de l'information multispectrale polarisée, nous utiliserons également plusieurs approches algorithmiques. Nous chercherons notamment à comparer les résultats des inversions effectuées avec la mesure directe à 2200 nm et ceux obtenus via une modélisation de la surface. Nous comparons également les résultats obtenus en utilisant l'information polarisée multispectrale (670-1600

nm) et ceux obtenus en se limitant au domaine spectral, plus restreint de POLDER (670-865 nm).

5.2.1.2 Apport de la luminance totale du visible au moyen-infrarouge pour la caractérisation des aérosols au-dessus des surfaces sombres.

Dans cette section, nous présentons l'algorithme utilisé pour restituer les propriétés des aérosols au-dessus des surfaces sombres à l'aide de l'information multispectrale. Nous avons réécrit la méthode développée pour l'instrument MODIS [Kaufman et al., 1997], et l'avons adaptée aux longueurs d'onde de MICROPOL (490, 670 et 2200 nm). L'algorithme peut être décomposé en trois étapes, incluant (i) la sélection des cibles sombres et l'estimation de leur réflectance, (ii) la simulation des luminances totales mesurées au niveau de l'instrument et enfin (iii) la sélection d'un modèle de particules adapté, permettant la restitution de l'épaisseur optique en aérosol.

La méthode utilisée pour estimer les réflectances de surface repose principalement sur deux hypothèses, (i) la contribution de l'atmosphère dans le moyen infrarouge est négligeable, (ii) les réflectances de surface à 490 et 670 nm sont reliées à la réflectance mesurée dans le moyen-infrarouge à l'aide de relations empiriques simples (cf. équations V-5 et V-6). Nous considérerons ces hypothèses admises dans la suite de notre étude. La mesure de la réflectance à 2200 nm fournit alors une estimation quasi directe des réflectances de surfaces à 670 et 490 nm. Les surfaces de réflectance comprise entre 0.01 et 0.25 (à 2200 nm) sont sélectionnées comme « cible sombre » dans le cas de l'algorithme utilisé pour MODIS. Compte tenu des fortes imprécisions associées aux relations empiriques utilisées (cf. partie 5.1.4), nous limiterons nos inversions aux surfaces de réflectance inférieures à 0.15, pour limiter la propagation des erreurs liée à une mauvaise estimation des contributions de surface.

Pour simuler les luminances totales en entrée de l'instrument pour les canaux 490 et 670 nm, nous utilisons le code des ordres successifs (L.U.T). Les calculs sont réalisés en supposant une surface lambertienne et pour des valeurs croissantes de réflectance de surface (le formalisme utilisé a été décrit en section 5.1.4). Les calculs sont réalisés pour des épaisseurs optiques et des géométries d'observations variées. Comme dans l'algorithme MODIS un modèle d'aérosol de type continental [Brogniez et al., 1984] est utilisé en première approche pour restituer l'épaisseur optique des aérosols à 670 et 490 nm. Les

luminances simulées sont interpolées en fonction de la géométrie d'observation, de la réflectance de surface et de l'épaisseur optique. L'épaisseur optique en aérosol est restituée indépendamment pour chaque canal.

Les épaisseurs optiques obtenues et les propriétés radiatives du modèle d'aérosol continental permettent d'estimer le rapport des luminances primaires à 490 et 670 nm, comme suit,

$$\frac{L_0^{0.67}}{L_0^{0.49}} = \frac{\omega_o^{0.67} \delta^{0.67} p^{0.67}(\Theta)}{\omega_o^{0.49} \delta^{0.49} p^{0.49}(\Theta)} \quad (\text{V-10})$$

δ est l'épaisseur optique en aérosol. Les termes ω_o et p correspondent respectivement à l'albédo de simple diffusion des aérosols et à la fonction de phase totale. Ces quantités sont estimées ici dans le cas du modèle d'aérosol continental.

En luminance totale, le comportement spectral de la luminance générée par les aérosols dépend principalement du paramètre de taille des particules [Tanré et al., 1996]. Pour les petites particules, la dépendance spectrale observée est forte. En conséquence, la valeur de ce rapport doit donc être nettement inférieure à 1 (l'épaisseur optique diminuant rapidement lorsque la longueur d'onde croît). A l'inverse, pour les très grosses particules, cette dépendance est moins marquée et le rapport doit donc être proche de l'unité. Ce rapport fournit ainsi une indication qualitative sur la distribution en taille des aérosols observés. Des valeurs de rapport proches de 1 correspondent donc à une distribution en taille principalement dominée par les aérosols du mode grossier et inversement. La base de modèles utilisée pour décrire les propriétés des aérosols continentaux est constituée, (i) d'un modèle de particules désertiques [Shettle, 1984], (ii) de deux modèles d'aérosols représentatifs des particules de feu de biomasse, (iii) et d'un modèle d'aérosols de pollution [Remer et al., 1996]. Dans notre étude, nous utiliserons uniquement les modèles d'aérosol relatifs aux aérosols de pollution et aux aérosols désertiques. Dans l'algorithme MODIS, le modèle de particules de pollution est considéré comme représentatif des aérosols anthropiques observés au-dessus de l'Europe.

Nous présentons en figure V-25, les fonctions de phase de ces modèles (continental, désertique et urbain/industriel) à 670 nm

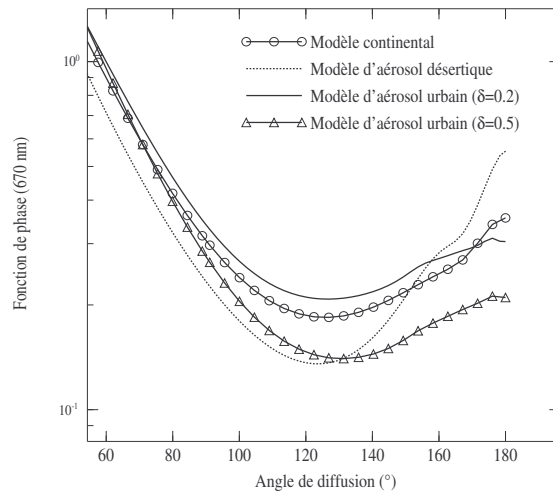


Figure V-25 : Fonction de phase des modèles d'aérosol utilisés dans l'inversion.

Les modèles utilisés résultent de la combinaison de plusieurs distributions lognormales. Ainsi, le modèle de particules désertiques comprend un mode fin, et le modèle d'aérosol de pollution comprend également un mode grossier. Le modèle d'aérosol de pollution est un modèle dynamique en épaisseur optique. Ce qui signifie que la distribution en taille est ajustée en fonction de l'épaisseur optique considérée. Nous avons donc représenté deux fonctions de phase pour ce modèle correspondant à des épaisseurs optiques de 0.2 et 0.5. La fonction de phase estimée pour une épaisseur optique de 0.2 est représentative des conditions observées durant les vols de la campagne régionale ($0.1 < \delta < 0.2$). Pour des épaisseurs optiques de 0.2, les valeurs de la fonction de phase obtenues pour le modèle « urbain/industriel » sont significativement plus fortes que celles associées au modèle de particules désertiques et au modèle continental. Lorsque l'algorithme converge vers le modèle de particules désertiques, les épaisseurs optiques restituées sont alors significativement plus fortes que lorsque le modèle converge vers des aérosols de type anthropique. L'impact du choix du modèle est donc primordial sur le niveau d'épaisseur optique restituée. Lorsque l'épaisseur optique restituée en première approximation (avec le modèle continental), est faible (< 0.15 à 550 nm), l'algorithme conserve la solution initiale.

Les équations V-11, V-12 et V-13 résument les critères de sélection du modèle d'aérosol en fonction des valeurs du rapport des luminances primaires calculés à l'aide de V-10,

$$\frac{L_0^{0.67}}{L_0^{0.49}} < 0.72 \Rightarrow \text{aérosol de pollution (urbain/industriel)} \quad (\text{V-11})$$

$$\frac{L_0^{0.67}}{L_0^{0.49}} > 0.9 \text{ (pour } \Theta < 150^\circ) \Rightarrow \text{aérosol de type désertique} \quad (\text{V-12})$$

$$0.72 < \frac{L_0^{0.67}}{L_0^{0.49}} < 0.9 \text{ (pour } \Theta < 150^\circ) \Rightarrow \text{cas mixte} \quad (\text{V-13})$$

Les valeurs de seuil, données dans les équations V-11 et V-12 (0.72 et 0.9), sont calculées à partir de l'équation V-10 et des propriétés des modèles considérés. Les valeurs de ces rapports varient peu en considérant les longueurs d'onde de MICROPOL et sont estimées à 0.78 et 0.92. Le rapport des luminances primaires, calculé pour le modèle de particules désertiques, présente une variabilité plus importante avec l'angle de diffusion. Pour des angles de diffusion compris entre 150 et 168°, cette valeur est ajustée empiriquement et vaut $0.92 - 0.01 \times (\Theta - 150^\circ)$. Après sélection du modèle, l'épaisseur optique est recalculée de la même façon que dans le cas du modèle continental et de manière indépendante pour chaque longueur d'onde. Le coefficient d'Angström est ensuite calculé à partir des épaisseurs optiques estimées à 490 et 670 nm.

Pour des valeurs de rapport intermédiaires (V-13, cas mixtes), l'épaisseur optique totale est estimée à partir des épaisseurs optiques relatives au mode fin et au mode grossier (aérosols anthropiques et désertiques dans notre cas). L'épaisseur optique est alors estimée de la façon suivante, $\delta^{\text{tot}} = \delta^{\text{urbain}} \times \eta + (1 - \eta) \times \delta^{\text{désertique}}$. Le terme η correspond à la fraction de l'épaisseur optique du mode fin par rapport à l'épaisseur optique totale. Ce paramètre est défini de la façon suivante,

$$\eta = 1 - \frac{\left[\frac{L_0^{0.67}}{L_0^{0.49}} - 0.72 \right]}{0.90 - 0.72} \text{ (pour } \Theta < 150^\circ) \quad (\text{V-14})$$

Le paramètre η est donné ici à titre indicatif, car il n'a pas été validé au-dessus des terres. Nous verrons dans la suite de cette étude que ce paramètre est particulièrement incertain et peu précis. En section 5.2.2.2-a, nous montrerons le comportement de l'algorithme pour des

conditions atmosphériques et pour des réflectances de surfaces variées. Nous utiliserons le canal à 670 nm pour comparer la méthode basée sur la luminance totale et celle basée sur la polarisation, cette longueur d'onde étant commune aux deux approches.

5.2.2 Application des algorithmes et description des résultats obtenus.

5.2.2.1 Application de la méthode polarisée multispectrale pour la détection des aérosols anthropiques.

Dans cette section, nous analysons les performances de l'algorithme basé sur la mesure de la polarisation multispectrale et pour des observations relatives à des aérosols anthropiques. Nous utiliserons principalement les vols de la campagne régionale effectués à proximité des côtes de la mer du Nord (19/03/04 et 28/07/04). Pour ces deux journées d'observation, les conditions atmosphériques ont été caractérisées à l'aide des observations photométriques (AERONET/PHOTONS et MICROTOPS) et dans un second temps à l'aide des inversions réalisées avec MICROPOL sur mer. Ces observations nous indiquent que la contribution du mode grossier à l'épaisseur optique totale est négligeable pour ces cas (<10%). Pour ces journées, l'épaisseur optique restituée à l'aide de l'approche polarisée devrait donc être proche de l'épaisseur optique totale en aérosols.

Nous allons tout d'abord étudier l'apport de la mesure effectuée à 2200 nm pour la caractérisation de la contribution de la surface. *Lorsque nous ne donnons pas de précisions sur la méthode utilisée, l'algorithme inclut par défaut les mesures polarisées à 1600 et 2200 nm, et les effets de l'atmosphère à 2200 nm ne sont pas pris en compte (cf. section 5.2.1.1-c).*

5.2.2.1-a Apport de la mesure polarisée à 2200 nm pour la caractérisation de la contribution de la surface.

Le premier exemple étudié provient du vol du 19/03/03. Nous avons inversé avec notre algorithme un axe de mesure compris entre les villes de Calais et de Dunkerque (cf. figure IV-13, axe d). Nous présentons sur la figure V-26-a, les résultats de l'inversion (δ^{865} et $\alpha^{670/865}$), obtenus en fonction de l'heure d'acquisition, ainsi que des mesures photométriques effectuées à proximité de l'axe. Sur la figure V-26-b, nous présentons la réflectance mesurée à 2200 nm et la réflectance polarisée de surface estimée avec le modèle de Bréon et Nadal.

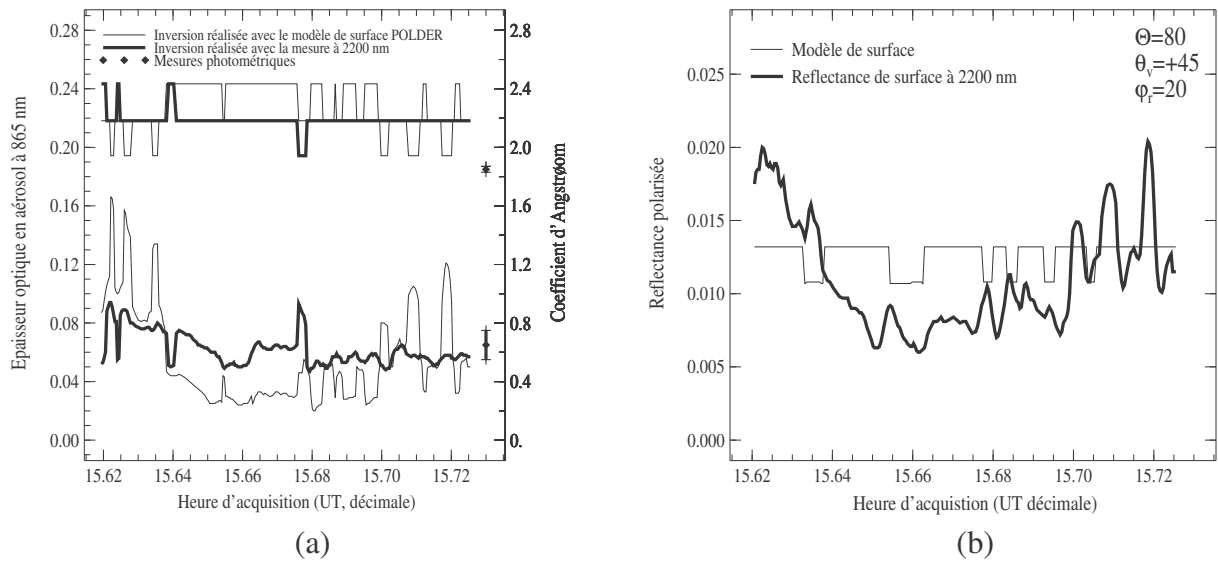


Figure V-26 : (a) Inversion de l'épaisseur optique en aérosol à 865 nm et du coefficient d'Angström (les deux courbes les plus hautes) pour un tronçon du vol du 19/03/03 (≈ 40 km). Les résultats présentés ont été obtenus soit en utilisant le modèle de surface (traits fins), soit en utilisant la réflectance mesurée à 2200 (traits gras). (b) Réflectance polarisée mesurée à 2200 nm et réflectance polarisée de surface calculée à l'aide du modèle.

Les barres d'erreur affectées aux relevés photométriques, ± 0.01 et ± 0.02 correspondent respectivement aux incertitudes associées à l'épaisseur optique et au coefficient d'Angström (cf. section 3.4.2.1). Sur la figure V-26-b, nous avons également reporté la géométrie d'observation considérée (Θ , θ_v , ϕ_r). Nous conserverons cette présentation dans la suite de ce chapitre.

La mesure photométrique présentée a été effectuée à proximité de la fin de l'axe de mesure et à 15.33 UT. Cette mesure est représentative des propriétés des aérosols observés pour cette journée (cf. section IV.2.1.2). Sur la figure V-26-b, la réflectance mesurée à 2200 nm, nous permet d'observer la variabilité des surfaces rencontrées. Au-dessus de l'axe et jusqu'à 15.54 UT, les forts niveaux de polarisation observés correspondent au survol de surfaces urbaines étendues (port de Calais). Entre 15.65 UT et 15.70 UT, nous survolons des surfaces de type rural (champs et végétation basse principalement). A partir de 15.70 UT et jusqu'à la fin de l'axe, nous survolons alternativement des surfaces naturelles et urbaines. Les fluctuations de la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm sont également observées sur les autres longueurs d'onde de l'instrument. Après correction de la surface à l'aide de la mesure

effectuée à 2200 nm, les signaux atmosphériques obtenus présentent une faible variabilité spatiale.

Les fluctuations observées sur la réflectance de surface modélisée proviennent uniquement des variations de l'indice NDVI, les surfaces survolées étant associées à un géotype fixe (géotype 14 : surface végétale naturelle). Nous constatons que le modèle surestime la réflectance polarisée des surfaces au-dessus des surfaces rurales alors qu'il la sous-estime au-dessus des surfaces urbaines.

Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus avec la méthode incluant la mesure à 2200 nm (figure V-26-a, courbes en gras). Nous observons un gradient très faible en épaisseur optique entre le début de l'axe et 15.68 UT, les valeurs observées décroissant entre 0.10 et 0.07 en moyenne. Nous constatons également des pics d'épaisseurs optiques vers 15.625 UT, 15.64 UT et 15.68 UT. Ces fortes variations sont associées à des fluctuations ponctuelles du modèle d'aérosol sélectionné par l'algorithme (variations de α). Sur la seconde moitié de l'axe, l'épaisseur optique restituée est stable. La valeur moyenne et l'écart-type sont estimés respectivement à 0.055 et 0.0035. Nous observons un excellent accord entre cette restitution et la mesure photométrique « coïncidente » ($\delta=0.065\pm0.01$). Sur l'ensemble de l'axe, les écarts observés entre épaisseur optique restituée et mesure photométrique sont faibles et demeurent inférieurs à 0.03. En moyenne, le coefficient d'Angström des aérosols est ici estimé à 2.2, cette valeur est en assez bon accord avec la mesure photométrique valant 1.95 (0.02).

Le gradient en épaisseur optique, observé sur la première moitié de l'axe, peut être expliqué soit par un biais de la méthode ou soit par une réelle variation de la charge en aérosol. Cette augmentation coïncide avec le survol de la zone industrielle du port de Calais. Nous avons constaté, en section 4.2.1.2, que la répartition des aérosols dans l'atmosphère est plus hétérogène à proximité des zones industrielles (zone source). Les épaisseurs optiques mesurées sont alors plus fortes et plus variables. L'hypothèse d'une augmentation de l'épaisseur optique en début de l'axe est donc tout à fait plausible. En l'absence de mesures photométriques coïncidentes, nous ne pouvons cependant conclure sur ce point.

Concernant l'impact du modèle de surface (figure V-26, traits fins), nous constatons que l'épaisseur optique POLDER est sous-estimée au-dessus des surfaces naturelles (15.64-15.70 UT) où l'écart maximal observé entre l'épaisseur optique restituée et la mesure photométrique atteint -0.04 (écart moyen estimé à -0.03). A l'inverse, au-dessus des surfaces urbaines,

l'épaisseur optique est très nettement surestimée. Au début de l'axe, nous observons un écart maximal de +0.1 (vers 15.62 UT). En fin de l'axe, nous constatons des écarts régulièrement supérieurs à +0.04. Entre 15.71 et 15.72 UT, nous observons une variation brutale du signal de surface (figure V-26-b). Le modèle ne prenant pas en compte ce type de variations, l'erreur est répercutée de manière directe sur la sélection du modèle (fluctuation de α) et par suite sur la valeur de l'épaisseur optique restituée (pic d'épaisseur optique). Ces fortes variations ne sont pas réalistes, et résultent d'une estimation imprécise de la contribution de la surface.

Pour ce même exemple, nous allons maintenant nous intéresser aux résultats de la méthode tenant compte de la contribution de l'atmosphère à 2200 nm (cf. section 5.2.1.1-c). Nous présentons sur la figure V-27-a, les résultats de l'algorithme obtenus avec et sans correction des effets de l'atmosphère à 2200 nm. Sur la figure V-27-b, nous présentons la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm, ainsi que cette même quantité corrigée des effets de l'atmosphère (cf. équation V-9).

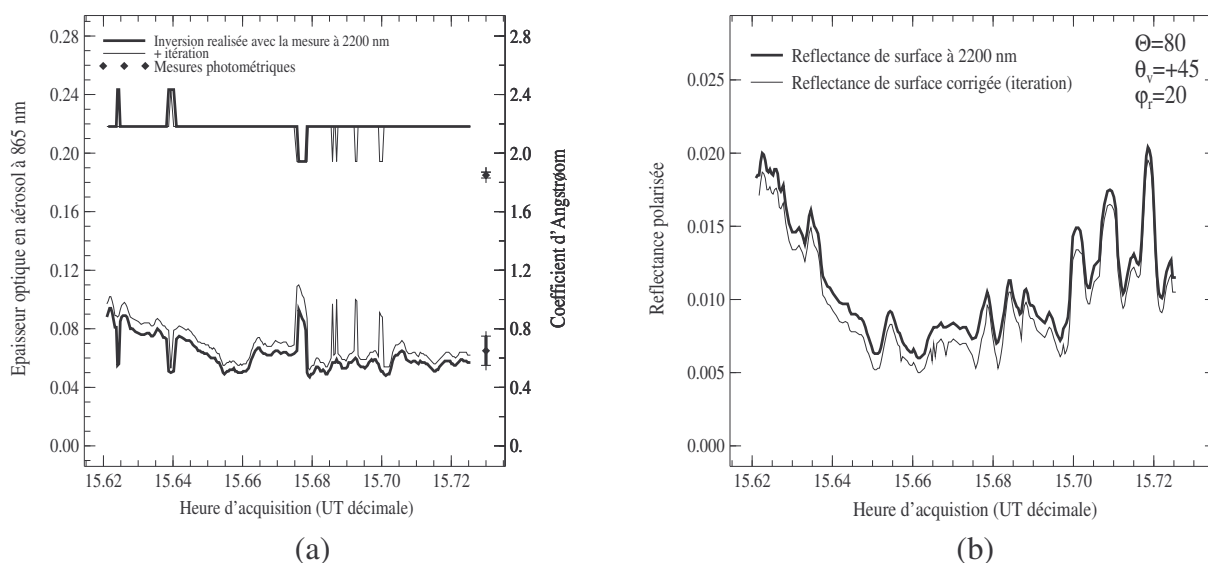


Figure V-27 : (a) Epaisseur optique et coefficient d'Angström restitués avec correction des effets de l'atmosphère à 2200 nm (trait fin) et sans correction (en gras). (b) Réflectance polarisée mesurée à 2200 nm et réflectance polarisée de surface estimée à 2200 nm, après correction des effets de l'atmosphère.

Sur la figure V-27-b, nous observons l'amplitude de la correction atmosphérique appliquée sur la mesure à 2200 nm. L'écart relatif est estimé à environ 11%. Pour les conditions atmosphériques rencontrées ($\alpha=1.85$ et $\delta^{670}=0.1$), l'ordre de grandeur de cette

correction est en accord avec les valeurs annoncées en section 5.2.1.1-c. Sur la figure V-27-a, nous observons l'impact de cette correction sur les restitutions de l'algorithme. La correction appliquée sur l'épaisseur optique est globalement inférieure à la précision de la mesure du photomètre (<0.01). Nous observons également des variations plus fortes de l'épaisseur optique entre 15.68 et 15.70 UT. Celles-ci sont dues à une fluctuation du modèle d'aérosol sélectionné (variation de α) et restent cependant occasionnelles. Dans la suite de notre étude, nous choisissons de rejeter systématiquement ces cas. Cette sélection permettra de réduire le bruit associé aux restitutions et également de restreindre les résultats de l'algorithme aux inversions les plus fiables.

Nous présentons maintenant les résultats de l'inversion obtenue le 28/07/04 où la charge en aérosol anthropique est sensiblement plus importante ($\delta=0.18$ à 670 nm). Les restitutions sont présentées (figure V-28-a) sur un axe de vol orienté Nord-sud et effectué près de Dunkerque (cf. figure IV-13-b, axe (b)). Nous avons également reporté les relevés photométriques effectués aux deux extrémités de l'axe. La réflectance mesurée à 2200 nm et la réflectance de surface estimée avec le modèle sont présentées sur la figure V-28-b.

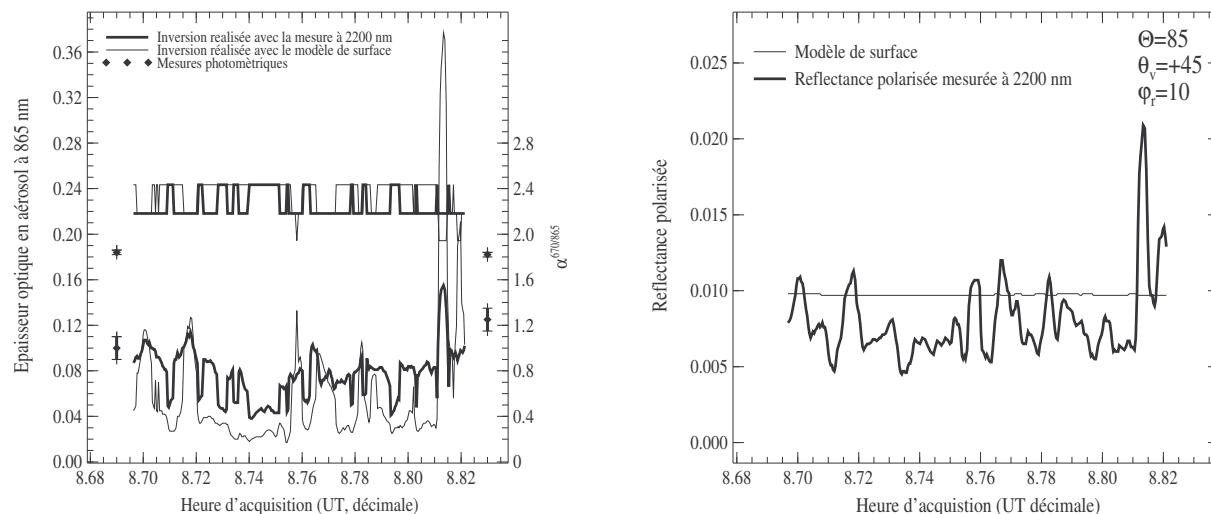


Figure V-28 : (a) Inversion de l'épaisseur optique en aérosol à 865 nm et du coefficient d'Angström pour un tronçon du vol effectué le 28/07/04 (≈ 20 km). Les résultats présentés ont été obtenus soit en utilisant le modèle de surface (traits fins), soit en utilisant la réflectance mesurées à 2200 (traits gras). (b) Réflectance polarisée mesurée à 2200 nm et réflectance polarisée de surface estimée à l'aide du modèle.

La mesure photométrique du début de l'axe est représentative d'observations en zone rurale et dans la région de Calais ($\delta=0.10$, $\alpha=1.84$, 8:25 UT, cf. figure IV-13, mesure 2). Cette

mesure sera considérée comme notre mesure de référence. La mesure de la fin de l'axe a été effectuée près de la zone industrielle de Calais ($\delta=0.125$, $\alpha=1.84$, 8:68 UT, cf. figure IV-13 mesure 3). Cette mesure est représentative des épaisseurs optiques mesurées à proximité du port de Calais et le long de la côte (cf. section 4.2.1.2).

Les inversions obtenues sont sensiblement plus bruitées que pour le cas d'étude du 19/03/03. Ce bruit est lié à une plus grande hétérogénéité des surfaces survolées. En figure V-28-b, nous observons des discontinuités importantes sur la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm. Le pic de polarisation observé vers 8.815 UT correspond au survol d'une surface urbaine très polarisante. Ces variations sont également observées sur les mesures acquises aux autres longueurs d'onde de l'instrument. En moyenne, la réflectance de surface calculée à l'aide du modèle surestime la réflectance de surface mesurée à 2200 nm de près de 20%. Concernant les résultats de la méthode basée sur la mesure de la polarisation à 2200 nm, nous constatons que la solution de l'algorithme oscille entre deux modèles d'aérosol, correspondant respectivement à des coefficients d'Angström égaux à 2.22 et 2.45. L'épaisseur optique moyenne est de 0.08 ± 0.02 , soit un peu plus faible que la mesure photométrique (0.10 ± 0.01). En utilisant le modèle de surface, nous obtenons une valeur de 0.06 (0.06).

Sur la figure V-29-a, nous présentons les paramètres géophysiques (δ , α) obtenus avec et sans correction des effets de l'atmosphère à 2200 nm. En figure V-29-b, nous présentons la réflectance de surface mesurée à 2200 nm et cette même quantité après correction des effets atmosphériques.

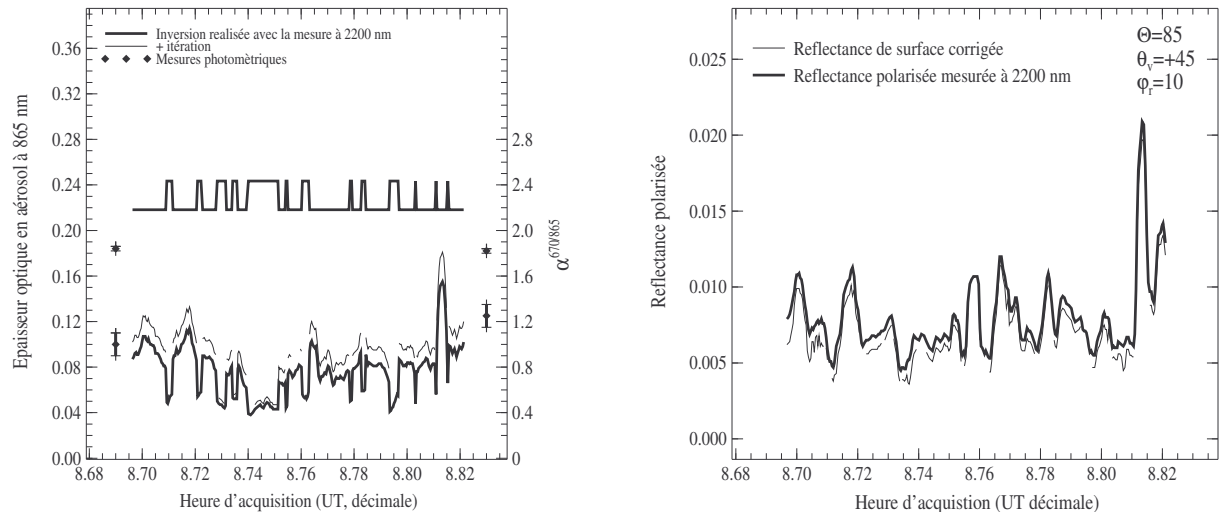


Figure V-29 : a) Epaisseur optique et coefficient d'Angström restitués lors du vol du 28/07/04, avec correction des effets de l'atmosphère à 2200 nm (trait fin) et sans correction (en gras). b) Réflectance polarisée mesurée à 2200 nm et réflectance polarisée de surface estimée à 2200 nm après correction des effets de l'atmosphère.

La correction moyenne relative appliquée à la réflectance mesurée à 2200 nm est de l'ordre de 13%. La valeur moyenne de l'épaisseur optique restituée en seconde approche est proche de 0.095 (0.025). Dans ce cas, nous constatons un meilleur accord avec la mesure photométrique (0.10 ± 0.01). Nous conservons cependant un bruit important de restitution. Lorsque l'algorithme converge vers le modèle de coefficient d'Angström égale à 2.45, l'épaisseur optique restituée est clairement sous-estimée (ex : figure V-29-a, entre 8.74 et 8.745 UT), alors que quand il converge vers un modèle de coefficient d'Angström plus réaliste (2.2), l'épaisseur optique mesurée est en meilleur accord avec la mesure photométrique. La valeur moyenne du coefficient d'Angström vaut 2.21 (0.08). Cette valeur est en assez bon accord avec la mesure photométrique estimée à 1.95 (0.02). Pour ce cas, la prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm, permet d'améliorer sensiblement les résultats de l'inversion. Nous allons maintenant étudier l'apport de la mesure polarisée à 1600 nm pour la sélection du modèle d'aérosol.

5.2.2.1-b Apport de la mesure polarisée à 1600 nm pour la caractérisation du modèle de particules.

Dans cette section, nous comparons les résultats de l'algorithme obtenus avec et sans la mesure polarisée à 1600 nm. Dans les exemples suivants, la contribution de la surface est

précisément déduite à l'aide de la mesure effectuée à 2200 nm. Pour illustrer l'apport de l'information polarisée à 1600 nm, nous reprenons le cas du 19/03/03. Nous présentons sur la figure V-30-a, l'épaisseur optique spectrale restituée en incluant la mesure à 1600 nm dans l'algorithme. La figure V-30-b, présente les résultats obtenus en se limitant au domaine spectral de POLDER (670 et 865 nm). Nous avons également reporté les mesures photométriques effectuées avec MICROTOPS.

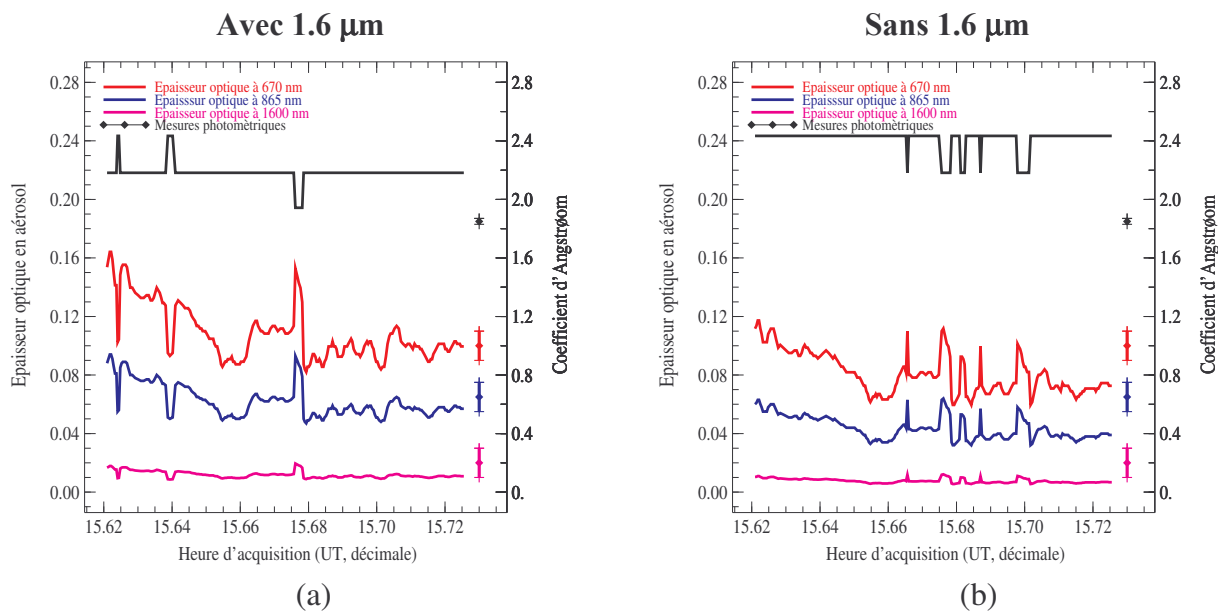


Figure V-30 : Coefficient d'Ångström et épaisseurs optiques restituées à 670, 865 et 1600 nm en incluant la mesure à 1600 nm dans l'algorithme (a) et sans cette mesure (b), vol du 19/03/03.

L'épaisseur optique photométrique à 1600 nm est obtenue par extrapolation, à l'aide du coefficient d'Ångström calculé à partir des épaisseurs optiques mesurées à 670 et 865 nm. Sur la figure V-30-a, nous observons un bon accord entre les épaisseurs optiques restituées et les relevés photométriques. Sur la seconde moitié de l'axe, les écarts observés entre les restitutions et les mesures, sont inférieurs à 0.015 et dans les 3 canaux de l'instrument. En figure V-30-b, nous constatons des écarts nettement plus importants. Le modèle d'aérosol sélectionné est alors associé à un coefficient d'Ångström de 2.4. Les valeurs de la fonction de phase polarisée, pour ce modèle, sont systématiquement plus fortes que celles associées aux modèles de plus petit coefficient d'Ångström (cf. figure V-22). Pour un signal polarisé donné, et d'après l'approximation de la diffusion primaire (cf. équation II-38), l'épaisseur optique restituée à l'aide de ce modèle est donc nécessairement plus faible. La mesure photométrique

indique un coefficient d'Angström de 1.95. Sur cet exemple, nous constatons donc que la mesure à 1600 nm permet de sélectionner un coefficient d'Angström plus réaliste et donc de mieux restituer la dépendance spectrale de l'épaisseur optique. Ces conclusions sont valables pour le vol du 28/07/04. Les résultats pour ce vol, sont reportés dans le tableau V-11. Dans la section suivante, nous résumons les résultats de l'algorithme obtenus pour des cas d'aérosols anthropiques et pour les différentes approches considérés précédemment. Nous comparons ces résultats aux mesures photométriques et aux inversions effectuées sur mer.

5.2.2.1-c Conclusion sur l'algorithme et bilan de l'étude des aérosols anthropiques (terre et mer).

Dans le tableau V-10, nous avons reporté le résultat des inversions effectuées sur terre et sur mer, lors du vol du 19/03/03. Les valeurs présentées correspondent à des valeurs moyennes calculées sur chaque axe de vol considéré. L'écart-type correspondant est également donné. Nous avons également reporté les observations photométriques effectuées à 15:33 UT et à proximité de la zone de mesure. Les axes de mesures considérés ont été effectués parallèlement à la côte, entre 15.37 et 15.43 UT, pour le survol des terres, et entre 15.55 et 16.00 UT, pour le survol de la mer. La localisation de la mesure photométrique et la position des axes ont été présentées en section IV.2.1.2 (cf. figure IV-13, axes c et d et mesures photométriques 5).

Dans le tableau V-11, nous présentons les mêmes quantités obtenues pour la journée d'étude du 28/07/04. Les axes de mesures ont été effectués entre 08.40 et 08.49 UT, pour le survol des terres, et entre 09.02 et 09.14 UT pour le survol de la mer. Les mesures photométriques correspondantes ont été effectuées à 8:15 UT et 10:15 UT (cf. figure IV-13, axes b et c et mesure photométrique 2 et 5).

Méthodes / restitutions	δ^{670}	δ^{865}	δ^{1600}	$\alpha^{670/865}$
TERRE (MICROPOL)				
(LP) 670+865+1600+modèle de surface	0.10 ± 0.055	0.060 ± 0.035	0.01 ± 0.01	2.27 ± 0.02
(LP) 670+865+2200	0.08 ± 0.015	0.045 ± 0.01	0.010 ± 0.001	2.41 ± 0.01
(LP) 670+865+1600+2200	0.11 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.010 ± 0.002	2.18 ± 0.005
(LP) 670+865+1600+2200+prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm	0.12 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.010 ± 0.002	2.18 ± 0.00
MER (MICROPOL)				
(L+LP) Algorithme de type « MODIS »	0.11 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.020 ± 0.005	1.85 ± 0.10
PHOTOMETRE (MICROTOS)				
(L) Mesures photométriques	$0.10 \pm 0.01^*$	0.065 ± 0.01	0.02 ± 0.01	1.88 ± 0.02

Tableau V-10 : Résultats des inversions obtenues au-dessus des surfaces terrestres et océaniques, lors du vol du 19/03/03.

Méthodes / restitutions	δ^{670}	δ^{865}	δ^{1600}	$\alpha^{670/865}$
TERRE (MICROPOL)				
(LP) 670+865+1600+modèle de surface	0.12 ± 0.10	0.07 ± 0.065	0.01 ± 0.01	2.33 ± 0.15
(LP) 670+865+2200	0.10 ± 0.025	0.055 ± 0.015	0.01 ± 0.003	2.41 ± 0.07
(LP) 670+865+1600+2200	0.14 ± 0.035	0.08 ± 0.02	0.015 ± 0.005	2.24 ± 0.10
(LP) 670+865+1600+2200+prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm	0.17 ± 0.04	0.095 ± 0.025	0.02 ± 0.005	2.21 ± 0.08
PHOTOMETRE* (MICROTOS)				
(L) Mesures photométriques (MICROTOS) (mesure effectuée dans l'intérieur des terres)	$0.16 \pm 0.01^*$	0.10 ± 0.01	0.03 ± 0.01	1.84 ± 0.02
MER (MICROPOL)				
(L+LP) Algorithme de type « MODIS »	0.18 ± 0.02	0.11 ± 0.015	0.030 ± 0.004	2.00 ± 0.14
PHOTOMETRE* (MICROTOS)				
(L) Mesures photométriques.	$0.20 \pm 0.01^*$	0.12 ± 0.01	0.035 ± 0.01	1.88 ± 0.02

Tableau V-11 : Résultats des inversions obtenues au-dessus des surfaces terrestres et océaniques, lors du vol du 28/07/04. (*) La barre d'erreur donnée sur les relevés photométriques correspond à l'incertitude associée à la mesure et non à sa variabilité.

Concernant les inversions effectuées au-dessus des terres, nous constatons que la méthode basée sur l'utilisation du modèle de surface, ne permet pas de restituer correctement les propriétés des aérosols. Pour cette approche, les valeurs des écart-types associées aux restitutions sont fortes ce qui traduit une forte variabilité de la méthode. Nous avons montré précédemment que cette variabilité était principalement liée à une mauvaise estimation des effets de surface. Pour les méthodes incluant la mesure à 2200 nm, nous observons une forte réduction du bruit sur les restitutions, de près de 60%. Cette très nette amélioration n'est cependant pas suffisante pour restituer de manière précise l'épaisseur optique en aérosol. En effet, en l'absence de la mesure polarisée à 1600 nm, l'algorithme surestime systématiquement le coefficient d'Angström des aérosols. En conséquence, nous observons une sous-estimation de l'épaisseur optique mesurée. Ces observations montrent que la

sélection du modèle d'aérosol est le facteur déterminant pour la caractérisation de l'épaisseur optique.

Pour ces deux cas d'observation, la mesure polarisée à 1600 nm, permet d'améliorer la restitution du coefficient d'Angström. Cette remarque est également valable pour le cas d'étude du 24/03/03 (« cas mixte ») que nous aborderons dans la suite de ce chapitre. Pour les vols du 12/06/03 et du 06/09/04, les solutions des 2 méthodes (avec et sans la mesure à 1600 nm) sont sensiblement équivalentes. A l'exception du cas relatif aux aérosols désertiques, cette mesure additionnelle permet donc d'améliorer, dans la plupart des cas, la qualité des inversions. En utilisant les longueurs d'onde 670, 865, 1600 et 2200 nm, nous obtenons des restitutions cohérentes par rapport aux mesures photométriques. La prise en compte de l'effet d'atmosphère à 2200 nm constitue une correction de second d'ordre sur les restitutions. Pour le cas du 19/03/03, l'impact de la correction effectuée sur l'épaisseur optique est estimée à 10%. Pour ce cas ($\delta^{670} \approx 0.1$), cette correction est faible et peut donc être négligée. Pour le cas du 28/07/04, la correction appliquée semble permettre une amélioration sensible de la qualité des restitutions. Les épaisseurs optiques obtenues à 670 et 865 nm sont corrigées d'un facteur +20%, ce qui permet de réduire de moitié les écarts entre les mesures et les restitutions. Dans la suite de ce chapitre nous chercherons à étudier le domaine de validité de cette méthode en terme d'épaisseur optique en aérosol.

Pour le cas du 19/03/03, les inversions sur terre et sur mer ont été effectuées sur des mesures très proches (en temps et en position). Les épaisseurs optiques restituées sont ici tout à fait comparables (à 0.01 près). Pour le 28/07/04, les écarts observés entre les restitutions des deux algorithmes (terre et mer) et les mesures photométriques coïncidentes sont du même ordre de grandeur. Nous constatons que le coefficient d'Angström restitué au-dessus de la mer est systématiquement plus proche de la mesure photométrique. L'épaisseur optique à 1600 nm est également restituée de manière plus fine sur mer que sur terre. Nous rappelons que la méthode développée sur terre est monomode. A l'inverse, la méthode utilisée sur mer permet d'ajuster la part relative des modes fin et grossier à l'épaisseur totale. Pour ces cas, le paramètre de concentration (rapport de l'épaisseur optique du mode fin sur l'épaisseur optique totale) est estimé à environ 90 %, valeur notamment confirmée par AERONET pour la journée du 28/07/04 (Dunkerque, inversion de Dubovik, particules sphériques). L'existence d'un mode grossier, même faible est suffisante pour expliquer la différence entre les restitutions à 1600 nm sur mer et sur terre.

La méthode basée sur la mesure polarisée multispectrale permet donc de restituer les propriétés des aérosols anthropiques de manière très précise. Nous devons cependant indiquer que nous avons utilisé ici des géométries d'observation favorables à la méthode et à l'instrument (petits angles de diffusion, inférieurs à 90°). Pour ces mêmes géométries, le modèle de surface est également peu performant (cf. section 5.1.2). En contre partie, nous ne disposons que d'une seule géométrie d'observation pour contraindre l'algorithme. Les résultats présentés dans cette section sont donc très encourageants et montrent l'apport de la mesure polarisée dans le moyen-infrarouge pour la caractérisation des aérosols anthropiques. Nous allons maintenant tester cette méthode pour des types d'aérosol variés et comparer les résultats obtenus avec la méthode développée en luminance totale.

5.2.2.2 Comparaison de l'approche polarisée multispectrale et de la méthode développée en luminance totale pour des cas d'étude variés.

5.2.2.2-a Identification des aérosols observés à l'aide de la méthode basée sur la luminance totale.

Dans le cadre de l'approche développée sur océan en luminance totale, la sélection du modèle de particules est basée sur une étude qualitative de la dépendance spectrale de la contribution des aérosols. Pour une zone géographique donnée, le choix du modèle dépend alors uniquement de la valeur du rapport des luminances primaires estimées à 670 et 490 nm (cf. section 5.2.1.2). Nous étudions ici la réponse de l'algorithme pour des conditions atmosphériques et des surfaces variées. Nous utilisons les vols du 12/10/01, du 24/03/03 et du 06/09/04, pour illustrer respectivement un cas de poussières désertiques, un cas mixte (mélange équilibré de particules des modes fin et grossier) et un cas d'aérosols anthropiques. Les aérosols observés pour ces journées d'étude ont été préalablement identifiés à l'aide des mesures du réseau AERONET (cf. section 3.4.3). Le vol du 06/09/04, permettra également de tester l'inversion sur des surfaces terrestres contrastées (surfaces naturelles et urbaines).

Nous présentons sur les figures V-31-a, V-31-b et V-31-c, le rapport des luminances primaires, calculé à l'aide l'équation V-10, en fonction du temps d'acquisition et pour des portions de vols effectuées les 12/10/01, 24/03/03 et 06/09/04. Pour illustrer la variabilité des surfaces survolées, nous avons également reporté la réflectance totale mesurées à 2200 nm.

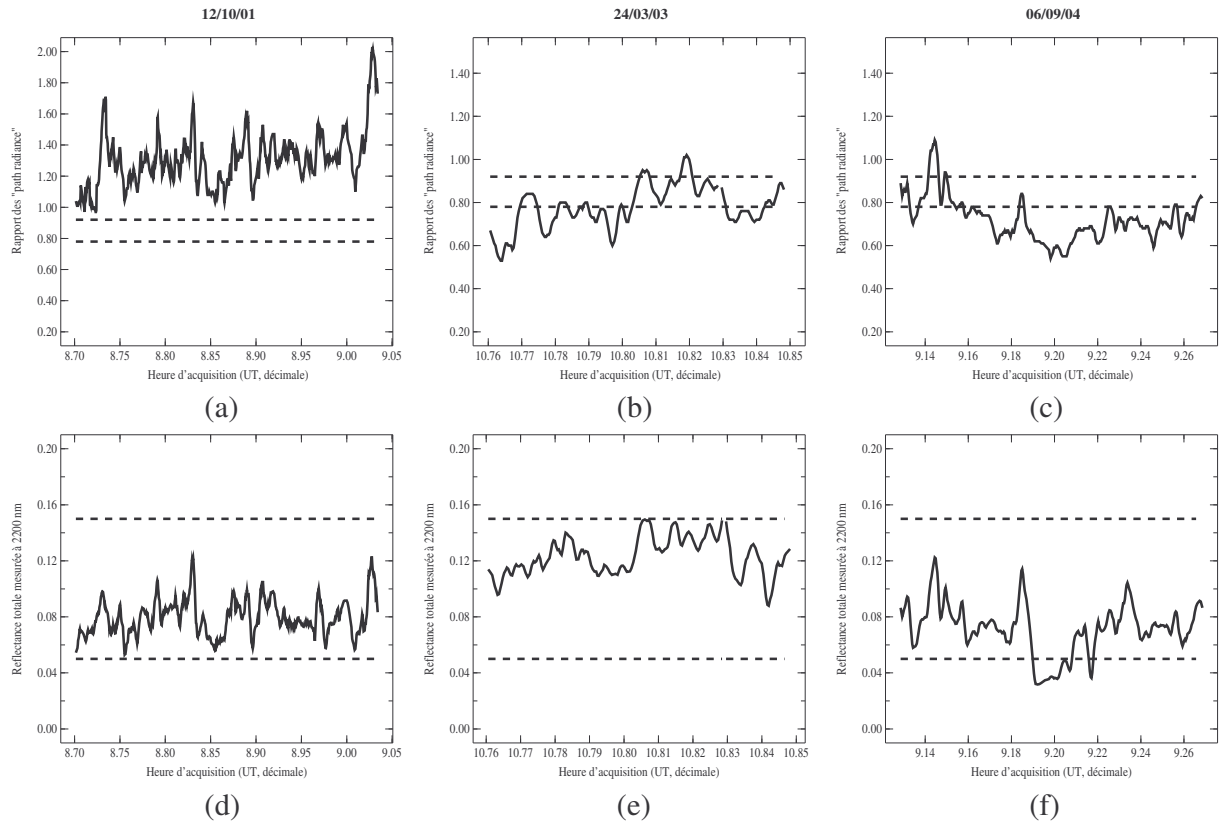


Figure V-31 : Rapport des luminances primaires estimées à 490 et 670 nm, pour un cas de particules désertiques (a), un cas « mixte » (b) et pour un cas de particules anthropiques (c), observés au-dessus des terres. Réflectances totales mesurées à 2200 nm, respectivement pour les portions de vol du 12/10/01 (≈ 300 km) (d), du 24/03/03 (≈ 25 km) (e) et du 06/09/04 (≈ 35 km) (f).

Sur les figures V-31-a, V-31-b et V-31-c, nous avons reporté les valeurs seuils (traits discontinus) permettant de sélectionner le modèle. Nous rappelons que la valeur supérieure est égale à 0.92 (aérosols désertiques) et la valeur inférieure à 0.78 (particules de pollution). Pour les cas intermédiaires, l'algorithme considère un mélange de particules. La concentration relative du mode fin à l'épaisseur optique totale est alors estimée de manière empirique à l'aide de l'équation V-14. Sur les figures V-31-d, V-31-e et V-31-f, nous avons reporté les critères de sélection des cibles (trait discontinus). Les réflectances inférieures à 0.05 correspondent à des cibles sombres, les valeurs comprises entre 0.05 et 0.15 sont associées à des cibles partiellement sombres et les valeurs supérieures à 0.15 sont rejetées.

Pour le cas de poussière désertique (12/10/01, figure V-31-a), les surfaces rencontrées sont principalement des surfaces de type naturel et plutôt sombres ($p^{2.2} < 0.12$). Pour ce cas, la

valeur du rapport des luminances primaires est systématiquement supérieure à 1. L'algorithme va donc converger, comme attendu, vers le modèle de poussières désertiques.

Pour le cas du 24/03/03, nous observons que le rapport des luminances primaires varie de manière importante entre le début et la fin de l'axe (0.53 et 1.00). Si nous utilisons l'équation V-14, pour estimer le paramètre de concentration, nous obtenons des valeurs comprises entre 0 et 1. Le photomètre de Lille indique un rapport de 0.50 entre l'épaisseur optique du mode fin et l'épaisseur optique totale à 670 nm. La variabilité de ce paramètre durant le temps du vol est négligeable. Compte tenu de longueur de l'axe présenté (≈ 25 km), nous pouvons supposer que l'atmosphère est ici homogène. La variabilité observée sur les restitutions de l'algorithme n'est donc pas réaliste car l'algorithme va afficher des valeurs différentes du paramètre η sur l'axe.

Pour le cas du 06/09/04 (figure V-31-c), nous constatons que le rapport des luminances primaires varie également fortement entre des valeurs de 0.55 et 1.1. Les fortes valeurs (>1 .) correspondent au survol de surfaces urbaines (9.14-9.16 UT). Nous avons constaté en section 5.1.4 que les relations utilisées pour caractériser la contribution des surfaces présentent une forte variabilité en fonction du type de sol. Pour les surfaces urbaines, les relations utilisées dans l'algorithme sont notamment très critiquables. Cet exemple montre qu'une mauvaise estimation de la contribution de la surface peut affecter le calcul des luminances primaires et par suite le choix du modèle. Pour ce cas, l'algorithme va donc converger vers un modèle inadapté. Entre 9.19 et 9.21 UT, nous survolons une zone forestière, caractérisée par des faibles niveaux de réflectance (<0.05). Entre 9.21 UT et la fin de l'axe, les surfaces rencontrées sont principalement des surfaces végétales cultivées. Pour ces deux types de couvert, l'algorithme converge vers le modèle de particules anthropiques.

Ces exemples montrent que la méthode utilisée est, dans la plupart des cas, sensible au type de particules observé. L'approche utilisée pour estimer la contribution des surfaces est cependant trop imprécise pour caractériser finement des paramètres tels que le coefficient d'Angström et le paramètre de concentration, en particulier dans le cas d'un mélange de particules. La qualité des inversions est également directement liée au niveau de bruit et à la valeur de la réflectance mesurée à 2200 nm. Pour les vols du 28/07/04 et du 12/06/03, les mesures de réflectance à 2200 nm sont particulièrement bruitées. Le comportement de l'algorithme est alors très variable et sensiblement comparable à celui observé lors du vol 24/03/03. Nous allons maintenant comparer, pour les différents vols, les épaisseurs optiques restituées par les deux méthodes.

5.2.2.2-b Comparaison pour des observations relatives à des particules de pollution au-dessus de surfaces variées (06/09/04).

Nous présentons sur la figure V-32-a, les épaisseurs optiques restituées à 670 nm pour le vol du 06/09/04, à l'aide des différentes méthodes décrites précédemment. Sur la figure V-32-b, nous présentons les réflectances polarisées mesurées à 2200 nm, avec et sans correction des effets de l'atmosphère, ainsi que la réflectance polarisée de surface estimée à l'aide du modèle.

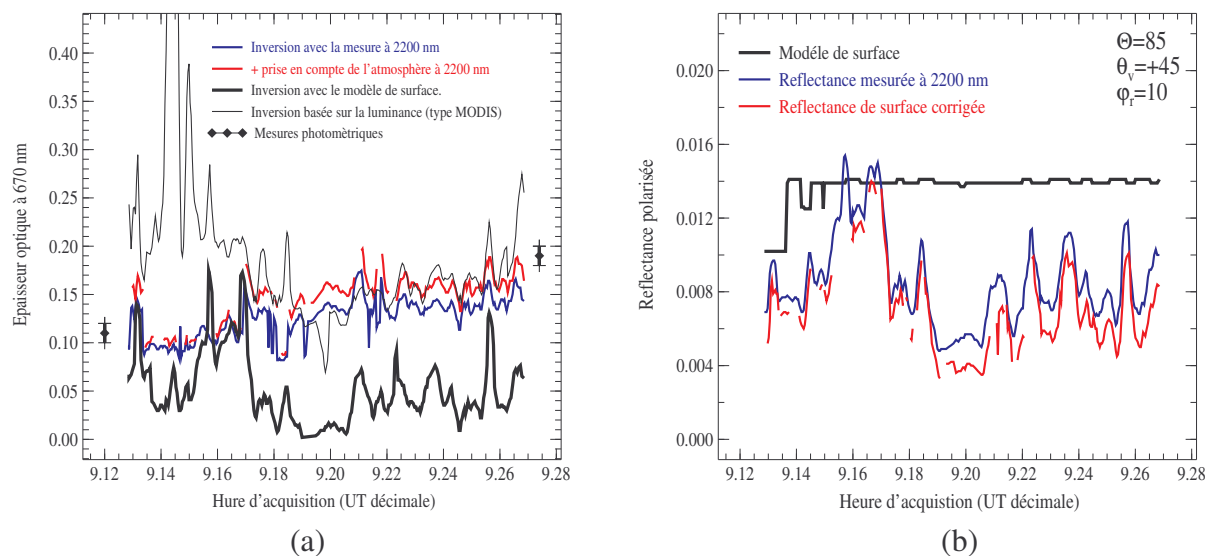


Figure V-32 : (a) Epaisseurs optiques restituées à 670 nm à l'aide de différentes méthodes (i) utilisation des luminances polarisées à 670, 865, 1600 et 2200 nm (courbe bleu), (ii) même méthode avec prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm (courbe rouge), (iii) utilisation des luminances polarisées à 670, 865 et 1600 nm et du modèle de surface (trait gras) et (iv), utilisation des luminances totales (trait fin). (b) Réflectances mesurées à 2200 nm sans correction des effets de l'atmosphère (courbe bleu) et avec correction (courbe rouge), ainsi que la réflectance polarisée de surface estimée à l'aide du modèle (trait gras).

La portion de vol présentée correspond à un axe de vol, d'environ 35 km, effectué entre les villes de Valenciennes et de Lille. Les surfaces survolées ont été identifiées en section 5.1.1.3-b. Pour cette journée d'observation, les relevés photométriques indiquent une variabilité spatiale importante de la charge en aérosol (cf. tableau V-1). Nous avons reporté une mesure photométrique effectuée à proximité de Valenciennes (début de l'axe) et à 9.25 UT ($\delta^{670}=0.11\pm0.01$), ainsi que la mesure effectuée par le photomètre du réseau AERONET

de Lille, à 9.26 UT ($\delta^{670}=0.19\pm0.01$). Nous prendrons comme mesure de référence, la valeur moyenne des deux observations, estimées à 0.15 ± 0.04 .

Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus à l'aide des méthodes basées sur la polarisation. En moyenne, le modèle de surface surestime la réflectance polarisée mesurée à 2200 nm d'environ 40% (cf. figure V-32-b), l'épaisseur optique moyenne est alors très nettement sous-estimée et estimée à 0.05 (0.035). Sur la figure V-32-b, nous constatons que les fluctuations de la polarisation, observées lors du survol des zones urbaines (ex : entre 9.15 et 9.17 UT), et de la forêt (repérée entre 9.195 et 9.205 UT), ne sont pas prises en compte par le modèle. Il en résulte une très forte variabilité de l'épaisseur optique restituée ($0.<\delta^{670}<0.19$). Cette variabilité est clairement le résultat d'une estimation trop imprécise de la contribution de la surface. L'utilisation de la mesure polarisée à 2200 nm, permet d'améliorer considérablement les résultats. Les épaisseurs optiques moyennes, obtenues avec et sans correction des effets d'atmosphère à 2200 nm, sont respectivement égales à 0.15 (0.02) et à 0.125 (0.025). Cette observation confirme que pour des épaisseurs optiques supérieures à 0.1, la prise en compte de l'effet de l'atmosphère à 2200 nm permet d'améliorer sensiblement les résultats (la correction appliquée à 2200 nm est ici estimée à environ 18%). De plus, nous constatons que la correction appliquée à l'épaisseur optique est sensiblement plus importante sur la seconde moitié de l'axe (cf. figure V-32-a, entre 9.19 et 9.27 UT). Cet effet résulte d'une augmentation de l'épaisseur optique et d'une diminution simultanée du coefficient d'Angström restitué (non présenté). Ce comportement est tout à fait en accord avec notre étude de sensibilité présentée en section 5.2.1.1-c (l'effet de l'atmosphère à 2200 nm augmentant avec les épaisseurs optiques croissantes et la taille des particules). Le coefficient d'Angström moyen est ici estimé à 2.2 (0.1), la mesure photométrique indiquant une valeur moyenne sensiblement plus faible et égale à 1.85 (0.05).

Concernant la méthode « MODIS », l'épaisseur optique restituée varie entre des valeurs de 0.06 et 0.60 (hors axe). Les fortes fluctuations observées entre 9.13 et 9.16 UT, lors du survol de la zone urbaine, résultent d'une mauvaise sélection du modèle d'aérosol. Cette erreur est notamment liée à une estimation imprécise de la contribution des surfaces rencontrées (cf. section 5.1.4). L'algorithme converge alors vers un modèle de poussières désertiques et surestime considérablement l'épaisseur optique mesurée ($\Delta\delta^{\max}=+0.45$). Entre 9.19 et 9.25 UT, l'algorithme sélectionne le modèle de particules anthropiques, l'épaisseur

optique obtenue est alors cohérente avec les observations photométriques. Cette partie du vol correspond au survol de surfaces naturelles, nous constatons alors un bon accord entre les deux méthodes. Après 9.25 UT, l'algorithme converge vers une solution mixte (cf. figure V-31-c), l'épaisseur optique est alors très nettement surestimée ($\approx 25\%$). Cet exemple montre que dans le cas de la caractérisation des propriétés des particules anthropiques au-dessus des terres, seule la méthode basée sur l'information multispectrale polarisée permet de restituer précisément l'épaisseur optique des aérosols au-dessus des surfaces naturelles et urbaines.

5.2.2.2-c Comparaison pour des observations relatives à un mélange de particules, vol du 24/03/03.

Jusqu'à présent, nous avons testé les algorithmes pour des observations relatives à des aérosols anthropiques, pour lesquels, l'épaisseur optique du mode fin est très proche de l'épaisseur optique totale. Nous présentons ici les résultats obtenus pour un cas de mélange de particules des modes fins et grossier (cas « mixte »), observé sur Lille le 24/03/03. Les aérosols observés ont été caractérisés à l'aide du photomètre du laboratoire (inversion AERONET standard pour des particules sphériques). Les résultats de l'inversion indiquent très nettement l'existence d'une distribution en taille bimodale des particules (cf. figure III-13). Le photomètre se situe au centre de l'axe de vol orienté Nord-sud. Nous considérons que l'atmosphère est homogène entre le début et la fin de l'axe (≈ 15 km). Nous présentons sur la figure V-33, l'épaisseur optique restituée à 670 nm à l'aide des méthodes MICROPOL, versions incluant (i) 670, 865, 1600, 2200 nm et (ii) 670, 865 et 2200 nm et de la méthode MODIS (trait fin), ainsi que les mesures photométriques.

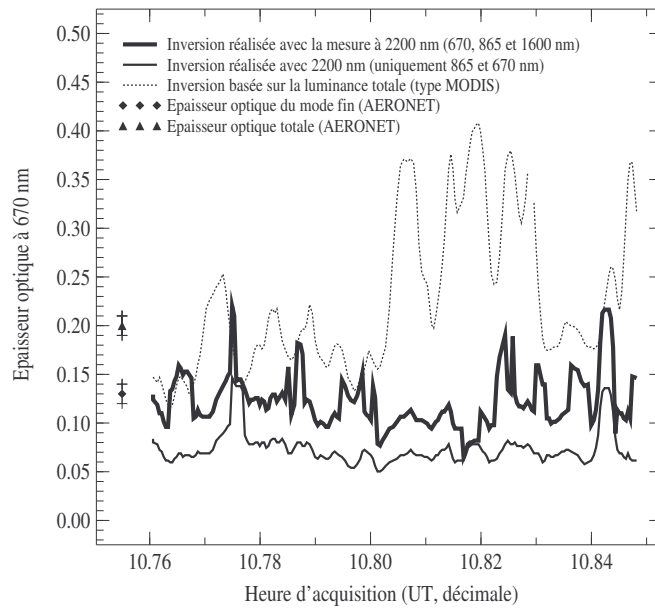


Figure V-33 Epaisseur optique restituée à 670 nm à l'aide des méthodes basées sur la polarisation et sur la luminance totale, lors du vol du 24/03/03 (cas mixte).

Les mesures photométriques présentées sur la figure (début de l'axe), correspondent respectivement à l'épaisseur optiques totale à 670 nm (0.20 ± 0.01) et à l'épaisseur optique relative au mode fin (0.13 ± 0.01). Les résultats de la méthode MODIS présentent une variabilité importante ($0.1 < \delta < 0.45$). Par exemple, entre 10.80 et 10.83 UT, l'algorithme converge vers un modèle de poussière désertique et surestime d'un facteur 2 l'épaisseur optique mesurée. Concernant la solution en polarisation, incluant la mesure à 1600 nm, l'épaisseur optique restituée présente un assez bon accord avec l'épaisseur optique relative au mode fin. Sans la mesure polarisée à 1600 nm, nous constatons que l'épaisseur optique restituée est sensiblement moins bruitée. Cependant l'algorithme converge alors vers un modèle associé à un coefficient d'Angström plus faible (2.44) et l'épaisseur optique est en moyenne significativement plus faible. Nous avons reporté dans le tableau V-12, les restitutions obtenues avec l'ensemble des méthodes. La méthode incluant le modèle de surface en polarisation n'est pas considérée ici (comportement identique aux cas présenté précédemment). Nous donnons la valeur moyenne du paramètre et l'écart-type correspondant calculé sur le tronçon.

Méthodes/Restitutions	δ^{670}		$\alpha^{670/865}$	
MICROPOL (10.76-10.87 UT)				
Lp670+865+2200nm	0.075±0.02		2.43±0.04	
Lp670+865+1600+2200nm	0.125±0.03		2.15±0.12	
Lp670+865+1600+2200nm+ prise en compte des effets de l'atmosphère à 2200 nm.	0.135±0.04		2.15±0.12	
L490+670+2200nm (Méthode MODIS)	0.23±0.08		$(\alpha^{490/670})$ 0.3< α <2.2 (1.125±0.35)	
AERONET (Lille, 10.93 UT)				
Inversion pour des particules sphériques (Dubovik).	δ_t^{670}	δ_f^{670}	$\alpha_t^{670/865}$	$\alpha_f^{670/865}$
	0.20±0.01	0.13±0.01	0.95 $(\alpha_t^{490/670}=1.16)$	1.85

Tableau V-12 : Résumé des inversions pour la journée du 24/03/03.

Pour la méthode MODIS, le coefficient d'Angström est calculé avec les épaisseurs optiques à 490 et 670 nm. Nous présentons également les valeurs minimale et maximale de ce paramètre afin d'illustrer sa variabilité. Nous constatons que la méthode MICROPOL, incluant la prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm permet en moyenne de restituer convenablement l'épaisseur optique du mode fin. Ce résultat montre que la mesure polarisée à 1600 nm est importante pour améliorer la restitution des propriétés des aérosols anthropiques (δ et α). Il indique que cette mesure apporte peu d'information sur le mode grossier des particules. A l'inverse, la méthode MODIS, présente une sensibilité plus importante à l'ensemble de la distribution en taille ($\delta=0.23\pm0.08$, $\delta_t=0.20\pm0.01$). Les écart-types associés aux restitutions sont très importants et indiquent que la méthode est peu précise. Sur cet exemple, nous constatons que la méthode ne permet pas de restituer le paramètre de taille des aérosols de manière réaliste, ce paramètre variant entre 0.3 et 0.22. Nous allons maintenant évaluer et comparer ces méthodes pour un cas de poussières désertiques.

5.2.2.2-d Comparaison pour des observations relatives à des particules désertiques (cas du 12/10/01).

Durant le vol du 12/10/01, nous avons survolé le nuage de poussière préalablement caractérisé sur mer le 11/10/01 [Waquet et al., 2005], lors de son transport vers le Nord de l'Europe. Nous présentons ici les inversions obtenues sur terre et pour un vol d'environ 300

km, effectué entre 8.70 TU et 9.00 TU (cf. figure III-16). Pour cette partie du vol, nous disposons des mesures simultanées du lidar LEANDRE. La coupe verticale obtenue témoigne de l'absence de nuages entre la surface et l'avion (≈ 9 km). La présence de nuages hauts a été également contrôlée à l'aide du masque nuageux de MODIS. Les aérosols sont ici principalement situés entre 1000 et 4000 m d'altitude. Nous utiliserons également les observations photométriques de la station de Bordeaux, constituant le point de mesures le plus proche de l'axe de vol (cf. figure III-11). Nous avons reporté sur la figure V-34, l'épaisseur optique restituée à l'aide de la méthode basée sur la luminance totale, l'épaisseur optique obtenue avec la méthode polarisée et l'épaisseur optique moyenne mesurée par le photomètre durant le vol (8.00-9.00 UT).

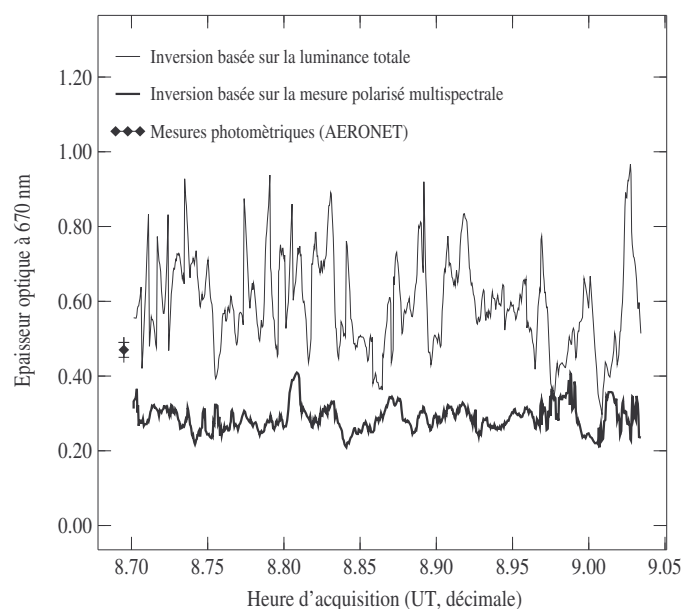


Figure V-34 : Epaisseur optique restituée à 670 nm à l'aide des méthodes type MODIS et MICROPOL pour un cas de poussière désertique (12/10/01).

Nous présentons tout d'abord les résultats obtenus avec la méthode MODIS. Les fluctuations observées sur l'épaisseur optique résultent du bruit associé à la mesure de l'instrument et principalement d'une estimation imprécise des effets de surface (cf. figures V-31-a et V-31-d). En moyenne, la méthode permet cependant de restituer l'ordre de grandeur de l'épaisseur optique. L'algorithme converge ici systématiquement vers le modèle de particules désertiques, l'épaisseur optique moyenne étant estimée à 0.60 ± 0.1 , contre 0.47 ± 0.02 pour le photomètre. Nous devons toutefois rappeler que l'algorithme est ici utilisé au-dessus des surfaces végétales sombres, constituant des cibles privilégiées pour la méthode

(cf. image de la caméra, figure V-5). La détection des poussières minérales serait impossible par cette méthode au-dessus de surfaces désertiques (région source), particulièrement réfléchissantes. Cet exemple confirme également la forte imprécision de la méthode pour la restitution du paramètre de taille. Le coefficient d'Angström restitué est ici systématiquement inférieur à 0. et est estimé en moyenne à -0.45 ± 0.45 , ce qui ne semble pas réaliste compte tenu de la mesure photométrique indiquant une valeur de 0.11.

Concernant les inversions MICROPOL, nous constatons de fortes disparités entre les différentes méthodes résumées dans le tableau V-13.

Méthodes/Restitutions	δ^{670}	δ^{865}	δ^{1600}	$\alpha^{670/865}$
MICROPOL (8.70 – 9.00 UT)				
Lp670+865+2200nm (1)	0.51 ± 0.13	0.36 ± 0.10	0.10 ± 0.03	1.34 ± 0.10
Lp670+865+1600+2200nm (2)	0.18 ± 0.015	0.13 ± 0.015	0.035 ± 0.005	1.40 ± 0.20
Lp670+865+1600+2200nm+prise en compte des effets de l'atmosphère à 2200 nm. (3)	0.31 ± 0.04	0.20 ± 0.03	0.05 ± 0.01	1.70 ± 0.08
Méthode MODIS (4)	0.60 ± 0.10	/	/	$(\alpha^{490/670})$ -0.45 ± 0.45
AERONET (photomètre de Bordeaux)				
Mesures photométriques moyennes (5)	Observations moyennes (8:00-9:00 UT)			
	$0.47 \pm 0.02^{(1)}$	0.45 ± 0.02	0.40*	0.10 ± 0.025 $(\alpha^{490/670})$ 0.18
Inversion Dubovik (6) (particules sphériques)	Inversion (8:50 UT)			
	Mode fin			
	$0.14 \pm 0.01^{(2)}$	0.12 ± 0.01	0.085*	0.60
	Mode grossier			
	$0.32 \pm 0.01^{(2)}$	0.32 ± 0.01	0.315*	0.12

Tableau V-13 : Résumé des inversions pour la journée du 12/10/03. (*) valeur extrapolée, ⁽¹⁾écart-type, ⁽²⁾précision de la restitution.

Nous avons numéroté, dans le tableau ci-dessus, les différentes méthodes considérées ici afin de simplifier la description des résultats. Pour estimer la qualité des différentes restitutions, nous avons également reporté dans le tableau V-14, les luminances polarisées moyennes mesurées par l'instrument et les luminances polarisées simulées à l'aide des méthodes (1), (2) et (3).

Méthodes / Lp(λ)	Lp670nm	Lp865nm	Lp1600nm	ε
	Mesures			
	5.60×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	4.9×10^{-3} $\pm 3.5 \times 10^{-4}$	4.0×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	/
	Simulations			
Lp670+865+2200nm (1)	5.60×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	4.90×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	6.90×10^{-3} $\pm 9.0 \times 10^{-4}$	0.170×10^{-2}
Lp670+865+1600+2200nm (2)	6.30×10^{-3} $\pm 2.0 \times 10^{-4}$	4.40×10^{-3} $\pm 9.5 \times 10^{-4}$	4.20×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	0.065×10^{-2}
Lp670+865+1600+2200nm+prise en compte des effets de l'atmosphère à 2200 nm. (3)	6.00×10^{-3} $\pm 4.0 \times 10^{-4}$	4.80×10^{-3} $\pm 4.5 \times 10^{-4}$	4.00×10^{-3} $\pm 3.5 \times 10^{-4}$	0.021×10^{-2}

Tableau V-14 : Luminances polarisées mesurées et simulées par l'algorithme (valeurs moyennes et écart-types), et erreur quadratique résultante. L'angle de diffusion est égal à 110°.

Le paramètre ϵ correspond au terme d'erreur quadratique calculé pour les 3 canaux de l'instrument (670, 865 et 1600 nm) à l'aide de l'équation suivante,

$$\epsilon = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1,3} (Lp_i^m - Lp_i^c)^2} \quad (\text{V-15})$$

L'indice i repère le numéro du canal de l'instrument. Les quantités Lp_i^m et Lp_i^c correspondent respectivement aux luminances polarisées mesurées et calculées. La quantité ϵ permet de comparer la capacité des différentes méthodes à restituer les mesures polarisées de l'instrument.

La comparaison avec les mesures photométriques (5), montre que la méthode (1) fournit des résultats sensiblement meilleurs que les méthodes (2) et (3), et en particulier pour l'épaisseur optique (cf. tableau V-13). Si nous simulons la luminance polarisée à 1600 nm, à partir de la solution obtenue par (1), nous constatons que le calcul surestime de plus de 70% la mesure (cf. tableau V-14). Par conséquent, si nous considérons l'ensemble de l'information spectrale polarisée, cette solution n'est pas réaliste. La méthode (2) converge vers un modèle de particule très proche de celui obtenu dans le cas de la méthode (1), l'épaisseur optique restituée est cependant beaucoup plus faible. Nous constatons que la solution (2) réduit les écarts entre la mesure simulation à 1600 nm, les écarts observés à 670 et 865 nm augmentent cependant sensiblement de 11% et 5% respectivement (cf. tableau V-14). En comparant les

résultats obtenus avec cette méthode et les inversions photométriques (6), nous constatons que les restitutions obtenues sont relativement proches des propriétés des aérosols du mode fin. La méthode (3) réduit fortement les écarts mesure-simulation, le terme d'erreur quadratique est alors réduit à 0.021. Cette méthode permet donc d'améliorer la modélisation des signaux observés. Nous obtenons alors un coefficient d'Angström de 1.70, et une épaisseur optique moyenne de 0.31 (cf. figure V-34). Nous remarquons que l'épaisseur optique restituée ici correspond à une valeur intermédiaire entre l'épaisseur optique totale (≈ 0.5) et l'épaisseur optique du mode fin (≈ 0.15). Cette solution n'est donc également pas satisfaisante. La correction atmosphérique appliquée à la mesure polarisée à 2200 nm est ici estimée à 67% en moyenne. Cette correction conduit également à obtenir occasionnellement des réflectances polarisées de surfaces négatives, ce qui n'est pas réaliste pour la géométrie d'observation considérée ici ($\Theta=110^\circ$). Ce dernier cas d'étude, montre les limitations de la méthode (3), dans le cas conditions atmosphériques chargées en poussières désertiques.

Nous pouvons donc conclure que les méthodes basées sur la polarisation ne permettent pas de restituer les propriétés des aérosols de type désertique. Les propriétés des particules du mode fin sont également mal restituées pour ce cas. La correction des effets de l'atmosphère à 2200 nm apparaît ici très approximative et surestimée. L'inversion photométrique, pour des particules sphériques (6), indique l'existence d'un mode fin minoritaire et d'un mode grossier prédominant. La polarisation mesurée par l'instrument résulte donc de la combinaison des propriétés de particules polarisantes (mode fin) et de particules probablement partiellement non-sphériques et donc peu polarisantes. Ce type de combinaison ne peut être pris en compte par notre méthode, basée sur une approche monomodale et sur l'utilisation de modèles sphériques. Nous devons également rappeler que le formalisme mathématique utilisé a été validé pour des épaisseurs optiques inférieures à 0.2 à 670 nm (cf. section 5.1.1.1). Les conditions turbides observées ici, limitent considérablement la précision de notre méthode.

5.2.2.3 Conclusion.

Nous avons comparé les performances des méthodes MODIS et MICROPOL multispectrales, pour la caractérisation des propriétés des aérosols au-dessus des terres. Nous avons évolué dans trois situations distinctes, représentatives de la plupart des situations observées à l'échelle globale (particules anthropiques, aérosols naturels et mélange de particules).

Concernant la méthode développée en polarisation, l'apport de la mesure à 2200 nm est indéniable. Il permet de s'affranchir, dans la majorité des cas, de la contribution des surfaces. Cette innovation permet d'améliorer la restitution de l'épaisseur optique du mode fin, ($\Delta\delta^{670}=0.025$), ceci indépendamment du type de surface considéré. Les différents exemples présentés ont montré que la détermination du modèle de particule est le principal facteur qui affecte la restitution de l'épaisseur optique. Une mauvaise estimation de la contribution de la surface peut notamment conduire à la sélection d'un mauvais coefficient d'Angström. La mesure polarisée à 1600 nm apporte également une information de premier ordre pour la caractérisation du paramètre de taille des particules. Pour les cas de « pollution » et « mixte », cette longueur d'onde améliore la sélection du coefficient d'Angström relatif au mode fin et, en conséquence, la restitution précise de l'épaisseur optique associée. D'après nos résultats, cette mesure n'apporte pas d'information significative pour la caractérisation du mode grossier. La prise en compte de l'effet atmosphérique à 2200 nm, dans le cas de faibles charges en aérosol ($\delta^{670}<0.1$), peut être considérée comme une correction de second ordre. Pour des charges en aérosol modérées ($0.1<\delta^{670}<0.2$), la contribution atmosphérique à 2200 nm n'est plus négligeable. La méthode proposée permet alors de prendre en compte les effets de l'atmosphère à 2200 nm (<20%) et améliore sensiblement la restitution d'épaisseur optique ($\Delta\delta^{670}<0.1$). Pour des conditions turbides en poussières désertiques ($\delta\approx 0.50$), la modélisation utilisée n'est cependant plus adaptée.

Concernant l'approche MODIS, nous avons constaté que la méthode présente une sensibilité plus importante à l'ensemble de la distribution en taille des particules. Cependant, les approximations utilisées pour estimer la contribution des surfaces (relations empiriques principalement) limitent considérablement la fiabilité des paramètres inversés. Les épaisseurs optiques restituées sont systématiquement bruitées ce qui traduit une mauvaise prise en compte des effets de surface. Les fortes fluctuations des épaisseurs optiques à 670 et 490 nm se répercutent alors directement sur le coefficient d'Angström. Ce paramètre est donc particulièrement imprécis sur terre ; de même, le paramètre de concentration est mal restitué par la méthode. Pour les surfaces végétales sombres, cette approche est cependant mieux adaptée à l'étude des aérosols désertiques que l'approche polarisée. A l'inverse et en l'absence d'une modification des relations empiriques utilisées dans l'algorithme, il est clair que la méthode MODIS est peu précise dans l'étude des aérosols en zone urbaine.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La détermination de la contribution radiative de l'aérosol constitue l'un des enjeux des sciences du climat. Au-dessus des mers, les méthodes de télédétection passive permettent désormais de restituer les principaux paramètres des aérosols et ainsi de fournir une estimation de leur effet radiatif. La caractérisation de leurs paramètres de forme et d'absorption, ainsi que la compréhension de leurs rôles dans la formation des nuages constituent désormais les principaux axes de recherche identifiés. Au-dessus des terres, où sont localisées les principales sources d'émission, la connaissance de l'abondance et de la dimension des aérosols demeure imprécise. C'est sur ce dernier point que notre démarche a été la plus novatrice. Nous présentons, en effet, une méthode basée sur l'information multispectrale et polarisée qui pallie, en partie, les limitations inhérentes à POLDER.

Notre étude a reposé sur une approche expérimentale et aéroportée. Ainsi, notre première tâche a consisté à qualifier la mesure réalisée avec l'instrument MICROPOL, puis, pendant toute la durée de cette thèse, à élaborer une base de données suffisamment riche pour permettre la mise au point, la vérification et enfin la comparaison de différents algorithmes. MICROPOL a été caractérisé de manière complète (radiométriquement et géométriquement) et a bénéficié d'un suivi technique très régulier depuis 2001. Les résultats montrent que la mesure de la polarisation dans les bandes moyen-infrarouges est de bonne qualité, l'incertitude principale à 2200 nm étant imputable à l'imprécision de la sphère d'étalonnage disponible au laboratoire. Notre étude a également montré que cette incertitude, limitante au niveau de la détermination des propriétés des surfaces (effets spectraux de la surface en polarisation), n'a pas d'impact significatif sur la restitution des paramètres des aérosols.

Les expériences aéroportées réalisées avec MICROPOL ont débuté avec la campagne FRENCH, en septembre 2001, et se sont achevées en septembre 2005, avec un dernier vol régional. La base de données disponible a permis une étude des principaux types d'aérosol (naturels et anthropiques) au-dessus des mers et des terres, ainsi que la caractérisation des propriétés polarisantes de surfaces naturelles (agricoles, forestières ...) et urbaines.

Après ce travail de caractérisation instrumental, les premières données ont été analysées au-dessus de la mer. Nous avons alors adapté à MICROPOL la méthode développée initialement pour le capteur MODIS. La comparaison des paramètres aérosols restitués à l'aide de cet algorithme avec les mesures du réseau AERONET a montré que MICROPOL restituait les paramètres standard aérosols avec une précision comparable à celle de MODIS. Ce résultat important a permis de valider, quoique partiellement, la mesure et son traitement, ainsi que la méthodologie utilisée. L'association de MICROPOL et de LEANDRE, lors de la campagne FRENCH, a permis de combiner des mesures actives et passives dans le but de caractériser spatialement et verticalement les propriétés des aérosols désertiques et maritimes observés en mer Méditerranée [Waquet et al., 2005]. Cette étude a montré le potentiel de ce type de synergie pour la caractérisation des propriétés des aérosols et la compréhension de leurs mécanismes d'émission et de transport (mission Aqua-Train). Dans un second temps, nous avons également élaboré une méthode incluant les mesures polarisées de MICROPOL. Les résultats obtenus montrent que l'algorithme combinant les luminances totale et polarisée présente une plus grande stabilité vis à vis de la géométrie d'observation que l'algorithme usuel (MODIS). Toutefois, en l'absence de mesures directionnelles, la méthode ne permet pas de restituer certaines propriétés des particules comme la forme ou l'indice de réfraction.

Au-dessus des terres, nous avons aussi entièrement développé une méthode de détection des aérosols basée sur une mesure directe de la surface dans le moyen-infrarouge, à 2200 nm. Cette méthode repose sur deux hypothèses majeures, que nous avons validées, (i) la surface est spectralement neutre du visible au moyen-infrarouge et (ii) l'effet de l'atmosphère à 2200 nm est négligeable ou peut être prise en compte. Concernant l'étude des surfaces, les résultats obtenus ont permis d'apprécier le comportement directionnel et spectral de la contribution polarisée des sols. Pour des visées au nadir et en « diffusion avant » ($\Theta < 135^\circ$), la neutralité spectrale des surfaces est vérifiée, en moyenne, et au bruit de mesures près, à l'instar de POLDER [Nadal, 1999]. Les écarts absolus entre les réflectances polarisées de surfaces estimées à 670 et 1600 nm et celle à 2200 nm sont inférieurs à 1×10^{-3} . Ces écarts sont comparables à ceux estimés par POLDER sur le domaine spectral du visible au proche-infrarouge (670-865 nm). En diffusion arrière, nous n'observons plus de corrélation entre les réflectances polarisées de surfaces estimées dans les différents canaux de MICROPOL. En s'approchant de la rétrodiffusion ($\Theta > 160^\circ$), la réflectance polarisée des surfaces n'est plus

spectralement neutre et prend même des valeurs négatives. Nous nous sommes ainsi limités à des angles de diffusion inférieurs à 120° .

Dans le cas des atmosphères très peu chargées en particules ($\delta < 0.1$ à 670 nm), il est possible de négliger la contribution atmosphérique à $2.2\mu\text{m}$. Notre étude a montré que pour des atmosphères plus chargées en aérosols, un algorithme itératif permettait de tenir compte, jusqu'à un certain point, de cette contribution atmosphérique à $2.2\mu\text{m}$.

Enfin, nous avons repris pour MICROPOL, l'algorithme initialement développé pour POLDER au-dessus des terres, bien que limité à un seul angle. Nous avons alors comparé les résultats de cet algorithme obtenus en utilisant le modèle de surface développé pour POLDER et la mesure à 2200 nm . Nous avons également évalué l'apport du canal 1600 nm pour la restitution du paramètre de taille des aérosols. Pour des angles de diffusion les plus faibles ($< 100^\circ$), nous avons constaté que le modèle surestimait systématiquement la réflectance polarisée de surface (de 10% à 40% selon les cas), d'où une épaisseur optique généralement sous-estimée. La mesure à 2200 nm permet une estimation précise de la surface, quelque soit le type de sol considéré (urbain ou naturel). L'épaisseur optique restituée est alors très stable spatialement et proche des observations photométriques ($\Delta\delta < 0.025$). Sur nos observations, nous constatons également que la mesure à 1600 nm permet une caractérisation plus précise du paramètre de taille des aérosols. La comparaison des méthodologies « MICROPOL » et « MODIS » a montré que seule l'information polarisée multispectrale permet la restitution des paramètres des aérosols anthropiques à la fois au-dessus des surfaces naturelles et urbaines. La caractérisation des aérosols désertiques reste toutefois problématique, quelque soit la méthode considérée.

L'étape suivante, récemment engagée au laboratoire, consiste à développer une version multidirectionnelle de MICROPOL (imageur grand champ). L'instrument OSIRIS (Observing System Including polarisation in the solar Infrared Spectrum) constitue la phase probatoire du développement d'une version spatiale d'un tel instrument. Les premiers vols de validation d'OSIRIS sont prévus courant 2006.

Nous avons montré qu'une inversion à un seul angle ($\Theta < 120^\circ$) permettait de retrouver assez précisément les propriétés des aérosols du mode fin sur terre, en particulier à l'aide du canal à 1600 nm. L'apport d'un instrument multiangulaire, tel qu'OSIRIS, donnera une plus grande stabilité à l'algorithme, limitant par la même occasion, le bruit introduit par la prise en compte des effets de l'atmosphère à 2200 nm. Cette nouvelle approche permettra d'améliorer la restitution de l'épaisseur optique et du paramètre d'Angström des aérosols du mode d'accumulation au-dessus des terres.

Cependant, la méthode ne sera pas suffisante pour restituer les caractéristiques de l'ensemble de la distribution en taille des aérosols. Il sera donc nécessaire de compléter l'approche en polarisation par une méthode en luminance totale, ou encore de réaliser un algorithme couplé. A l'exception des poussières désertiques, notre approche en polarisation permet de restituer les caractéristiques du mode fin des aérosols avec une assez bonne précision. Il paraît alors possible d'utiliser la luminance totale pour estimer une épaisseur optique totale. La méthode développée pour MODIS reste peu précise et ne peut être vraisemblablement utilisée pour cet objectif. Ses deux principales limitations sont, (i) l'utilisation de relations empiriques de surface et (ii) l'absence de prise en compte des effets de l'atmosphère à 2200 nm. Une version améliorée de l'algorithme incluant les effets de l'atmosphère à 2200 nm est en cours de réalisation (Levy, communication personnelle). Il semble également important de développer une méthode permettant de fixer la valeur des relations empiriques en fonction du type de surface considérée. L'utilisation de l'information directionnelle en luminance totale et d'un modèle de réflectance de surface, à l'instar de MISR, constitue une alternative intéressante.

ANNEXE

Chapitre III

Annexe III-1 : Fonctions filtres de MICROPOL.

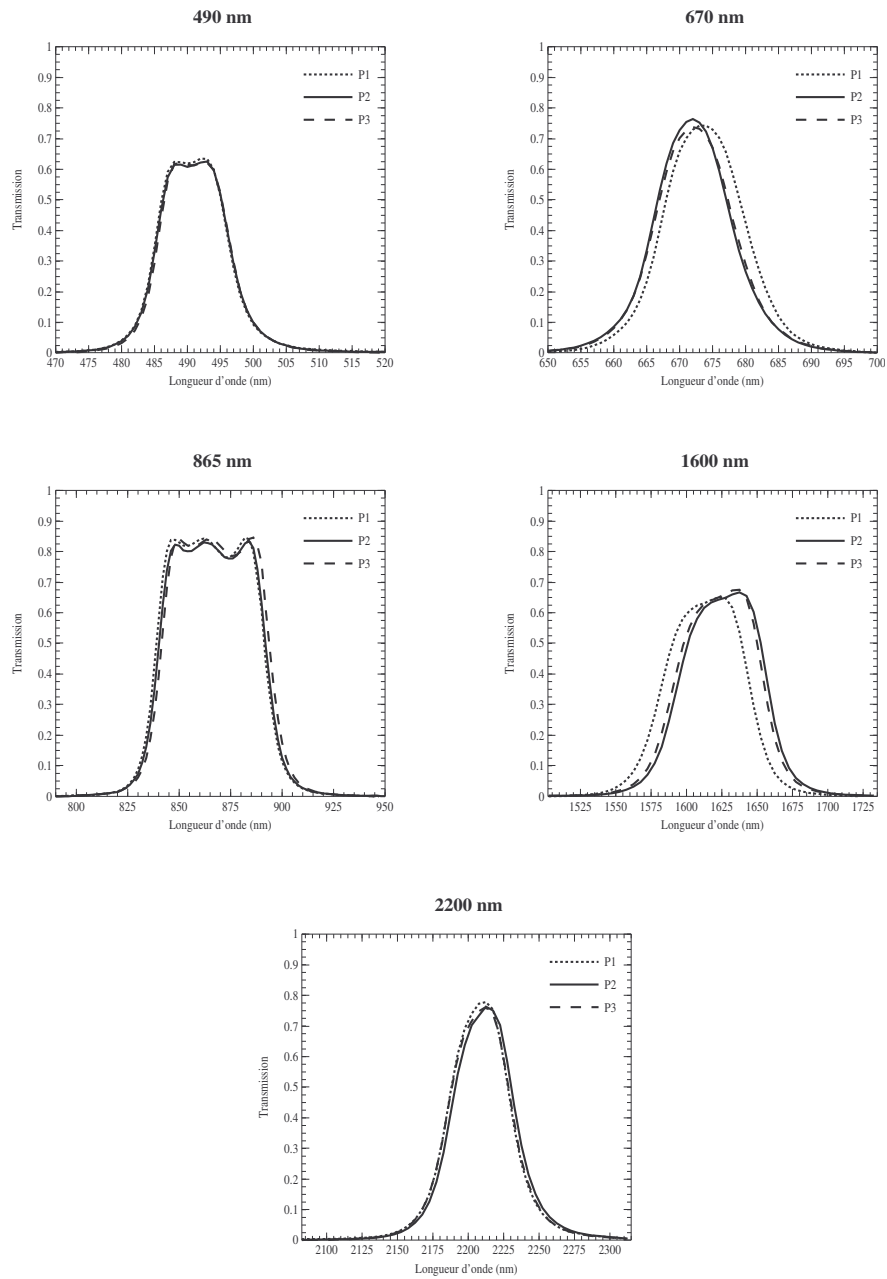


Figure A-III-1 : Transmissions des filtres de l'instrument MICROPOL pour les 3 voies polarisées P1, P2, P3 des 5 longueurs d'onde centrées sur 490, 670, 865, 1600 et 2200 nm.

Annexe III-2 : Effet de la variation de la température interne sur le signal d'obscurité.

Observations complémentaires pour des vols effectués à une altitude de 3.5km pour des périodes hivernales (Février 2003) et estivales (Juillet 2004).

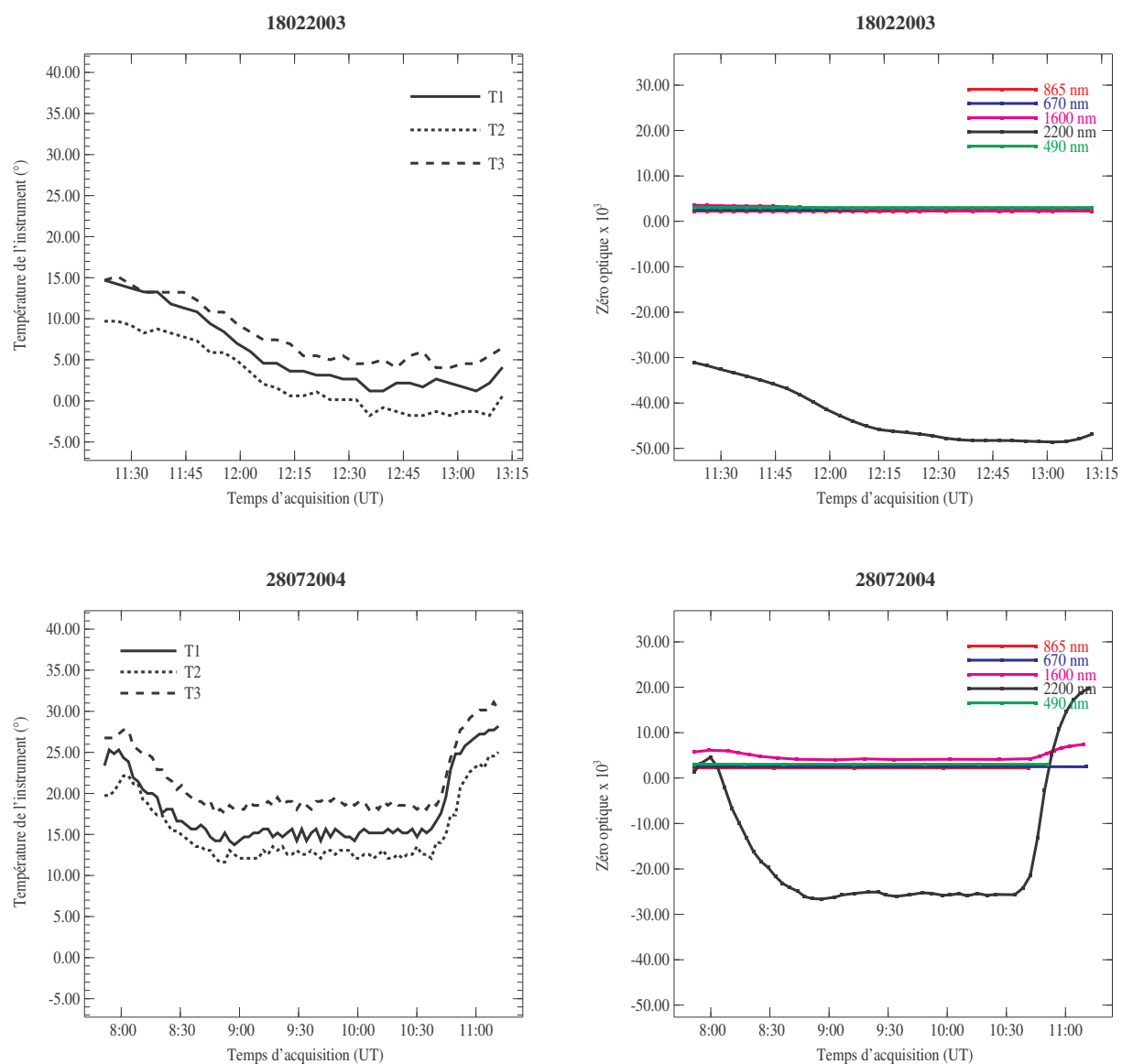


Figure A-III-2 : Variation de la température interne (mesurée en 3 points de l'instrument) et du zéro optique en fonction du temps d'acquisition, lors des vols du 18/02/2003 et du 28/07/2004.

Les vols du 18/02/2003 et du 28/07/2004 sont représentatifs des observations réalisées dans la région Nord. Le vol du 18/02/2003 correspond au vol où nous avons observé les températures les plus basses (-5°C), alors que le vol du 28/07/2004 est représentatif des températures

maximales observées en vol. Ces figures confirment la dépendance du zéro optique avec la température pour les canaux à 2200 nm et à 1600nm.

Annexe III-3 : Comportement de l'étalonnage en température pour les triplets de chaque longueurs d'onde à 490, 670, 865 et 1600 nm.

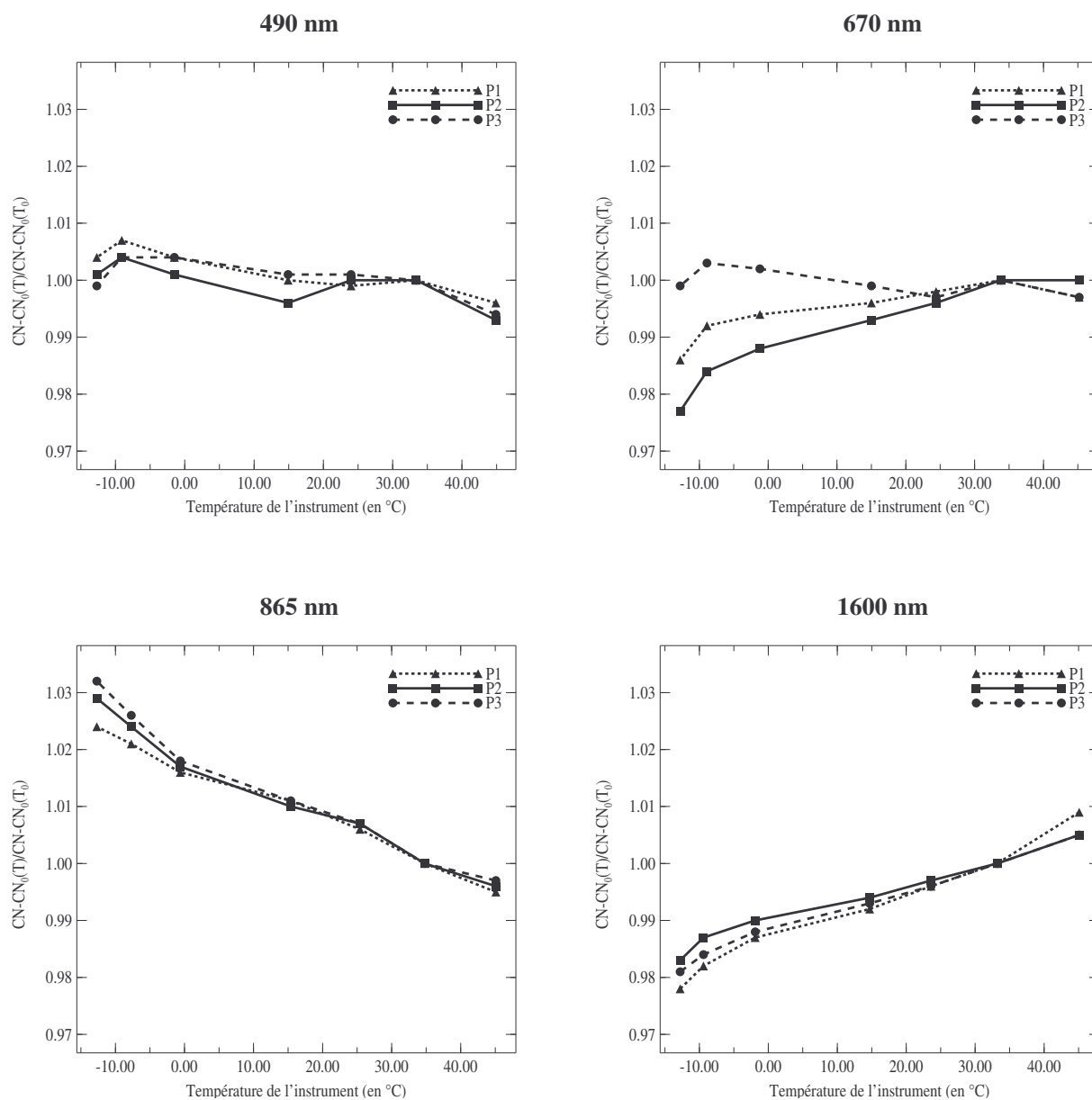


Figure A-III-3 : Sensibilité de l'étalonnage à la température à 490, 670, 865 et 1600 nm pour les 3 voies polarisées.

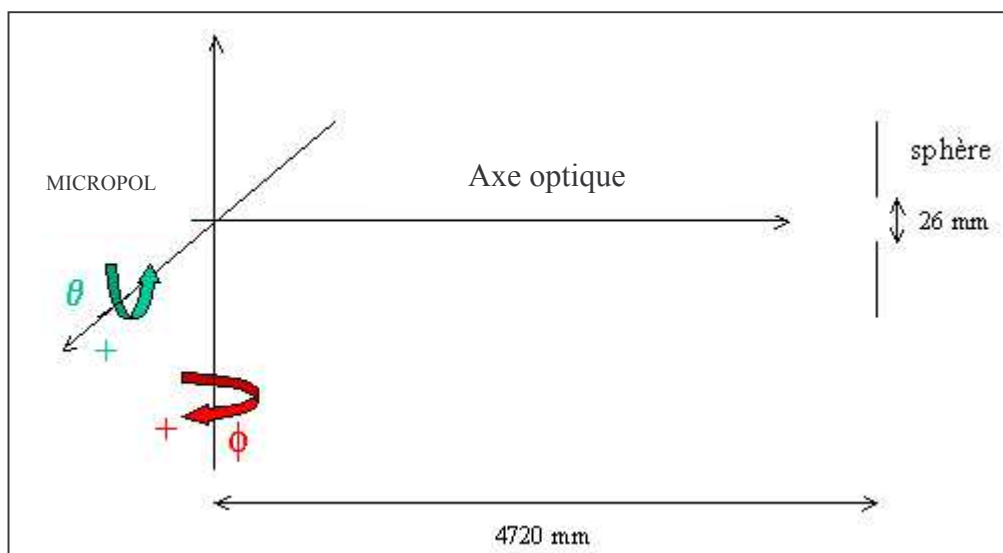
Annexe III-4 : Expression du bruit radiométrique.

$$\Delta L = \frac{\Delta S1 + \Delta S2 + \Delta S3}{3} \quad (\text{III-1})$$

$$\Delta Lp = \frac{Lp}{L} \times \left[S1 \times (2\Delta S1 + \Delta S2 + \Delta S3) + S2 \times (2\Delta S2 + \Delta S1 + \Delta S3) \right. \\ \left. + S3 \times (2\Delta S3 + \Delta S1 + \Delta S2) \right] \quad (\text{III-2})$$

Annexe III-5 : Vérification de l'alignement des triplets.

Schéma de principe du contrôle de l'alignement des détecteurs.



L'instrument, placé sur un support orientable, peut pivoter autour de l'axe optique et de l'axe z, selon les angles Φ et θ .

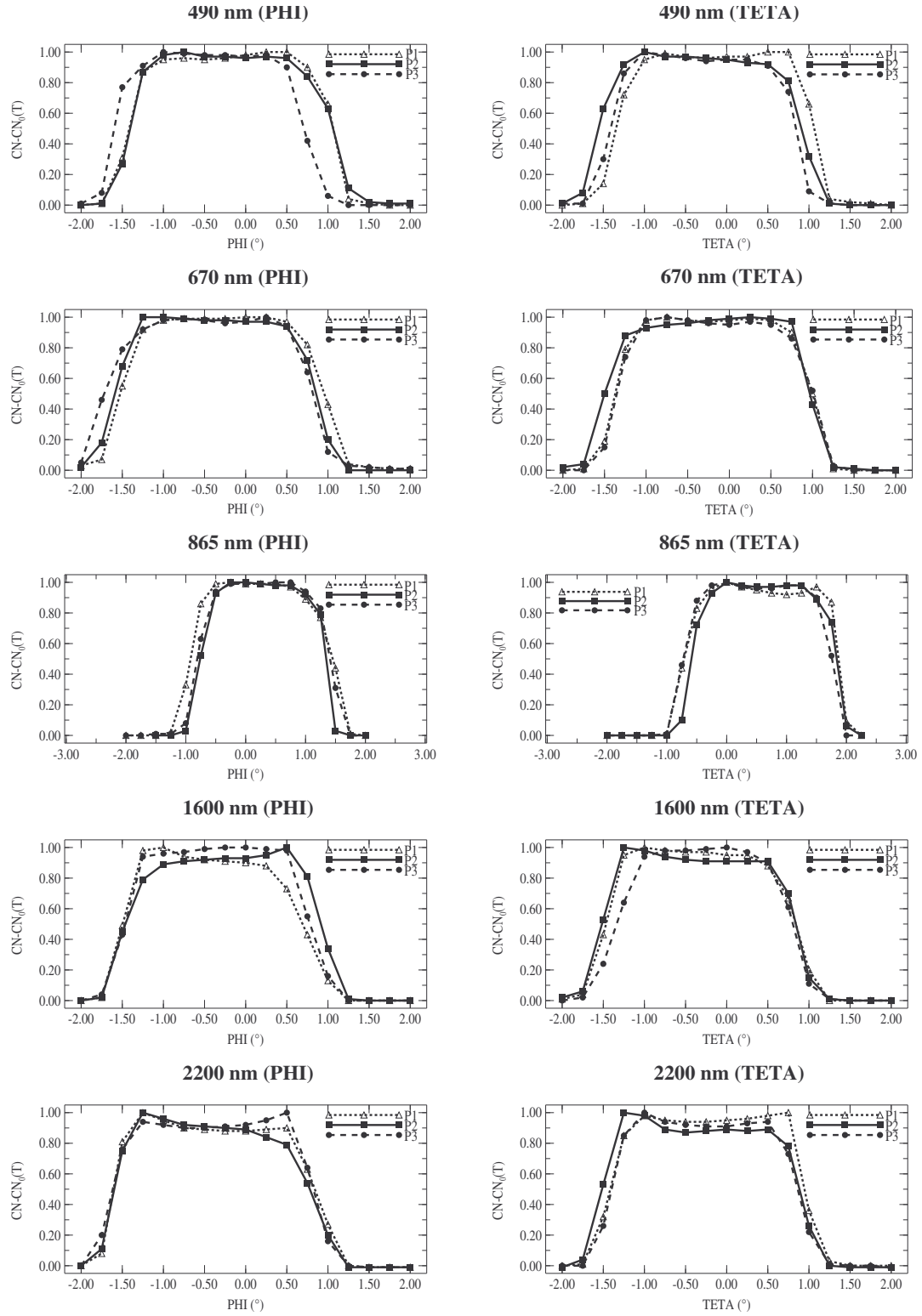


Figure A-III-4 : Contrôle de la linéarité des détecteurs des 5 longueurs d'ondes de MICROPOL, pour deux plans de contrôle.

Annexe III-6 : Evolution de l'étalonnage de l'instrument au cours du temps.

Numéro de l'étalonnage	Date de l'étalonnage	Remarques
1	Juillet 2001	/
2	Octobre 2001 (Etalonnage post campagne FRENCH)	Campagne FRENCH
3	Janvier 2002	Etalonnage réalisé après avoir démonté et remonté l'instrument.
4	Janvier 2003	2 sphères d'étalonnage différentes.
5	Janvier 2003	
6	Février 2003	Vols dans la région de Dunkerque et de Lille.
7	Juin 2003	Campagne de mesures INTERREG (Strasbourg)
8	Mai 2004	Mesures sur Lille.
9	Mars 2005	/

Tableau A-III-1 : Chronologie et remarques sur les différents étalonnages.

Nous avons reporté, sur les figures A-III-5 et A-III-6, les coefficients d'étalonnage absolu et le coefficients inter-voies, obtenus lors des étalonnages 3 à 9 pour les 5 longueurs de MICROPOL. Sur cette période, l'instrument n'a pas subi de modification. Nous normalisons ces quantités par rapport aux coefficients obtenus lors de l'étalonnage 3.

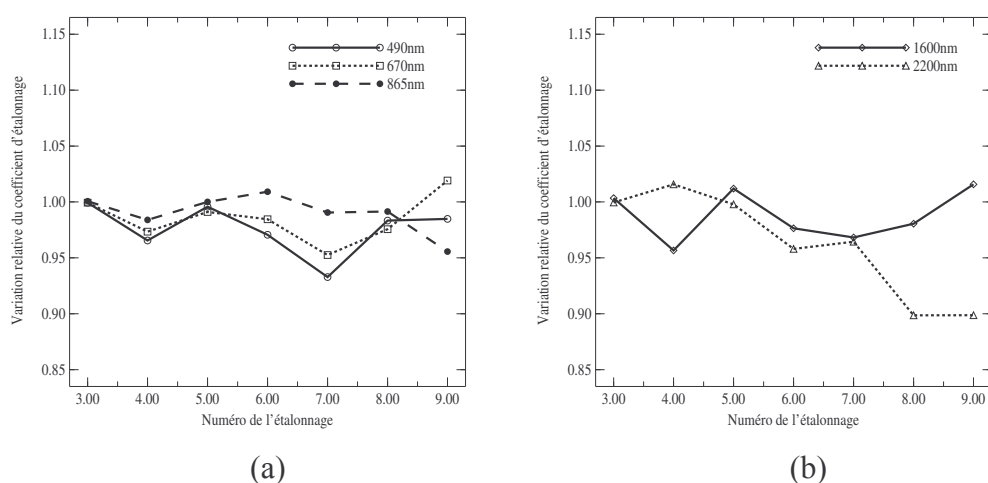


Figure A-III-5 : Variation relative des coefficients d'étalonnage, observée entre les étalonnages effectués en Janvier 2002 et Mars 2005, pour les longueurs d'ondes 490, 670 et 865 nm, figure (a) et 1600 et 2200 nm, figure (b).

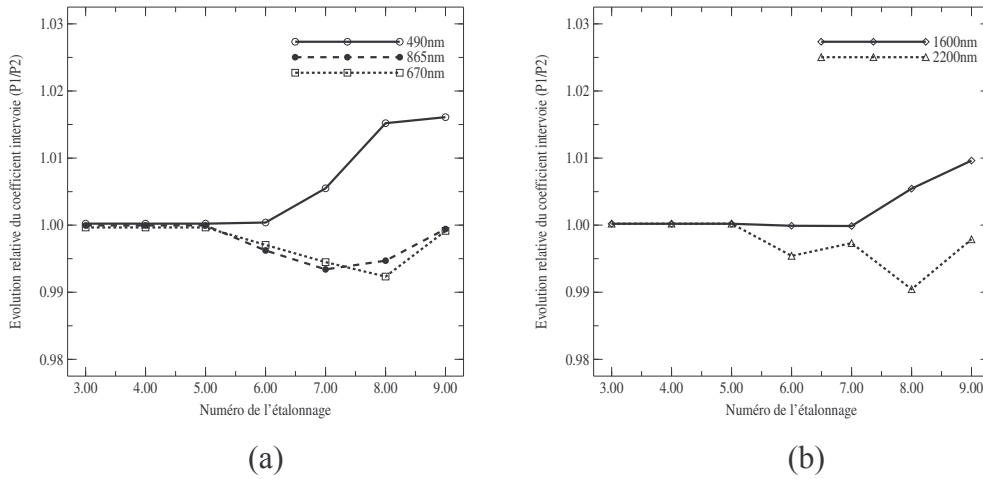


Figure A-III-6 : Variation relative des coefficients d'étalonnage inter-voies, observée entre les étalonnages effectués en Janvier 2002 et Mars 2005, pour les longueurs d'ondes 490, 670 et 865 nm, figure (a) et 1600 et 2200 nm, figure (b).

Annexe III-7 : Signature de la polarisation.

La direction du champ électrique de l'onde polarisée est repérée par la direction de polarisation $\mathbf{P}$. Le vecteur $\mathbf{P}$ est contenu dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, repéré sur la figure III-7 par les vecteurs $\mathbf{e}_r$ et $\mathbf{e}_l$, $\mathbf{e}_k$ étant la direction de propagation. Pour déterminer la direction de polarisation par rapport au plan de diffusion, il suffit d'exprimer les coordonnées de la normale au plan de diffusion dans le plan défini par $[\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_l]$ et de calculer l'angle entre ce vecteur et le vecteur $\mathbf{P}$.

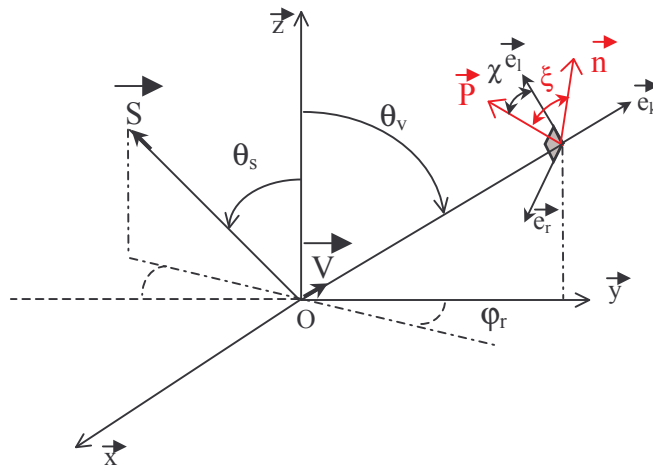


Figure A-III-7 : Géométrie d'observation de la luminance polarisée observée par MICROPOL.

[0xyz] est un référentiel dans lequel on exprime les coordonnées des directions solaire et de visée. θ_s et θ_v sont respectivement les angles zénithaux solaires et de visée et φ_r est l'azimut relatif.

Les 4 vecteurs $\mathbf{P}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{e}_l$ et $\mathbf{e}_r$ sont contenus dans le plan d'onde. ξ est l'angle entre les vecteurs $\mathbf{P}$ et $\mathbf{n}$. χ est l'angle de polarisation.

Les expressions des vecteurs unitaires indiquant les directions solaire et de visée, dans le repère [0xyz] s'écrivent :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} -\sin \theta_s \sin \varphi_r \\ -\sin \theta_s \cos \varphi_r \\ \cos \theta_s \end{pmatrix} \quad (\text{A-III-5})$$

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta_v \\ \cos \theta_v \end{pmatrix} \quad (\text{A-III-6})$$

Le produit vectoriel des vecteurs $\mathbf{S}$ et $\mathbf{V}$ fournit les coordonnées de la normale au plan de diffusion dans le repère [0xyz] :

$$\vec{S} \wedge \vec{V} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_s \sin \theta_v - \sin \theta_s \cos \theta_v \cos \varphi_r \\ \cos \theta_v \sin \theta_s \sin \varphi_r \\ -\sin \theta_s \sin \theta_v \sin \varphi_r \end{pmatrix} \quad (\text{A-III-7})$$

La normale au plan de diffusion est ensuite projetée dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Ces coordonnées dans le repère [$\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_k$, $\mathbf{e}_l$] sont :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_s \sin \theta_v - \sin \theta_s \cos \theta_v \cos \varphi_r \\ 0 \\ -\sin \theta_s \sin \varphi_r \end{pmatrix} \quad (\text{A-III-8})$$

Le vecteur indiquant la direction de la polarisation se décompose dans le repère [$\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_k$, $\mathbf{e}_l$] de la façon suivante :

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \sin \chi \\ 0 \\ \cos \chi \end{pmatrix} \quad (\text{A-III-9})$$

Les coordonnées des vecteurs $\mathbf{P}$ et $\mathbf{n}$ étant déterminées dans le repère $[\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_k, \mathbf{e}_l]$, il est aisé de calculer l'angle entre les 2 vecteurs :

$$\xi = Ar \cos \left(\frac{\vec{n} \cdot \vec{P}}{\|\vec{n}\| \cdot \|\vec{P}\|} \right) \quad (\text{A-III-10})$$

Le signe de la polarisation est donné par la valeur de l'angle ξ . Si ξ est compris entre $[0, \pi/4]$ et $[3\pi/4, \pi]$, le signe est +1, sinon le signe de la polarisation est -1.

Annexe III-8 : Correction de l'absorption gazeuse.

Le processus d'absorption du rayonnement par un gaz se produit lorsque la fréquence du rayonnement électromagnétique est proche de la fréquence d'une transition atomique ou moléculaire de ce gaz. Les principaux gaz présentant des bandes d'absorption dans le domaine spectral de MICROPOL (490-2200nm) sont :

- la vapeur d'eau (H_2O). Celle-ci affecte essentiellement les longueurs d'onde supérieures à 700 nm.
- l'ozone (O_3). O_3 présente une absorption importante entre 550 et 670 nm.
- Le méthane (CH_4). Ce gaz présente une bande d'absorption centrée sur 2300 nm qui affecte le canal à 2200 nm.
- le dioxyde de carbone (CO_2) qui présente une faible absorption pour les longueurs d'onde supérieure à 1000 nm.
- l'oxygène (O_2) et le dioxyde d'azote (NO_2). Ces gaz affectent dans une moindre mesure que les précédents, les canaux à 670 et 2200 nm.

Le calcul des transmissions gazeuses est réalisé avec le code de transfert radiatif 6S. Ce code inclut le sous-programme MODTRAN qui permet d'estimer les effets de la vapeur d'eau et

des autres gaz absorbants. Différents profils atmosphériques, provenant de la base de données HIGHTRAN, permettent d'ajuster les contenus en vapeur d'eau et en ozone. Ces quantités fluctuent avec la localisation, la période et l'altitude. Nous avons utilisé des profils d'atmosphère correspondants à des latitudes moyennes pour les saisons hivernale et estivale. Le code 6S permet également de calculer les transmissions gazeuses à une altitude donnée. La transmission gazeuse est estimée en tenant compte des fonctions filtres de chaque voie polarisée selon A-III-15 :

$$Tg(\theta_s, \theta_v, z)_{p=1,3}^{k=1,5} = \frac{\int f_p^k(\lambda) E_s(\lambda) Tg(\lambda, \theta_s, \theta_v, z) d\lambda}{\int f_p^k(\lambda) E_s(\lambda) d\lambda} \quad (\text{A-III-15})$$

p est le numéro de la voie polarisée, et k celui de la longueur d'onde. Tg correspond à la transmission gazeuse totale intégrée sur la fonction filtre de l'instrument. $f(\lambda)$ est la fonction filtre. $Tg(\lambda)$ est la transmission gazeuse totale spectrale. μ_s est le cosinus de l'angle solaire zénithal. θ_s et θ_v sont les angles zénithaux solaire et de visée.

La quantité Tg est tabulée, puis interpolée selon la géométrie d'observation et l'altitude de l'instrument. Le coefficient multiplicatif 1/Tg est directement appliqué aux luminances normalisées correspondantes S_p , définies en (A-III-10).

Pour des angles zénithaux solaire et de visée de 40°, pour une altitude de 3.5 km et un modèle d'atmosphère type latitude-moyenne-estivale, les transmissions gazeuses totales données par 6S sont 0.89 à 2200 nm (0.03 CH₄, 0.08 H₂O) ; 0.96 à 1600 nm (0.03 CO₂) ; 0.96 à 865 nm (0.03 H₂O) ; 0.975 à 670 nm (0.02 O₃) ; 0.99 à 490 nm (0.01 O₃). Pour un modèle latitude-moyenne-hivernale, c'est la variation du contenu en vapeur d'eau qui affecte principalement les transmissions valeurs, avec une réduction de 5% et de 2% de la transmission respectivement aux longueurs d'ondes 2200 nm et 865 nm. Ces calculs montrent que c'est le canal 2200 nm qui est principalement affecté et que l'incertitude sur le contenu en vapeur d'eau peut engendrer une erreur maximale de 5% sur la mesure.

Annexe III-9 : Etalonnage avec la sphère.

La luminance émise par la sphère est non polarisée, d'où $L^{\text{sphère}} = L^{\text{nat}}$. Sur l'une des voies polarisées, on mesure L_p^* et un compte numérique CN^* . L_p^* est proportionnelle à l'énergie reçue, et d'après la loi de Malus, on peut écrire,

$$L_p^* = \frac{CN^*}{A} = \frac{L_{\text{nat}}}{2} = \frac{L_{\text{sphère}}}{2} \quad (\text{A-III-16})$$

Pour une mesure quelconque, on reçoit L_p sur le détecteur, avec CN . On s'intéresse à la luminance normalisée $\frac{\pi L_p}{E_s}$ que l'on relie au compte numérique comme suit,

$$L^{\text{normalisée}} = \frac{\pi L_p}{E_s} = \frac{CN}{B} \quad (\text{A-III-17})$$

avec B le coefficient d'étalonnage. $L^{\text{normalisée}}$ s'écrit alors,

$$L^{\text{normalisée}} = \frac{\pi}{E_s} \frac{CN}{A} = \frac{\pi \cdot CN}{E_s \cdot \frac{2 \cdot CN^*}{L_{\text{sphère}}}} = \frac{CN}{\frac{E_s}{\pi} \cdot \frac{2 \cdot CN^*}{L_{\text{sphère}}}} \quad (\text{A-III-18})$$

d'où

$$B = \frac{2 \cdot E_s}{\pi} \frac{CN^*}{L_{\text{sphère}}} \quad (\text{A-III-19})$$

ceci en conservant les équations III-5 et III-6. Si on garde, A comme coefficient, tel que,

$$A = \frac{E_s \cdot CN^*}{\pi \cdot L_{\text{sphère}}} \quad (\text{A-III-20})$$

ceci revient à diviser les expressions III-5 et III-6 par 2.

Chapitre IV

Annexe IV-1 :

Axe	Erreur quadratique		Ecart « mesure-simulation » en luminance totale ($\times 10^{-4}$)					Ecart « mesure-simulation » en luminance polarisée ($\times 10^{-4}$)				
	ϵ_{lum} (%)	ϵ_{pol} (%)	490	670	865	1600	2200	490	670	865	1600	2200
Solution « R »												
(c)	1.1	8.6	42.94	3.39	-	1.67	0.69	3.34	4.94	0.37	0.11	0.75
(d)	2.1	19.0	27.9	7.35	-	2.59	2.56	27.94	20.75	10.00	2.23	1.57
Solution « R + P »												
(c)	1.1	7.0	46.11	4.47	-	1.61	0.53	3.08	4.11	0.35	0.81	0.61
(d)	2.3	8.6	75.38	12.46	-	1.86	0.58	10.98	1.20	3.66	1.70	2.28

Tableau IV-3 : Ecart absolu entre luminances simulée et mesurée, pour le vol du 28/07/04 et pour les solutions « R » et « R+P »

Chapitre V

Annexe V-1 :

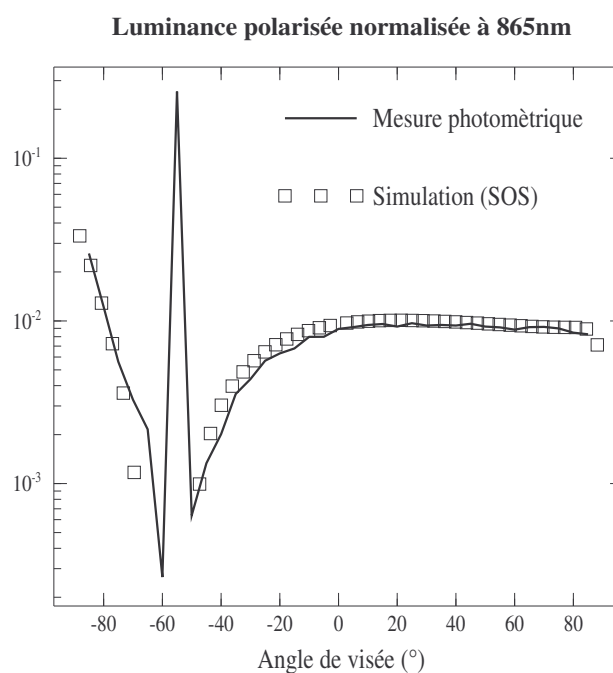


Figure A-V-1 : Luminance polarisée mesurée par le photomètre de Lille et modélisation de la luminance polarisée descendante réalisée à partir du modèle d'aérosol restitué par AERONET avec la méthode de Dubovik (particules sphériques) et du code des OS.

BIBLIOGRAPHIE

- Ackerman, S.A. Using the radiative temperature difference at 3.7 and 11 μm to track dust outbreaks. *Remote Sens. Environ.* **27**, 129-133 (1989).
- Ackerman, S.A. Remote sensing aerosols using satellite infrared observations. *J. Geophys. Res.* **102**, 17069-17079 (1997).
- Ackerman et al. Discriminating clear-sky from clouds with MODIS. *J. Geophys. Res.* **103**, 32141-32158 (1998).
- Aitken, J. On dust, fogs, and clouds. *Trans. Royal Soc. Edinburgh* **XXX**, 337-368 (1880).
- Bréon F.M., D. Tanré, P. Leconte & M. Herman. Polarized Reflectance of Bare Soils and Vegetation : Measurements and Models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **33**, 487-499 (1995).
- Brogniez, C., and J. Lenoble, A comparative review of radiation aerosol model, *Beitr. Phys. Atmops.*, 57(1), 1-20, 1984
- Cairns, B., L.D. Travis & E.E. Russell. An analysis of polarization: Ground-based upward looking and aircraft/satellite-based downward looking measurements. *Proc. SPIE* **3220**, 103-114 (1997).
- Cairns, B. *et al.* Aerosol retrievals over land surfaces (The Advantages of Polarization), presented at *AMS Annual Meeting*, Albuquerque, NM (January 2001).
- Carlier Doom, S. Etude des aerosols troposphériques à partir de l'instrument satellitaire POLDER et de mesures sol. *Thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille* (2000).
- Chandrasekhar, S. Radiative transfer. Oxford Univ. Press, London (1950).
- Chazette, P., H. Randriamiarisoa, J. Sanak, P. Couvert, and C. Flamant (2005), Optical properties of urban aerosol from airborne and ground-based in situ measurements performed during the Etude et Simulation de la Qualité de l'air en Ile de France (ESQUIF) program, *J. Geophys. Res.*, **110**, D02206, doi:10.1029/2004JD004810.
- Chen, J.M. & J. Cihlar. A hotspot function in a simple bidirectional reflectance model for satellite applications. *Journal of Geophysical Research* **102**, 25907-25913 (1997).
- Chowdhary, J., B. Cairns & L.D. Travis. Case Studies of Aerosol Retrievals over the Ocean from Multiangle, Multispectral Photopolarimetric Remote Sensing Data. *Amer. Meteorol. Soc.* 383-397 (2002).
- Chu, D.A. *et al.*, Validation of MODIS aerosol optical depth retrieval over land. *Geophys. Res. Lett.* (2002).

- Cox, C. & W. Munk. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.* **44**, 838-850 (1954).
- Davies, C.N., size distribution of atmospheric particles, *Aerosol Science*, Vol 5, p293-300.
- Deschamps et al. The POLDER mission : Instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **32**, 598-615 (1994).
- Deuzé, J.L., M. Herman & R. Santer. Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **41**, 483-494 (1988).
- Deuzé, J.L. et al. Analysis of the POLDER (Polarization and Directionality of Earth's Reflectances) airborne instrument observations over land surfaces. *Remote Sens. Environ.* **45**, 137-154 (1993).
- Deuzé, J.L. et al., Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER. *J. Geophys. Res.* **105**, 15321-15346 (2000).
- Deuzé et al. Remote sensing of aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS-1 polarized measurements. *J. Geophys. Res.* **106**, 4913-4926 (2001).
- Dubovik, O. & M.D. King. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements. *J. Geophys. Res.* **105**, 20673-20696 (2000).
- Dubovik, O., A. Smirnov, B.N. Holben, M.D. King, Y.J. Kaufman, T.F. Eck & I. Slutsker, Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from aerobotic network (AERONET) sun and sky radiance measurements. *J. Geophys. Res.* **105**, 9791-9806 (2000).
- Dubovik, O. et al. Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations. *J. Atmos. Sci.* **59**, 590-608 (2001).
- Elias, T., B. Cairns and J. Chowdhary, Surface optical properties measured by the airborne research scanning polarimeter during the CLAMS experiment, in *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere VIII*, edited by K. P. Schäfer, A. Cameron, M. R. Carleer, R. H. Picard, Proceedings of SPIE, Vol. 5235 (SPIE, Bellingham, WA), 595-606, 2004.
- Fraser, R.S., Satellite measurement of mass of Sahara dust in the atmosphere, *Appl. Opt.* **15**, 2471-2479 (1976).
- Fung, A.K. Surface scattering effects at different spectral regions. *Proceedings, Second International Colloquium on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, Bordeaux, France (1983).
- Goloub P., M. Herman, J.L. Deuzé & R. Frouin. Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds. *Antartic Journal of USA* **27**, 199-202 (1992).

- Goloub *et al.* Cloud thermodynamic phase classification from the POLDER Spaceborne instrument. *J. Geophys. Res.* **105**, 14747-14759 (2000).
- Grant, L. Diffuse and specular characteristics of leaf reflectance. *Remote. Sens. Env.* **22**, 309-322 (1987).
- Guyot G., 1988 Signatures spectrales des surfaces naturelles. Col.SAT.Ed. paradigme.178p
- Hamonou, E., P. Chazette, D. Balis, F. Dulac, X. Schneider, E. Galani, G. Ancellet & A. Papayannis, Characterisation of the vertical structure of Saharan dust export to the Mediterranean basin, *J. Geophys. Res.* **104**, 22257-22270 (1999).
- Hansen, J.E., M. Sato, R. Ruedy, A. Lacis & V. Oinas, Global warming in the twenty-first century: An alternative scenario. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **97**, 9875-9880 (2000)
- Hansen and Travis, light Scattering in Planetary Atmospheres, *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-610, 1974).
- Herman *et al.* Stratospheric aerosol observations from a balloon-borne polarimetric experiment. *Appl. Opt.* **25**, 3573-3584 (1986).
- Herman, M. *et al.* Remote sensing of aerosol over land surfaces including polarization measurements and application to POLDER measurements. *J. Geophys. Res.* **102**, 17039-17049 (1997).
- Herman, J.R. *et al.* Global distribution of UV-absorbing aerosol from Nimbus-7/TOMS data. *J. Geophys. Res.* **102**, 16911-16922 (1997).
- Herman, M. *et al.* Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean: Improved retrieval using a nonspherical particle model. *J. Geophys. Res.* **110** (2005).
- Holben, B.N., T.F. Eck, I. Sluster, D. Tanré, J.P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J.A. Reagan, Y.J. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenue, I. Jankoviak & Z. Smirnov, AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterisation. *Rem. Sens. Environ.* **66**, 1-16 (1998).
- Hsu, N.C., J.R. Herman & C. Weaver, Determination of radiative forcing of Saharan dust using combined TOMS and ERBE. *J. Geophys. Res.* **105**, 20649-20661 (2000).
- Hsu, N.C., Si-Chee Tsay, Michael D. King and Jay R. Herman, Aerosol Properties Over Bright-Reflecting Source Regions, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, VOL. 42, NO. 3, March 2004.
- Intergovernmental Panel on Climate Change. *Climate Change 2001-The Scientific Basis* (contribution of working group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change) (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2001).
- Iqbal, M. An introduction to solar radiation. *Academic Press*, Toronto (1983).

- Kaufman, Y.J. & J.H. Joseph. Determination of surface albedo and aerosol extinction characteristics from satellite imagery. *J. Geophys. Res.* **103**, 1287-1299 (1982).
- Kaufman, Y.J. Atmospheric Effect on Spectral Signature – Measurements and Corrections. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **26**, 441-450 (1988).
- Kaufman, Y.J. & C. Sendra. Algorithm for atmospheric corrections. *Int. J. Rem. Sens.* **9**, 1357-1381 (1988).
- Kaufman, Y.J. & R.S. Fraser, Confirmation of the smoke particles effect on clouds and climate. *Science* **277**, 1636-1639 (1997a).
- Kaufman, Y.J. *et al.* Remote sensing of tropospheric aerosol from EOS-MODIS over the land using dark targets and dynamic aerosol models. *J. Geophys. Res.* **102**, 17051-17067 (1997b).
- Kaufman, Y.J. *et al.* The Smoke, Clouds and Radiation experiment in Brazil (SCAR-B) *J. Geophys. Res.* **103**, 31783-31808 (1998).
- Kaufman Y.J. & D. Tanré. Algorithm for remote sensing of tropospheric aerosol from MODIS. *ATBD-MOD-02* (1998).
- Kaufman, Y.J., D. Tanré & O. Boucher. A satellite view of aerosols in the climate system. *Nature* **419**, 215-223 (2002).
- Kaufman, Y.J., D. Tanré, J.F. Léon and J. Pelon, Retrieval of profiles of fine and coarse aerosols using lidar and radiometric space measurements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **41**, 1743-1754 (2003).
- Kawata, Y. Circular polarization of sunlight reflected by planetary atmospheres. *Icarus* **33**, 217-232 (1978).
- King, M.D., Y.J. Kaufman, D. Tanré & T. Nakajima. Remote sensing of tropospheric aerosols from space: past, present and future. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **80**, 2229-2259 (1999).
- King *et al.* Cloud and aerosol properties, precipitable water, and profiles of temperature and humidity from MODIS. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* (2003).
- Koepke, P. Effective reflectance of the oceanic whitecaps. *Appl. Opt.* **23** (1984).
- Lafrance, B. Modélisation simplifiée de la lumière polarisée émergeant de l'atmosphère. Correction de l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER. *Thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille* (1997).
- Legrand M., M. Desbois & K. Vovor. Satellite detection of Saharan dust: Optimized imaging during nighttime. *J. Clim.* **1**, 256-264 (1988).
- Legrand *et al.* The potential of infrared satellite data for the retrieval of Saharan dust optical depth over Africa. *J. Appl. Meteorol.* **28**, 309-318 (1989).

Legrand, M., A. Plana Fattori & C. N'doumé. Satellite detection of dust using the IR imagery of Meteosat. Part 1: the Infrared Difference Dust Index. *J. Geophys. Res.* **106**, 18251-18274 (2001).

Léon J.L., P. Chazette & F. Dulac. Retrieval and monitoring of aerosols optical thickness over an urban area using spaceborne and ground-based remote sensing. *Applied Optics* **38**, 6918-6926 (1999).

Léon, J.F., D. Tanré, J. Pelon, Y. J. Kaufman, J.M. Haywood and B. Chatenet, Profiling of a Saharan dust outbreak based on a synergy between active and passive remote sensing synergy, *J. Geophys. Res.*, **108** (2003).

Leroy *et al.* Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectional reflectances over the land from POLDER. *J. Geophys. Res.* **102**, 17023-17037 (1997).

Levy. R., Evaluation of the MODIS Aerosol Retrievals over Ocean and Land during CLAMS, *J. Atmos. Sci. Special section ., vol : 62, p974* (2004)

Luo, Y. *et al.* Surface Bi-Directional Reflectance Properties Over the ARM SGP Area from Satellite Multi-Platform Observations. *Thirteenth ARM Science Team Meeting Proceedings*, Broomfield, Colorado (2003).

Martonchik, J.V. & D.J. Diner. Retrieval of Aerosol Optical Properties from Multi-Angle Satellite Imagery. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **30**, 223-230 (1992).

Martonschik, J.V. Determination of aerosol optical depth and land surface directional reflectance using multiangle imagery. *J. Geophys. Res.* **102**, 17015-17022 (1997).

Martonschik, J.V., Diner, R. Kahn, B. Gaitley, B. N. Holben (2004), Comparison of MISR and AERONET aerosol optical depth from AIRS, *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 1813-1822, 2004.

McCormick, R.A. & H. Ludwig, Climate modification by atmospheric aerosols, *Science* **156**, 1358-1359 (1967).

Miller, S., and G. Stephens, Multiple scattering effects in the lidar pulse stretching problem, *J. Geophys. Res.*, **104**, 22,205-22,219, 1999

Mishchenko, M.I. & L.D. Travis, Satellite retrieval of aerosol properties over the ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight. *J. Geophys. Res.* **102**, 16989-17013 (1997).

Nadal, F. Analyse de la polarisation pour la télédétection de l'atmosphère et des surfaces grâce aux mesures spatiales POLDER. *Thèse, Université Denis Diderot Paris 7* (1999).

Nadal, F. & F.M. Bréon. Parameterization of surface polarized reflectances derived from POLDER spaceborne measurements. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **37**, 1709-1719 (1999).

- Nakajima, T. & A. Hirugashi. Use of two-channel radiances for an aerosol characterization from space. *Geophys. Res. Lett.* **25(29)**, 3815-3818 (1998).
- Ovigneur B. Description des propriétés macroscopiques et microscopiques des nuages par télédétection active et passive. Application à la campagne aéroportée FRENCH/DIRAC. *Thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille* (2005).
- Pelon, J., P.H. Flamant & M. Meissonnier, The French airborne backscatter lidar Leandre-1 : Conception and operation, paper presented at 15th International Laser Radar Conference, International coordination-group on laser Atmospheric studies, Tomsk, 1990.
- Pierangelo, C., A. Ch'edin, S. Heilliette, N. Jacquinet-Husson, and R. Armante, Dust altitude and infrared optical depth from AIRS, *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 1813-1822, 2004.
- Platnick, S., M.D. King, S.A. Ackerman, W. P. Menzel, B.A. Baum, J.C. Riédi & R.A. Frey. The MODIS Cloud Products: Algorithms and Examples from Terra. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* (2002).
- Prospero, J.M., P. Ginoux, O. Torres, S.E. Nicholson, and T.E. Gill. Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the NIMBUS 7 Total ozone mapping spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product. *Rev. Geophys.* **40(1)** (2002).
- Quentzel, H. & P. Koepe. Tropospheric aerosol optical depth inverted from upwelling radiances, in *Aerosols and Their Climatic Impact*, edited by H.E. Gerber and A. Deepak, pp. 227-240, A. Deepak, Hampton, Va. (1984).
- Rahman, H., B. Pinty & M. Verstraete. Coupled surface atmosphere reflectance (CSAR) model, 2, Semiempirical surface model usable with NOAA advanced very high resolution radiometer data. *J. Geophys. Res.* **98**, 791-801 (1993).
- Ramanathan, V. *et al.* The Indian Ocean Experiment: An Integrated Assessment of the Climate Forcing and Effects of the Great Indo-Asian haze. *J. Geophys. Res.* **106**, 28371-28393 (2001).
- Rao, C.R.N., E.P. McClain & L.L. Stowe. Remote-Sensing of aerosols over the oceans using AVHRR data theory, practice and application. *Int. J. Rem. Sens.* **10**, 743-749 (1989).
- Remer, L.A., Y.J. Kaufman & B.N. Holben. The size distribution of ambient aerosol particles: smoke vs. urban/industrial aerosol. *Global Biomass Burning*, The MIT Press, Cambridge MA (1996).
- Remer, L.A. *et al.* Validation of MODIS aerosol retrieval over ocean. *Geophys. Res. Lett.* (2002).

- Remer, L.A., Kaufman, Y.J., Tanré, D., Mattoo, S., Chu, D. A., Martins, J. V., Li, R., Ichoku, C., Levy, R.C., Kleidman, R. G., Eck, T. F., Vermote, E., and Holben, B. N. :the MODIS aerosol algorithm, products and validation, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 947-973, 2005.
- Roger, J.C. Etudes spatiales en lumière polarisée. Préparation de l'instrument POLDER, *Thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille* (1989).
- Rondeaux, G. & M.Herman. Polarization of light reflected by crop canopies. *Rem. Sens. Environ.* **38**, 63-75 (1991).
- Roujean J.L., M. Leroy & P.Y. Deschamps. A bidirectional reflectance model of the Earth's surface for the correction of remote sensing data. *J. Geophys. Res.* **97**, 20455-20468 (1992).
- Salomonson V.V. *et al.* MODIS : Advanced Facility Instrument for Studies of the Earth as a System. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **27**, 145-153 (1989).
- Sassen, K., R.P. Benson & J.D. Spinhirne. Tropical cirrus properties derived from toga/coare airborne polarization lidar. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 673-676 (2000).
- Schmidt, H. & A. Karnieli. Remote sensing of the seasonal variability of vegetation in a semi-arid environment. *J. of Arid Environ.* **45**, 43-59 (2000).
- Shettle, E.P. Optical and radiative properties of a desert aerosols model. *IRS'84: Current problems in atmospheric Radiation*, Eds, G. Fiocco, A. Deepak Pub., Hampton, Virginia, pp 243 (1984).
- Tanré, D., M. Herman & Y.J. Kaufman. Information on aerosol size distribution contained in solar reflected spectral radiances. *J. Geophys. Res.* **101**, 19043-19060 (1996).
- Tanré, D, Y.J. Kaufman, M. Herman & S. Mattoo. Remote sensing of aerosol over oceans from EOS-MODIS. *J. Geophys. Res.* **102**, 16971-16988 (1997).
- Van de Hulst, H.C. Light scattering by small particles. *John Wiley and Sons Inc.* (1997).
- Vanderbilt V.C. *et al.* Specular, diffuse, and polarized light scattered by two wheat canopies. *Applied Optics* **24**, 2408-2418 (1985).
- Vanderbilt, V.C. & K.J. De Venecia. Specular, diffuse, and polarized imagery of an oat canopy. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **26**, 451-462 (1988).
- Vermote E. F., D. Tanré, J. 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.
- Verstraete, M.M., B. Pinty & R.E. Dickinson. A physical model for predicting the bidirectional reflectance of vegetation canopies. 1. Theory. *J. Geophys. Res.* **95**, 11755-11765 (1990).

- Vidot. J. Télédétection des aerosols au-dessus des terres émergées à l'aide des capteurs "couleurs de l'eau et applications". *Thèse, Université du Littoral* (2005).
- Waquet F., J.F. Léon, P. Goloub, J. Pelon, D. Tanré & J.L. Deuzé. Maritime and dust aerosol retrieval from polarized and multispectral active and passive sensors. *J. Geophys. Res.* (2005).
- Woessner, P. & B. Hapke. Polarization of light scattered by cloud. *Rem. Sens. Environ.* **21**, 243-261 (1987).
- Wolff, M. Polarization of light reflected from rough planetary surface. *Applied Optics* **14**, 1395-1405 (1975).
- Zuev, V.E. & I.E. Naats. Inverse problems of lidar sensing of the atmosphere // B. etc. *Springer ser. opt. sci.* **29**, 250-258 (1983).

REFERENCES DE L'ARTICLE

- Blanchard D.C., and A.H. Woodcock, The production, concentration and vertical distribution of the sea-salt aerosol, *Ann. N.Y. Acad. of Sci.*, 338, 330-347, 1980.
- Brogniez, G., F. Parol, L. Bécu, J. Pelon, O. Jourdan, J.-F. Gayet, F. Auriol, C. Verwaerde, J.B. Balois, Bahy Damiri, Determination of cirrus radiative parameters from synergy between active and passive remote sensing measurements during the FRENCH/DIRAC 2001. First results and comparison with in situ probes. Preparation to AQUA TRAIN experiment, *J. Atmos. Sci.*, *in press*, 2004.
- Chami, M., R. Santer and E. Dilligeard, Radiative transfer model for the computation of radiance and polarization for the ocean-atmosphere system: polarized properties of suspended matter for remote sensing , *Appl. Opt.*, 40, 2398-2416, 2001.
- Cox, C. and W. Munk, Statistic of the sea surface derived from Sun glitter, *J. Mar. Res.*, 13, 199-227, 1954.
- Deschamps, P. Y., F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.C. Buriez, and G. sèze, The POLDER mission : Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 32, 598-615, 1994.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, 41, 483-494, 1988.
- Deuzé, J.-L., C. Devaux, M. Herman, Analysis of The POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectances) airborne instrument observations over land surfaces, *Remote Sens. Environ.*, 45, 137-154, 1993.
- Deuzé, J.-L. et al., Estimated of the aerosols properties over the ocean with POLDER-ADEOS, 105, *J. Geophys. Res.*, 15329-15346, 2000.
- Dubovik, O., and M.D. King, A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and Sky radiance measurements, *J. Geophys. Res.*, 105, 20,673-20,696, 2000.
- Goloub, P., F. Waquet, J. L. Deuzé, M. Herman, F. Auriol, J. F. Léon, J. Y. Balois, C. Verwaerde, D. Tanré, Developpment of a multispectral polarimeter dedicated to aerosol characterization, Preliminary Results, *2003 IEEE international Geoscience and Remote Sensing Symposium 21-25 July 2003. Centre de congrès Pierre Baudis, Toulouse , France, 2003.*

- Hamonou, E., P. Chazette, A. Papayanis, D. Balis, F. Marengo, V. Santacesaria, G. Ancellet, Characterisation of the vertical structure of Saharan dust export to the Mediterranean bassin, *J. Geophys. Res.*, 104, 22, 257-22,270, 1999.
- Herman, M., J.-L. Deuzé, C. Devaux, P. Goloub, F.-M. Bréon, and D. Tanré, Remote sensing of aerosols over land surfaces including polarization measurements and applications to POLDER measurements, *J. Geophys. Res.*, 102, 17,039-17,049, 1997.
- Herman, J.R., P. K. Barthia, O. Torres, C. hsu, C. Seftor, and E. Celarier, Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, 102, 16,911-16,922, 1997.
- Holben, N. B., et al., AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterisation, *Remote Sens. Environ.*, 66, 1-16, 1998.
- Kaufman, Y. J., D. Tanré, and O. Boucher, A satellite view of aerosols in the climate system, *Nature*, 419, 215-223, doi:10/1038/nature01091, 2002
- Kaufman, Y.J., D. Tanré, J.-F. Léon, and J. Pelon, Retrieval of profiles of fine and coarse aerosols using lidar and radiometric space measurements, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 41, 1743-1754, 2003a.
- Kaufman, Y. J., J. M. Haywood, P. V. Hobbs, W. Hart, R. Kleidman, and B. Schmid, Remote sensing of vertical distributions of smoke aerosol off the coast of Africa, *J. Geophys. Lett.*, Vol. 30, No 16, 1831, doi:10.1029/2003GL017068, 2003b.
- Léon, J.-F., P. Chazette, and F. Dulac, Retrieval and monitoring of aerosol optical thickness over an urban area by spaceborne and ground-based remote sensing, *Appl. Opt.*, 38, 6918 - 6926, 1999.
- Léon, J. F., D. Tanré, J. Pelon, Y. J. Kaufman, J. M. Haywood, and B. Chatenet, Profiling of a Saharan dust outbreak based on a synergy between active and passive remote sensing synergy, *J. Geophys. Res.*, 108(D18), 8575, doi:10.1029/2002JD002774, 2003.
- Leroy, M., J. L. Deuzé, F. M. Bréon, O. Hautecoeur, M. Herman, J. C. Buriez, D. Tanré, S. Bouffies, P. Chazette, and J. L. Roujean, Retrieval of atmospheric properties and surface bi-directional reflectances over land from POLDER/ADEOS, *J. Geophys. Res.*, 102, 17,023-17,037, 1997.
- Levin, Z., E. Ganor, E. Gladstein, The effect of desert particles coated with sulfate on Rain formation in the Eastern Mediterranean, *J. Appl. Meteor.*, 35, 1511-1523, 1996.
- Flamant, C., V. Trouillet, P. Chazette, J. Pelon, Wind speed dependence of atmospheric boundary layer optical properties and ocean surface reflectance as observed by airborne backscatter LIDAR, *J. Geophys. Res.*, 103, 25, 13725,158, 1998.

- Müller, D., U. Wandinger, A. Ansmann, Microphysical particle parameters from extinction and backscatter LIDAR data by inversion with regularization: Theory, *Appl. Opt.*, 38, 2346-2357, 1999a.
- Müller, D., U. Wandinger, A. and Ansmann, Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: Simulation, *Appl. Opt.*, 38, 2358-2368, 1999b.
- Müller, D., I. Mattis, U. Wandinger, A. Ansmann, D. Althausen, O. Dubovik, S. Eckhardt, A. Stohl, Saharan dust over a central European EARLINET-AERONET site: Combined observations with Raman lidar and Sun photometer, *J. Geophys. Res.*, 108, 4345, doi:10.1029/2002JD002918, 2003.
- Pelon, J., P.H. Flamant, and M. Meissonnier, The French airborne backscatter lidar Leandre-1: Conception and operation, paper presented at 15th International Laser Radar Conference, Int. Coord., Gr. On Laser Atmos. Stud., Tomsk, 1990.
- Pelon, J., C. Flamant, P. Chazette, J.-F. Léon, D. Tanré, M. Sicard, and S.K. Satheesh, Characterization of aerosol spatial distribution and optical properties over the Indian Ocean from airborne LIDAR and radiometry during INDOEX'99, *J. Geophys. Res.*, 107(D19), 8029, doi : 10.1029/2001JD000402, 2002.
- Prospero, J. M., P. Ginoux, O. Torres, S. E. Nicholson, and T. E. Gill, Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the NIMBUS 7 Total ozone mapping spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product, *Rev. Geophys.*, 40(1), 1002, doi:10.1029/2000RG000095, 2002.
- Remer, L. A., et al., Validation of MODIS aerosol retrieval over ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 29(12), 8008, doi:10.1029/2001GL013204, 2002.
- 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, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 27, 145-153, 1989.
- Sassen, K., and Y. Takano, Parry arc: A polarization lidar, ray tracing, and aircraft case study. *Appl. Opt.*, 39, 6738-6745, 2000.
- Shettle, E.P., and R.W. Fenn, Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variation on their optical properties, AFGL Rep TR-79-0214, Air Force Geophys. Lab., Bedford, Mass., 1979.
- Sicard, M., P. Chazette, J. Pelon, J. G. Wong, and S.-C. Yoon, Variational method for the retrieval of the optical thickness and the backscatter coefficient from multiangle LIDAR profiles, *Appl. Opt.*, 41, 493-502, 2002.

- Tanré, D., M. Herman, Y.J. Kaufman, Information on the aerosol size distribution contained in the solar reflected spectral radiances, *J. Geophys. Res.*, 101, 19,043-16,060, 1996.
- Tanré, D., Y.J. Kaufman, S. Matoo, Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spectral radiances, *J. Geophys. Res.*, 16,971-16,988, 1997.
- Volten, H., O. Muñoz, E. Rol, J.F de Haan, W. Vassen, J.W. Hovenier, Scattering matrices of mineral aerosol particles at 41.6 nm and 632.8 nm, *J. Geophys. Res.*, 106, 17,375-17,401, 2001.
- Wang, M. and H. R. Gordon, Radiance reflected from the ocean-atmosphere system : Synthesis from individual components of the aerosols size distribution, *Appl. Opt.*, 33, 7088-7095, 1994.
- Winker, D., J. Pelon, and M.P. McCormick, The CALIPSO mission: Aerosol and cloud observations from space, in *21th International Lidar Radar Conference*, pp.735-738, Int. Coord., on Laser Atmos. Stud., Québec, 8-10 July 2002.