

N° d'ordre:

THESEprésentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLEpour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITEspécialité
LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUEpar
Thierry ELIAS

**RESTITUTION DES PROPRIETES OPTIQUES ET MICROPHYSIQUES DES AEROSOLS
A PARTIR D'OBSERVATIONS SOL DES LUMINANCES TOTALE ET POLARISEE DANS
LE VISIBLE ET LE PROCHE INFRAROUGE**

Soutenance le 31 janvier 2000 devant la commission d'examen

M.	W. Von Hoyningen-Huene	Professeur à l'université de Bremen	Rapporteur
M.	B. Cairns	Chercheur à l'université de Columbia, New York	Rapporteur
Mme	V.E. Cachorro	Professeur à l'Université de Valladolid	Examineur
M.	J. Pelon	Directeur de recherche au CNRS, SA, Paris	Examineur
M.	R. Santer	Professeur à l'Université du Littoral	Examineur
M.	C. Devaux	Professeur à l'Université de Lille	Directeur de thèse
M.	P. Goloub	Maître de conférences à l'Université de Lille	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

Résumé

Les particules sub-millimétriques en suspension dans l'atmosphère terrestre, appelées aérosols, peuvent absorber et diffuser le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge terrestre. L'activité humaine modifiant les taux de production en aérosols, il est important de calculer leur effet sur le bilan radiatif terrestre.

Ce travail propose une méthode qui permet d'abord de restituer à plusieurs longueurs d'onde les fonctions de phase naturelles et polarisées (qui représentent respectivement les distributions angulaires du rayonnement diffusé et polarisé par les particules), ainsi que l'albédo de diffusion simple des aérosols (capacité d'absorption du rayonnement par les particules), à partir de mesures multispectrales de l'extinction atmosphérique et des luminances descendantes totales et polarisées.

Les mesures sont réalisées depuis le sol par un prototype de polarimètre développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique. L'instrument a été étalonné et validé régulièrement depuis 1996.

Ensuite, les fonctions de phase sont inversées afin de déterminer la granulométrie des aérosols (distribution en taille) ainsi que la partie réelle de leur indice de réfraction (qui exprime la composition chimique des particules). Ces deux paramètres définissent un modèle d'aérosols qui permet de calculer la matrice de phase des aérosols, en supposant les particules sphériques. Un code de transfert radiatif intègre le modèle d'aérosols et l'albédo de diffusion simple pour évaluer la distribution angulaire du champ de luminance dans l'atmosphère.

La méthodologie est testée et validée sur des simulations obtenues par un code de transfert radiatif. Elle est ensuite appliquée à des mesures acquises à Lille le 10 mars 1997, quand les aérosols étaient abondants. Le modèle d'aérosols restitué est caractéristique de particules originaires de zone urbaine.

Parmi les perspectives qui se présentent, la contribution des aérosols au rayonnement ascendant peut être évalué afin de valider et approfondir les informations issues du traitement des données acquises par POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance), un instrument embarqué sur la plate-forme satellitaire japonaise ADEOS (Advanced Earth Observing System).

Mots clé: atmosphère, aérosols, propriétés optiques, mesures radiométriques, polarisation.

Abstract

The aerosols, sub-millimeter particles suspended in the Earth's atmosphere, can absorb and scatter the solar and infrared radiation. As human activity modifies the production rates of the aerosols, it is important to evaluate their radiative forcing on the climate system.

This work proposes firstly a methodology for inferring at several wavelengths the aerosol natural and polarised phase functions (which express respectively the angular distribution of scattered and polarised light) as well as the aerosol single-scattering albedo (absorption efficiency of the particles) from processing of multispectral measurements of atmospheric extinction and downwards total and polarised sky-radiance. A polarimeter prototype developed in the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, regularly calibrated and validated since 1996, was used to perform the sky-radiance measurements from the ground.

Secondly, the natural phase functions are inverted for deriving the aerosol size distribution. The refractive index is determined from comparison of calculated and measured polarised phase functions. The size distribution and the refractive index (defining an aerosol model) are integrated by Mie theory, assuming the spherical shape of the particles, in order to provide the aerosol phase matrix in the visible and near infrared spectral regions. A radiative transfer code considers the phase matrix and the aerosol single-scattering albedo for determining the angular distribution of total and polarised radiance in the atmosphere.

The complete methodology is tested and validated on radiative transfer simulations and then applied to measurements acquired in Lille (France) on 10 march 1997, when the atmospheric conditions were turbid. The retrieved aerosol model is characteristic of urban aerosols.

These results can help in deriving the aerosol contribution in ascendant radiation as measured by POLDER (POLarizatin and Directionality of Earth's Reflectance) instrument based on the Japanese satellite platform ADEOS (Advanced Earth Observing System).

Key words: atmosphere, aerosols, optical properties, radiometric measurements, polarisation

Table des matières

Introduction	12
<u>1^{er} chapitre: Propriétés optiques des aérosols d'après la théorie de Mie</u>	20
1. Les aérosols atmosphériques	22
1.1. Sources d'aérosols.....	22
1.2 Propriétés microphysique des aérosols.....	23
1.2.a. <i>Spectre dimensionnel des aérosols</i>	
1.2.b <i>Composition chimique des aérosols</i>	
1.2.c <i>La forme des aérosols</i>	
1.3. L'effet des aérosols sur le bilan radiatif terrestre.....	25
2. propriétés optiques d'une particule	25
2.1. Absorption et diffusion du rayonnement par une particule.....	26
2.1.a. <i>Maximum d'efficacité de diffusion ou d'extinction</i>	
2.1.b. <i>Effet de l'indice de réfraction</i>	
2.2. Distribution angulaire du rayonnement diffusé par une particule.....	28
2.3. Distribution angulaire de la polarisation due à une particule.....	29
2.4. Matrice de phase des aérosols.....	31
2.5. Contribution angulaire d'une particule à la diffusion et à la polarisation en fonction du paramètre de Mie.....	31
2.6. Avantage de l'échantillonnage angulaire.....	34
3. population d'aérosols	36
4. Propriétés optiques des aérosols intégrées sur la colonne atmosphérique	37
4.1. expressions analytiques.....	37
4.1.a. <i>Extinction du rayonnement solaire direct</i>	
4.1.b. <i>Distribution angulaire de la diffusion</i>	
4.1.c. <i>Distribution angulaire de la polarisation</i>	
4.2. Propriétés optiques des deux modèles d'aérosols.....	40
4.3. Contribution des classes de particules du modèle d'aérosols M_a^1 à la diffusion et à la polarisation.....	43
4.4. effet de l'indice de réfraction sur les fonctions de phase.....	47
5. Photométrie passive depuis le sol	49
5.1. Extinction atmosphérique du rayonnement solaire.....	50
5.2. Diffusion atmosphérique.....	51
5.2.a <i>La contribution moléculaire à la diffusion</i>	
5.2.b. <i>Luminance</i>	
5.2.c. <i>Almucantar</i>	

5.2.d. Plan principal solaire

6. Diffusion et polarisation en plan principal solaire	55
6.1. Caractéristiques générales.....	58
6.2. Contribution moléculaire au signal.....	58
6.2.a. Découplage des aérosols et des molécules en luminance polarisée	
6.2.b. Contribution moléculaire au signal dû au mélange d'aérosols et de molécules	
7. conclusion	63

2^e chapitre: Acquisition de données..... 66

1. Le Réflectancemètre Polarisé 'RefPol'	68
1.1. Historique.....	68
1.2. Principe de la mesure.....	69
1.3. Concept instrumental.....	71
2. Mesures en laboratoire	74
2.1. Surveillance des filtres.....	75
2.2 Etalonnage absolu.....	76
2.2.a. Définition	
2.2.b. Coefficient d'atténuation dans l'infrarouge	
2.2.c. Evolution des coefficients d'étalonnage absolus	
2.2.d. Incertitude	
2.3. Etalonnage en polarisation.....	82
2.3.a. Définition	
2.3.b. Qualité de la mesure de la polarisation	
2.3.c. Incertitude	
2.4. Correction géométrique.....	85
3. Description de quelques autres instruments	87
3.1 RadiSol.....	88
3.2 Photomètre CIMEL.....	88
3.3 Le radiomètre POLDER.....	88
3.4 P.P.R. et R.S.P.	89
4. Campagnes d'observations	89
5. Qualité des mesures	92
5.1. Intercomparaison instrumentale.....	92
5.2. Comparaison avec des calculs de transfert radiatif.....	94
6. Corrélation entre les mesures d'extinction et les mesures de luminance	97
6.1. présentation des mesures d'extinction.....	97

6.2. Caractéristiques des mesures du rayonnement atmosphérique.....	100
6.3. Relation entre la mesure de luminance et la mesure d'épaisseur optique.....	104
7. Conclusion.....	108
3^e Chapitre: Restitution des fonctions de phase polarisées et naturelles dans le visible et le proche infrarouge.	111
1. Algorithme de restitution des fonctions de phase polarisée et naturelle.....	114
1.1. La démarche.....	115
1.2. Expressions analytiques de $R^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda)$ et $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$	117
2. Effet de l'albédo de diffusion simple 'paramètre' sur la restitution de la fonction de phase.....	118
3. Restitution de la fonction de phase normalisée. Détermination de l'albédo de diffusion simple.....	122
4. Sensibilité de la restitution de la fonction de phase à la précision des mesures.....	125
4.1. Biais des paramètres expérimentaux.....	125
4.1.a. Estimations	
4.1.b. Paramétrisation du protocole	
4.2. Impact sur l'albédo de diffusion simple restituée $\overline{\omega}_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$	127
4.3. Impact des biais expérimentaux sur la fonction de phase naturelle restituée.....	129
4.3.a. Impact d'un biais d'étalonnage $\Delta L(\theta_d)$ de la luminance	
4.3.b. Impact du biais $\Delta\theta_v$ de l'angle de visée	
4.3.c. Impact du biais $\Delta\delta_{\text{aer}}$ de l'épaisseur optique des aérosols	
4.3.d. Impact du biais $\Delta\delta_{\text{Ray}}$ de l'épaisseur optique moléculaire	
4.4. Bilan.....	131
5. Application de l'algorithme à des mesures.....	136
5.1. Application de l'algorithme aux mesures RefPol.....	136
5.1.a. Effet du bruit instrumental sur les restitutions	
5.1.b. Sensibilité de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \overline{\omega}_0^{\text{par}})$ à la matrice de phase	
5.1.c. Discontinuités de la fonction de phase polarisée restituée	
5.2. Application de l'algorithme aux mesures AERONET.....	144
6. Relation entre la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ et le coefficient d'Ångström.....	147
7. Dépendance spectrale de la luminance polarisée des aérosols.....	150
8. conclusions.....	151

4^e chapitre: Microphysique des aérosols dérivée des fonctions de phase naturelles et polarisées à plusieurs longueurs d'onde	154
1. Description de la méthode d'inversion des contraintes linéaires [King et al, 1978]...	157
2. Protocole d'inversion d'un jeu de données	159
2.1. Paramètres d'entrée	159
2.2. Résultats	160
2.3. Harmonisation des mesures	162
2.4. normalisation des mesures	163
3. Sélection des données à inverser	164
3.1. Quatre jeux de données	164
3.2. inversions des jeux de données calculées à partir du modèle d'aérosols M_a^1	165
3.2.a. <i>Intervalle dimensionnel</i>	
3.2.b. <i>la granulométrie</i>	
3.2.c. <i>Capacité des granulométries inversées à restituer les propriétés optiques des aérosols à 445 et 870 nm.</i>	
3.3. Calcul des données à inverser avec le modèle d'aérosols M_a^2	171
3.4. Impact du nombre de classes de rayon	172
3.5. Bilan	172
4. Sensibilité à l'indice de réfraction	174
4.1. Intervalle dimensionnel	174
4.2. La granulométrie	175
4.3. Propriétés optiques à partir des granulométries inversées du jeu (2)	175
4.4. Propriétés optiques à partir des granulométries inversées du jeu (3)	179
4.5. Sensibilité de la luminance à l'indice de réfraction	182
4.6. Bilan	184
5. Protocole de restitution d'un modèle d'aérosols à partir de mesures radiométriques multispectrales	185
6. Application du protocole à des mesures acquises en site urbain lors de conditions atmosphériques turbides	188
6.1. Sélection du jeu de données	189
6.2. Etapes ❶ et ❷: granulométrie préliminaire $n_p(r)$ et albédo de diffusion simple $\overline{\omega}_0$ 870 nm	191
6.3. Etape ❸: modèle d'aérosols $M_a^{inv 1}$	193
6.4. Etape ❹: restitution des fonctions de phase et de l'albédo de diffusion simple à 445 nm.	195
6.5. Etape ❺: inversion du jeu de données (4)	196
6.6. Restitution de la mesure	197
7. Conclusions	199

CONCLUSION GENERALE.....	196
Références bibliographiques.....	202
annexe I. Liste des acronymes utilisés.....	209
annexe II. Liste des symboles utilisés.....	210
Annexe III. Coefficient d'étalonnage absolu.....	217
Annexe IV. Coefficient d'atténuation dans l'infrarouge.....	222
Annexe V. Défaut de positionnement du polariseur.....	224
Annexe VI. Expressions analytiques du vecteur [g] et de la matrice [A]	227
Annexe VII. Polarising properties of the aerosols in the north-eastern tropical Atlantic Ocean, with emphasis on the ACE-2 period	231

Introduction

Depuis le début de la révolution industrielle, l'activité humaine a provoqué l'émission de quantités importantes de gaz et de particules qui ont modifié de façon significative la composition atmosphérique. La production de ces composés anthropiques est généralement liée à des processus de combustion (d'origines industrielle et urbaine, consécutive aux méthodes de brûlis en Afrique, ...) bien que d'autres processus puissent également intervenir. On peut citer, par exemple, l'utilisation intensive des surfaces, responsable de l'extension de déserts dans certaines régions du globe et qui a pour conséquence une augmentation de la quantité de poussières minérales injectées dans l'atmosphère [Andreae, 1996]. La complexité des interactions entre l'atmosphère, la biosphère, les continents rend difficile la distinction entre les origines anthropiques et les origines naturelles des émissions.

Il est aujourd'hui reconnu qu'un tel changement de la composition atmosphérique peut avoir des effets sur le bilan radiatif terrestre et par conséquent sur le climat [par exemple, Andreae, 1996; Charlson et al, 1992]. La surveillance climatique passe par l'élaboration de modèles mathématiques capables de rendre compte des processus impliqués, afin de prédire l'évolution du climat. Certains processus ont déjà été compris, tel que l'échauffement du système Terre-Atmosphère par les molécules gazeuses qui 'piègent' le rayonnement infrarouge terrestre, phénomène communément appelé 'effet de serre'. Ce phénomène naturel qui a permis à la Terre d'atteindre son niveau actuel de température (et ainsi de favoriser le développement de la vie telle qu'on la connaît) est accentué par l'émission incontrôlée de gaz tels que le dioxyde de carbone, le méthane, la vapeur d'eau (par combustion d'hydrocarbures par exemple). Une prise de position de la part de la communauté scientifique a permis de sensibiliser l'opinion publique et les autorités politiques dans le but de réduire la quantité de l'émission anthropique des gaz à effet de serre (protocole de Kyoto, 1997: réduction de 5% des émissions anthropiques de gaz à effet de serre par rapport au niveau de 1990 au cours de la période de 2008 à 2012).

La difficulté de représenter la situation climatique actuelle à partir des modèles appliqués à des données passées a révélé que d'autres facteurs étaient mal pris en compte. Différents travaux ont

montré que les particules en suspension dans l'atmosphère, appelées aérosols [Charlson et al, 1992; Kiehl and Briegleb; 1993] interviennent significativement sur l'équilibre climatique.

Les aérosols, comme les molécules, diffusent et absorbent le rayonnement solaire, leur conférant un rôle dans l'équilibre radiatif, et permettant en outre d'estimer leurs propriétés optiques. L'influence des aérosols sur le bilan radiatif terrestre est découpée: l'effet direct et l'effet indirect.

L'effet indirect des aérosols concerne leur influence sur les propriétés optiques des nuages. Environ 27% du rayonnement solaire est réfléchi par les nuages qui couvrent environ 60% de la terre. Les aérosols affectent l'albédo des nuages en modifiant leurs propriétés microphysiques, comme le nombre et la taille des gouttes d'eau, leur composition chimique [Andreae 1995; Seinfeld and Pandis, 1997].

L'effet direct des aérosols est lié à la rétro-diffusion du rayonnement solaire vers l'espace, ce qui a pour effet d'augmenter l'albédo terrestre. Environ 40% de l'énergie solaire est comprise dans le domaine spectral du visible où l'effet optique des aérosols est maximal. Des études théoriques et expérimentales ont mis en évidence les relations entre leurs propriétés microphysiques (taille, nombre, composition, forme, hygroscopie) et leurs propriétés optiques. L'effet direct est aussi lié à l'absorption du rayonnement infrarouge terrestre par les plus grosses particules qui agissent ainsi comme les gaz à effet de serre [Tegen et al, 1996].

Dans le but de mieux comprendre l'évolution du climat, en particulier en liaison avec les activités humaines, il est donc important de déterminer précisément l'effet radiatif des aérosols [Boucher et al, 1998]. Les mesures du rayonnement atmosphérique constituent une approche indispensable à l'évaluation des propriétés optiques des aérosols qui sont ensuite intégrées dans les modèles pour calculer leur effet sur le bilan radiatif. De nombreux auteurs désignent le besoin essentiel d'investigations expérimentales pour réduire les incertitudes de l'effet des aérosols sur le bilan radiatif terrestre [Penner et al, 1994; Andreae, 1996; Schwartz et Andreae, 1996]. Les mesures sont indispensables car la concentration des aérosols est très variable spatialement et temporellement, et les modèles globaux intègrent mal cette diversité. Il est donc important de caractériser les aérosols selon chaque condition atmosphérique particulière, ainsi que de surveiller leur évolution.

Les campagnes intensives d'observations permettent d'approfondir les connaissances sur les effets direct et indirect des aérosols spécifiques à un lieu [Russell et al, 1999; Raes et al, 2000; Ge'Verver et al, 2000]. La surveillance satellitaire permet d'intégrer la variabilité spatiale des aérosols et couvre dans certains cas toute la surface du globe terrestre. Isolément, chacun de ces deux types d'observation est néanmoins peu représentatif de l'évolution des conditions atmosphériques. En

effet, les campagnes de mesures (périodes intensives de quelques semaines) ne rendent pas compte des propriétés des aérosols sur plusieurs saisons. D'autre part, l'observation spatiale ne permet pas de suivre l'évolution sur quelques heures des aérosols dans une zone particulière (hautes résolutions temporelle et spatiale incompatibles). De plus l'interprétation des mesures satellitaires repose sur l'utilisation de modèles d'aérosols pour estimer les propriétés optiques des aérosols. Les mesures routinières effectuées par des instruments basés sur des sites particuliers permettent un suivi temporel d'aérosols caractéristiques au site. Ils sont cependant limités géographiquement. Charlson [communication privée, 1999] montre la complémentarité des approches en allouant à chacune un champ d'étude dimensionnel spécifique.

Mode d'investigation	Espace dimensionnel d'application	
Radiométrie	{t}	{x,y,z}
Lidar	{z,t}	{x,y,z}
In-situ	{t}	{x,y,z}
Satellite		{x,y}
Satellite lidar		{x,y,z}
Modèles		{x,y,z,t}

Tableau 1. Complémentarité des modes d'observation, relativement à l'espace dimensionnel d'application de chaque type de mesure. Les trois composantes x,y,z décrivent l'espace (altitude z) et t le temps. Les trois premiers modes offrent deux combinaisons selon que les instruments de mesure sont utilisés en acquisition routinière ou de façon intensive et sur avion lors de campagnes de mesure ponctuelles.

La modélisation est le seul outil qui recouvre les quatre dimensions spatio-temporelles {x,y,z,t} alors que les mesures s'acquittent de l'investigation des propriétés des aérosols sur une, deux ou trois dimensions. Les instruments radiométriques peuvent être utilisés depuis le sol ou installés sur des avions, ce qui leur confère une double fonctionnalité. Nous observons une complémentarité de la technologie instrumentale pour couvrir le même espace que le modèle.

Dans ce contexte, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (L.O.A.) a développé depuis plus de 20 ans différentes méthodologies permettant d'étudier les propriétés optiques et microphysiques des différents constituants de l'atmosphère (aérosols troposphériques et stratosphériques, nuages, gaz stratosphériques) ainsi que la surface terrestre (propriétés réfléchissantes des sols, couleur de l'eau).

L'instrumentation a tenu une grande part dans cette problématique scientifique (mesures depuis la surface, depuis la troposphère et la stratosphère, télédétection par satellite). Le développement d'algorithmes d'analyse des données satellitaires, ainsi que la conception de codes de transfert radiatif, ont largement contribué à mieux appréhender l'interaction du rayonnement et des aérosols au sein de l'atmosphère. L'accent a notamment été mis sur l'étude de l'état de polarisation du rayonnement [Deuzé, 1974].

Lors de la diffusion de la lumière par la particule, l'une des directions du champ électrique du rayonnement diffusé est privilégiée. Le rayonnement atmosphérique est alors polarisé. Soit la direction de polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence (comprenant la direction incidente et diffusée), soit elle est parallèle. Au 19^e Siècle, Arago, Brewster, Babinet découvrent que l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique est sensible aux conditions atmosphériques.

C'est seulement récemment que des études expérimentales et théoriques ont démontré que les propriétés polarisantes de l'atmosphère terrestre pouvaient effectivement être mises à profit pour l'étude des aérosols (moyen d'investigation d'abord utilisé sur d'autres atmosphères du système solaire [Dollfus and Coffeen, 1970]). La composante polarisée du signal atmosphérique descendant est peu influencée par la réflexion du rayonnement par la surface. Cette propriété en fait un moyen d'investigation efficace pour l'étude des propriétés des aérosols au-dessus des continents. De plus, le taux de polarisation qui représente la part du rayonnement polarisé sur le rayonnement total, ou le rapport de la luminance polarisée sur la luminance totale, possède l'avantage de ne pas dépendre de l'étalonnage absolu de l'instrument dont l'incertitude peut atteindre 10% [Kaufman et al, 1994].

La mesure de la luminance polarisée permet de distinguer dans la mesure de la luminance totale la composante due à la surface de la contribution des aérosols. En effet, les propriétés optiques des surfaces sont très variables et impossibles à modéliser précisément, et d'autre part les propriétés des aérosols sont très dépendantes des conditions climatiques, géographiques, environnementales. Il est alors souvent difficile de découpler chaque effet dans la mesure du rayonnement atmosphérique. Comme la luminance polarisée dépend peu de la surface, la luminance polarisée est très sensible aux variations des propriétés optiques des aérosols. Ainsi le L.O.A. a développé depuis 1990 un instrument mesurant l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique dans les domaines spectraux du visible et du proche infrarouge [Deuzé et al, 1993; Herman et al, 1997]. En 1997 l'instrument POLDER (Polarization and Directionality of Earth's Reflectance) est placé en orbite à bord de la plate-forme satellitaire ADEOS (Advanced Earth Observation System) [Deschamps et al, 1994].

L'objectif principal de ce travail est de développer un protocole de restitution des propriétés microphysiques et optiques des aérosols à partir de mesures multispectrales du rayonnement atmosphérique descendant. La mesure de l'état de polarisation de l'atmosphère dans le visible et le proche infrarouge participe à l'évaluation d'un modèle d'aérosols. Les grandeurs restituées sont intégrées verticalement. Il s'agit de la distribution en taille des particules, de la variation spectrale de la partie réelle de l'indice de réfraction ainsi que de l'absorption des aérosols. Ces grandeurs constituent en fait des paramètres clefs pour l'évaluation de l'effet direct des aérosols.

Cette thèse s'inscrit également dans le cadre de la validation des données aérosols acquises par POLDER/ADEOS au-dessus des continents. La stratégie adoptée est d'observer les propriétés optiques des aérosols depuis la surface et de les comparer aux observations effectuées depuis le satellite.

L'augmentation du nombre de longueurs d'onde d'observations multiplie les informations sur les aérosols. Cependant les incertitudes expérimentales doivent être minimisées pour accéder à un résultat unique. En outre, la contribution des molécules masque les propriétés optiques des aérosols aux courtes longueurs d'onde. Il s'agit alors d'optimiser l'utilisation de l'information contenue dans chaque type de mesures afin de réduire l'incertitude sur la restitution.

Le jeu de mesures disponibles, acquis depuis la surface, est composé de mesures de l'indicatrice de diffusion et de l'état de polarisation dans le plan principal solaire à 445, 665, 870 et 1605 nm. L'analyse des mesures nécessite la mesure de l'extinction du rayonnement solaire direct. Parfois des mesures du rayonnement dans l'auréole solaire complètent le jeu de données.

L'étude se décompose en trois étapes:

- * L'acquisition de mesures multispectrales du rayonnement atmosphérique;
- * La restitution des propriétés optiques des aérosols aux longueurs d'onde des mesures;
- * La restitution des propriétés microphysiques des aérosols.

Le plan du travail suit l'ordre chronologique du processus de restitution des caractéristiques des aérosols. Néanmoins une première partie théorique présente une étude de sensibilité des propriétés optiques des aérosols à leurs caractéristiques microphysiques.

Dans le 1^{er} chapitre, nous utilisons la théorie de Mie pour étudier la diffusion et la polarisation due à une particule puis à une population d'aérosols, afin de discerner parmi les caractéristiques des aérosols, celles qui affectent le signal, et de quelle façon elles l'influencent. Nous présentons les différentes géométries d'observation, ainsi que la distribution angulaire du rayonnement dans le

plan principal solaire déduite d'un code de transfert radiatif. Nous discutons également de la variation spectrale de la contribution moléculaire au rayonnement atmosphérique.

Les mesures des luminances polarisée et totale en plan principal solaire sont acquises dans le visible et le proche infrarouge. Le 2^e chapitre présente la mise en œuvre d'expériences en laboratoire qui permettent d'exercer le suivi instrumental du Réflectancemètre Polarisé ainsi que de déduire l'incertitude expérimentale sur la mesure. De nombreuses mesures réalisées dans le cadre de campagnes internationales et de façon plus routinière sur le site du laboratoire illustrent la variabilité des conditions atmosphériques. La corrélation entre ces mesures et les mesures de l'extinction atmosphérique est également présentée.

Le 3^e Chapitre présente le traitement des données multispectrales pour évaluer les propriétés optiques des aérosols. La fonction de phase des aérosols, qui dépend uniquement de la nature des aérosols (taille, composition, forme), est restituée à partir des mesures de luminance par l'intermédiaire de calculs de transfert radiatif. Ceux-ci permettent d'évaluer les contributions de la surface ainsi que la part de la diffusion multiple. Ce protocole estime aussi l'absorption des aérosols. L'application de la méthode à des mesures acquises dans le proche infrarouge a été démontrée par Vermeulen [1996]. Elle est ici étendue au domaine spectral du visible. Le protocole est validé sur des simulations à 445 et 870 nm. L'effet des biais d'étalonnage sur les restitutions est également évalué. Cette méthode est appliquée à des données multispectrales acquises à Lille, zone urbaine, et à Tenerife, zone tropicale de l'Océan Atlantique affectée par le passage de poussières désertiques. Les résultats sont comparés à des données caractérisant la granulométrie de l'aérosol. Ce protocole est également appliqué sur une grande échelle à des données fournies par un réseau d'instruments automatiques.

L'inversion des propriétés optiques des aérosols restituées par les mesures permettent d'estimer les caractéristiques microphysiques des aérosols. Le 4^e Chapitre présente la méthode de King [King et al, 1978] qui est adaptée à l'inversion des fonctions de phase naturelles et polarisées à plusieurs longueurs d'onde. La méthode est testée sur des données calculées par la théorie de Mie. L'apport de la polarisation dans l'estimation de la partie réelle de l'indice de réfraction est démontré. Un protocole de restitution tenant compte des mesures multispectrales est alors proposé. Il est ensuite appliqué à un jeu de données acquises à Lille.

1^{er} chapitre.

Propriétés optiques des aérosols atmosphériques

En résolvant les équations de Maxwell dans le cas d'un dioptre sphérique, G. Mie propose en 1908 une théorie qui permet de traiter le problème de l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et des particules sphériques, homogènes et isotropiques, de dimensions similaires à celle de la longueur d'onde du rayonnement (bien que Lorenz résolut dès 1890 les équations de Maxwell dans ce cas de figure). Cette théorie comble le vide qui existait entre la théorie de Rayleigh, adaptée aux particules de dimension très inférieure à la longueur d'onde du rayonnement, et la théorie de l'optique géométrique. Pour obtenir des informations précises sur la théorie de Mie, le lecteur pourra se référer par exemple aux travaux présentés par Van De Hulst [1957], Liou [1980], Lenoble [1993].

La théorie identifie trois propriétés optiques: l'absorption, la diffusion et la polarisation du rayonnement par une particule. Ces propriétés dépendent du rapport du rayon r de la particule sphérique par la longueur d'onde λ du rayonnement incident. Les capacités de diffusion et d'absorption du rayonnement dépendent du rapport r/λ et de l'indice de réfraction m qui décrit la nature de la particule. La distribution angulaire du rayonnement diffusé et polarisé, exprimée respectivement par les fonctions de phase naturelle et polarisée, dépend du rapport r/λ , mais aussi de l'indice de réfraction et de l'angle de diffusion.

L'atmosphère est composée principalement de molécules, mais aussi de matière à l'état liquide ou solide en suspension, présente sous forme de particules sub-millimétriques appelées aérosols. Les

propriétés optiques des aérosols présents dans la colonne atmosphérique dépendent de leur distribution en taille. La fonction de phase naturelle des aérosols illustre les effets de pro-diffusion et de rétro-diffusion du rayonnement qui sont essentiels dans l'étude de l'influence climatique des aérosols. Le rayonnement interagit aussi avec la surface et les molécules. Il en résulte une distribution angulaire de l'énergie solaire dont la part renvoyée vers l'espace contribue à l'équilibre énergétique de la terre. Cet effet est représenté par l'albédo terrestre auquel les aérosols participent.

L'objectif de ce travail est de montrer comment et avec quelle précision on peut déterminer les propriétés optiques des aérosols à partir de mesures radiométriques passives, multispectrales et polarisées, effectuées depuis le sol. Ce chapitre est dédié à l'étude de la sensibilité des propriétés optiques aux caractéristiques microphysiques des aérosols. Les mesures de rayonnement sont interprétables en termes de propriétés optiques des aérosols présents dans l'atmosphère. La théorie de Mie permet d'identifier les relations entre les propriétés optiques et les caractéristiques microphysiques des aérosols. En outre, des calculs de transfert radiatif simulent la mesure multispectrale du rayonnement atmosphérique à partir des propriétés optiques des aérosols. Les résultats de cette étude permettent alors de déterminer la meilleure approche expérimentale pour caractériser les aérosols.

Les paramètres utiles à la théorie de Mie sont de nature différente. La longueur d'onde et l'angle de diffusion définissent le rayonnement et sont liées aux caractéristiques instrumentales. Le rayon et l'indice de réfraction identifient le type d'aérosols et dépendent des conditions environnementales.

- Quelles particules diffusent, polarisent, éteignent le rayonnement solaire dans le spectre du visible et du proche infrarouge ?
- Quelle propriété optique des aérosols est la plus sensible à leur nature ?
- Comment obtenir le plus d'informations possibles sur les aérosols ?

Pour répondre à ces questions, nous allons d'abord rappeler l'effet d'une particule isolée sur le rayonnement (Paragraphe 2), puis nous allons considérer une population d'aérosols dont les dimensions s'étendent sur plusieurs ordres de grandeur. Deux modèles d'aérosols (Paragraphe 3) sont utilisés afin d'illustrer la relation entre les propriétés optiques et le type d'aérosols (Paragraphe 4). Enfin, la mesure (Paragraphe 5) est simulée par des calculs de transfert radiatif (Paragraphe 6).

1. Les aérosols atmosphériques

Les aérosols sont des particules sub-millimétriques composées d'un mélange de gaz, de liquide et de solide, en suspension dans l'atmosphère. Cependant cette étude ne concerne pas les gouttes d'eau. Une large variété d'aérosols est présente dans l'atmosphère. Leur distribution en taille, leur composition chimique, leur distribution spatiale dépendent chacune des mécanismes de formation à l'origine de ces particules atmosphériques.

1.1. Sources d'aérosols

La courte durée de vie des aérosols (*Tableau 1.1*) et la localisation sur la surface terrestre de la majorité des sources d'émission expliquent que les aérosols se situent principalement dans la basse troposphère (dans la couche limite, jusqu'à 1 à 2 km d'altitude). Leurs variabilités temporelle et géographique sont très dépendantes des conditions météorologiques (précipitations, taux d'humidité,...), géographiques (océans, relief, régions tropicales, ...), environnementales (ville, déserts, ...).

Les processus de formation des aérosols troposphériques sont très variés: érosion des sols (poussières désertiques, une partie des aérosols continentaux); interactions entre l'atmosphère et la couche supérieure des océans; conversion des gaz en particules dans la troposphère; combustion de matières organiques.

Dans la stratosphère, les aérosols sont issus de réactions chimiques à partir de molécules contenant du soufre (comme le dioxyde de soufre) [Fenn et al, 1985]. Egalement, après une éruption volcanique, la dynamique stratosphérique répand les aérosols volcaniques sur tout le globe, et peut multiplier la quantité d'aérosols stratosphériques par un facteur 100 [Fenn et al, 1985; Cazier, 1998].

On distingue aussi les aérosols par leur origine naturelle ou anthropique. Aujourd'hui, la plupart de la production d'aérosols de conversion gaz-à-particules et de combustion est liée à l'activité humaine [Andreae, 1995]. L'utilisation intense des sols dans certaines régions du globe favorise aussi la production de poussières [Andreae, 1996].

Des résultats, extraits de Andreae [1995], donnent des évaluations des productions annuelles d'aérosols (*Tableau 1.1*). La production annuelle de particules (de diamètre inférieur à 20 μm) en suspension dans l'atmosphère est estimée à plus de 3 milliards de tonnes. Les aérosols d'origine minérale (érosion des sols) constitueraient près de la moitié de la production totale, la quantité de production annuelle des aérosols composés de sels marins est estimée à 1.3 milliard de tonne. La proportion des aérosols d'origine anthropique serait de 11 % en masse, mais leur effet optique serait beaucoup plus important: 52% de l'extinction totale causée par les aérosols.

SOURCE	Flux (Tg/yr)	Lifetime (days)	Global Burden (Tg)	Column Burden (mg m ⁻²)	MSE (hyd.) (mg m ⁻²)	Optical Depth	Forcing (direct) W/m ²
Natural							
<i>Primary</i>							
Soil dust (mineral aerosol)	1500	4	16.4	32.2	0.5	0.016	-0.33
Sea salt	1300	1	3.6	7.0	1.5	0.010	-0.16
Volcanic dust	33	4	0.4	0.7	2.0	0.001	-0.03
Biological debris	50	4	0.5	1.1	2.0	0.002	-0.04
<i>Secondary</i>							
Sulfates (biogenic gases)	90	5	1.2	2.4	5.1	0.012	-0.41
Sulfates (volcanic SO ₂)	12	5	0.16	0.3	5.1	0.002	-0.05
Organic matter (biogenic VOC)	55	7	11	2.1	5.0	0.010	-0.34
Nitrates from NO _x	22	4	0.24	0.5	2.0	0.001	-0.03
Total natural	3060		24	46		0.055	-1.4
Anthropogenic							
<i>Primary</i>							
Industrial dust, etc.	100	4	1.1	2.1	2.0	0.004	-0.14
Black carbon (soot and charcoal)	20	6	0.3	0.6	10.0	0.006	-0.21
<i>Secondary</i>							
Sulfates from SO ₂	140	5	1.9	3.8	5.1	0.019	-0.64
Biomass burning (w/o black C)	80	8	1.8	3.4	5.1	0.018	-0.58
Nitrates from NO _x	36	4	0.4	0.8	2.0	0.002	-0.05
Organics from anthropog. VOC	10	7	0.19	0.4	5.0	0.002	-0.06
Total anthropogenic	390		5.7	11.1		0.051	-1.7
TOTAL	3450		29	57		0.106	-3.1
Anthropogenic fraction	11%		19%	19%		48%	55%

Tableau 1.1. Intensité des sources, temps de résidence, contenu intégré, section efficace d'extinction, épaisseur optique à 550 nm, et forçage direct des aérosols, selon le type d'aérosols [Andreae, 1995].

1.2 Propriétés microphysique des aérosols

1.2.a. Spectre dimensionnel des aérosols

La taille des aérosols est comprise entre le centième et quelques dizaines de micromètres. Les plus petits aérosols proviennent de réactions chimiques (du type gaz-particules) dans l'atmosphère alors que les plus gros sont produits par l'action mécanique des vents sur les surfaces. Localement, toutes les classes de particules sont généralement représentées, avec cependant des classes de particules prépondérantes, suivant le site géographique et les conditions climatiques [Seinfeld and Pandis, 1997]. La distribution en taille des particules, ou granulométrie, caractérise les aérosols. Ils sont généralement distribués sur trois modes (*Figure 1.1*): le mode fin (rayon de l'aérosol de 0.005 à 0.05 μm), le mode d'accumulation (rayon de 0.05 à 1 μm) et le mode grossier (rayon

supérieur à 1 μm). Les particules du mode fin proviennent de processus de combustion ou de condensation de gaz récemment émis. Leur durée de vie est très courte (moins d'une heure) car ils coagulent très vite avec des particules plus larges. Ils sont donc présents à proximité des sources d'émission. Les aérosols du mode d'accumulation se forment par coagulation de particules plus petites, par condensation d'espèces volatiles, par conversion gaz-particules ou sont constitués de fines poussières. La majorité de ces particules est formée d'acide sulfurique, de sulfates, de matière carbonée. Le mode grossier est dominé selon les régions par les particules d'origine géologique ou par des sels marins en environnement maritime. Le taux d'humidité de l'air ambiant et l'hygroscopicité des aérosols modifient le rayon des particules [Chow, 1995].

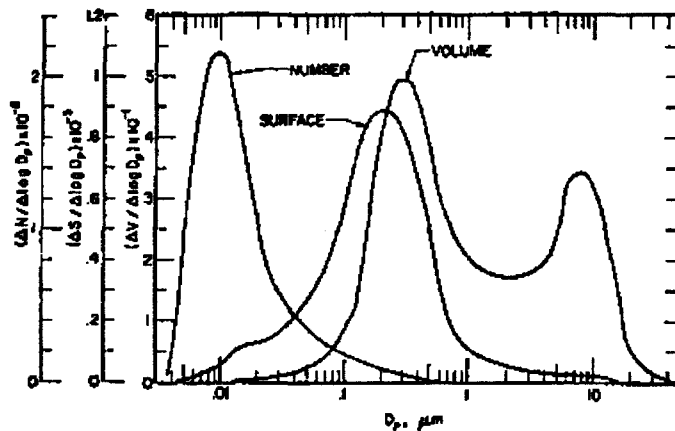


Figure 1.1. Illustration des trois modes de la distribution en taille des aérosols. Le mode fin apparaît dans la distribution en nombre d'aérosols, le mode d'accumulation apparaît dans les distributions de la surface et du volume, le mode grossier apparaît dans la distribution du volume uniquement [Boucher, 1995 ; Whitby, 1978].

1.2.b Composition chimique des aérosols

La composition chimique des aérosols est exprimée par l'indice de réfraction m . La valeur de l'indice de réfraction est un nombre complexe, $m = m_R - i m_I$, qui varie avec la longueur d'onde. La partie réelle, m_R , décrit le changement de vitesse et de direction d'une onde au passage d'un dioptré. Plus m_R est grand (il est toujours supérieur à 1), plus le rayonnement est affecté par le changement de milieu de propagation. La partie imaginaire de l'indice, m_I , représente la capacité d'absorption du rayonnement par la particule. Plus la valeur de m_I est élevée, plus l'aérosol absorbe le rayonnement.

Les aérosols continentaux, hors zones urbaines, sont composés d'environ 70% d'aérosols solubles dans l'eau, de 30% d'aérosols minéraux [Fenn et al, 1985]. Suivant le niveau d'hydratation de la particule, l'indice de réfraction sera le résultat de la combinaison de l'indice de l'eau, 1.33 dans le

visible (absorption nulle), de l'indice des matériaux solubles, $1.52-0.012i$ et de l'indice des matériaux minéraux originaires des sols, $1.52-0.008i$. En zone urbaine, il faut ajouter l'influence des aérosols produits par combustion et par transformation des gaz. L'indice de réfraction du composé le plus absorbant, la suie, constituant les aérosols carbonés, atteint $1.75-0.3i$. Les aérosols carbonés sont présents aussi en zone rurale où est utilisée la méthode du brûlis [Andreae, 1995]. Les sels de mer ont un indice de réfraction de 1.48 et n'absorbent pas le rayonnement solaire. Toutes les valeurs d'indice sont données pour une longueur d'onde de 870 nm et proviennent des travaux de Fenn et al [1985]. Seinfeld and Pandis [1997] proposent des valeurs de l'indice de réfraction d'autres composés comme les sulfates, le quartz, les poussières minérales (à 550 nm de longueur d'onde).

1.2.c La forme des aérosols

Les aérosols peuvent adopter de nombreuses formes parfois très différentes de la sphère [Kaufman et al, 1994; Von Hoyningen-Huene and Posse, 1997]. Cependant les particules de dimensions proches de la longueur d'onde du rayonnement visible (mode d'accumulation) sont principalement d'origine anthropique. Celles-ci sont généralement composées de sulfate, et sont donc des particules sphériques. Von Hoyningen-Huene and Posse [1997] observent que la diffusion par les aérosols sub-micrométriques est bien calculée par la théorie de Mie, de même pour les particules de rayon supérieur au micromètre si le taux d'humidité dépasse 80%.

1.3. L'effet des aérosols sur le bilan radiatif terrestre

L'influence des aérosols sur le bilan radiatif terrestre est double. L'effet direct des aérosols est provoqué par l'absorption et la rétro-diffusion de l'énergie solaire, dont environ 40% est comprise dans le domaine spectral du visible, où l'effet radiatif des aérosols est prédominant. En augmentant l'albédo terrestre, la rétro-diffusion a un effet de refroidissement de la terre. L'effet est donc antagoniste à celui de l'effet de serre des gaz. L'effet indirect des aérosols est provoqué par la modification des propriétés optiques des nuages qui participent également à l'équilibre énergétique terrestre [Seinfeld and Pandis, 1997].

2. Propriétés optiques d'une particule sphérique

La théorie de Mie caractérise les propriétés optiques d'une particule. La théorie définit le paramètre $\alpha_{Mie} = \frac{2 \cdot \pi \cdot r}{\lambda}$ (r , rayon de la particule, λ , longueur d'onde du rayonnement incident).

Les propriétés des aérosols dépendent aussi de leur indice de réfraction, m , qui exprime l'effet radiatif de l'aérosol selon la nature des matériaux le composant.

Pour un même indice, les propriétés optiques sont constantes si α_{Mie} est constant. Comme α_{Mie} dépend du rapport du rayon sur la longueur d'onde, la propriété optique peut rester identique alors que ces deux paramètres sont variables ($\alpha_{Mie} = \frac{2\pi \cdot r_1}{\lambda_1} = \frac{2\pi \cdot r_2}{\lambda_2}$ si $r_2 = a \cdot r_1$ et $\lambda_2 = a \cdot \lambda_1$ et a est une variable).

2.1. Absorption et diffusion du rayonnement par une particule

Le rayonnement incident sur une particule peut être soit diffusé, soit absorbé. Ces deux phénomènes conjugués conduisent à l'extinction du rayonnement transmis. Les coefficients d'efficacité d'extinction et de diffusion, $Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$ et $Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$, définissent respectivement la variation de l'extinction et de la diffusion en fonction du paramètre de Mie et de l'indice de réfraction. Le rapport entre les deux coefficients représente l'absorption par la particule, exprimée par l'albédo de diffusion simple, $\omega_0(\alpha_{Mie}, m)$, de la particule.

$$\omega_0(\alpha_{Mie}, m) = \frac{Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)}{Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m)} \quad (1.1)$$

Les sections efficaces d'extinction, $\sigma_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$, et de diffusion, $\sigma_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$, sont proportionnelles aux coefficients d'efficacité respectifs et à la projection géométrique de la section de la particule ($\pi \cdot r^2$ dans le cas de particules sphériques):

$$\sigma_{ext}(\alpha_{Mie}, m) = \pi r^2 \cdot Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m) \quad (1.2a)$$

$$\sigma_{dif}(\alpha_{Mie}, m) = \pi r^2 \cdot Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m) \quad (1.2b)$$

La section efficace d'extinction correspond à l'aire recevant la même quantité d'énergie que ce qui est diffusé et absorbé par la particule. La définition est analogue pour la section efficace de diffusion [Stammes, 1989].

Les coefficients d'efficacité d'extinction et de diffusion sont tracés respectivement sur les *Figures 1.2 et 1.3* en fonction du paramètre de Mie et pour plusieurs valeurs de la partie réelle de l'indice de réfraction.

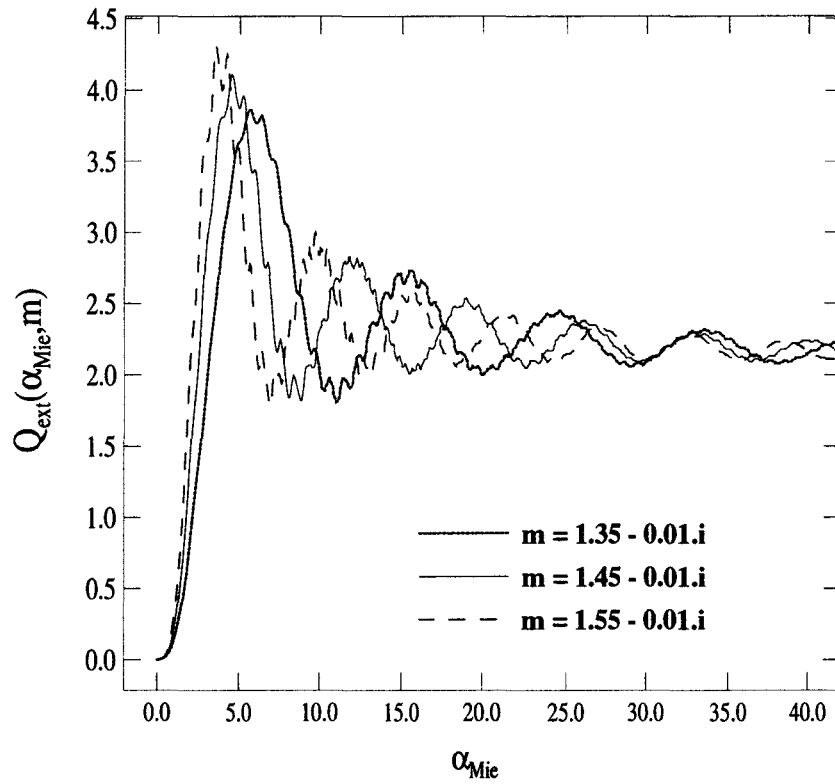


Figure 1.2. Coefficient d'efficacité d'extinction $Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$ en fonction du paramètre α_{Mie} pour trois valeurs de l'indice de réfraction m (variation de m_R uniquement).

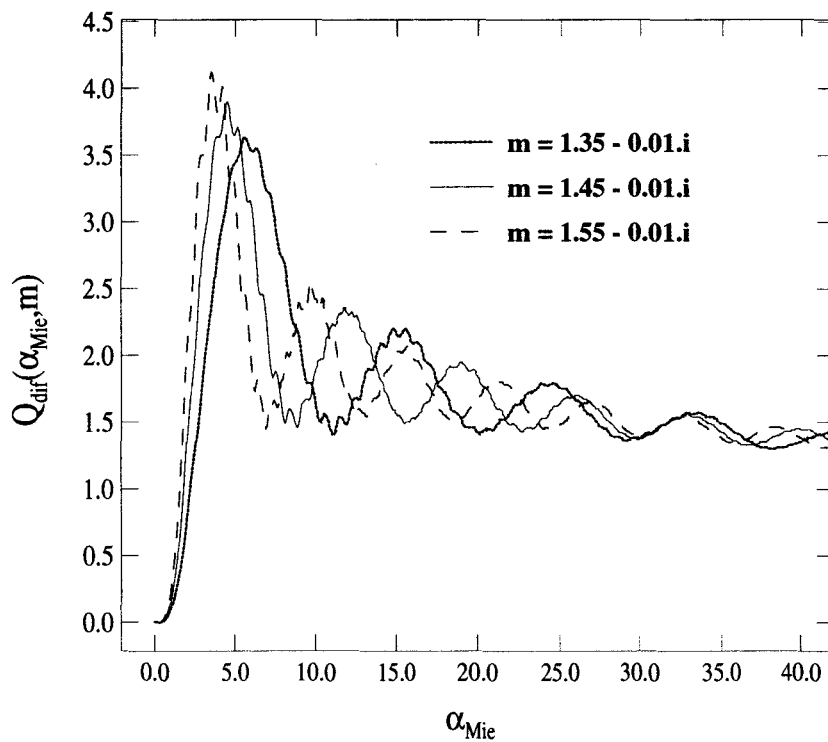


Figure 1.3. Comme la Figure 1.2 mais pour le coefficient d'efficacité de diffusion $Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$.

2.1.a. Maximum d'efficacité de diffusion ou d'extinction

Pour un indice de réfraction donné, la variation des coefficients est caractérisée par des oscillations en fonction de α_{Mie} . $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ et $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ tendent vers 0 pour $\alpha_{\text{Mie}} = 0$. $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ tend vers 2 quand α_{Mie} croît. Le maximum primaire de $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ et $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ survient dès la première oscillation, pour $3 < \alpha_{\text{Mie}}^{\text{max}} < 6$. Cet intervalle signifie que l'efficacité de diffusion ou d'extinction est maximale quand la dimension de la particule sphérique est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement incident.

2.1.b. Effet de l'indice de réfraction

La valeur $\alpha_{\text{Mie}}^{\text{max}}$ augmente quand la partie réelle de l'indice de réfraction diminue.

Pour des valeurs de α_{Mie} inférieures à 30, les coefficients d'efficacité $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ et $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ sont sensibles à la partie réelle de l'indice de réfraction et du paramètre de Mie. Pour les plus grandes valeurs de α_{Mie} , les oscillations de $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ et de $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ s'atténuent. La valeur de la partie imaginaire de l'indice de réfraction affecte uniquement l'amplitude des minima et des maxima des coefficients (pas montré ici).

A cause du fort gradient de $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ et $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ pour $\alpha_{\text{Mie}} < \alpha_{\text{Mie}}^{\text{max}}$, l'efficacité de diffusion ou d'extinction des petites particules double si m_{R} varie de 1.35 à 1.55. Par exemple, pour $\alpha_{\text{Mie}} = 2$ ($\lambda = 870$ nm et $r = 0.27$ μm , ou $\lambda = 445$ nm et $r = 0.14$ μm) $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m_{\text{R}}=1.35) = 0.88$ et $Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m_{\text{R}}=1.55) = 2.21$. Par conséquent l'efficacité des petites particules à diffuser le rayonnement est très sensible à leur composition chimique.

2.2. Distribution angulaire du rayonnement diffusé par une particule

La distribution angulaire du rayonnement diffusé est décrite par la fonction de phase naturelle $p(\Theta, \alpha_{\text{Mie}}, m)$, normalisée sur l'espace à 4π (Equation 1.3). Autrement dit, la probabilité de diffusion dans la direction de l'angle de diffusion, Θ , est égale à $\frac{p(\Theta, \alpha_{\text{Mie}}, m)}{4\pi}$.

$$\int_{\text{espace}} p(\Theta, \alpha_{\text{Mie}}, m) \cdot d\omega = 4\pi \quad (1.3)$$

La fonction de phase naturelle dépend du paramètre de Mie, de l'angle de diffusion Θ , angle entre la direction incidente et la direction du rayonnement diffusé, et de l'indice de réfraction m . Comme la fonction est symétrique par rapport à l'angle de diffusion azimutal φ_d , elle ne dépend que de l'angle de diffusion zénithal θ_d et l'Equation 1.3 devient:

$$\int_{\text{espace}} p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot \sin \theta_d \cdot d\theta_d = 2 \quad (1.4)$$

La *Figure 1.4* présente des fonctions de phase naturelles, correspondant à des valeurs du rayon r comprises entre 0.01 et 10 μm , avec la longueur d'onde λ fixée à 870 nm et un indice de réfraction de 1.45-0.01.i.

La probabilité de diffusion des petites particules ($r=0.01 \mu\text{m}$; $r=0.1 \mu\text{m}$) est presque symétrique par rapport à $\theta_d = 90^\circ$. Par contre, dès que le rayon des particules dépasse 0.5 μm , la dépendance angulaire s'accroît par un accroissement de la pro-diffusion. À 0° la fonction de phase $p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ pour des particules de rayon de 10 μm dépasse de trois ordres de grandeur la fonction de phase pour $r=0.01 \mu\text{m}$. Quelle que soit la valeur du rayon, la fonction est minimale pour des angles de diffusion variant entre 90° et 140° .

Ainsi, selon l'angle de diffusion considéré, chaque classe de rayon de la particule est à son tour plus efficace. En effet, à un angle de diffusion de 2° , la diffusion par les particules de rayon $r=10 \mu\text{m}$ est la plus importante. À 10° , la diffusion de la part des molécules de 1 μm est prépondérante, à 30° par celles de rayon $r=0.5 \mu\text{m}$, à 60° , $r=0.1 \mu\text{m}$ et enfin pour $\theta_d > 90^\circ$, ce sont les particules de rayon $r=0.01 \mu\text{m}$ qui sont les plus efficaces. Chaque classe de particules contribue donc majoritairement à la diffusion à un angle spécifique. Cette propriété signifie également que toutes les particules contribuent à la diffusion.

2.3. Distribution angulaire de la polarisation due à une particule

Les deux composantes orthogonales du vecteur champ électrique du rayonnement incident (non polarisé) ne sont pas diffusées dans les mêmes proportions. Le rayonnement diffusé est alors polarisé. La distribution angulaire de la polarisation par une particule est représentée par la fonction de phase polarisée $q(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$. Cette fonction décrit la probabilité de diffuser un rayonnement polarisé dans la direction θ_d .

La difficulté de l'étude de la polarisation réside dans le fait que deux directions orthogonales peuvent être privilégiées lors de la diffusion. Dans l'atmosphère, la direction de polarisation est soit perpendiculaire au plan d'incidence, soit parallèle. Par convention, le signe positif est attribué à la fonction de phase polarisée quand la direction de polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, la fonction de phase polarisée est négative dans l'autre cas. Le plan d'incidence (ou plan de diffusion) est le plan contenant les directions incidente et diffusée.

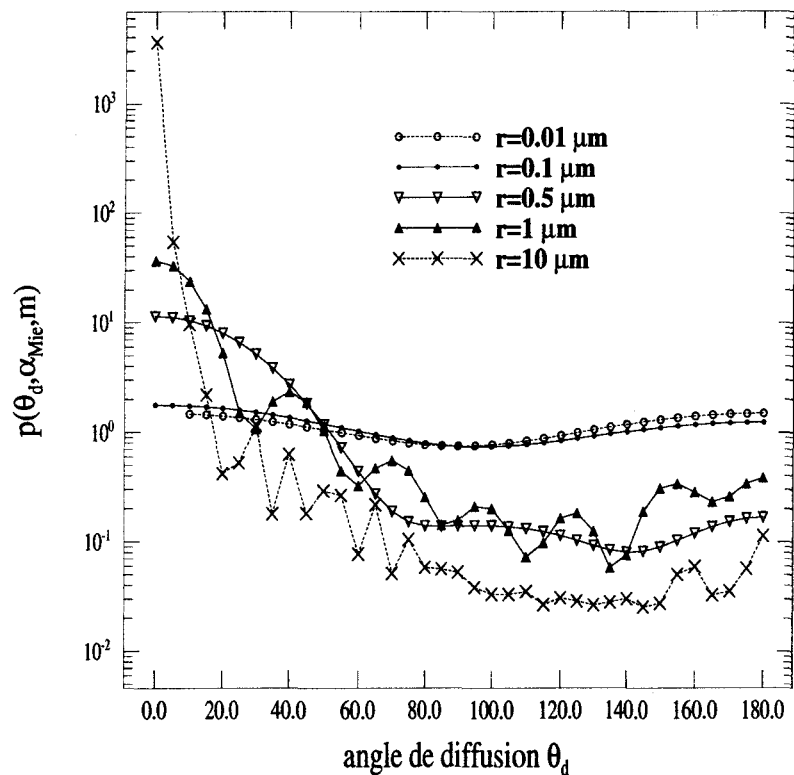


Figure 1.4. Fonction de phase naturelle à 870 nm d'une particule sphérique de rayon variable. L'indice de réfraction est $m=1.45-0.01.i$.

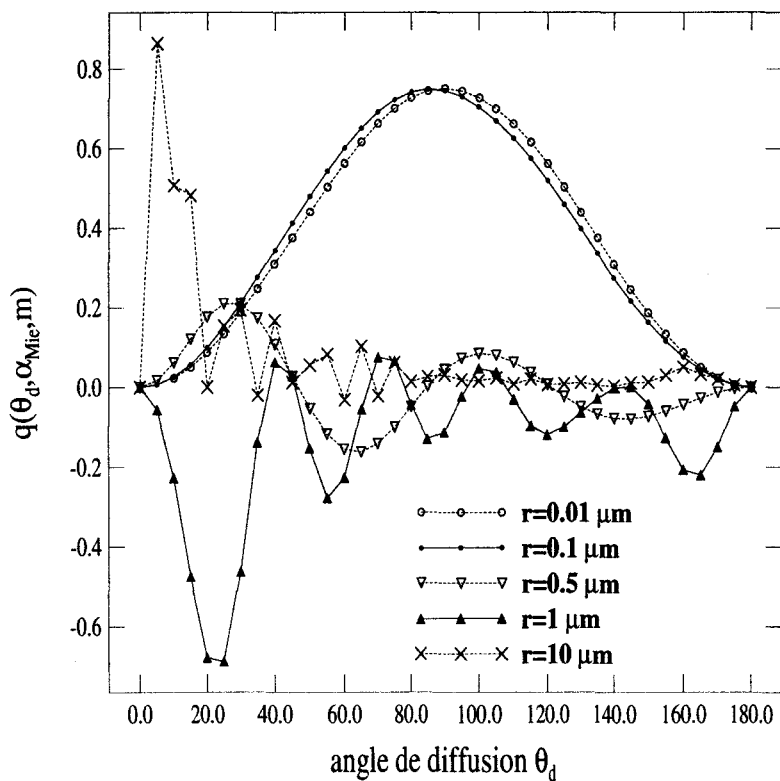


Figure 1.5. Comme la Figure 1.4 mais pour la fonction de phase polarisée.

La *Figure 1.5* présente des fonctions de phase polarisées d'une particule sphérique dont le rayon varie de 0.01 à 10 μm (comme pour la *Figure 1.4*). Pour des particules de rayon inférieur à 0.1 μm , la polarisation est forte dans la direction orthogonale au plan d'incidence. Hormis un arc aux petits angles de diffusion pour $r > 0.5 \mu\text{m}$ (dans chaque direction perpendiculaire), la polarisation est de plus en plus faible ($|q(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m)| < 0.2$ pour $r = 10 \mu\text{m}$ et $\theta_d > 20^\circ$) et oscille autour de la valeur nulle. Les fonctions de phase polarisées montrent que seules les petites particules polarisent efficacement, avec un maximum situé vers 90° , dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence.

2.4. Matrice de phase des aérosols

Dans le formalisme des paramètres de Stokes, le rayonnement est caractérisé par un vecteur de 4 éléments. L'interaction entre le rayonnement et la particule est décrite par une matrice de Mueller (16 éléments en 4 colonnes et 4 lignes). Elle est appelée la matrice de phase de l'aérosol, \mathbf{P}_a :

$$\mathbf{P}_a(\theta_d) = \begin{bmatrix} P_{11}(\theta_d) & P_{12}(\theta_d) & 0 & 0 \\ P_{12}(\theta_d) & P_{11}(\theta_d) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\theta_d) & P_{34}(\theta_d) \\ 0 & 0 & P_{34}(\theta_d) & P_{33}(\theta_d) \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Quatre éléments indépendants définissent les propriétés optiques d'une particule sphérique. Le terme $P_{11}(\theta_d)$ de la matrice est également la fonction de phase naturelle, le terme $P_{12}(\theta_d)$ est la fonction de phase polarisée. Le lecteur pourra se référer à des ouvrages comme ceux de Van De Hulst [1957] et de Lenoble [1993] pour obtenir des informations plus détaillées sur cette matrice et le formalisme de Stokes.

2.5. Contribution angulaire d'une particule à la diffusion et à la polarisation en fonction du paramètre de Mie

Pour illustrer quelle classe de particule contribue prioritairement à la diffusion à un angle donné, la grandeur $p(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m) \cdot Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ est calculée pour $m=1.45-0.01.i$, pour trois valeurs de θ_d , et en fonction de α_{Mie} , variant entre 0 et 100. Afin de s'affranchir de la forte dépendance angulaire de $p(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m)$, on définit le coefficient d'efficacité de diffusion dans la direction de l'angle de diffusion, $K_{\text{dif}}(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m)$, en normalisant le produit $p(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m) \cdot Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ par sa valeur maximale $[p(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m) \cdot Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)]^{\text{max}}$.

$$K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) = \frac{p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \times Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)}{[p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \times Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)]^{\max}} \quad (1.6)$$

Le coefficient $K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ est tracé sur la *Figure 1.6*. Le maximum de $K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ est égal à 1, quelque soit θ_d . Ceci permet de mettre en évidence quelles particules participent au signal à un angle de diffusion donné.

La valeur de α_{Mie} à laquelle est atteint le maximum de $K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ suit les conclusions déduites de la *Figure 1.4*. Les grosses particules diffusent plutôt à un angle de diffusion petit (efficacité maximale, soit $K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)=1$ pour $\alpha_{Mie}=19$ à $\theta_d=5^\circ$, mais pour $\alpha_{Mie}=4.6$ à $\theta_d=60^\circ$). Le maximum principal n'est pas le premier maximum atteint quand α_{Mie} augmente. Tout angle confondu, le premier maximum est atteint pour $\theta_d=120^\circ$. Les petites particules diffusent donc aux grands angles de diffusion.

L'intervalle en α_{Mie} [1.6; 28] est couvert à plus de 50% de l'efficacité de diffusion maximale, tout angle de diffusion confondu. Et on a encore 20% du maximum d'efficacité jusqu'à $\alpha_{Mie}=65.5$, à $\theta_d=5^\circ$, et 10% du maximum à $\alpha_{Mie}=0.8$ à $\theta_d=120^\circ$.

Le coefficient d'efficacité de polarisation $K_{pol}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ est défini comme $K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ mais en remplaçant la fonction de phase naturelle par la fonction de phase polarisée dans l'*Equation 1.6*. Sa variation en fonction du paramètre de Mie est représentée sur la *Figure 1.7* pour plusieurs valeurs de l'angle θ_d .

La direction de polarisation est très sensible au rayon de la particule à 30 et 60° et pour $\alpha_{Mie} > 2$. La polarisation à 150° est principalement négative quelque soit la valeur de α_{Mie} . Par contre pour $\alpha_{Mie} < 2$, $K_{pol}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$ est plutôt positif à 30 et à 60°.

Les valeurs des paramètres de Mie cités plus haut sont converties en rayon pour quatre longueurs d'onde dans le *Tableau 1.2*.

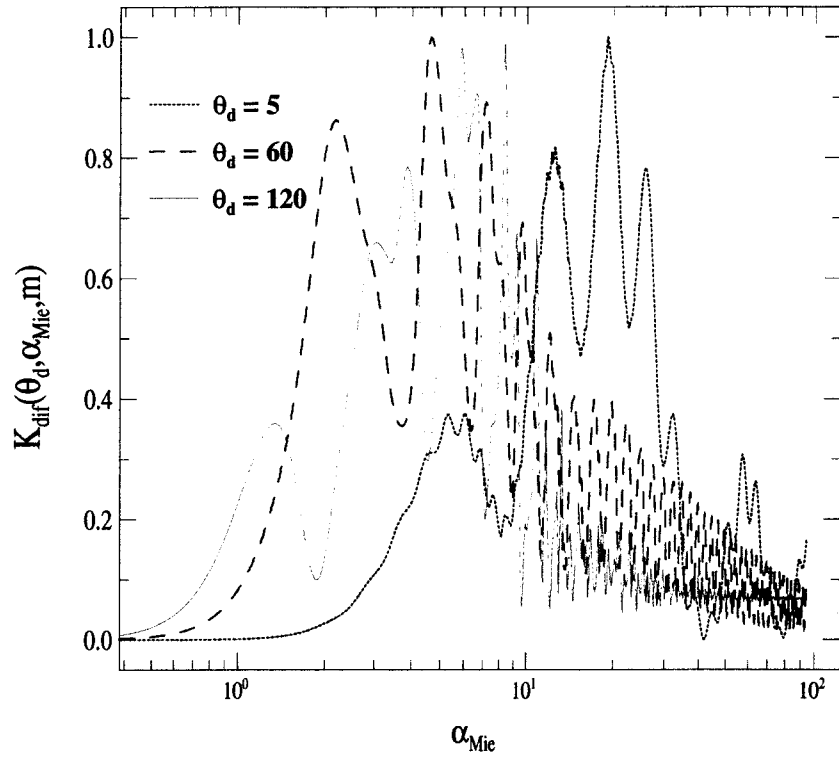


Figure 1.6. Contribution à la diffusion par classes de valeurs de α_{Mie} . L'indice de réfraction est $m=1.45-0.01.i$.

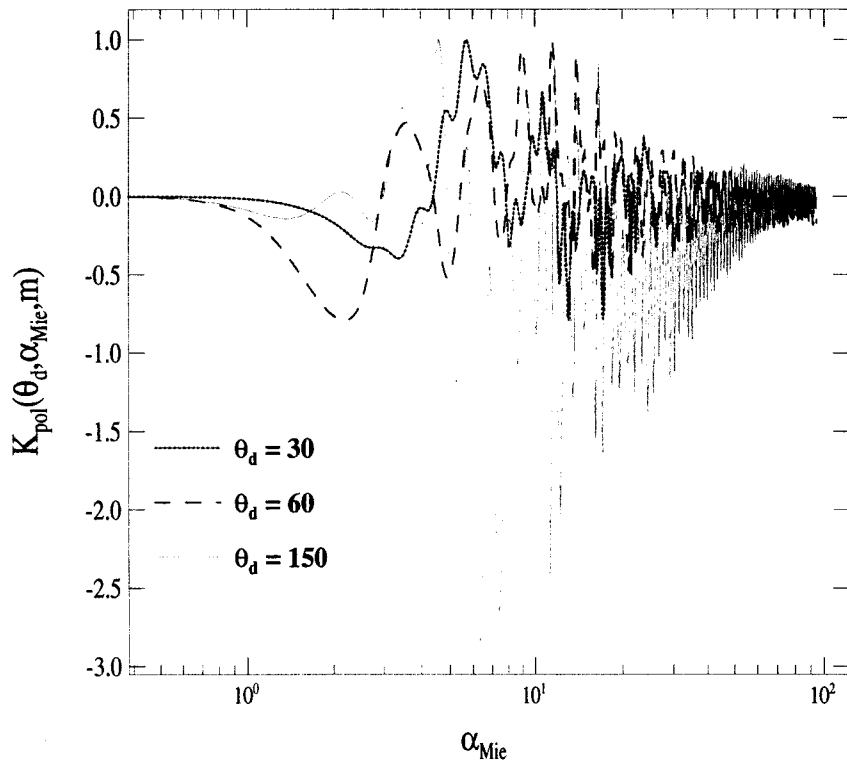


Figure 1.7. Comme Figure 1.6 mais contribution à la polarisation.

	α_{Mie}	r (μm) $\lambda = 445 \text{ nm}$	r (μm) $\lambda = 665 \text{ nm}$	r (μm) $\lambda = 870 \text{ nm}$	r (μm) $\lambda = 1610 \text{ nm}$
20% du maximum pour grosses particules, à 5°	65.5	4.6	6.9	9.1	16.7
Borne supérieure de l'intervalle de couverture à 50% du maximum	28	2.0	3.0	3.9	7.2
Maximum d'efficacité à 5°	19	1.3	2.0	2.6	4.8
Maximum d'efficacité à 60°	4.6	0.33	0.49	0.64	1.2
Borne inférieure de l'intervalle de couverture à 50% du maximum	1.6	0.11	0.17	0.22	0.41
10% du maximum pour α_{Mie} petit, à 120°	0.8	0.06	0.08	0.11	0.2

Tableau 1.2. Conversion des valeurs de α_{Mie} en rayon des particules en fonction de la valeur de la longueur d'onde.

2.6. Avantage de l'échantillonnage angulaire

La Figure 1.6 montrent que dans le cas de l'échantillonnage spectral des propriétés d'extinction ou dans celui de l'échantillonnage angulaire des propriétés diffusantes, l'intervalle dimensionnel des particules efficaces est différent. En considérant que seules les particules dont le rayon est situé au niveau du maximum primaire et du premier maximum secondaire de $Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$ participent efficacement à l'extinction du rayonnement solaire, la longueur d'onde d'investigation doit varier de 0.4 à 2 μm pour que les particules de rayon compris entre 0.2 et 4.2 μm éteignent le rayonnement (inversion de l'épaisseur optique efficace entre 0.1 et 4 μm d'après King et al [1978]). En revanche, les particules de rayon compris entre 0.2 à 3.9 μm participent efficacement à la diffusion de 5 à 120° d'angle de diffusion, à 870 nm. Le rayon supérieur des particules efficaces peut être multiplié par 2 en considérant la diffusion à 1605 nm, le rayon inférieur divisé par 2 si on considère la diffusion à 445 nm. La gamme d'angle peut encore être étendue en approximant la

pro-diffusion des grosses particules par la diffraction, Santer et Herman [1983] montrent que les particules de rayon de 6.5 μm contribuent fortement à un angle de diffusion de 2.33°.

Nous venons de discuter les termes de Mie décrivant les propriétés optiques d'une particule isolée. Cependant l'atmosphère est composée de molécules mais également d'une population d'aérosols, dont la taille, la forme et la composition sont très variables.

3. Population d'aérosols

La distribution en taille des aérosols, $n(r)$, ainsi que leur indice de réfraction doivent être précisés pour prédire les propriétés optiques du milieu diffusant.

Deux modèles d'aérosols sont définis afin d'illustrer l'effet radiatif d'une population d'aérosols. La granulométrie, $n(r)$, est un nombre de particules par unité de surface (dans le cas d'inversions de mesures photométriques, mais par unité de volume si la granulométrie provient de mesures in-situ) et par unité de rayon r de la particule. La granulométrie s'applique ici à des particules dont la taille varie entre $r_{\min}=0.01 \mu\text{m}$ et $r_{\max}=12 \mu\text{m}$. Nous faisons l'hypothèse que l'indice de réfraction, $m=m_R-i \cdot m_I$, est constant quelle que soit la taille de la particule.

Nous avons choisi des modèles similaires à ceux définis par Vermeulen [1996] afin d'être cohérents avec les travaux antérieurs. La seule différence concerne la partie imaginaire de l'indice de réfraction du modèle d'aérosols M_a^1 qui est ici multipliée par deux dans le but de bien différencier la capacité d'absorption des aérosols de chacun des deux modèles d'aérosols.

Le modèle d'aérosols M_a^1 est défini par la granulométrie $n_1(r)$ et l'indice de réfraction m_1 . La granulométrie obéit à la loi de Junge [King et al, 1978; Leaitch and Isaac, 1991 ; Seinfeld and Pandis, 1997], la partie réelle de l'indice de réfraction est peu éloignée de celle de l'eau, $m_{R,1}=1.40$, et la partie imaginaire correspond à des particules absorbantes, $m_{I,1}=0.01$.

La loi de Junge s'exprime aisément à partir d'un coefficient C , directement proportionnel au nombre de particules, et du coefficient de Junge v :

$$n(r) = \frac{dN(r)}{dr} = C \cdot r^{-v} \quad (1.7)$$

La pente v est choisie égale à 4.6 pour correspondre à une majorité de particules de petites tailles.

La granulométrie $n_2(r)$ du modèle d'aérosols M_a^2 est composée de deux modes dont chaque distribution en taille est de type log-normale. La valeur de la partie réelle de l'indice est plus élevée, $m_{R,2} = 1.50$ alors que la partie imaginaire est inférieure, $m_{I,2} = 0.001$, ce qui correspond à des particules peu absorbantes.

Un mode de particules de distribution log-normale est exprimé ainsi:

$$n_i(r) = \frac{dN(r)}{dr} = \frac{1}{r} \cdot \frac{N_i}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \ln \sigma_i} e^{-\frac{(\ln r - \ln r_i)^2}{2(\ln \sigma_i)^2}} \quad (1.8)$$

Chaque mode de M_a^2 est défini par N_i , le nombre total de particules du mode, σ_i , l'écart-type, et r_i le rayon médian (moitié des particules de rayon supérieur au rayon médian, l'autre moitié de rayon inférieur) [Boucher, 1995; Seinfeld and Pandis, 1997]. Ces paramètres ainsi que le nombre de modes peuvent être modulés afin de représenter précisément des aérosols en situations réelles [Seinfeld and Pandis, 1997]. Le mode de plus petites particules de M_a^2 a pour variance $\sigma_1 = 1.5$ et pour rayon moyen $r_1 = 0.1 \mu\text{m}$; l'autre mode est défini par $\sigma_2 = 2$, $r_2 = 0.5 \mu\text{m}$. Pour que l'influence des grosses particules soit importante, le rapport N_1/N_2 est fixé à 33.3.

Chaque granulométrie est tracée sur la *Figure 1.8*. La différence de proportion entre les petites et les grosses particules selon le modèle d'aérosols est évidente.

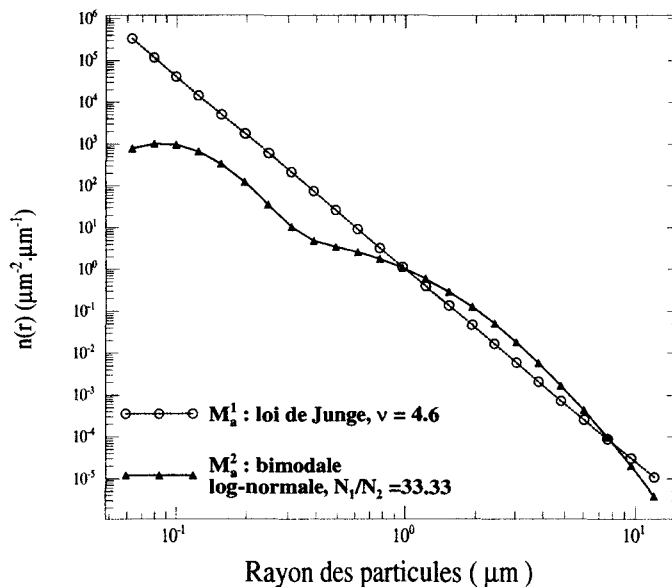


Figure 1.8. Granulométrie de chaque modèle d'aérosol.

4. Propriétés optiques des aérosols intégrées sur la colonne atmosphérique

4.1. Expressions analytiques

L'additivité des propriétés optiques des particules sphériques contenues dans la colonne atmosphérique [Stammes, 1989] permet de définir aisément des grandeurs caractéristiques des particules présentes dans toute l'atmosphère.

4.1.a. Extinction du rayonnement solaire direct

L'épaisseur optique d'extinction des aérosols $\delta_{aer}^{ext}(\lambda, m)$ décrit l'extinction du rayonnement solaire direct par sa diffusion et son absorption par les aérosols. Cette grandeur est directement proportionnelle à la quantité d'aérosols, et dépend du coefficient d'efficacité d'extinction:

$$\delta_{aer}^{ext}(\lambda, m) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr \quad (1.9)$$

La dépendance spectrale de l'extinction est exprimée par le coefficient d'Angström, α :

$$\alpha = - \frac{\ln \frac{\delta_{aer}^{ext}(\lambda_1, m)}{\delta_{aer}^{ext}(\lambda_2, m)}}{\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad (1.10)$$

Le coefficient est aussi un indicateur de la taille des particules car il dépend de la pente v lorsque la granulométrie considérée suit la loi de Junge:

$$v = \alpha + 3 \quad (1.11)$$

Le coefficient α est alors souvent utilisé comme indicateur de la proportion entre le nombre de grosses et de petites particules.

De même on définit l'épaisseur optique de diffusion des aérosols $\delta_{aer}^{dif}(\lambda, m)$ à partir du coefficient d'efficacité de diffusion des aérosols $Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$:

$$\delta_{aer}^{dif}(\lambda, m) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr \quad (1.12)$$

La combinaison de ces deux grandeurs fournit l'albédo de diffusion simple des aérosols $\omega_0(\lambda, m)$, représentant l'absorption des aérosols:

$$\omega_0(\lambda, m) = \frac{\delta_{aer}^{dif}(\lambda, m)}{\delta_{aer}^{ext}(\lambda, m)} \quad (1.13)$$

La valeur de $\omega_0(\lambda, m)$ est comprise entre 0 et 1. La valeur de 1 correspond à des aérosols non absorbants, plus $\omega_0(\lambda, m)$ diminue et plus les aérosols absorbent.

Le terme 'ext' de $\delta_{aer}^{ext}(\lambda, m)$ ne sera utilisé par la suite que lorsque les deux types d'épaisseur optique seront mentionnés. La simple qualification d'épaisseur optique se référera à l'épaisseur optique d'extinction. De même le terme 'm' entre parenthèses sera supprimé dans la suite.

4.1.b. Distribution angulaire de la diffusion

La distribution angulaire de la diffusion des aérosols contenus dans la colonne atmosphérique s'exprime par la fonction de phase naturelle des aérosols $P_a(\theta_d, \lambda, m)$:

$$P_a(\theta_d, \lambda, m) = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr} \quad (1.14)$$

Le dénominateur est égal à l'épaisseur optique de diffusion. De même que la fonction de phase naturelle pour une particule isolée, $p(\theta_d, \alpha_{Mie})$, la fonction de phase naturelle pour la population d'aérosols, $P_a(\theta_d, \lambda, m)$, est normalisée (Equation 1.4):

$$\int_0^\pi P_a(\theta_d, \lambda, m) \cdot \sin \theta_d \cdot d\theta_d = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr \cdot \int_0^\pi p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot \sin \theta_d \cdot d\theta_d}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr} \quad (1.15)$$

$$\text{d'où } \int_0^{\pi} P_a(\theta_d, \lambda, m) \cdot \sin\theta_d \cdot d\theta_d = \int_0^{\pi} p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot \sin\theta_d \cdot d\theta_d = 2$$

Alors que $\delta_{\text{aer}}^{\text{ext}}(\lambda, m)$ est proportionnelle à la quantité de particules, $P_a(\theta_d, \lambda, m)$ dépend seulement de la distribution en taille des aérosols, réduite à l'expression de sa variation avec r .

La distribution angulaire de la diffusion peut être représentée commodément par le facteur d'asymétrie $g(\lambda, m)$, indépendant de l'angle de diffusion,

$$g(\lambda, m) = \langle \cos\theta_d \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} P_a(\theta_d, \lambda, m) \cdot \cos\theta_d \cdot \sin\theta_d \cdot d\theta_d, \quad (1.16)$$

Le facteur d'asymétrie $g(\lambda, m)$ varie entre ± 1 . Il est nul si la fonction de phase naturelle est symétrique par rapport à la direction de diffusion perpendiculaire ($\theta_d=90^\circ$), il est positif quand la probabilité de diffusion sur le demi-espace $[0; 90^\circ]$ est supérieur à la diffusion de l'autre demi-espace.

Alors que $\delta_{\text{aer}}(\lambda, m)$, $\varpi_0(\lambda, m)$, $g(\lambda, m)$ sont dédiés aux calculs de l'effet radiatif des aérosols [Seinfeld and Pandis, 1997], les propriétés angulaires sont elles généralement consacrées à la télédétection des propriétés aérosols.

4.1.c. Distribution angulaire de la polarisation

La distribution angulaire de la polarisation est exprimée de façon équivalente à la fonction de phase naturelle, par la fonction de phase polarisée $Q_a(\theta_d, \lambda, m)$:

$$Q_a(\theta_d, \lambda, m) = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{dif}}(m, \alpha_{Mie}) \cdot q(\theta_d, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{dif}}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr} \quad (1.17)$$

Dans la suite, les termes ' λ ' et ' m ' (entre parenthèses) seront supprimés quand ils ne seront pas nécessaires à la compréhension du texte.

4.2. Propriétés optiques des deux modèles d'aérosols

Afin de discuter de l'effet de toute la population d'aérosols sur les propriétés radiatives, les modèles M_a^1 et M_a^2 précédemment définis sont utilisés pour calculer les fonctions de phase $P_a(\theta_d, \lambda)$ et $Q_a(\theta_d, \lambda)$ (Figures 1.9 et 1.10) ainsi que $\varpi_0(\lambda)$, $\delta_{aer}(\lambda)$, α , $g(\lambda)$ (Tableaux 1.3 et 1.4)

Comme dans le cadre de la thèse les mesures sont faites à 445, 665, 870, 1610 nm (2^e chapitre), les propriétés optiques des deux modèles d'aérosols sont présentées à ces mêmes longueurs d'onde.

M_a^1				
Loi de Junge avec $\nu = 4.6$, $m=1.40-0.01 \cdot i$	$\varpi_0(\lambda)$	$g(\lambda)$	$\delta_{aer}(\lambda)$	α
445 nm	0.83	0.63	0.27	
665 nm	0.80	0.63	0.15	1.53
870 nm	0.77	0.63	0.10	
1605 nm	0.71	0.63	0.04	

Tableau 1.3: Albédo de diffusion simple $\varpi_0(\lambda)$, facteur d'asymétrie $g(\lambda)$, épaisseur optique $\delta_{aer}(\lambda)$ calculés à 4 longueurs d'onde et coefficient d'Angstrom α pour le modèle d'aérosols M_a^1 .

M_a^2				
Bimodale log-normale avec $N_1/N_2 = 100/3$, $m=1.50-0.001 \cdot i$	$\varpi_0(\lambda)$	$g(\lambda)$	$\delta_{aer}(\lambda)$	α
445 nm	0.97	0.71	0.50	
665 nm	0.975	0.69	0.42	0.33
870 nm	0.98	0.68	0.40	
1605 nm	0.99	0.68	0.39	

Tableau 1.4: Comme le Tableau 1.3 mais pour le modèle d'aérosols M_a^2 .

La variation spectrale de la fonction de phase naturelle du modèle d'aérosols M_a^1 est négligeable (Figures 1.9 et 1.10), alors qu'on observe une légère diminution de $g(\lambda)$ de M_a^2 de 445 à 1605 nm (Tableau 1.4).

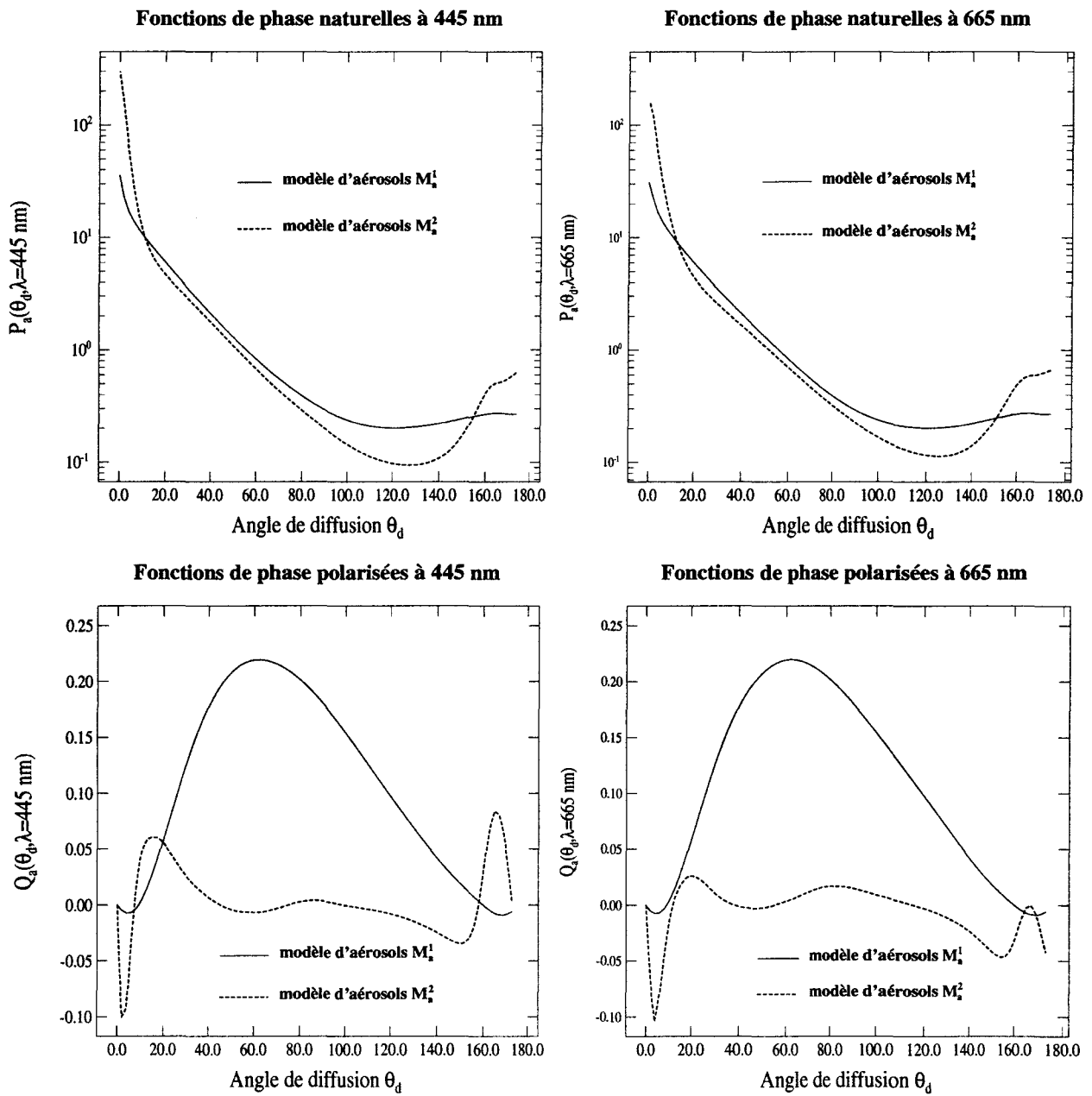


Figure 1.9. Fonctions de phase naturelles et polarisées à 445 et 665 nm correspondant aux deux modèles d'aérosols.

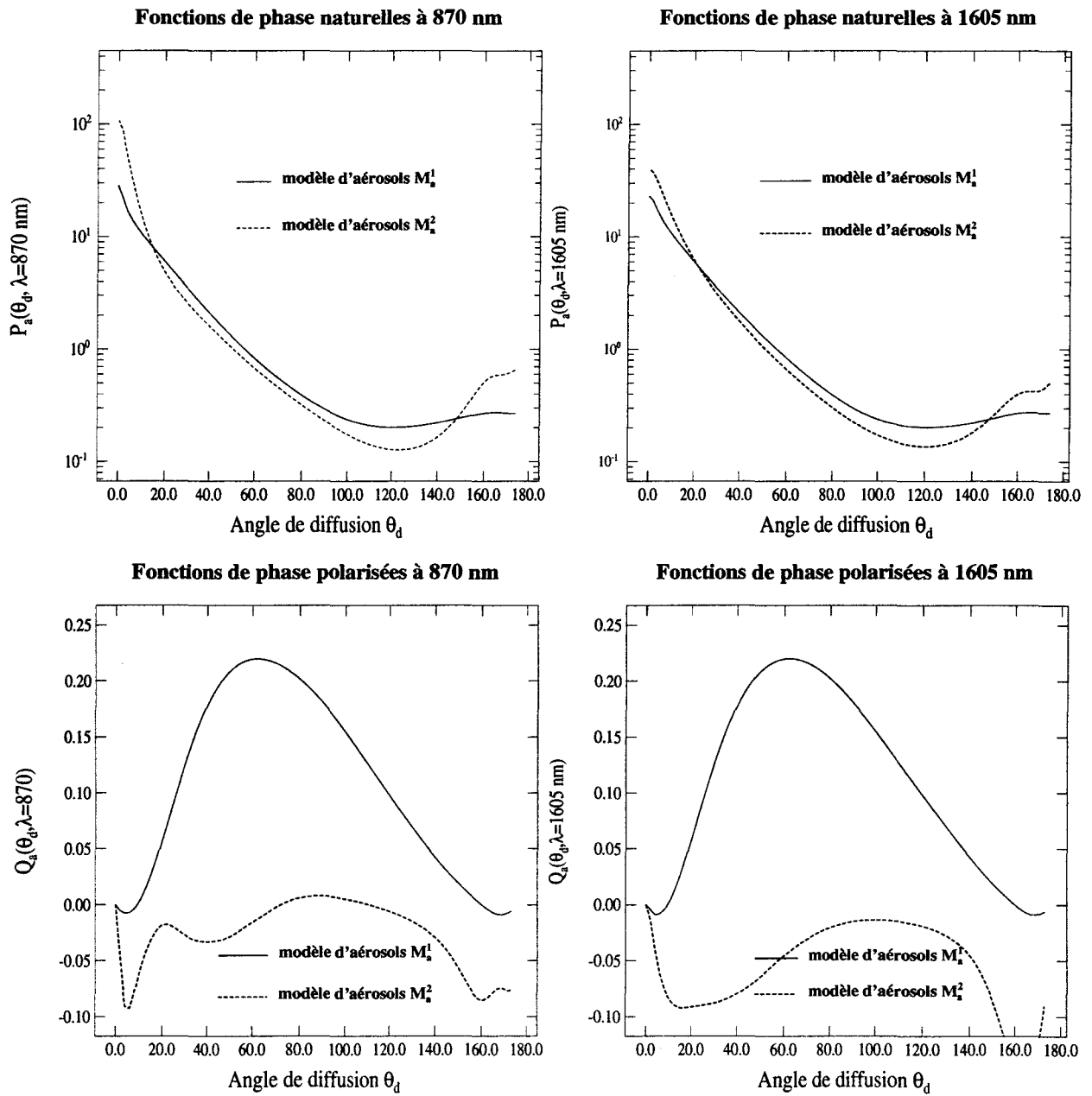


Figure 1.10. Comme Figure 1.9 mais à 870 et 1605 nm.

La fonction de phase naturelle atteint son maximum pour un angle de diffusion nul, le minimum pour un angle de diffusion compris entre 120 et 130°. La fonction de phase naturelle varie sur plusieurs ordres de grandeur. Le maximum de la fonction de phase polarisée de M_a^1 se situe vers 60° et la valeur est nulle pour $\theta_d=0$. Elle s'annule également pour des grands angles de diffusion. La fonction de phase polarisée de M_a^2 est petite quelle que soit la longueur d'onde, sauf aux petits et grands angles de diffusion, où des pics atteignent 0.05 et -0.1.

La prédominance de grosses particules (cas de M_a^2) est caractérisée d'une part par un pic en pro-diffusion plus important quelque soit la longueur d'onde (conclusion similaire au cas d'une particule isolée), et d'autre part, par une fonction de phase polarisée très faible, avec des valeurs négatives sur de larges zones angulaires.

La rétro-diffusion ($\theta_d > 90^\circ$) du rayonnement solaire contribue à l'effet direct des aérosols. La fonction de phase naturelle de M_a^1 est plus grande que la fonction de phase de M_a^2 , de 20 à 150°, quelle que soit la longueur d'onde λ . Notons que la contribution de la zone angulaire de rétro-diffusion à l'effet direct dépend de l'angle solaire [Boucher, 1995].

L'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda)$ de M_a^1 (Tableau 1.3) diminue quand λ augmente. Par contre l'albédo de diffusion simple des aérosols de M_a^2 est élevé et varie faiblement avec la longueur d'onde.

4.3. Contribution des classes de particules du modèle d'aérosols M_a^1 à la diffusion et à la polarisation

La contribution à la diffusion et à la polarisation, $X_j^{nat}(\theta_d, \lambda, m)$ et $X_j^{pol}(\theta_d, \lambda, m)$ respectivement, de la classe de particules $[r_j; r_{j+1}]$, sont calculées pour le modèle d'aérosols M_a^1 :

$$X_j^{nat}(\theta_d, \lambda, m) = \frac{\int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot p(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr} \quad (1.18a)$$

$$X_j^{pol}(\theta_d, \lambda, m) = \frac{\int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot q(\theta_d, \alpha_{Mie}, m) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \alpha_{Mie}) \cdot n(r) \cdot dr} \quad (1.18b)$$

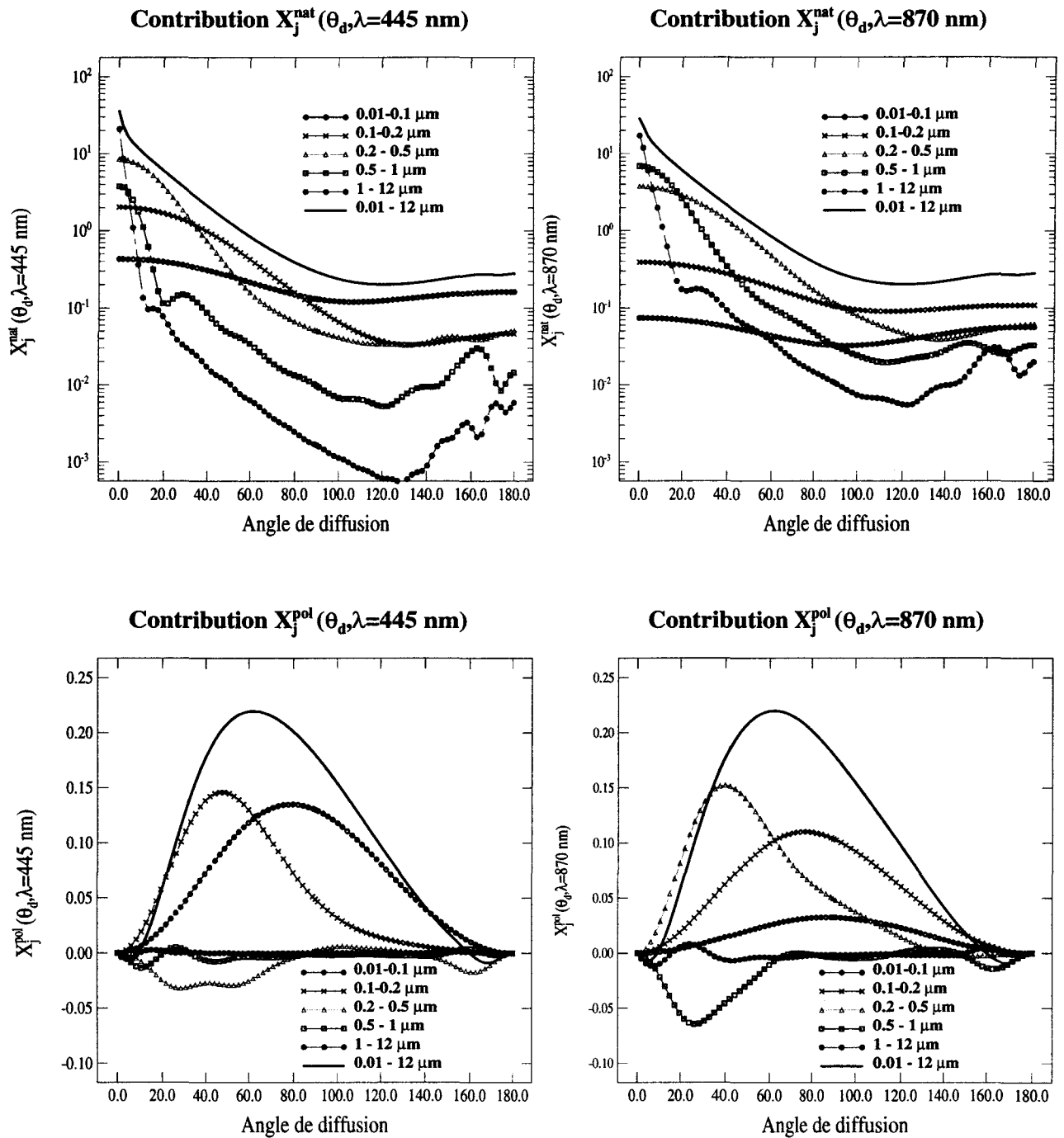


Figure 1.11. Contributions des classes de particules à la diffusion, $X_j^{nat}(\theta_d, \lambda, m)$, et à la polarisation, $X_j^{pol}(\theta_d, \lambda, m)$. Calculs de Mie pour le modèle d'aérosols M_a^1 , à 445 et 870 nm.

Les bornes r_j et r_{j+1} sont comprises entre 0.01 et 12 μm . Les contributions spécifiques à cinq intervalles sont tracées sur les quatre graphiques de la *Figure 1.11*, correspondant chacun à une longueur d'onde et à un type de fonction de phase.

Seules les particules de rayon compris entre 0.01 et 0.2 μm contribuent efficacement à la fonction de phase polarisée à 445 nm. Celles-ci contribuent aussi à la polarisation à 870 nm. Mais à cette longueur d'onde, la contribution $X_j^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ de la classe 0.2-0.5 μm est forte également, avec un maximum à 40° d'angle de diffusion. A la même longueur d'onde, les particules de 0.5 à 1 μm polarisent négativement le rayonnement de 0 à 60°, détruisant ainsi une partie de la contribution de la classe inférieure. Entre 170 et 180°, à 445 nm, ce sont les particules de 0.2 à 0.5 μm qui donnent la fonction de phase polarisée négative, à 870 nm ce sont celles de 0.5 à 1 μm .

La proportion de particules de rayon $r < 1 \mu\text{m}$ du modèle M_a^1 est petite. De plus les contributions à la polarisation, successivement négatives et positives (*Figure 1.7*), tendent à diminuer globalement la fonction de phase polarisée. Les particules de rayon $r > 1 \mu\text{m}$ de M_a^1 ne contribuent pas à la polarisation.

Les mêmes calculs réalisés à partir du modèle M_a^2 (*Figure 1.11bis*) montre que les particules de rayon compris entre 0.1 et 0.5 μm contribuent positivement entre 30 et 120° (les particules de rayon $r < 0.1 \mu\text{m}$ sont trop peu nombreuses pour intervenir). En outre, les particules de rayon $r > 0.5 \mu\text{m}$ contribuent faiblement (et négativement) entre 60 et 140° mais présentent des maxima, positifs et négatifs ($0.05 < |\max(X_j^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda))| < 0.12$) pour $\theta_d < 20^\circ$ et $\theta_d > 160^\circ$.

Par contre, en diffusion, toutes les particules contribuent à la fonction de phase naturelle, mais selon des proportions différentes. La plus grande contribution en pro-diffusion provient des grosses particules. La diffusion des plus petites particules ($r < 0.2 \mu\text{m}$) est plus isotropique et elles contribuent plutôt à la fonction de phase à partir de 100°. Remarquons que le maximum relatif de la fonction de phase naturelle en rétro-diffusion est causé par les plus grosses particules dans le cas des calculs à partir de M_a^2 .

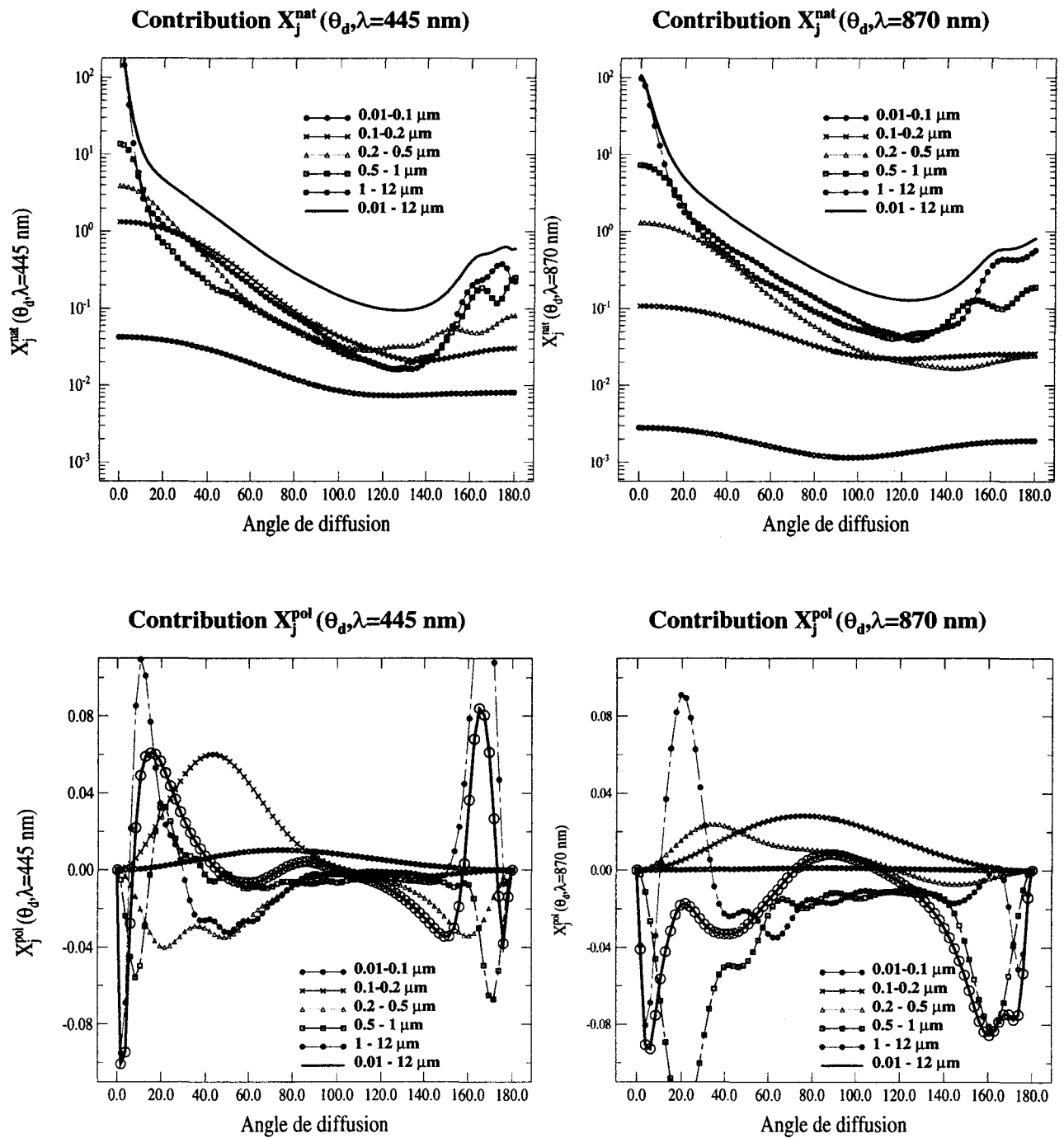


Figure 1.11bis. Comme Figure 1.11 mais calculs pour le modèle d'aérosols M_a^2 .

4.4. Effet de l'indice de réfraction sur les fonctions de phase

Les fonctions de phase naturelles à 445 et 870 nm sont calculées pour un indice de réfraction différent de celui défini pour chaque modèle d'aérosols. La partie réelle de l'indice est augmentée jusqu'à $m_R^\Delta=1.50$ dans le cas de M_a^1 , diminuée jusqu'à $m_R^\Delta=1.40$ dans le cas de M_a^2 . La partie imaginaire modifiée est $m_I^\Delta=0.001$ dans le cas de M_a^1 et de $m_I^\Delta=0.01$ dans le cas de M_a^2 . Les différences relatives

$$diff^{nat}(\theta_d) = 100 \times \frac{P_a(\theta_d, m_R^\Delta) - P_a(\theta_d, m_R^{ref})}{P_a(\theta_d, m_R^{ref})} \quad (1.19a)$$

et

$$diff^{nat}(\theta_d) = 100 \times \frac{P_a(\theta_d, m_I^\Delta) - P_a(\theta_d, m_I^{ref})}{P_a(\theta_d, m_I^{ref})} \quad (1.19b)$$

correspondant à chaque modèle d'aérosols sont tracées sur la *Figure 1.12*. Les indices m_R^{ref} et m_I^{ref} sont les indices définis pour chaque modèle d'aérosols.

Les différences relatives consécutives à une variation de la partie réelle sont très variables angulairement, surtout dans le cas de M_a^2 . La variation est la plus forte vers 85° et au-delà de 160° d'angle de diffusion. Vers 30° , quels que soient le modèle d'aérosols et la longueur d'onde, les différences relatives sont proches de la valeur nulle.

L'effet de la variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction est faible pour M_a^1 jusqu'à 130° . La différence relative dans le cas de M_a^2 est comprise entre -10 et 10% de 10 à 130° . L'effet est très important à 170° , surtout pour M_a^2 et à 870 nm.

Les différences relatives des fonctions de phase polarisées ne sont pas calculées car ces dernières s'annulent à certains angles de diffusion, provoquant des discontinuités. Des fonctions de phase à 870 nm pour les mêmes variations de l'indice de réfraction sont tracées sur la *Figure 1.12*. L'effet de la partie réelle sur $Q_a(\theta_d, M_a^2)$ est négligeable entre 90 et 120° , mais de 60 à 80° pour M_a^1 . L'effet est maximal en rétro-diffusion pour les deux modèles d'aérosols. L'effet de la partie imaginaire est faible et négligeable au-delà de 120° .

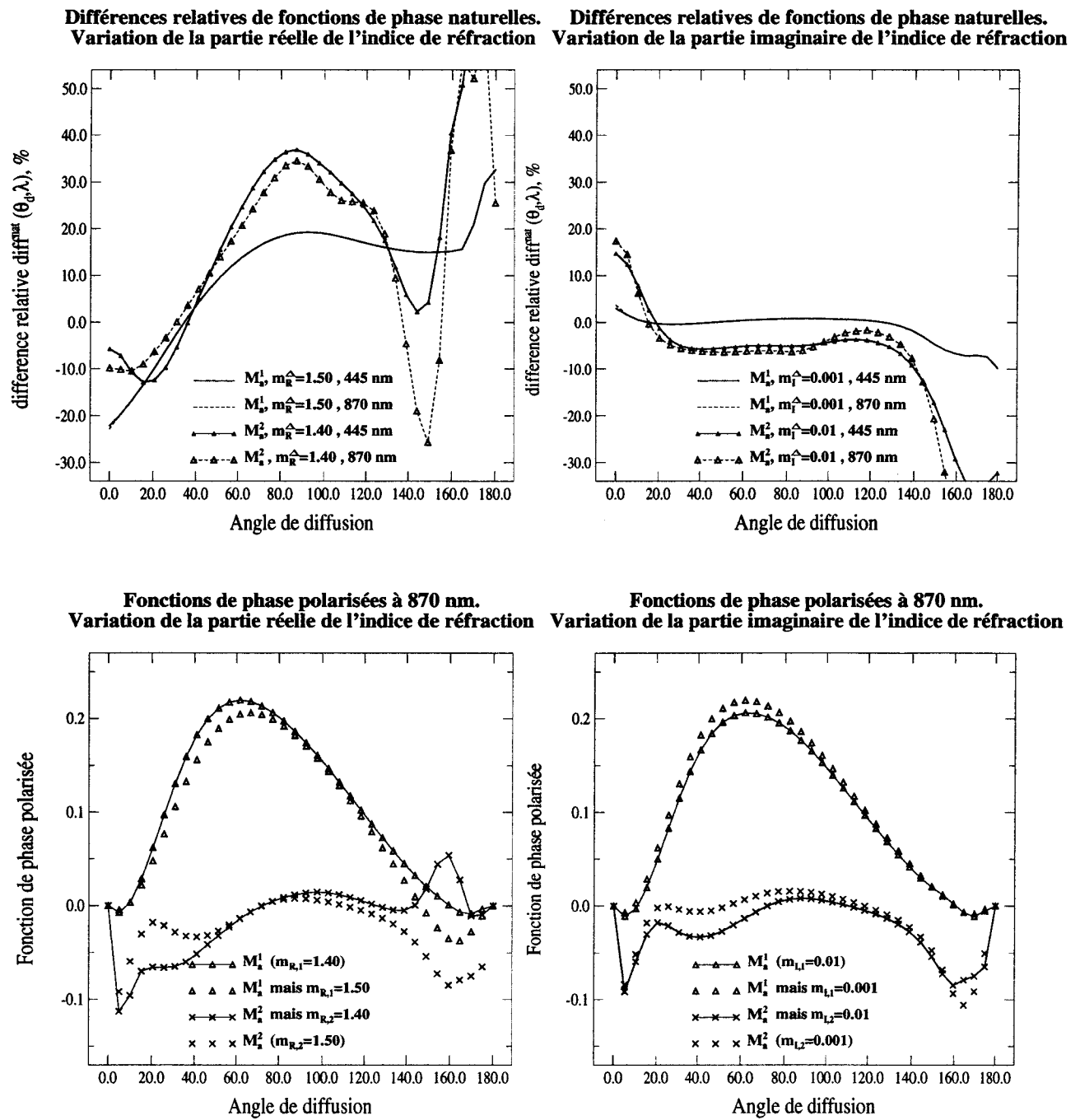


Figure 1.12. Effet de l'indice de réfraction (partie réelle et imaginaire) sur les fonctions de phase polarisée (à 870 nm) et naturelle (à 445 et 870 nm). Calculs de Mie pour les deux modèles d'aérosols $M_a^1 (m_l=1.40-0.01.i)$ et $M_a^2 (m_l=1.50-0.001.i)$.

Les valeurs de l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda, m)$ et du facteur d'asymétrie $g(\lambda, m)$ sont calculées pour M_a^1 et pour différentes valeurs de l'indice de réfraction. Elles sont présentées dans les *Tableaux 1.5 et 1.6* (valeur de $g(\lambda, m)$ calculée à 445 nm uniquement car elle est indépendante de la longueur d'onde). Quelle que soit la longueur d'onde, l'augmentation de m_R fait croître la valeur de $\omega_0(\lambda, m)$ et diminuer la valeur de $g(\lambda, m)$ (de 7.5% pour $DmR=0.1$). Le comportement est identique pour M_a^2 . Bien sûr une diminution de m_i affecte la valeur de $\omega_0(\lambda, m)$ ($g(\lambda, m)$ constant).

$\omega_0(\lambda, m)$	$m = 1.40-0.01 \cdot i$	$m = 1.50-0.01 \cdot i$	$M = 1.40-0.001 \cdot i$
445 nm	0.828	0.865	0.980
665 nm	0.797	0.841	0.975
870 nm	0.775	0.823	0.972
1605 nm	0.712	0.773	0.962

Tableau 1.5. Valeurs de l'albédo de diffusion simple des aérosols $\omega_0(\lambda, m)$ calculé pour M_a^1 à quatre longueurs d'onde. L'indice de réfraction est variable.

$g(\lambda, m)$	$m = 1.40-0.01 \cdot i$	$m = 1.50-0.01 \cdot i$	$m = 1.40-0.001 \cdot i$
λ	0.63	0.584	0.629

Tableau 1.6. Valeurs du facteur d'asymétrie $g(\lambda, m)$ des aérosols de M_a^1 quand l'indice de réfraction est variable. Comme le facteur d'asymétrie de M_a^1 est indépendant de la longueur d'onde λ , une seule valeur par indice de réfraction est présentée.

5. Photométrie passive depuis le sol

Le rayonnement atmosphérique est affecté par les molécules, les aérosols et la surface. La diffusion moléculaire est calculée précisément par la théorie de Rayleigh, et les mesures sont effectuées dans des 'fenêtres atmosphériques', où l'absorption des gaz est négligeable. La contribution de la surface est importante dans le cas de l'observation spatiale du rayonnement atmosphérique, excepté au-dessus des océans où la réflexion est faible hors de la zone de réflexion spéculaire. Au-dessus des continents, la réflexion des surfaces, plus élevée et très variable spatialement, complique considérablement la caractérisation des aérosols. En revanche, les

observations depuis le sol sont moins influencées par les propriétés des surfaces, comme ces dernières contribuent au rayonnement descendant après une réflexion supplémentaire. La succession d'interactions surface-atmosphère tend à briser toute direction privilégiée du champ électrique et par conséquent la polarisation due à la surface est négligeable quand on mesure le rayonnement descendant [Bréon et al, 1995; Lafrance, 1997]. Elle est faible dans le cas d'observations du rayonnement ascendant [Deuzé et al, 1993; Herman et al, 1997].

Les techniques de mesure de l'extinction et de la diffusion atmosphérique du rayonnement solaire sont décrites dans ce paragraphe. Des calculs de transfert radiatif permettent de simuler les mesures du rayonnement descendant.

5.1. Extinction atmosphérique du rayonnement solaire

La mesure de l'atténuation du rayonnement solaire par l'atmosphère emprunte une technique d'observation simple, la visée directe du soleil. L'expression analytique s'écrit:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot e^{-m_{air} \cdot \delta_{tot}^{ext}(\lambda)} \quad (1.20)$$

L'intensité $I_0(\lambda)$ représente la mesure du rayonnement solaire hors atmosphère, $I(\lambda)$ celle du rayonnement atténué par les composantes atmosphériques, m_{air} est la masse d'air.

La masse d'air atteint sa valeur minimale, l'unité, au zénith, et augmente jusqu'à l'infini quand la visée d'observation est horizontale. Elle peut être approximée par $m_{air} = \frac{1}{\cos\theta_s}$ (θ_s est l'angle solaire) pour des angles inférieurs à 75° [Lenoble, 1993].

Pour déterminer la valeur de l'épaisseur optique, il faut d'abord évaluer la valeur de $I_0(\lambda)$, aussi appelée la constante d'étalonnage. On mesure $I(\lambda)$ pour plusieurs valeurs de m_{air} (pendant une demi-journée) et si l'épaisseur optique totale $\delta_{tot}^{ext}(\lambda)$ est constante, alors une interpolation linéaire de la relation $\ln I(\lambda) = \ln I_0(\lambda) - m_{air} \cdot \delta_{tot}^{ext}(\lambda)$ à la valeur nulle de m_{air} estime la valeur $I_0(\lambda) = I(\lambda)$ (méthode d'étalonnage de Bouguer-Langley). La valeur de $I_0(\lambda)$ peut être appliquée à toute nouvelle mesure de $I(\lambda)$ pour obtenir l'épaisseur optique totale $\delta_{tot}^{ext}(\lambda)$.

L'épaisseur optique totale $\delta_{tot}^{ext}(\lambda)$ est composée de deux termes en-dehors des bandes d'absorption gazeuse: l'épaisseur optique due à la diffusion moléculaire, $\delta_{Ray}^{dif}(\lambda)$ et l'épaisseur optique due à la diffusion et à l'absorption du rayonnement par les aérosols, $\delta_{aer}^{ext}(\lambda)$.

$$\delta_{tot}^{ext}(\lambda) = \delta_{aer}^{ext}(\lambda) + \delta_{Ray}^{dif}(\lambda) \quad (1.21)$$

5.2. Diffusion atmosphérique

5.2.a La contribution moléculaire à la diffusion

Les molécules diffusent le rayonnement solaire. La théorie de la diffusion de Rayleigh, adaptée aux particules de dimension très inférieure à la longueur d'onde du rayonnement incident, s'applique très bien au cas des molécules atmosphériques. La fonction de phase naturelle moléculaire $P_{Ray}(\theta_d)$, ainsi que la fonction de phase polarisée moléculaire $Q_{Ray}(\theta_d)$, ne dépendent pas de la longueur d'onde:

$$P_{Ray}(\theta_d) = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos^2 \theta_d) \quad (1.22)$$

$$Q_{Ray}(\theta_d) = \frac{3}{4} \cdot (1 - \cos^2 \theta_d) \quad (1.23)$$

La lumière diffusée par les molécules est complètement polarisée à 90°.

L'épaisseur optique de diffusion moléculaire $\delta_{Ray}^{dif}(\lambda)$, due aux molécules de la colonne atmosphérique, est proportionnelle à λ^{-4} en première approximation. Une formulation plus précise, tirée de Hansen and Travis [1974], donne:

$$\delta_{Ray}^{dif}(\lambda) = p/p_0 \cdot [0.008569 \cdot \lambda^{-4} \cdot (1 + 0.0113 \cdot \lambda^{-2} + 0.00013 \cdot \lambda^{-4})] \quad (1.24)$$

La longueur d'onde λ est exprimée en μm . p et p_0 sont respectivement la pression atmosphérique dans les conditions de mesures et la pression atmosphérique standard au niveau de la mer.

Le mélange d'aérosols et de molécules donne des fonctions de phase naturelle et polarisée, $P_{mel}(\theta_d)$ et $Q_{mel}(\theta_d)$ respectivement:

$$P_{mel}(\theta_d) = \frac{\varpi_0 \cdot \delta_{aer} \cdot P_{aer}(\theta_d) + \delta_{Ray} \cdot P_{Ray}(\theta_d)}{\varpi_0 \cdot \delta_{aer} + \delta_{Ray}} \quad (1.25)$$

$$Q_{mel}(\theta_d) = \frac{\varpi_0 \cdot \delta_{aer} \cdot Q_{aer}(\theta_d) + \delta_{Ray} \cdot Q_{Ray}(\theta_d)}{\varpi_0 \cdot \delta_{aer} + \delta_{Ray}} \quad (1.26)$$

L'albédo de diffusion simple du mélange est exprimée par ϖ_0^{mel} :

$$\varpi_0^{mel} = \frac{\varpi_0 \cdot \delta_{aer} + \delta_{Ray}}{\delta_{aer} + \delta_{Ray}} \quad (1.27)$$

5.2.b. Luminance

Pour quantifier les phénomènes de diffusion atmosphérique, on utilise la luminance qui exprime une quantité d'énergie par unité de temps, unité de surface, unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde si elle est monochromatique: $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}$. La luminance est solution de l'équation de transfert radiatif [Lenoble, 1993]. Elle dépend de l'éclairement solaire incident à l'atmosphère E_s , des caractéristiques des aérosols (\mathbf{P}_a , δ_{aer} , ϖ_0), des molécules (δ_{Ray} , la matrice de phase des molécules \mathbf{P}_{Ray}), des propriétés de la surface (albédo de surface ρ_s dans le cas d'une surface lambertienne) et des conditions géométriques (angle solaire, angle de visée instrumental). Le profil vertical de la concentration des aérosols et des molécules est proportionnel à $e^{-z/H}$. z est l'altitude, H est l'échelle de hauteur spécifique aux molécules ou aux aérosols. La luminance polarisée est définie de façon similaire.

La mesure de la luminance atmosphérique descendante, à partir de la surface, se fait habituellement dans deux géométries d'observation.

5.2.c. Almucantar

La mesure de l'auréole solaire se fait dans l'almucantar comprenant la position solaire, c'est-à-dire que l'angle de visée zénithal θ_v est constant et égal à l'angle solaire zénithal θ_s (Figure 1.13). L'angle azimutal de visée $\varphi_v(t)$ est variable. La relation entre l'angle de diffusion $\Theta(t)$ et l'angle de visée $\varphi_v(t)$ est définie ainsi:

$$\cos\Theta(t) = \cos\theta_v \cdot \cos\theta_s + \sin\theta_v \cdot \sin\theta_s \cdot \cos[\varphi_v(t) - \varphi_s] \quad (1.28)$$

φ_S est l'angle solaire azimutal. L'angle de diffusion maximal est $\Theta_{\max}' = 2 \cdot \theta_S$ (pour $\varphi_V(t) - \varphi_S = 180^\circ$).

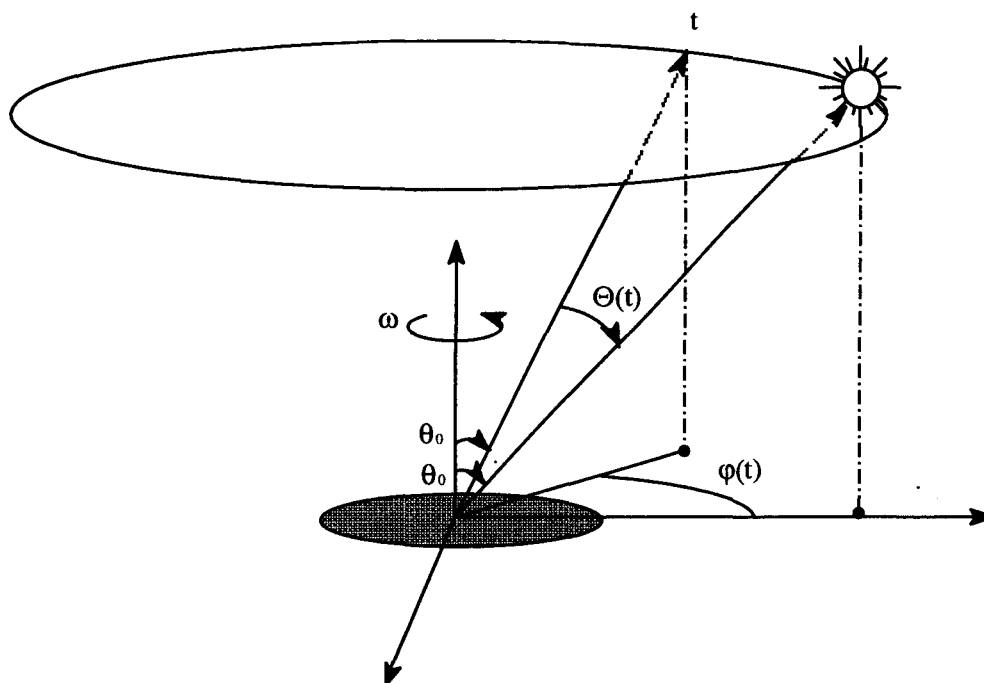


Figure 1.13. Géométrie d'observation en almucantar [Vermeulen, 1996]. L'angle $\varphi(t)$ de la figure correspond à l'angle $\varphi_V(t)$ du texte. L'angle θ_0 est ici l'angle solaire θ_S , constant. ω est la vitesse de rotation de l'aurolemètre autour de son axe.

L'aurole solaire est causée par la pro-diffusion du rayonnement solaire par les particules, et en particulier par les grosses particules. Comme l'angle de visée $\varphi_V(t)$ est toujours plus grand que l'angle de diffusion $\Theta(t)$, cette géométrie permet d'avoir un pas angulaire $\Delta\Theta$ petit afin de mesurer le plus près possible de la direction solaire (pour l'investigation de la diffusion par les grosses particules). Le chemin optique du rayonnement mesuré est constant dans cette géométrie. D'après des calculs réalisés par Wendisch and Von Hoyningen-Huene [1994], la mesure en almucantar varie seulement de $\pm 1\%$ pour différentes structures du profil vertical des aérosols.

5.2.d. Plan principal solaire

Le champ angulaire accessible est plus grand dans le cas de la mesure dans le plan principal solaire, plan vertical contenant le soleil et l'instrument. Dans cette géométrie, l'angle de visée azimutal φ_V est constant et égal à l'angle solaire azimutal φ_S , par contre l'angle de visée variable est l'angle zénithal de visée $\theta_V(t)$ (Figure 1.14).

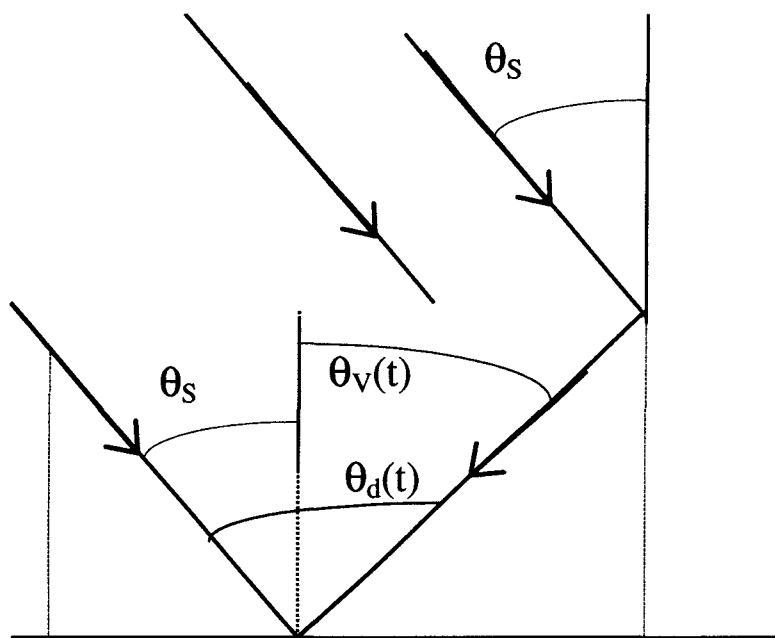


Figure 1.14. Géométrie de l'observation en plan principal solaire. Représentation dans le plan principal solaire.

L'expression analytique de l'angle de diffusion est plus simple:

$$\Theta(t) = \theta_v(t) - \theta_s \quad (1.29)$$

L'angle de diffusion maximal est $\Theta_{\max}'' = \theta_s + 90^\circ$ (pour $\theta_v(t) = 90^\circ$).

Comme θ_s est inférieur à 90° , $\Theta_{\max}'' > \Theta_{\max}'$. Comme la mesure est réalisée dans un plan zénithal, on peut utiliser l'angle de diffusion zénithal θ_d au lieu de Θ pour définir l'angle de diffusion dans le plan principal solaire.

L'inconvénient de cette mesure est que la luminance est échantillonnée pour une masse d'air variable. Ainsi la mesure de luminance atmosphérique dépend de la structure verticale de la distribution en aérosols, inconnue a priori.

6. Diffusion et polarisation en plan principal solaire

Les paragraphes 2 et 4 ont montré l'utilité de mesurer les propriétés optiques des aérosols sur un large champ angulaire. La fonction de phase polarisée est très sensible à la valeur de la partie réelle de l'indice de réfraction aux grands angles de diffusion. La géométrie du plan principal solaire est alors préférée. Nous présentons des résultats de calculs de transfert radiatif dans l'atmosphère par le code des Ordres Successifs (OS), pour interpréter l'allure des mesures du rayonnement atmosphérique en plan principal solaire. Le principe du code des OS repose sur le calcul du champ de rayonnement du système terre-atmosphère par une itération des calculs de luminance sur les ordres de diffusion. De plus l'atmosphère est divisée en couches planes parallèles [Deuzé et al, 1989; Lenoble, 1993].

Les *Figures 1.15 et 1.16* présentent des simulations de luminance totale, de taux de polarisation, de luminance polarisée en fonction de l'angle de diffusion à 445, 665, 870 et 1605 nm. Les paramètres aérosols utiles au code proviennent des modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 . L'albédo de surface prend deux valeurs à chaque longueur d'onde: une valeur 'réaliste' ($\rho_s(\lambda=445 \text{ nm}) = 0.1$; $\rho_s(\lambda=665 \text{ nm}) = 0.3$; $\rho_s(\lambda=870 \text{ nm}) = 0.3$; $\rho_s(\lambda=1610 \text{ nm}) = 0.3$) et la valeur nulle (surface non réfléchissante). L'échelle de hauteur moléculaire H_{mol} est fixée à 8 km, l'échelle de hauteur des aérosol H_{aer} est fixée à 2 km. L'angle solaire zénithal est de 70° , l'angle de diffusion maximal est alors de 160° .

6.1. Caractéristiques générales

La luminance totale atteint le maximum de sa valeur pour un angle de diffusion nul, elle décroît jusqu'au domaine angulaire de $110\text{-}130^\circ$, puis augmente faiblement jusqu'à 160° . A ces grands angles la part des diffusions multiples devient importante.

Le taux de polarisation suit une forme de cloche, le maximum est atteint à 90° . La polarisation est nulle dans la direction solaire ($\theta_d=0$), et est faible pour les grands angles de diffusion. Le changement de la direction de polarisation est observé uniquement à 665 et 870 nm pour M_a^2 , entre 125 et 140° d'angle de diffusion. Dans les autres cas le taux de polarisation est toujours positif sauf à 1605 nm pour M_a^2 où il est négatif quelque soit la valeur de θ_d .

Le maximum de la luminance polarisée se situe vers 90° d'angle de diffusion, sa valeur est nulle pour $\theta_d=0$ et subit une inversion de signe aux grands angles de diffusion à 665 et 870 nm dans le cas de M_a^2 .

L'effet de la réflexion de surface est négligeable en luminance polarisée descendante et augmente la luminance totale. Par conséquent le taux de polarisation diminue quand l'albédo de surface augmente.

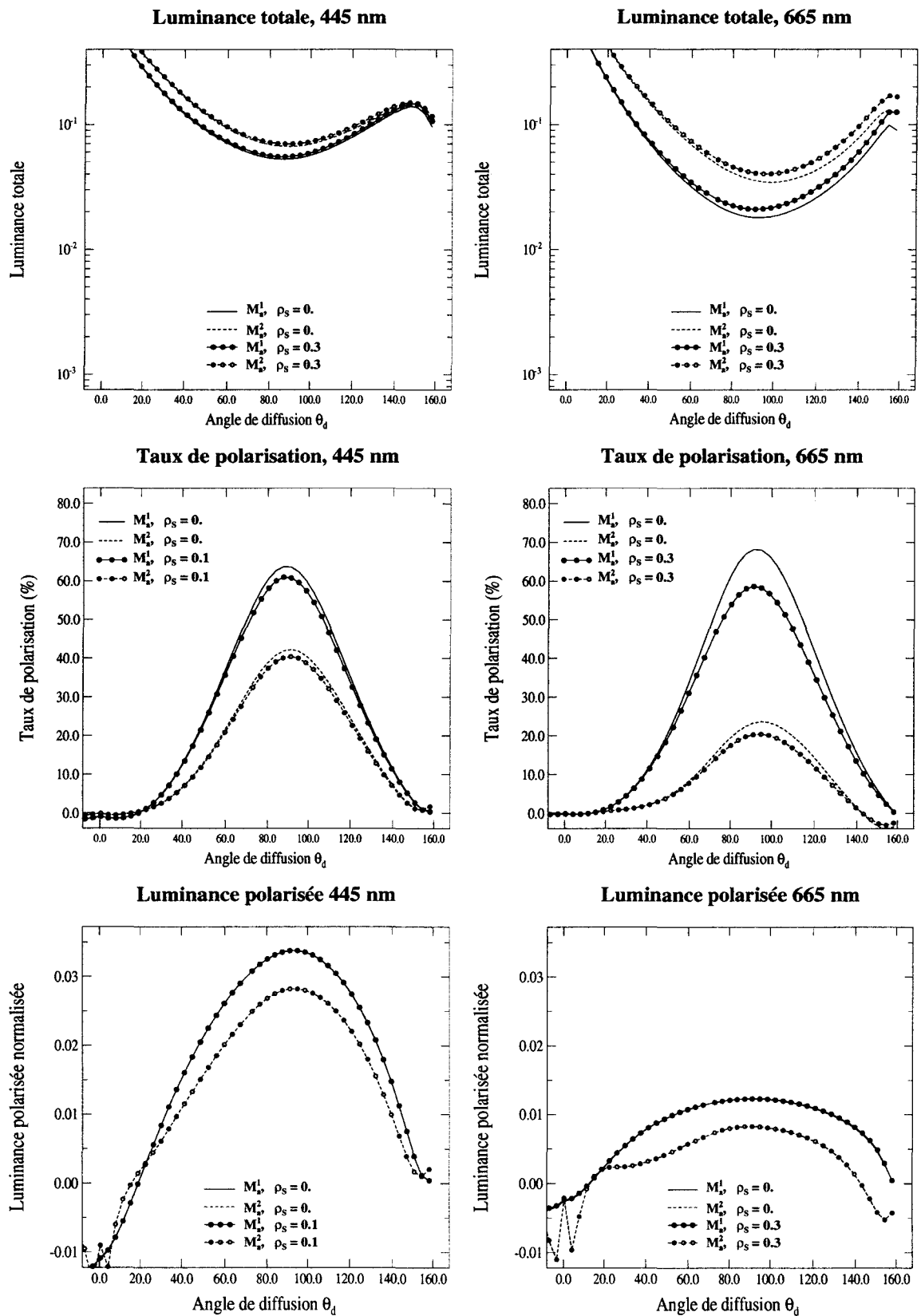


Figure 1.15. Simulations de la luminance totale, du taux de polarisation, de la luminance polarisée en plan principal solaire, à 445 et 665 nm.

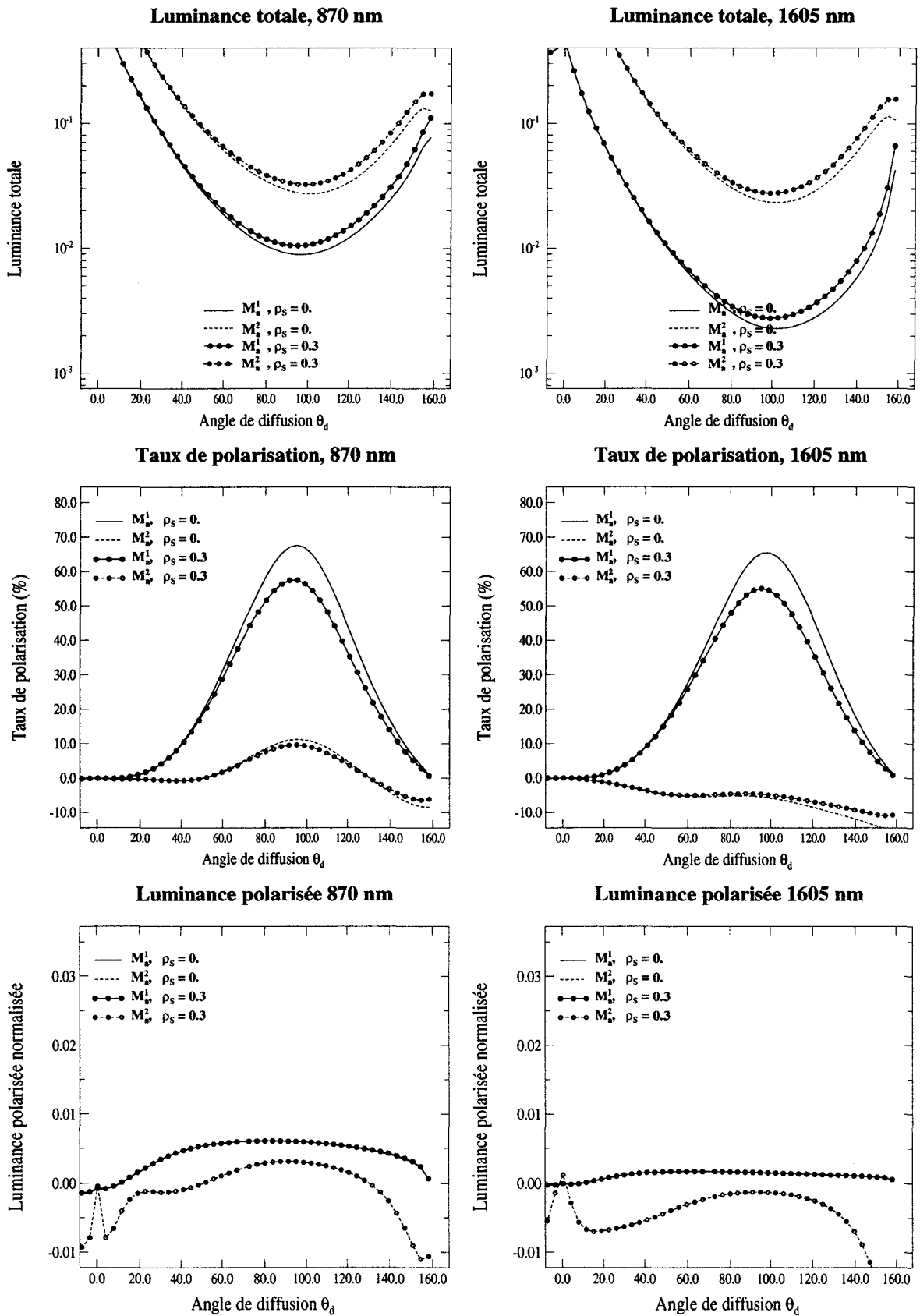


Figure 1.16. Comme Figure 1.15 mais à 870 et 1605 nm.

La dépendance spectrale de la luminance est grande. Ceci est dû à l'épaisseur optique de diffusion qui augmente quand λ diminue ($\delta_{aer}^{ext}(\lambda)$ proportionnelle à $\lambda^{-\alpha}$, $\delta_{ray}^{dif}(\lambda)$ proportionnelle à λ^{-4}). La sensibilité au modèle d'aérosols est plus importante aux grandes longueurs d'onde à cause de la diminution de la contribution moléculaire. La luminance totale de M_a^2 est supérieure à la luminance totale de M_a^1 , quels que soient la longueur d'onde et l'angle de diffusion. En effet les aérosols sont plus abondants dans le cas M_a^2 ($\delta_{aer}(M_a^2, \lambda=870nm)=4 \cdot \delta_{aer}(M_a^1, \lambda=870nm)$). Par contre la luminance polarisée du modèle d'aérosols M_a^1 est toujours plus forte que celle de M_a^2 . Ceci est dû au taux de polarisation de M_a^2 qui est petit, et qui diminue quand la longueur d'onde augmente, jusqu'à être totalement négatif à 1605 nm.

6.2. Contribution moléculaire au signal

Comme la diffusion moléculaire est très sensible à la longueur d'onde, il est intéressant d'évaluer la contribution respective des molécules et des aérosols au signal mesuré. Avant de calculer chaque contribution, il est important d'étudier le degré de couplage des aérosols et des molécules afin de choisir la méthodologie qui va différencier chaque influence.

6.2.a. Découplage des aérosols et des molécules en luminance polarisée

Pour évaluer les contributions respectives des aérosols et des molécules, la méthode la plus directe est de considérer l'atmosphère comme constituée uniquement d'aérosols, ou uniquement de molécules. Ainsi les contributions des aérosols et des molécules en luminance totale, $L_a^{tot}(\theta_d, \lambda)$ et $L_{Ray}^{tot}(\theta_d, \lambda)$, sont calculées par le code OS en annulant l'épaisseur optique des molécules et des aérosols respectivement:

$$L_a^{tot}(\theta_d, \lambda) = L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \delta_{Ray} = 0) \quad (1.30a)$$

$$L_{Ray}^{tot}(\theta_d, \lambda) = L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \delta_{aer} = 0) \quad (1.30b)$$

Cependant, la somme des deux contributions est supérieure au signal d'une atmosphère constituée du mélange d'aérosols et de molécules $L_{mel}^{tot}(\theta_d, \lambda)$:

$$L_a^{tot}(\theta_d, \lambda) + L_{Ray}^{tot}(\theta_d, \lambda) \neq L_{mel}^{tot}(\theta_d, \lambda) = L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \delta_{Ray} \neq 0, \delta_{aer} \neq 0) \quad (1.31)$$

La différence relative en luminance totale $100 \times \frac{L_a^{tot}(\theta_d, \lambda) + L_{Ray}^{tot}(\theta_d, \lambda) - L_{mel}^{tot}(\theta_d, \lambda)}{L_{mel}^{tot}(\theta_d, \lambda)}$ montre que

les aérosols et les molécules sont couplés en luminance totale quelque soit la longueur d'onde

(Figure 1.17). L'effet est plus fort à 445 nm car les diffusions multiples y sont plus nombreuses. Le signe positif de la différence relative indique que considérer séparément les contributions des aérosols et des molécules en luminance totale surestime la luminance du mélange.

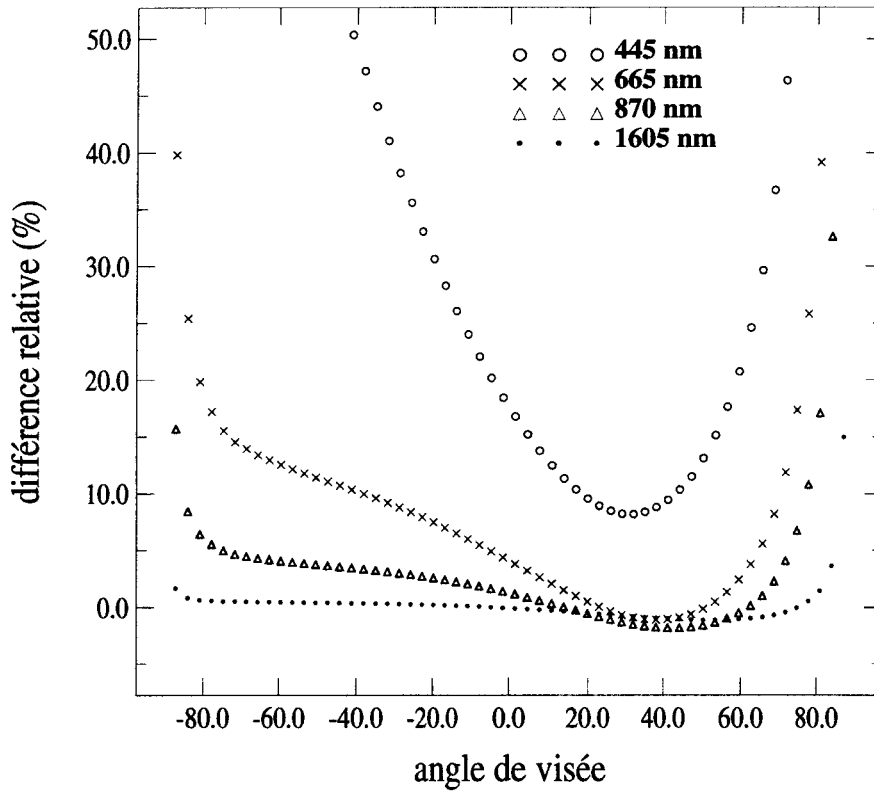


Figure 1.17. Couplage entre les molécules et les aérosols en luminance totale à quatre longueurs d'onde. Contributions calculées par les Equations 1.30 pour le modèle d'aérosols M_a^1 .

Cette observation est valable pour la luminance polarisée:

$$L_{aer}^{pol}(\theta_d, \lambda) + L_{Ray}^{pol}(\theta_d, \lambda) \neq L_{mel}^{pol}(\theta_d, \lambda) \quad (1.32)$$

Pour étudier le degré de couplage entre les aérosols et les molécules en luminance polarisée, une autre méthode consiste à considérer une atmosphère composée du mélange d'aérosols et de molécules ($\delta_{aer}(\lambda) + \delta_{Ray}(\lambda)$) mais à modifier les propriétés optiques des aérosols ou des molécules. La contribution de l'un des constituants est évaluée en annulant uniquement le terme P_{12} de la matrice de phase.

Le terme P_{12} de la matrice de phase des aérosols est annulé. Ainsi, les aérosols et les molécules diffusent le rayonnement solaire mais seules les molécules polarisent. Un rayonnement incident sur un aérosol gardera son état de polarisation initial lors de la diffusion. Par contre un rayonnement incident sur une molécule sera polarisé comme le spécifie la théorie de Rayleigh. Le résultat de cette opération est l'obtention de la contribution des molécules à la luminance polarisée du milieu diffusant. Le même procédé est applicable à la matrice de phase des molécules (annulation du terme P_{12} de la matrice de phase moléculaire) pour obtenir la contribution des aérosols à la luminance polarisée du milieu.

Le découplage est illustré sur la *Figure 1.18* où la différence relative

$$100 \times \frac{\Delta L_a^{pol}(\theta_d) + \Delta L_{Ray}^{pol}(\theta_d) - L_{mel}^{pol}(\theta_d)}{L_{mel}^{pol}(\theta_d)}$$

est tracée en fonction de l'angle de visée à 445, 665, 870 et 1605 nm. $\Delta L_{a/Ray}^{pol}(\theta_d)$ est la contribution des aérosols/molécules à la luminance polarisée, calculée par le code OS en annulant le terme P_{12} de la matrice de phase des molécules/aérosols.

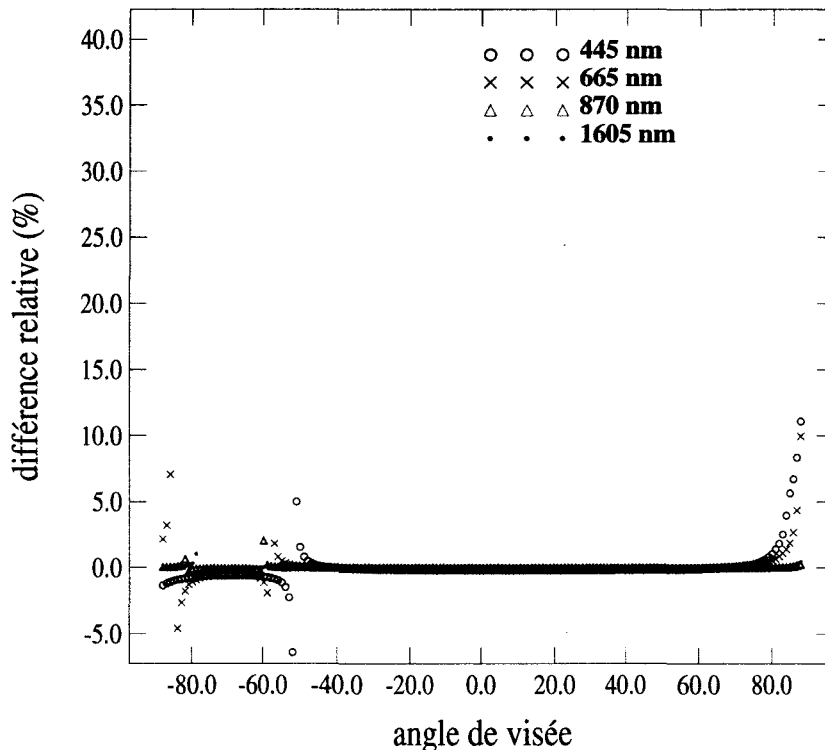


Figure 1.18. Découplage entre les molécules et les aérosols en luminance polarisée à quatre longueurs d'onde. Simulations avec le modèle d'aérosols M_a^1 en annulant successivement le terme P_{12} des matrices de phase des aérosols et des molécules.

La différence relative est constante angulairement et proche de 0 (inférieure à 0.5% à toutes les longueurs d'onde) hors des zones où $L_{\text{mel}}^{\text{pol}}(\theta_d)=0$ (ce qui provoque des discontinuités des courbes pour $\theta_v < -40^\circ$ et $\theta_v > 80^\circ$). Cette propriété est également vérifiée dans le cas de la luminance polarisée ascendante dans le plan principal solaire.

Cependant la même méthodologie appliquée à la diffusion (annulations successives du terme P_{11} de chaque matrice) montre encore un couplage entre les aérosols et les molécules. En effet, si le terme P_{11} de la matrice de phase des aérosols est annulé, alors les molécules diffusent le rayonnement et les aérosols l'absorbent. Il semble alors évident que le découplage ne peut exister dans ce cas (sous-estimation de la luminance totale du mélange).

6.2.b. Contribution moléculaire au signal dû au mélange d'aérosols et de molécules

Pour représenter la variation spectrale de la contribution moléculaire au signal, les simulations sont réalisées à 10 longueurs d'onde, de 0.4 à 2.25 μm , pour M_a^1 . L'étude est réalisée en luminance polarisée mais également en luminance totale. En effet les calculs précédents permettent d'estimer l'importance de la variation spectrale de la contribution moléculaire en luminance totale, malgré le couplage entre molécules et aérosols.

Les contributions moléculaire et aérosol à la luminance totale (*Figure 1.19a*) et à la luminance polarisée (*Figure 1.19b*) sont tracées sur la *Figure 1.20*. La luminance totale du mélange diminue d'un facteur 10 sur l'intervalle spectral, alors que la luminance totale des molécules seules diminue d'un facteur 1000 sur le même intervalle spectral. Le rapport tracé sur la *Figure 1.19c* montre que la contribution moléculaire à la diffusion du rayonnement diminue de 60% à 0.7% de 400 nm à 2.25 μm .

La polarisation est encore plus sensible à la longueur d'onde. Sur le même intervalle la luminance polarisée du mélange diminue d'un facteur 400 alors que la contribution des molécules à la luminance polarisée $\Delta L_{\text{Ray}}^{\text{pol}}(\theta_d)$ diminue d'un facteur 6000. La contribution moléculaire passe de 90% du signal mélange à 7.5%.

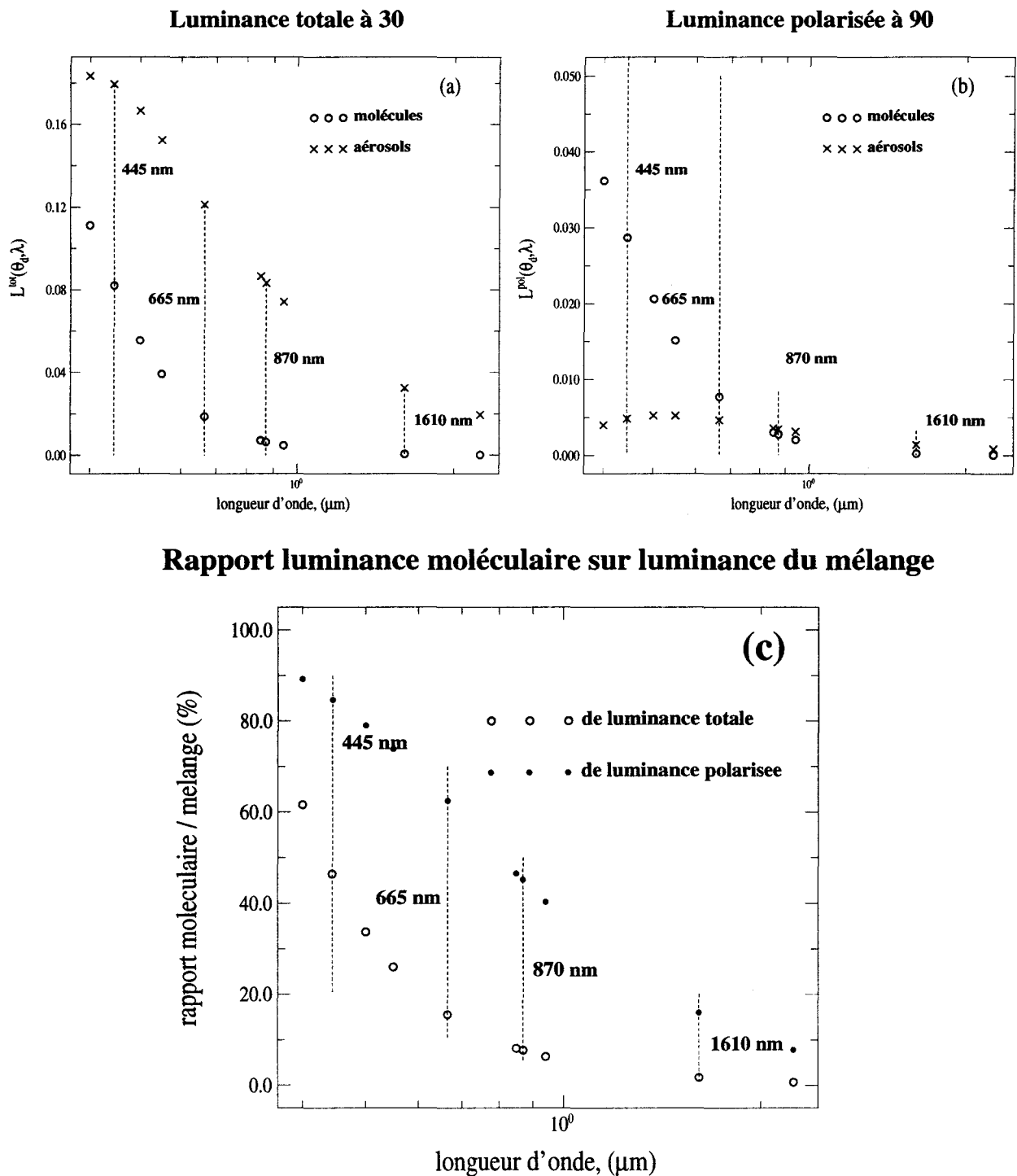


Figure 1.19. Contribution moléculaire au signal du mélange. Simulations à partir du modèle d'aérosols M_a^1 .

- (a). Variation spectrale de la contribution des molécules et des aérosols en luminance totale à 30°
- (b). Variation spectrale de la contribution des molécules et des aérosols en luminance polarisée à 90° .
- (c). Variation spectrale du rapport de la luminance moléculaire sur la luminance du mélange.

7. Conclusion

La théorie de Mie permet d'identifier les propriétés optiques des aérosols atmosphériques. Les aérosols sont caractérisés par leur distribution en taille exprimée par la granulométrie et par leur composition chimique définie par l'indice de réfraction. Les caractéristiques instrumentales fixent la longueur d'onde et le champ angulaire d'étude.

Toutes les particules, quel que soit leur rayon, diffusent le rayonnement solaire. A une longueur d'onde donnée, leur contribution angulaire varie avec leur taille. Plus la taille de la particule est grande, plus sa probabilité de diffusion à de petits angles de diffusion est grande. De même, la contribution angulaire des aérosols à la polarisation dépend de leur taille. Une des conclusions importantes de cette étude est que seules les plus petites particules contribuent à la polarisation entre environ 30 et 140° d'angle de diffusion (dans le domaine angulaire accessible par les mesures radiométriques), et dans la direction perpendiculaire au plan de diffusion. La direction de polarisation est très sensible à la taille de la particule pour $\alpha_{\text{Mie}} > 2$. Les contributions négatives et positives à la fonction de phase polarisée des grosses particules annulent alors leur effet quand une population d'aérosols est considérée. Les particules de rayon supérieur au micromètre participent de façon significative à la polarisation en pro- et rétro-diffusion, dans les deux directions orthogonales.

La seconde caractéristique des aérosols considérée ici, l'indice de réfraction, affecte surtout les propriétés optiques des petites particules. Les diffusions vers 90° et en rétro-diffusion, ainsi que la polarisation en rétro-diffusion, sont très sensibles à la valeur de l'indice de réfraction. La partie imaginaire de l'indice de réfraction a peu d'influence sur les fonctions de phase.

Les calculs de transfert radiatif présentés dans ce chapitre montrent que la luminance dépend de l'abondance des aérosols mais aussi de leurs caractéristiques. Cependant la luminance totale et le taux de polarisation sont moins sensibles au modèle d'aérosols quand λ diminue. L'effet de la réflexion de surface en luminance polarisée descendante est négligeable. La variation spectrale de la mesure de luminance permettrait d'étendre le champ dimensionnel des particules étudiées, d'estimer la variation spectrale de leurs propriétés optiques, mais la contribution moléculaire à la luminance atmosphérique peut rendre difficile l'évaluation des caractéristiques des aérosols aux courtes longueurs d'onde.

Il pourrait être intéressant de calculer les propriétés optiques d'aérosols plus représentatifs de conditions atmosphériques particulières, comme Seinfeld and Pandis [1997] en proposent (distributions trimodales, particules du mode grossier, particules du mode fin).

Les aérosols atmosphériques sont rarement sphériques [Von Hoyningen-Huene and Posse, 1997], sauf s'ils sont suffisamment hydratés pour arrondir leur forme par une pellicule humide. Von Hoyningen-Huene and Posse [1997] montrent que la théorie de Mie appliquée au calcul de la diffusion est valable pour des petites particules ($\alpha_{\text{Mie}} < 4$) et pour les grosses particules quand l'humidité relative ambiante est supérieure à 80%. Ainsi les propriétés de diffusion des aérosols de zone urbaine sont bien représentées par la théorie de Mie, ainsi que les aérosols marins lorsque le taux d'humidité est élevé. Une théorie tenant compte de la non-sphéricité [Mishchenko et al, 1997] des particules devrait être utilisée pour représenter les propriétés optiques des aérosols désertiques, souvent associés à des conditions atmosphériques sèches.

L'intérêt de mesures multispectrales des propriétés diffusantes et polarisantes des aérosols a conduit au développement de plusieurs radiomètres au Laboratoire d'Optique Atmosphérique.

2^e Chapitre.

Mesures multispectrales du rayonnement atmosphérique

En 1809, Arago découvre que l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique dépend de la zone du ciel observée. Il repère une direction où la lumière n'est pas polarisée. Ce point neutre est situé à environ 155° de la position solaire, dans le plan principal solaire. Il est appelé aujourd'hui le point d'Arago. Pendant les années 1840, Babinet et Brewster, à leur tour, découvrent chacun un nouveau point neutre. Ils sont chacun nommé le point de Babinet, situé à 25° au-dessus du soleil, et le point de Brewster, à 20° en-dessous du soleil, toujours dans le plan principal solaire. Les perspectives les plus remarquables de leurs découvertes résident dans l'observation de la relation entre la position des points neutres et des conditions atmosphériques. L'étude de la polarisation (points neutres, point de polarisation maximale) permet de considérer l'effet des aérosols volcaniques durant plusieurs années après l'éruption du Krakatoa en 1883 [Coulson, 1988].

Beaucoup plus tard, après le début de la conquête spatiale, le phénomène de polarisation a été utilisé pour étudier les caractéristiques d'atmosphères très denses comme Vénus, Saturne [Hansen and Hovenier, 1974; Santer, 1984]. Depuis peu seulement, cette propriété des particules est considérée pour l'étude de l'atmosphère terrestre.

Depuis fin 1983, des mesures de polarisation sont acquises par des prototypes développés au Laboratoire d'Optique Atmosphérique [Herman et al, 1986; Deuzé et al, 1988]. En outre, plus de quinze instruments du réseau AERONET (AErosol RObotic NETwork) [Holben et al, 1998] sont munis de polariseurs dans le domaine électromagnétique du proche infrarouge. D'autres laboratoires ont aussi élaboré des instruments destinés à mesurer la polarisation, comme aux Etats-Unis [Cairns et al, 1997a; Cairns et al, 1997b] et en Allemagne [Preusker, 1995] par exemple.

Lors des campagnes d'étalonnage en vol du satellite français SPOT (Satellite Pour l'Observation de la Terre), dans la plaine de la Crau (France), le photopolarimètre RadiSol (Radiomètre Sol) a contribué à déterminer la composante polarisée de la luminance atmosphérique descendante dans le domaine spectral du proche infrarouge [Santer et al, 1992; Vermeulen, 1996]. Cet instrument a également été utilisé durant la campagne HAPEX-Sahel (Hydrologic Atmospheric Pilot Experiment, Sahel), en 1992, au Niger [Tanré et al, 1993]. Les mesures sont acquises depuis la surface, alors que RadiBal (Radiomètre Ballon), une version antérieure du même instrument, était envoyé par ballon dans la stratosphère pour y caractériser les aérosols.

En septembre 1996, l'instrument POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectance) est envoyé sur la plateforme satellitaire japonaise ADEOS (Advanced Earth Observing System) afin de surveiller quotidiennement le rayonnement diffusé par le système terre-atmosphère [Deschamps et al, 1994]. Cependant, dès 1990, des mesures multispectrales de polarisation acquises par une version aéroportée de l'instrument ont validé l'expérience POLDER [Deuzé et al, 1993; Herman et al, 1997].

Le réflectancemètre polarisé nommé 'RefPol' a été développé au L.O.A. parallèlement aux deux instruments précités. Dans le cadre de la préparation de l'expérience POLDER, il a été utilisé pour caractériser les propriétés polarisantes dans le visible et le proche infrarouge de différentes surfaces, en particulier en 1992 lors de la campagne de mesures HAPEX-Sahel [Bréon et al, 1995]. Depuis le lancement de POLDER, de nombreuses mesures atmosphériques ont été acquises par RefPol depuis Lille (France), ainsi que des Iles Canaries (Espagne) lors de la campagne ACE2 (2nd Aerosol Characterization Experiment), et des Iles Maldives (République des Maldives) lors de la campagne INDOEX (INDian Ocean EXperiment).

Le Réflectancemètre RefPol mesure la luminance totale et polarisée à 445, 665, 870 et 1605 nm. Ces canaux correspondent à des longueurs d'onde où l'absorption moléculaire est négligeable. En outre ils couvrent une gamme spectrale où les aérosols sont les plus efficaces à diffuser le rayonnement solaire.

Le but de ce chapitre est de décrire l'efficacité de l'instrument RefPol (Paragraphe 1) à mesurer le rayonnement atmosphérique. Des expériences en laboratoire permettent de surveiller le rendement de l'instrument ainsi que de l'étalonner (Paragraphe 2). Ainsi des mesures en conditions réelles peuvent être interprétées en terme de quantité physique. De nombreux autres instruments, dont

certaines sont brièvement décrits ici (Paragraphe 3), ont acquis également des données lors de campagnes de mesures (Paragraphe 4). Celles-ci peuvent être confrontées aux mesures de RefPol (Paragraphe 5). Les mesures de luminance acquises par d'autres instruments permettent de tester la qualité des étalonnages de RefPol. Les mesures de l'épaisseur optique permettent de tester la sensibilité des mesures de la diffusion et de la polarisation aux conditions atmosphériques (Paragraphe 6).

1. Le Réflectancemètre Polarisé 'RefPol'

1.1. Historique

Les premières mesures de polarisation réalisées au L.O.A. ont été acquises par l'instrument RadiBal qui mesure la luminance atmosphérique sur un large champ angulaire dans le proche infrarouge. Embarqué sur la plate-forme d'un ballon stratosphérique du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), il était dédié à l'étude des aérosols stratosphériques (expérience PIRAT (Polarisation Infra-Rouge du Rayonnement Atmosphérique) [Deuzé et al, 1985]; et Herman et al [1986]). En 1987, il est modifié par l'adjonction d'une potence pour donner RadiSol, destiné à mesurer depuis le sol la polarisation du rayonnement descendant.

La polarisation générée par la surface étant relativement faible par rapport à la contribution atmosphérique (notamment pour la végétation) [Nadal and Bréon, 1999], un autre instrument est développé afin de mesurer le rayonnement ascendant. La première version de POLDER est testée avec succès sur un ballon CNES, en novembre 1990. Un détecteur matriciel CCD (en position fixe) est accompagné d'une optique grand champ pour une large couverture angulaire. La couverture spectrale est élargie au domaine du visible par deux canaux supplémentaires.

Dans le but de valider les mesures POLDER et les produits géophysiques dérivés, des mesures sur le terrain sont indispensables. Le Réflectancemètre Polarisé 'RefPol', est développé pour mesurer la polarisation des surfaces. Il est basé sur le même principe de mesure de la polarisation (mesures de la polarisation dans trois positions fixes de l'analyseur). Le balayage angulaire est réalisé par la rotation du capteur autour d'un axe horizontal. Pour une couverture angulaire similaire à POLDER, l'instrument balaye la surface dans un plan vertical. Trois bandes spectrales de mesure du RefPol sont équivalentes à celles de POLDER, une quatrième est située à une longueur d'onde plus grande dans le proche infrarouge. Le Réflectancemètre Polarisé 'RefPol' permet également d'estimer les propriétés optiques des aérosols à partir de l'analyse des mesures de luminance atmosphérique descendante.

C'est ce dernier type d'observation qui est présenté ici. L'instrument 'RefPol' est très maniable (léger et compact), facile à déplacer et à installer. Le balayage angulaire et ses caractéristiques multispectrales permettent d'obtenir un large jeu de données en une seule acquisition.

1.2. Principe de la mesure

Le champ de rayonnement atmosphérique peut être complètement caractérisé par la mesure des 4 paramètres de Stokes L, Q, U, V. L est associé à la luminance, les paramètres Q, U, et V renseignent sur l'état de polarisation du rayonnement. Les relations définissant les 4 paramètres sont données ci-après:

$$L = L_{\text{nat}} + L_{\text{pol}} \quad (2.1.a)$$

$$Q = L_{\text{pol}} \cdot \cos(2\cdot\beta) \cdot \cos(2\cdot\chi) \quad (2.1.b)$$

$$U = L_{\text{pol}} \cdot \cos(2\cdot\beta) \cdot \sin(2\cdot\chi) \quad (2.1.c)$$

$$V = L_{\text{pol}} \cdot \sin(2\cdot\beta) \quad (2.1.d)$$

L_{pol} est la luminance polarisée, L_{nat} est la luminance naturelle et L la luminance totale. Tous les termes de luminance utilisés dans ce travail sont en fait des luminances normalisées à l'éclairement solaire incident (voir *Annexe III*). L'angle β décrit l'ellipticité de la composante électrique du rayonnement et χ est l'angle entre la direction de polarisation et le plan d'incidence (*Figure 2.1*).

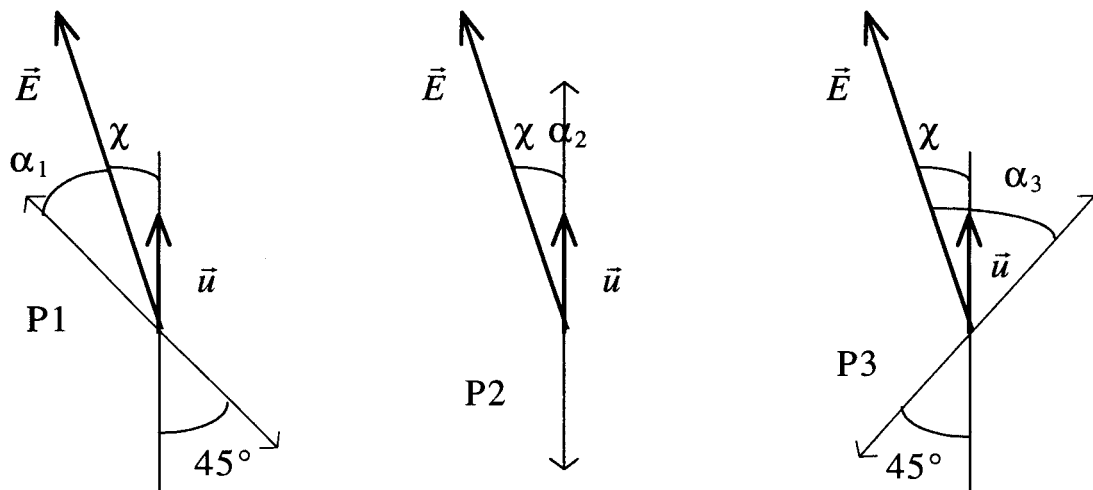


Figure 2.1: Schéma définissant les angles d'analyse du champ électrique α_i , et l'angle de polarisation χ , sur le plan perpendiculaire au plan d'incidence, selon les trois positions successives du polariseur (P1, P2, P3). Le vecteur \vec{u} désigne la direction du plan d'incidence, \vec{E} est la direction privilégiée du champ électrique.

L'état de polarisation peut être caractérisé par la luminance polarisée et le taux de polarisation P:

$$L_{pol} = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \quad (2.2.a)$$

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{L} \quad (2.2.b)$$

$$\text{d'où } P = \frac{L_{pol}}{L} \quad (2.2.c)$$

La lumière naturelle est caractérisée par $Q=U=V=0$ (d'où $P = 0$), la lumière totalement polarisée par $L^2=Q^2+U^2+V^2$ ($P = 1$). Le taux de polarisation P est donc compris entre 0 et 1 (ou est compté en pourcentages).

La composante polarisée elliptique ou circulaire du rayonnement atmosphérique est petite comparée à la composante polarisée linéaire ou au rayonnement naturel, on considère alors l'angle β négligeable et $V=0$. Il reste donc trois éléments indépendants pour caractériser le rayonnement atmosphérique, L, Q et U.

Ces trois éléments peuvent être calculés en mesurant la composante électrique du rayonnement dans trois directions distinctes. La mesure de la luminance L_i pour une direction α_i , définie par l'angle entre la direction de polarisation et la direction de la mesure (*Figure 2.1*), peut s'écrire en fonction de la luminance naturelle, L_{nat} , et de la luminance polarisée, L_{pol} , comme il est déduit de la loi de Malus:

$$L_i = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cdot \cos^2(\alpha_i) \quad (2.3)$$

L'instrument RefPol est conçu pour mesurer L_i dans trois directions espacées de 45° l'une de l'autre:

$$\alpha_1 = 45^\circ - \chi \quad (2.4.a)$$

$$\alpha_2 = \chi \quad (2.4.b)$$

$$\alpha_3 = 45^\circ + \chi \quad (2.4.c)$$

Ces 3 mesures sont ensuite recomposées pour obtenir les 3 grandeurs recherchées L_{nat} , L_{pol} et χ :

$$L_{\text{tot}} = L_1 + L_3 \quad (2.5.a)$$

$$L_{\text{pol}} = \sqrt{2 \times [(L_1 - L_2)^2 + (L_2 - L_3)^2]} \quad (2.5.b)$$

$$\tan(2\chi) = (L_3 - L_1) / (2 \cdot L_2 - L_1 - L_3) \quad (2.5.c)$$

La luminance totale L_{tot} est équivalent à la grandeur L des *Equations 2.1 et 2.2*

Pour que l'échantillonnage angulaire de l'instrument soit le plus large possible, le balayage s'exécute dans le plan vertical contenant le soleil, appelé le plan principal solaire (1^{er} chapitre), pour un angle de visée compris entre -90° et $+90^\circ$ par rapport à la direction verticale. L'avantage de cette géométrie d'observation est que les points neutres ainsi que le maximum de polarisation sont tous situés dans ce plan. Cependant l'échantillonnage angulaire peut être réalisé dans tout autre plan.

1.3. Concept instrumental

La chaîne optique de RefPol (*Figure 2.2*) est composée de quatre filtres interférentiels solidaires de quatre canons. Trois lentilles par canon focalisent le rayonnement lumineux sur chacun des quatre détecteurs. Le champ de visée total de l'instrument est de 16° . Un filtre polariseur, monté sur un moteur dont l'axe de rotation est confondu avec l'axe des canons, est interposé entre les détecteurs et les filtres interférentiels.

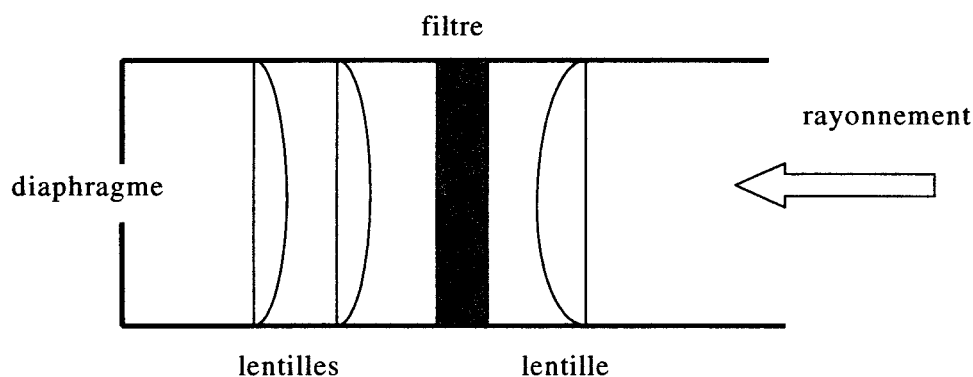


Figure 2.2: schéma de l'optique d'un canon de RefPol, composée de trois lentilles, un filtre et un diaphragme.

Le filtre polariseur est partagé en trois zones (*Figure 2.3*). Un polariseur (HN32) en forme de demi-disque est efficace dans le visible, un autre (HR) de même forme l'est dans l'infrarouge (voir Coulson [1988] pour plus d'informations sur les propriétés des polariseurs). Une bande opaque, de forme rectangulaire, sert à mesurer le signal d'obscurité. Le tout forme un disque complet. Ce montage a l'avantage de permettre la mesure de la polarisation à 4 longueurs d'onde avec une économie de filtres interférentiels. En effet, RefPol est muni de 4 filtres interférentiels et de 2 filtres polariseurs, pour l'étude de la polarisation dans 4 canaux, alors que l'instrument POLDER est composé de 3 filtres interférentiels par longueur d'onde d'étude de la polarisation.

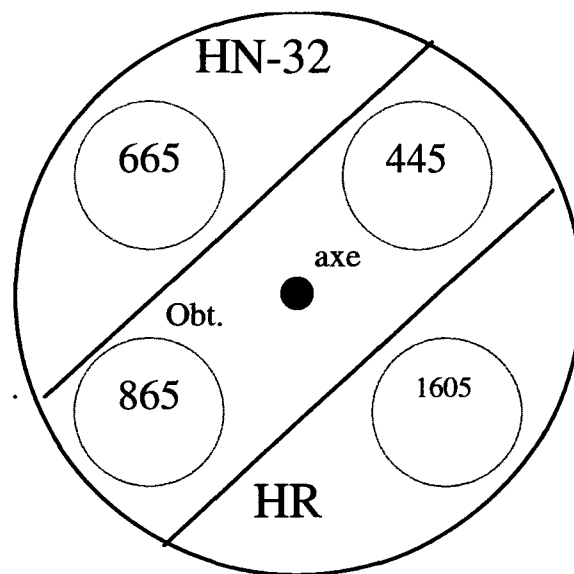


Figure 2.3: schéma du filtre polariseur vu de face en position 2 (Tableau 2.1). Le grand cercle représente le polariseur partagé en 3 zones: polariseur visible (HN-32), polariseur infrarouge (HR), obturateur (Obt.). Les 4 cercles plus petits représentent les 4 filtres positionnés devant.

L'ordre dans lequel se font les trois mesures CN_i (en comptes numériques), correspondant aux luminances incidentes L_i , ainsi que la mesure du signal d'obscurité CN_0 , est énuméré dans le *Tableau 2.1*. Chaque position correspond à $1/8$ de tour du polariseur, soit une rotation de 45° . La séquence décrite est choisie pour minimiser le laps de temps entre les mesures successives CN_1 , CN_2 , CN_3 , à chaque longueur d'onde. Les positions 6, 7 et 8 ne servent qu'à revenir à la position 1 pour une nouvelle acquisition des composantes polarisées de la lumière. La période de rotation du filtre polariseur est comprise entre 2 et 3 secondes.

	Mesure à 445 nm	Mesure à 665 nm	Mesure à 870 nm	Mesure à 1605 nm
Position 1	/	CN ₁	/	CN ₁
2	CN ₀	CN ₂	CN ₀	CN ₂
3	CN ₁	CN ₃	CN ₁	CN ₃
4	CN ₂	CN ₀	CN ₂	CN ₀
5	CN ₃	/	CN ₃	/
6	CN ₀	/	CN ₀	/
7	/	/	/	/
8	/	CN ₀	/	CN ₀

Tableau 2.1. Mesures effectuées aux différentes positions du polariseur. Chaque position est espacée de 45°. Le terme CN_i représente la mesure de la luminance dans la direction α_i , le terme CN₀ indique une mesure du signal d'obscurité, le signe '/' signifie que cette mesure n'est pas utilisée (domaines spectraux du filtre et du polariseur alignés non équivalents).

La luminance polarisée est mesurée à 445, 665, 870 et 1605 nm. La largeur de bande des trois plus courtes longueurs d'onde est de 40 nm, elle est de 100 nm à 1605 nm.

Quatre détecteurs sont placés dans l'axe des canons. Trois sont composés de silicium, pour les mesures dans le visible, le quatrième est en germanium (refroidi), pour les mesures dans l'infrarouge.

La chaîne optique, les détecteurs et les composants électroniques sont regroupés dans un boîtier compact (voir photo de la *Figure 2.4*). Il est léger et est fixé sur l'axe du moteur de balayage. Le mouvement de balayage est continu, la vitesse de rotation est de 75°/minute environ et le positionnement angulaire est repéré par deux inclinomètres fixés sur le côté de la tête de l'instrument. La cadence d'échantillonnage de chaque détecteur est d'environ 25 par minute. Le boîtier du moteur peut être fixé sur une monture équatoriale mise à niveau horizontal. Le balayage peut être de 360°, le sol et le ciel peuvent donc être échantillonnés au cours d'une acquisition unique. Souvent, l'acquisition est commencée en pointant les canons dans la direction du soleil et dans le plan principal solaire, mais ce protocole n'est pas obligatoire.

L'enregistrement des données et le contrôle de l'acquisition sont faits par un micro-ordinateur relié à la tête instrumentale par une prise RS232.

Plusieurs modèles du RefPol sont actuellement fonctionnels au L.O.A.. Les modèles RP-1 et RP-2 ont été particulièrement utilisés pendant ses trois dernières années.

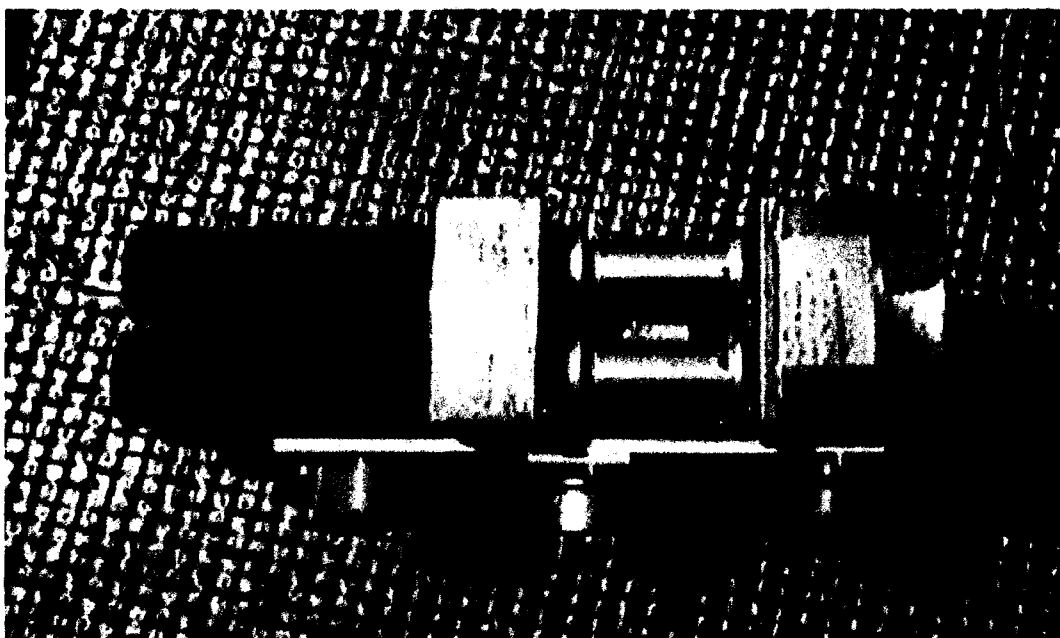


Figure 2.4. Photo de l'instrument 'RefPol'. Les canons sont dirigés vers la gauche de l'image. La partie électronique est incluse dans le boîtier, situé à droite. Les deux inclinomètres sont en bas de l'image.

2. Mesures en laboratoire

La mise en œuvre d'expériences en laboratoire permet d'étalonner l'instrument. L'étalonnage est indispensable pour convertir le signal de sortie numérique en grandeur physique. Les expériences en laboratoire se font à l'aide de sphères intégratrices (sources de rayonnement homogène, constant, isotrope). Certaines sphères sont calibrées en énergie par le constructeur qui fournit avec le matériel la valeur de la luminance de sortie, ainsi que les conditions de validité de cette grandeur. Des précisions sur le matériel utilisé sont présentées en *Annexe III*. Des étalonnages successifs permettent de suivre l'évolution du rendement opto-électronique de l'instrument. Les deux modèles RP-1 et RP-2 de l'instrument RefPol sont étudiés.

Une première expérience est décrite, qui permet de contrôler la stabilité des filtres des instruments, sans connaissance a priori des caractéristiques instrumentales. Ensuite nous discutons de l'évolution des coefficients d'étalonnage, spécifiques à chaque longueur d'onde.

2.1 Surveillance des filtres

Un filtre est caractérisé par sa transmission sur la bande spectrale passante. Celle-ci est déduite de mesures par un spectrographe. L'évolution temporelle de la bande spectrale concerne seulement l'amplitude de la transmission du signal incident, rarement la longueur d'onde équivalente de la bande spectrale, et donc sa forme [Balois, 1997]. Compte tenu de ces caractéristiques, la mesure de la même source, par deux instruments, suffit à détecter la dérive en transmission du filtre d'un des deux radiomètres. En effet, lorsqu'une défaillance est observée, le spectrogramme des filtres concernés est réalisé afin d'identifier le filtre défectueux (et de vérifier qu'un détecteur n'est pas en cause).

Sur deux années d'utilisation des réflectancemètres polarisés, chaque instrument a mesuré la luminance de la même sphère à cinq reprises. Ces mesures ont été effectuées devant une sphère intégratrice calibrée et devant une autre non calibrée. Le rapport $\frac{CN_{tot}^{RP-1}}{CN_{tot}^{RP-2}}$ des mesures, en comptes numériques, d'un instrument par rapport à celle de l'autre instrument et acquises devant la même sphère, est calculé à chaque longueur d'onde. Les valeurs sont tracées sur la *Figure 2.5* en fonction de la date de l'étalonnage.

Sans distinction du type de sphère, le rapport à 445 nm est très stable, et compris entre 0.95 et 1. Notons que les mesures à 870 et 1605 nm devant la sphère calibrée exigent une manipulation supplémentaire (voir plus loin). En effet, dans le proche infrarouge la luminance de sortie de cette sphère sature les détecteurs des instruments. Ainsi le rapport a été calculé sur la mesure brute atténuée, sans application préalable du coefficient d'atténuation.

La variation du rapport sur deux années est inférieure à 15% à 665 nm, à 10% à 870 et 1605 nm. Celle-ci peut être due à une dégradation de la capacité de transmission d'un des filtres. Les filtres sont donc restés relativement stables durant cette période.

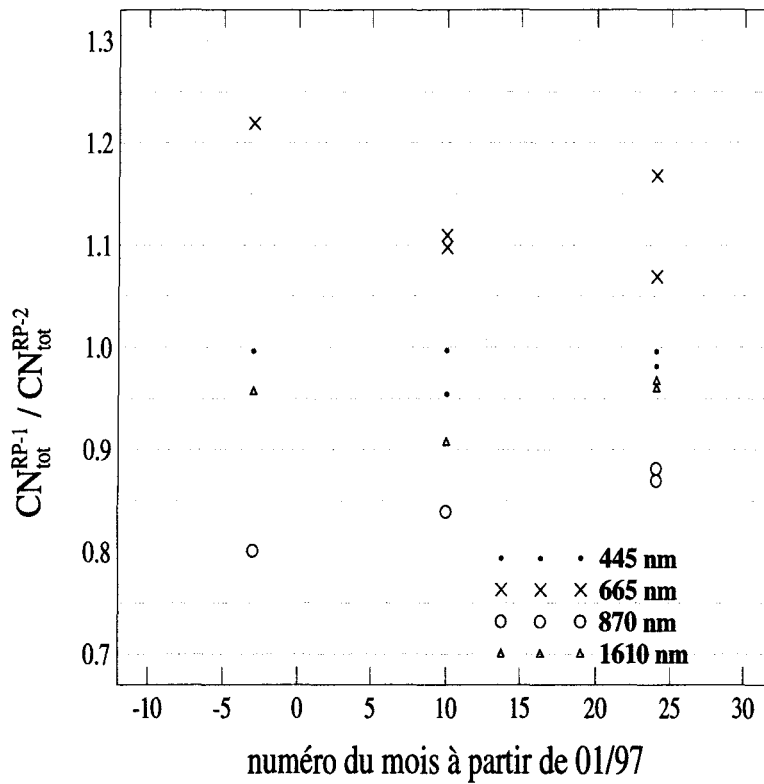


Figure 2.5. Evolution relative des filtres des Réflectancemètres Polarisés RP-1 et RP-2 sur une période de deux années.

2.2 Etalonnage absolu

Le signal de sortie est donné en comptes numériques, CN, qu'il nous faut convertir en grandeur physique. Alors, préalablement à toute mesure sur le terrain, l'instrument est étalonné devant une source de rayonnement dont la luminance est connue afin de définir les coefficients d'étalonnage absolu.

2.2.a. Définition

Comme le signal de sortie dépend linéairement du signal d'entrée, on peut écrire:

$$CN = A \cdot L + CN_0 \quad (2.6)$$

CN_0 est l'offset électronique de la chaîne de détection, encore appelé le signal d'obscurité. Le terme A est le coefficient d'étalonnage absolu. Il intègre les pertes en transmission de la chaîne

optique, le rendement du détecteur, le gain des chaînes analogiques d'amplification. Il détermine donc aussi une relation d'équivalence entre la mesure CN en comptes numériques et le signal lumineux incident L. La relation entre L et CN est linéaire car chaque processus transforme linéairement le signal incident. Les valeurs de A et CN_0 dépendent de la longueur d'onde.

A chaque tour du polaroïd, le signal d'obscurité CN_0 est mesuré pour chaque longueur d'onde (*Tableau 2.1*), et donc retranché au signal de sortie CN. Le coefficient A peut être déterminé si on connaît la valeur de la source L. C'est le cas des sphères intégratrices utilisées en laboratoire. La mesure $CN_{Sphère}$ de la luminance $L_{Sphère}$ nous donne le coefficient d'étalonnage absolu A:

$$A = \frac{CN_{Sphère} - CN_0}{L_{Sphère}} \quad (2.7)$$

Le signal incident $L_{Sphère}$ est ici une luminance normalisée par l'éclairement solaire hors atmosphère (*Annexe III*). La luminance normalisée $L_{Sphère}$ a alors l'avantage d'être indépendante des variations saisonnières de l'éclairement solaire induites par la variation de la distance Terre-Soleil, et d'être sans dimensions.

Les grandeurs physiques L_{pol} , L_{tot} , à chaque longueur d'onde, ainsi que l'angle χ , sont déterminés à partir des mesures L_i (*Equations 2.5*), déduites des mesures brutes CN_i (*Equation 2.6*).

Le mouvement du filtre polariseur nécessite une précaution supplémentaire. En effet, des irrégularités spatiales de la transmission du filtre polariseur causent une variation du signal de sortie CN_i alors que le rayonnement incident demeure constant et est non polarisé ($L_{pol}=0$, $L_{nat}=cste$ donc $L_i=cste$, *Equation 2.3*). Plutôt que de calculer des coefficients absolus pour chaque position du polariseur, on définit les coefficients de normalisation $n_{i,j}$, calculés par des mesures relatives. L'indice i, variant de 1 à 3, désigne les 3 positions du filtre polariseur, j varie de 1 à 4 pour λ croissant de 445 à 1605 nm.

$$n_{i,j} = 2 \times \frac{CN_{i,j}}{CN_{1,j} + CN_{3,j}} \quad (2.8)$$

Les coefficients de normalisation sont donc introduits de façon à égaliser les signaux $CN_{1,j}$, $CN_{2,j}$, $CN_{3,j}$ dans le cas d'un rayonnement incident non polarisé.

L'Equation 2.7 nous permet d'avoir $CN_{tot,j} = (n_{1,j} \cdot CN_{1,j} + n_{3,j} \cdot CN_{3,j}) / 2 = (CN_{1,j} + CN_{3,j}) / 2$.

Ainsi, comme le coefficient d'étalonnage absolu A_j est déterminé à partir de $CN_{tot,j}$, il peut être déterminé avant ou après les coefficients de normalisation.

Chaque mesure $CN_{i,j}$ est donc multipliée par le coefficient de normalisation $n_{i,j}$ et aussi par le coefficient d'étalonnage absolu A_j pour estimer finalement les grandeurs L_{tot} et L_{pol} . Le coefficient d'étalonnage absolu n'intervient pas dans le calcul de l'angle de polarisation χ (Equation 2.5.c).

2.2.b. Coefficient d'atténuation dans l'infrarouge

Puisque la luminance à 870 et à 1605 nm délivrée par la sphère sature les détecteurs des Réflectancemètres Polarisés, un atténuateur doit être interposé entre la source et l'instrument de mesure. L'Equation 2.7 devient alors:

$$A_j = k_j^{att} \cdot \frac{CN'_{Sphère} - CN_0}{L_{Sphère}} \quad (2.9)$$

k_j^{att} est le coefficient d'atténuation du signal incident à 870 nm ($j=3$), ou à 1605 nm ($j=4$) et $CN'_{Sphère}$ est la mesure de la luminance atténuée de la sphère. L'indice j est ajouté au terme CN uniquement lorsqu'il est nécessaire, afin de ne pas alourdir la notation.

Le protocole d'étalonnage absolu, pour les détecteurs efficaces dans l'infrarouge, se décompose alors en deux étapes. D'abord la luminance atténuée de la sphère calibrée est mesurée. Ensuite le coefficient d'atténuation est évalué sur une autre sphère (non calibrée), en faisant des mesures successives avec et sans atténuateur. Cependant le signal de sortie de la sphère non calibrée est évidemment plus faible que celle de la sphère calibrée et la différence des formes relatives des spectres d'émission respectifs risque d'avoir un effet important. En effet nous allons voir que les atténuateurs réagissent spectralement.

L'évaluation des coefficients d'atténuation a été réalisée sur chaque instrument à 5 reprises en deux années. En juin et décembre 1998, la manipulation a été réalisée pour quatre atténuateurs de deux types: deux diaphragmes de diamètres différents, deux densités optiques d'opacité différente. Les valeurs des coefficients sont regroupées dans l'Annexe IV.

Les valeurs du coefficient d'atténuation calculé d'après les mesures de juin 1997 sont aberrantes. Initialement, nous n'avions pas réalisé que l'atténuation d'un diaphragme était spécifique à l'instrument. Ainsi les coefficients d'atténuation de juin 1997 n'ont été calculés que sur le RefPol RP-1, mais appliqués ensuite à l'étalonnage des deux instruments. Cependant la dérive apparaît sur chacun des instruments. Il est aujourd'hui impossible de connaître quelle a été l'éventuelle erreur de manipulation.

La comparaison des coefficients d'atténuation de chaque instrument, calculés en Juin et décembre 1998 (*Annexe IV*), montre que la valeur du coefficient est moins liée à l'instrument dans le cas d'une densité optique que dans le cas d'un diaphragme. En effet, le diaphragme diffracte la lumière qui interagit alors fortement avec la chaîne optique de l'instrument. Il sera donc plus précis d'utiliser une densité optique comme atténuateur.

2.2.c. Evolution des coefficients d'étalonnage absolus

Sur deux années, cinq étalonnages en énergie des deux Réflectancemètres Polarisés ont été réalisés. Les coefficients d'atténuation discutés au paragraphe précédent ont été appliqués au calcul des coefficients d'étalonnage à 870 et 1605 nm. Le temps de validité de la valeur de $L_{\text{Sphère}}$ étant inférieur à une année, les cinq étalonnages ont été effectués sur une même sphère, mais recalibrée trois fois (*Annexe III*).

Pour illustrer la variation des coefficients A_j (dont les valeurs sont rassemblées en *Annexe III*), le rapport h_j^A (*Equation 2.10*) est tracé sur la *Figure 2.6* en fonction de la date de la mesure.

$$h_j^A = \frac{A_j^n}{A_j^1} \quad (2.10)$$

L'indice n représente le numéro de l'étalonnage.

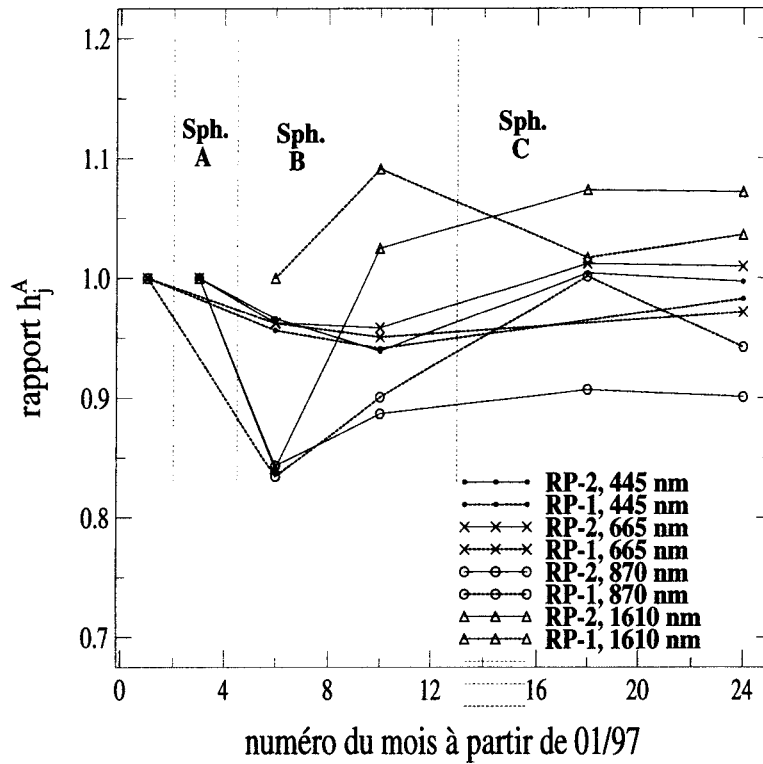


Figure 2.6. Evolution des coefficients d'étalonnage absolu des RefPol RP-1 et RP-2 aux quatre longueurs d'onde.

Le label de la sphère utilisée pendant l'étalonnage est indiqué aussi sur la Figure 2.6. Comme le montre l'Equation 2.7 le coefficient dépend de la luminance de sortie de la sphère, $L_{\text{Sphère}}$, et de la mesure en comptes numériques. Comme $L_{\text{Sphère}}$ est constante, la variation du coefficient est due à une variation du signal de sortie de RefPol. Ce signal varie soit parce que le signal d'entrée au RefPol a varié (dans l'intervalle de précision de la source estimée par le constructeur), soit parce que la sensibilité du réflectancemètre est différente.

Soient ΔCN^{Sph} , l'écart en comptes numériques dû à la sphère et ΔCN^{Instr} , l'écart en comptes numériques dû à une variation de l'efficacité instrumentale, le signal CN^n , lors du $n^{\text{ème}}$ étalonnage s'écrit:

$$CN^n = CN^1 + \Delta CN^{\text{Sph}} + \Delta CN^{\text{Instr}} \quad (2.11)$$

En combinant les *Equations 2.7 et 2.10*, le rapport h^A se formule ainsi:

$$h^A = 1 + \frac{\Delta CN^{Sph}}{CN^1} + \frac{\Delta CN^{Instr}}{CN^1} \quad (2.12)$$

h^A s'écrira indicé du numéro x de RefPol RP-x quand il le sera nécessaire (exemple: h^A_1 pour le rapport h^A de RefPol RP-1 à 445 nm).

L'efficacité de l'instrument se dégrade avec le temps (diminution du coefficient A), tout comme le rendement de la sphère (diminution de $L_{Sphère}$). On doit alors s'attendre à ce que ΔCN^{Sph} et ΔCN^{Instr} soient négatifs (*Equation 2.11*), et par conséquent h^A doit diminuer avec le temps (*Equation 2.12*). Cependant, deux événements indépendants provoquent des accidents de la variation de h^A (*Figure 2.6*).

Les coefficients calculés d'après les mesures de la sphère C (4^e et 5^e étalonnages) sont supérieurs à ceux calculés d'après les mesures de la sphère B (2^e et 3^e étalonnages), à toutes les longueurs d'onde et pour les deux instruments. De même avec les deux instruments, mais à 870 nm et à 1605 nm uniquement, les coefficients d'étalonnage augmentent entre les 2^e et 3^e étalonnages.

L'augmentation des coefficients entre les 3^e et 4^e étalonnages est visible sur les quatre canaux des deux instruments. Comme ces étalonnages ont été effectués à partir de mesures sur deux sphères différentes, on peut supposer le désaccord lié à l'une d'entre elles. Dans ce cas la discussion ne peut aller plus loin puisque la définition de l'étalonnage pose en référence la luminance délivrée par la sphère.

Le rapport h^A , à 870 et 1605 nm, augmente entre les 2^e et 3^e étalonnages alors que la sphère est identique. En outre il diminue de plus de 15% entre le 1^{er} étalonnage et le 2^e. Il semble alors que les coefficients d'étalonnage de juin 1997 ont augmenté au lieu de diminuer (ce qui signifierait une amélioration de l'efficacité instrumentale). Ces coefficients correspondent aux coefficients d'atténuation calculés en juin 1997, dont les valeurs ont été mises en doute précédemment.

Par conséquent, la valeur du coefficient d'étalonnage absolu de juin 1997, à 870 nm et à 1605 nm, pour les deux RefPol, est corrigée. Ils sont chacun diminués de 10% pour suivre l'évolution des coefficients d'étalonnage absolus à 445 et 665 nm.

Le maximum de variation des coefficients sur les cinq étalonnages est de 12% à 870 nm (entre les 1^{er} et 3^e étalonnages). La variation est de 8% à 445 et 665 nm, entre les 3^e et 4^e étalonnages, quand la valeur de la luminance de sortie de la sphère peut être mise en doute. La variation du coefficient calculé d'après des mesures de la même sphère (sphère C) est inférieure à 3% dans le visible, à 6% à 870 nm.

2.2.d. Incertitude

La contribution la plus importante dans l'imprécision de la mesure vient du biais dû à l'évaluation du coefficient d'étalonnage en énergie (*Annexe III*). Celui-ci intègre l'imprécision de la luminance de sortie de la sphère (2.5%), l'interpolation polynomiale (0.5%), l'erreur sur la fonction filtre de l'instrument de mesure (0-3%) ainsi que l'influence du rayonnement réfléchi par l'instrument sur le spectre d'émission de la sphère (0-2%). L'incertitude sur la position angulaire du filtre polariseur ajoute une imprécision de 1% (*Annexe V*). Les coefficients d'atténuation appliqués dans l'infrarouge augmentent l'imprécision des coefficients d'étalonnage absolus de 2%, à 870 et 1605 nm (*Annexe IV*). Compte tenu également de l'évolution des coefficients d'étalonnage absolu, présentée dans le paragraphe précédent, l'incertitude sur la mesure de luminance totale à 445 et 665 nm est évaluée à 6% et à 8% à 870 et 1605 nm.

2.3. Etalonnage en polarisation

Nous venons d'étudier le rendement du Réflectancemètre Polarisé quand la source est un rayonnement non polarisé. Nous allons maintenant évaluer l'efficacité de l'instrument à mesurer un rayonnement polarisé.

2.3.a. Définition

La grandeur L_{pol} est plus sensible à une dérive de la mesure L_i due à une imperfection du polariseur, que L_{tot} (*Annexe V*). En effet cette dernière est le résultat d'une addition de deux termes, alors que L_{pol} résulte de plusieurs soustractions. C'est pourquoi, un coefficient supplémentaire doit corriger les mesures de la polarisation.

L'étalonnage en polarisation est réalisé avec une boîte polarisante [Balois, 1998] interposée entre l'instrument de mesure et la source de rayonnement. Cette dernière est une sphère intégratrice non calibrée en énergie. La boîte polarisante comprend deux lames de verre transparent dont les inclinaisons relatives par rapport au rayonnement incident (non polarisé) en provoquent la polarisation (en fonction de la valeur de l'indice de réfraction des lames de verre). La manipulation

consiste à faire varier l'inclinaison des deux lames afin de faire varier le taux de polarisation du rayonnement incident sur l'instrument de mesures. Le coefficient d'étalonnage en polarisation η^{pol} est le résultat de la régression linéaire du taux de polarisation incident P^{boite} (de sortie de la boîte polarisante) en fonction du taux de polarisation mesuré P^{mes} :

$$\eta^{pol} = \frac{P^{boite}}{P^{mes}} \quad (2.13)$$

Ainsi, la luminance polarisée L_{pol} (Equation 2.5), calculée à partir des mesures CN_i et des coefficients A (Equation 2.7) et $n_{i,j}$ (Equation 2.8) sera aussi multipliée par le coefficient η^{pol} (Equation 2.13). Comme le taux de polarisation P est le rapport de deux luminances (Equations 2.2), il ne dépend pas du coefficient A , mais uniquement du coefficient η^{pol} .

2.3.b. Qualité de la mesure de la polarisation

Les coefficients de normalisation $n_{i,j}$ et les coefficients d'étalonnage en polarisation η^{pol} corrigent des imperfections liées au polariseur.

Le coefficient de normalisation permet de vérifier l'uniformité spatiale du polariseur, à plusieurs longueurs d'onde. La correction relative se révèle être de quelques centièmes seulement, avec un maximum à 1605 nm sur le RefPol RP-1 d'amplitude de 4% et à 870 nm sur le RefPol RP-2 de 3%. Cette inhomogénéité est peu variable avec le temps.

Les Tableaux 2.2 et 2.3 présentent les valeurs des coefficients d'étalonnage en polarisation des deux instruments et aux quatre longueurs d'onde. Le coefficient η^{pol} est proche de 1 à 445 et 665 nm (jusqu'à 3% près), contrairement à 870 nm où le taux de polarisation P mesuré par le RefPol RP-2 est inférieur de près de 20% à celui du signal incident. La mesure du RefPol RP-1 à 870 nm est inférieure de 12% (sauf avec le 1^{er} étalonnage).

Un décalage angulaire (Annexe V) ne peut être la cause de ce relativement faible rendement dans le proche infrarouge puisque la mesure à 445 nm est faite simultanément à 870 nm (Tableau 2.1) et que le rendement à 445 nm est bon. Coulson [1988] mentionne une chute de l'efficacité du polariseur de type HR entre 0.9 et 1 μm de longueur d'onde. Est-ce que celle-ci affecterait le canal à 870 nm ? La variation entre deux étalonnages successifs est toujours inférieure à 3% (sauf avec les premiers étalonnages de RP-1).

RefPol RP-1	Sept. 1996	Sept. 1997	Oct. 1997
445 nm	0.984	1.03	1.00
665 nm	0.969	0.98	0.98
870 nm	0.980	0.88	0.89
1605 nm	0.946	1.01	/

Tableau 2.2: Valeurs des coefficients d'étalonnage de polarisation η^{pol} calculées successivement lors de 3 étalonnages du RefPol RP-1. Les signes '/' signifient que l'étalonnage n'a pas été réalisé.

RefPol RP-2	Jan. 1996	Mar. 1997	Mai 1997	Oct. 1997
445 nm	1.01	1.02	/	1.03
665 nm	1.03	1.03	1.03	1.03
870 nm	0.79	0.77	0.77	0.80
1605 nm	/	1.07	1.09	/

Tableau 2.3: Comme le Tableau 2.2 mais pour le RefPol RP-2.

2.3.c. Incertitude

L'efficacité du polariseur HN-32 (mesures dans le visible) de chaque instrument semble meilleure que celle du polariseur HR (infrarouge). Néanmoins l'étalonnage permet de corriger ce défaut.

L'imprécision sur le taux de polarisation est évaluée à 3% d'après l'évolution des coefficients d'étalonnage en polarisation, présentée dans le paragraphe précédent. Les incertitudes sur les luminances totale, polarisée ainsi que sur le taux de polarisation sont présentées dans le *Tableau 2.4*, selon la longueur d'onde.

Incertainces	L_{tot}	P	L_{pol}
445 et 665 nm	6%	3%	7%
870 et 1605 nm	8%	3%	9%

Tableau 2.4. Incertitudes sur les mesures de luminance totale, de taux de polarisation, de luminance polarisée, acquises par le Réflectancemètre Polarisé à quatre longueurs d'onde.

2.4. Correction géométrique

La donnée est caractérisée par deux grandeurs: l'une représentant la radiométrie (déjà discutée), l'autre la géométrie associée. Ce paragraphe présente les corrections géométriques de la mesure.

La portion du ciel dont le rayonnement est mesuré est repérée soit par rapport au soleil, avec l'angle de diffusion, soit par rapport à la direction horizontale, avec l'angle de visée instrumentale. Ces deux angles sont liés entre eux par l'angle solaire (*Equation 1.29*) qui dépend du repérage temporel et spatial de la mesure (coordonnées du site de mesures, heure de l'acquisition). L'incertitude sur l'angle de visée est évaluée à 1°.

Le mouvement de balayage est effectué en un aller (θ_v de -90° à 90°) et en un retour (θ_v de 90° à -90°), dans une durée de six minutes environ. Si la variation de la position du soleil dans le ciel est négligeable (et si l'atmosphère est stable) alors les deux échantillonnages doivent se superposer.

Le mouvement de balayage du réflectancemètre polarisé étant continu, les trois mesures CN_i ne sont pas acquises au même instant. La durée entre deux mesures successives CN_i est d'environ 0.3 s. Alors, pour corriger l'effet du mouvement continu, on interpole linéairement les mesures CN_1 et CN_3 à l'instant de la mesure CN_2 . La *Figure 2.7* présente une mesure de luminance polarisée (un aller-retour) dans sa version corrigée et dans sa version non corrigée.

Sans correction du mouvement, l'écart entre les échantillonnages aller et retour est nul pour un angle de diffusion de 90° mais est croissant pour les grands et les petits angles de diffusion. En interpolant les mesures CN_1 et CN_3 , les échantillonnages aller et retour se superposent. L'impact du décalage temporel des trois mesures CN_i est négligeable en luminance totale.

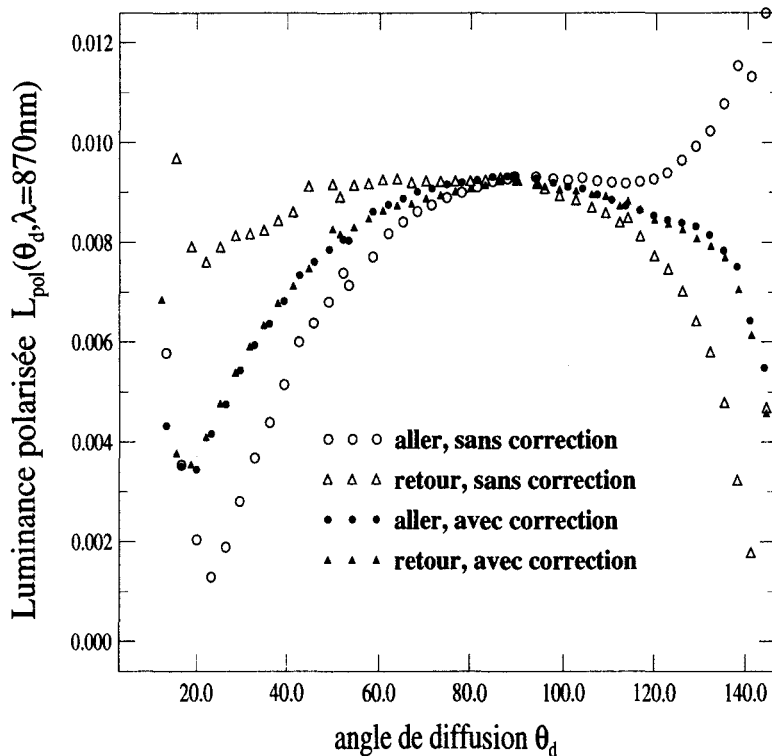


Figure 2.7. Effet de la correction du mouvement sur une mesure de luminance polarisée ($\lambda=870$ nm).

Parfois la direction de polarisation χ du rayonnement incident varie de 90° aux grands angles de diffusion. La convention adoptée est de donner le signe négatif à la luminance polarisée quand la direction de polarisation est parallèle au plan incident ($\chi=0$). Pour l'appliquer aux mesures, des tests sur le passage à zéro de L_{pol} et sur la valeur de χ (qui ne peut prendre que deux valeurs, 0 ou 90°) sont réalisés.

Comme le ciel est observé à l'œil nu, le libre arbitre de l'opérateur décide de l'acquisition avec les réflectancemètres polarisés. Des mesures d'extinction solaire permettent d'évaluer plus précisément les conditions atmosphériques, notamment le niveau de turbidité. Les propriétés locales de la surface sont a priori inconnues. Au cours d'une journée d'acquisition, les plans principaux solaires pivotent comme la position du soleil bouge. Ainsi les zones géographiques visées sont différentes le matin et l'après-midi. Cependant, on supposera que les conditions atmosphériques sont uniformes.

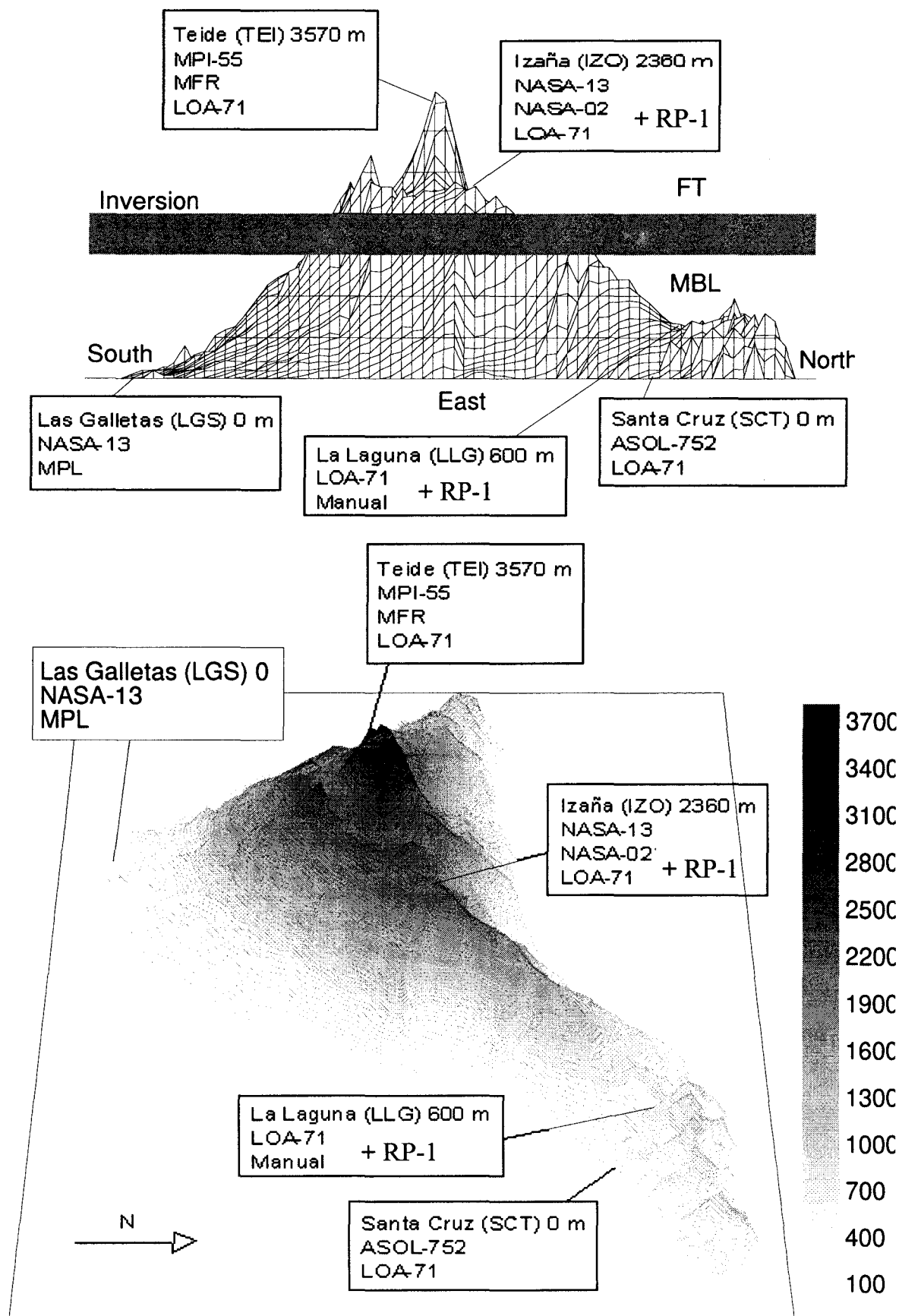


Figure 2.9. Localisation des sites de mesure sur l'île Tenerife (Espagne), avec indication de l'altitude et des instruments ayant acquis des données (réalisation par J.P. Diaz Gonzalez et F. Exposito de l'Université de Tenerife).

Dans le meilleur des cas les mesures en plan principal se font sous un ciel complètement dégagé de nuages. Parfois la mesure est réalisée si les nuages sont présents mais hors du champ de visée de l'instrument.

A moins de 10° de la direction solaire le signal est perturbé par la réflexion des rayons solaires dans l'optique de l'instrument. Nous n'utiliserons donc pas les mesures pour un angle de diffusion inférieur à 15° . De plus, les réflexions du rayonnement par la surface terrestre ainsi que l'effet de non-sphéricité de la planète nous empêchent d'utiliser le signal pour un angle solaire supérieur à 80° et un angle de visée supérieur à 75° . Cette dernière limite dépendra aussi de la topographie du site de mesures. Le champ angulaire maximal de mesures de la diffusion depuis le sol est alors de 15 à 155° d'angle de diffusion.

Une étude préliminaire de l'effet de l'intégration du rayonnement mesuré sur un angle de 16° montre que la luminance totale est surestimée de 0.5 à 2% selon l'angle de diffusion. L'effet décroît avec la longueur d'onde.

Les expériences en laboratoire sont une étape indispensable à l'utilisation ultérieure de l'instrument. Les mesures réalisées pendant deux années ont montré une cohérence des résultats. L'étape suivante consiste à vérifier que les mesures du rayonnement atmosphérique rendent compte effectivement des conditions atmosphériques variées. Lors des campagnes de mesures, d'autres instruments ont acquis des données qui peuvent être confrontées aux mesures de RefPol. Les différents radiomètres sont brièvement décrits ci-après.

3. Description de quelques autres instruments

Une brève description de quelques autres polarimètres est donnée ici. RadiSol et POLDER ont été développés au L.O.A.. Une version automatique d'un polarimètre développé par l'entreprise CIMEL (CE-318), Paris, concerne aussi cette étude. En effet, le laboratoire fait partie des sites de mesures du réseau instrumental AERONET dont l'instrument de base est le photomètre de CIMEL. Il a, de plus, contribué à caractériser les aérosols lors de mesures à Lille et à Tenerife, présentées plus loin. Deux instruments appartenant à un laboratoire américain sont aussi brièvement présentés pour élargir le domaine d'intérêt.

3.1 RadiSol

Le champ de visée total de RadiSol est de 2°. Une roue porte-filtres permet l'acquisition à 3 longueurs d'onde: 850, 940 (ou 870) et 1650 nm (ainsi qu'une prise régulière du signal d'obscurité). Les largeurs de bande respectives sont de 30, 40, 150 nm. Le détecteur est constitué par une photodiode au germanium. Un analyseur (filtre polariseur) rotatif est placé entre l'optique et le détecteur. L'acquisition est continue alors que le polariseur tourne autour de son axe. C'est là que réside la principale différence avec RefPol qui mesure la polarisation pour trois directions fixes seulement. La mesure du rayonnement atmosphérique se fait aussi dans le plan principal solaire. Le temps d'un balayage est de l'ordre de trois minutes [Herman et al, 1986]. Depuis 1999, l'extension du domaine spectral de Radisol au domaine visible a abouti à une nouvelle génération de l'instrument.

3.2 Le Photomètre CIMEL

Par rapport aux autres instruments présentés, la spécificité la plus importante du polarimètre de CIMEL est l'acquisition automatique des données. La cadence journalière de mesures dans des conditions optimales est d'environ 10 acquisitions en plan principal et en almucantar à chaque longueur d'onde. Une mesure d'extinction atmosphérique est réalisée toutes les 15 minutes pendant la journée. Un test sur l'extinction directe du rayonnement solaire décide de l'acquisition de chaque type de mesure. Les bandes spectrales de mesure sont centrées à 445, 665, 870 et 1020 nm. La mesure de polarisation n'est faite qu'à 870 nm et repose sur le même principe que RefPol mais les 3 positions du polariseur sont espacées de 60°, et non de 45°, et le mouvement de balayage est stoppé lors de l'acquisition à chaque angle de diffusion. Le champ de visée total est d'environ 1.2°. Il existe aussi des modèles sans polariseur, ce qui permet l'ajout de longueurs d'onde de mesure. Aujourd'hui plus de 50 sites de mesure font partie du réseau AERONET. Environ 15 d'entre eux sont équipés d'instruments munis de polariseurs à 870 nm. Toutes les informations utiles sur cet instrument sont résumées par Holben et al [1998] et sont disponibles sur le site Internet <http://aeronet.gsfc.nasa.gov:8080/>.

3.3 Le radiomètre POLDER

Le radiomètre POLDER [Deschamps et al, 1994] acquiert des mesures multidirectionnelles, multispectrales et polarisées du rayonnement diffusé par le système Terre-Atmosphère à partir de la plate-forme satellitaire ADEOS. Grâce à sa fauchée de 2200 km, la couverture quotidienne est quasi globale. La résolution d'un pixel au sol est de 6 km × 7 km. Entre le détecteur, constitué

d'une matrice CCD, et la chaîne optique, six filtres interférentiels et neuf filtres polariseurs sont montés sur une roue rotative. Ceci permet de mesurer la luminance totale dans six canaux et la luminance polarisée dans trois canaux (443, 670 et 865 nm). Un même point de la surface est observé sous 14 directions. Lancé en août 1996 l'acquisition opérationnelle de POLDER débute en octobre 1996. Fin juin 1997, un problème technique stoppe le fonctionnement du satellite. Cependant le projet continue avec le lancement de POLDER2, version équivalente à la première, sur ADEOS2 prévu pour 2001. Une version améliorée, POLDER3, est prévue, ainsi qu'un microsatellite, projeté pour 2003.

3.4 P.P.R. et R.S.P.

Par ailleurs, deux polarimètres ont été développés par une équipe de GISS/NASA (Goddard Institute for Space Study/NASA, New York). Ceux-ci peuvent acquérir des mesures soit du sol, soit d'un avion. L'un est une version du P.P.R. (PhotoPolarimeter/Radiometer), un des instruments embarqués dans le vaisseau spatial Galileo (<http://www.jpl.nasa.gov/galileo/instruments/ppr.html>). Il mesure la polarisation à 410, 678 et 945 nm. Le champ de vue instantané est de 0.14°. L'autre instrument est nommé R.S.P. (Research Scanning Polarimeter), il mesure la polarisation dans 9 bandes spectrales par un détecteur en silicium (à 410, 470, 555, 670, 865 et 960 nm) et par un détecteur HgCdTe refroidi (à 1510, 1880, 2250 nm). Les articles de Cairns et al [1997a; 1997b] présentent des informations sur es deux instruments.

4. Campagnes d'observations

Le suivi instrumental des deux modèles du Réflectancemètre Polarisé pendant deux années permet de corriger la dérive du rendement de l'instrument. La mesure peut alors être interprétée en termes de quantité physique. Durant cette période, les deux instruments ont été utilisés sur le terrain pour mesurer la luminance atmosphérique descendante dans des conditions atmosphériques variées: observation d'aérosols de type urbain à Lille, la plus grande agglomération française au nord de Paris, d'aérosols désertiques aux Iles Canaries lors des transports de poussière du Sahara au-dessus de l'Atlantique en été, d'aérosols marins et de pollution anthropogénique dans l'Océan Indien. Une description des campagnes d'observation est proposée avant d'interpréter les données.

Le site de Lille se situe sur le toit du bâtiment abritant le L.O.A., sur la Cité Scientifique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, à Villeneuve d'Ascq, dans la partie Sud-Est de

la Communauté Urbaine de Lille. Un vent dominant du sud-ouest (avec une composante du nord-est en hiver et au printemps) permet à l'agglomération de bénéficier d'une atmosphère relativement peu polluée. Cependant, dès que le vent chute et que le ciel se découvre, le niveau de pollution augmente et crée des alertes à l'ozone, comme il a été observé en mars et juin 1997 (des alertes de niveau plus élevé ont touché Paris au même moment). Les deux réflectancemètres polarisés ont fonctionné sur ce site, très accessible depuis le laboratoire. Beaucoup d'autres instruments photométriques ont fonctionné sur ce site, comme un aérolemètre, des photomètres à mesure solaire directe, des photomètres CIMEL automatiques et polarisés, un spectromètre.

En juin-juillet 1997, le L.O.A. a participé à ACE2 (2nd Aerosol Characterization Experiment), à Tenerife (28°18'N 16°29'W), Iles Canaries (Espagne). Ces îles sont situées dans la zone tropicale Nord-Est de l'Océan Atlantique, à 500 km au large des côtes marocaines. Elles sont sur le passage des aérosols sahariens transportés d'Afrique vers le continent américain. Le but de la campagne de mesures était de comprendre l'évolution des aérosols désertiques et de pollution européenne au cours de leur transport au-dessus de l'océan et d'évaluer leur impact radiatif direct et indirect, régional ainsi que global. Le principal site de mesures se trouve à Izaña, situé à 2370 m d'altitude, au-dessus de la couche d'inversion de température, dans la troposphère libre (Free Troposphere). Celle-ci est nommée en opposition à la couche limite marine située en dessous de la couche d'inversion. Le RefPol RP-1 et un CIMEL automatique, polarisé dans le proche infrarouge, ont été installés sur trois sites de Tenerife, dont Izaña. Les deux autres sites sont situés dans la couche limite marine: San Cristobal De La Laguna, 600 m d'altitude, site en zone urbaine; Santa Cruz De Tenerife, 20 m d'altitude, sur le bord de mer (voir plan de l'île de la *Figure 2.8*).

Pendant la campagne, des panaches de poussières désertiques survolèrent à trois reprises l'île. Ces événements étaient de faible amplitude [Raes et al, 2000; Ge'Verver, 2000]. Ils se sont produits du 7 au 9 juillet, le 17 juillet et pendant plusieurs jours à partir du 23 juillet. Les autres jours seront mentionnés comme 'jour clair' dans la suite.

Enfin, de février à mars 1999 le L.O.A. a participé à la campagne INDOEX (INDian Ocean Experiment) qui s'est déroulée dans l'archipel des Iles Maldives. La station sol était composée de six instruments dont les deux Réflectancemètres Polarisés RP-1 et RP-2. Nous avons été cinq opérateurs à nous relayer sur le site pendant toute la durée de la campagne. Celle-ci était destinée à caractériser les aérosols de pollution anthropogène transportés de l'Inde, pays en voie de développement et deuxième pays le plus peuplé au monde, ainsi que des aérosols transportés depuis les régions désertiques de la péninsule arabe et d'Afrique. Sa situation proche de l'équateur permettait de comparer les conditions atmosphériques de l'hémisphère Nord à celle de l'hémisphère Sud par des acquisitions d'instruments installés sur des avions et des bateaux. Aucune mesure acquise à INDOEX n'est cependant discutée dans ce travail.

5. Qualité des mesures

Les comparaisons entre des mesures RefPol et des mesures indépendantes, mais de même nature, permettent d'évaluer la qualité des mesures. Si des désaccords entre les mesures se révèlent supérieurs aux incertitudes, il sera néanmoins difficile de désigner l'instrument en faute. En outre, des calculs de transfert radiatif permettent de simuler la mesure avec une bonne précision lorsque la turbidité atmosphérique est faible.

5.1. Intercomparaison instrumentale

Lors de campagnes de mesures intensives de la luminance en plan principal solaire, plusieurs instruments ont fonctionné simultanément, offrant la possibilité de confronter les acquisitions. Les instruments concernés sont les deux modèles de RefPol mais aussi RadiSol et un polarimètre CIMEL. Les observations se sont déroulées en janvier, juin, septembre et octobre 1997 à Lille et également sur l'île Tenerife pendant la campagne ACE2. Les valeurs minimales et maximales des différences relatives, moyennées angulairement, du taux de polarisation et de la luminance totale entre les deux instruments sont rassemblées dans les *Tableaux 2.5 et 2.6*. Des comparaisons du taux de polarisation et de la luminance totale, mesurés pendant ACE2, sont également présentées dans Elias et al [2000] (*Annexe VII*).

Les quatre instruments s'accordent bien entre eux en ce qui concerne les mesures du taux de polarisation. La différence relative entre les mesures de chaque instrument, moyennée

angulairement, est de l'ordre de 2 à 6% entre les deux modèles de RefPol, de 5 à 6% à 870 nm entre RefPol et RadiSol, de 10% entre RefPol et CIMEL à 870 nm également.

Les comparaisons en luminance totale montrent de plus grands désaccords. Ce comportement est corrélé à l'incertitude sur ce type de mesures qui est elle aussi plus grande. A 445 et 1605 nm, le désaccord entre les deux modèles de RefPol est inférieur à 10%, diminuant même jusqu'à 2% et 5% respectivement, avec les coefficients d'étalonnage d'octobre 1997. A 870 nm la différence relative est d'environ 10% et de 20% à 665 nm. La cohérence entre les mesures de luminance totale du CIMEL et de RefPol est encourageante à 445 et 665 nm en juin 1997 (moins de 8%), mais décevante à 870 nm, de l'ordre de grandeur de l'incertitude cumulée des deux instruments (20% environ). Avec RadiSol, la comparaison montre une cohérence des mesures en janvier 1997 (10%), mais le désaccord atteint 27% en octobre 1997.

Nous avons parfois remarqué des décalages angulaires entre les différentes mesures. L'angle de visée doit être modifié de 1 ou 2° pour que la différence relative soit constante angulairement. Cependant ce décalage angulaire n'est pas constant. Nous proposons alors de faire toujours des mesures avec plusieurs instruments, afin de vérifier la valeur de l'angle de visée.

%	445 nm	665 nm	870 nm	1605 nm
RP-1 / RP-2	-2 / 10	15 / 25	-15 / -8	-5 / 10
RP-(1 ou 2) / CIMEL	8 / 42	4 / 40	25 / 25	
RP-(1 ou 2) / RadiSol			-10 / 27	

Tableau 2.5: valeurs minimales et maximales de la différence relative

$100 \times \frac{L^{tot}(\lambda, instr1) - L^{tot}(\lambda, instr2)}{L^{tot}(\lambda, instr2)}$ entre les mesures des deux instruments instr1/instr2.

%	445 nm	665 nm	870 nm	1605 nm
RP-1 / RP-2	-4 / 2	-2 / 2	-8 / 4	2 / 6
RP-(1 ou 2) / CIMEL			10	
RP-(1 ou 2) / RadiSol			-5 / -6	

Tableau 2.6: valeurs minimales et maximales de la différence relative

$100 \times \frac{P(\lambda, instr1) - P(\lambda, instr2)}{P(\lambda, instr2)}$ entre les mesures des deux instruments instr1/instr2.

Les mesures acquises par les deux modèles du Réflectancemètre Polarisé montrent une bonne cohérence entre elles. Le protocole expérimental appliqué à RefPol est donc reproductible. L'étalonnage en polarisation est fiable à 870 nm. La comparaison aux autres longueurs d'onde n'a été possible qu'entre les deux modèles du même instrument qui montrent une bonne cohérence. A 445 nm, il est possible de confronter la mesure du taux de polarisation avec des calculs de transfert radiatif.

5.2. Comparaison avec des calculs de transfert radiatif

Le rayonnement atmosphérique aux courtes longueurs d'onde dépend peu de la nature des aérosols s'ils sont peu abondants. En effet, dans ce cas, la contribution moléculaire est prépondérante. Si des mesures ont été acquises dans de telles conditions, elles peuvent alors être comparées à des calculs de transfert radiatif. La diffusion moléculaire est aisément quantifiable, et dépend de la longueur d'onde et de la pression atmosphérique (*Equation 1.19*).

Pour l'étude, les conditions expérimentales choisies sont celles d'Izaña, le 20 juin après-midi. L'angle solaire est de 74.4°. Comme Izaña est à 2370 m d'altitude, l'épaisseur optique des aérosols, mesurée par un photomètre du réseau AERONET, est faible: $\delta_{\text{aer}}(\lambda=445\text{nm})=0.025$. L'épaisseur optique moléculaire est corrigée de la pression atmosphérique locale et vaut $\delta_{\text{Ray}}(\lambda=445\text{nm})=0.176$.

Les paramètres inconnus sont l'albédo de diffusion simple des aérosols, la matrice de phase des aérosols et l'albédo de surface. Nous donnons à chacun des paramètres deux valeurs. Les caractéristiques du rayonnement descendant sont alors calculées pour quatre combinaisons de valeur des paramètres. Les rapports de la luminance totale et du taux de polarisation entre la mesure et la simulation, à 445 nm, sont respectivement tracés sur les *Figures 2.9 et 2.10*.

La comparaison de la luminance polarisée dans ces conditions est présentée dans Elias et al [2000] (*Annexe VII*).

Les rapports de luminance totale entre -50° et 70° d'angle de visée sont peu variables angulairement. Le modèle d'aérosols M_a^1 (1^{er} Chapitre) donne en pro-diffusion une luminance moins grande que la luminance de M_a^2 (bosse entre -60° et -40°). Le rapport le plus petit (et donc le plus proche de 1) est obtenu pour une absorption nulle, une surface réfléchissante, et la fonction de phase de M_a^1 .

Le rapport pour un angle de visée de 20° ($\theta_d = 94.4^\circ$) varie entre 1.15 et 1.28. Compte tenu de l'incertitude, le coefficient d'étalonnage semble être trop grand d'au moins 10%. A 870 nm, comme la variabilité du rapport est plus grande, (à 20° il fluctue entre 1.05 et 1.38) la comparaison ne peut être utilisée pour confronter la mesure.

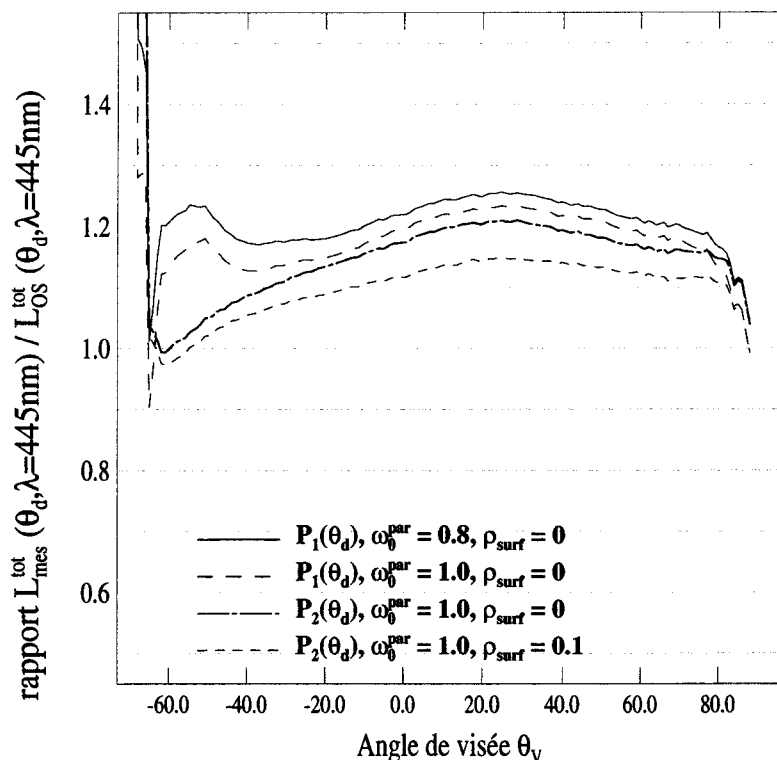


Figure 2.9. Rapport de la luminance totale mesurée sur la luminance totale calculée à 445 nm. Simulations pour plusieurs valeurs des paramètres du code OS, dans les conditions expérimentales du 20/06/97 à Izaña.

Le rapport des taux de polarisation est peu dépendant des paramètres aérosols et de surface (variabilité de 5% à 445 nm). Les courbes de la Figure 2.10 montrent une pente non nulle du rapport. En ajoutant 2° à l'angle de visée des mesures RefPol, la pente s'annule et le rapport montre un désaccord de plus de 10% en polarisation. Le modèle surestime la mesure. La variabilité des simulations augmente avec la longueur d'onde, il est donc de plus en plus difficile d'interpréter les différences. Cependant les simulations surestiment toujours les mesures et la pente du rapport reste similaire.

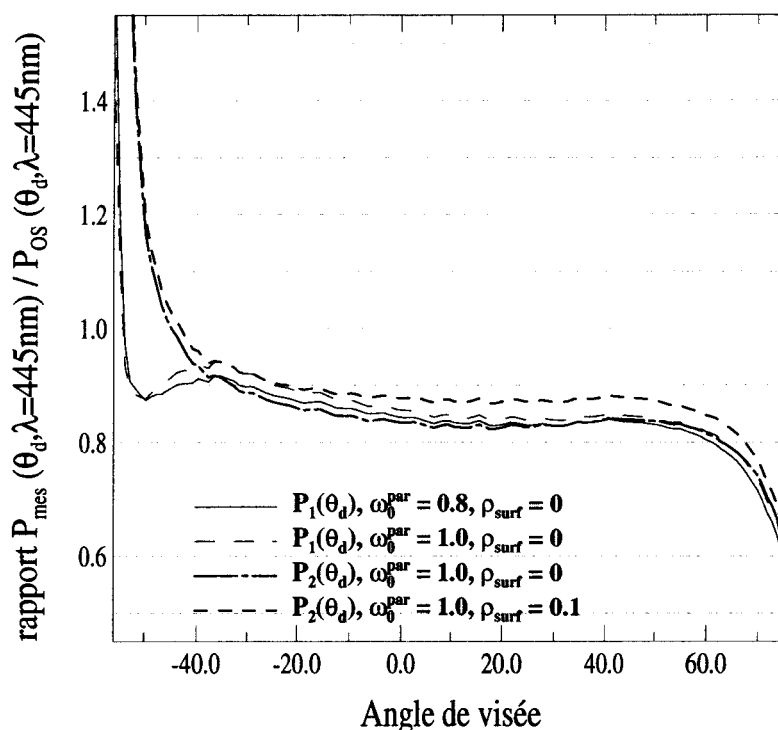


Figure 2.10. Comme Figure 2.9 mais rapport du taux de polarisation P_{mes}/P_{OS} .

Comme la surestimation en luminance totale est du même ordre de grandeur que la sous-estimation en taux de polarisation, la mesure de luminance polarisée est cohérente avec la simulation correspondante [Elias et al, 2000] (*Annexe VII*).

Les mêmes calculs ont été effectués dans les conditions de mesure réalisées à Lille le 14 janvier 1997 pour une épaisseur optique à 870 nm d'environ 0.05. Les mêmes conclusions peuvent être posées concernant l'influence du modèle d'aérosol sur les calculs. En polarisation l'accord est très bon à 445 nm et la pente est nulle sans modification de l'angle de mesure. En luminance totale les simulations sous-estiment encore les mesures et les paramètres aérosol induisent une variation de plus de 20% du rapport.

En tenant compte que la variabilité de la paramétrisation simule effectivement la mesure, les coefficients d'étalonnage absolu semblent trop grands de quelques pour cents. Le coefficient d'étalonnage en polarisation semble à l'opposé trop petit en juin 1997. Une fois encore un décalage angulaire est évoqué, mais il est appliqué uniquement sur les mesures de taux de

polarisation et non de luminance totale. L'angle mesuré par RefPol devrait faire l'objet d'une étude minutieuse. Dès qu'une étude de cas est entreprise, des comparaisons doivent être effectuées entre toutes les mesures disponibles. Ensuite, le traitement des données est possible.

6. Corrélation entre les mesures d'extinction et les mesures de luminance

Nous allons mettre en relation les mesures de luminances totale et polarisée et les mesures spectrales d'épaisseur optique. Ces dernières sont relativement simples à acquérir et sont de plus bien représentatives des conditions atmosphériques. En effet, l'épaisseur optique $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ est directement proportionnelle à la quantité d'aérosols, et le coefficient d'Ångström α (variation spectrale de $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$) est, lui, indicatif de la taille des particules (1^{er} chapitre).

6.1. Présentation des mesures d'extinction

L'épaisseur optique à 870 nm et le coefficient d'Ångström sont tracés respectivement sur les Figures 2.11 et 2.12, en fonction du jour julien de l'année 1997, à Lille et à Izaña. Ces données sont acquises par photomètre solaire et sont simultanées (dans un intervalle de temps de dix minutes) aux mesures le RefPol. Les photomètres sont de type CIMEL, certains sont activés en mode manuel, d'autres fonctionnent automatiquement.

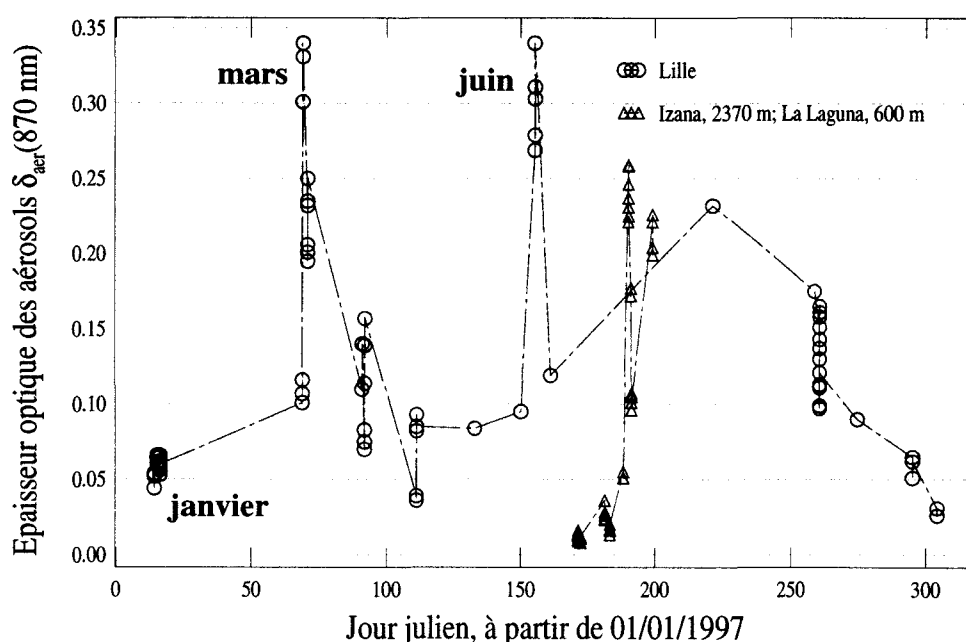


Figure 2.11. Épaisseur optique des aérosols à 870 nm, à Lille et Tenerife, de janvier 1997 à octobre 1997.

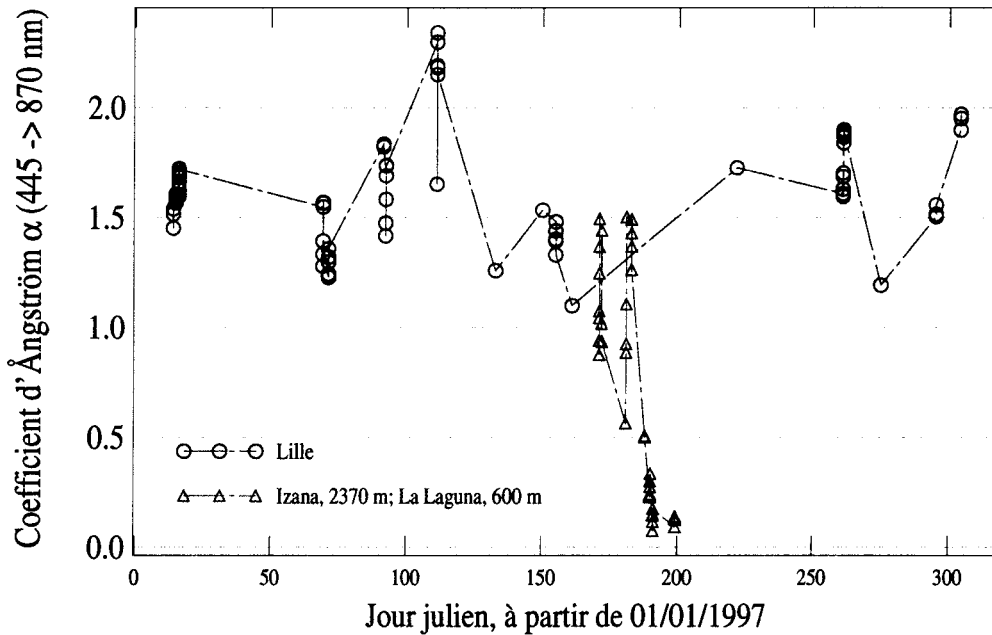


Figure 2.12. Coefficient d'Ångström (entre 445 et 870 nm), à Lille et Tenerife, de janvier 1997 à octobre 1997.

Alors que le coefficient d'Ångström est peu variable à Lille, trois périodes de quelques jours sont remarquables par les variations d'épaisseur optique: 14-16 janvier, 10-12 mars, 4-9 juin. La première période est caractérisée par une faible épaisseur optique, d'environ 0.06 à 870 nm. En revanche, pendant les deux suivantes, l'épaisseur optique dépasse 0.3 (à la même longueur d'onde). Le coefficient d'Ångström varie faiblement et présente des valeurs similaires pendant les trois périodes considérées, de l'ordre de 1.5, ce qui indique la présence de petites particules. Ces mesures sont caractéristiques des aérosols de pollution urbaine.

La Figure 2.13 présente l'épaisseur optique à 870 nm tracée en fonction du coefficient d'Ångström. La relation entre ces deux grandeurs est caractéristique du site de mesures, et donc représentative des aérosols l'impactant.

Sur un délai de cinq mois, de mi-janvier à mi-juin, on a 27 jours d'acquisition simultanée de mesures par les réflectancemètres polarisés et par les photomètres solaires. Cette proportion de jours aux conditions favorables correspond aux moyennes annuelles du nombre de jours clairs évaluées par MétéoFrance pour Lille. Un jour sur deux témoigne de pluie, un jour sur cinq de brouillard, un jour sur neuf d'orage ou de neige, ce qui laisse un jour sur cinq où nous pouvons utiliser les instruments.

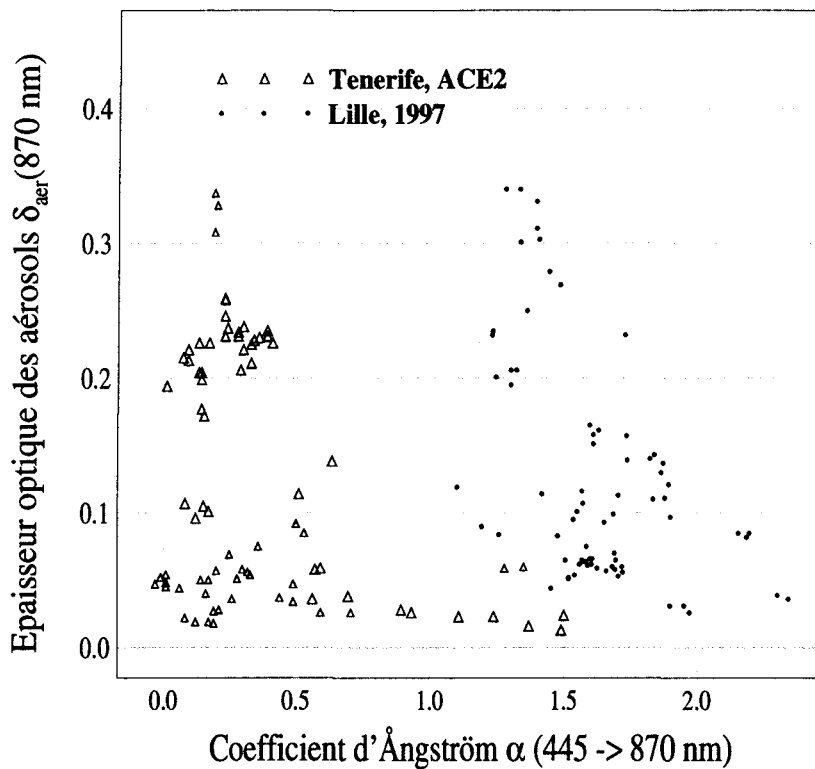


Figure 2.13. Relation entre le coefficient d'Ångström et l'épaisseur optique à 870 nm, mesurés à Lille et à Tenerife.

La variabilité des propriétés optiques des aérosols est également très prononcée à Izaña, bien que les mesures y soient moins nombreuses, [Elias et al, 2000] (*Annexe VII*). L'épaisseur optique à 870 nm, mesurée à Izaña, augmente du niveau de détection instrumentale (0.01 environ), pendant les jours clairs, à 0.25, pendant l'événement aérosols du 17 juillet. A La Laguna, l'épaisseur optique des aérosols $\delta_{\text{aer}}(\lambda=870\text{nm})$ varie de 0.02 à 0.07 pendant les jours clairs (30 juin, 1^{er}, 5 et 6 juillet) et atteint la valeur de 0.27 pendant l'événement aérosols du 8 juillet. Contrairement à Lille, non seulement le nombre, mais aussi la nature des aérosols a varié, comme le montre le coefficient d'Ångström qui diminue de 1.6 à moins de 0.4 en présence des aérosols désertiques. Ces données sont cohérentes avec de nombreux travaux qui ont montré que les aérosols désertiques sont constitués d'assez grosses particules et correspondent donc à un faible coefficient d'Ångström (voir [Kaufman, 1993] par exemple).

6.2. Caractéristiques des mesures du rayonnement atmosphérique

Les *Figures 2.14 à 2.16* présentent des mesures de luminance et de taux de polarisation réalisées par RefPol. La *Figure 2.14* correspond à des mesures réalisées à Lille les 16 janvier et 12 mars 1997, la *Figure 2.15* à des mesures acquises à Izaña le 21 juin et le 17 juillet, la *Figure 2.16* à des mesures acquises à La Laguna le 1^{er} juillet et le 8 juillet. Afin de réduire l'influence du sol sur les mesures (importante en luminance totale et en taux de polarisation) on sélectionne les données acquises pour un angle solaire similaire. Les graphiques en haut de page montrent la luminance totale $L^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda)$, les graphiques à mi-hauteur, le taux de polarisation $P(\theta_d, \lambda)$, les graphiques en bas de page, la luminance polarisée $L^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$. Les mesures multispectrales sont présentées, les échelles sont spécifiques à chaque type de graphique.

Les commentaires sur les mesures présentées sur les *Figures 2.14 à 2.16* sont accompagnés des résultats d'une étude sur toute la série de mesures acquises à Lille et à Tenerife.

Toutes longueurs d'onde confondues, le maximum du taux de polarisation est atteint entre 86 et 97°, le minimum de la luminance totale entre 85 et 95°, à Lille et à Izaña.

A Izaña (situé sur un haut plateau), l'horizon du site est dégagé. Ainsi la limite maximale de validité des mesures en angle de visée est repoussée jusqu'à 80°, au lieu de 75° comme à Lille et à La Laguna.

Les luminances totale et polarisée diminuent avec la longueur d'onde. En effet la luminance est proportionnelle à l'épaisseur optique totale de diffusion qui augmente quand λ diminue. La contribution moléculaire à la luminance augmente plus vite que la contribution des aérosols et devient même majoritaire à 445 nm.

La dépendance spectrale du taux de polarisation est plus variable que celle des luminances (totale et polarisée). Dans plus de deux cas sur trois, à Lille, le taux de polarisation à 665 nm est équivalent au taux de polarisation à 445 nm, comme par exemple le 16/01 (*Figure 2.14*). Le 13/02, les taux de polarisation à 665 et 870 nm sont confondus. A Tenerife, la différence spectrale est encore plus marquée. Deux types de comportement sont observables: soit le taux de polarisation à 445 nm est supérieur au taux à 665 nm, soit le comportement spectral est semblable à ce que montrent les données de Lille. Le rapport du taux de polarisation à 870 nm sur celui à 445 nm varie entre 0.7 et 0.9 alors qu'à Izaña il se situe plus souvent autour de 0.5.

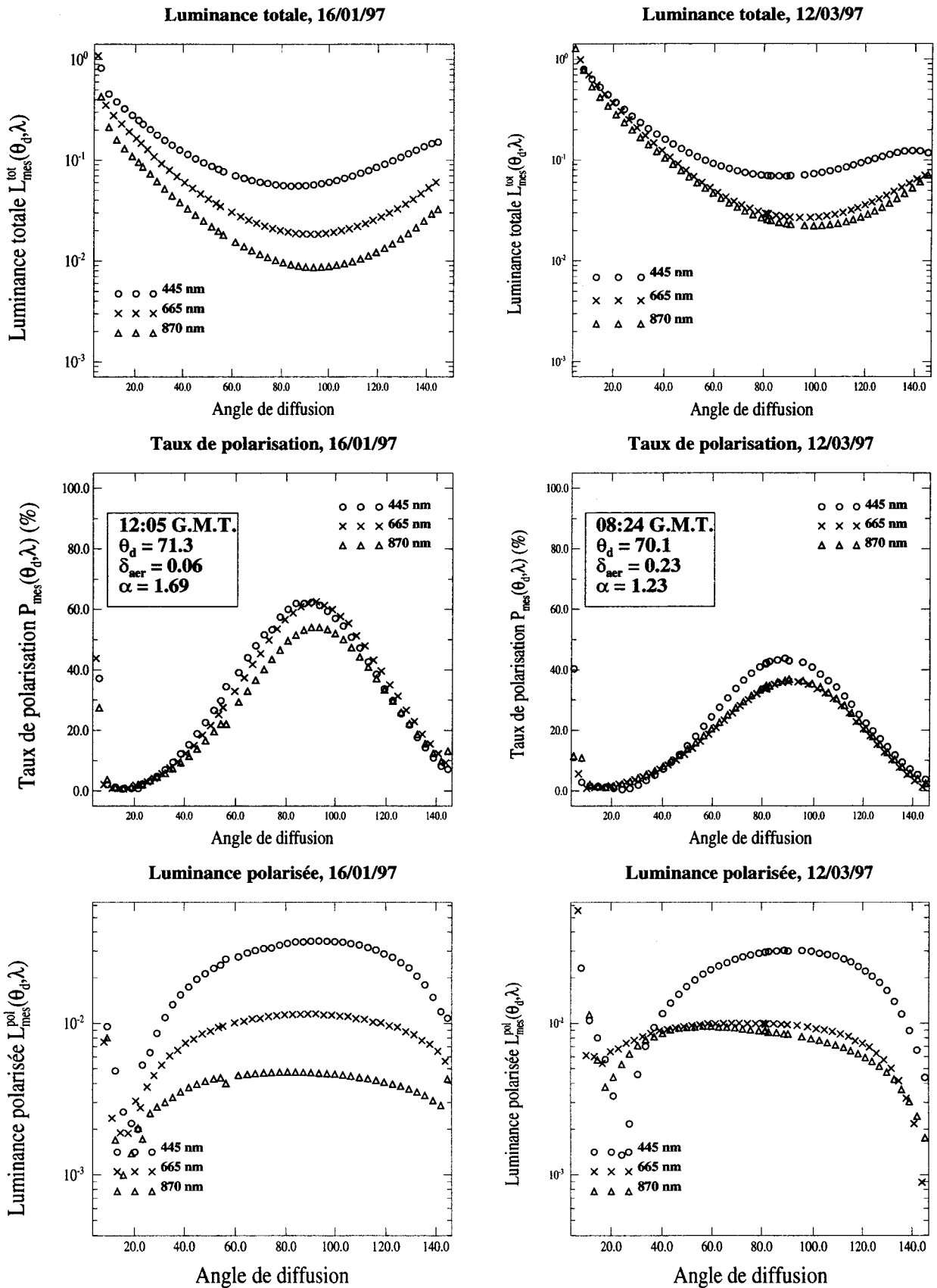


Figure 2.14. Mesures RefPol à 445, 665 et 870 nm à Lille le 16/01/1997 et 12/03/1997. Les valeurs d'épaisseur optique, de l'angle solaire et du coefficient d'Ångström (quand $\delta_{aer}(\lambda) > 0.02$) sont indiquées.

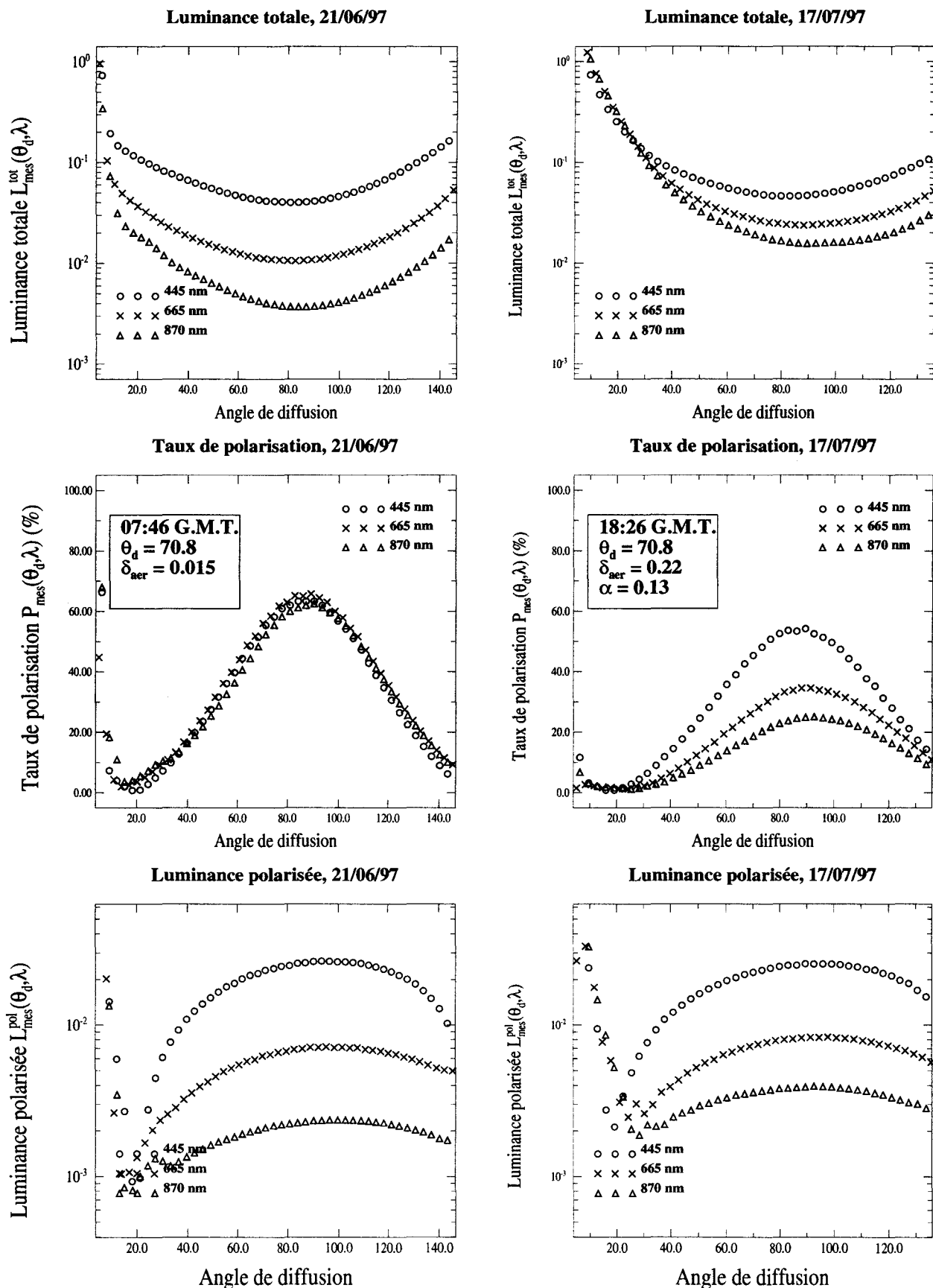


Figure 2.15. Comme Figure 2.14 mais les mesures sont réalisées à Izaña le 21/06/1997 et le 17/07/1997.

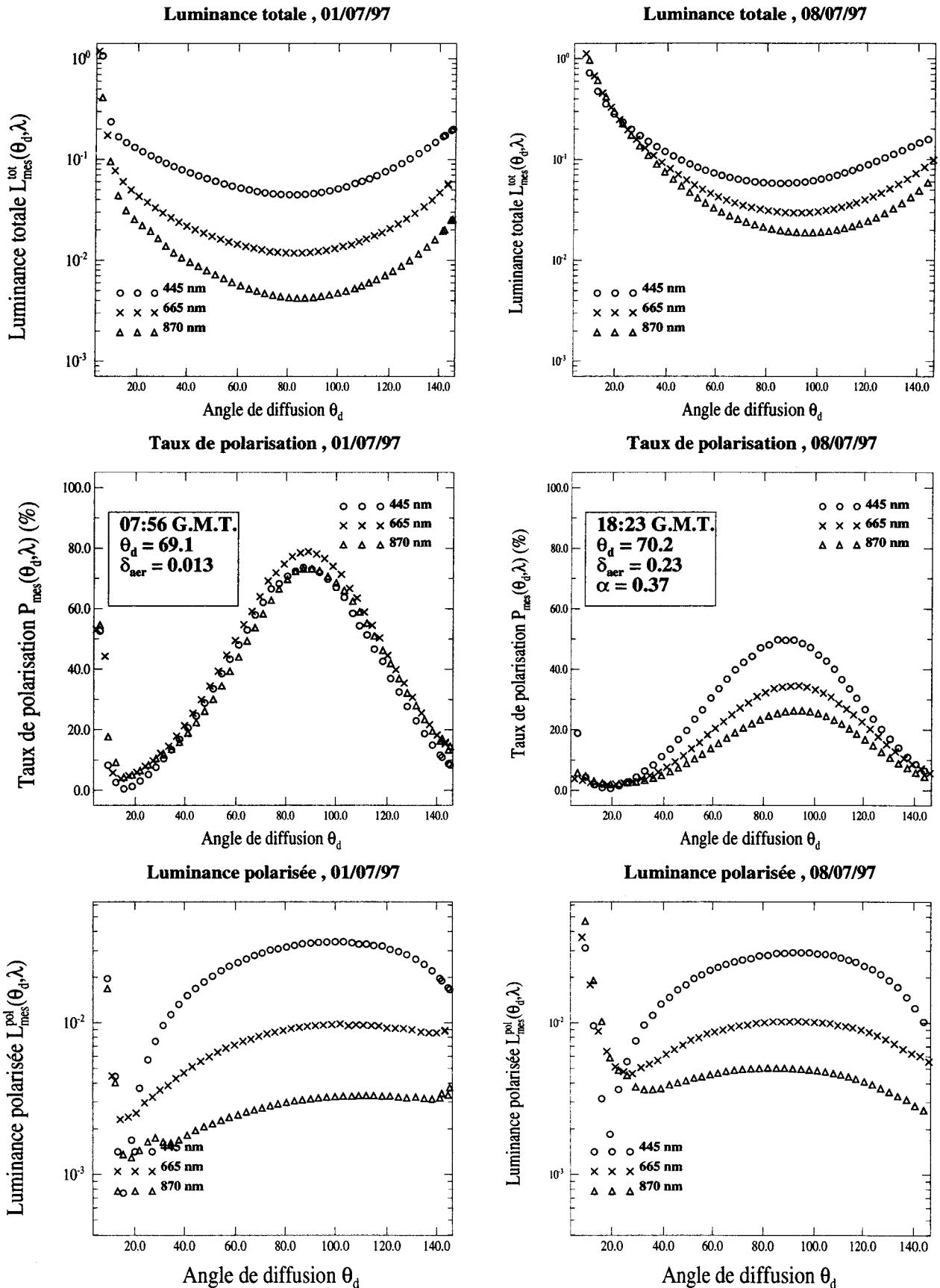


Figure 2.16. Comme Figure 2.14 mais les mesures sont réalisées à La Laguna le 01/07/1997 et le 08/07/1997.

A Lille, le rapport du taux à 1605 nm par le taux à 445 nm prend toutes les valeurs entre 0.2 et 1.1 avec une plus grande fréquence pour un rapport de 1.1, alors qu'à Tenerife plus de la moitié des mesures donnent un rapport de 0.4 et jamais le taux de polarisation à 1605 nm n'est supérieur à celui à 445 nm.

6.3. Relation entre la mesure de luminance et la mesure d'épaisseur optique

Le jeu de données dont on dispose est unique. En effet, jamais auparavant, des mesures sol de l'état de polarisation du rayonnement descendant n'ont été acquises à quatre longueurs d'onde et sur une période de plusieurs mois. Nous pouvons ainsi étudier la sensibilité des mesures de luminance aux mesures d'épaisseur optique.

D'après les mesures présentées sur les *Figures 2.14 à 2.16*, quand $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ augmente, $L_{\text{tot}}(\theta_d, \lambda)$ augmente et $P(\theta_d, \lambda)$ diminue, quelle que soit la longueur d'onde.

L'étude de la série de mesures acquises à Lille a montré que la valeur maximale du taux de polarisation, $P_{\text{max}}(\lambda)$, est bien corrélée avec l'épaisseur optique à la même longueur d'onde. Le coefficient de corrélation de la régression linéaire entre ces deux quantités varie de 0.73 à 0.89, de 870 à 445 nm respectivement. Le taux de polarisation $P_{\text{max}}(\lambda)$ est tracé en fonction de $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$, à 445 et 870 nm, sur les *Figures 2.17 et 2.18* respectivement. Des résultats de calculs de transfert radiatif sont tracés sur la même figure. L'épaisseur optique est variable, l'albédo de surface prend deux valeurs à chaque longueur d'onde ($\rho_s(\lambda=445\text{nm})=\rho_s(\lambda=870\text{nm})=0$ et $\rho_s(\lambda=445\text{nm})=0.1$, $\rho_s(\lambda=870\text{nm})=0.3$), la matrice de phase est calculée pour les modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 .

Ces figures montrent que l'effet de la matrice de phase est prépondérant sur la réflexion de la surface. A 870 nm les mesures sont bien encadrées par les simulations. Les mesures d'Izaña à 445 et 870 nm semblent plus proches de M_a^2 .

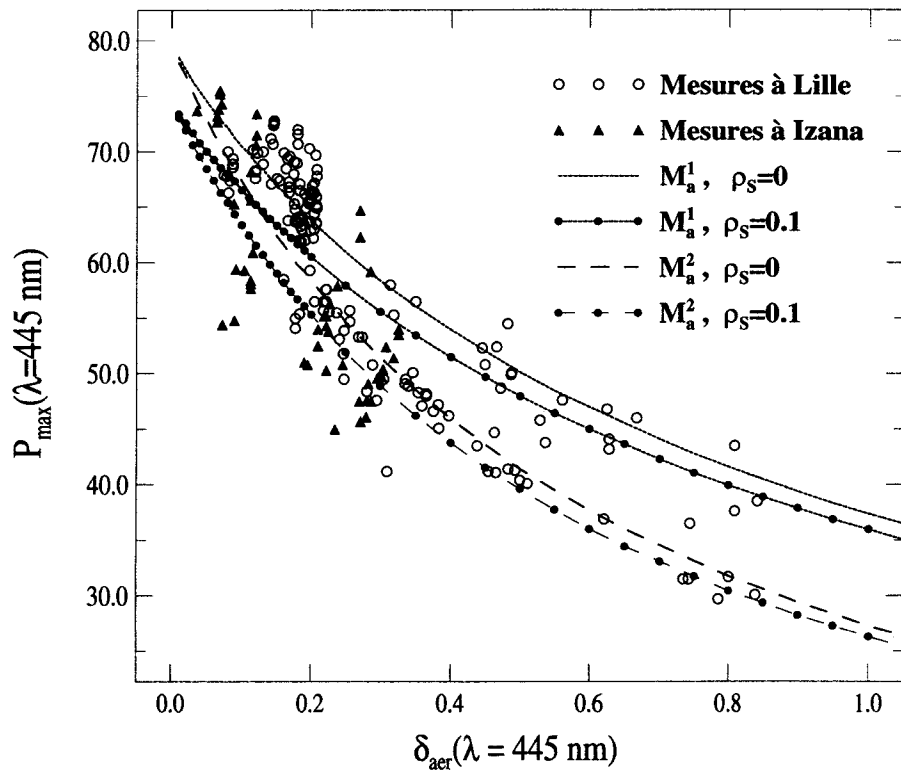


Figure 2.17. Relation entre le taux de polarisation et l'épaisseur optique à 445 nm. Mesures acquises à Lille et à Izaña, simulations pour plusieurs paramétrisations.

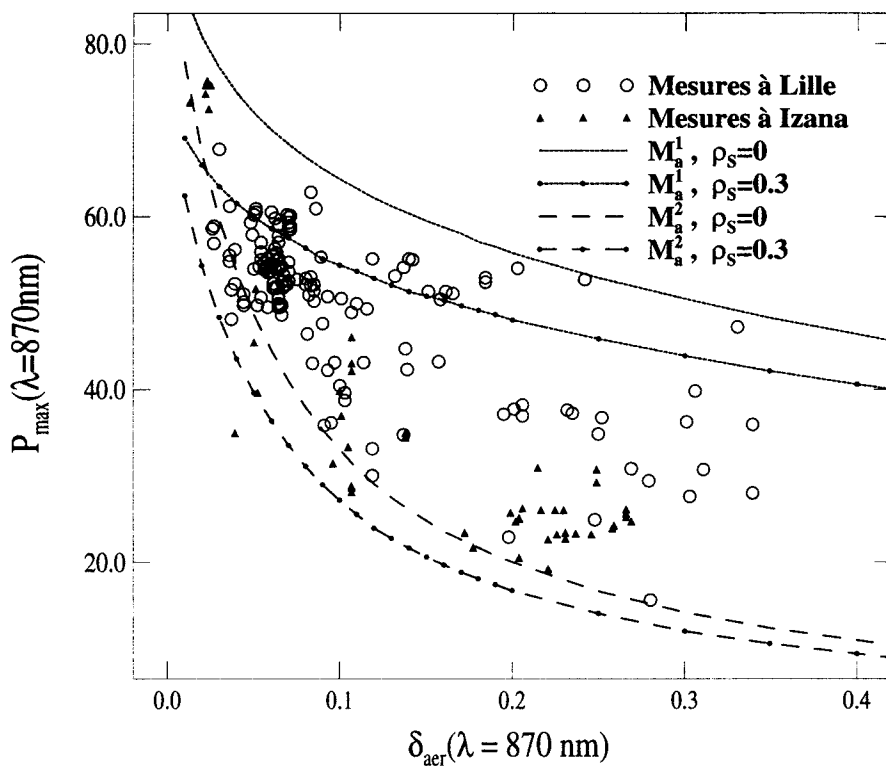


Figure 2.18 Comme Figure 2.17 mais à 870 nm.

La valeur de la luminance totale à 30° est très bien corrélée avec la mesure d'épaisseur optique à 870 nm (*Figure 2.19*). Le coefficient de corrélation de la régression linéaire atteint 0.96 à Lille (0.90 à Tenerife). Comme pour les *Figure 2.17 et 2.18*, des calculs pour deux valeurs de ρ_S et deux modèles d'aérosols sont superposés à la régression linéaire. Nous pouvons observer que l'albédo de surface a peu d'effet sur les calculs. Les mesures sont plus proches des calculs effectués avec le modèle d'aérosols M_a^2 .

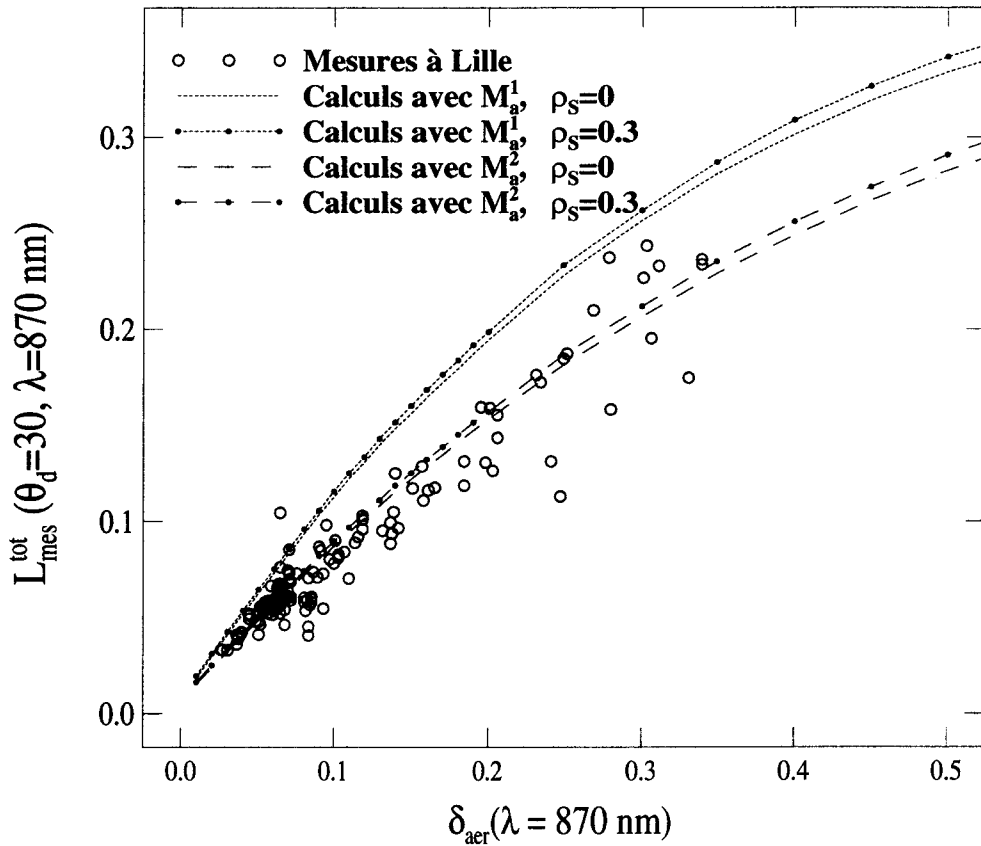


Figure 2.19. Relation entre la luminance totale et l'épaisseur optique à 870 nm. Mesures à Lille et simulations pour plusieurs paramétrisations.

Dans l'approximation de diffusion primaire, la luminance polarisée des aérosols est exprimée comme

$$L_a^{pol}(\theta_d, \lambda) \approx \frac{\varpi_0(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda)}{4 \cos \theta_v} \quad (2.14)$$

A 870 et 1605 nm la contribution moléculaire est généralement faible, alors $L_{mes}^{pol}(\theta_d, \lambda) \approx L_a^{pol}(\theta_d, \lambda)$.

Nous étudions alors la corrélation entre $L_{mes}^{pol}(\theta_d, \lambda) \cdot \cos\theta_v$ et $\delta_{aer}(\lambda)$. La régression linéaire entre $\delta_{aer}(\lambda)$ et la valeur maximale de $L_{mes}^{pol}(\theta_d, \lambda) \cdot \cos\theta_v$, correspondant à des mesures acquises à Lille, donne un coefficient de corrélation de 0.76 et 0.83 à 870 et 1605 nm respectivement (0.57 et 0.88 à Izaña). Les courbes sont tracées sur la *Figure 2.20*, pour $\lambda=870$ nm. La corrélation est meilleure quand la contribution moléculaire diminue. D'autre part, le rapport $\frac{L_{mes}^{pol}(\theta_d, \lambda = 870nm)}{L_{mes}^{pol}(\theta_d, \lambda = 1605nm)}$ est bien corrélé avec le coefficient d'Ångström, dans le cas des mesures acquises à Izaña.

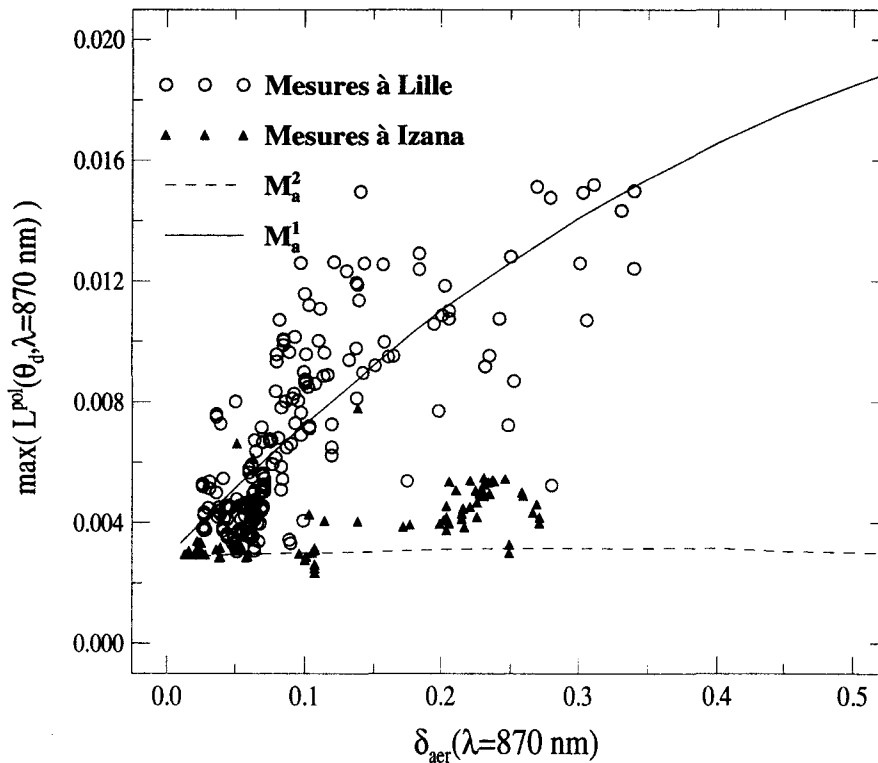


Figure 2.20. Relation entre la luminance polarisée multipliée par le cosinus de l'angle de visée et l'épaisseur optique à 870 nm. Mesures à Lille et simulations pour plusieurs paramètres.

Nous observons que les mesures de luminance sont sensibles aux conditions atmosphériques exprimées par les mesures de l'épaisseur optique. D'autre part les comportements sont cohérents avec les simulations.

7. Conclusion

Les performances instrumentales du RefPol ont été testées par des mesures en laboratoire. Le taux de polarisation est mesuré avec une bonne précision, la luminance polarisée cumule l'incertitude des deux types de coefficient d'étalonnage. L'incertitude est plus petite aux longueurs d'onde du visible qu'à celles de l'infrarouge. Elle est de 6% sur les mesures de luminance totale à 445 et 665 nm, de 8% à 870 et 1605 nm. Les coefficients d'étalonnage sont relativement stables sur plusieurs années (1996-1997-1998).

Des comparaisons avec des données acquises par d'autres instruments montrent une bonne performance des mesures de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique à toutes les longueurs d'onde, ainsi que de la luminance totale à 445 nm. Des calculs de transfert radiatif (quand la contribution des aérosols est faible) montrent une sous-estimation de la luminance totale à 445 nm. Les mesures de luminances totale et polarisée ont été confrontées à des mesures de l'épaisseur optique. Chaque grandeur est corrélée aux mesures d'épaisseur optique. La bonne corrélation entre les mesures de luminance polarisée et les mesures de l'épaisseur optique en particulier offre des perspectives intéressantes. En effet cette propriété pourrait être vérifiée sur des mesures satellitaires du rayonnement, comme la contribution de la surface est faible. Cependant une étude préliminaire de comparaison directe des mesures satellitaires aux mesures sol de même nature serait nécessaire.

Un autre aspect concerne le large champ de visée du Réflectancemètre Polarisé. Le rayonnement inclus dans un angle de 16° est intégré par l'instrument, ce qui provoque une déformation de la mesure. Une correction systématique devrait être appliquée aux mesures brutes.

Une caractérisation plus précise des aérosols nécessite l'évaluation des fonctions de phase naturelle et polarisée. Les mesures de luminance vont alors être corrigées des contributions

moléculaires et de surface ainsi que des effets de diffusion multiple. Ces aspects sont traités dans le chapitre suivant.

3^e Chapitre.

Restitution des fonctions de phase polarisées et naturelles dans le visible et le proche infrarouge.

En situation de ciel clair, la luminance atmosphérique a pour origine la diffusion multiple du rayonnement solaire par les aérosols et les molécules. La surface intervient également par l'intermédiaire du couplage réflexion-diffusion. Nous avons montré que les champs de luminance totale et polarisée présentent une grande variabilité en amplitude et spectralement (1^{er} Chapitre). Les mesures de luminance totale, polarisée et de taux de polarisation semblent corrélées avec les valeurs d'épaisseur optique acquises simultanément par un photomètre solaire (2^e Chapitre).

Comme le rayonnement diffusé au 1^{er} ordre est proportionnel à la fonction de phase naturelle des aérosols, il est intéressant d'évaluer la part de la diffusion primaire dans la luminance mesurée pour estimer les propriétés diffusantes des aérosols. Weinman et al [1975] ont montré qu'il est possible de calculer analytiquement la diffusion multiple à partir de la diffusion primaire dans l'almucantar (quand $\sin\theta_d \sim \theta_d$). Leur méthode permet alors d'estimer la fonction de phase naturelle à partir de mesures de la diffusion dans l'almucantar. Elle n'est cependant valable que pour des atmosphères peu turbides et pour une faible inclinaison solaire. Weinman et al évoquent également le besoin d'ordinateurs plus puissants pour appliquer une méthode numérique. D'autres ont ensuite appliqué des méthodes améliorées sur de nombreuses mesures [Nakajima et al, 1983; Kaufman et al, 1994]. Le principe de la méthode de restitution des fonctions de phase polarisée et naturelle, de 20 à 140° environ, développée dans le proche infrarouge par Vermeulen [1996], repose sur l'évaluation numérique de la diffusion primaire sur la luminance mesurée. Le rapport entre la luminance diffusée au 1^{er} ordre et la luminance exacte, appelé le rapport 'primaire sur multiple', dépend de l'albédo de diffusion simple des aérosols, de l'épaisseur optique et de l'angle de diffusion. Il est peu sensible à la matrice de phase à 870 nm et est calculé pour une surface non réfléchissante.

Les données nécessaires à la procédure de restitution de la fonction de phase sont classées en deux catégories: (i) paramètres expérimentaux, (ii) paramètres algorithmiques (voir organigramme de la *Figure 3.1*).

Les paramètres expérimentaux dépendent des conditions atmosphériques ainsi que des caractéristiques instrumentales. Les paramètres algorithmiques sont calculés par un modèle d'aérosols 'paramètre' (défini par une granulométrie et un indice de réfraction). Celui-ci peut être sélectionné dans une classification selon la localisation et les conditions atmosphériques de l'expérience, ou provenir du traitement préalable de données indépendantes (voir le 4^e Chapitre).

La grandeur restituée par le protocole, $R^{\text{nat}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ (Figure 3.1 ou Equation 3.10 pour son expression analytique), est la fonction de phase vraie, $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$, pondérée par le rapport de l'albédo de diffusion simple vrai, ϖ_0^{vrai} , à l'albédo de diffusion simple paramètre, ϖ_0^{par} . Les deux grandeurs recherchées ϖ_0^{vrai} et $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$ caractérisent chacune une propriété optique des aérosols, respectivement, leur absorption et la distribution angulaire du rayonnement diffusé. Le même protocole appliqué à la luminance polarisée donne le résultat $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$, dépendant de ϖ_0^{par} , ϖ_0^{vrai} et $Q_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$.

La sensibilité du résultat aux paramètres d'entrée oriente l'étude autour de trois points.

a) Distinction des propriétés absorbantes et diffusantes des aérosols

La fonction de phase naturelle est normalisée (1^{er} Chapitre). Cette contrainte permet de sélectionner la valeur de l'albédo de diffusion simple $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$ pour laquelle la restitution $R^{\text{nat}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{vrai}})$ est la fonction de phase naturelle $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$. On obtient ainsi la fonction de phase vraie ainsi que la valeur vraie de l'albédo de diffusion simple. Cette opération nécessite un échantillonnage angulaire plus étendu de la fonction de phase à l'aide de la mesure de l'auréole solaire [Devaux et al, 1998].

b) Incertitudes liées aux erreurs expérimentales

La normalisation de la fonction de phase naturelle ne contraint que l'intégrale de la fonction de phase sur son champ angulaire, et non sa dépendance angulaire. Cette dernière dépend alors des incertitudes expérimentales, notamment sur l'étalonnage absolu (2^e Chapitre). L'incertitude sur les autres paramètres expérimentaux doit aussi être considérée.

c) Matrice de phase 'paramètre'

Un modèle d'aérosols permet de calculer les paramètres algorithmiques ω_0^{par} et la matrice de phase P_a^{par} . Le point a) exploite l'effet de ω_0^{par} sur la restitution pour sélectionner la fonction de phase naturelle. Il est également nécessaire d'étudier la sensibilité de la restitution à la matrice de phase.

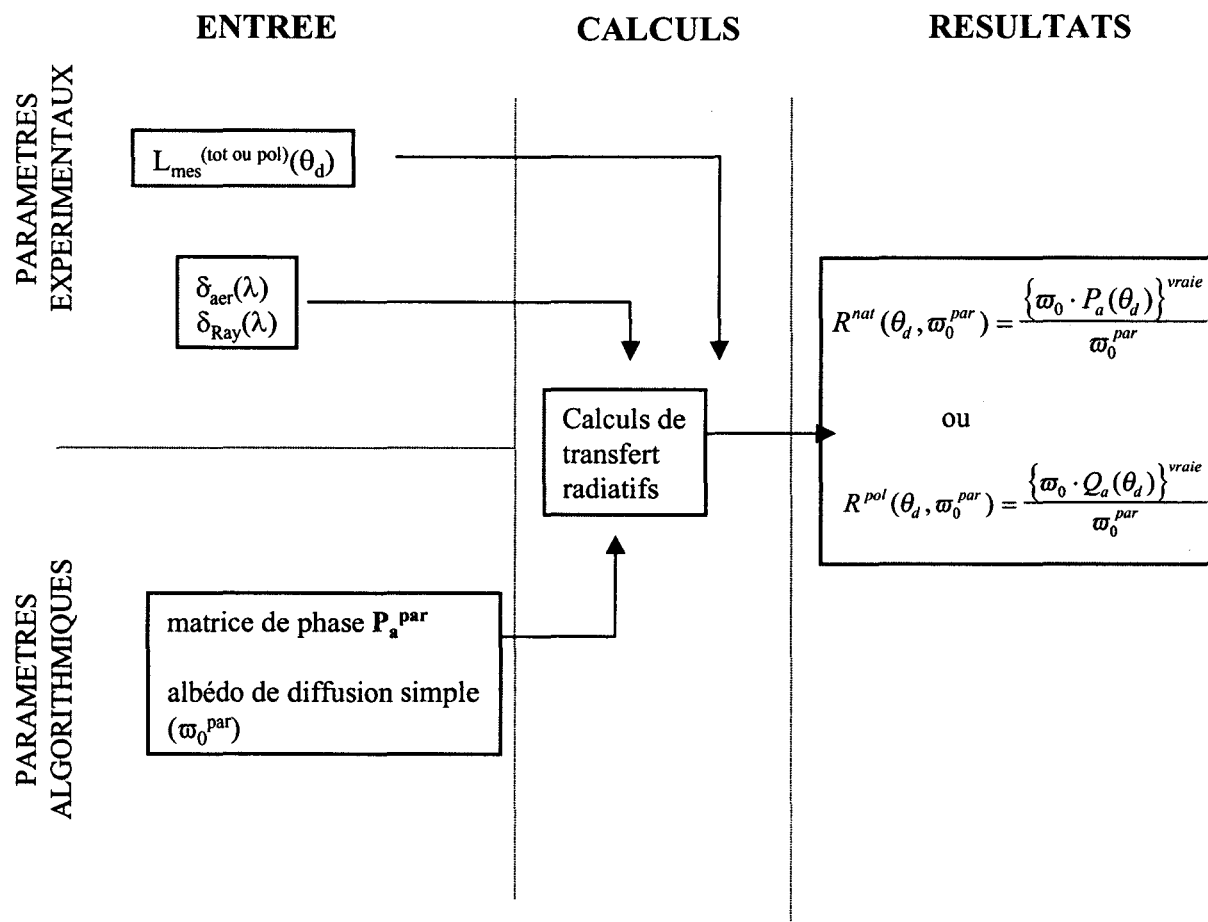


Figure 3.1. Organigramme du protocole de restitution de la fonction de phase à partir d'une mesure de luminance. Deux types de paramètres sont inventoriés : les paramètres expérimentaux et les paramètres algorithmiques. Le résultat dépend des propriétés optiques vraies mais aussi de l'albédo de diffusion simple paramètre. L'épaisseur optique moléculaire $\delta_{\text{Ray}}(\lambda)$ est calculée par la théorie de Rayleigh. Elle dépend également des caractéristiques instrumentales (par les spectres des bandes passantes des filtres), et des conditions atmosphériques par le niveau de pression atmosphérique.

La détermination précise des caractéristiques des aérosols (aspect traité au 4^e Chapitre) nécessite une restitution correcte des fonctions de phase. Nous étudions la faisabilité du protocole de restitution dans les domaines spectraux du visible et du proche infrarouge. Les calculs sont réalisés à 445, 665, 870, 1605 nm, mais seuls les résultats obtenus à 445 et 870 nm sont présentés ici. Ces

derniers suffisent généralement à décrire le comportement spectral de la méthodologie. Quand le comportement aux autres longueurs d'onde est significatif, il est alors mentionné.

L'expression analytique détaillée du protocole fait l'inventaire des propriétés optiques concernées (1^{er} paragraphe). Le résultat du protocole est très sensible à la valeur paramètre de l'albédo de diffusion simple des aérosols, ϖ_0^{par} (2^e paragraphe). La restitution correspond à la fonction de phase naturelle pour une seule valeur de ϖ_0^{par} (3^e paragraphe). L'impact des biais d'étalonnage (sur les paramètres expérimentaux) est estimé par l'application du protocole sur des simulations (4^e paragraphe). Le protocole est appliqué pour une valeur de ϖ_0^{par} constante aux mesures multispectrales acquises dans le cadre de la validation des données aérosols de POLDER au-dessus des terres émergées, ainsi qu'aux mesures acquises à 870 nm par des instruments du réseau AERONET (5^e Paragraphe). Les restitutions sont confrontées à des données indépendantes (6^e paragraphe). La luminance polarisée des aérosols est estimée afin d'en étudier la dépendance spectrale (7^e paragraphe).

1. Algorithme de restitution des fonctions de phase polarisée et naturelle

Dans le cas de l'approximation 'atmosphère plane parallèle', composée d'un mélange d'aérosols et de molécules verticalement homogène, et pour une surface non réfléchissante, la luminance totale diffusée principalement dans le plan principal solaire, $L^{\text{tot}(1)}(\theta_d, \lambda)$, s'exprime analytiquement d'après la fonction de phase naturelle du mélange $P_{\text{mel}}(\theta_d, \lambda)$, de l'albédo de diffusion simple du mélange $\varpi_0^{\text{mel}}(\lambda)$ (Equations 1.21 et 1.23), de l'épaisseur optique totale $\delta_{\text{tot}}(\lambda) = \delta_{\text{Ray}}(\lambda) + \delta_{\text{aer}}(\lambda)$ et des conditions géométriques $\mu_S = \cos \theta_S$ et $\mu_V = \cos \theta_V$ (1^{er} chapitre):

$$L^{\text{tot}(1)}(\theta_d, \lambda) = \varpi_0^{\text{mel}}(\lambda) \cdot P_{\text{mel}}(\theta_d, \lambda) \times \frac{E_S(\lambda)}{4 \cdot \pi} \times \left[e^{\frac{\delta_{\text{tot}}(\lambda)}{\mu_V}} - e^{-\frac{\delta_{\text{tot}}(\lambda)}{\mu_S}} \right] \times \frac{\mu_S}{\mu_S - \mu_V} \quad (3.1)$$

$E_S(\lambda)$ est le flux solaire incident hors atmosphère, dont la variation spectrale est tabulée [Iqbal, 1983]. Rappelons que chacune des propriétés optiques des aérosols représente la propriété de toute la population d'aérosols contenue dans la colonne atmosphérique.

La luminance primaire dépend directement de la fonction de phase naturelle des aérosols $P_a(\theta_d, \lambda)$.
En effet,

$$\varpi_0^{mel}(\lambda) \cdot P_{mel}(\theta_d, \lambda) = \frac{\varpi_0(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot P_a(\theta_d, \lambda) + \delta_{Ray}(\lambda) \cdot P_{Ray}(\theta_d)}{\delta_{tot}(\lambda)} \quad (3.2)$$

Les autres termes de l'Equation 3.1, excepté l'albédo de diffusion simple des aérosols ϖ_0 , sont accessibles par la mesure ($\delta_{tot}(\lambda)$, θ_S et θ_V), ou sont tabulés ($E_s(\lambda)$ et $P_{Ray}(\theta_d)$). L'objectif de l'algorithme décrit ci-après est alors de déduire la contribution de la diffusion primaire dans la mesure de luminance, totale ou polarisée (et remplissant les conditions de validité de l'Equation 3.1). Seule la luminance totale est considérée ici pour décrire la méthode, mais le protocole est applicable aussi à la luminance polarisée mesurée.

1.1. La démarche

- En réalité la surface réfléchit une partie du rayonnement atmosphérique. Comme l'Equation 3.1 est valable pour une surface non réfléchissante, la contribution de la surface est évaluée par des simulations dans les conditions expérimentales (θ_S , $\delta_{aer}(\lambda)$, $\delta_{Ray}(\lambda)$). Les calculs sont réalisés dans le cas d'une surface noire ($\rho_S = 0$) et pour une surface réfléchissante ($\rho_S \neq 0$). La différence des deux luminances $L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \rho_S \neq 0)$ et $L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \rho_S = 0)$, calculées par le code OS, donne une estimation de la contribution de la surface en luminance totale $\Delta L_{Surf}^{tot}(\theta_d, \lambda)$:

$$\Delta L_{Surf}^{tot}(\theta_d, \lambda) = L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \rho_S \neq 0) - L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \rho_S = 0) \quad (3.3)$$

La première opération consiste à soustraire ce terme de la mesure $L_{mes}^{tot}(\theta_d, \lambda)$ pour estimer la contribution atmosphérique $L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda)$ à la luminance totale mesurée:

$$L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda) = L_{mes}^{tot}(\theta_d, \lambda) - \Delta L_{OS}^{tot, Surf}(\theta_d, \lambda) \quad (3.4)$$

- Pour évaluer la part de la diffusion primaire dans le signal mesuré, on évalue d'abord la part de la diffusion primaire dans la luminance calculée à partir des conditions expérimentales. Le rapport 'primaire sur multiple', $R_{P/M}^{tot}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$, est calculé en faisant le rapport de la luminance diffusée au 1^{er} ordre par la luminance exacte (résultant des diffusions multiples):

$$R_{P/M}^{tot}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par}) = \frac{L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})}{L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})} \quad (3.5)$$

La luminance primaire $L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ est calculée à partir de l'Equation 3.1 alors que la luminance multiple $L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ est calculée par le code OS. Chaque luminance est calculée dans les conditions expérimentales. La valeur de ce rapport à 870 nm dépend peu de la matrice de phase mais est très sensible à la valeur de l'albédo de diffusion simple paramètre ϖ_0^{par} . Comme les diffusions successives font intervenir plusieurs fois l'absorption des aérosols, $L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ décroît plus vite que $L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ quand ϖ_0^{par} diminue. Le rapport augmente donc quand l'absorption augmente. La sensibilité du rapport à ϖ_0^{par} est fonction des diffusions multiples dont la part augmente en rétro-diffusion et pour un accroissement de l'épaisseur optique [Elias, 2000] (*Annexe VII*).

Le facteur de proportionnalité $R_{P/M}^{tot}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ est ensuite appliqué à la composante atmosphérique de la mesure $L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ pour évaluer la contribution de la diffusion primaire $L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$ dans la mesure.

$$L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda) = L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda) \times R_{P/M}^{tot}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par}) \quad (3.6)$$

On déduit ainsi la luminance 'primaire' expérimentale pour une surface non réfléchissante, $L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda, \varpi_0^{par})$. D'après l'Equation 3.1, ce terme dépend directement de la fonction de phase des aérosols $P_a(\theta_d, \lambda)$. Rappelons que la validité de cette expression est limitée par l'hypothèse plan parallèle et homogène. Néanmoins, Vermote et Tanré [1992] ont montré que l'effet de sphéricité de la terre n'affecte la luminance que pour $\theta_s > 80^\circ$. De plus, l'étude de sensibilité du protocole à 870 nm a montré une influence négligeable d'une méconnaissance sur l'échelle de hauteur des aérosols [Vermeulen, 1996].

- En résumé, l'ensemble des corrections appliquées peut s'écrire ainsi:

$$\left[L_{mes}^{tot}(\theta_d, \lambda) - \left(L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho_{sol} \neq 0) - L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho_{sol} = 0) \right) \right] \times \frac{L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)}{L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho_{sol} = 0)} = L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda) \quad (3.7)$$

Ceci signifie que le rapport ‘primaire sur multiple’ simulé est égal au rapport ‘primaire sur multiple’ expérimental, $\frac{L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)}{L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda)} = \frac{L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)}{L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho = 0)}$, ce qui s’écrit aussi:

$$\frac{L_{atm}^{tot}(\theta_d, \lambda)}{L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho = 0)} = \frac{L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)}{L_{calc}^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)} \quad (3.8)$$

Le deuxième terme de l’équation est le rapport de deux luminances primaires. Celles-ci sont exprimées par l’Equation 3.1 si on admet l’hypothèse d’atmosphère plane parallèle et homogène. Les termes géométriques se simplifient et on obtient:

$$\frac{L_{mes}^{tot}(\theta_d, \lambda)}{L_{OS}^{tot(n)}(\theta_d, \lambda, \rho = 0)} = \frac{\varpi_0^{par}(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot P_0^{par}(\theta_d, \lambda) + \delta_{Ray}(\lambda) \cdot P_{Ray}(\theta_d, \lambda)}{\left\{ \varpi_0(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot P_0(\theta_d, \lambda) \right\}^{exp} + \delta_{Ray}(\lambda) \cdot P_{Ray}(\theta_d, \lambda)} \quad (3.9)$$

1.2. Expressions analytiques de $R^{nat}(\theta_d, \lambda)$ et $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$

De la grandeur expérimentale $\{ \varpi_0(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot P_a(\theta_d, \lambda) \}^{vrai}$, seule l’épaisseur optique peut être mesurée indépendamment. Il reste donc la variable inconnue $\{ \varpi_0(\lambda) \cdot P_a(\theta_d, \lambda) \}^{vrai}$. Nous définissons alors le résultat $R^{nat}(\theta_d, \lambda)$:

$$R^{nat}(\theta_d, \lambda) = \frac{\left\{ \varpi_0(\lambda) \cdot P_a(\theta_d, \lambda) \right\}^{vrai}}{\varpi_0^{par}(\lambda)} \quad (3.10)$$

qui s’exprime ainsi:

$$R^{nat}(\theta_d) = \frac{L_{mes}^{tot}(\theta_d) - \Delta L_{Surf}^{tot}(\theta_d)}{L_{OSc}^{tot(n)}(\theta_d, \delta_{aer}, \delta_{Ray}, \varpi_0^{par}, P_a^{par}(\theta_d))} \times \left[P_a^{par}(\theta_d) + \frac{\delta_{Ray} \cdot P_{Ray}(\theta_d)}{\varpi_0^{par} \cdot \delta_{aer}} \right] - \frac{\delta_{Ray} \cdot P_{Ray}(\theta_d)}{\varpi_0^{par} \cdot \delta_{aer}} \quad (3.11)$$

Chaque terme dépend de la longueur d'onde, cependant le terme 'λ' (entre parenthèses) est supprimé pour un souci de clarté. Il le sera jusqu'à la fin du chapitre, sauf quand il sera nécessaire à la compréhension.

La restitution $R^{\text{nat}}(\theta_d)$ dépend des conditions expérimentales $\theta_v, \theta_s, \delta_{\text{aer}}, \delta_{\text{Ray}}$, du modèle d'aérosols 'paramètre' définissant $P_a^{\text{par}}(\theta_d)$ et ϖ_0^{par} et de la mesure $L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d)$.

Le protocole appliqué aux mesures de luminance polarisée donne une équation similaire pour la

restitution, proportionnelle à la fonction de phase polarisée, $R^{\text{pol}}(\theta_d) = \frac{\{\varpi_0 \cdot Q_a(\theta_d)\}^{\text{vrai}}}{\varpi_0^{\text{par}}}$.

Cependant, la contribution de la surface en polarisation est négligeable et $L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d, \rho=0) = L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d, \rho \neq 0)$. Ainsi l'expression de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d)$ devient:

$$R^{\text{pol}}(\theta_d) = \frac{L_{\text{mes}}^{\text{pol}}(\theta_d)}{L_{\text{OS}}^{\text{pol}(n)}(\theta_d, \delta_{\text{aer}}, \delta_{\text{aer}}, \varpi_0^{\text{par}}, Q_a^{\text{par}}(\theta_d))} \times \left[Q_a^{\text{par}}(\theta_d) + \frac{\delta_{\text{Ray}} \cdot Q_{\text{Ray}}(\theta_d)}{\varpi_0^{\text{par}} \cdot \delta_{\text{aer}}} \right] - \frac{\delta_{\text{Ray}} \cdot Q_{\text{Ray}}(\theta_d)}{\varpi_0^{\text{par}} \cdot \delta_{\text{aer}}} \quad (3.12)$$

Des discontinuités du résultat $R^{\text{pol}}(\theta_d)$ apparaissent à chaque angle où $L^{\text{pol}(n)}_{\text{OS}}(\theta_d)$ s'annule.

2. Effet de l'albédo de diffusion simple 'paramètre' sur la restitution de la fonction de phase

Nous discutons de la sensibilité de la restitution à la valeur de ϖ_0^{par} , à 445 et 870 nm. Celle-ci permettra par la suite de dissocier les deux grandeurs inconnues ϖ_0^{vrai} et $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$ (ou $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$) (au 3^e Paragraphe).

Afin d'évaluer l'effet de ϖ_0^{par} sur les restitutions, la matrice de phase paramètre est constante et $P_a^{\text{par}} = P_a^{\text{vraie}}$. La valeur de l'albédo de diffusion simple varie de 0.7 à 0.99, afin d'encadrer les valeurs correspondant à chaque modèle d'aérosols (1^{er} Chapitre). L'algorithme est appliqué également pour la valeur vraie de l'albédo de diffusion simple, $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$. Les calculs sont alors effectués pour cinq valeurs de ϖ_0^{par} .

Les restitutions $R^{\text{nat}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ ou $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$, proportionnelles aux fonctions de phase naturelles et polarisées, sont déduites par l'application du protocole sur des simulations de luminance calculées à

445 et 870 nm d'après les modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 . Les résultats sont présentés sur les *Figures 3.2 et 3.3*. La fonction de phase vraie $P_a^{vraie}(\theta_d)$ (ou $Q_a^{vraie}(\theta_d)$) est tracée également.

La fonction de phase vraie se superpose exactement à la restitution pour la valeur vraie de l'albédo de diffusion simple $\varpi_0^{par} = \varpi_0^{vraie}$. Ceci confirme la faible influence de l'inhomogénéité du modèle d'atmosphère puisque les calculs sont effectués avec des profils différents.

Le rapport 'primaire sur multiple' augmente quand ϖ_0^{par} décroît, comme $L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ (*Equation 3.6*). Par conséquent la restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$, proportionnelle à $L_{atm}^{tot(1)}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ (*Equation 3.1*), augmente quand ϖ_0^{par} diminue. Ces remarques sont valables lorsque l'on considère la luminance polarisée et sont indépendantes du modèle d'aérosols.

La restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ est plus sensible à la valeur de ϖ_0^{par} que la restitution $R^{pol}(\theta_d, \varpi_0^{par})$. La sensibilité est minimale pour les petits angles de diffusion. En effet la part de la diffusion multiple est petite en pro-diffusion.

La restitution est également plus sensible à la valeur de ϖ_0^{par} aux plus courtes longueurs d'onde (variation consécutive de $\delta^{dif}(\lambda)$ plus importante à 445 nm qu'à 870 nm). La différence relative entre deux restitutions $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$, calculées pour $\varpi_0^{par} = 0.7$ et $\varpi_0^{par} = 0.9$ atteint près de 80% vers 150° à 445 nm alors qu'elle est de 50% à 870 nm, au même angle de diffusion. Le comportement spectral de $R^{pol}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ est similaire.

Contrairement à sa définition, la restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ déduite des simulations du modèle d'aérosols M_a^1 , à 445 nm, est négative en rétro-diffusion (valeurs fixées à 1 sur l'échelle logarithmique). Cette incohérence est expliquée par un rapport primaire sur multiple petit (ϖ_0^{par} grand) qui donne une fonction de phase mélange $P_{mei}(\theta_d, \lambda)$ inférieure à la contribution moléculaire $P_{Ray}(\theta_d)$ qui en est soustraite. Cette propriété permet dans certains cas de limiter la valeur supérieure de ϖ_0^{par} .

Des observations ont montré que l'albédo de diffusion simple des aérosols varie entre 0.8 et 0.95 [Heintzenberg et al, 1997], alors que la restitution de la fonction de phase est très sensible à la variation de ϖ_0^{par} , surtout aux courtes longueurs d'onde (jusqu'à 80% d'écart pour une variation de ϖ_0^{par} de 0.7 à 0.9). On contraint alors la restitution $R^{nat}(\theta_d)$ en la normalisant de 0 à π . Cette méthodologie est le sujet du prochain paragraphe.

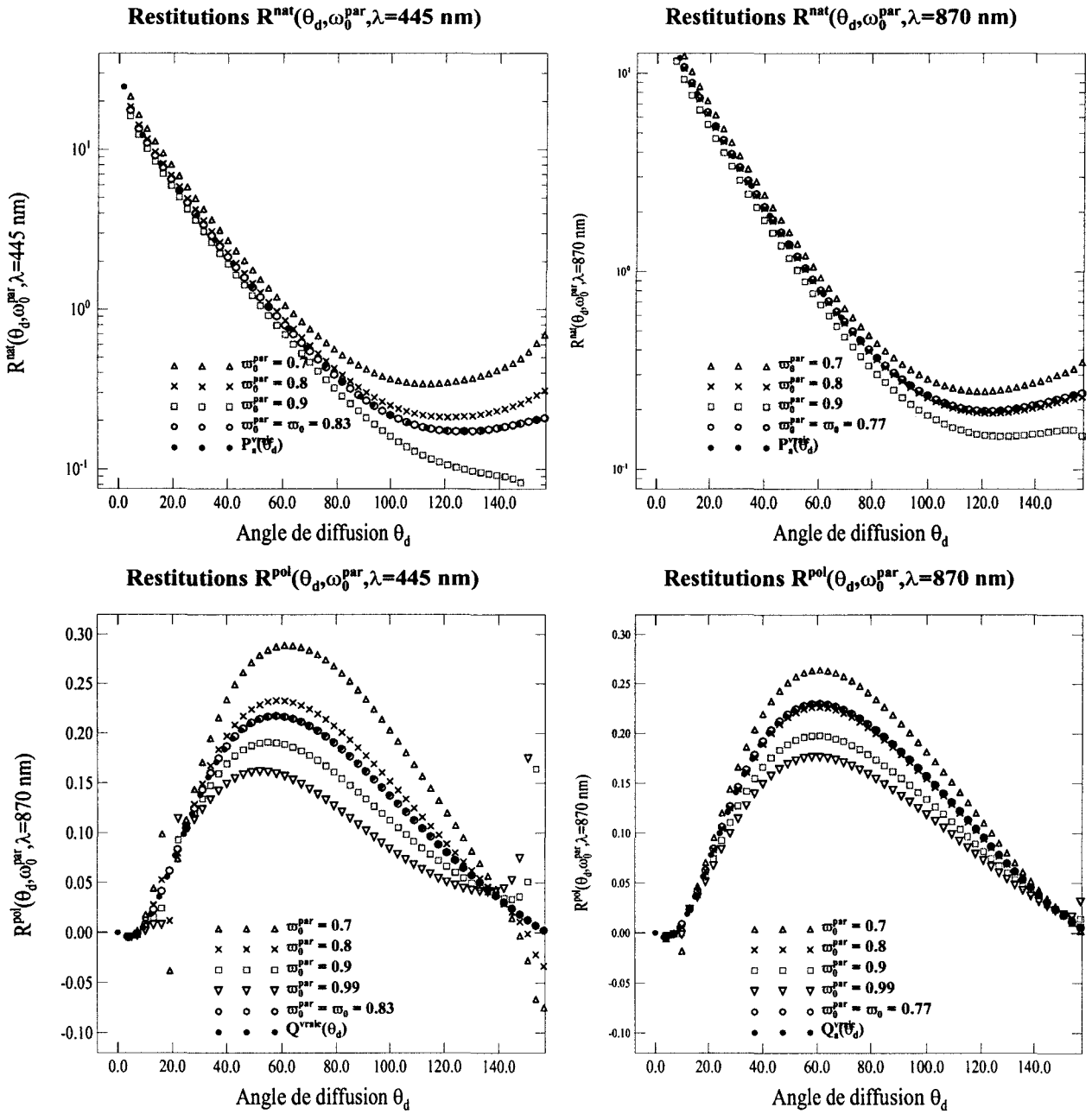


Figure 3.2. Restitutions $R^{nat}(\theta_d, \lambda)$ et $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ pour plusieurs valeurs de l'albédo de diffusion simple des aérosols ω_0^{par} . Calculs avec la matrice de phase des aérosols P_a^{par} du modèle d'aérosols M_a^1 .

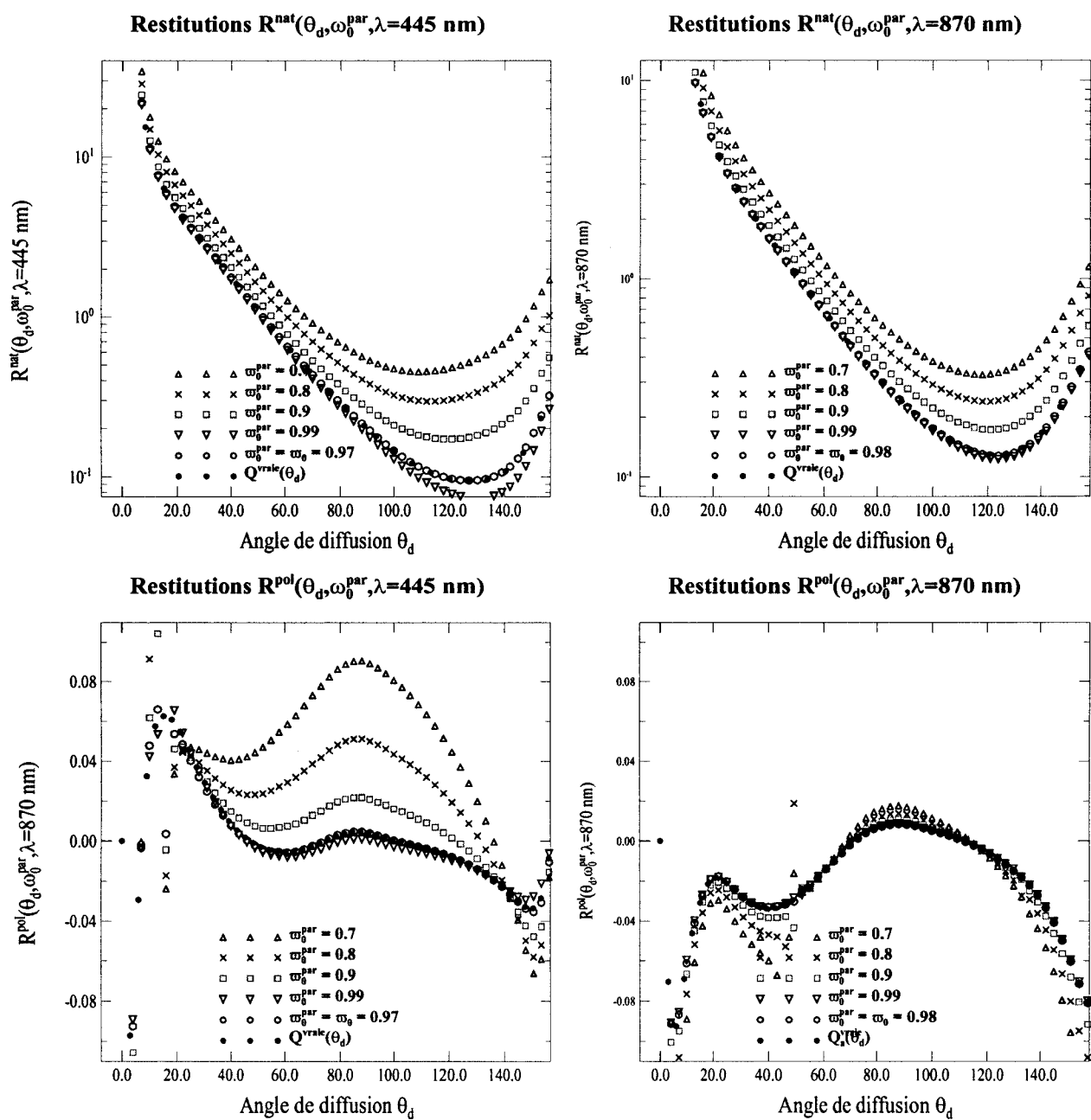


Figure 3.3. Comme Figure 3.2 mais calcul de la matrice de phase P_a^{par} avec le modèle d'aérosols M_a^2 .

3. Restitution de la fonction de phase normalisée. Détermination de l'albédo de diffusion simple

Trois grandeurs sont inconnues ($P_a^{vraie}(\theta_d)$, $Q_a^{vraie}(\theta_d)$, ϖ_0^{vrai}), mais deux équations seulement les définissent (*Equations 3.11 et 3.12*). Les restitutions $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ et $R^{pol}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ dépendent chacune de ϖ_0^{vrai} . La restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ n'est normalisée que pour une seule valeur de $\varpi_0^{par} = \varpi_0^{par_{norm}}$. La normalisation de la restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$ fournit alors une équation supplémentaire qui va permettre de déterminer les trois grandeurs indépendamment (en d'autres termes, de 'fermer' le problème).

La normalisation de la fonction de phase naturelle à 4π sur l'espace (*Equation 1.3*) fournit une équation supplémentaire qui est appliquée à la restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par})$:

$$\int_0^{\pi} R^{nat}(\theta_d, \varpi_{0,norm}^{par}) \cdot \sin\theta_d \cdot d\theta_d = 2 \quad (3.13)$$

La restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par_{norm}})$ normalisée correspond à la fonction de phase naturelle $P_a^*(\theta_d)$. Cette relation s'exprime autrement en remplaçant $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par_{norm}})$ par sa relation en fonction de $P_a^{vraie}(\theta_d)$:

$$\int_0^{\pi} \frac{\{\varpi_0 \cdot P_a(\theta_d)\}^{vrai}}{\varpi_{0,norm}^{par}} \cdot \sin\theta_d \cdot d\theta_d = 2 \quad (3.14)$$

L'albédo de diffusion simple paramètre $\varpi_0^{par_{norm}}$ est défini par $P_a^*(\theta_d) = R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{par} = \varpi_0^{par_{norm}})$. Comme la fonction de phase $P_a^{vraie}(\theta_d)$ est normalisée par définition et que l'intégrale sur θ_d est applicable au terme $P_a^{vraie}(\theta_d) \cdot \sin\theta_d$ uniquement, on obtient:

$$\frac{\{\varpi_0\}^{vrai}}{\varpi_{0,norm}^{par}} = 1 \quad (3.15)$$

Ainsi, $\varpi_0^{par_{norm}} = \varpi_0^{vrai}$ et donc $P_a^*(\theta_d) = P_a^{vraie}(\theta_d)$.

La mesure en plan principal est efficace de 15 à 155° quand les conditions expérimentales sont favorables (2^e Chapitre). Cependant, l'intervalle d'intégration de l'Equation 3.13 s'étend de 0 à 180°. Pour compléter l'intervalle angulaire de la fonction de phase restituée, une mesure d'auréole est nécessaire. Celle-ci nous fournit la fonction de phase naturelle pour des petits angles de diffusion, de 2 à 30°. Ainsi on obtient une fonction de phase provenant de mesures sur un large intervalle angulaire, de 2 à 155°.

Les fonctions de phase naturelles des modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 modulées par le sinus de l'angle de diffusion sont tracées sur la Figure 3.4. On remarque que les portions 0-2° et 140-180° sont petites devant l'aire 2-140° (inférieures à 10% de l'intégrale totale), même dans le cas de M_a^2 , où la présence importante de grosses particules donne une fonction de phase naturelle très pointue en pro-diffusion. La fonction de phase aux angles de diffusion non accessibles par la mesure est donc complétée par des calculs de Mie, réalisés à partir d'un modèle d'aérosols typique. De cette façon, l'absence de mesures aux angles de diffusion extrêmes n'a que peu d'influence sur le résultat de l'intégrale de l'Equation 3.13.

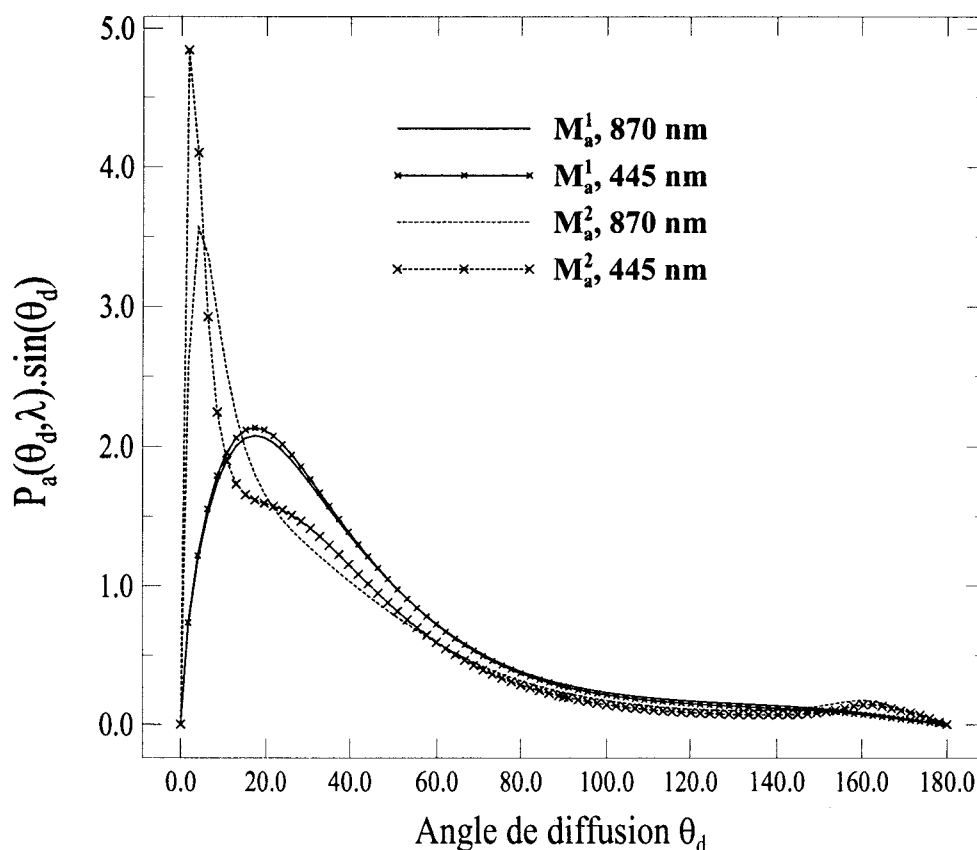


Figure 3.4. Contribution angulaire à l'intégrale de normalisation de la fonction de phase naturelle à deux longueurs d'onde et pour chaque modèle d'aérosols.

Dans le cas où une mesure d'auréole est disponible, on applique le protocole à des mesures de luminance totale en plan principal pour plusieurs valeurs de ω_0^{par} (Equation 3.11), puis on intègre la fonction de phase naturelle composée des mesures en plan principal, des mesures en almucantar (peu dépendantes de ω_0) et des calculs de Mie. La sélection de l'intégrale normalisée donne les deux résultats: $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ et $P_a^*(\theta_d)$.

Le protocole est appliqué sur des simulations calculées à partir des deux modèles définis au 1^{er} Chapitre, à 445 et 870 nm, avec comme matrice de phase paramètre la matrice exacte. Seule la valeur de ω_0^{par} est variable, de 0.5 à 0.9 dans le cas de M_a^1 , de 0.7 à 0.99 avec M_a^2 . Le résultat de l'intégrale de la fonction de phase naturelle de 0 à 180° (Equation 3.13), est tracé sur la Figure 3.5 en fonction de l'albédo de diffusion simple paramètre. Le gradient est plus grand à 445 nm qu'à 870 nm. La figure confirme que $\omega_0^{\text{par}} = \omega_0^{\text{vrai}}$ pour une intégrale de 2. Ces résultats sont obtenus dans le cas où les paramètres sont tous connus. Cependant, les paramètres expérimentaux δ_{aer} , δ_{Ray} , $L_{\text{tot}}(\theta_d)$, θ_v peuvent être affectés par des biais d'étalonnage. L'effet des écarts des valeurs expérimentales sur les restitutions, $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ et $P_a^*(\theta_d)$, est évalué sur des simulations.

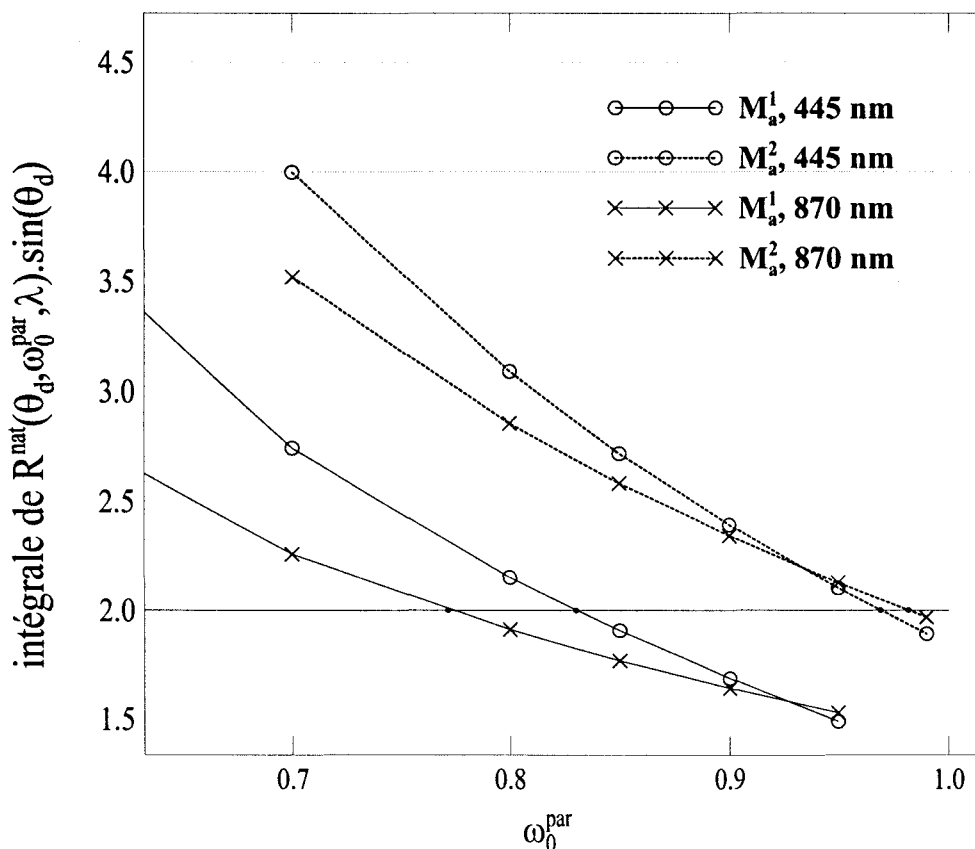


Figure 3.5. Dépendance entre l'intégrale de la fonction de phase naturelle (Equation 3.13) et l'albédo de diffusion simple paramètre ω_0^{par} .

4. Sensibilité de la restitution de la fonction de phase à la précision des mesures

L'effet des biais d'étalonnage sur les restitutions est premièrement estimé par des calculs utilisant l'approximation de la diffusion au 1^{er} ordre et en négligeant la contribution moléculaire:

$L_{mes}^{tot}(\theta_d) \approx \omega_{0,norm}^{par} \cdot \delta_{aer} \cdot P_a^*(\theta_d)$. Ceci permet de présenter qualitativement quel est l'impact des erreurs instrumentales. L'inventaire des valeurs des biais précède le calcul exact de leur impact en appliquant le protocole à des luminances calculées à 445 et 870 nm.

4.1. Biais des paramètres expérimentaux

4.1.a. Estimations

Malgré un biais $\Delta\delta_{aer}$ sur l'épaisseur optique δ_{aer} , l'application du protocole complet donne une fonction de phase naturelle $P_a^*(\theta_d)$. Supposons que la fonction de phase $P_a^*(\theta_d)$ ne subit aucune variation angulaire:

$$P_a^*(\theta_d, \omega_0^{par}{}_{norm}, \delta_{aer} + \Delta\delta_{aer}) \approx P_a^*(\theta_d, \omega_0^{vrai}, \delta_{aer}) \quad (3.16)$$

En utilisant l'approximation de diffusion primaire et en négligeant la contribution moléculaire, la luminance mesurée s'écrit ainsi: $L_{mes}^{tot}(\theta_d) \approx \omega_{0,norm}^{par} \cdot \delta_{aer} \cdot P_a^*(\theta_d)$. Etant donnée l'Equation 3.16, si

$$\delta_{aer} \text{ varie, alors seule } \omega_0^{par}{}_{norm} \text{ varie de } \Delta\omega_0^{par} = -\omega_0^{par} \times \frac{\Delta\delta_{aer}}{\delta_{aer} + \Delta\delta_{aer}}.$$

$\Delta\omega_0^{par}$ et $\Delta\delta_{aer}$ sont de signes opposés. Une surestimation de l'épaisseur optique des aérosols δ_{aer} entraîne une sous-estimation de l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{par}{}_{norm}$, de façon proportionnelle. Un

écart $\frac{\Delta\delta_{aer}}{\delta_{aer}}$ (positif) de 10% provoque un écart $\frac{\Delta\omega_0^{par}}{\omega_0^{par}}$ (négatif) de 9.1%. Avec le même

raisonnement, un écart $\Delta L(\theta_d)$ de la luminance mesurée va également affecter $\omega_0^{par}{}_{norm}$ et non $P_a^*(\theta_d)$. L'écart $\Delta\omega_0^{par}$ sera alors proportionnel à l'erreur expérimentale $\Delta L(\theta_d)$, mais contrairement au cas précédent, $\Delta L(\theta_d)$ et $\Delta\omega_0^{par}$ seront de même signe.

Cette étude repose sur deux approximations: effet angulaire sur $P_a^*(\theta_d)$ négligeable et

$L_{mes}^{tot}(\theta_d) \approx \omega_{0,norm}^{par} \cdot \delta_{aer} \cdot P_a^*(\theta_d)$. Cependant la luminance $L_{mes}^{tot}(\theta_d)$ dépend aussi de la contribution moléculaire, comme de la diffusion multiple, surtout à 445 nm. Ainsi l'effet de $\Delta\delta_{aer}$ dépend de la contribution relative des aérosols et des molécules à la fonction de phase du mélange. Nous allons

donc calculer exactement l'impact d'un biais d'étalonnage sur les restitutions $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ et $P_a^*(\theta_d)$, en appliquant l'algorithme à des luminances calculées à 445 et 870 nm.

4.1.b. Paramétrisation du protocole

Les paramètres expérimentaux du protocole sont au nombre de trois: les épaisseurs optiques des aérosols et moléculaire ainsi que la luminance mesurée (*Figure 3.1*).

L'incertitude sur les mesures d'épaisseur optique est souvent donnée en absolu. Par exemple, celle du CIMEL est de 0.01 pour $\lambda > 400$ nm [Holben et al, 1998], ce qui est très important à 1605 nm dans le cas de M_a^1 , très faible à 445 nm pour chacun des deux modèles, et même quelle que soit la longueur d'onde pour M_a^2 . Pour cette raison la valeur vraie est augmentée de 10% afin que l'impact ait le même poids à toutes les longueurs d'onde et sur les deux modèles d'aérosols. Selon la longueur d'onde, la valeur du biais $\Delta\delta_{\text{aer}}$ sur l'épaisseur optique sera donc comprise entre 0.04 et 0.05 dans le cas de M_a^2 , et entre 0.01 et 0.027 pour M_a^1 . Concernant l'épaisseur optique moléculaire, l'amplitude de variation de la pression atmosphérique peut atteindre 1%. En outre, une évolution de 5 nm de la longueur d'onde équivalente du filtre à 445 nm entraîne une variation de 5% de l'épaisseur optique moléculaire (*Equation 1.19*) à cette longueur d'onde. Le biais

$\frac{\Delta\delta_{\text{Ray}}}{\delta_{\text{Ray}}}$ sur les valeurs d'épaisseur optique moléculaire est fixé à 10% également. Cette valeur est

certainement trop forte en réalité mais elle permet de comparer entre eux les effets de chaque biais.

L'incertitude sur l'étalonnage absolu est de l'ordre de 10%. Enfin la précision sur la connaissance

de l'angle visée θ_v est de 1° (2^e Chapitre). Les biais $\frac{\Delta L^{\text{tot}}(\theta_d)}{L^{\text{tot}}(\theta_d)}$ et $\Delta\theta_d$ sur nos simulations sont

identiques aux incertitudes des grandeurs respectives.

Le protocole est appliqué à des simulations à 445 et à 870 nm, pour les deux modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 . La fonction de phase ainsi restituée est complétée par la fonction de phase exacte entre 0 et 30°, et entre 140 et 180° d'angle de diffusion (l'auréole est donc connue exactement).

L'incertitude sur ces angles est nulle puisqu'on connaît les caractéristiques du modèle d'aérosols.

Dans un cas réel, il suffit alors de calculer les portions 0-2° et 140-180° de la fonction de phase à partir d'une granulométrie typique des conditions expérimentales, ou déduite lors d'une inversion préalable de mesures photométriques (voir le 4^e Chapitre).

4.2. Impact sur l'albédo de diffusion simple restituée $\omega_0^{par\ norm}$

Les valeurs d'albédo de diffusion simple restituées dans les conditions citées ci-dessus sont présentées dans les quatre Tableaux 3.1 à 3.4, correspondant chacun au biais d'un des paramètres mesurés.

$\omega_0^{par\ norm} \left(\frac{\Delta\delta_{aer}(\lambda)}{\delta_{aer}(\lambda)} = 10\% \right)$	M_a^1	M_a^2
445 nm	0.82 (1.6%)	0.96 (1.2%)
870 nm	0.72 (6.5%)	0.95 (3.1%)

Tableau 3.1. Impact du biais $\Delta\delta_{aer}$ sur l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{par\ norm}$. La valeur de l'albédo de diffusion simple $\omega_{0,norm}^{par}$, restituée par le protocole pour chacun des modèles d'aérosols (M_a^1 et M_a^2), à 445 et 870 nm (pour une fonction de phase restituée $P_a^*(\theta_d)$) est accompagnée de la différence relative $\Delta\omega_0$ entre la valeur vraie ω_0^{vraie} et la valeur modifiée $\omega_0^{par\ norm}$ de l'albédo de diffusion simple (poucentage entre parenthèses).

$\omega_0^{par\ norm} \left(\frac{\Delta\delta_{Ray}(\lambda)}{\delta_{Ray}(\lambda)} = 10\% \right)$	M_a^1	M_a^2
445 nm	0.81 (2.9%)	0.97 (0)
870 nm	0.76 (1.7%)	0.98 (0)

Tableau 3.2. Comme Tableau 3.1. mais pour un biais de l'épaisseur optique moléculaire $\Delta\delta_{Ray}(\lambda)$.

$\omega_0^{par\ norm} \left(\frac{\Delta L(\theta_d, \lambda)}{L(\theta_d, \lambda)} = -10\% \right)$	M_a^1	M_a^2
445 nm	0.73 (11.9%)	0.90 (6.9%)
870 nm	0.69 (10.4%)	0.92 (5.8%)

Tableau 3.3. Comme Tableau 3.1. mais pour un biais de la luminance totale (en plan principal solaire) $\Delta L(\theta_d, \lambda)$.

$\Delta\theta_V = -1^\circ$	M_a^1	M_a^2
445 nm	0.82 (1.7%)	0.96 (1.4%)
870 nm	0.74 (3.6%)	0.96 (2.2%)

Tableau 3.4. Comme Tableau 3.1. mais pour un biais de l'angle de visée instrumentale $\Delta\theta_V$.

L'effet maximal est atteint dans le cas d'un biais d'étalonnage absolu (11.9% d'impact à 445 nm, 10.4% à 870 nm, avec des simulations de M_a^1). Dans ce cas l'erreur est plus grande à 445 nm, alors que dans les autres cas l'erreur est plus grande à 870 nm.

La variation spectrale de l'effet de l'épaisseur optique des aérosols ou moléculaire dépend de la part de chacune sur l'épaisseur optique totale. L'erreur $\Delta\omega_0$ attribuable à $\Delta\delta_{aer}$ est plus grande à 870nm (6.5%, M_a^1) qu'à 445 nm (1.6%, M_a^1). Au contraire, la restitution $\omega_0^{par}_{norm}$ est plus sensible au biais $\Delta\delta_{Ray}$ à 445 nm (2.9%, M_a^1) qu'à 870 nm (1.7%, M_a^1). Les grandes valeurs de l'épaisseur optique des aérosols du modèle d'aérosols M_a^2 rendent négligeable une variation de l'épaisseur optique moléculaire.

Un écart $\Delta\theta_V$ négatif diminue la valeur de $L^{tot}(\theta_d)$ pour les petits angles de diffusion, où la contribution à l'intégrale de la fonction de phase est grande. L'effet sur $\omega_0^{par}_{norm}$ d'une erreur du positionnement angulaire est donc similaire à l'effet d'une erreur $\Delta L^{tot}(\theta_d)$. Cependant l'impact est bien plus faible.

La valeur de $\omega_0^{par}_{norm}$ à 445 nm est stable (moins de 3% de variation) en dépit des biais sur les épaisseurs optiques et l'angle de visée. A 870 nm la valeur de $\omega_0^{par}_{norm}$ est stable (moins de 4%) pour les mêmes mesures, sauf quand δ_{aer} augmente dans le cas de M_a^1 (plus de 6% de variation dans ce cas). La sensibilité est grande quelle que soit la longueur d'onde et quel que soit le modèle d'aérosols dans le cas d'un biais sur la mesure de luminance totale.

L'effet de la variation de δ_{aer} est beaucoup plus faible que ce qui avait été estimé dans le paragraphe 5.1.a.. L'approximation $L_{mes}^{tot}(\theta_d) \approx \omega_{0,norm}^{par} \cdot \delta_{aer} \cdot P_{norm}^*(\theta_d)$ qui néglige les diffusions multiples en est la cause. Des calculs de transfert radiatif montrent que la luminance totale à 445 nm est constante si ω_0^{par} est diminuée de 1.5% et si δ_{aer} est augmentée de 10%:

$$L_{OS}^{tot}(\theta_d, 0.985 \cdot \omega_0^{vraie}, 1.10 \cdot \delta_{aer}) \approx L_{OS}^{tot}(\theta_d, \omega_0^{vraie}, \delta_{aer}). \quad \text{Dans ce cas, le rapport des luminances}$$

$$\frac{L_{mes}^{tot}(\theta_d)}{L_{OS}^{tot}(\theta_d, 0.985 \cdot \omega_0^{vraie}, 1.10 \cdot \delta_{aer})} \quad (\text{Equation 3.11}), \quad \text{où } L_{mes}^{tot}(\theta_d) = L_{OS}^{tot}(\theta_d, \omega_0^{vraie}, \delta_{aer}), \quad \text{est égal à 1.}$$

Cette relation est suffisante pour que la restitution soit égale à la fonction de phase paramètre qui est ici la fonction de phase exacte, $P_a^*(\theta_d) \approx P_a^{par}(\theta_d) = P_a^{vraie}(\theta_d)$. Les diffusions multiples plus nombreuses quand l'épaisseur optique totale augmente rendent l'impact de la variation de l'albédo de diffusion simple plus important.

Un biais des paramètres expérimentaux entraîne une variation de l'albédo de diffusion simple ϖ_0^{par} qui correspond à la fonction de phase naturelle $P_a^*(\theta_d)$. Nous allons étudier la différence entre la fonction de phase restituée $P_a^*(\theta_d)$ et la fonction de phase vraie $P_a^{vraie}(\theta_d)$.

4.3. Impact des biais expérimentaux sur la fonction de phase naturelle restituée

Les fonctions de phase naturelles $P_a^*(\theta_d)$ sont calculées dans le cas du biais d'un paramètre expérimental et pour les valeurs de ϖ_0^{par} modifiées, comme elles sont présentées précédemment. Les restitutions pour $\varpi_0^{par} = \varpi_0^{vrai}$ avec les mêmes biais sont calculées également ($R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{vrai})$ n'est alors pas une fonction de phase). Les différences relatives $diff^{nat}(\theta_d)$ (Equation 3.17) entre ces fonctions et les fonctions de phase vraies sont tracées sur la Figure 3.6 pour l'écart en luminance, sur la Figure 3.7 pour l'écart de l'angle de visée, sur la Figure 3.8 pour l'écart de l'épaisseur optique des aérosols, enfin sur la Figure 3.9 pour l'écart de l'épaisseur optique moléculaire.

$$diff^{nat}(\theta_d) = 100 \times \frac{P_a^\Delta(\theta_d) - P_a^{vraie}(\theta_d)}{P_a^{vraie}(\theta_d)} \quad (3.17)$$

La fonction de phase $P_a^\Delta(\theta_d, \lambda)$ prend la valeur de la fonction de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda)$ dans le cas du biais d'un paramètre expérimental, ou celle de la restitution $R^{nat}(\theta_d, \varpi_0^{vrai})$ (non normalisée).

Les variations angulaires et spectrales des différences relatives dépendent principalement de la proportion relative de chacun des termes $\{\delta.P(\theta_d)\}_{aer} / Ray$ sur la fonction de phase du mélange $P_{mel}(\theta_d)$. Alors que $P_{Ray}(\theta_d)$ est peu variable angulairement (diffusion proche de l'isotropie), l'amplitude de $P_a(\theta_d)$ montre un fort gradient. La pro-diffusion par les aérosols est beaucoup plus importante que celle des molécules et la fonction de phase des aérosols aux grands angles de diffusion est inférieure à celle des molécules (1^{er} chapitre). Un effet angulaire supplémentaire est causé par le phénomène de la diffusion multiple plus important aux grands angles de diffusion et qui dépend de la valeur de l'épaisseur optique totale.

4.3.a. Impact d'un biais d'étalonnage $\Delta L(\theta_d)$ de la luminance

Dans le cas de l'écart en luminance, la différence relative entre la fonction de phase exacte et la fonction de phase $P_a^*(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}}, \Delta L)$ à 870 nm est comprise entre $\pm 5\%$ quel que soit l'angle de diffusion (*Figure 3.6*). La différence relative à 445 nm est positive et inférieure à 5% de 20 à 120° dans le cas de M_a^2 , de 20 à 140° dans le cas de M_a^1 . Ces différences atteignent respectivement 10 et 20% à 150°. Par contre si le protocole est appliqué avec l'écart de luminance $\frac{\Delta L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d)}{L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d)} = 10\%$,

mais avec $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$ au lieu de $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ (*Tableau 3.3*), alors la différence relative est toujours supérieure à 10%, et atteint 25% à 100° à 870 nm dans le cas de M_a^1 , et dépasse 60% vers 120° à 445 nm pour les deux modèles.

L'écart relatif $\frac{\Delta L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d)}{L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d)}$ se reporte directement sur la fonction de phase mélange $P_{\text{mel}}(\theta_d)$. Comme

en pointe avant la part du moléculaire est faible ($\delta_{\text{aer}} \cdot P_a^{\text{par}}(\theta_d) > \delta_{\text{Ray}} \cdot P_{\text{Ray}}^{\text{par}}(\theta_d)$) la différence relative reste proche de 10 % aux petits angles de diffusion. Le maximum d'effet est observé aux grands angles de diffusion où est situé le minimum de $P_a^{\text{par}}(\theta_d, \lambda)$. Comme $\delta_{\text{Ray}}(\lambda)$ augmente plus vite que $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ quand la longueur d'onde diminue, l'effet de $\Delta L_{\text{mes}}^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda)$ est plus important à 445 nm, $\text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda = 870 \text{ nm}) < \text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda = 445 \text{ nm})$ et comme l'épaisseur optique des aérosols à 870 nm est beaucoup plus grande pour M_a^2 que pour M_a^1 , $\text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda = 870 \text{ nm}, M_a^1) > \text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda = 870 \text{ nm}, M_a^2)$.

4.3.b. Impact du biais $\Delta\theta_v$ de l'angle de visée

Dans le cas où le biais sur l'angle de visée est de 1° (*Figure 3.7*), bien que $P_a^*(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}, \Delta\theta_v)$ soit normalisée, la différence relative dépasse 20% à 445 et à 870 nm quel que soit le modèle, et pour les grands angles de diffusion (dès 120°). La différence entre la fonction de phase restituée et la fonction de phase vraie est compatible avec la condition de normalisation. En effet $\text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda)$ est comprise entre $\pm 5\%$ de 20 à 90°, où le facteur $P_a(\theta_d) \cdot \sin\theta_d$ est encore important. Par contre aux grands angles de diffusion, la fonction de phase contribue très peu à l'intégrale de normalisation. Les différences relatives dans le cas $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$ sont similaires au cas $P_a^*(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}, \Delta\theta_v)$. L'écart $\Delta\theta_v$ sur la fonction de phase a plus d'impact à 445 nm qu'à 870 nm.

4.3.c. Impact du biais $\Delta\delta_{\text{aer}}$ de l'épaisseur optique des aérosols

La fonction de phase normalisée restituée (pour $\varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$) est peu dépendante de la fonction de phase vraie dans le cas où δ_{aer} augmente (*Figure 3.8*). En effet la différence relative entre ces deux

fonctions est comprise entre -2 et 5% de 20 à 135° à 870 nm, entre -3 et 5% de 20 à 115 - 120° à 445 nm.

L'avantage de l'application du protocole complet est évident. Dans le cas où $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$, l'impact de l'erreur $\Delta\delta_{\text{aer}}$ est important, surtout à 870 nm ($\text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda)$ toujours négative et atteignant -10%).

4.3.d. Impact du biais $\Delta\delta_{\text{Ray}}$ de l'épaisseur optique moléculaire

La normalisation de la fonction de phase naturelle, dans le cas où l'épaisseur optique est fautive, a peu d'impact sur la fonction de phase naturelle de M_a^2 (Figure 3.9). La différence relative dans le cas $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{par}_{\text{norm}}}$ atteint -22% à 445 nm à 120° alors que dans le cas $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$ elle est de 27% au même angle de diffusion. L'avantage est plus grand avec la fonction de phase de M_a^1 . En effet l'épaisseur optique des aérosols élevée dans le cas de M_a^2 diminue l'effet de l'épaisseur optique moléculaire, relativement à M_a^1 .

4.4. Bilan

Le protocole de restitution de la fonction de phase (avec détermination de $\varpi_0^{\text{par}_{\text{norm}}}$), permet d'obtenir une fonction de phase proche de la fonction de phase vraie même dans le cas d'une erreur d'étalonnage. A 870 nm, une variation des paramètres expérimentaux est négligeable sur la restitution de la fonction de phase, sauf dans le cas d'un écart de l'angle de visée instrumental de 1° seulement, bien que le désaccord soit restreint aux grands angles de diffusion ($\theta_d > 120^\circ$). En revanche à 445 nm, la fonction de phase restituée atteint jusqu'à 20% d'écart avec la fonction exacte entre 110 et 140° , dans le cas d'un écart de l'épaisseur optique moléculaire et d'un écart de l'angle de visée, également pour des angles supérieurs à 130° dans le cas d'un écart de l'épaisseur optique des aérosols. La sensibilité de la restitution à 445 nm à ces paramètres expérimentaux rend délicate l'interprétation de telles données pour un angle de diffusion supérieur à 110° . La sensibilité au biais de la luminance est petite à 445 et 870 nm.

Dans le cas où l'étalonnage est déficient, la valeur de l'albédo de diffusion simple restituée est erronée, mais le plus important est d'estimer une fonction de phase correcte afin d'obtenir, par inversion des données, une granulométrie et aussi un indice de réfraction représentatifs des conditions atmosphériques (4° Chapitre). La restitution de $\varpi_0^{\text{par}_{\text{norm}}}$ est sensible uniquement quand la luminance mesurée subit un biais. A 445 nm, la restitution de $\varpi_0^{\text{par}_{\text{norm}}}$ est très bonne quand le biais est appliqué aux épaisseurs optiques et à l'angle de visée. Le protocole partiel (sans normalisation de la restitution $R^{\text{nat}}(\theta_d, \lambda)$) est appliqué à une longue série de mesures.

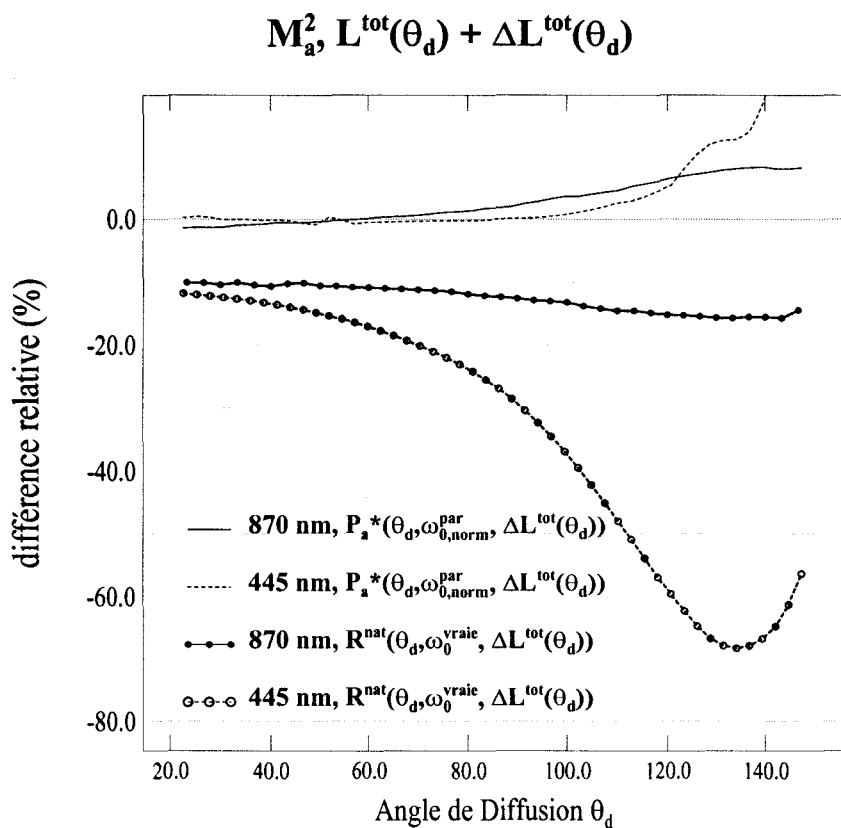
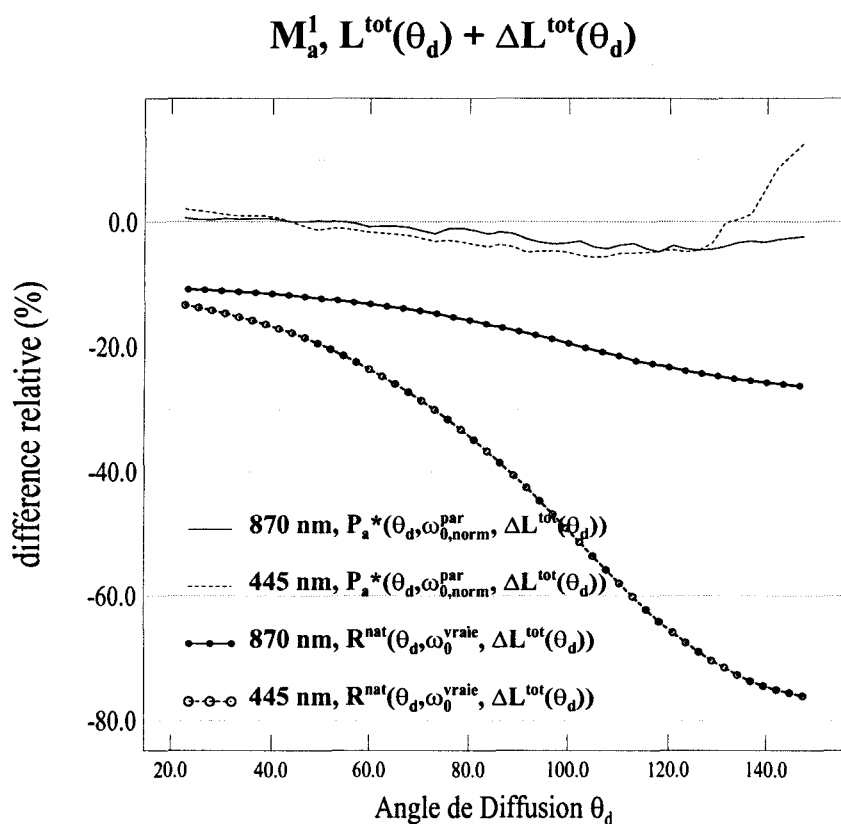


Figure 3.6. Différences relatives entre les restitutions et la fonction de phase naturelle vraie. Application du protocole pour une luminance $L^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda)$ diminuée de 10%, calculée avec les modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 .

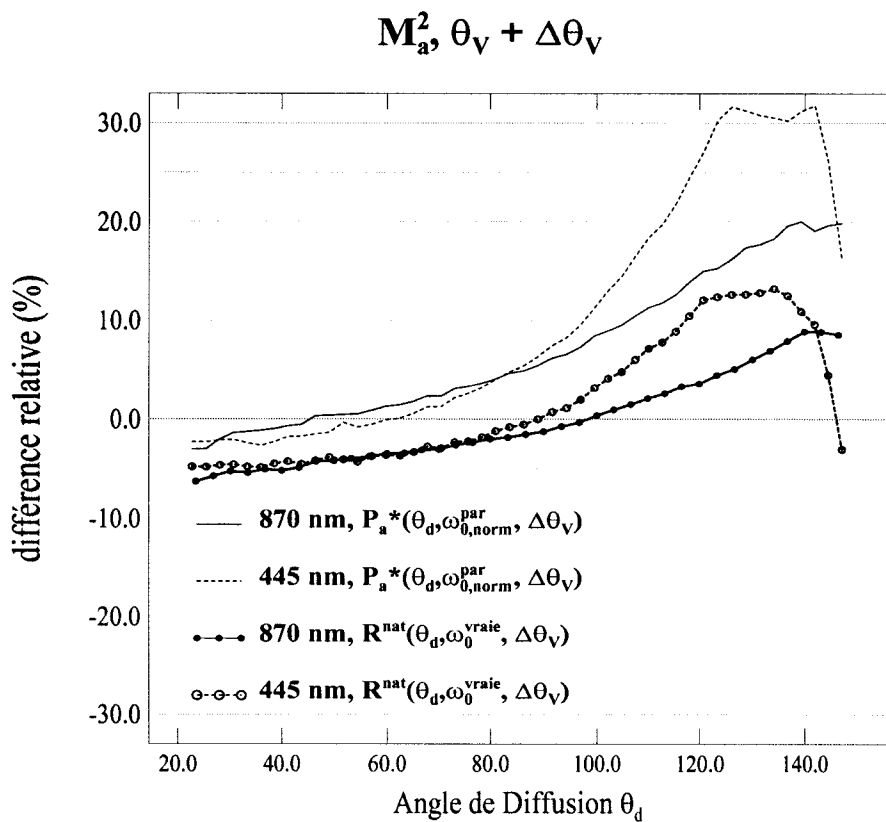
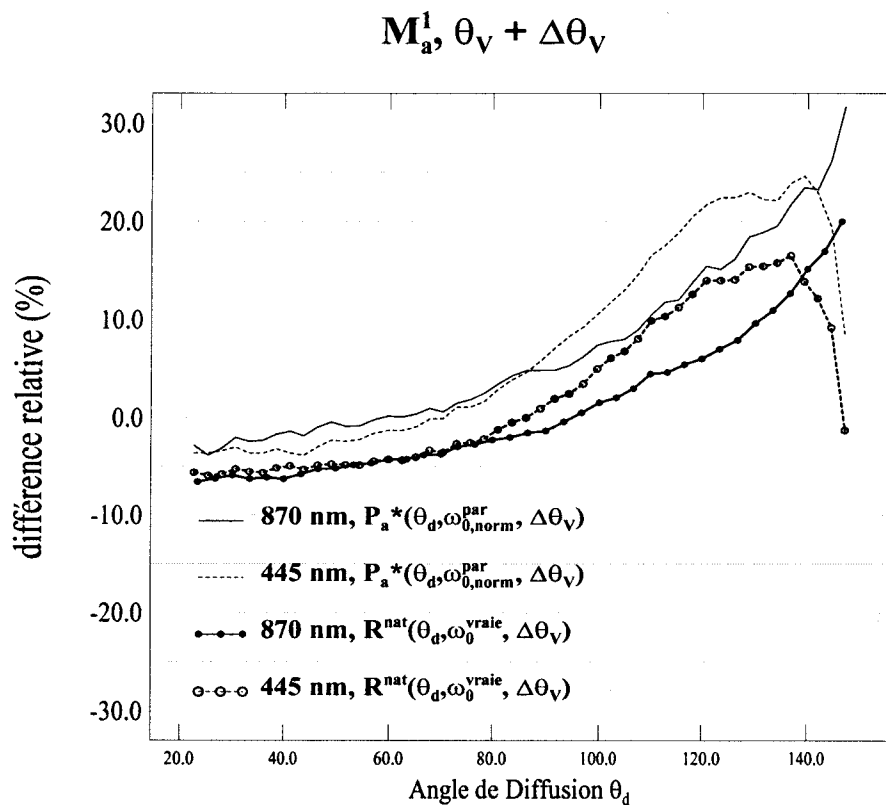


Figure 3.7. Comme Figure 3.6 mais pour une diminution de 1° de l'angle de visée θ_v .

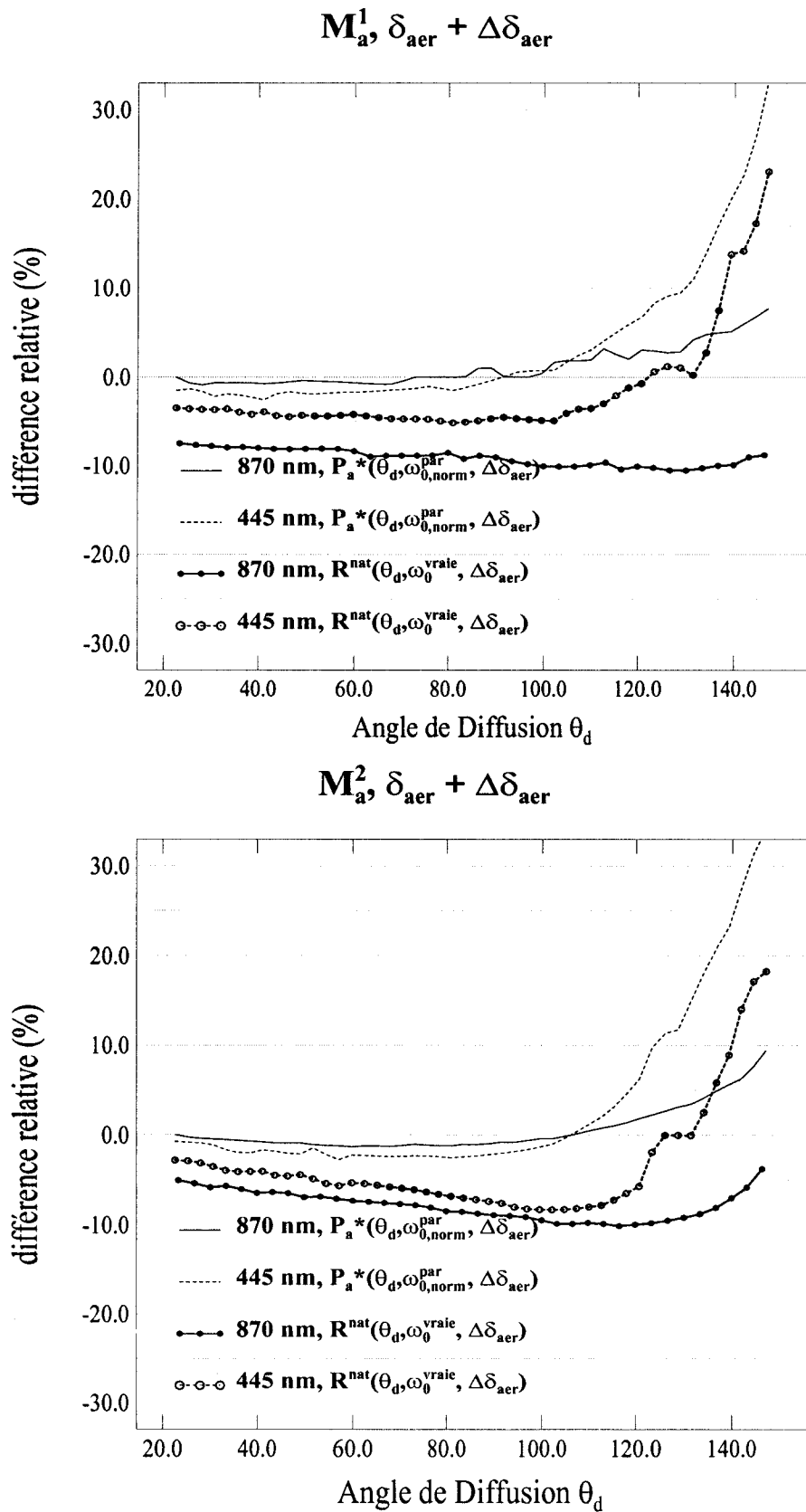


Figure 3.8. Comme Figure 3.6 mais pour une augmentation de l'épaisseur optique des aérosols $\delta_{aer}(\lambda)$ de 10%.

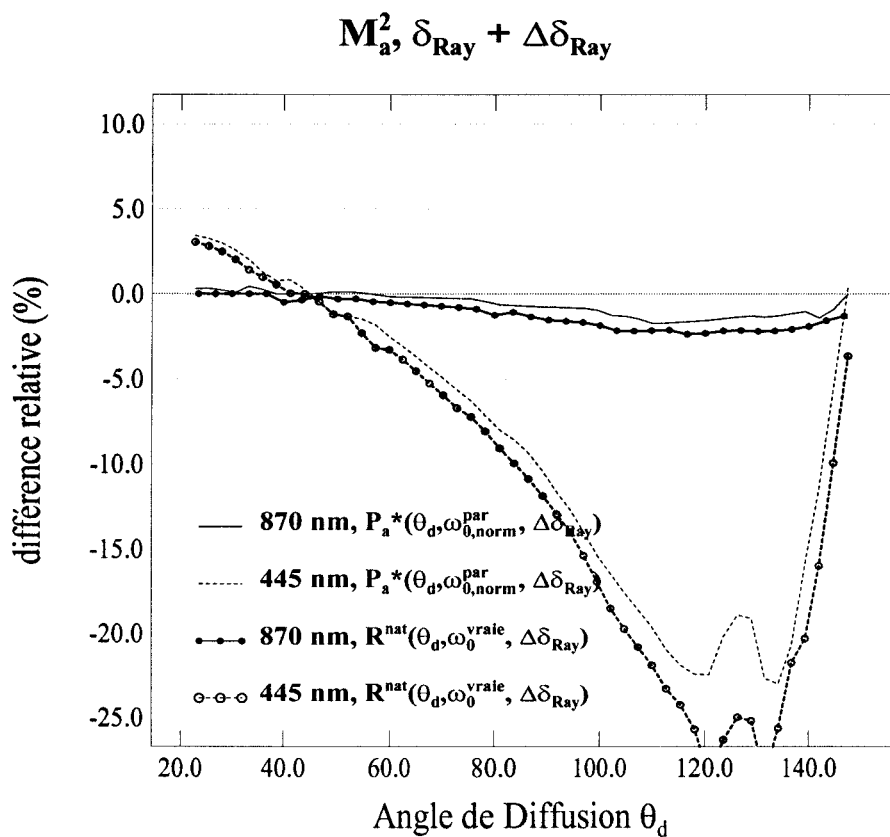
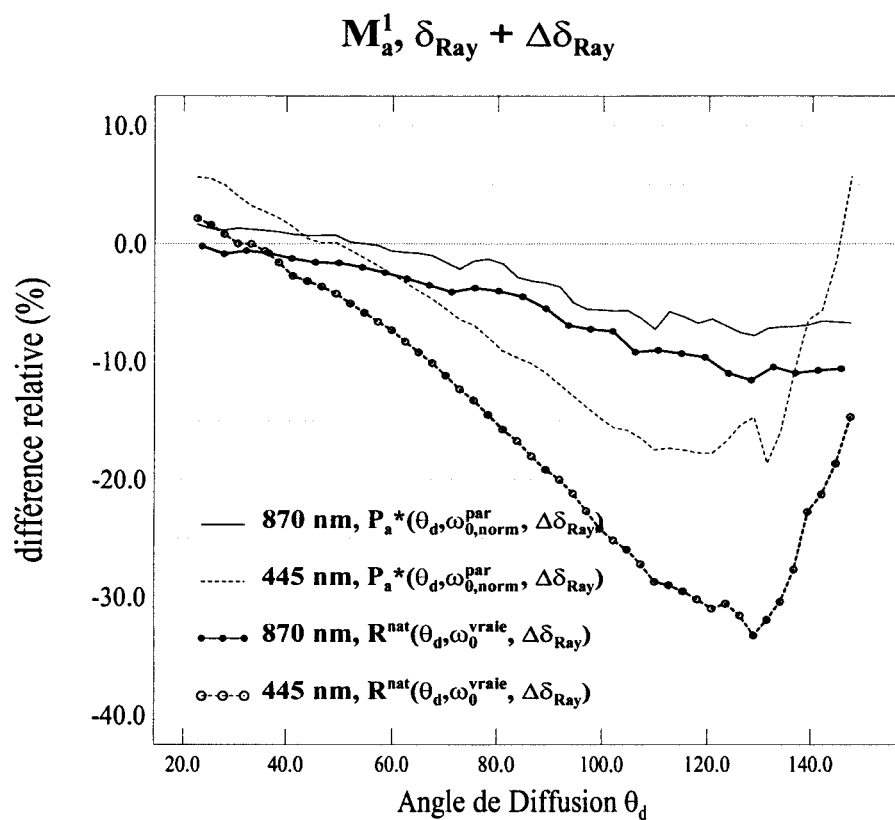


Figure 3.9. Comme Figure 3.6 mais pour une augmentation de l'épaisseur optique moléculaire $\delta_{Ray}(\lambda)$ de 10%..

5. Application de l'algorithme à des séries de mesures

De nombreuses mesures multispectrales de la luminance polarisée ont été acquises par les Réflectancemètres Polarisés. Nous proposons d'analyser ces mesures. Comme des mesures d'auréole ne sont pas toujours disponibles aux quatre longueurs d'onde, nous allons réaliser une étude sur une longue série de mesures en approximant la valeur de l'albédo de diffusion simple des aérosols. La restitution des caractéristiques des aérosols par l'application du protocole complet sur des mesures de l'instrument RefPol est proposée en 4^e chapitre.

De même les mesures de luminance acquises par les photomètres CIMEL sont analysées. Les données de cet instrument installé en réseau sont très nombreuses et représentent des conditions atmosphériques très variées. Nous allons restreindre l'étude à l'analyse des mesures de luminance polarisée (à 870 nm). Les mesures d'auréole sont disponibles à quatre longueurs d'onde. Cependant l'application du protocole complet aux mesures de luminance nécessite de nombreuses opérations (analyse de l'auréole, du plan principal, détermination de ϖ_0^{par} puis analyse de la luminance polarisée). Ainsi la valeur de l'albédo de diffusion simple des aérosols à laquelle nous appliquons le protocole de restitution de la fonction de phase est approximée également.

La restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d)$ dépend de deux paramètres algorithmiques, ϖ_0^{par} et P_a^{par} . Dans le cas où le protocole de restitution des fonctions de phase n'est pas utilisé, la meilleure paramétrisation consiste à fixer la valeur de l'albédo de diffusion simple en fonction du site et des conditions climatiques. En effet, une valeur moyenne typique de chaque situation peut permettre de réduire les écarts. Cependant une telle valeur sera mieux évaluée après quelques traitements approfondis de mesures représentatives.

La valeur de l'albédo de diffusion simple des aérosols ϖ_0^{par} est fixée égale à 0.99. Cette valeur a l'avantage de lever le doute sur le signe de l'erreur commise sur la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d)$ par rapport à la fonction de phase polarisée vraie. En effet la fonction de phase vraie sera toujours sous-estimée. Le doute subsistera néanmoins sur l'amplitude de l'écart avec $P_a^{\text{vraie}}(\theta_d)$. Mais remarquons que cette incertitude persiste quelle que soit la valeur arbitraire de ϖ_0^{par} , tant que le protocole complet n'est pas appliqué.

5.1. Application de l'algorithme aux mesures RefPol

L'application du protocole nécessite une mesure d'épaisseur optique (Equation 3.12). Dans le cas du traitement des mesures acquises par RefPol, la mesure d'extinction est réalisée par un instrument indépendant. Par conséquent la simultanéité des deux types de mesures doit être vérifiée.

Pour chaque mesure de luminance, on repère la mesure d'épaisseur optique la plus proche dans le temps, dans un délai de 12 minutes. Si celle-ci existe, on calcule l'écart-type des mesures acquises dans un intervalle de 30 minutes avant et après la mesure RefPol. Si cet écart-type est inférieur à 12%, et si le nombre de mesures d'extinction dans l'intervalle d'une heure est supérieur à 4, alors on envisage le traitement de la luminance.

Il est également vérifié que l'angle solaire zénithal au moment de la mesure est inférieur à 75°, et on ne prend pas en compte les mesures à des angles de visée supérieur à 80° à Izana, à 70° à Lille et La Laguna, et à des angles de diffusion inférieurs à 15°.

Le bruit pourtant faible (moins de 1% à toute longueur d'onde) de la mesure de luminance polarisée a une influence très importante sur la restitution de la fonction de phase polarisée à 445 nm. Le Paragraphe 5.1.a. est donc dédié à cet aspect du traitement. La sensibilité de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ à la matrice de phase paramètre $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$ est étudiée dans le paragraphe suivant. En outre, la luminance polarisée calculée, $L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d)$, peut s'annuler à des angles de diffusion compris dans l'intervalle angulaire d'étude. L'inversion de cette grandeur (Equation 3.12) provoque alors des discontinuités de la restitution. Le paragraphe 5.1.c. traite ce problème.

5.1.a. Effet du bruit instrumental sur les restitutions

Toutes les mesures de luminance polarisée sont légèrement bruitées. Notons $\Delta L^{\text{pol}}(\theta_d)$ ce bruit et $\Delta R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ l'effet de ce bruit sur les restitutions $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$. D'après l'Equation 3.12, $\Delta R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ s'écrit ainsi:

$$\Delta R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda) = \frac{\Delta L^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)}{L^{\text{pol}(n)}_{\text{OS}}(\theta_d, \lambda)} \cdot \left[Q_a^{\text{par}}(\theta_d, \lambda) + \frac{\delta_{\text{Ray}}(\lambda) \cdot Q_{\text{Ray}}(\theta_d)}{\varpi_0^{\text{par}}(\lambda) \cdot \delta_{\text{aer}}(\lambda)} \right] \quad (3.18)$$

Etudions la variabilité de chacun des termes. Les observations montrent que $\Delta L^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda) / L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d, \lambda)$ (en posant $L^{\text{pol}(n)}_{\text{OS}}(\theta_d, \lambda) = L^{\text{pol}}_{\text{mes}}(\theta_d, \lambda)$) est inférieur à 0.01 quelle que soit la longueur d'onde, à Lille et à Tenerife. $Q_{\text{Ray}}(\theta_d, \lambda)$ varie faiblement angulairement, $Q_{\text{Ray}}(\theta_d = 90^\circ, \lambda) = 0.75$. Posons $\varpi_0^{\text{par}}(\lambda) = 1$.

Les grandeurs $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$, $\delta_{\text{Ray}}(\lambda)$ et $Q_a^{\text{par}}(\theta_d, \lambda)$ du terme entre crochets rendent $\Delta R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ très sensible aux conditions atmosphériques et à la longueur d'onde. L'effet du bruit diminue pour une quantité croissante d'aérosols (accroissement de $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$), pour des grosses particules (faible $Q_a^{\text{par}}(\theta_d, \lambda)$) et pour une longueur d'onde croissante (diminution de $\delta_{\text{Ray}}(\lambda)$). $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ subit de grandes variations

suivant les conditions atmosphériques et $\delta_{Ray}(\lambda)$ est très variable spectralement. À 870 nm, $\delta_{Ray}(\lambda) = 0.015$, supposons $\delta_{aer}(\lambda)$ compris entre 0.015 et 0.3, $\frac{\delta_{Ray}(\lambda) \cdot Q_{Ray}(\theta_d, \lambda)}{\omega_0^{par}(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda)}$ varie alors entre 0.05 et

1. D'après les modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 la fonction de phase varie entre 0.05 et 0.3 à 90°. En supposant $Q_a^{par}(\theta_d, \lambda) = Q_a^{vraie}(\theta_d, \lambda)$, $\Delta R^{pol}(\theta_d, \lambda) / R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ est compris approximativement entre 1 et 20% à 870 nm. En revanche, à 445 nm, le rapport $\delta_{Ray}(\lambda) / \delta_{aer}(\lambda)$ est compris entre 0.5 et 10, ce qui, pour une fonction de phase aérosol équivalente, donne une variation $\Delta R^{pol}(\theta_d, \lambda) / R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ comprise entre 2 et 200 %.

Par exemple, la *Figure 3.10* présente une mesure de luminance polarisée et la mesure lissée à 445 nm ainsi que les restitutions pour chacune de ces données et les mêmes restitutions à 870 nm, pour un cas de mesures à Izana, pendant un événement aérosol. La restitution de la mesure lissée ne présente aucune irrégularité aux deux longueurs d'onde. La fonction de phase restituée à partir de la mesure non lissée est beaucoup plus bruitée à 445 nm qu'à 870 nm. En effet, d'après les estimations précédentes, une épaisseur optique moyenne et un coefficient d'Ångström petit donne un bruit de l'ordre de 20% à 445 nm, de 2% à 870 nm.

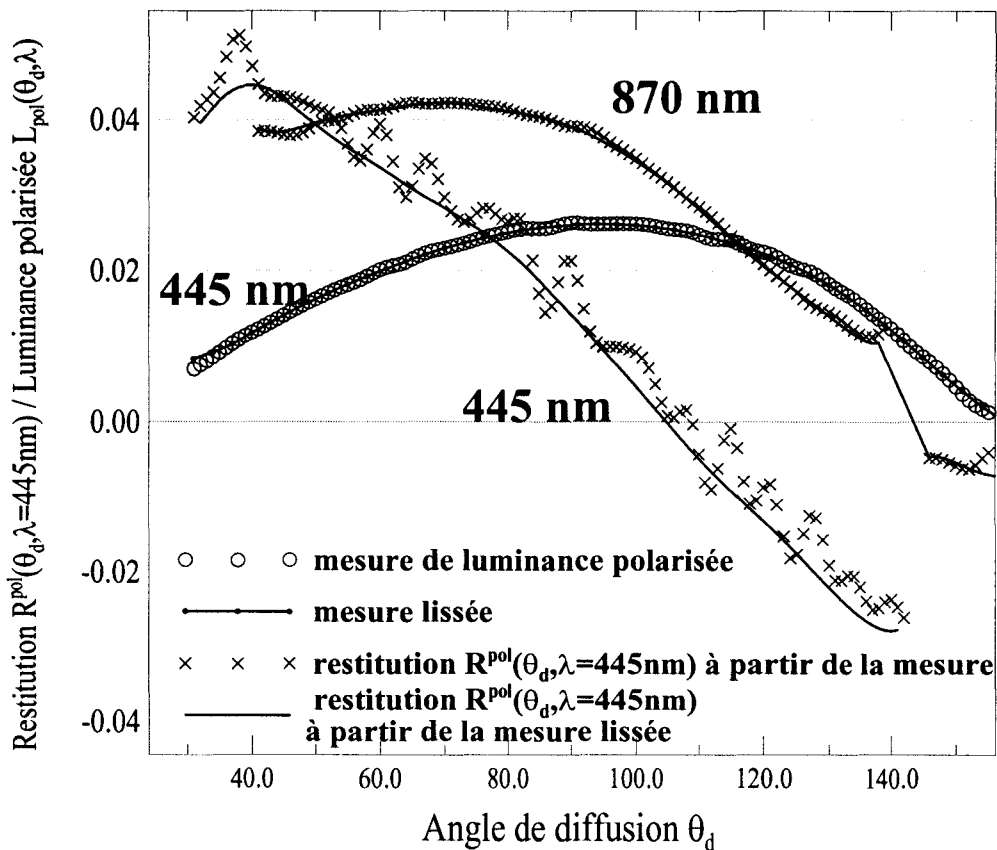


Figure 3.10. Effet du bruit de la mesure de luminance polarisée à 445 nm. Acquisition à Izana, du 17/07/97, à 18:26 G.M.T..

Comme un bruit de l'ordre de 1 % est imputable à l'instrument et non aux conditions atmosphériques, les mesures sont lissées.

5.1.b. Sensibilité de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ à la matrice de phase

Ce paragraphe est dédié à l'étude de sensibilité de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ à la matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$, quand l'albédo de diffusion simple ϖ_0^{par} est constante et différente de $\varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$. L'algorithme est appliqué aux simulations calculées pour les deux modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 . Deux modèles d'aérosols supplémentaires sont définis pour calculer $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$, afin de discerner l'effet du type de granulométrie (Junge ou log-normale) de celui de la proportion en nombre entre grosses et petites particules (coefficient d'Ångström). Les caractéristiques des modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 sont modifiées de telle façon à faire correspondre le coefficient d'Ångström respectif au coefficient de l'autre modèle. Le modèle d'aérosols $M_a^{1\text{bis}}$ est équivalent à M_a^1 à l'exception de la pente v qui est fixée à 3.4 (au lieu de 4.6). Le modèle d'aérosols $M_a^{2\text{bis}}$ est équivalent à M_a^2 sauf pour la proportion du nombre de particules de chaque mode, N_1/N_2 , qui est multiplié par 10. La matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$ est alors calculée pour les quatre modèles d'aérosols.

Les restitutions sont tracées sur les graphiques des *Figures 3.11 et 3.12*, pour chaque type de simulation, à chaque longueur d'onde. Comme $\varpi_0^{\text{par}} = \varpi_0^{\text{vrai}}$ pour chaque restitution, $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda, \mathbf{P}_a^{\text{par}} = \mathbf{P}_a^{\text{vraie}}) = Q_a^*(\theta_d, \lambda) = Q_a^{\text{vraie}}(\theta_d, \lambda)$.

La restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$, dans le domaine spectral du visible (445 et 665 nm), est meilleure quand le coefficient d'Ångström du modèle paramètre, α^{par} , est similaire au coefficient d'Ångström de la simulation.

En outre le type de granulométrie (Junge ou log-normale) affecte la restitution à 445 nm. La différence relative est plus petite quand la granulométrie est du même type que celle définissant la fonction vraie. Aux autres longueurs d'onde, les courbes correspondant à un modèle paramètre de même coefficient d'Ångström sont confondues quel que soit le type de granulométrie.

Une première identification de la variabilité des mesures (conditions géographiques du site, conditions atmosphériques, ...) est réalisée par des mesures multispectrales d'extinction qui estiment la quantité de particules (par δ_{aer}) et donnent une indication sur la granulométrie (par l'intermédiaire de α). Ainsi une mesure de la variation spectrale de l'extinction nous donne une indication sur la matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$ à utiliser. A 445 et 665 nm, il est préférable d'utiliser une granulométrie paramètre pour laquelle le coefficient d'Ångström paramètre α^{par} coïncide avec le coefficient d'Ångström de la mesure, α^{mes} .

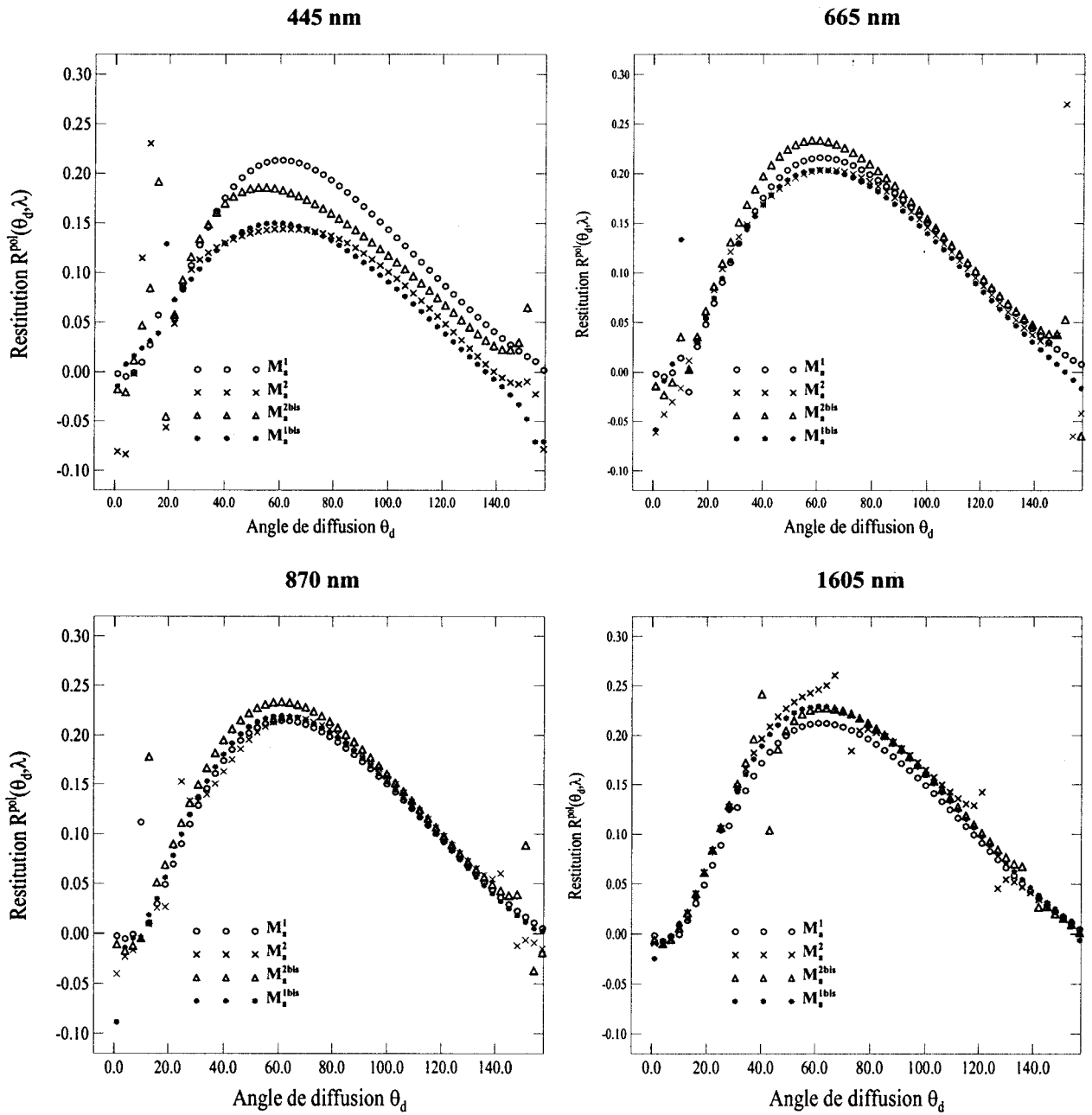


Figure 3.11. Restitutions $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$. Application du protocole aux simulations du modèle d'aérosols M_a^1 pour différentes matrices de phase paramètre P_a^{par} et $\varpi_0^{par} = \varpi_0^{vrai}$.

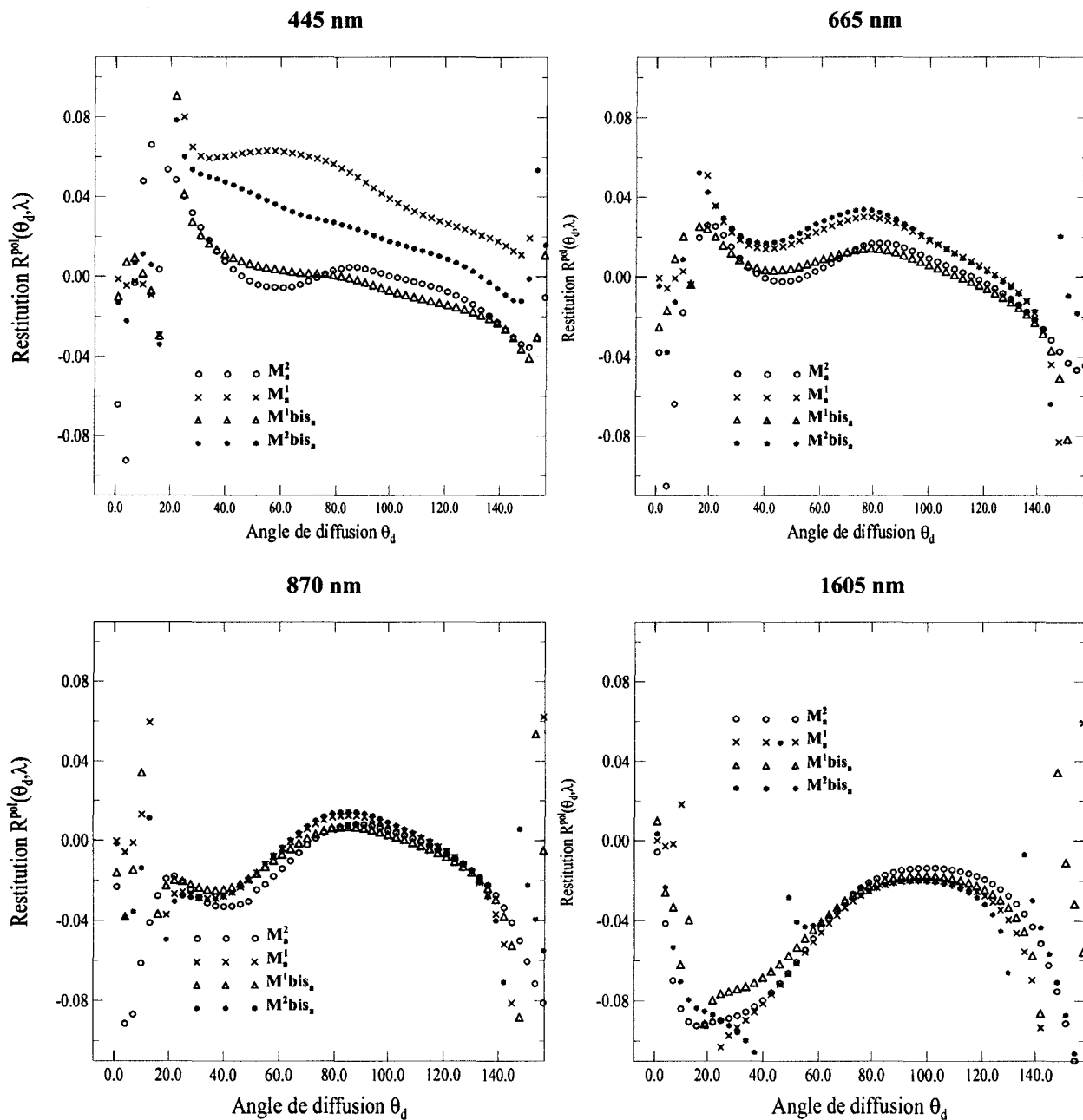


Figure 3.12. Comme Figure 3.11 mais pour des simulations du modèle d'aérosols M_a^2 .

40 modèles d'aérosols sont donc définis pour la paramétrisation de l'algorithme. Ces 40 modèles correspondent à 20 valeurs du coefficient d'Ångström paramètre α^{par} , et pour deux types de granulométrie. La valeur de α^{par} varie de 0 à 2 par pas de 0.1. Une granulométrie obéit à la loi de Junge (comme celle de M_a^1), l'autre est une bimodale de distribution log-normale (comme celle de M_a^2). La pente ν de la loi de Junge varie de 3 à 5 par pas de 0.1, dans l'autre cas, la proportion relative du nombre de particules de chaque mode, N_1/N_2 , varie de 10 à 2500.

5.1.c. Discontinuités de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$

L'annulation du terme $L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d)$ de l'Equation 3.12 provoque une discontinuité de la fonction de phase polarisée restituée. La fonction de phase est alors perturbée sur un intervalle angulaire de 20° environ de part et d'autre de l'angle où s'annule $L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d)$. Le modèle d'aérosols paramètre ($\mathbf{P}_a^{\text{par}}$) est donc sélectionné afin d'éliminer les discontinuités du champ angulaire d'étude.

La luminance polarisée calculée dans les conditions expérimentales de la mesure du 17 juillet à Izana est tracée sur la Figure 3.13. Le coefficient d'Ångström était alors petit, de l'ordre de 0.15. Dans ce cas, la luminance polarisée $L^{\text{pol}}_{\text{OS}}(\theta_d)$ calculée à 870 nm pour un modèle avec α^{par} de 0.2 s'annule à un angle de diffusion supérieur à 20° , quel que soit le type de granulométrie paramètre. Les cas où le point neutre survient à un angle de diffusion inférieur à 20° pour une valeur α^{par} minimale et pour chaque granulométrie, sont également tracés sur la Figure 3.13. Ces conditions sont remplies par les luminances pour un coefficient d'Ångström α^{par} de 0.5, quelle que soit la granulométrie. Les luminances polarisées simulées pour $\alpha^{\text{par}} = 1.5$, ainsi que la mesure, sont ajoutées sur la même figure pour permettre la comparaison.

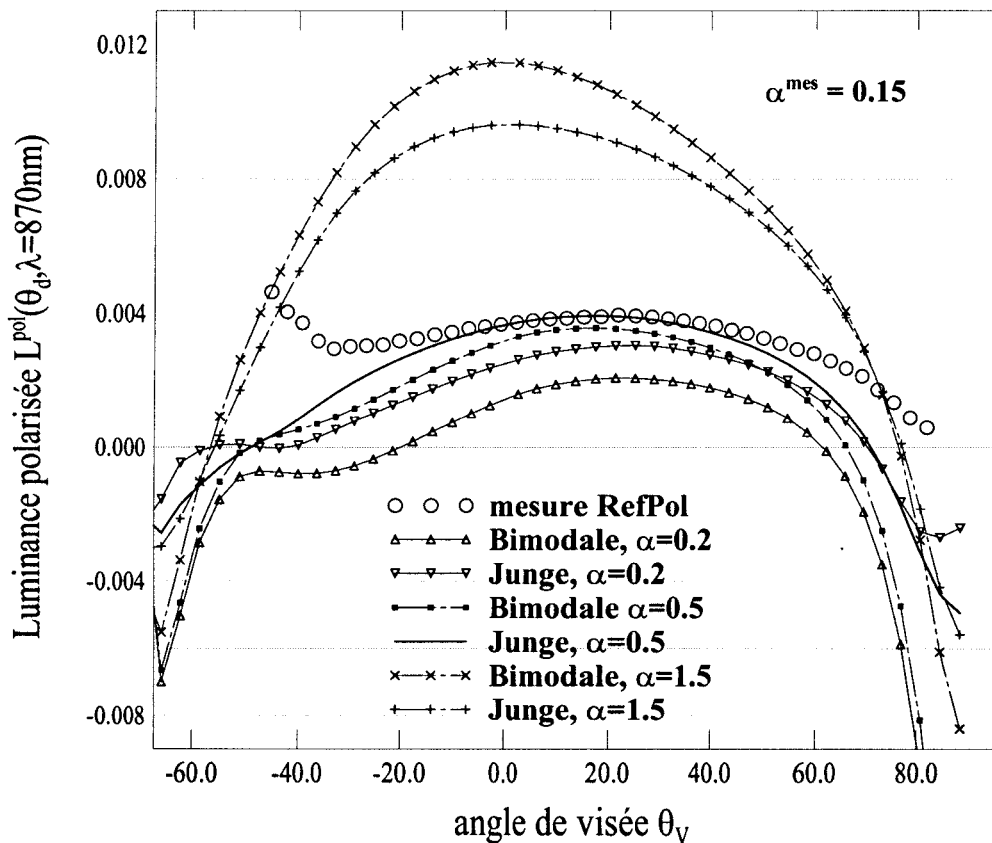


Figure 3.13. Mesure et simulations de la luminance polarisée à 870 nm pour plusieurs modèles d'aérosols.

Les fonctions de phase polarisées restituées à partir de chacun des modèles d'aérosols 'paramètre' qui ont servi aux simulations précédentes sont tracées sur la Figure 3.14. La restitution subit une forte variabilité suivant le modèle paramètre. Dans le cas $\alpha^{par} = 0.2$, les discontinuités empêchent l'interprétation des résultats pour $\theta_d < 85^\circ$. Une seconde discontinuité intervient entre 130° et 150° , quelle que soit la valeur de α^{par} . La fonction de phase la plus grande en amplitude est celle qui correspond à la paramétrisation par Junge et pour $\alpha^{par} = 1.5$.

La fonction de phase calculée pour $\alpha^{par} = 0.5$ est la fonction pour laquelle la différence $|\alpha^{mes} - \alpha^{par}|$ est minimale et dont aucune des discontinuités n'est observée entre 30° et 140° . Le modèle d'aérosols correspondant à cette valeur de α^{par} est sélectionné. La paramétrisation par une granulométrie de Junge est préférée car la seconde discontinuité survient à un angle plus grand qu'avec la granulométrie bimodale.

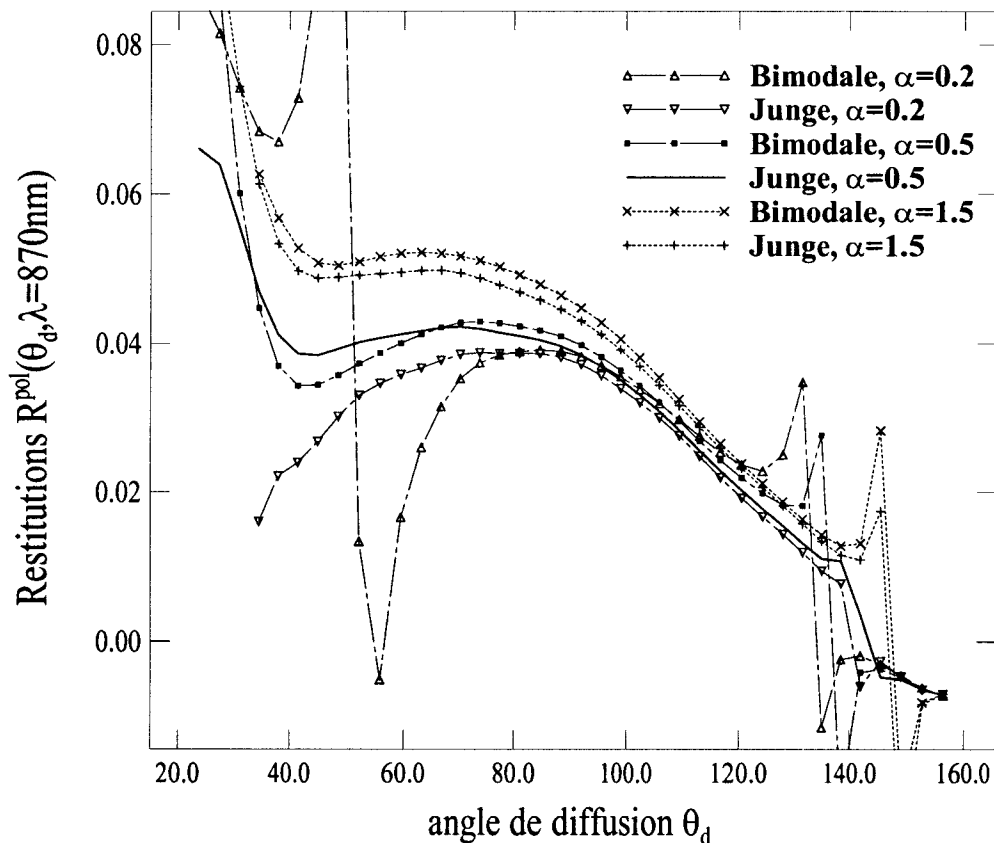


Figure 3.14. Restitutions $R^{pol}(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$ pour des modèles d'aérosols 'paramètre' correspondant à plusieurs valeurs de α^{par} .

Ce phénomène survient à 870 nm et non à 445 nm car la contribution moléculaire plus importante aux courtes longueurs d'onde prévient l'annulation de la luminance polarisée calculée dans l'intervalle angulaire d'étude. Comme le choix du modèle est important pour une restitution efficace (vu au début du Chapitre), on garde la paramétrisation initiale à 445 nm.

Dans le cas où α^{mes} est inférieur à 0.5, on utilisera un modèle d'aérosol correspondant à $\alpha^{par} = 0.5$ et calculé par une granulométrie de Junge pour la restitution de la fonction de phase polarisée à 870 nm.

5.2. Application de l'algorithme aux mesures AERONET

L'acquisition des mesures par les photomètres CIMEL du réseau AERONET est automatique. L'avantage de ce mode de fonctionnement est de proposer de grands jeux de données.

L'inconvénient réside dans le nombre limité de tests optiques qui contrôlent l'état du ciel lors de l'acquisition. Un test est effectué sur la stabilité du rayonnement direct, sur une durée de quelques secondes, mais rien ne garantit l'absence de nuages dans le plan principal solaire.

Plusieurs tests sont appliqués aux mesures afin de filtrer les données à analyser. L'inventaire est présenté dans Elias et al [2000] (*Annexe VII*), nous en reprenons ici les principaux points. Un premier filtre teste les valeurs d'épaisseur optique. La mesure est rejetée si l'écart-type de l'épaisseur optique mesurée en une heure est supérieur à 12%. Un second filtre teste les mesures de luminance totale. Dans la cas où un pic de diffusion est observé, la mesure n'est pas retenue.

Les données du Cap Vert et de Dakar ont été analysées dans le cadre de l'interprétation des résultats dérivés des mesures acquises durant ACE2. Le premier test filtre 70% des données du Cap Vert, 60% des données de M'Bour. Le second test filtre rejette environ 5% de mesures. Finalement, environ 20% des données du Cap Vert sont analysées, 30% des données de M'Bour. La mesure de luminance polarisée est lissée au préalable, comme la mesure RefPol.

Des photomètres munis de polariseurs efficaces dans l'infrarouge ont équipé plus de douze sites localisés en Europe, Afrique du Nord, Amérique du Nord. Nous avons plus particulièrement analysé les mesures acquises à Bondoukoui (11°50' N, 3°45' O), Sal (Ile de Cape Verde, 16°43' N, 22°56' O), Dakar (14°23' N, 16°57' O), GSFC-Washington (39°01' N, 76°52' O), Lille (50°36'N, 3°08' E), car ces sites sont soumis au même type d'aérosols que ceux correspondant aux mesures de RefPol.

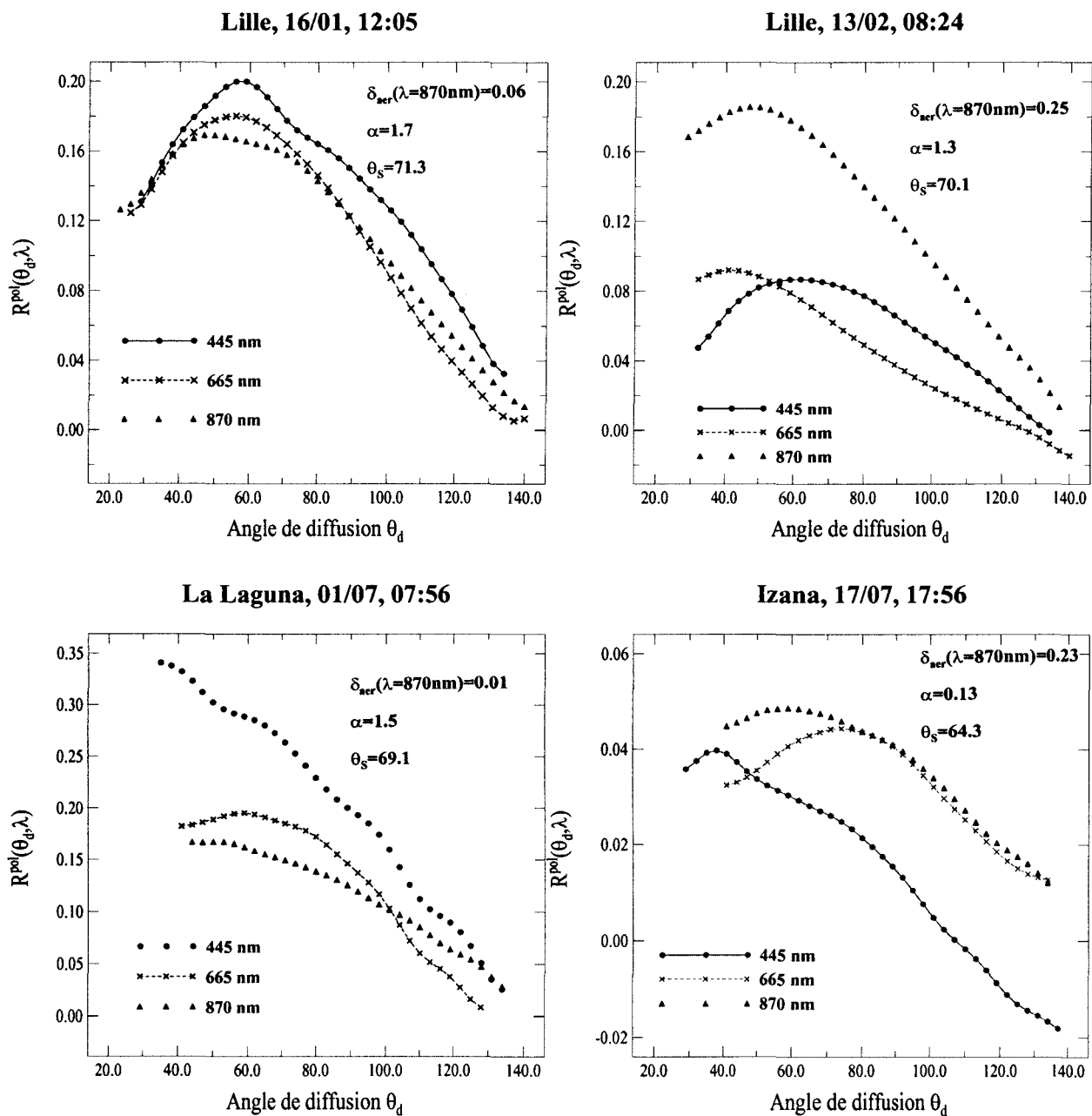


Figure 3.15. Restitutions $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ à 445, 665, 870 nm, déduites de mesures réalisées pendant différentes campagnes.

6. Relation entre la restitution $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ et le coefficient d'Ångström

Les fonctions de phase polarisées sont déduites à 445, 665 et 870 nm des séries de mesures présentées au 2^e Chapitre. Elles sont tracées sur la *figure 3.15*. Elles ont été réalisées lors de conditions claires et turbides, à Lille et à Tenerife. La variabilité des fonctions est très forte, en amplitude, angulairement et spectralement.

Toutes longueurs d'onde confondues, la position du maximum de la fonction de phase polarisée varie entre 40° (17/07 à 445 nm) et 80° (17/07 à 870 nm) d'angle de diffusion. Le 1^{er} juillet, la fonction de phase n'atteint pas de maximum évident, la variation angulaire de la fonction est monotone, décroissant de 35 à 140°. A 870 nm, l'amplitude du maximum varie de 0.04 le 17/07, à 0.16-0.18 les autres jours. Par contre à 445 nm ce maximum varie de 0.04 (17/07) à 0.20 (16/01) en passant par la valeur intermédiaire de 0.09 (13/02). Le 1^{er} juillet, la fonction atteint la valeur de 0.35 à 35°.

La dépendance spectrale illustre deux situations: la fonction de phase polarisée à 445 nm est supérieure à celle à 870 nm, quand l'épaisseur optique est la plus faible, $\delta_{aer} < 0.1$ (16/01, 01/07); la fonction de phase à 445 nm est inférieure quand l'épaisseur optique est la plus forte, $\delta_{aer} > 0.2$ (13/02, 17/07).

Les fonctions de phase calculées d'après la théorie de Mie au 1^{er} Chapitre, montrent un rapport $P_a(\theta_d, \lambda=445 \text{ nm}) / P_a(\theta_d, \lambda=870 \text{ nm})$ inférieur ou égal à 1 (rapport de 1 dans le cas d'une granulométrie de Junge, rapport de 0.6 environ pour une bimodale log-normale). Ce rapport est compris entre 0.4 (17/07) et 1.55 (01/07) quand les mesures sont considérées. Il semble corrélé à la valeur de l'épaisseur optique. La dépendance de ce rapport avec l'épaisseur optique peut être causée par un biais dû à l'étalonnage absolu, dont l'impact est plus grand quand l'épaisseur optique est faible (*paragraphe 4.3.a.*).

La *Figure 3.15* montre que l'amplitude des fonctions de phase polarisées semble corrélée à la valeur du coefficient d'Ångström. Bréon et al [1997] mentionne cette propriété en appliquant la théorie de Mie à des modèles d'aérosols variables. La fonction de phase polarisée à 60° est alors tracée en fonction du coefficient d'Ångström sur la *Figure 3.16*, à 445 et 870 nm. Toutes les mesures répondant aux conditions énoncées dans le paragraphe sont analysées, chaque point correspond à une fonction de phase restituée dans la période de janvier à octobre 1997. La dispersion peut s'expliquer par plusieurs raisons.

L'approximation d'aérosols non absorbants est certainement fautive. La dispersion des points peut être due à une variation de la valeur de τ_0^{vrai} , non prise en compte ici. En effet, la variation de δ_{aer}

pour des valeurs de α peu variables traduit des conditions atmosphériques différentes qui peuvent affecter l'absorption des aérosols.

D'autre part, l'effet d'un éventuel biais d'étalonnage est sensible à la valeur de δ_{aer} . Ceci peut entraîner la dispersion des points pour une valeur constante du coefficient d'Ångström.

Enfin, le coefficient d'Ångström ne traduit pas des variations du type de granulométrie, mais seulement de la proportion entre grosses et petites particules. Une faible dispersion de la fonction de phase polarisée peut être causée par une variation du type de granulométrie.

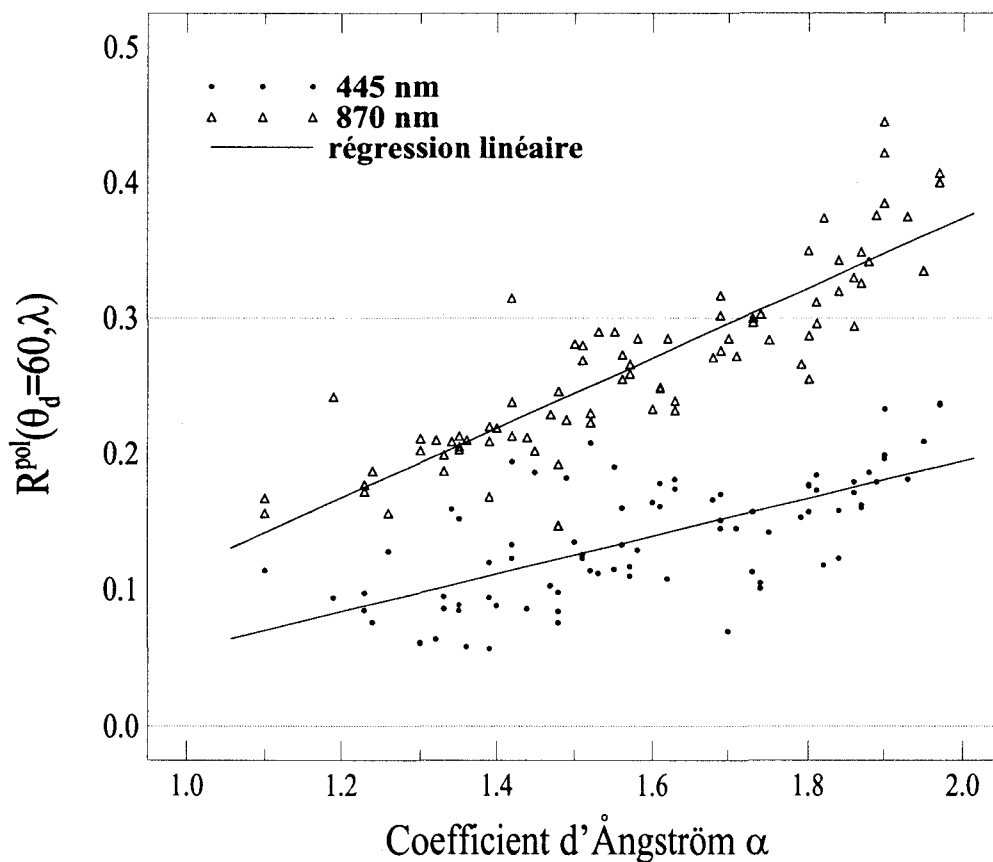


Figure 3.16. Relation entre la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d=60^\circ, \lambda)$ à deux longueurs d'onde et le coefficient d'Ångström α^{mes} . Résultats obtenus d'après les acquisitions à Lille de janvier à octobre 1997.

La dépendance de la fonction de phase polarisée avec le coefficient d'Ångström, provenant des mesures acquises à Tenerife, est présentée dans Elias et al [2000] (*Annexe VII*). La corrélation entre ces deux grandeurs est meilleure parce que les acquisitions sont moins nombreuses, bien qu'elles correspondent à un large intervalle de valeurs de α (de 0 à 1.5).

La relation entre $R^{\text{pol}}(\theta_d=60^\circ, \lambda=870\text{nm})$ et α , restitués à partir de mesures AERONET sur trois sites (Lille, Washington, Bondoukou), est tracée sur les *Figures 3.17 et 3.18*. La corrélation est

meilleure dans le cas des sites subissant l'influence d'aérosols désertiques. L'intervalle de valeur du coefficient d'Ångström est spécifique au site. Les sites désertiques sont impactés par des aérosols plus gros. Pour une même valeur de α , la fonction $R^{\text{pol}}(\theta_d=60^\circ, \lambda=870\text{nm})$ est plus grande à Bondoukoui qu'en zone urbaine.

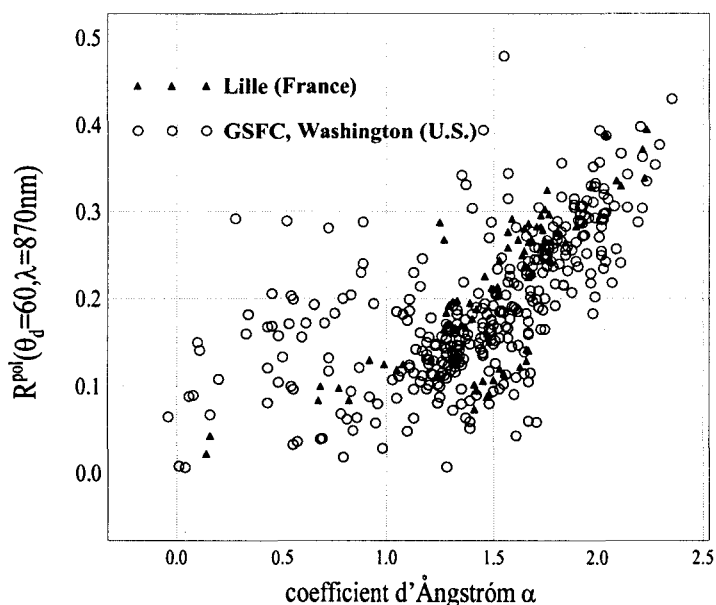


Figure 3.17. Comme Figure 3.16 mais à 870 nm uniquement. Mesures acquises par AERONET en sites urbains, à Lille et à GSFC-Washington.

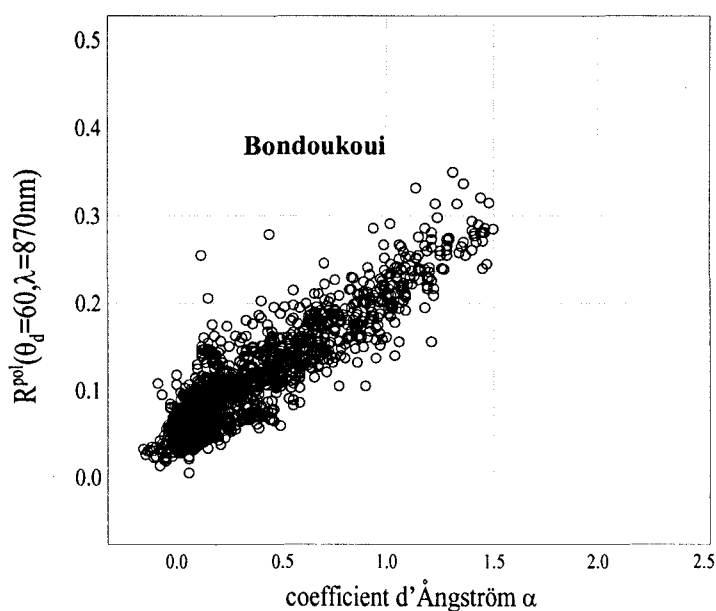


Figure 3.18. Comme Figure 3.17 mais mesures acquises par AERONET à Bondoukoui.

7. Dépendance spectrale de la luminance polarisée des aérosols

Dans le cadre de la validation des données POLDER au-dessus des terres émergées, il est intéressant d'étudier la dépendance spectrale de la luminance polarisée des aérosols mesurée depuis le sol. En effet, le rayonnement ascendant ou descendant doit montrer la même dépendance spectrale de la luminance polarisée des aérosols.

La luminance polarisée des aérosols $L_a^{pol}(\theta_d, \lambda)$ dépend directement de la fonction de phase polarisée des aérosols. Nous négligeons les diffusions multiples en écrivant:

$$L_a^{pol}(\theta_d, \lambda) \approx \frac{\omega_0(\lambda) \cdot \delta_{aer}(\lambda) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda)}{4 \cos \theta_v} \quad (3.19)$$

La dépendance spectrale de $L_a^{pol}(\theta_d, \lambda)$ est exprimée par le rapport $H^{pol}(\theta_d)$:

$$H^{pol}(\theta_d) = \frac{L_a^{pol}(\theta_d, \lambda = 445nm)}{L_a^{pol}(\theta_d, \lambda = 870nm)} = \frac{\omega_0(\lambda = 445nm) \cdot \delta_{aer}(\lambda = 445nm) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda = 445nm)}{\omega_0(\lambda = 870nm) \cdot \delta_{aer}(\lambda = 870nm) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda = 870nm)} \quad (3.20)$$

L'albédo de diffusion simple est supposé constant quelle que soit la longueur d'onde, donc:

$$H^{pol}(\theta_d) = \frac{\delta_{aer}(\lambda = 445nm) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda = 445nm)}{\delta_{aer}(\lambda = 870nm) \cdot Q_a(\theta_d, \lambda = 870nm)} \quad (3.21)$$

Le rapport des luminances polarisées des aérosols est estimé à partir des restitutions $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ présentées sur la *figure 3.15*. Ce rapport est tracé sur la *figure 3.19*, pour quatre acquisitions, à Lille et à Tenerife.

Deux cas sont rencontrés. Soit $L_a^{pol}(\lambda=870 \text{ nm}, \theta_d) < L_a^{pol}(\lambda=445 \text{ nm}, \theta_d)$ quand δ_{aer} est petit ($\delta_{aer} < 1$), soit $L_a^{pol}(\lambda=870 \text{ nm}, \theta_d)$ et $L_a^{pol}(\lambda=445 \text{ nm}, \theta_d)$ sont du même ordre de grandeur quand δ_{aer} est plus grand, avec des différences de comportement le 13/02 suivant les zones angulaires, et une différence plus marquée à Izana.

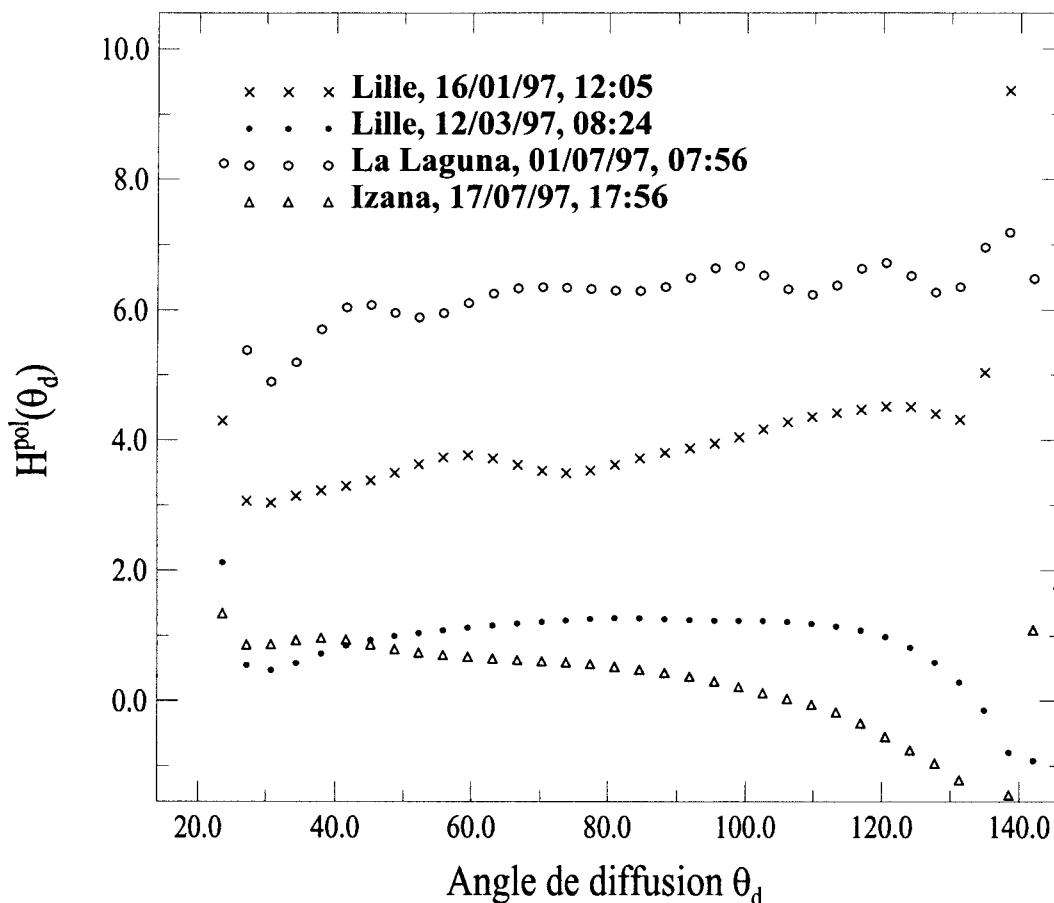


Figure 3.19. Rapport spectral $H^{pol}(\theta_d)$ de la luminance polarisée des aérosols estimée des restitutions $R^{pol}(\theta_d, \lambda)$ correspondant à différentes campagnes de mesure.

8. Conclusions

Le protocole de restitution des fonctions de phase naturelle et polarisée, ainsi que de l'albédo de diffusion simple, dans le visible et le proche infrarouge, est présenté dans ce chapitre. La sensibilité du protocole au paramètre ϖ_0^{par} est importante et maximale aux courtes longueurs d'onde. La sensibilité du protocole aux incertitudes expérimentales est estimée à 445 et 870 nm en appliquant des biais aux mesures simulées. La restitution de $\varpi_0^{par}_{norm}$ à 445 nm est très bonne, même dans le cas d'une erreur appliquée sur les valeurs d'épaisseur optique et sur l'angle de visée. La source d'erreur la plus importante vient d'un biais de la luminance totale.

La restitution de la fonction de phase naturelle à 445 nm est très sensible aux incertitudes expérimentales, sauf aux angles de diffusion inférieurs à 110° . La dérive est maximale quand une

erreur est appliquée à l'angle de visée et à l'épaisseur optique moléculaire. Cependant, le test sur la normalisation de la restitution réduit de façon significative les écarts entre la fonction restituée et la fonction vraie à 445 et 870 nm. La restitution de la fonction de phase est meilleure à 870 nm qu'à 445 nm. La différence entre la fonction de phase restituée à 870 nm et la fonction vraie est inférieure à 10%, sauf dans le cas d'une erreur sur l'angle de visée, où elle dépasse 15% pour des angles de diffusion supérieurs à 120°.

L'application du protocole à une longue série de mesures nécessite l'approximation de la valeur de ϖ_0^{par} . Ainsi, la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ est estimée et non $Q_a^*(\theta_d)$. Des calculs sur des simulations montrent que les restitutions $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ ($\varpi_0^{\text{par}} \neq \varpi_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$) à 445 et 665 nm sont sensibles à la matrice de phase paramètre. Le type de granulométrie influence la restitution à 445 et 665 nm alors que le coefficient d'Ångström paramètre influence uniquement la restitution à 445 nm. Ces observations nous permettent de mieux paramétrer le protocole quand les mesures spectrales d'épaisseur optique sont acquises simultanément aux mesures en plan principal.

La restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ déduite de mesures RefPol et AERONET montre une bonne corrélation entre les restitutions de la fonction de phase polarisée et le coefficient d'Ångström, en utilisant l'approximation $\varpi_0^{\text{par}} = 0.99$. Le protocole a été appliqué à des mesures acquises à 445 et 870 nm et représentant des aérosols de type urbain ainsi que des aérosols d'origine désertique. La dépendance spectrale de la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \varpi_0^{\text{par}})$ dépend de la valeur de l'épaisseur optique des aérosols. Un biais systématique sur l'étalonnage pourrait être la cause de ce comportement.

Les fonctions de phase dépendant directement des caractéristiques des aérosols, elles peuvent être inversées afin de restituer la granulométrie des aérosols, intégrée verticalement sur la colonne atmosphérique. L'indice de réfraction peut être évalué également par la procédure d'inversion en tenant compte de la fonction de phase polarisée. Cet aspect est traité dans le 4^e Chapitre.

4^e chapitre.

Microphysique des aérosols dérivée des fonctions de phase naturelles et polarisées à plusieurs longueurs d'onde

Le forçage radiatif des aérosols sur le bilan énergétique terrestre est déduit de leurs propriétés microphysiques. Le développement d'algorithmes dédiés à l'interprétation des données satellitaires en terme de propriétés optiques nécessite également la détermination de modèles d'aérosols.

L'extinction, la diffusion et la polarisation du rayonnement solaire par les aérosols dépendent de leur granulométrie et de leur indice de réfraction (1^{er} Chapitre). La mesure des propriétés optiques des aérosols permet alors de caractériser les aérosols. La technologie instrumentale (concernant la gamme d'angle visée, le champ spectral d'étude) est développée afin d'optimiser l'acquisition de l'information concernant les aérosols. Les mesures de luminance sont donc acquises en plan principal, du visible au proche infrarouge (2^e Chapitre). Les propriétés optiques des aérosols sont ensuite déduites de la mesure du rayonnement atmosphérique (3^e Chapitre). Les calculs de transfert radiatif nécessitent la matrice de phase des aérosols, alors que seules les fonctions de phase polarisées et naturelles de 2 à 140° sont restituées. L'objectif de ce chapitre est donc de montrer comment on définit un modèle d'aérosols (granulométrie, indice de réfraction) capable de restituer les propriétés optiques déduites des mesures multispectrales.

La procédure d'inversion détermine une granulométrie qui restitue les propriétés optiques des aérosols: l'épaisseur optique, la fonction de phase naturelle et la fonction de phase polarisée. La granulométrie ne peut être exprimée de façon analytique en fonction des propriétés optiques. L'inversion consiste alors à appliquer une procédure numérique itérative qui estime le nombre d'aérosols sur plusieurs intervalles de rayon.

Les premières applications de la méthode d'inversion avaient pour but de rechercher la granulométrie qui restituait la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols [Yamamoto and Tanaka, 1969; King et al, 1978]. Elle est encore utilisée aujourd'hui, comme par Cazier [1998], Russell et al [1999], Formenti et al [2000]. Les bornes de l'intervalle dimensionnel sur lequel la granulométrie est estimée dépendent du type de granulométrie à restituer [King et al, 1978]. Cet intervalle s'étend de 0.05 à 2 μm environ si les mesures d'extinction sont réalisées dans le visible et le proche infrarouge [Gonzalez Jorge and Ogren, 1996]. L'information sur le nombre de particules de rayon supérieur à 2 μm peut être obtenu soit en étendant l'intervalle spectral de la mesure d'extinction, soit en associant dans la procédure d'inversion la fonction de phase naturelle des aérosols mesurée dans l'auréole solaire. En effet, Santer et Herman [1983] montrent que la pro-diffusion ($\theta_d < 5^\circ$) est principalement due aux grosses particules ($3 < r < 9 \mu\text{m}$, pour $\lambda = 1 \mu\text{m}$). La mesure de l'auréole solaire est alors complémentaire des mesures d'extinction pour évaluer la granulométrie [Devaux et al, 1989]. En outre, cette mesure réduit l'inconvénient lié à la méconnaissance de la variation spectrale de l'indice de réfraction. En effet, d'après Gonzalez Jorge et Ogren [1996], l'approximation d'un indice de réfraction constant spectralement peut induire des déformations de la granulométrie retrouvée quand des mesures s'étendant sur plusieurs longueurs d'onde sont inversées.

L'inversion permet d'obtenir une granulométrie associée à un indice de réfraction. Comme la valeur de l'indice de réfraction n'est pas accessible directement par des mesures radiométriques, une méthodologie a été développée pour évaluer à la fois la granulométrie et l'indice de réfraction. Celle-ci consiste à déterminer des granulométries en fonction de plusieurs valeurs de l'indice de réfraction. Chaque jeu de résultats est intégré par la théorie de Mie pour estimer des propriétés optiques qui sont mesurées par ailleurs, et qui sont indépendantes des mesures déjà inversées. C'est par exemple le principe de la méthode CIRATRA (Coupled Inversion RAdiative TRAnsfers) [Von Hoyningen-Huene and Posse, 1997]. Celle-ci consiste à inverser la variation spectrale de l'épaisseur optique et la mesure de l'auréole solaire (de 2 à 12°) et à comparer les restitutions à partir des granulométries inversées avec la fonction de phase naturelle mesurée simultanément de

12 à 140°. Ceci permet de sélectionner la valeur de la partie réelle de l'indice de réfraction. Cependant, la variation spectrale de l'indice de réfraction est négligée lors de l'inversion, et la mesure d'auréole dépend peu de l'indice de réfraction des particules.

Le principe du protocole d'inversion utilisé ici est similaire:

- i) inversion de données photométriques en fonction de l'indice de réfraction,
- ii) calcul par la théorie de Mie des propriétés optiques des aérosols,
- iii) comparaison avec une mesure indépendante.

Nous disposons cependant d'une donnée supplémentaire, la mesure de la polarisation, qui est très sensible à la valeur de l'indice de réfraction et est donc utilisée pendant l'étape iii). Celle-ci donne l'avantage d'inverser dans l'étape i) la fonction de phase naturelle à une seule longueur d'onde, ce qui évite de formuler une hypothèse sur la variation spectrale de l'indice de réfraction

La fonction de phase naturelle est bien adaptée à la restitution de la granulométrie sur un large intervalle de rayon car chaque zone angulaire dépend prioritairement d'une classe de particules uniquement (1^{er} Chapitre). La fonction de phase est inversée pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction. La granulométrie restituée, associée à une valeur de l'indice de réfraction, est utilisée pour calculer la fonction de phase polarisée à la même longueur d'onde. La meilleure corrélation entre les fonctions de phase calculée et polarisée désigne la valeur expérimentale de la partie réelle de l'indice de réfraction.

D'après Mishchenko and Travis [1994], l'utilisation de la théorie de Mie pour interpréter les mesures de polarisation dans le cas de particules de forme éloignée de la sphère peut entraîner une sous-estimation significative de la partie réelle de l'indice de réfraction. La polarisation aux longueurs d'onde du visible est cependant due aux particules sub-micrométriques (*Figure 1.11*), qui sont principalement de forme sphérique (aérosols de sulfate). De plus, l'effet de non-sphéricité est plus faible pour $\alpha_{\text{Mie}} < 2$ [Mishchenko and Travis, 1994], ce qui correspond à des particules de rayon $r < 0.25 \mu\text{m}$ à $\lambda = 870\text{nm}$. La théorie de Mie sera alors utilisée dans le protocole d'inversion.

Nous proposons dans ce chapitre un protocole de restitution des propriétés microphysiques des aérosols à partir de mesures multispectrales des fonctions de phase naturelle et polarisée et de l'épaisseur optique des aérosols. Ce protocole combine le protocole de restitution des propriétés optiques des aérosols, présenté au 3^e Chapitre, ainsi que le protocole d'inversion de ces propriétés. Nous allons montrer de quelle façon les informations contenues dans les mesures de luminance totale et polarisée à plusieurs longueurs d'onde peuvent être optimisées.

La méthode des contraintes linéaires de King et al [1978] (1^{er} paragraphe) est adaptée à l'inversion de mesures de la fonction de phase naturelle (ou polarisée) des aérosols (2^e paragraphe). Nous utilisons des données calculées à partir des deux modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 afin de tester l'efficacité du protocole d'inversion, indépendamment de tout problème d'erreur instrumentale. Les propriétés optiques des aérosols sont calculées à partir des granulométries déduites de l'inversion des différents jeux de données et sont comparées entre elles (3^e paragraphe). L'impact de la valeur de l'indice de réfraction est ensuite présenté (4^e paragraphe). Un protocole de restitution est proposé (5^e paragraphe) et appliqué à des mesures acquises en zone urbaine, à Lille (6^e paragraphe).

1. Description de la méthode d'inversion des contraintes linéaires [King et al, 1978]

La théorie de Mie relie les propriétés optiques à la granulométrie et à l'indice de réfraction des aérosols, supposés sphériques et distribués sur la colonne atmosphérique (*Equations 1.9, 1.14 et 1.17* pour l'épaisseur optique $\delta_{aer}(\lambda)$, la fonction de phase naturelle $P_a(\theta_d, \lambda)$ et la fonction de phase polarisée des aérosols $Q_a(\theta_d, \lambda)$ respectivement).

Pour illustrer le principe de la méthode nous allons utiliser l'*Equation 1.9* qui définit l'épaisseur optique $\delta_{aer}(\lambda)$, mais la méthode est applicable également aux fonctions de phase.

Il n'existe pas de solution analytique au problème de l'inversion de la granulométrie à partir des mesures optiques. Une approche numérique consiste à transformer l'intégrale de r_{min} à r_{max} en une sommation d'intégrales sur h sous-intervalles r_j-r_{j+1} ($j=1, \dots, h$; $r_1 = r_{min}$ et $r_{h+1} = r_{max}$), et à décomposer $n(r)$ en produit de deux fonctions du rayon r : $h(r)$ qui varie rapidement avec r , et $f(r)$ qui varie plus lentement [King et al, 1978]. L'*Equation 1.9* devient:

$$\delta_{aer}(\lambda) = \sum_{j=1}^h \int_{r_j}^{r_{j+1}} K(m, r/\lambda) \cdot h(r) \cdot f(r) \cdot dr \quad (4.1)$$

$K(m, r/\lambda)$ est appelée la fonction Kernel. Elle correspond aux termes de Mie décrivant les propriétés optiques d'une particule. Dans ce cas, la fonction Kernel est identique à la section efficace d'extinction (*Equation 1.2.a*):

$$K(m, \lambda) = \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, \lambda) \quad (4.2)$$

En supposant $f(r)$ peu variable sur chacun des sous-intervalles $r_j - r_{j+1}$, et en considérant que la longueur d'onde se décline sur plusieurs valeurs λ_i ($i=1, \dots, k$), l'équation 4.1 peut s'écrire sous forme matricielle:

$$[\mathbf{g}] = [\mathbf{A}] \cdot [\mathbf{f}] + [\boldsymbol{\varepsilon}] \quad (4.3)$$

Le vecteur $[\mathbf{g}]$ est composé de k mesures $\delta_{aer}(\lambda_i)$, la matrice $[\mathbf{A}]$ est composée des éléments

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} K(m, \lambda_i) \cdot h(r) \cdot dr$$

, le vecteur $[\mathbf{f}]$ rassemble les solutions f_j , et $[\boldsymbol{\varepsilon}]$ est composé des éléments

$$\sum_i \varepsilon_i^2$$

qui dépendent des erreurs de mesure et relèvent aussi de l'incertitude sur la fonction Kernel

[King et al, 1978].

Comme minimiser $[\boldsymbol{\varepsilon}]$ pour résoudre l'équation matricielle entraîne une instabilité de la solution $[\mathbf{f}]$ [Philips, 1962; Twomey, 1965], une contrainte est ajoutée [Twomey, 1963; King et al, 1978] et ainsi le vecteur solution $[\mathbf{f}]$ s'écrit:

$$[\mathbf{f}] = [(\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{C}^{-1} \cdot \mathbf{A} + \gamma \cdot \mathbf{H})^{-1}] \cdot [\mathbf{A}^T] \cdot [\mathbf{C}]^{-1} \cdot [\mathbf{g}] \quad (4.4)$$

où $[\mathbf{H}]$ est une matrice de lissage [Twomey, 1963], $[\mathbf{C}]$ une matrice de covariance des mesures et γ un multiplicateur de Lagrange non négatif.

Le nombre de classes d'inversion doit être inférieur au nombre de mesures disponibles afin de pouvoir résoudre l'équation matricielle.

A la première itération, on estime une fonction d'ordre 0, $h^0(r)$, pour calculer les éléments de $[\mathbf{A}]$ qui, injectés dans l'Equation 4.4, permettent de calculer la fonction poids $f^1(r)$. On obtient la granulométrie $h^0(r) \cdot f^1(r)$. On itère en définissant $h^1(r)$ égal à $h^0(r) \cdot f^1(r)$, pour déterminer $f^2(r)$ puis $h^2(r)$, et ainsi de suite jusqu'à l'ordre n . L'itération est stoppée quand le résultat est stable, c'est-à-dire quand $f^n(r) = 1$ et les mesures bien restituées. La solution est la granulométrie $n_{inv}(r) = h^{n-1}(r) \cdot f^n(r)$.

Dans le cas où la mesure g_i est une fonction de phase, la fonction Kernel devient une fonction dépendant en surcroît de l'angle de diffusion, $K(m, \theta_d, r/\lambda) = \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, r/\lambda) \cdot p(\theta_d, m, r/\lambda)$ et le vecteur $[g]$ est alors composé de mesures dont les variables sont la longueur d'onde et l'angle de diffusion.

2. Protocole d'inversion d'un jeu de données

Le résultat du protocole d'inversion dépend de nombreux paramètres qui sont présentés ici. La valeur de la plupart des paramètres est constante au cours de notre étude afin que les résultats soient comparables. La procédure est adaptée à l'inversion simultanée de mesures de la fonction de phase naturelle à plusieurs longueurs d'onde, ainsi qu'à l'association de mesures d'épaisseur optique et de la fonction de phase naturelle.

2.1. Paramètres d'entrée

La procédure d'inversion accepte plusieurs paramètres d'entrée, tels que la granulométrie de départ, $h^0(r)$, le nombre de classes de rayon de la granulométrie à déduire ainsi que l'incertitude sur les mesures qui agit comme une contrainte sur la résolution de l'équation matricielle.

La granulométrie $h^0(r)$ suit une loi de Junge, dont l'extrémité aux petits rayons est arrondie par l'ajout d'une distribution log-normale. La distribution log-normale ne s'étend que sur deux classes des plus petites particules. La pente v de la distribution de Junge dépend du coefficient d'Ångström α^{mes} , déduit des mesures spectrales de l'épaisseur optique, comme $v = \alpha^{mes} + 3$. King et al [1978] montrent que la restitution est indépendante de la granulométrie initiale $h^0(r)$.

Le nombre de classes de rayon des particules sur lequel nous restituons les granulométries variera entre $N^{cl} = 16$ et $N^{cl} = 24$ ($N^{cl} = 15$ et $N^{cl} = 20$ pour Gonzalez Jorge et Ogren [1996] et Russell et al [1999] respectivement, pour l'inversion de mesures de l'épaisseur optique uniquement, $N^{cl} = 20-24$ pour Von Hoyningen-Huene and Posse [1997] dans le cas de l'inversion de l'épaisseur optique et de l'aurole). Il est nécessaire de faire un compromis entre un nombre trop petit qui va éliminer des détails de la granulométrie (si plusieurs modes de particules sont présents par exemple), et entre un nombre N^{cl} trop grand qui risque de créer des perturbations sur la restitution de la granulométrie.

L'incertitude sur les mesures est fixée à 0.01 en absolu sur l'épaisseur optique et à 1% pour la fonction de phase. La valeur absolue de ces paramètres n'est pas importante. Seules comptent leurs valeurs relatives. Les incertitudes peuvent être modifiés afin de favoriser la restitution de mesures qu'on considérera plus significatives.

2.2. Résultats

Le résultat du protocole d'inversion est la combinaison de plusieurs grandeurs: la granulométrie $n_{inv}(r)$ sur un intervalle dimensionnel $[r_{min}; r_{max}]^{inv}$, associée à un indice de réfraction des aérosols m_{inv} . Les bornes de l'intervalle ainsi que la valeur de l'indice de réfraction sont fixées au début de chaque exécution de la procédure.

L'arrêt des itérations se produit dans plusieurs cas. Lorsque les coefficients f_j sont stables et proches de l'unité, et lorsque les mesures g_i sont bien restituées par les calculs de Mie à partir de la granulométrie inversée, alors le modèle d'aérosols résultat ($n_{inv}(r)$ sur $[r_{min}; r_{max}]^{inv}$, m_{inv}) est valide. Cinq itérations suffisent généralement à atteindre ces conditions.

Quand la granulométrie est impuissante à restituer certaines mesures, même après plusieurs itérations, ou lorsque les coefficients f_j sont très différents de l'unité, les itérations sont stoppées et les bornes de l'intervalle d'inversion sont modifiées pour un nouvel essai. Le choix des nouvelles valeurs des bornes est guidé par la fonction de contribution $\Gamma_{ext}(r_j^c, \lambda_i)$:

$$\Gamma_{ext}(r_j^c, \lambda_i) = \frac{\int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, r/\lambda_i) \cdot n(r) \cdot dr}{\delta_{aer}(\lambda_i)} \quad (4.5)$$

La fonction $\Gamma_{ext}(r_j^c, \lambda_i)$ définit la contribution de la classe de particules $[r_j; r_{j+1}]$ (de centre r_j^c) à l'épaisseur optique due à toutes les particules. Si le signal inversé est la fonction de phase, la fonction de contribution dépend à la fois du rayon, de la longueur d'onde et de l'angle de diffusion: $\Gamma_{dif}(r_j^c, \theta_d, \lambda_i)$.

Si la contribution de la classe des plus petites particules ($r_j^c = r_1^c$) est faible ($\Gamma_{ext}(r_1^c, \lambda) < 1\%$), alors r_{min} est augmenté. De même, si les particules des classes de plus grand rayon ne contribuent pas au signal, alors r_{max} est diminué. Si l'inversion est un succès, avec cependant une contribution $\Gamma_{ext}(r_j^c = r_1, \lambda)$ (ou $\Gamma_{ext}(r_j^c = r_{24}, \lambda_i) > 2\%$), alors on élargit l'intervalle d'inversion afin de considérer toutes les informations disponibles, r_{min} est donc diminué (ou r_{max} est augmenté).

Ecrivons la fonction de contribution $\Gamma_{\text{ext}}(r_j^c, \lambda)$ en fonction du paramètre α_{Mie} . La variable r et l'intervalle dr de l'Equation 4.5 sont remplacés par leur formulation en fonction de α_{Mie} :

$$r = \frac{\alpha_{\text{Mie}} \cdot \lambda}{2\pi} \quad (4.6a)$$

$$dr = \frac{\lambda}{2\pi} d\alpha_{\text{Mie}} \quad (4.6b)$$

où la longueur d'onde est une constante: $\lambda = \lambda_i$.

Supposons que la granulométrie $n(r)$ suit une loi de Junge sur l'intervalle $[r_j; r_{j+1}]$, alors

$$n(r) = C \cdot r^{-\nu} = C \cdot \alpha_{\text{Mie}}^{-\nu} \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{-\nu} \quad (4.7)$$

En associant les Equations 4.5, 4.6 et 4.7, l'expression de $\Gamma_{\text{ext}}(r_j^c, \lambda)$ devient:

$$\Gamma_{\text{ext}}(r_j^c, \lambda_i) = \frac{\int_{\alpha_j}^{\alpha_{j+1}} \pi \cdot \alpha_{\text{Mie}}^2 \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, \alpha_{\text{Mie}}) \cdot C \cdot \alpha_{\text{Mie}}^{-\nu} \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{-\nu} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} d\alpha_{\text{Mie}}}{\delta_{\text{aer}}(\lambda_i)} \quad (4.8)$$

Les termes constants (π , λ , ν , C) sont sortis de l'intégrale:

$$\Gamma_{\text{ext}}(r_j^c, \lambda_i) = \frac{\pi \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{3-\nu} \cdot C \cdot \int_{\alpha_j}^{\alpha_{j+1}} \alpha_{\text{Mie}}^{2-\nu} \cdot Q_{\text{ext}}(m, \alpha_{\text{Mie}}) \cdot d\alpha_{\text{Mie}}}{\delta_{\text{aer}}(\lambda_i)} \quad (4.9)$$

Comme $\delta_{\text{aer}}(\lambda) = K \cdot \lambda^{-\alpha}$ où $\nu = \alpha + 3$ (α est le coefficient d'Ångström) nous obtenons:

$$\Gamma_{\text{ext}}(r_j^c, \lambda_i) = \frac{\pi \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{3-\nu} \cdot C \cdot \int_{\alpha_j}^{\alpha_{j+1}} \alpha_{\text{Mie}}^{2-\nu} \cdot Q_{\text{ext}}(m, \alpha_{\text{Mie}}) \cdot d\alpha_{\text{Mie}}}{K \cdot \lambda^{3-\nu}} = \frac{\pi}{(2\pi)^{3-\nu}} \cdot \frac{C}{K} \cdot \int_{\alpha_j}^{\alpha_{j+1}} \alpha_{\text{Mie}}^{2-\nu} \cdot Q_{\text{ext}}(m, \alpha_{\text{Mie}}) \cdot d\alpha_{\text{Mie}} \quad (4.10)$$

Les termes en λ au numérateur et au dénominateur s'éliminent. Notons que les constantes C et K sont toutes deux proportionnelles à l'abondance en particules.

La fonction de contribution ne dépend que du paramètre de Mie, et non du rayon de la particule et

de la longueur d'onde séparément, $\Gamma_{\text{ext}}(\Gamma_j^c, \lambda_i) = \Gamma_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}})$ où $\alpha_{\text{Mie}} = \frac{2\pi \cdot r_j^c}{\lambda_i}$.

2.3. Harmonisation des mesures

L'inversion de la fonction de phase naturelle donne une granulométrie $n'(r)$ telle que

$$P_a^{\text{mes}}(\theta_d, \lambda_0) = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{dif}}(m, r/\lambda_0) \cdot p(\theta_d, m, r/\lambda_0) \cdot n'(r) \cdot dr \quad (4.8)$$

$$\text{avec } \delta_{\text{dif}}(\lambda_0) = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{dif}}(m, r/\lambda_0) \cdot n'(r) \cdot dr = 1$$

Cependant l'épaisseur optique mesurée correspond à la granulométrie $n(r)$, tenant compte de l'abondance des aérosols:

$$\delta_a^{\text{mes}}(\lambda) = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda) \cdot n(r) \cdot dr \quad (4.9)$$

Si on inverse un jeu de données comprenant les deux types de mesure (diffusion et extinction), on doit harmoniser les données d'entrée. On inverse alors conjointement la fonction de phase normalisée à la longueur d'onde λ_0 ainsi que les épaisseurs optiques corrigées $\delta'_{\text{aer}}(\lambda_i)$ telle que:

$$\delta'_{\text{aer}}(\lambda_i) = \delta_{\text{aer}}^{\text{mes}}(\lambda_i) \times K_{\text{norm}}^{(1)} \quad (4.10)$$

$$\text{où } K_{\text{norm}}^{(1)} = \frac{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n'(r) \cdot dr}{\delta_{\text{aer}}^{\text{mes}}(\lambda_0)}$$

Cet ajustement n'influe pas sur la granulométrie inversée puisque seule la dépendance spectrale de la mesure $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ est prise en compte [King et al, 1978]. Si des fonctions de phase à plusieurs

longueurs d'onde sont inversées simultanément, la même procédure s'applique. En effet la condition de normalisation (*Equation 1.14*) se vérifie quelque soit λ , mais pour des granulométries appropriées:

$$\delta_{dif}(\lambda_0) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \gamma_{\lambda_0}) \cdot n'(r) \cdot dr = 1 \quad (4.11)$$

et

$$\delta_{dif}(\lambda_1) = \int_0^{\infty} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \gamma_{\lambda_1}) \cdot n''(r) \cdot dr = 1 \quad (4.12)$$

où

$$n''(r) = K_{norm}^{(2)} \cdot n'(r) \quad (4.13)$$

Les données $P_a^*(\theta_d, \lambda_0)$ et $K_{norm}^{(2)} \cdot P_a^*(\theta_d, \lambda_1)$, où $K_{norm}^{(2)} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \gamma_{\lambda_1}) \cdot n(r) \cdot dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, \gamma_{\lambda_0}) \cdot n(r) \cdot dr}$, sont donc

inversées simultanément.

En outre le calcul de $\delta_{dif}(\lambda_0)$ permet de vérifier que la fonction de phase inversée $P_a^*(\theta_d, \lambda_0)$ est normalisée. Lorsque la mesure d'auréole n'est pas disponible et que $R^{nat}(\theta_d, \omega_0^{par} = \omega_0^{par}_{norm}) = P_a^*(\theta_d, \lambda_0)$ ne peut alors être déduit, la contrainte $\delta_{dif}(\lambda_0) = 1$ permet d'estimer la valeur $\omega_0^{par} = \omega_0^{par}_{norm}$ quand on inverse la restitution $R^{nat}(\theta_d, \omega_0^{par})$. Historiquement c'est d'ailleurs ce critère qui était utilisé pour définir $\omega_0^{par}_{norm}$. Le critère de normalisation de $R^{nat}(\theta_d)$ est cependant plus intéressant car il est applicable avant l'inversion des mesures et est indépendant de l'hypothèse de sphéricité des mesures.

2.4. Normalisation des mesures

Les mesures g_i peuvent être normalisées pour s'affranchir du fort gradient des fonctions de phase:

$$[g^*] = [A^*] \cdot [f] + [\epsilon] \quad (4.14)$$

avec $g_i^* = g_i / g_i^{Mie}$ et $A_{ij}^* = A_{ij} / g_i^{Mie}$ où g_i^{Mie} est le calcul à partir de la granulométrie restituée, $g_i^{Mie} = \sum_{j=1}^h A_{ij}$. Cette normalisation n'affecte en aucun cas le résultat. Les opérations successives sur le vecteur $[g]$ et la matrice $[A]$ sont exprimés analytiquement dans l'*Annexe VI*.

3. Sélection des données à inverser

Quatre jeux de données sont définis en combinant la variation spectrale de l'épaisseur optique ($\delta_{acr}(\lambda)$), la fonction de phase naturelle en pro-diffusion à 445 et 870 nm ($P_{aur}(\theta_d, \lambda=\lambda_0)$), la fonction de phase naturelle dans le plan principal solaire à 445 et 870 nm ($P_{pprinc}(\theta_d, \lambda=\lambda_0)$). Ces données sont calculées par la théorie de Mie à partir des deux modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 . Chaque jeu de données est inversé avec l'indice de réfraction exact. Nous étudions l'efficacité des granulométries à restituer les propriétés optiques à 445 et 870 nm. La valeur du nombre de classes N^{cl} affecte les propriétés optiques calculées à partir de la granulométrie restituée. Des calculs de transfert radiatif à partir des modèles d'aérosols définis par $n_{inv}(r)$ et m_{inv} montrent l'efficacité du protocole d'inversion à restituer les mesures de luminance.

3.1. Quatre jeux de données

De nombreux auteurs ont rapporté l'inversion de la variation spectrale de l'épaisseur optique combinée à la fonction de phase naturelle pour des petits angles de diffusion, par la méthode de King [Vermeulen, 1996] ou par la méthode CIRATRA [Wendisch and Von Hoyningen-Huene, 1992; 1994; Posse and Von Hoyningen-Huene, 1996]. L'inversion de fonctions de phase multispectrales a déjà fait l'objet de plusieurs études, mais celle-ci est pratiquée par le code de Nakajima [Nakajima et al, 1996; Kaufman et al, 1994]. Ici, nous appliquons la méthode de King aux quatre jeux de données présentés dans le *Tableau 4.1*.

Les particules diffusant le rayonnement à 445 nm et à des petits angles ($2 < \theta_d < 15^\circ$ pour $8 > r > 0.5 \mu m$ [Santer and Herman, 1983]) diffusent aussi le rayonnement à 870 nm, mais sur une gamme d'angle plus large ($4 < \theta_d < 30^\circ$). L'association de la fonction de phase à des petits angles de diffusion à 445 nm ($P_{aur}(\theta_d, \lambda=445nm)$) dans le jeu (4) est donc inutile car il comprend déjà la fonction de phase à 870 nm de 2 à 140° . Par contre, une mesure d'auréole à une longueur d'onde $\lambda > 870$ nm serait efficace à restituer la granulométrie des plus grosses particules. Comme le plan principal est dédié à l'évaluation de la contribution des petites particules, diminuer la longueur d'onde de ce type de mesure permet d'élargir l'intervalle dimensionnel d'inversion vers les petites particules.

	Méthode de King	CIRATRA	Méthode de Nakajima	Avantages	Inconvénients
Jeu (1): $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ + $P_{\text{aur}}(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$	Ce travail; [Vermeulen, 1996]	[Posse and Von Hoyningen-Huene, 1996] [Von Hoyningen-Huene and Posse, 1997]	[Nakajima et al, 1983], [Kaufman et al, 1994]	Bonne complémentarité du rayon des particules efficaces.	Variation spectrale de l'indice de réfraction inconnue
Jeu (2): $P_{\text{aur}}(\theta_d, \lambda = 870 \text{ nm})$ + $P_{\text{pprinc}}(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$	Ce travail; [Vermeulen, 1996]		[Nakajima et al, 1996]	Données monospectrales	
Jeu (3): $P_{\text{aur}}(\theta_d, \lambda = 445 \text{ nm})$ + $P_{\text{pprinc}}(\theta_d, \lambda=445\text{nm})$	Ce travail		[Nakajima et al, 1996]	Données monospectrales	Mesure difficile à cause de la contribution moléculaire
Jeu (4): $P_{\text{aur}}(\theta_d, \lambda=870 \text{ nm}) +$ $P_{\text{pprinc}}(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$ + $P_{\text{pprinc}}(\theta_d, \lambda=445 \text{ nm})$	Ce travail		[Nakajima et al, 1996]	Bonne complémentarité des données. Variation spectrale limitée.	

Tableau 4.1. Définition des jeux de données inversés dans ce travail. Rappel des auteurs (liste non exhaustive) ayant déjà inversé ces jeux de données avec la méthode de King, CIRATRA ou de Nakajima. Inventaire des avantages et des inconvénients liés à chaque jeu.

Le code d'inversion est également adapté à inverser la fonction de phase polarisée. Cependant les contributions successivement négatives et positives (coefficient $K_{\text{pol}}(\theta_d, \alpha_{\text{Mie}}, m)$, *Figure 1.7*) risquent de perturber la restitution de la granulométrie quand celle-ci est éloignée de la granulométrie $h^0(r)$. Ainsi la polarisation pourra être utilisée quand une granulométrie préliminaire aura déjà été estimée. Celle-ci sera alors utilisée comme granulométrie $h^0(r)$. En outre, la fonction de phase naturelle suffit à obtenir une granulométrie sur un grand intervalle de rayon, comme toutes les particules participent à la diffusion (1^{er} chapitre). La fonction de phase polarisée sera alors utilisée uniquement pour évaluer l'indice de réfraction (paragraphe 4).

3.2. Inversions des jeux de données calculées à partir du modèle d'aérosols M_a^1

Chaque jeu de données calculées à partir du modèle d'aérosols M_a^1 , est inversé pour la valeur nominale de l'indice de réfraction, $m=1.40-0.01 \cdot i$. Les granulométries inversées et la granulométrie de M_a^1 sont tracées sur la *Figure 4.1*. Les bornes de l'intervalle de restitution $[r_{\text{min}}, r_{\text{max}}]^{\text{inv}}$ sont présentées dans le *Tableau 4.2*. Les propriétés optiques des aérosols (fonctions de phase naturelle et polarisée, albédo de diffusion simple, facteur d'asymétrie) sont calculées à 445 et 870 nm à partir

des granulométries inversées. Les fonctions de phase (polarisées et naturelles) de M_a^1 et les fonctions de phase correspondant à chaque inversion sont comparées sur la *Figure 4.2*. Les écarts quadratiques entre les fonctions de phase sont rapportés dans le *Tableau 4.4*. Les valeurs de l'albédo de diffusion simple, du facteur d'asymétrie, à 445 nm, sont rassemblées dans le *Tableau 4.2*. Les valeurs des mêmes grandeurs, mais à 870 nm, sont présentées dans le *Tableau 4.3*. Les propriétés optiques de M_a^1 sont calculées sur l'intervalle dimensionnel de chaque inversion afin de discerner l'effet de la forme de la granulométrie sur l'effet de la restriction de l'intervalle dimensionnel $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$. Les valeurs de celles-ci sont ajoutées aux *Tableaux 4.2 et 4.3* (sur fond gris).

M_a^1 445 nm		r_{\min} (μm)	r_{\max} (μm)	ω_0		g	
Modèle exact		0.01	12.0	0.828		0.632	
Modèle dédit de l'inversion du	Jeu (1)	0.03	6.9	0.887	0.889	0.629	0.639
	Jeu (2)	0.045	7.0	0.904	0.905	0.645	0.651
	Jeu (3)	0.02	3.6	0.870	0.871	0.632	0.644
	Jeu (4)	0.025	6.8	0.884	0.881	0.636	0.636

Tableau 4.2. Bornes de l'intervalle dimensionnel spécifique à l'inversion de chaque jeu de données (calculées à partir de M_a^1), propriétés optiques calculées à 445 nm à partir du modèle d'aérosols restitué. Les propriétés optiques du modèle d'aérosols M_a^1 calculées sur l'intervalle dimensionnel $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$ sont présentées sur fond gris.

M_a^1 870 nm		r_{\min} (μm)	r_{\max} (μm)	ω_0		g	
Modèle exact		0.01	12.0	0.775		0.632	
Modèle dédit de l'inversion du	Jeu (1)	0.03	6.9	0.856	0.856	0.641	0.631
	Jeu (2)	0.045	7.0	0.875	0.878	0.632	0.631
	Jeu (3)	0.02	3.6	0.830	0.832	0.632	0.627
	Jeu (4)	0.025	6.8	0.849	0.846	0.632	0.631

Tableau 4.3. comme Tableau 4.2 mais calcul des propriétés optiques à 870 nm.

3.2.a. Intervalle dimensionnel

Les particules de M_a^1 de rayon supérieur à $7 \mu\text{m}$ ne contribuent ni à l'absorption ni à la diffusion du rayonnement (moins de 0.5% de $\delta_{\text{aer}}^{\text{ext}}(\lambda)$ et $\delta_{\text{aer}}^{\text{dif}}(\lambda)$ pour $7 < r < 12 \mu\text{m}$). La borne r_{max} est alors inférieure à $7 \mu\text{m}$ (Tableau 4.2). En d'autres termes, le calcul des propriétés optiques de M_a^1 pourrait être réalisé de 0.01 à $7 \mu\text{m}$ au lieu de 0.01 à $12 \mu\text{m}$. Le protocole est ici capable de restituer le nombre de grosses particules efficaces à 870 nm .

Seules les inversions des jeux incluant les fonctions de phase à 445 nm (jeux (3) et (4)) permettent d'évaluer la contribution des particules de rayon $r < 0.03 \mu\text{m}$. Les valeurs des bornes de l'intervalle du jeu (3) sont environ de moitié celles de l'intervalle résultant de l'inversion du jeu (2). En effet, en divisant par deux la longueur d'onde des données (du jeu (2) au jeu (3)), le rayon des particules qui contribuent à la diffusion aux mêmes angles est également divisé par deux (la fonction de contribution $\Gamma(r, \lambda)$ dépend du rapport r/λ).

3.2.b. La granulométrie

La granulométrie est normalisée à l'épaisseur optique mesurée:

$$\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n_{\text{inv}}(r) \cdot dr = \delta_a^{\text{mes}}(\lambda_0) \quad (4.15)$$

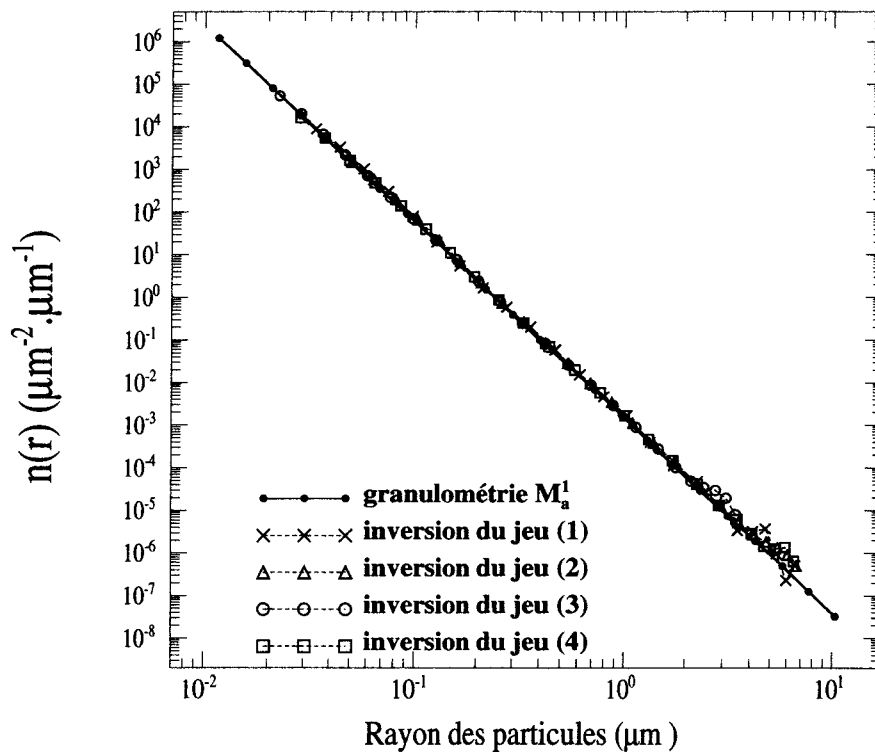
La restriction de l'intervalle $[r_{\text{min}}; r_{\text{max}}]^{\text{inv}}$ entraîne une augmentation de $n_{\text{inv}}(r)$ pour compenser l'extinction causée par les petites particules.

$$\int_{0.01}^{0.025} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n_{\text{inv}}(r) \cdot dr = 0.084 \times \int_{0.01}^{12} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n_{\text{inv}}(r) \cdot dr \quad \text{si } \lambda_0 = 870 \text{ nm}$$

$$\int_{0.01}^{0.025} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n_{\text{inv}}(r) \cdot dr = 0.066 \times \int_{0.01}^{12} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{\text{ext}}(m, r/\lambda_0) \cdot n_{\text{inv}}(r) \cdot dr \quad \text{si } \lambda_0 = 445 \text{ nm}$$

La Figure 4.1 montre que la granulométrie de Junge est très bien restituée quel que soit le jeu de données inversé. Le nombre de particules de grand rayon ($r > 2 \mu\text{m}$ pour le jeu (3), $r > 4 \mu\text{m}$ pour les autres jeux) augmente de façon significative quel que soit le jeu de données d'entrée ($n_{\text{inv}}(r)$ est augmenté de plus de 100%). L'incertitude sur les grosses particules est en effet grande car elles ne contribuent qu'à une petite partie du signal (petits angles de diffusion) et pour 2% seulement. Il faudrait donner plus de poids aux classes de plus grosses particules en agrandissant l'intervalle de rayon correspondant. Ceci permettrait de réduire l'incertitude de $n_{\text{inv}}(r)$ pour r grand.

Modèle d'aérosols M_a^1



Modèle d'aérosols M_a^2

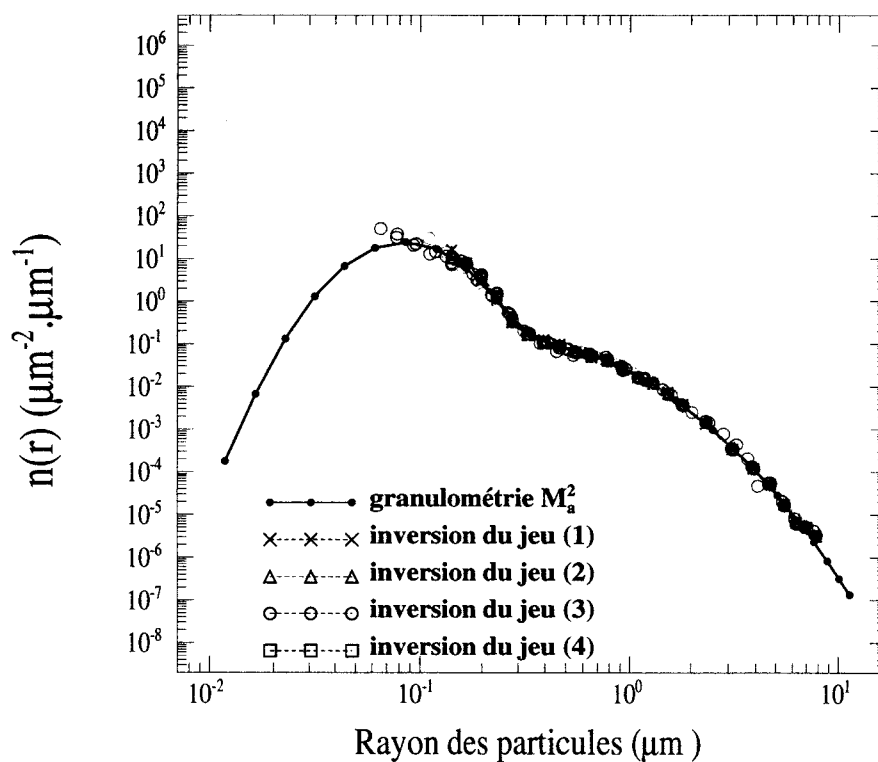


Figure 4.1. Comparaison des granulométries exactes et inversées pour quatre jeux de données calculées successivement avec les deux modèles d'aérosols M_a^1 et M_a^2 .

3.2.c. Capacité des granulométries inversées à restituer les propriétés optiques des aérosols à 445 et 870 nm.

Le protocole détermine un modèle d'aérosols qui restitue les propriétés optiques mesurées. Il est alors possible de calculer également l'albédo de diffusion simple $\varpi_0(\lambda)$, le facteur d'asymétrie $g(\lambda)$ (ou la fraction de rétro-diffusion [Marshall et al, 1995]) à plusieurs longueurs d'onde, et d'évaluer ainsi l'effet radiatif direct des aérosols [Russell et al, 1999; Formenti et al, 2000].

La procédure d'inversion contraint la granulométrie déduite à restituer les données d'entrée. Si une fonction de phase naturelle fait partie de ces données d'entrée, alors la différence relative est proche de la valeur nulle, ce qui est bien le cas des calculs à 870 nm à partir des jeux (2) et (4) (Figure 4.2b), et des calculs à 445 nm à partir du jeu (3) (Figure 4.2a), ainsi que dans le cas de l'inversion du jeu (1), pour $\theta_d < 30^\circ$ (légèrement moins bon à 445 nm par le jeu (4)).

L'inversion de la fonction de phase à 445 nm (jeu (3)) permet de calculer une fonction de phase naturelle à 870 nm corrélée à la fonction de phase inversée (Figure 4.2b). L'écart quadratique entre la fonction de phase calculée et la fonction de phase vraie est inférieur à 1% (Tableau 4.4). Par contre, la granulométrie inversée à partir de la fonction de phase naturelle à 870 nm (jeu (2)) est incapable de restituer la fonction de phase naturelle à 445 nm, à partir de 80° d'angle de diffusion. La différence relative atteint 12% à 130° (écart quadratique de 7%). La valeur de $g(\lambda=445\text{nm})$ dans ce cas dévie alors de 2 % (Tableau 4.2), alors qu'elle varie de moins de 1% avec les autres jeux de données. Ce déficit de la fonction de phase naturelle à 445 nm pour $\theta_d > 80^\circ$ est dû au rayon r_{\min} qui ne permet pas de prendre en compte les particules qui sont efficaces à 445 nm (et contribuant de façon négligeable à la fonction de phase à 870 nm).

%	$P_a(445\text{nm})$	$Q_a(445\text{nm})$	$P_a(870\text{nm})$	$Q_a(870\text{nm})$
Jeu (1)	3.8	10.4	3.1	8.0
Jeu (2)	6.9	7.7	0.4	0.8
Jeu (3)	0.2	0.5	0.5	1.0
Jeu (4)	2.4	2.4	0.5	0.9

Tableau 4.4. Ecart quadratique (en %) entre les fonctions de phase naturelles et polarisées, à 445 et 870 nm, correspondant au modèle M_a^1 et les fonctions de phase calculées à partir des granulométries inversées pour chaque jeu de données calculées avec M_a^1 .

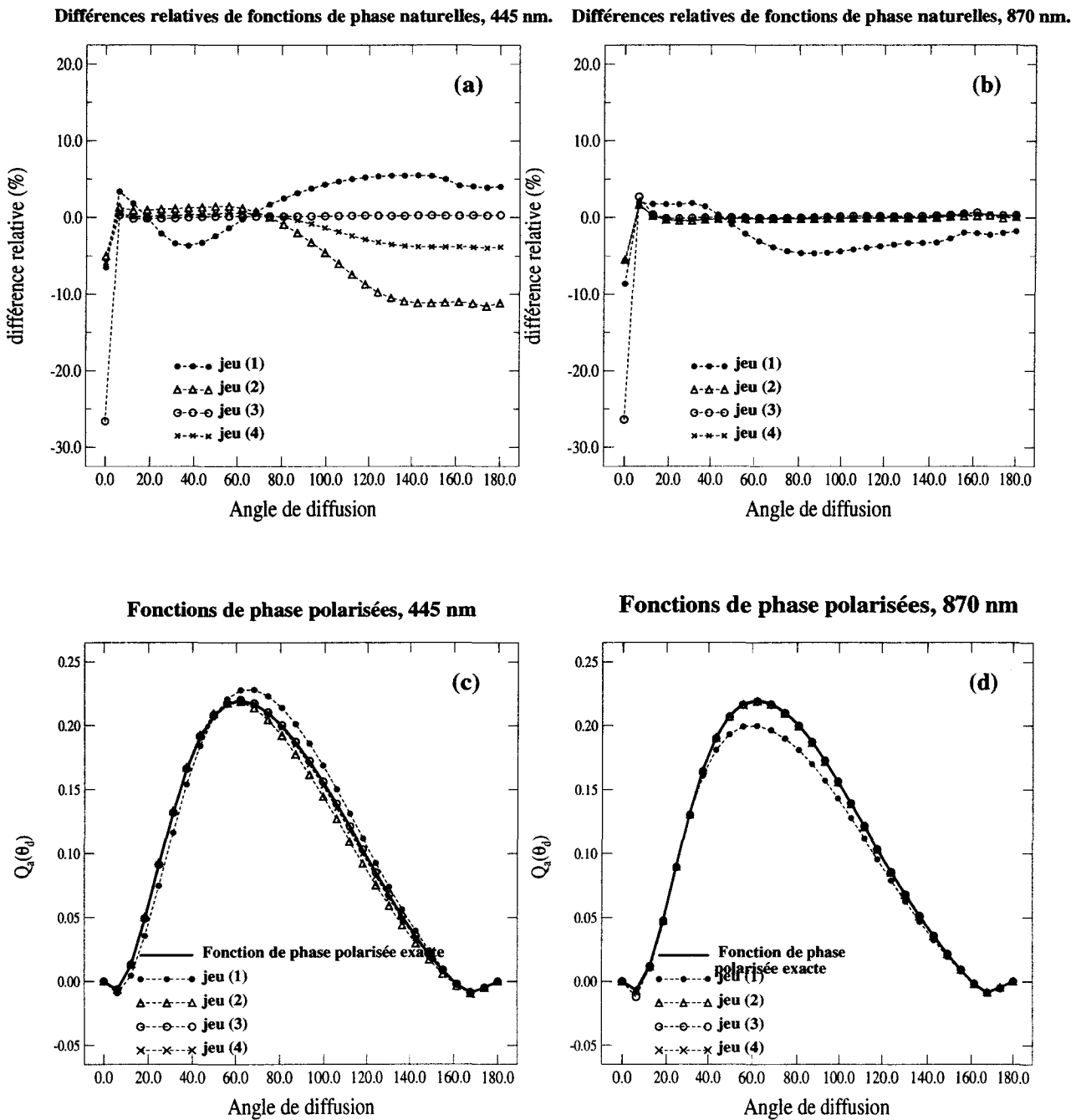


Figure 4.2. Comparaison des fonctions de phase calculées à 445 et 870 nm à partir des granulométries inversées de quatre jeux de données.

(a), (b): différences relatives de fonctions de phase naturelles;

(c), (d): fonctions de phase polarisées.

Le plus grand désaccord entre les propriétés optiques calculées et exactes à 870 nm provient de l'inversion du jeu de données (1). L'écart quadratique entre les fonctions de phase naturelle est de 3.1% et de 8% entre les fonctions de phase polarisées (*Tableau 4.4*). En effet, seule la gamme d'angle de 2 à 30° est restituée lors de l'inversion du jeu (1). Par conséquent, le facteur d'asymétrie $g(\lambda=870\text{nm})$ varie de 1.5% (*Tableau 4.3*).

L'écart entre les valeurs de l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda)$ calculé d'une part à partir des granulométries inversées et d'autre part à partir de la granulométrie exacte (*Tableaux 4.2 et 4.3*), provient de la restriction de l'intervalle dimensionnel et non de la différence de forme entre les granulométries. En effet l'albédo de diffusion simple des aérosols est toujours supérieur à l'albédo de diffusion simple de M_a^1 de plus de 6%. Cependant il est identique à l'albédo de diffusion simple de M_a^1 calculé sur l'intervalle dimensionnel $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$. L'albédo de diffusion simple d'une

particule, $\omega_0 = \frac{Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m = 1.45 - 0.01.i)}{Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m = 1.45 - 0.01.i)}$, montre que les petites particules contribuent fortement

à l'absorption. En effet, $\frac{Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m = 1.45 - 0.01.i)}{Q_{\text{ext}}(\alpha_{\text{Mie}}, m = 1.45 - 0.01.i)} < 0.1$ pour $\alpha_{\text{Mie}} < 0.25$. Ainsi les mesures de la

fonction de phase ne peuvent pas donner d'information sur les petites particules qui contribuent pourtant à l'absorption du rayonnement.

Le facteur d'asymétrie (indicatif de la fonction de phase naturelle) est peu variable par rapport au facteur d'asymétrie de M_a^1 (moins de 2% de variation) malgré la restriction de l'intervalle dimensionnel. Le facteur d'asymétrie est moins sensible à la limitation de l'intervalle $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$.

3.3. Inversion des données calculées à partir du modèle d'aérosols M_a^2

La proportion de petites particules du modèle d'aérosols M_a^1 est beaucoup plus grand que celle de M_a^2 . Ce dernier est alors utilisé pour calculer les données à inverser. Les granulométries résultant de l'inversion des données calculées à partir de M_a^2 ainsi que la granulométrie exacte sont présentées sur la *Figure 4.1*, les écart quadratiques entre les fonctions de phase restituées et la fonction de phase exacte sont présentés sur le *Tableau 4.5*.

Comme précédemment, l'inversion de la fonction de phase naturelle à 445 nm (jeu (3)) permet de diviser par deux les bornes de l'intervalle de restitution. Cependant les petites particules sont moins nombreuses et $r_{\min} > 0.06 \mu\text{m}$ ($r_{\min} > 0.02 \mu\text{m}$ avec M_a^1). Les propriétés optiques sont bien

recalculées (écart de $g(\lambda)$ inférieur à 2%). Cette bonne restitution montre que les particules de M_a^2 les plus efficaces ont des rayons compris entre 0.1 et 4 μm .

En outre, l'inversion de la fonction de phase à 870 nm (jeu (2)) permet de restituer la fonction de phase naturelle à 445 nm (*Tableau 4.5*) de façon plus précise (écart de 3%). L'inversion de la fonction de phase à 445 nm ne semble alors pas nécessaire dans le cas où les petites particules sont peu nombreuses. Le calcul de $g(\lambda=445\text{nm})$ avec la granulométrie inversée du jeu (2) est identique au facteur d'asymétrie exact. La faible variation de $\varpi_0(\lambda)$ n'est ici pas significative car l'absorption par tous les aérosols est faible.

%	$P_a(445\text{nm})$	$P_a(870\text{nm})$
Jeu (1)	7.6	4.9
Jeu (2)	3.0	0.7
Jeu (3)	0.2	2.7
Jeu (4)	0.6	0.7

Tableau 4.5. Comme Tableau 4.4 mais pour M_a^2 . Seuls les écarts quadratiques entre les fonctions de phase naturelles sont calculés car les fonctions de phase polarisées du modèle M_a^2 sont proches de 0.

L'application du protocole d'inversion dans le cas où les petites particules sont peu nombreuses permet la restitution de la granulométrie de toutes les particules efficaces à 445 et 870 nm.

3.4. Impact du nombre de classes de rayon

Le protocole d'inversion a été appliqué au jeu de données (2) du modèle d'aérosols M_a^1 en diminuant le nombre de classes de 24 à 16. La borne r_{\min} diminue alors de 0.045 à 0.025. La contribution à la fonction de phase naturelle à 445 nm et pour $\theta_d > 130^\circ$ des particules de rayon compris entre 0.025 et 0.045 μm est de 10%. Ainsi cette modification entraîne une meilleure restitution de la fonction de phase à 445 nm (écart quadratique de 1.3 %).

3.5. Bilan

L'inversion de la fonction de phase naturelle à 445 nm permet de diviser par deux les bornes de l'intervalle d'inversion $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$ (car la fonction de contribution dépend du rapport r/λ). Le manque d'information sur la granulométrie des petites particules quand seule la fonction de phase

naturelle à 870 nm est inversée entraîne une mauvaise restitution des propriétés optiques à 445 nm. Ce phénomène est observé quand la granulométrie vraie suit une loi de Junge de pente $\nu=4.6$ (et de 0.01 à 12 μm), ce qui signifie que les petites particules sont très nombreuses. Dans le cas de l'inversion de la fonction de phase naturelle à 870 nm issue du modèle d'aérosols M_a^2 , la restitution est beaucoup moins sensible. En outre, agrandir la largeur de classe de rayon des petites particules (en diminuant N^{cl} par exemple) permet une meilleure restitution de la fonction de phase à 445 nm. En extrapolant la granulométrie jusqu'à $r_{min}/2$ dans le cas où le jeu (2) est inversé, la fonction de phase naturelle à 445 nm est restituée avec une bonne précision.

Le calcul de l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda)$ à partir de la granulométrie nécessite la connaissance précise du nombre de petites particules qui sont très absorbantes. Ainsi, aucun des jeux de données de M_a^1 n'a permis de restituer la valeur de $\omega_0(\lambda)$ à 445 et à 870 nm, alors que la granulométrie restituée et que l'indice de réfraction sont corrects. Si $N^{cl}=16$ et si le jeu de données (3) est inversé, alors $r_{min}=0.015$ (au lieu de $r_{min}=0.01$ de M_a^1), et $\omega_0(\lambda)$ varie encore de 4%. Bien sûr, la restitution de l'albédo de diffusion simple quand l'absorption est faible (cas M_a^2) ne pose pas de problèmes.

Dans le cas où le but de l'inversion est de restituer les mesures de luminance à plusieurs longueurs d'onde, l'effet de la dérive de la fonction de phase à 445 nm est négligeable. En effet, la forte diffusion moléculaire contribue à réduire l'impact de la mauvaise restitution de la matrice de phase à 445 nm à moins de 1% en luminance totale et polarisée à 445 nm.

Ainsi l'inversion de la fonction de phase naturelle à 870 nm se révèle suffisante si les petites particules ne sont pas très nombreuses. Si le coefficient d'Ångström α est grand, et si le calcul précis de $g(\lambda)$ à plusieurs longueurs d'onde est nécessaire alors il est important de préciser la granulométrie des plus petites particules.

Dans le cas de l'inversion des données calculées à partir de M_a^1 (grosses particules peu nombreuses), l'inversion à 445 nm est capable de restituer les propriétés optiques à 870 nm. De même le modèle d'aérosols déduit de l'inversion des données à 870 nm est capable de restituer les fonctions de phase à 1605 nm avec une précision inférieure à 5%.

L'inversion de la fonction de phase à deux longueurs d'onde peut permettre d'agrandir l'intervalle de restitution vers les petites particules, cependant il doit être porté une grande attention à la propagation d'erreurs instrumentales quand on augmente le nombre de données, et surtout à 445 nm où le signal moléculaire est fort (3^e chapitre). L'inversion séparée de fonctions de phase à

plusieurs longueurs d'onde est hors de propos puisque ceci risquerait de fournir plusieurs granulométries, alors qu'une seule doit pouvoir représenter toutes les conditions atmosphériques. L'inversion de la fonction de phase monospectrale (jeu (2) ou (3)) permet d'évaluer l'indice de réfraction, sans hypothèse préalable de sa variation spectrale.

4. Sensibilité à l'indice de réfraction

La fonction de phase polarisée est sensible à l'indice de réfraction (1^{er} chapitre). Le protocole d'inversion consiste alors à inverser la fonction de phase naturelle monospectrale pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction. Ensuite les fonctions de phase polarisées sont calculées à partir de chaque modèle d'aérosols déduit et sont comparées à la fonction de phase polarisée mesurée. L'avantage d'inverser la fonction de phase naturelle est qu'aucune hypothèse sur la variation spectrale de l'indice de réfraction n'est nécessaire.

Nous allons montrer la sensibilité du résultat de l'inversion à l'indice de réfraction. Les jeux de données (2) et (3) sont successivement inversés (modèle d'aérosols M_a^1 , nombre de classes $N^{cl}=16$) pour quatre valeurs de l'indice de réfraction: $m=1.35-0.01\cdot i$; $m=1.40-0.01\cdot i$; $m=1.50-0.01\cdot i$; $m=1.40-0.001\cdot i$.

Les différences relatives entre les granulométries estimées et la granulométrie exacte sont tracées sur la *Figure 4.3*. Les propriétés optiques sont ensuite calculées à 445 et 870 nm et comparées aux propriétés optiques exactes du modèle d'aérosols M_a^1 . Les fonctions de phase calculées et les fonctions de phase exactes sont comparées sur les *Figures 4.4 et 4.5*, les valeurs du facteur d'asymétrie et de l'albédo de diffusion simple sont présentées dans les *Tableaux 4.6 et 4.7* pour l'inversion du jeu (2), dans les *Tableaux 4.10 et 4.11* pour l'inversion du jeu (3).

La sensibilité des luminances totale et polarisée à la matrice de phase ainsi restituée est également étudiée par des calculs de transfert radiatif.

4.1. Intervalle dimensionnel

Le *Tableau 4.6* présente les valeurs des bornes de l'intervalle d'inversion de la granulométrie. Le coefficient d'efficacité de diffusion $Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m_R=1.35)$ est plus petit que $Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m_R=1.50)$ pour des paramètres α_{Mie} petits (1^{er} chapitre), ce qui signifie que les particules dont la valeur de l'indice de réfraction est plus petit diffusent le rayonnement de façon moins efficace. Alors, pour restituer la fonction de phase (*Equation 1.13*), plus de particules sont nécessaires si $m_R=1.35$. La granulométrie $n_{inv}(r)$ pour r petit augmente et la fonction de contribution $\Gamma(r_j^c, \lambda, \theta_d)$ également

(Equation 4.6). La borne r_{\min} peut alors être diminuée. En effet, $r_{\min}=0.02$ quand $m_R=1.35$, et réciproquement $r_{\min}=0.035$ quand $m_R=1.50$ ($r_{\min}=0.025$ quand $m_R=1.40$). De même, quand l'absorption des aérosols décroît, les particules sont plus efficaces à diffuser le rayonnement, moins de particules sont nécessaires pour restituer la fonction de phase et l'intervalle $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$ est plus restreint.

La relation entre le coefficient d'efficacité de diffusion et l'indice de réfraction affecte de façon plus significative la granulométrie $n(r)$.

4.2. La granulométrie

Le nombre des petites particules ($r < 0.25 \mu\text{m}$ à 445 nm, $r < 0.5 \mu\text{m}$ à 870 nm) augmente quand m_R diminue (Figure 4.3). Encore une fois, la dépendance du coefficient d'efficacité de diffusion $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m)$ avec l'indice de réfraction entraîne une variation de $n_{\text{inv}}(r)$. Dans la classe de valeurs de α_{Mie} considérée, le coefficient d'efficacité de diffusion diminue si m_R augmente ($Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}} < 3.5, m_R=1.35) < Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}} < 3.5, m_R=1.50)$). Le nombre de particules doit alors compenser cette différence pour restituer la fonction de phase naturelle (Equation 1.13).

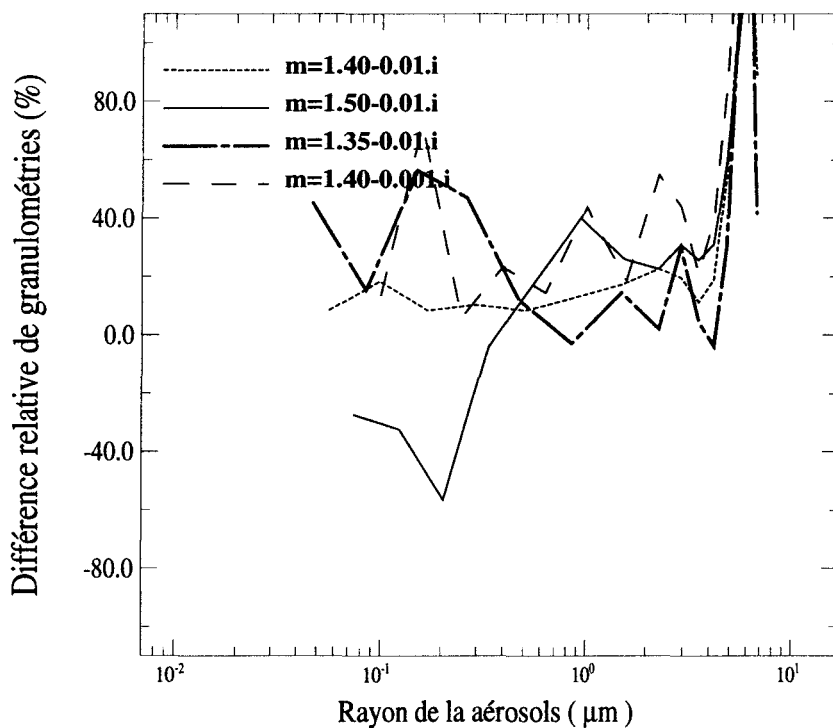
Le comportement de la différence relative est opposé en signe sur l'intervalle de rayon supérieur, de 0.5 à 2.5 μm à 870 nm et de 0.25 à 1.5 μm à 445 nm. Le nombre de particules de rayon similaire à la longueur d'onde augmente si m_R augmente. Cet intervalle de rayon correspond à une valeur de α_{Mie} où $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m_R=1.35)$ atteint son maximum alors que $Q_{\text{dif}}(\alpha_{\text{Mie}}, m_R=1.50)$ a déjà dépassé son maximum primaire.

Seul le nombre de particules de rayon $r > 4.5 \mu\text{m}$ et de rayon $r \approx 0.4 \mu\text{m}$ est insensible à la valeur de m_R lors de l'inversion de la fonction de phase à 870 nm. A 445 nm, l'inversion donne un nombre $n(r)$ constant quelle que soit la valeur de m , pour $r > 2 \mu\text{m}$ et $r \approx 0.2 \mu\text{m}$.

4.3. Propriétés optiques à partir des granulométries inversées du jeu (2)

La différence relative entre les fonctions de phase (naturelle et polarisée) exactes et celles restituées à partir des granulométries inversées du jeu (2) sont tracées sur la Figure 4.4. Les valeurs des propriétés optiques à 445 et 870 nm sont présentées dans les Tableaux 4.6 et 4.7. Comme la restitution de la fonction de phase naturelle est une condition du protocole d'inversion, les différences relatives des fonctions de phase naturelles à 870 nm sont comprises entre $\pm 1\%$ (Figure 4.4b), sauf aux angles de diffusion hors du champ angulaire des données inversées (pour $\theta_d > 140^\circ$ ici). Par conséquent les valeurs du facteur d'asymétrie $g(\lambda=870\text{nm})$ sont peu variables et proches de la valeur du modèle d'aérosols M_a^1 (Tableau 4.6).

Résultats de l'inversion du jeu (2)



Résultats de l'inversion du jeu (3)

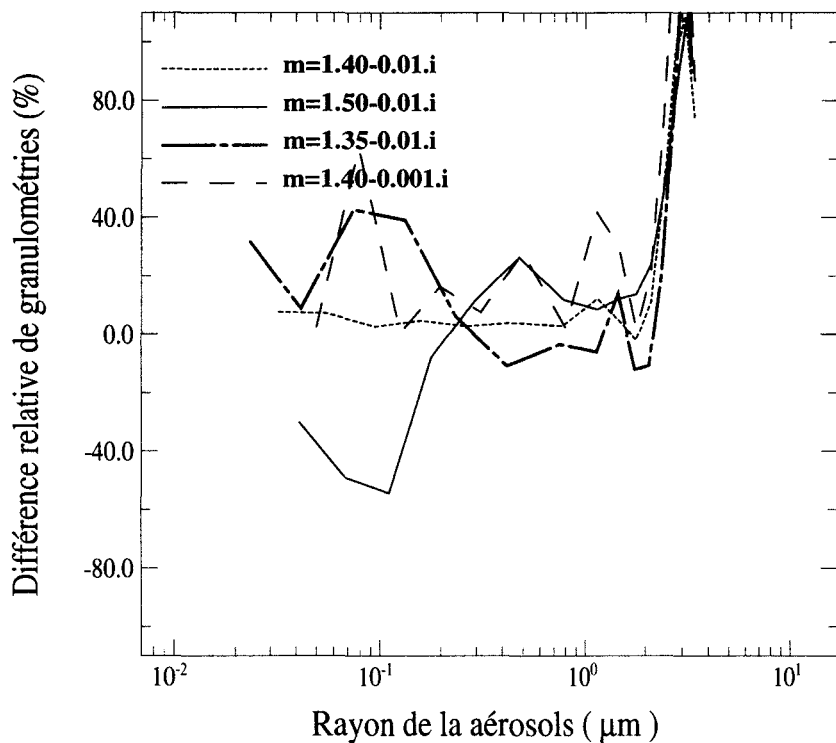


Figure 4.3. Différences relatives entre la granulométrie exacte et les granulométries inversées de la fonction de phase de 2 à 140 (calculée pour M_a^1) à 445 et 870 nm et pour quatre valeurs de l'indice de réfraction.

Par contre, la valeur de l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda)$ est très influencée par la valeur de l'indice de réfraction, en particulier par la partie imaginaire de l'indice de réfraction qui représente effectivement l'absorption de la particule. Quelle que soit la valeur de m , $\omega_0(\lambda)$ est surestimé (très faiblement à $m_R=1.35$). Le manque d'information sur les petites particules (très absorbantes) empêche alors l'estimation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction m_i qui restituerait la valeur de l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$.

M_a^I				
Jeu (2)	r_{\min} (μm)	R_{\max} (μm)	$\omega_0(\lambda)$	$g(\lambda)$
870 nm				
M_a^I	0.01	12.0	0.775	0.632
1.40-0.01·i	0.025	7.0	0.848	0.632
1.35-0.01·i	0.02	7.0	0.789	0.634
1.50-0.01·i	0.035	7.0	0.898	0.629
1.40-0.001·i	0.05	7.0	0.988	0.630

Tableau 4.6. Bornes de l'intervalle dimensionnel spécifique à l'inversion du jeu de données (2) du modèle d'aérosols M_a^I , pour quatre valeurs de l'indice de réfraction, et propriétés optiques à 870 nm correspondant à chaque résultat de l'inversion.

M_a^I				
Jeu (2)	r_{\min} (μm)	r_{\max} (μm)	$\omega_0(\lambda)$	$g(\lambda)$
445 nm				
M_a^I	0.01	12.0	0.828	0.632
1.40-0.01·i	0.025	7.0	0.883	0.636
1.35-0.01·i	0.02	7.0	0.849	0.662
1.50-0.01·i	0.035	7.0	0.904	0.594
1.40-0.001·i	0.05	7.0	0.990	0.979

Tableau 4.7. Comme Tableau 4.6 mais les calculs sont effectués à 445 nm.

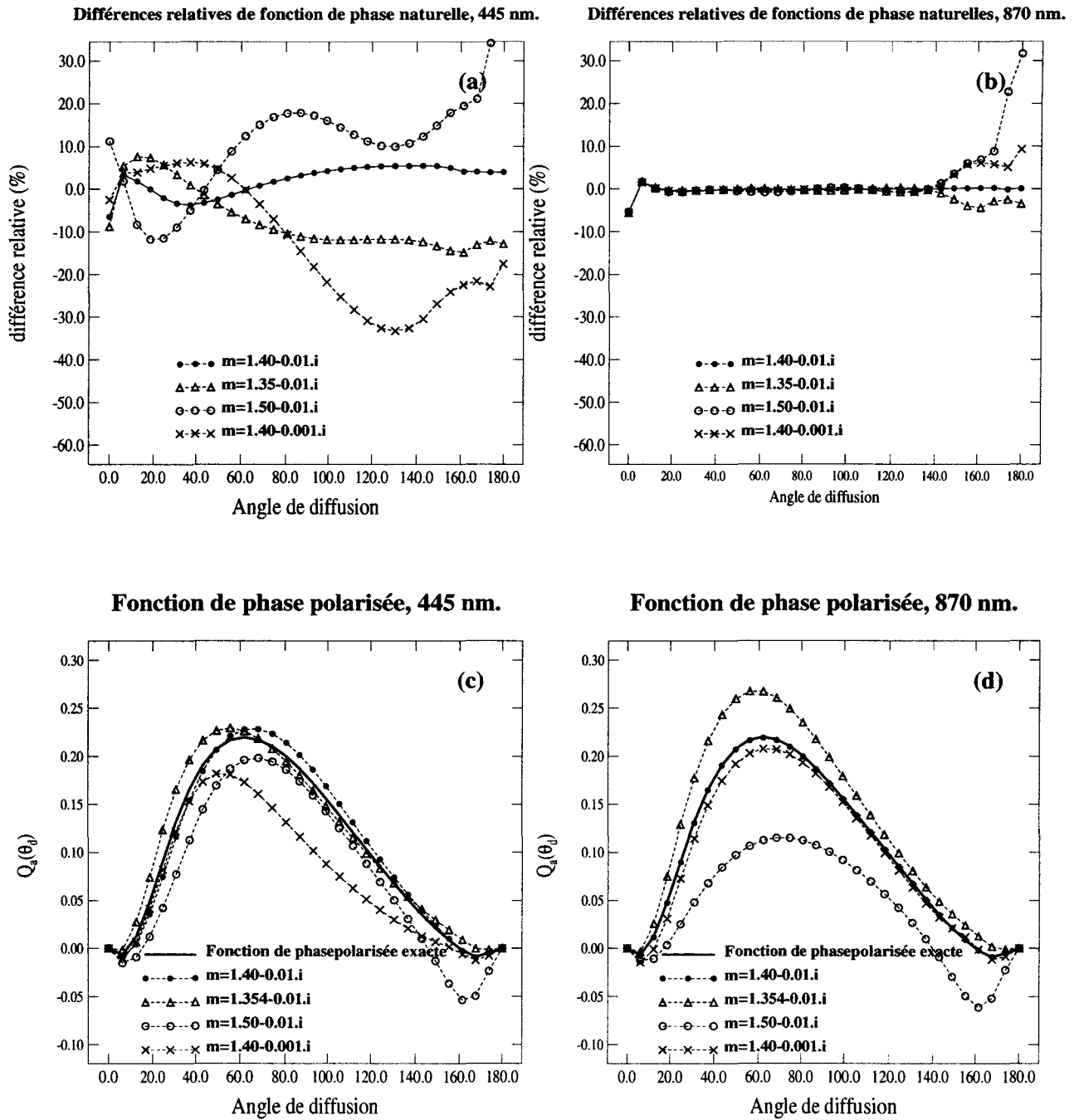


Figure 4.4. Comme Figure 4.2 mais les granulométries sont obtenues par l'inversion du jeu de données (2) pour quatre valeurs de l'indice de réfraction.

Au 1^{er} chapitre, nous avons montré que la variation de l'indice de réfraction de $1.40-0.01i$ à $1.50-0.01i$ (avec granulométrie constante) cause une variation maximale de la fonction de phase polarisée de 25%, à 20° d'angle de diffusion. La sensibilité est minimale à 90° . Dans le cas où l'indice de réfraction subit la même variation dans le protocole d'inversion, la variation de la fonction de phase polarisée est supérieure à 40% quel que soit l'angle de diffusion. La variation de l'écart quadratique (*Tableau 4.8*) illustre la sensibilité de la fonction de phase polarisée à l'indice de réfraction m_{inv} . L'écart quadratique est multiplié par un facteur 50 quand la partie réelle de l'indice varie de 0.1. Par contre la sensibilité à la partie imaginaire est plus faible. Celle-ci semble avoir un effet important sur la fonction de phase naturelle à 445 nm. Une fois encore cet effet est dû à la valeur r_{min} qui est de 0.05 dans ce cas (*Tableau 4.7*).

Ceci met bien en évidence l'effet des petites particules dont le nombre est sensible à la valeur de l'indice de réfraction. En effet, il a été montré également au 1^{er} chapitre que la fonction de phase polarisée est due uniquement aux petites particules.

%	$P_a(870nm)$	$Q_a(870nm)$
1.40-0.01.i	0.4	0.8
1.35-0.01.i	0.5	27
1.50-0.01.i	0.7	51
1.40-0.001.i	0.6	11

Tableau 4.8. Ecart quadratique entre les fonctions de phase exactes et les fonctions de phase calculées pour le modèle d'aérosols restitué du jeu (2) et pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction.

L'impact de la variation de l'indice de réfraction est important également à 445 nm. L'allure de la différence relative en fonction de l'angle de diffusion, quand $m_R=1.50$, est similaire à celle présentée sur la *Figure 1.12* du 1^{er} chapitre où $n(r)$ était constante (et même variation de m_R). Les variations de $g(\lambda=445nm)$ (*Tableau 4.7*) sont bien représentatives de la mauvaise restitution de $P_a(\lambda=445nm)$ quand m varie.

4.4. Propriétés optiques à partir des granulométries inversées du jeu (3)

Les propriétés optiques déduites des granulométries inversées à partir des fonctions de phase à 445 nm (jeu (3)) sont calculées à 445 nm, et à 870 nm (*Tableaux 4.10 et 4.11*). La fonction de phase

naturelle à 445 nm est évidemment bien restituée quelle que soit la valeur de l'indice de réfraction (*Figure 4.5a*), mais aussi la fonction de phase naturelle à 870 nm, dont les différences relatives varient entre $\pm 10\%$, sauf quand m est connu (différence relative proche de la valeur nulle). Le facteur d'asymétrie $g(\lambda)$ est alors peu variable. La fonction de phase polarisée est de la même façon qu'à 870 nm très sensible à la variation de la partie réelle de l'indice de réfraction (et de la granulométrie associée) (*Tableau 4.9*).

%	$P_a(445\text{nm})$	$Q_a(445\text{nm})$
1.40-0.01.i	0.2	0.5
1.35-0.01.i	0.4	28
1.50-0.01.i	0.4	50
1.40-0.001.i	0.3	9

Tableau 4.9. Comme Tableau 4.8 mais inversion du jeu (3) et calcul à 445 nm.

Comme précédemment, l'albédo de diffusion simple est très sensible à l'indice de réfraction. Quand $m_R=1.35$, le nombre de petites particules est surestimé, et la borne r_{\min} est diminuée (jusqu'à la valeur exacte $r_{\min}=0.01$). L'albédo restituée est alors petit, et même inférieur à la valeur exacte.

M_a^1	r_{\min} (μm)	r_{\max} (μm)	$\omega_0(\lambda)$	$g(\lambda)$
Jeu (3)				
445 nm				
M_a^1	0.01	12.0	0.828	0.632
1.40-0.01.i	0.015	3.7	0.852	0.632
1.35-0.01.i	0.01	3.5	0.784	0.633
1.50-0.01.i	0.02	3.6	0.895	0.630
1.40-0.001.i	0.025	3.6	0.988	0.630

Tableau 4.10. Comme Tableau 4.7 mais pour l'inversion du jeu de données (3).

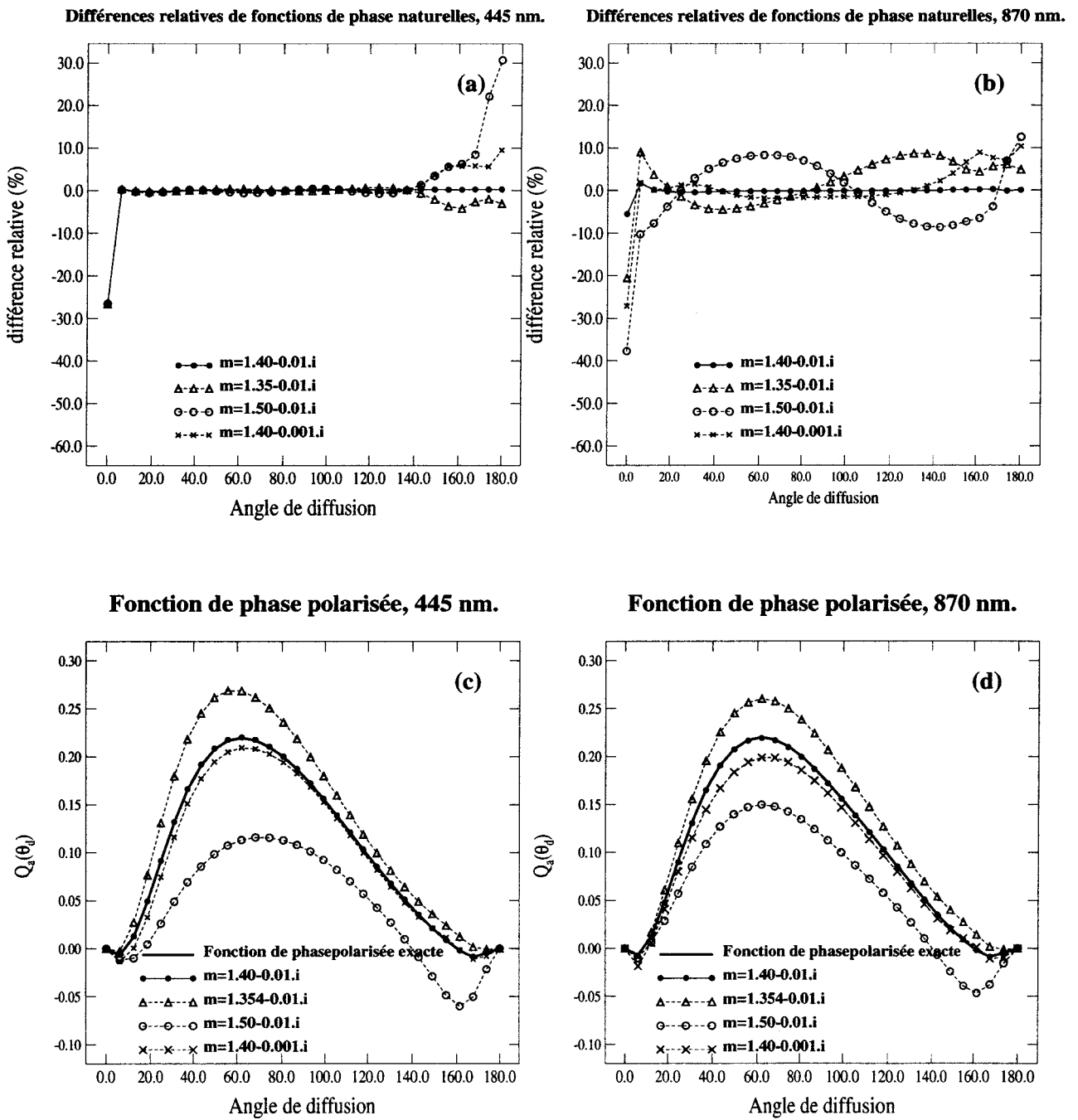


Figure 4.5. Comme Figure 4.4 mais les données du jeu (3) sont inversées.

M_a^1				
Jeu (3)	r_{\min} (μm)	r_{\max} (μm)	$\omega_0(\lambda)$	$g(\lambda)$
870 nm				
Réel	0.01	12.0	0.775	0.632
1.40-0.01.i	0.015	3.7	0.807	0.632
1.35-0.01.i	0.01	3.5	0.696	0.626
1.50-0.01.i	0.02	3.6	0.886	0.628
1.40-0.001.i	0.025	3.6	0.984	0.631

Tableau 4.11. Comme Tableau 4.10 mais calcul à 445 nm.

La sensibilité de la fonction de phase polarisée à la partie réelle de l'indice de réfraction montre que celui-ci pourra être sélectionné en mesurant l'état de polarisation du rayonnement.

4.5. Sensibilité de la luminance à l'indice de réfraction

Les luminances totale et polarisée sont calculées à 445 et 870 nm pour chaque matrice de phase correspondant à l'inversion des données du jeu (2) pour différents indices de réfraction. Les résultats sont comparés à la luminance exacte sur la Figure 4.6.

La contribution de la diffusion moléculaire diminue l'impact de l'indice de réfraction quand la luminance est considérée. A 870 nm, l'écart quadratique entre les luminances polarisées pour les deux valeurs $m=1.40-0.01.i$ et $1.50-0.01.i$ est de 31 %, alors qu'il est de 51 % entre les fonctions de phase polarisées pour les mêmes valeurs d'indice de réfraction. A 445 nm, la contribution moléculaire est très importante (1^{er} Chapitre) et ainsi l'impact sur la luminance polarisée diminue jusqu'à 9 % d'écart quadratique pour la même variation de l'indice de réfraction.

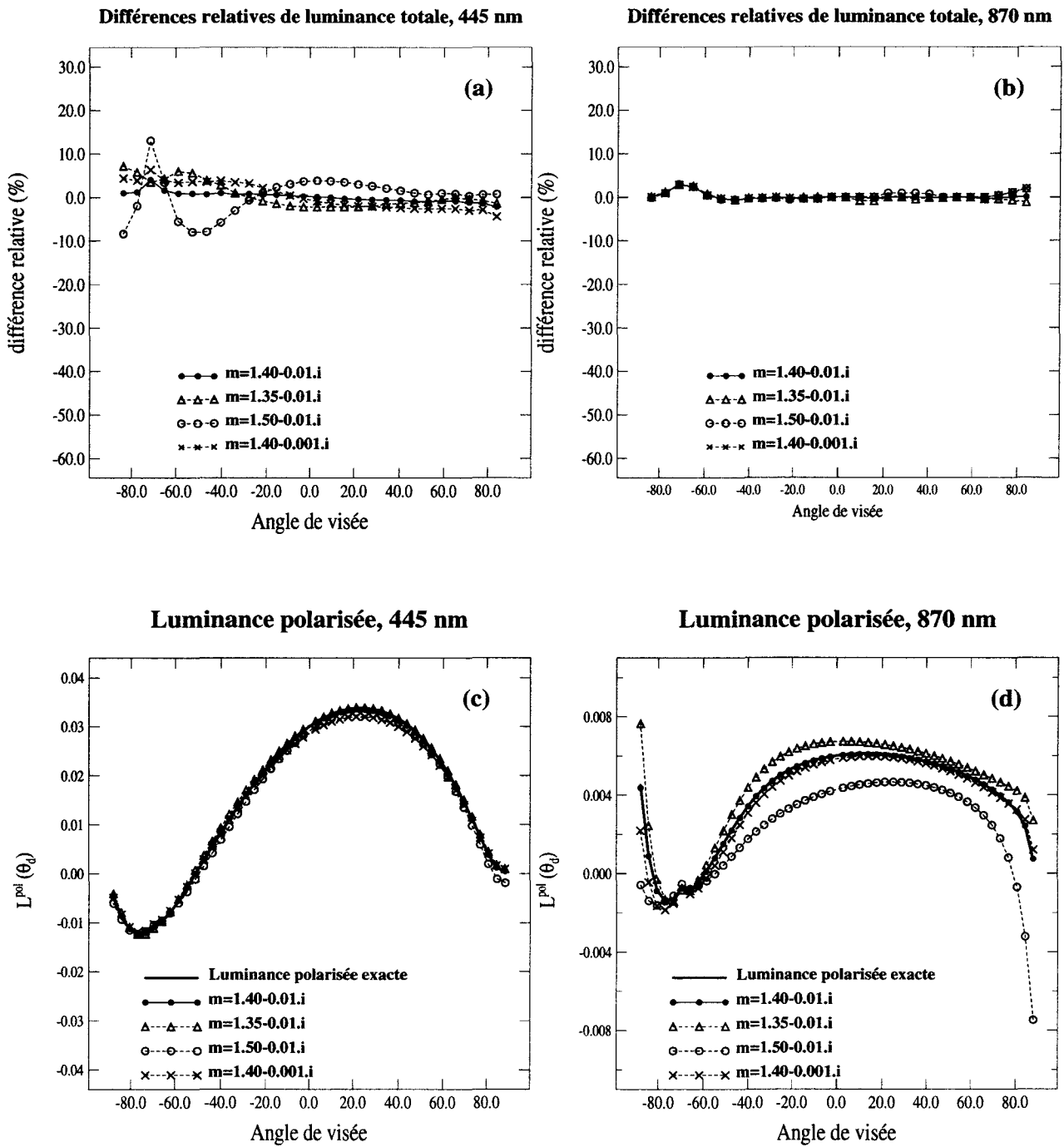


Figure 4.6. Comme Figure 4.4 mais comparaison des luminances polarisées calculées à partir des modèles d'aérosols déduits.

4.6. Bilan

Des fonctions de phase naturelles monospectrales (à 445 et 870 nm) sont inversées pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction. La valeur de l'indice de réfraction affecte le nombre de petites particules qui influencent fortement la fonction de phase polarisée. En effet nous avons montré au 1^{er} Chapitre que le maximum de variation de la fonction de phase polarisée est de 25% quand la partie réelle de l'indice de réfraction varie de 0.1 et quand la granulométrie est constante, alors que le minimum de variation est de 40% quand la partie réelle varie de 0.1 et lorsque le nombre de petites particules varie. L'écart quadratique atteint 50% dans ce cas. La mesure de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique permet alors de déterminer la partie réelle de l'indice de réfraction ainsi que la granulométrie.

L'albédo de diffusion simple des aérosols $\omega_0(\lambda)$ est très sensible à l'indice de réfraction paramètre ainsi qu'aux petites particules qui contribuent à l'absorption mais de façon négligeable à la diffusion. Les mesures de la fonction de phase sont alors insuffisantes pour restituer $\omega_0(\lambda)$ à partir du modèle d'aérosols restitué si les petites particules sont nombreuses. Cette propriété relève l'intérêt du protocole de restitution présenté au 3^e Chapitre.

Des calculs de transfert radiatif montrent que les luminances totale et polarisée à 445 nm sont peu dépendantes de la matrice de phase des aérosols quand ils ne sont pas très abondants (cas de M_a^1). Il n'est donc pas nécessaire de connaître l'indice de réfraction à 445 nm pour restituer les mesures de luminance si la diffusion moléculaire est du même ordre de grandeur que la diffusion par les aérosols ($\delta_{\text{aer}}(M_a^1, \lambda=445\text{nm}) = 0.27$, $\delta_{\text{Ray}}(\lambda=445\text{nm}) = 0.23$).

L'indice de réfraction peut varier spectralement en fonction de la nature des particules (rayon r , constitution interne) ainsi qu'en fonction de l'altitude. Les calculs de Gonzalez Jorge et Ogren [1996] (inversion de $\delta_{\text{aer}}(\lambda)$ uniquement) ont montré que la granulométrie était déformée pour les petites particules si l'indice de réfraction est supposé indépendant de la longueur d'onde. Il devrait être possible d'évaluer la variation spectrale de l'indice de réfraction par l'inversion simultanée des fonctions de phase naturelle à plusieurs longueurs d'onde et par comparaison des restitutions aux fonctions de phase polarisées mesurées.

5. Protocole de restitution d'un modèle d'aérosols à partir de mesures radiométriques multispectrales

Le protocole de restitution des propriétés optiques et microphysiques des aérosols (intégrées sur la colonne atmosphérique) à partir de mesures monospectrales de luminance met en œuvre le protocole de restitution des fonctions de phase naturelle et polarisée à 870 nm (étape ②) ainsi que le protocole d'inversion des jeux de données (1) et (2) (étapes ① et ③) [Vermeulen, 1996].

Cette procédure déduit un modèle d'aérosols $M_a^{inv 1}$ (granulométrie $n_1(r)$, partie réelle de l'indice de réfraction, $m_R(870nm)$) capable de restituer les propriétés optiques des aérosols à 870 nm ($P_a(\theta_d)$, $Q_a(\theta_d)$, g). La restitution des propriétés optiques à d'autres longueurs d'onde nécessite des opérations supplémentaires.

Si l'on cherche à restituer les mesures à plusieurs longueurs d'onde, le modèle d'aérosols $M_a^{inv 1}$, peut être suffisamment précis pour définir la matrice de phase utilisée dans les calculs de transfert radiatif. En effet nous avons montré qu'à 445 nm les luminances totale et polarisée étaient peu sensibles à la matrice de phase des aérosols quand leur abondance est faible (cas de M_a^1). L'absorption ($\omega_0(\lambda)$) à chaque longueur d'onde (étape ④) sera néanmoins déduite du protocole de restitution validé au 3^e Chapitre.

Si le but de l'étude est l'évaluation de l'effet direct des aérosols, alors la variation spectrale de l'indice de réfraction ainsi que la contribution des petites particules seront évaluées par l'inversion du jeu de données (4) (étape ⑤) afin d'évaluer g (ou la fraction de rétro-diffusion β [Marshall et al, 1995]). La fonction de phase naturelle $P_a(\theta_d, \lambda=445nm)$ pour $\theta_d > 110^\circ$ ne sera pas inversée car cette zone est très sensible à une erreur de l'angle de visée. Un second modèle d'aérosols, $M_a^{inv 2}$, tenant compte de la restitution des propriétés optiques des aérosols à 870 et à 445 nm, sera estimé et utilisé pour calculer $g(\lambda)$ sur une large gamme de longueurs d'onde. Cette procédure permet également de restituer les mesures de luminance de 445 à 870 nm.

La méthodologie est détaillée ci-après. Les opérations successives sont schématisées sur l'organigramme de la *Figure 4.7*. Les numéros des paragraphes décrivant les différentes étapes sont reportés sur l'organigramme au niveau des opérations respectives.

① La première étape consiste à inverser simultanément la variation spectrale de l'épaisseur optique $\delta_{aer}(\lambda)$ et la mesure d'auréole $P_{aur}(\theta_d, \lambda=870 nm)$ (jeu (1)) en fixant arbitrairement la valeur de $m_{inv}(870nm)$. L'avantage de l'épaisseur optique est qu'elle ne requiert aucune estimation préalable d'un modèle d'aérosols pour son calcul à partir de la mesure d'extinction. D'autre part, les

deux types de données apportent des informations complémentaires relativement à l'intervalle dimensionnel de restitution $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$.

Cette étape est par contre assez mal adaptée pour l'évaluation de l'indice de réfraction. En effet, la variation spectrale de l'indice de réfraction est supposée nulle (indice de réfraction m_{inv} est constant malgré la variation spectrale des données à inverser), et le signal en pro-diffusion est peu sensible à l'indice de réfraction des aérosols. Cette inversion est néanmoins bien adaptée pour estimer une granulométrie préliminaire $n_p(r)$, utilisée dans la suite pour la paramétrisation du protocole.

② La granulométrie $n_p(r)$ (qui respecte le coefficient d'Ångström mesuré) sert à déterminer la matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$ du protocole de restitution des propriétés optiques des aérosols. Ainsi les fonctions de phase $P_a^*(\theta_d)$ et $Q_a^*(\theta_d)$ et l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ sont restituées à 870 nm à partir des luminances totale et polarisée acquises dans le plan principal solaire à la même longueur d'onde.

③ La fonction de phase naturelle à 870 nm est alors disponible sur un large champ angulaire (déduite des mesures en almucantar et en plan principal). Elle est due à des particules de rayon très variable et est sensible à l'indice de réfraction. Elle est alors inversée pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction (1^{er} Chapitre). Des calculs de Mie effectués à partir des modèles d'aérosols déduits permettent de sélectionner la granulométrie $n_1(r)$ et la partie réelle de l'indice de réfraction associée $m_R(870\text{nm})$ ($M_a^{\text{inv } 1}$) pour lesquelles la fonction de phase polarisée, mesurée à 870 nm, est restituée.

Ces opérations permettent d'estimer l'efficacité des aérosols à absorber le rayonnement à 870 nm ($\omega_0(870 \text{ nm})$). Nous avons également évalué une granulométrie sur un large intervalle dimensionnel, $n_1(r)$, ainsi que la valeur de l'indice de réfraction à 870 nm, $m_R(870\text{nm})$, qui ensemble restituent les propriétés diffusantes et polarisantes des aérosols à 870 nm. Les calculs de transfert radiatif restituent les mesures de luminance à 870 nm.

La qualité de la restitution des propriétés optiques à d'autres longueurs d'onde à partir de $M_a^{\text{inv } 1}$ dépend de la granulométrie. Si les petites particules sont nombreuses, le calcul des propriétés optiques à 445 nm nécessite une attention particulière (comme il a été souligné précédemment, soit diminution du nombre de classes, soit extrapolation, soit inversion du jeu (4)). Si les grosses particules sont nombreuses, c'est pour $\lambda > 870\text{nm}$ que le calcul des propriétés optiques peut être erroné. Cependant, les luminances totale et polarisée peuvent être calculées avec une meilleure précision à condition d'évaluer l'albédo de diffusion simple des aérosols (étape ③). En effet, la luminance est peu sensible à la matrice de phase des aérosols mais est très affectée par l'absorption

des aérosols. L'inversion du jeu (4) (étape ⑤) permet également d'estimer la partie réelle de l'indice de réfraction $m_R(445\text{nm})$ correspondant aux mesures de polarisation.

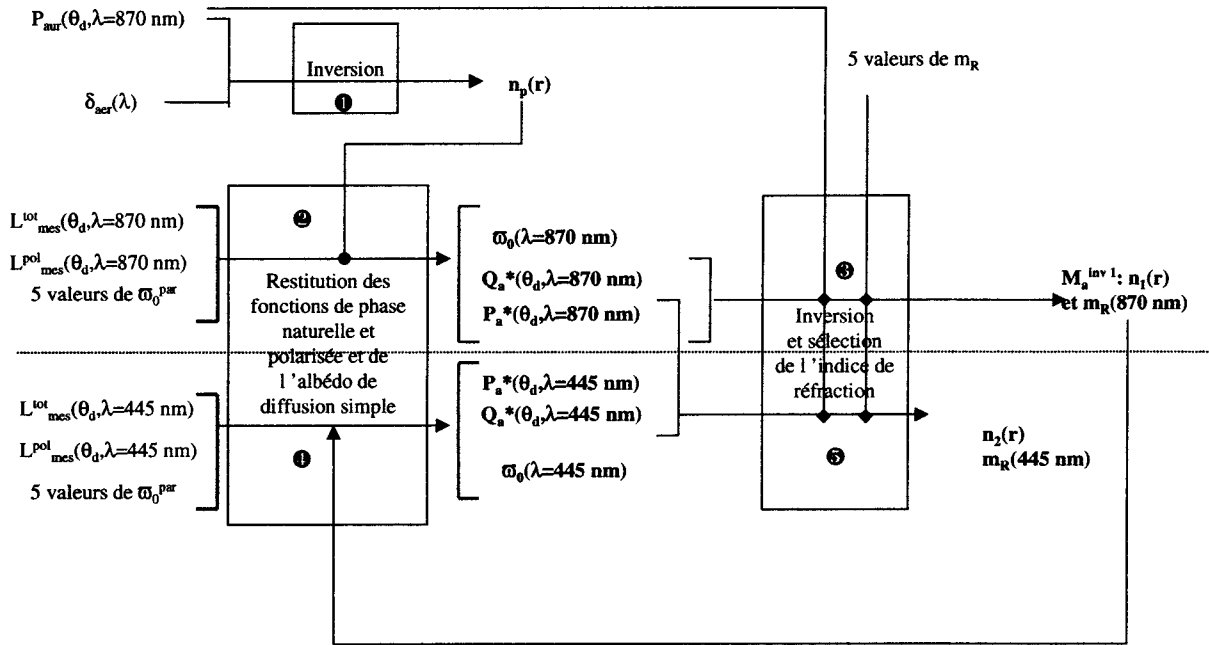


Figure 4.7. Organigramme du protocole de restitution des propriétés optiques et microphysiques des aérosols à partir de mesures radiométriques multispectrales.

④ La théorie de Mie est utilisée pour calculer la matrice de phase correspondant au modèle d'aérosols $M_a^{inv\ 1}$. Celle-ci définit la matrice P_a^{par} du protocole de restitution des fonctions de phase. Les fonctions de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda=445\text{nm})$ et $Q_a^*(\theta_d, \lambda=445\text{nm})$ ainsi que l'albédo de diffusion simple des aérosols $\omega_0^{par}_{norm}(\lambda=445\text{nm})$ sont alors déduits des mesures des luminances totale et polarisée à 445 nm.

Les mesures de luminance à 445 et 870 nm peuvent alors être restituées à partir du modèle d'aérosols $M_a^{inv\ 1}$ et des valeurs de l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{par}_{norm}(\lambda=445\text{nm})$ et $\omega_0^{par}_{norm}(\lambda=870\text{nm})$.

⑤ La fonction de phase à 870 nm (déjà inversée lors de l'étape ②) est accompagnée de la fonction de phase naturelle en plan principal à 445 nm pour une nouvelle inversion. La procédure est exécutée pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction à 445 nm, et avec la valeur à 870 nm constante et estimée précédemment ($m_R(870\text{nm})$). La valeur sélectionnée de $m_R(445\text{nm})$ est celle qui restitue la fonction de phase polarisée mesurée à 445 nm.

La granulométrie $n_1(r)$, associée à l'indice de réfraction $m_R(870 \text{ nm})$, et qui restituait les fonctions de phase à 870 nm, n'est plus utilisée. La granulométrie $n_2(r)$, associée aux indices de réfraction $m_R(870\text{nm})$ et $m_R(445\text{nm})$, restitue les fonctions de phase naturelles à deux longueurs d'onde et la fonction de phase polarisée à 445 nm.

Si le modèle d'aérosols $M_a^{\text{inv } 2}$ restitue la fonction de phase polarisée à 870 nm alors il est utilisé pour calculer les propriétés optiques des aérosols sur un large champ spectral. Cette granulométrie peut être également utilisée pour réitérer certaines opérations du protocole, comme la restitution de l'albédo de diffusion simple et des fonctions de phase (étapes ② et ③). L'inversion des nouvelles fonctions de phase (étapes ④ et ⑤) permettra de préciser la granulométrie et la variation spectrale de l'indice de réfraction.

Si la granulométrie $n_2(r)$ associée à $m_R(870\text{nm})$ ne permet pas de restituer la fonction de phase polarisée à 870 nm alors seul le modèle $M_a^{\text{inv } 1}$ pourra être retenu. Cela signifie que les fonctions de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda=445\text{nm})$ et $P_a^*(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$ ne sont pas cohérentes entre elles (à cause de défauts instrumentaux), entraînant des incompatibilités lors de l'inversion des données.

Le résultat du protocole de restitution est une granulométrie sur un large intervalle dimensionnel, associée à la variation spectrale de l'indice de réfraction, ainsi que la variation spectrale de l'absorption des aérosols. Ces paramètres permettent de calculer l'effet radiatif direct des aérosols ainsi que la distribution angulaire du champ de luminance dans l'atmosphère.

Nous allons appliquer le protocole à des mesures acquises à Lille. Nous voulons tester si l'inversion du jeu (4) (étape ⑤) aboutit à la restitution d'un modèle d'aérosols capable de restituer les fonctions de phase mesurées à 445 et 870 nm. Nous allons également vérifier à quelle étape le protocole restitue le mieux les mesures à 445 et 870 nm, et avec quelle précision.

6. Application du protocole à des mesures acquises en site urbain lors de conditions atmosphériques turbides

Nous avons choisi d'analyser des mesures acquises à Lille car les aérosols urbains sont de petite taille et de forme généralement sphérique (sulfates, [Chow, 1995]). Ainsi la polarisation est forte et bien représentée par la théorie de Mie. La relative proximité de la mer conduit à une humidité relative généralement élevée qui arrondit les aérosols en les hydratant. Une journée turbide est sélectionnée car la forte diffusion du rayonnement solaire conduit à une amplitude élevée de la luminance. L'effet des incertitudes expérimentales est alors réduit (3^e Chapitre).

6.1. Sélection du jeu de données

Des mesures de l'extinction atmosphérique du rayonnement solaire, exécutées sur le campus de l'université par un ensemble de photomètres cohérents, montrent que l'épaisseur optique δ_{aer} est au-dessus des valeurs habituelles les 10 et 12 mars (*Figure 2.11*). La valeur du coefficient d'Ångström α associée est représentatif de petites particules (*Figure 2.12*). Les valeurs des moyennes de δ_{aer} et α du 10 et 12 mars sont présentés dans le *Tableau 4.12*. Le 11 mars, le ciel se couvre et les mesures photométriques sont impossibles à effectuer. Les mesures acquises par le réseau de surveillance de la pollution industrielle et automobile de la région lilloise, AREMA (Association pour la mise en œuvre du Réseau d'étude, de Mesures et d'Alerte pour la prévention de la pollution atmosphérique dans la zone de Lille Métropole, <http://www.airdesbeffrois.org>), indique que le niveau de concentration en gaz et poussières reste élevé durant ces trois jours (*Tableau 4.12*).

Lille	$\langle \delta_{\text{aer}}(\lambda=870 \text{ nm}) \rangle$	$\langle \alpha \rangle$	R.H. (%), V.A.	PM10 ($\mu\text{g}/\text{m}^3$), Fives	SO ₂ ($\mu\text{g}/\text{m}^3$), V.A.	NO ₂ ($\mu\text{g}/\text{m}^3$), V.A.	O ₃ ($\mu\text{g}/\text{m}^3$), Baisieux
09/03/97	X	X		48	8	49	16
10/03/97	0.13 / 0.31	1.49 / 1.39	74 / 55	72	17	93	15
11/03/97	X	X		85	19	79	14
12/03/97	0.23	1.27	81 / 49	59	16	54	38
13/03/97	X	X		25	13	36	30

Tableau 4.12. Moyennes de l'épaisseur optique et du coefficient d'Ångström ainsi que de mesures MétéoFrance et AREMA sur la période du 10 au 12 mars 1997 à Lille. R.H. est la mesure d'humidité relative donnée par MétéoFrance. PM10 donne la quantité de poussières de diamètre inférieur à 10 μm . Les colonnes SO₂, NO₂ et O₃ indiquent la concentration des différents gaz. Fives, V.A. (Villeneuve d'Ascq), Baisieux désignent les localités accueillant les sites de mesures AREMA, autour du site du L.O.A.. Les chiffres n1 / n2 correspondent à la moyenne sur le matin et sur l'après-midi respectivement (quand l'évolution journalière est importante).

Les rétro-trajectoires [HYSPLIT4, 1997] sur une période de cinq jours de masses d'air situées à 1500 m d'altitude au-dessus de Lille, montrent que celles-ci survolent la Belgique et l'Allemagne les 10 et 12 mars, alors que celle du 11 mars est originaire de l'Océan Atlantique et passe par la Mer du Nord. Les rétro-trajectoires sont présentées sur les *Figures 4.8 à 4.10*.

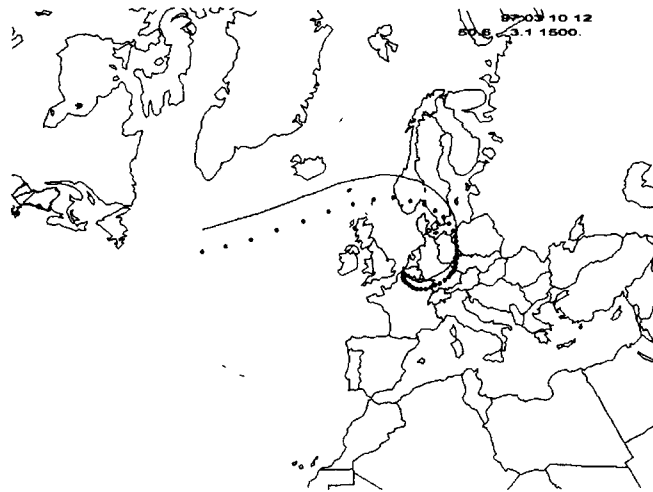


Figure 4.8. Rétro-trajectoire calculée sur cinq jours par HYSPLIT [1997] des masses d'air situées à une altitude de 1500 m au-dessus de Lille. Calculs pour le 10 mars 1997.



Figure 4.9. Comme Figure 4.8 mais pour le 11 mars 1997.

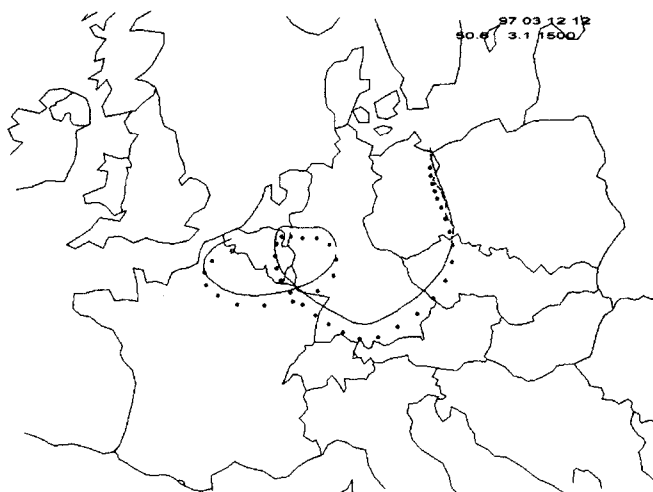


Figure 4.10. Comme Figure 4.8 mais pour le 12 mars 1997.

Le 10 mars l'acquisition de l'épaisseur optique débute à 9:00 G.M.T. (Greenwich Mean Time). $\delta_{\text{aer}}(\lambda=870\text{nm})$ augmente de 0.09 à 0.3 à 16:00 G.M.T. Des mesures de l'auréole solaire par le coronamètre du L.O.A. échantillonnent la luminance à 870 nm de 2 à 30° d'angle de diffusion, à 6 reprises, le matin et l'après-midi. La faible variation de l'inclinaison de la direction solaire à cette période de l'année nous permet de faire des mesures pour de grandes valeurs de l'angle solaire zénithal ($\theta_S > 59.4^\circ$). En outre, 9 acquisitions en plan principal avec le Réflectancemètre Polarisé fournissent des mesures de la luminance totale et polarisée à 445, 665, 870 et 1610 nm, valides de 15 à 130-140° d'angle de diffusion (selon la valeur de θ_S). La variation d'épaisseur optique est corrélée avec la variation des luminances totale et polarisée, ainsi qu'avec le taux de polarisation. Pour la procédure d'inversion, nous avons sélectionné le jeu de mesures acquises vers 15:00 G.M.T.. L'épaisseur optique est alors maximale ($\delta_{\text{aer}}=0.33$), ainsi que les luminances totale et polarisée. Le taux de polarisation est minimal. L'angle solaire zénithal est de 68.5°, ce qui donne un grand champ angulaire d'étude ($15 < \theta_d < 140^\circ$).

6.2. Etapes ① et ②: granulométrie préliminaire $n_p(r)$ et albédo de diffusion simple ω_0 à 870 nm

Les mesures d'épaisseur optique sont inversées ainsi que la fonction de phase déduite de la mesure de l'auréole solaire (jeu (1)), pour $m_{\text{inv}}(870\text{nm})=1.45-0.01.i$.

La granulométrie est définie sur un large intervalle dimensionnel (Tableau 4.13). Un déficit de particules pour deux valeurs du rayon r esquisse un mode entre 0.2 et 0.7 μm . De 6 à 10 μm , la pente de la granulométrie augmente (Figure 4.11).

	$m_{\text{inv}}(\lambda=870\text{nm})$	$m_{\text{inv}}(\lambda=445\text{nm})$	$[r_{\text{min}}; r_{\text{max}}]_{\text{inv}}$ (μm)	r_{eff} (μm)	V ($\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$)	$\omega_0(\lambda)$	$g(\lambda)$	$\beta(\lambda)$
$P_a^*(\theta_d, \lambda)$						0.93 / 0.88	0.61 / 0.62	0.13 / 0.12
Jeu (1) étape 1	1.45-0.01.i	X	[0.055;10]	0.11	0.2	0.89 / 0.88	0.55 / 0.65	0.17 / 0.10
Jeu (2) étape 3	1.43-0.01i	X	[0.03;10]	$4.9 \cdot 10^{-2}$	1.9	0.82 / 0.74	0.49 / 0.61	0.20 / 0.12
Jeu (4) étape 5	1.43-0.01i	1.50-0.01i	[0.05;10]	0.12	0.7	0.91 / 0.88	0.59 / 0.63	0.15 / 0.11

Tableau 4.13. Propriétés microphysiques et optiques des modèles d'aérosols déduits de l'inversion de trois jeux de données. Les valeurs $n1 / n2$ correspondent aux longueurs d'onde 445 et 870 nm respectivement. Les valeurs des propriétés optiques correspondant aux restitutions $P_a^*(\theta_d, \lambda)$ tracées sur les Figures 4.12 et 4.13 sont incluses.

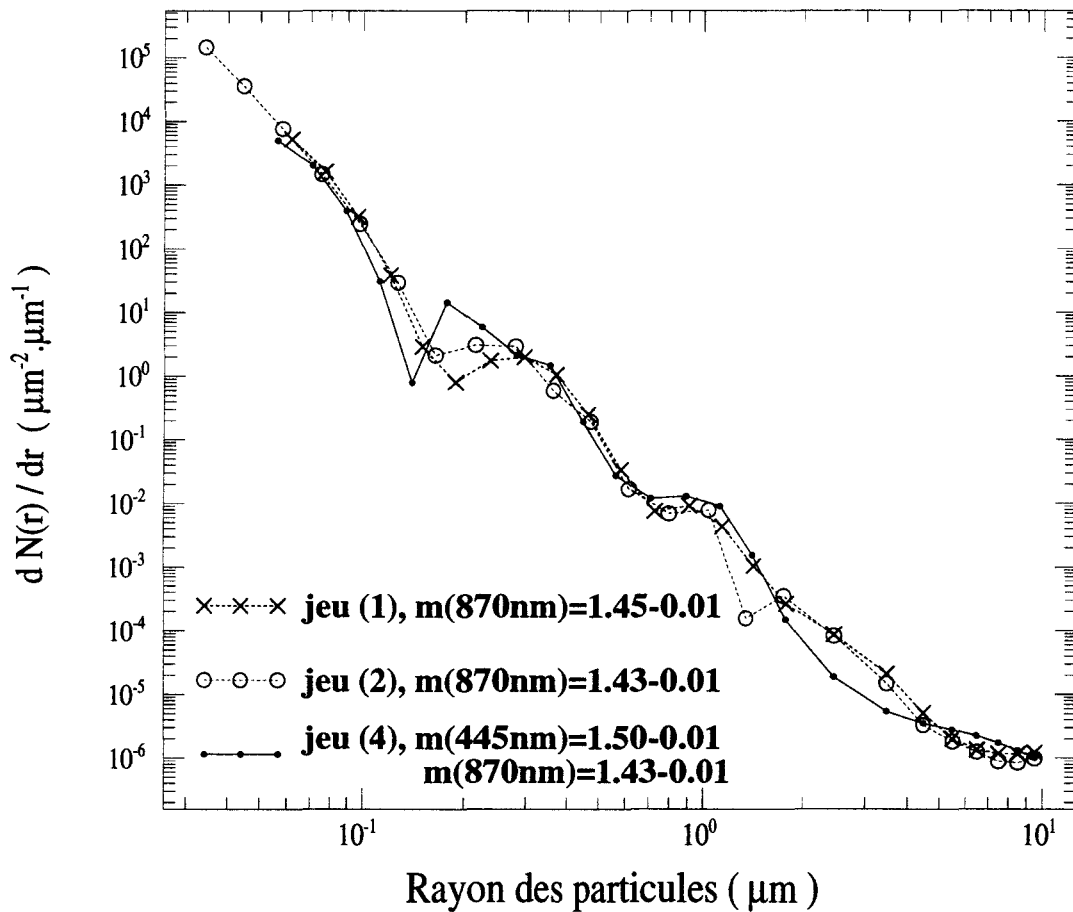


Figure 4.11. Granulométries $n_p(r)$, $n_1(r)$, $n_2(r)$ déduites de l'inversion des jeux (1), (2) et (4) respectivement.

Le protocole de restitution de l'albédo de diffusion simple $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ et des fonctions de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda)$ et $Q_a^*(\theta_d, \lambda)$ est appliqué aux mesures de luminance à 870 nm. La matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$ est calculée à partir de la granulométrie $n_p(r)$ et de l'indice de réfraction $m_{\text{inv}}(870\text{nm})=1.45-0.01$. L'albédo de surface $\rho_s(\lambda=870\text{nm})$ est fixé égal à 0.3, valeur généralement utilisée [Vermeulen, 1996]. La valeur de $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}(870\text{nm})$ est alors de 0.88 (Tableau 4.13). Elle représente une faible absorption, mais non négligeable [Heintzenberg et al, 1997]. La fonction de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda=870\text{nm})$ est tracée sur la Figure 4.12, ainsi que la fonction de phase modulée par le sinus de l'angle de diffusion (dont l'intégrale égale 2). L'aire de $P(\theta_d) \cdot \sin\theta_d$ est divisée en quatre zones, correspondant chacune à un processus de restitution de la fonction de phase (calculs de Mie, restitutions à partir de mesures). La valeur de chaque contribution à l'intégrale totale est exprimée en pourcentages.

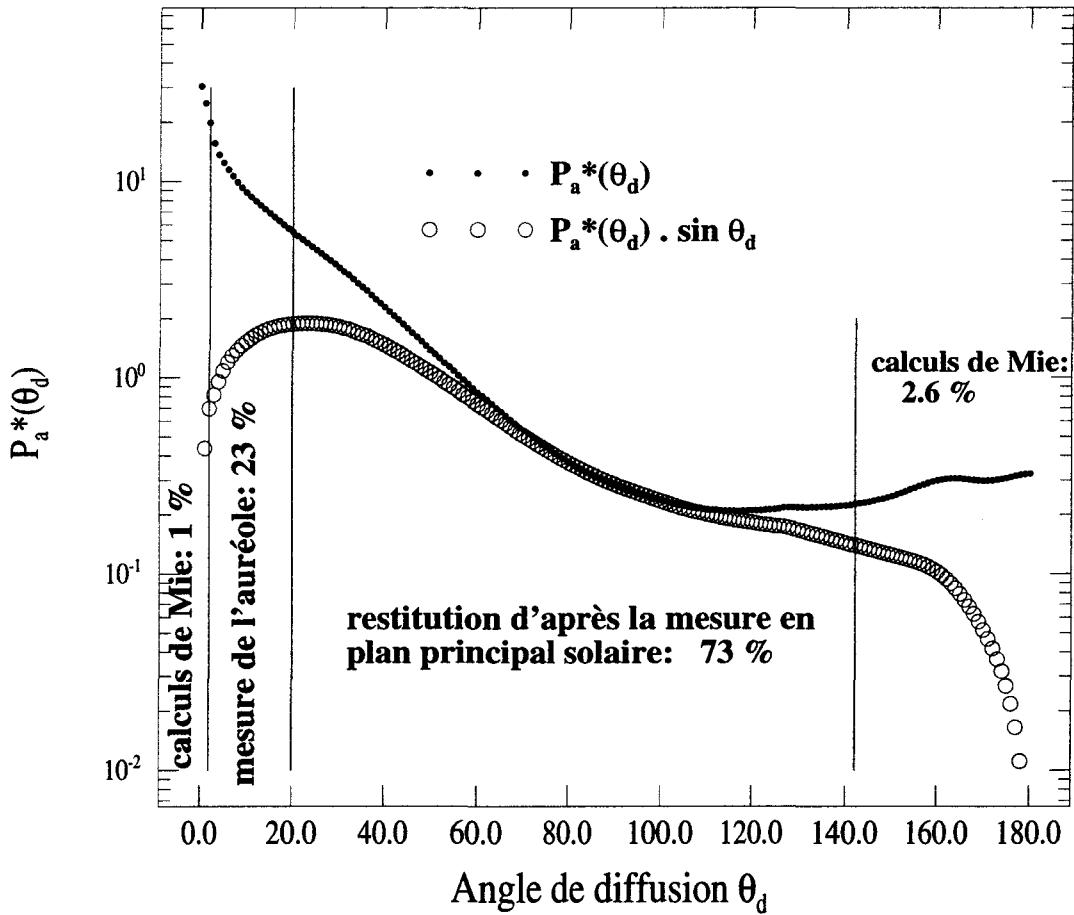


Figure 4.12. Fonction de phase $P_a^*(\theta_d, \lambda)$ restituée à 870 nm pour $\omega_d^{par} = 0.88$ ainsi que $P_a^*(\theta_d, \lambda) \cdot \sin \theta_d$. La contribution de la restitution à l'intégrale de $P_a^*(\theta_d, \lambda) \cdot \sin \theta_d$ est indiquée en pourcentages, correspondant aux domaines angulaires délimités par les traits verticaux.

6.3. Etape ③: modèle d'aérosols M_a^{inv1}

La fonction de phase restituée de 2 à 140° d'angle de diffusion (à partir des mesures en plan principal et en almucantar) est inversée pour trois valeurs de l'indice de réfraction $m_{inv}(870\text{nm})$. Les fonctions de phase polarisées calculées par Mie, associées aux trois modèles d'aérosols, sont comparées avec la fonction de phase polarisée restituée à partir de la mesure en plan principal solaire. Les fonctions de phase sont tracées sur la Figure 4.13.

Le modèle d'aérosols M_a^{inv1} qui restitue le mieux la fonction de phase polarisée à 870 nm est celui correspondant à l'inversion pour $m_R = 1.43 - 0.01i$. La granulométrie associée à cet indice de réfraction est tracée sur la Figure 4.11. Elle présente le même mode entre 0.2 et 0.7 μm . Elle est associée à un intervalle dimensionnel de 0.03 à 10 μm (Tableau 4.13).

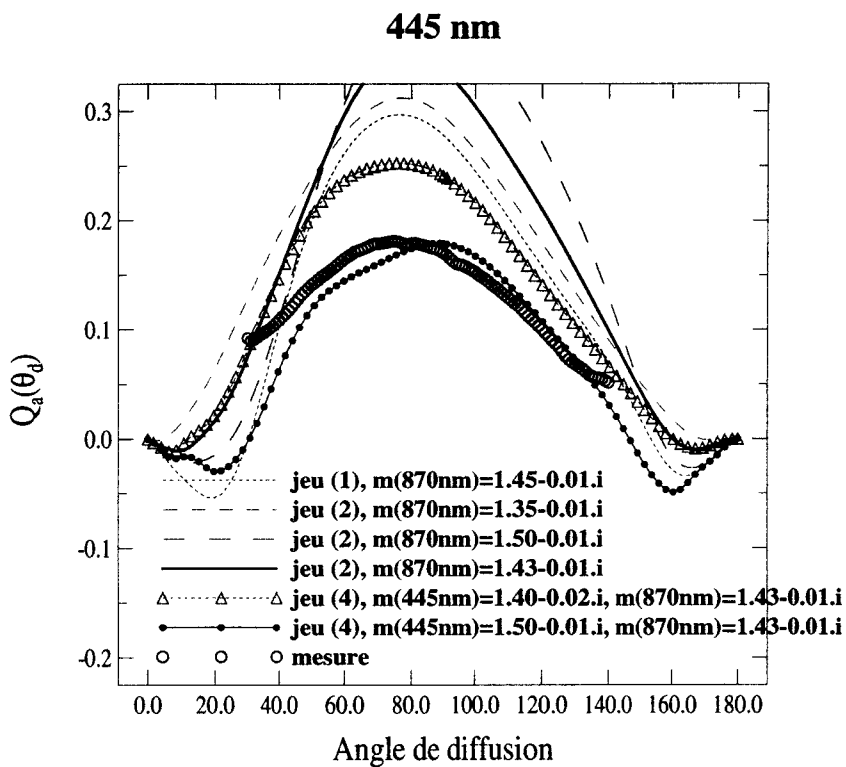
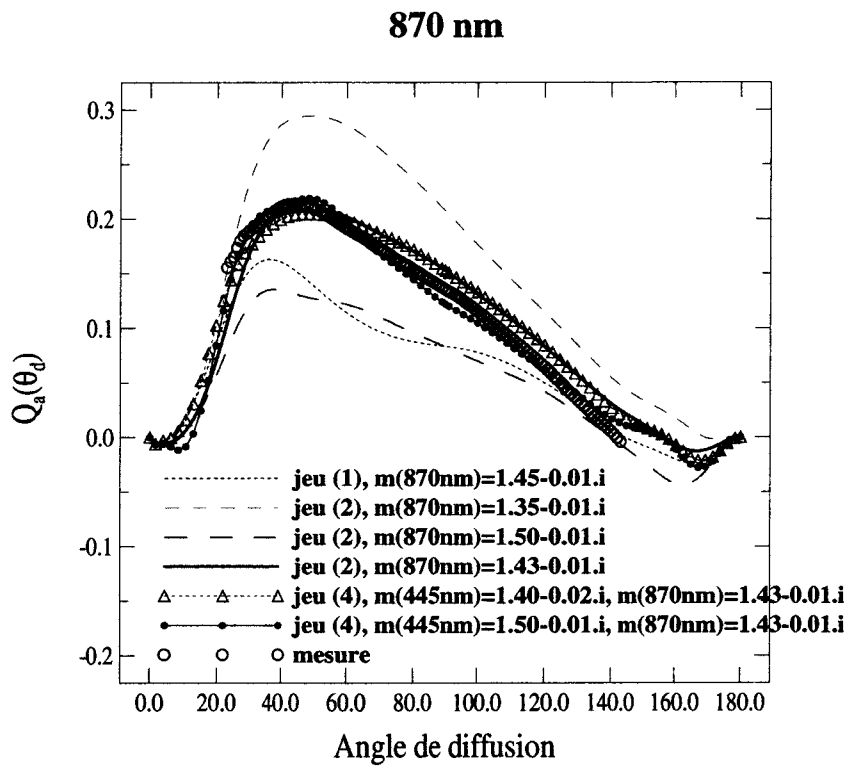


Figure 4.13. Comparaison de la fonction de phase polarisée mesurée et des fonctions de phase polarisées calculées pour plusieurs modèles d'aérosols déduits des inversions de données acquises à Lille le 10 mars 1997.

6.4. Etape ①: restitution des fonctions de phase et de l'albédo de diffusion simple à 445 nm.

Le protocole de restitution de la fonction de phase est appliqué aux mesures de luminance acquises à 445 nm. La mesure de l'auréole solaire n'est pas réalisée à 445 nm. Néanmoins le rayon des particules efficaces à la diffusion aux petits angles de diffusion et à 445 nm est inclus dans l'intervalle dimensionnel des granulométries inversées à partir des mesures à 870 nm. La fonction de phase naturelle en pro-diffusion est alors déduite du modèle d'aérosols $M_a^{inv 1}$. La mesure de luminance totale en plan principal est utilisée et les calculs par la théorie de Mie complètent la fonction de phase naturelle de 0 à 20° et de 140 à 180° (Figure 4.14). L'albédo de surface $\rho_S(\lambda=445nm)$ est de 0.1. La valeur de $\bar{\omega}_0^{par}_{norm}$ est alors estimée à 0.93 (Tableau 4.13).

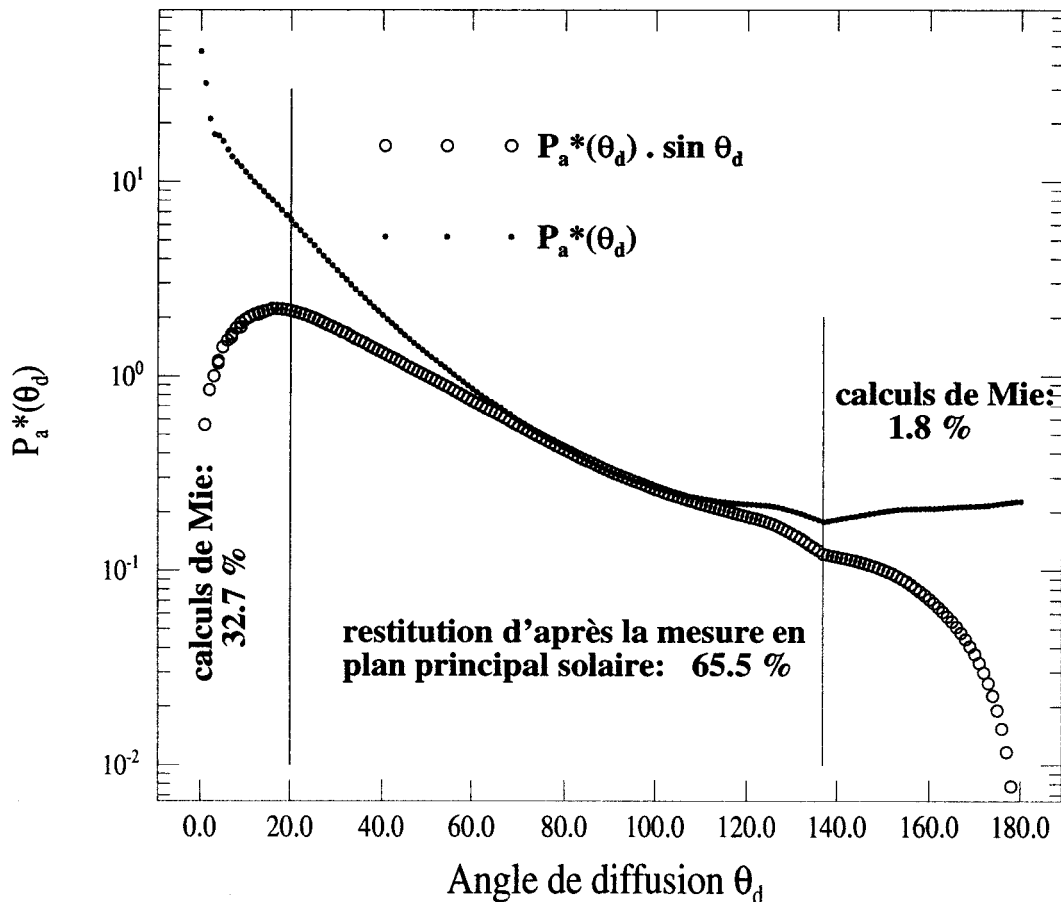


Figure 4.14. Comme Figure 4.12 mais à 445 nm. $\bar{\omega}_0^{par}_{norm}(\lambda=445nm)=0.93$.

6.5. Etape ④: inversion du jeu de données (4)

Les fonctions de phase naturelles à 870 nm de 2 à 140° et à 445 nm de 20 à 140° sont inversées simultanément pour une valeur $m_{inv}(870nm)$ constante (1.43-0.01.i) et pour une valeur $m_{inv}(445nm)$ variable. Les fonctions de phase polarisées calculées à 445 et 870 nm et pour deux valeurs de $m_{inv}(445nm)$ sont tracées sur la *Figure 4.13*.

Les fonctions de phase polarisées calculées à 445 nm à partir de $M_a^{inv 1}$ sont deux fois plus grandes que la fonction de phase polarisée mesurée (*Figure 4.13*). Par contre la restitution à 870 nm est peu variable quelle que soit la valeur de $m_{inv}(445nm)$. Cela signifie que les différences entre les granulométries $n_2(r)$ et $n_1(r)$ ont peu d'effet à 870 nm. La fonction de phase polarisée mesurée à 445 nm est mieux restituée pour $m_{inv}(445nm)=1.50-0.01.i$. La fonction de phase naturelle à 445 nm est cependant moins bien restituée pour $\theta_d > 100^\circ$ (20% de différence). La granulométrie $n_2(r)$ correspondant à $m_{inv}(445nm)=1.50-0.01.i$ est tracée sur la *Figure 4.11*. L'ajout de la fonction de phase naturelle à 445 nm dans le jeu à inverser montre que le nombre de petites particules de $M_a^{inv 1}$ est surestimé. En effet la valeur de r_{min} est augmentée (*Tableau 4.13*) quand le jeu (4) est inversé. Le mode compris entre 0.1-0.2 et 0.5-0.7 μm est visible sur chacune des granulométries. Leitch et Isaac [1991] mentionnent un maximum de la distribution en volume pour $r \approx 0.1-0.25$ dans les basse et moyenne troposphères. Les aérosols de ce mode sont caractéristiques de sulfates. Remer et al [1997] mesurent le même mode dans des zones industrielles. Le rayon effectif r_{eff} [Mishchenko et al, 1997b] présenté dans le *Tableau 4.13* dépend principalement de r_{min} , comme le volume V_{tot} . Le rayon r_{eff} varie alors d'un facteur 2 entre $n_1(r)$ et $n_2(r)$ mais V_{tot} varie de près d'un facteur 3.

La variation spectrale de 1.50 à 1.43 de 445 à 870 nm semble trop grande. En effet, d'après Fen et al [1995], l'indice des aérosols urbains est de xx à 870 nm et de xx à 445 nm. Cependant ce sont ces valeurs qui restituent au mieux les fonctions de phase naturelle et polarisée à 445 et 870 nm. Nous avons vu au 3^e Chapitre que la restitution de la fonction de phase à 445 nm est très sensible aux paramètres mesurés. Une sous-estimation de 15% environ suffirait pour obtenir un indice de réfraction à 445 nm équivalent à celui à 870 nm.

Nous avons donc défini un modèle d'aérosols $M_a^{inv 2}$ constitué de la granulométrie $n_2(r)$, et de deux valeurs de l'indice de réfraction, $m_{inv}(445nm)$ et $m_{inv}(870nm)$, qui restituent de façon satisfaisante les fonctions de phase naturelles et polarisées à 445 et 870 nm. Ce modèle d'aérosols peut être utilisé pour calculer l'effet radiatif des aérosols dans le visible. Celui-ci peut également être utilisé

pour calculer la matrice de phase $\mathbf{P}_a^{\text{par}}$, réitérer le protocole, et restituer ainsi plus précisément les valeurs spectrales de l'albédo de diffusion simple et les fonctions de phase.

6.6. Restitution de la mesure

Les luminances totale et polarisée sont calculées pour chacun des modèles d'aérosols $M_a^{\text{inv } P}(n_p(r), m=1.45-0.01.i)$, $M_a^{\text{inv } 1}$ et $M_a^{\text{inv } 2}$ (Figure 4.15). Tous les calculs sont réalisés avec la valeur de $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ restituée par le protocole (Tableau 4.13).

Les luminances totales sont peu sensibles au modèle d'aérosols. A 870 nm, la différence entre la mesure et la restitution est inférieure à 10%. Par contre elle dépasse 10% à 445 nm pour $\theta_d > 70^\circ$ et atteint 20% à $\theta_d = 130^\circ$. A 870 nm chacun des deux modèles restitue à mieux de 10% la luminance polarisée mesurée à $\theta_d < 110^\circ$ (où le signal est le plus élevé). L'écart entre la mesure de luminance polarisée à 445 nm et la restitution est divisé par deux quand le calcul est réalisé avec le modèle d'aérosols $M_a^{\text{inv } 2}$. Cependant il atteint encore 20% aux grands angles de diffusion.

Le calcul de la contribution moléculaire à la luminance polarisée est réalisée à 445 nm et 870 nm dans les conditions expérimentales (selon la méthode présentée au 1^{er} Chapitre). La contribution moléculaire varie entre 65 et 95% (respectivement, de 20 à 140° d'angle de diffusion) du signal mesuré à 445 nm, alors qu'elle est inférieure à 60% du signal mesuré à 870 nm, diminuant jusqu'à 5% à 20°.

Pour restituer les mesures à d'autres longueurs d'onde que 445 et 870 nm, il est nécessaire d'estimer l'albédo de diffusion simple puis d'utiliser le modèle d'aérosols $M_a^{\text{inv } 2}$ pour calculer la matrice de phase. La partie réelle de l'indice de réfraction est alors interpolée d'après les deux valeurs $m_R(445\text{nm})$ et $m_R(870\text{nm})$. La valeur de $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ aux plus grandes longueurs d'onde pourra être plus précise si les mesures de l'auréole solaire sont réalisées. A 665 nm elle est inutile.

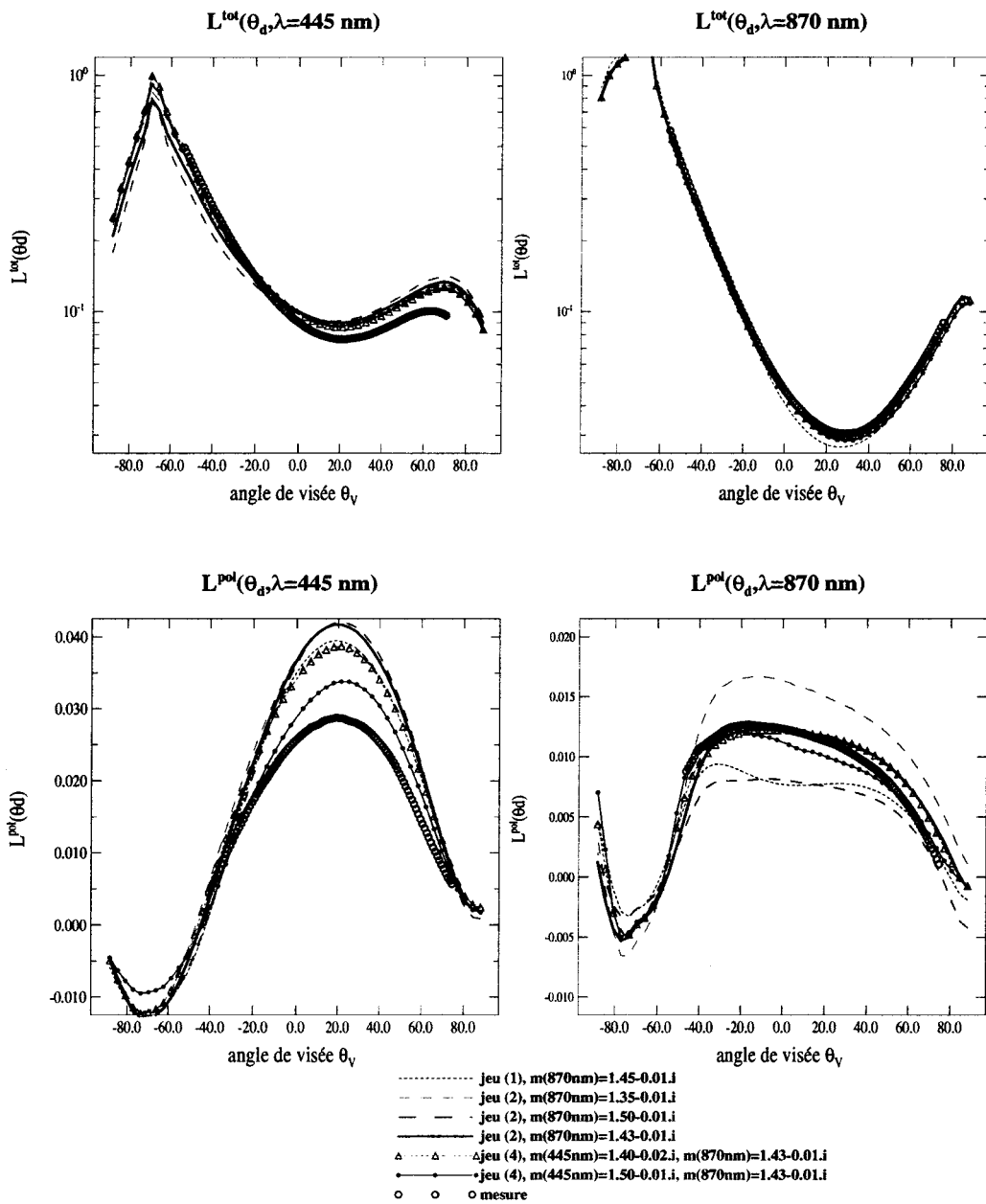


Figure 4.15. Comparaison des luminances totales et polarisées mesurées et des luminances calculées pour plusieurs modèles d'aérosols déduits des mesures acquises à Lille le 10 mars 1997 15:00.

7. Conclusions

L'inversion des fonctions de phase naturelles des aérosols par la méthode de King permet de déduire leurs propriétés microphysiques.

Les particules dont le rayon est hors de l'intervalle dimensionnel $[r_{\min}; r_{\max}]^{\text{inv}}$ sont importantes quand on veut calculer les propriétés optiques à plusieurs longueurs d'onde. Dans le cas où la proportion de petites particules est grande, la borne r_{\min} détermine l'aptitude de la granulométrie restituée à évaluer les propriétés optiques à de courtes longueurs d'onde. La borne r_{\min} doit être diminuée pour prendre en compte les plus petites particules dont l'efficacité augmente quand λ diminue. r_{\min} est diminuée soit en extrapolant la granulométrie pour $r < r_{\min}$, soit en augmentant la largeur des classes de particules du protocole d'inversion, soit en inversant la fonction de phase à 445 nm simultanément à la fonction de phase à 870 nm. Il est intéressant de remarquer que le traitement du jeu de données acquis à Lille montre que l'inversion du jeu (4) ne fait pas diminuer r_{\min} , mais l'augmente. L'inversion du jeu (2) surestimait le nombre de petites particules, plus efficaces à 445 nm qu'à 870 nm (la fonction de phase polarisée à 445 nm était alors surestimée d'un facteur de 2). Cependant le modèle $M_a^{\text{inv}2}$, résultat de l'inversion du jeu (4) restitue tout aussi bien la fonction de phase polarisée à 870 nm. En effet les particules de rayon $r=0.18 \mu\text{m}$ ($\alpha_{\text{Mie}}=3.4$ à 870nm, $\alpha_{\text{Mie}}=6.8$ à 445 nm), très efficaces à 870 nm, sont augmentées, balançant ainsi le déficit des particules de rayon plus petit.

La granulométrie déduite de l'inversion de la fonction de phase monospectrale est très sensible à la partie réelle de l'indice de réfraction. Le nombre de petites particules ($\alpha_{\text{Mie}} < 3.5$) augmente quand m_R diminue. Comme la contribution des petites particules en polarisation est très importante, la fonction de phase polarisée calculée à partir de la granulométrie est très sensible à l'indice de réfraction (50% d'écart quadratique quand $\Delta m_R = 0.1$).

Le principe du protocole d'inversion adopté est alors d'inverser la fonction de phase naturelle à une longueur d'onde pour plusieurs valeurs de l'indice de réfraction. Le modèle d'aérosols est sélectionné quand il est capable de restituer la fonction de phase polarisée mesurée. La variation spectrale de l'indice de réfraction peut être déduite de l'inversion simultanée de fonctions de phase à plusieurs longueurs d'onde. Cependant seul un indice peut être variable lors de l'application du code d'inversion. Alors le protocole de restitution des propriétés microphysiques se déroule en plusieurs étapes. L'indice de réfraction à 870 nm est d'abord estimé par l'inversion de la fonction de phase naturelle à 870 nm uniquement. Puis l'indice de réfraction à 445 nm est estimé par l'inversion simultanée des fonctions de phase naturelles à 445 et 870 nm.

Le protocole est incapable d'estimer la partie imaginaire de l'indice de réfraction car la polarisation y est peu sensible. De plus le manque d'information sur les petites particules qui contribuent fortement à l'absorption du rayonnement ne permet pas de restituer l'albédo de diffusion simple par le modèle d'aérosols restitué.

Le protocole est appliqué à un jeu de mesures acquises à Lille lors d'une journée turbide. La granulométrie restituée est constituée d'un mode entre 0.2 et 0.5 μm , caractéristique d'aérosols de sulfate. Les aérosols absorbent de façon peu importante le rayonnement ($\omega_0(445\text{nm})=0.93\pm 6\%$, $\omega_0(870\text{nm})=0.88\pm 8\%$). La partie réelle de l'indice de réfraction varie entre $m_R=1.50$ et $m_R=1.43$ de 445 à 870 nm respectivement. Cette dépendance spectrale n'est pas cohérente avec les valeurs rapportées par Fen et al [1985] pour différents types d'aérosols. Cependant cette valeur de $m_R(445\text{nm})$ minimise la différence entre la luminance polarisée mesurée et la luminance polarisée calculée. Le modèle d'aérosols trouvé permet de restituer les mesures à 870 nm à mieux de 10%, et la luminance polarisée à 445 nm à 20% près. L'inversion de la fonction de phase naturelle à 445 nm a permis de préciser le nombre de petites particules.

Le modèle d'aérosols peut être utilisé pour une nouvelle itération du protocole, afin de minimiser les différences entre les mesures et les restitutions. Il peut servir aussi à restituer les valeurs de l'albédo de diffusion simple à toutes les longueurs d'onde auxquelles la mesure en plan principal est réalisée. Nous pouvons également calculer la luminance ascendante et comparer avec les données acquises par POLDER.

L'incertitude sur $\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$ est principalement due à l'incertitude de la luminance totale. Elle devrait être réduite en pratiquant par exemple un étalonnage en atmosphère raréfiée, sur un site dont les propriétés de surface sont connues.

Les propriétés optiques déduites des mesures acquises en zone urbaine sont bien représentées par la théorie de Mie. L'effet de la forme des particules sera étudié en analysant les mesures acquises à Izaña le 17/07/1997 lors d'un événement de poussières sahariennes [Raes et al, 2000; Ge'Verver et al, 2000]. Nous y testerons la méthode et comparerons avec les données recueillies par différents types d'instruments. La partie réelle de l'indice de réfraction pourra être déduite de la fonction de phase polarisée de 15 à 100°, la fonction de phase polarisée de 100 à 130-140° servant alors à distinguer l'effet de la forme des particules [Mishchenko and Travis, 1994]. De même la fonction de phase naturelle ne sera utilisée que de 2 à 90° pour évaluer l'indice de réfraction [Mishchenko et al, 1997b]. Des mesures de néphélomètre ou de LIDAR pourraient également permettre de mesurer la fonction de phase naturelle et polarisée dans la zone de rétro-diffusion.

Conclusion générale

Les aérosols diffusent et absorbent le rayonnement solaire. Ainsi ils contribuent respectivement à augmenter l'albédo terrestre et à redistribuer l'énergie solaire dans l'atmosphère. L'estimation de leur effet sur le bilan radiatif terrestre est la principale source d'erreurs dans la prédiction climatique par des modèles mathématiques.

L'objectif de ce travail était de développer une méthode de restitution des propriétés des aérosols nécessaires à l'évaluation de leur forçage radiatif dans le visible et le proche infrarouge ainsi qu'à restituer la distribution angulaire du rayonnement dans l'atmosphère. La méthode repose sur une procédure expérimentale qui considère la mesure des luminances totale et polarisée à plusieurs longueurs d'onde.

Nous présentons d'abord les relations entre les propriétés optiques et microphysiques des aérosols en appliquant la théorie de Mie.

Les propriétés optiques dépendent du rapport du rayon r de la particule sur la longueur d'onde λ du rayonnement, de l'indice de réfraction de l'aérosol et de l'angle de diffusion. Bien que tous les aérosols contribuent à la diffusion du rayonnement, seules les particules sub-micrométriques polarisent le rayonnement dans le visible et le proche infrarouge. A 870 nm, les particules de rayon $r < 0.5 \mu\text{m}$ polarisent dans la direction perpendiculaire au plan de diffusion avec une contribution angulaire qui est maximale de 30 à 100°. Au contraire, les aérosols de rayon compris entre 0.5 et 1 μm contribuent dans la direction parallèle au plan de diffusion, de 0 à 60° et de 150 à 180°. D'autre part, les fonctions de phase naturelle et polarisée sont très sensibles à la partie réelle de l'indice de réfraction, surtout dans la zone angulaire de la rétro-diffusion.

La mesure des fonctions de phase peut alors fournir des informations sur la granulométrie et l'indice de réfraction des aérosols. Cependant, la distribution angulaire de l'énergie solaire, exprimée par la luminance, prend en compte la contribution des molécules et de la surface qui masquent l'effet des aérosols. Le découplage des aérosols et des molécules en luminance polarisée

permet d'évaluer la part de la contribution moléculaire dans le signal dû au mélange qui dépasse 80% à 90° et à 445 nm quand l'atmosphère est peu turbide ($\delta_{\text{aer}}(\lambda=445\text{nm})=0.27$). La mesure multispectrale de la luminance est néanmoins utile pour déduire une granulométrie sur un large intervalle dimensionnel ainsi que la variation spectrale de l'indice de réfraction.

Un Réflectancemètre Polarisé a été développé au L.O.A.. Il est utilisé pour mesurer les luminances totale et polarisée à 445, 665, 870 et 1605 nm depuis la surface. La mesure est réalisée dans le plan principal solaire afin d'échantillonner au mieux la zone de rétro-diffusion (angle de diffusion maximal de 160°). Les expériences en laboratoire que nous avons réalisé pendant plus de deux ans montrent que le rendement de la chaîne opto-électronique de l'instrument est stable. Des coefficients d'étalonnage sont calculés pour corriger des imperfections instrumentales. L'incertitude de la luminance totale est de 6% dans le visible, mais elle est de 8% dans le proche et moyen infrarouge à cause d'une opération supplémentaire nécessaire pour adapter le signal de sortie de la source d'étalonnage. La précision des mesures de luminance polarisée atteint 7% dans le visible et 9% dans l'infrarouge. Des mesures ont été acquises de façon routinière à Lille pendant l'année 1997 ainsi qu'à Tenerife en juin-juillet 1997 pendant la campagne ACE2 (2nd Aerosol Characterization Experiment). La corrélation entre les mesures d'extinction et les mesures de luminance aux quatre longueurs d'onde atteste de la sensibilité des mesures du Réflectancemètre Polarisé aux conditions atmosphériques. La régression linéaire entre l'épaisseur optique et la luminance polarisée (multipliée par le cosinus de l'angle de visée) donne un coefficient de corrélation de 0.83 avec des mesures acquises à Lille (0.88 à Tenerife) à 1605 nm. La dépendance spectrale de la luminance polarisée est de même corrélée à la dépendance spectrale de l'épaisseur optique. Le taux de polarisation à 445 nm est aussi très bien corrélé à l'épaisseur optique des aérosols (coefficient de corrélation de la régression linéaire de 0.89). La mesure de la composante polarisée du rayonnement atmosphérique est donc sensible à l'abondance des aérosols, comme le montre également des calculs de transfert radiatif.

Une plus grande sensibilité des mesures aux propriétés des aérosols est obtenue en corrigeant la luminance des contributions de la surface et des molécules ainsi que de l'effet des diffusions multiples. Une étape supplémentaire qui prend en compte la normalisation de la fonction de phase naturelle permet de déduire les valeurs expérimentales des fonctions de phase naturelle et polarisée et de l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda)$.

Pour un radiomètre étalonné, l'albédo de diffusion simple $\omega_0(\lambda=445\text{nm})$ est estimée avec une précision de 2%. Cependant l'incertitude sur $\omega_0(\lambda)$ à 445 et 870 nm est égale à l'incertitude sur la

luminance totale quand les aérosols sont peu abondants ($\delta_{\text{aer}}(870\text{nm})=0.1$, cas M_a^1). La fonction de phase naturelle restituée est en revanche insensible à une dérive de la luminance totale. La restitution de la fonction de phase naturelle est plus efficace à 870 nm et aux petits angles de diffusion.

Le protocole est appliqué à une longue série de mesures de luminance polarisée acquises par le Réflectancemètre Polarisé et par les instruments du réseau AERONET en supposant des aérosols non absorbants. Les résultats $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}}=0.99)$ (proportionnels à la fonction de phase polarisée des aérosols) à 445 et 870 nm sont corrélés au coefficient d'Ångström mesuré indépendamment, en zone tropicale (passages d'aérosols désertiques) et urbaine (pollution anthropogénique). La dépendance spectrale est inversée quand l'épaisseur optique est faible. Dans ces conditions la contribution des aérosols au signal à 445 nm est très faible et une légère mésestimation de la diffusion moléculaire ou des coefficients d'étalonnage entraîne des erreurs importantes sur la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}}=0.99)$.

Une procédure d'inversion permet de restituer les propriétés microphysiques à partir des fonctions de phase. La précision sur la fonction de phase à 870 nm étant plus grande, le modèle d'aérosols déduit de l'inversion des données à cette longueur d'onde est plus précis. Cependant l'intervalle dimensionnel $[r_{\text{min}}, r_{\text{max}}]^{\text{inv}}$ correspondant à la granulométrie restituée exclue les petites particules qui sont efficaces à 445 nm si elles sont nombreuses. Les fonctions de phase naturelle et polarisée à 445 nm sont alors mal restituées. Le rayon r_{min} est diminué soit en augmentant la largeur des classes des plus petites particules, soit en inversant simultanément les fonctions de phase naturelles à 445 et 870 nm.

Les particules de rayon inférieur à $0.05 \mu\text{m}$ (à 870 nm) participent peu à la diffusion mais elles sont très absorbantes ($\omega_0=0.1$ pour $\alpha_{\text{Mie}}=0.5$ et $m=1.45-0.01\cdot i$). Les fonctions de phase sont alors inadaptées à restituer le nombre des petites particules qui contribuent pourtant à l'absorption du rayonnement. D'autre part, l'albédo de diffusion simple ne peut être déduit à mieux de 6% par des calculs de Mie à partir du modèle d'aérosols restitué quand l'indice de réfraction est connu. Le protocole de restitution des propriétés optiques qui considère l'absorption générale du rayonnement, indépendamment de la taille des particules, est alors bien adapté à l'estimation de l'albédo de diffusion simple. La fonction de phase polarisée est très sensible à la partie réelle de l'indice de réfraction. Elle permet donc d'estimer la valeur expérimentale de cette dernière.

Nous pouvons alors sélectionner un modèle d'aérosols (granulométrie, indice de réfraction) capable de restituer les fonctions de phase naturelles et polarisées à plusieurs longueurs d'onde. La partie

imaginaire ne peut être déduite avec précision à cause du manque d'informations sur les petites particules.

L'application à des mesures acquises en zone urbaine permet d'estimer les paramètres aérosol utiles au calcul du forçage direct des aérosols. D'après Haywood and Shine [1995] et Chylek and Wong [1995] ces paramètres sont l'albédo de diffusion simple, la fraction de rétro-diffusion (relié dans certains cas au facteur d'asymétrie g [Marshall et al, 1995]) et l'épaisseur optique qui est mesurée. Ces propriétés optiques sont calculées à deux longueurs d'onde:

$$\delta_{\text{aer}}(\lambda=445\text{nm})=0.81\pm 0.01, \omega_0(445\text{nm})=0.93\pm 0.06, g(445\text{nm})=0.61\pm 0.05, \beta(445\text{nm})=0.13\pm 0.01;$$

$$\delta_{\text{aer}}(\lambda=870\text{nm})=0.33\pm 0.01, \omega_0(870\text{nm})=0.88\pm 0.07, g(870\text{nm})=0.62\pm 0.06, \beta(870\text{nm})=0.12\pm 0.01.$$

Des perspectives intéressantes procèdent de ce travail quant à l'approfondissement des connaissances sur les aérosols.

La précision sur la restitution de l'albédo de diffusion simple doit être améliorée en perfectionnant l'étalonnage de l'instrument. Ceci peut être réalisé par des mesures en atmosphère raréfiée où seules les molécules diffusent le rayonnement. Des calculs précis nécessitent alors une bonne connaissance de la quantité des molécules et des propriétés de la surface. Des mesures ont été réalisées à 445 nm à Izaña, à 2370 m d'altitude, mais en luminance totale la modélisation arbitraire des aérosols provoque une variation de 5% de la simulation. La méconnaissance des propriétés de surface entraîne une variation supplémentaire de 5%. En dépit de cette précision sur les calculs, la comparaison avec les mesures suggère que le coefficient d'étalonnage absolu doit être augmenté de 10%. Cette étude préliminaire montre qu'une campagne d'étalonnage devrait être réalisée sur un site déjà bien validé par des mesures satellitaires par exemple pour la caractérisation de la surface. Surtout les mesures en laboratoire et les comparaisons inter-instrumentales doivent être poursuivies pour s'assurer du niveau de fiabilité de l'instrument.

La comparaison des mesures POLDER aux mesures acquises par le Réflectancemètre Polarisé permet d'étudier la dépendance spectrale de la luminance polarisée et dévaluer la contribution des surfaces dans le rayonnement ascendant. En effet la contribution des molécules est connue avec précision et celle des aérosols peut être déduite grâce au protocole développé ici. Comme la contribution de la surface est plus importante dans le rayonnement ascendant, les propriétés optiques de la surface peuvent être évaluées d'une telle comparaison.

La qualité de la mesure de la composante polarisée du rayonnement ascendant devrait être étudiée au-dessus des régions affectées par le passage de poussières désertiques, très influents localement et globalement sur le budget radiatif terrestre [Andreae, 1996; Sololik and Toon, 1996]. La théorie de Mie montre que les aérosols super-micrométriques ne polarisent pas le rayonnement (1^{er} Chapitre).

De même les calculs de Mishchenko et Travis [1994] montrent que la polarisation diminue quand le paramètre de taille α_{Mie} augmente, dans le cas de particules de forme sphéroïde orientées au hasard. Il est prévu d'étudier les mesures acquises à Tenerife lors de la campagne ACE2 afin d'étudier le comportement des mesures de la polarisation. Cette étude pourrait donner les limitations du traitement des données satellitaires correspondant à des gros événements de poussières au-dessus des continents et des océans. Une étude préliminaire a été présentée dans Elias et al [2000].

Les restitutions de la fonction de phase naturelle et de l'albédo de diffusion simple à partir des luminances totales ont été réalisées principalement à 445 et 870 nm car ces longueurs d'onde représentent bien la variation spectrale des mesures réalisées. Cependant la restitution de la fonction de phase naturelle à 665 nm est plus précise qu'à 445 nm (contribution moléculaire plus faible) et elle permet d'évaluer la variation spectrale de ω_0 et de m_R avec plus de précision. D'autre part, comme la contribution moléculaire est très faible à 1605 nm, la restitution doit être efficace à cette longueur d'onde (si la contribution de la surface est estimée avec précision). Cependant le signal dû aux aérosols y est faible également sauf si la proportion de grosses particules est grande.

Une climatologie de l'albédo de diffusion simple des aérosols peut être déduite des mesures acquises par le réseau AERONET en appliquant le protocole discuté dans cette thèse. La valeur de l'albédo est alors restituée à 4 longueurs d'onde (de 445 à 1020 nm). Cette étude est très attendue comme l'effet direct des aérosols est directement lié à ce paramètre. Un aspect du traitement devrait être concentré sur l'influence effective des particules de rayon inférieur à 0.05 μm dans l'absorption du rayonnement. Ces particules sont difficilement détectables par mesures radiométriques car elles diffusent très peu le rayonnement. Cependant leur grande efficacité à absorber et leur grand nombre dans certaines conditions (comme en zone urbaine) leur confère un rôle significatif. Les mesures radiométriques devraient alors être acquises simultanément à des mesures in-situ, pour estimer la quantité des fines particules.

Comme la mesure en plan principal solaire est affectée par la distribution verticale des aérosols, des mesures LIDAR permettent de corriger les mesures du Réflectancemètre Polarisé. Il permet surtout d'apporter des informations complémentaires. Les mesures LIDAR permettent également de compléter la zone de restitution de la fonction de phase naturelle et polarisée en rétro-diffusion, où elle est très sensible à la forme des particules [Mishchenko, 1994].

Références bibliographiques

Andreae, M. O., *Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels*, in World Survey of Climatology, vol 16, Future Climates of the World, edited by A. Henderson-Sellers, Chap. 10, pp 341-392, Elsevier, New York, 1995.

Andreae, M. O., Raising dust in the greenhouse, *Nature*, 380, 389-390, 1996.

Balois, J. Y., Evolution des filtres du luminance-mètre étalon, document interne, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1997.

Balois, J. Y., Polarizing Box, document interne, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1998.

Boucher, O., *Etude de quelques interactions aérosols-nuage-rayonnement: modélisation et simulations avec un modèle de circulation générale*, Thèse de l'Univ. de Paris 6, France, 1995.

Boucher, O., et al., Intercomparison of models representing direct shortwave radiative forcing by sulfate aerosols, *J. Geophys. Res.*, 103, 16979-16998, 1998.

Bréon, F.-M., Tanré, D., Lecomte, P. and Herman, M., Polarized reflectance of bare soils and vegetations: Measurements and models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 33, 487-499, 1995.

Bréon, F.-M., Deuzé, J.-L., Tanré, D., and Herman, M., Validation of spaceborne estimates of aerosol loading from sunphotometer measurements with emphasis on polarization, *J. Geophys. Res.*, 102, 17187-17195, 1997.

Cairns, B., Carlson, B. E., Lacis, A. A., and Russell, E.E., An analysis of ground-based polarimetric sky radiance measurements, *Proc. SPIE*, 3221, 382-393, 1997a.

Cairns, B., Travis, L.D., and Russell, E.E., An analysis of polarization: Ground-based upward looking and aircraft/satellite-based downward looking measurements, *Proc. SPIE*, 3220, 103-114, 1997b.

Cazier, L., *Préparation de l'analyse des mesures aérosols de l'expérience satellitaire future SAGE III. Application aux données SAGE II: établissement d'une climatologie des caractéristiques des aérosols*, Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France, 1998.

Charlson, R.J., Schwartz, S.E., Hales, J.M., Cess, R.D., Coakley, J.A. Jr., Hansen, J.E. and D.J. Hofman, Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, 255, 423-430, 1992.

Chow, J. C., Measurement methods to determine compliance with ambient air quality standards for suspended particles, *J. Air & Waste Manage. Assoc.*, 45, 320-382, 1995.

Chylek, P., and J. Wong, Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, 22, 929-931, 1995.

Coulson, K.L., Polarization and Intensity in atmosphere, ,1988.

Deschamps, P. Y., Bréon, F. M., Leroy, M., Podaire, A., Bricaud, A., Buriez, J. C., and Sèze, G., The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives, *I.E.E.E. Trans. Geosci. Remote Sens.*, 32, 598-615, 1994.

Deuzé, J.-L., *Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus*, Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France, 1974.

Deuzé, J.-L., Devaux, C., Herman, M., Santer, R., Balois, J.Y., Gonzalez, L., Lecomte, P., Verwaerde, C., Expérience PIRAT, rapport interne Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille, France, 1985.

Deuzé, J.-L., Devaux, C., Herman, M., Santer, R., and D. Tanré, Saharan aerosols over the south of France: Characterization derived from satellite data and ground-based measurements, *J. Appl. Meteorol.*, 27, 680-686, 1988.

Deuzé, J.-L., Herman, M., Santer, R., Fourier series expansion of the transfer Equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 41, 483-494, 1989.

Deuzé, J.L., F. M. Bréon, P. Y. Deschamps, C. Devaux and M. Herman, Analysis of the POLDER (POLarization and Directionality of Earth's Reflectances) airborne instrument observations over land surfaces, *Remote Sens. Environ.*, 45, 137-154, 1993.

Devaux, C., Herman, M., Santer, R., and D. Tanré, On the complementarity of solar transmission and auréole measurements to derive the aerosol size distribution: application to desert aerosol characteristics retrieval, *Proceedings of the International Symposium: current problems in the atmospheric radiation 1988*, Lille, France, A. Deepak, 557-560, 1989.

Devaux, C., Vermeulen, A., Deuzé, J.-L., Dubuisson, P., Herman, M., and Santer, R., Retrieval of aerosol single scattering albedo from ground-based measurements: Application to observational data, *J. Geophys. Res.*, 103, 8753-8761, 1998.

Dollfus, A., and D.L. Coffeen, Polarization of Venus: Disk observation, *Astron. Astroph.* 8, 251-256, 1970.

Elias, T., Devaux, C., Goloub, P., Herman, M., Polarising properties of the aerosols in the north-eastern tropical Atlantic Ocean, with emphasis on the ACE-2 period, *Tellus B*, in press, 2000.

Fenn, R.W., Clough, S. A., Gallery, W.O., et al, Optical and infrared properties of the atmosphere, *Handbook of Geophys.*, 18(9):18-25, 1985.

Formenti, P., Andreae, M.O., and J. Lelieveld, Measurements of Aerosol Optical Depth above 3570 m asl in the North Atlantic Free Troposphere: results from ACE-2, *Tellus B*, in press, 2000.

Ge' Verver, F. Raes, D. Vogelezang, and D. Johnson, The second Aerosol Characterization Experiment (ACE-2): Meteorological and chemical context, *Tellus B*, in press, 2000.

- Gonzalez Jorge, H, and J.A. Ogren, Sensitivity of retrieved aerosol properties to assumptions in the inversion of spectral optical depths, *J. of Atm. Sc.*, 53, 24, 3669-3683, 1996.
- Hansen, J.E., and J.W. Hovenier, Interpretation of the polarization of Venus, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1137-1160, 1974.
- Hansen, J. and L. Travis, Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.* 16, 527-610, 1974.
- Haywood, J. M., and K. P. Shine, The effect of anthropogenic sulfate and soot aerosol on the clear sky planetary radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, 22, 603-606, 1995.
- Heintzenberg, J., Charlson, R. J., Clarke, A. D., Liousse, C., Ramaswamy, V., Shine, K.P., Wendisch, M., and G. Helas, Measurements and modelling of aerosol single scattering albedo: progress, problems and prospects, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 70, 249-263, 1997.
- Herman, M., J. Y. Balois, L. Gonzales, P. Lecomte, J. Lenoble, R. Santer and C. Verwaerde, Stratospheric aerosols observations from a balloon-borne polarimetric experiment, *Appl. Opt.*, 25, 3573-3584, 1986.
- 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 application to POLDER measurements, *J. Geophys. Res.*, 102, 17039-17049, 1997.
- Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J. P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y. J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I. and Smirnov, A., AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterisation. *Remote Sens. Environ.*, 66, 1-16, 1998.
- HYSPLIT4 (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory) Model, 1997. Web address: <http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>, NOAA Air Resources Laboratory, Silver Spring, MD.
- Iqbal, M., *Introduction to solar radiation*, Academic Press, 1983.
- Kaufman, Y., Aerosol optical thickness and atmospheric path radiance, *J. Geophys. Res.*, 98, 2677-2692, 1993.
- Kaufman, Y.J., Gitelson, A., Karnieli, A., Ganor, E., Fraser, R.S., Nakajima, T., Mattoo, S., and B.N. Holben, Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky-brightness measurements, *J. Geophys. Res.*, 99, 10341-10356, 1994.
- Kiehl, J.T., and B.P. Briegleb, The relative roles of sulfate aerosols and greenhouse gases in climate forcing, *Science*, 260, 311-314, 1993.
- King, M. D., D. M. Byrne, B. M. Herman and J. A. Reagan, Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements. *J. Atmos. Sciences*, 35, 2153-2167, 1978.

Lafrance, B. Sept. 1997. *Modélisation simplifiée de la lumière polarisée émergeant de l'atmosphère. Correction de l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER*. Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France.

Leaitch, W.R., and G.A., Isaac, Tropospheric aerosols size distribution from 1982 to 1988 over eastern North America, *Atmos. Environ.*, 25, 601-619, 1991.

Lenoble, J., *Atmospheric radiative transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton, 532 pp, 1993.

Liou, Kuo-Nan, *An introduction to atmospheric radiation*, Academic Press, 1980.

Marshall, S.F., Covert, D.S., and R.J. Charlson, Relationship between asymmetry parameter and hemispheric backscatter ratio: implications for climate forcing by aerosols, *Appl. Opt.*, 34, 6306-6311, 1995.

Mishchenko, M.I., and L. D. Travis, Light scattering by polydisperse, rotationally symmetric nonspherical particles: linear polarization, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 51, 759-778, 1994.

Mishchenko, M. I., and Travis, L. D., Satellite retrieval of aerosol properties over the ocean using polarization as well as intensity of reflected light, *J. Geophys. Res.*, 102, 16989-17013, 1997a.

Mishchenko, M. I., Travis, L. D., Kahn, R.A., and R. A. West, Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids, *J. Geophys. Res.*, 102, 16831-16847, 1997b.

Nadal, F., and F.-M. Bréon, Parametrization of surface polarized reflectance derived from POLDER spaceborne measurements, *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 37-3, 1709-1718, 1999.

Nakajima, T., Tanaka, M., and T. Yamauchi, Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data, *Appl. Opt.*, 22, 2951-2959, 1983.

Nakajima, T., Tonna G., Rao R., Boi P., Kaufman, Y. J. and B. N. Holben, Use of sky-brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions. *Appl. Opt.*, 35, 2672-2686, 1996.

Penner, J.E., Charlson, R.J., Hales, J.M., Laulainen, N.S., Leifer, R., Novakov, T., Ogren, J., Radke, L.F., Schwartz, S.E., and L. Travis, Quantifying and minimizing uncertainty in climate forcing by anthropogenic aerosols, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 75, 375-400, 1994.

Phillips, H., A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind, *J. Assoc. Comput. Mach.*, 9, 84-97, 1962.

Posse, P., and W. von Hoyningen-Huene, New Method for Retrieval of Particle Size Distribution from Combined Data of Spectral Extinction and Auréole Scattering, *J. Aerosol Science* 27, S567-S568, 1996.

Preusker, R., *Spektral aufgelöste Messungen des linearen Stokesvektors atmosphärischen Streulichts im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich*, diplomarbeit in Fach Physik der Freien Universität Berlin, 1995.

Raes, F., T. Bates, F. McGovern and M. Vanliedekerke, The second Aerosol Characterization Experiment (ACE-2): General context and main results, *Tellus B*, in press, 2000.

Remer, J. *Geophys. Res.*, 102, 1997.

Russell, P.B., Hobbs, P.V., and L.L. Stowe, Aerosol properties and radiative effects in the United States east coast haze plume: an overview of the Tropospheric Radiative Forcing Observational Experiment (TARFOX), *J. Geophys. Res.*, 104, 2213-2222, 1999a.

Russell, P.B., Livingston, J.M., Hignett, P., Kinne, S., Wong, J., Chien, A., Bergstrom, R., Durkee, P., and P.V. Hobbs, Aerosol-induced radiative flux changes off the United States mid-Atlantic coast: Comparison of values calculated from sunphotometer and in situ data with those measured by airborne pyranometer, *J. Geophys. Res.*, 104, 2289-2307, 1999b.

Santer, R., and M. Herman, Particle size distributions from forward scattered light using the Chahine inversion scheme, *Appl. Opt.*, 22, 2294-2301, 1983.

Santer, R., *Caractérisation des aérosols à partir de la polarisation du rayonnement solaire diffusé. Application aux atmosphères de la Terre, de Vénus, et de Saturne*, Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, France, 1984.

Santer, R., X. F. Gu, G. Guyot, J. L. Deuzé, C. Devaux, E. Vermote and M. Verbrugghe, SPOT calibration at the La Crau test site (France), *Remote Sens. Environ.*, 41, 227-237, 1992.

Schwartz, S.E., and M.O. Andreae, Uncertainty in climate change caused by anthropogenic aerosols, *Science*, 272, 1121-1122, 1996.

Seinfeld, J. H. and S. N. Pandis, *Atmospheric chemistry and physics: From air pollution to climate change*. John Wiley, New York, 1360pp, 1997.

Sokolik, I. N., and O. B. Toon, Direct radiative forcing by anthropogenic mineral aerosols, *Nature*, 381, 681-683, 1996.

Stammes, P., *Light scattering properties of aerosols and the radiation inside a planetary atmosphere*, Free University Press, Amsterdam, 161 pp., 1989.

Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, R. Santer and J.Y. Gac, Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 83, 14223-14231, 1988.

Tanré, D. and M. Legrand, On the retrieval of Saharan dust optical thickness over land: Two different approaches, *J. Geophys. Res.*, 96, 5221-5227, 1991.

Tanré D., J. Y. Balois, A. Bégué, G. Bergametti, F.M. Bréon, C. Devaux, A. P. Fattori, I. Jankowiak, P. Lecomte, F. Lemire, C. Pietras, J. L. Roujean, A. Vermeulen, C. Verwaerde, Warming gas, water vapor, aerosols and surface reflectances monitoring using ground, aircraft

and satellite data during the HAPEX-Sahel experiment, rapport interne, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 1993.

Tegen, I., Lacis, A.A., and I. Fung, *Nature*, 380, 419-422, 1996.

Twomey, S., On the numerical solution of the Fredholm integral equations of the first kind by the inversion of the linear system produced by quadrature, *J. Assoc. Compu. Mach.*, 10, 97-101, 1963.

Twomey, S., The application of numerical filtering to the solution of integral equations encountered in indirect sensing measurements, *J. Franklin Inst.*, 279, 95-109, 1965.

Van de Hulst, H.C., *Light scattering by small particles*, Dover publications, Inc., New York, 470 pp., 1957.

Vermeulen, A., *Caractérisation des aérosols à partir de mesures optiques passives au sol: Apport des luminance totale et polarisée dans le plan principal*, Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France, 1996

Vermote, E. and D. Tanré, Analytical expressions for radiative properties of planar Rayleigh scattering media, including polarization contributions, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, 47(4), 305-314, 1992.

Von Hoyningen-Huene, W. and M. Wendisch, variability of aerosols optical parameters by advective processes, *Atm. Env.*, 28, 923-933, 1994.

Von Hoyningen-Huene, W. and P. Posse, nonsphericity of aerosol particles and their contribution to radiative forcing, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 57-5, 651-668, 1997.

Weinman, J.A., Twitty, J.T., Browning, S.R., and B.M. Herman, Derivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted through a hazy atmosphere, *J Atmos. Sciences*, 32, 577-583, 1975.

Wendisch, M. and Von Hoyningen-Huene W., High speed version of the method of 'successive order of scattering' and its application to remote sensing, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 64, 89-91, 1991.

Wendisch, M. and W. von Hoyningen-Huene: Optically equivalent refractive index of atmospheric aerosol particles, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65, 293-309, 1992.

Wendisch, M. and W. Von Hoyningen-Huene, Possibility of refractive index determination of atmospheric aerosol particles by ground-based solar extinction and scattering measurements, *Atmos. Env.*, 28, 5, 785-792, 1994.

Whitby, K. T., The physical characteristics of sulfur aerosols, *Atmos. Environ.*, 12, 135-159, 1978.

Yamamoto, G. and M. Tanaka, Determination of aerosol size distribution from spectral attenuation measurements, *Appl. Opt.*, 8, 447-453, 1969.

Annexe I.

Lexique des acronymes.

ACE2	2 nd Aerosol Characterization Experiment
ADEOS	ADvanced Earth Observing System
AERONET	AErosol RObotic NETwork
AREMA	Association pour la mise en œuvre du Réseau d'Etude, de Mesures et d'Alerte pour la prévention de la pollution atmosphérique dans la zone de Lille Métropole
CIRATRA	Couples Inversion RAdiative TRAnsfer
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
G.I.S.S.	Goddard Institute for Space Study
G.M.T.	Greenwich Mean Time
HAPEX-Sahel	Hydrologic Atmospheric Pilot Experiment, Sahel
INDOEX	INDian Ocean EXperiment
L.O.A.	Laboratoire d'Optique Atmosphérique
POLDER	POlarization and Directionality of Earth Reflectance
P.P.R.	PhotoPolarimeter/Radiometer
RadiBal	Radiomètre Ballon
RadiSol	Radiometre Sol
RefPol	Réfléctancemètre Polarisé
RP-x	Réfléctancemètre Polarisé numéro x;
R.S.P.	Research Scanning Polarimeter
SPOT	Satellite Pour l'Observation de la Terre

Annexe II.**Lexique des symboles utilisés.**

Classement par ordre d'apparition et par chapitre.

Chapitre 1

r	rayon de la particule;
λ	longueur d'onde du rayonnement;
m	indice de réfraction des aérosols, $m=m_R-i.m_I$;
m_R	partie réelle de l'indice de réfraction;
m_I	partie imaginaire de l'indice de réfraction des aérosols;
α_{Mie}	paramètre de Mie;
$Q_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$	coefficient d'efficacité de diffusion d'un aérosol;
$Q_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$	coefficient d'efficacité d'extinction d'un aérosol;
$\omega_0(\alpha_{Mie}, m)$	albédo de diffusion simple d'un aérosol;
$\sigma_{ext}(\alpha_{Mie}, m)$	section efficace d'extinction d'une particule;
$\sigma_{dif}(\alpha_{Mie}, m)$	section efficace de diffusion d'une particule;
α_{Mie}^{max}	valeur du paramètre de Mie pour laquelle les coefficients d'efficacité atteignent le maximum primaire;
Θ	angle de diffusion, angle entre la direction incidente et la direction diffusée
$p(\Theta, \alpha_{Mie}, m)$	fonction de phase naturelle d'un aérosol;
$q(\Theta, \alpha_{Mie}, m)$	fonction de phase polarisée d'un aérosol;
θ_d	angle de diffusion zénithal;
$K_{dif}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$	coefficient d'efficacité de diffusion dans la direction de l'angle de diffusion;
$K_{pol}(\theta_d, \alpha_{Mie}, m)$	coefficient d'efficacité de polarisation dans la direction de l'angle de diffusion;
$n(r)$	granulométrie des aérosols;
r_{min}, r_{max}	rayons minimal et maximal de la granulométrie $n(r)$;
M_a^k	modèle d'aérosols, indicé 'k', défini par $n_k(r)$ et l'indice de réfraction m_1 ;
v	pente de la granulométrie de Junge;

N_i, σ_i, r_i	le nombre total de particules, l'écart-type et le rayon moyen du ième mode log-normal de M_a^2 ;
$\delta_{aer}^{ext}(\lambda, m)$	épaisseur optique d'extinction des aérosols;
α	coefficient d'Angström;
$\delta_{aer}^{dif}(\lambda, m)$	épaisseur optique de diffusion des aérosols;
$\omega_0(\lambda, m)$	albédo de diffusion simple des aérosols;
$P_a(\theta_d, \lambda, m)$	fonction de phase naturelle d'une population d'aérosols;
$g(\lambda, m)$	facteur d'asymétrie des aérosols;
$Q_a(\theta_d, \lambda, m)$	fonction de phase polarisée d'une population d'aérosols;
$X_j^{nat}(\theta_d, \lambda)$	contribution de la classe de particules $[r_j; r_{j+1}]$ à la diffusion;
$X_j^{pol}(\theta_d, \lambda)$	contribution de la classe de particules $[r_j; r_{j+1}]$ à la polarisation;
$I_0(\lambda)$	mesure du rayonnement solaire hors atmosphère;
$I(\lambda)$	mesure du rayonnement atténué par l'atmosphérique;
m_{air}	masse d'air;
θ_s	angle solaire zénithal;
$\delta_{tot}^{ext}(\lambda)$	épaisseur optique due aux aérosols et aux molécules;
$\delta_{Ray}^{dif}(\lambda)$	épaisseur optique due à la diffusion moléculaire;
$P_{Ray}(\theta_d)$	Fonction de phase naturelle des molécules;
$Q_{Ray}(\theta_d)$	Fonction de phase polarisée des molécules;
p, p_0	pression atmosphérique expérimentale et standard;
$P_{mel}(\theta_d)$	Fonction de phase naturelle du mélange d'aérosols et de molécules;
$Q_{mel}(\theta_d)$	Fonction de phase polarisée du mélange d'aérosols et de molécules;
ω_0^{mel}	albédo de diffusion simple du mélange d'aérosols et de molécules;
ρ_s	albédo de surface lambertienne;
$H_{aer/Ray}$	échelle de hauteur des aérosols/molécules décrivant le profil vertical de leur concentration dans l'atmosphère;
θ_v	angle de visée zénithal;
φ_v	angle de visée azimutal;
φ_s	angle solaire azimutal;
Θ_{max}'	angle de diffusion maximal dans la géométrie de visée de l'almucantar;
Θ_{max}''	angle de diffusion maximal dans la géométrie de visée du plan principal solaire;

$L_{a/Ray}^{tot}(\theta_d, \lambda)$	contribution des aérosols et des molécules à la luminance totale;
$L_{mel}^{tot}(\theta_d, \lambda)$	luminance totale due au mélange d'aérosols et de molécules;
$\Delta L_{a/Ray}^{pol}(\theta_d)$	contribution des aérosols/molécules à la luminance polarisée;

Chapitre 2

L, Q, U, V	paramètres de Stokes;
χ	l'angle entre la direction de polarisation et le plan d'incidence;
β	l'angle de l'ellipse;
L_{nat}, L_{pol}	composantes naturelle et polarisée du rayonnement;
P	taux de polarisation;
L_1, L_2, L_3	luminances mesurées dans 3 directions du polariseur;
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	angles entre le plan d'incidence et la direction de polarisation du rayonnement incident;
L_{tot}	luminance totale du rayonnement (=L);
CN_1, CN_2, CN_3	mesures en comptes numériques dans les 3 directions α_i ;
CN_0	mesure d'obscurité en comptes numériques;
CN	mesure en comptes numériques;
L	luminance;
A	coefficient d'étalonnage absolu, en comptes numériques par unité de luminance;
$CN_{Sphère}$	mesure du signal de sortie de la sphère intégratrice calibrée;
$L_{Sphère}$	luminance de sortie de la sphère intégratrice calibrée;
$n_{i,j}$	coefficients de normalisation; l'indice i pour les 3 positions du polariseur, l'indice j pour les 4 longueurs d'onde (j=1, 445 nm, ..., j=4, 1610 nm);
$CN_{i,j}$	mesure en comptes numériques pour la position du polariseur indiquée par i (de 1 à 3), à la longueur d'onde indiquée par j (1 à 4, de 445 à 1610 nm);
$CN_{tot,j}$	mesure en comptes numériques de la luminance totale à la longueur d'onde j;
A_j	coefficient d'étalonnage absolu à la longueur d'onde j;
k_j^{att}	coefficient d'atténuation au canal d'indice j;
$CN'_{Sphère}$	mesures en comptes numériques du rayonnement atténué de la sphère intégratrice;

h_j^A	rapport entre deux coefficients d'étalonnage absolus A calculés à des époques différentes;
A_j^n	coefficient d'étalonnage absolu à la longueur d'onde j de l'étalonnage n;
$\Delta CN^{Sph}_{Cj}, \Delta CN^{Instr}_{Cj}$	écart en comptes numériques entre deux étalonnages intrinsèque à la sphère intégratrice et à l'instrument;
η^{pol}	coefficient d'étalonnage en polarisation;
$P^{boîte}, P^{mes}$	taux de polarisation à la sortie de la boîte polarisante et à la sortie de l'instrument de mesure;
P_{max}	maximum de taux de polarisation;
$\theta_d'(P_0)$	angle de diffusion inférieur à 90° pour un taux de polarisation P_0 ;
$\theta_d''(P_0)$	angle de diffusion supérieur à 90° pour un taux de polarisation P_0 ;

Chapitre 3

$R^{nat}(\theta_d, \omega_0^{par})$	restitution du protocole dépendant de la fonction de phase naturelle et de l'albédo de diffusion simple des aérosols;
$R^{pol}(\theta_d, \omega_0^{par})$	restitution du protocole dépendant de la fonction de phase polarisée vraie et de l'albédo de diffusion simple vraie des aérosols;
$P_a^{vraie}(\theta_d)$	fonction de phase naturelle vraie;
$Q_a^{vraie}(\theta_d)$	fonction de phase polarisée vraie;
P_a^{vraie}	matrice de phase des aérosols vraie;
ω_0^{vrai}	albédo de diffusion simple aérosols, caractéristique des conditions atmosphériques réelles;
ω_0^{par}	albédo de diffusion simple des aérosols, paramètre du protocole de restitution;
P_a^{par}	matrice de phase des aérosols, paramètre du protocole;
$L^{tot(1)}(\theta_d, \lambda)$	luminance totale primaire;
μ_s, μ_v	cosinus de l'angle solaire et de l'angle de visée respectivement;
E_s	éclairage solaire hors atmosphère;
$L_{OS}^{tot}(\theta_d, \lambda, \rho_s)$	luminance totale calculée par le code de transfert radiatif OS;
$\Delta L_{Surf}^{tot}(\theta_d, \lambda)$	contribution de la surface à la luminance totale;
$L_{mes}^{tot}(\theta_d, \lambda)$	mesure de luminance totale;

$L_{\text{atm}}^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda)$	contribution de l'atmosphère à la luminance totale mesurée (surface non réfléchissante);
$R_{P/M}^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}})$	rapport 'primaire sur multiple' de la luminance totale;
$L^{\text{tot}(1)}_{\text{calc}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}})$	luminance totale diffusée au 1 ^{er} ordre, calculée analytiquement;
$L^{\text{tot}(n)}_{\text{OS}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}})$	luminance totale calculée par le code de transfert radiatif OS (= $L_{\text{OS}}^{\text{tot}}(\theta_d, \lambda, \rho_{\text{sol}})$)
$L^{\text{tot}(1)}_{\text{atm}}(\theta_d, \lambda, \omega_0^{\text{par}})$	luminance due à la diffusion primaire par les constituants de l'atmosphère, évaluée d'après les mesures;
$P_a^*(\theta_d)$	fonction de phase naturelle restituée par le protocole (= $R^{\text{nat}}(\theta_d, \omega_0^{\text{par}} = \omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}})$);
$\omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}}$	albédo de diffusion des aérosols, paramètre du protocole, pour lequel la restitution $R^{\text{nat}}(\theta_d, \omega_0^{\text{par}} = \omega_0^{\text{par}}_{\text{norm}})$ est normalisée;
$\Delta\delta_{\text{aer}}$	biais de l'épaisseur optique des aérosols;
$\Delta\delta_{\text{Ray}}$	biais de l'épaisseur optique des molécules;
$\Delta L(\theta_d)$	biais de la luminance totale;
$\Delta\theta_d$	biais de l'angle de visée;
$\Delta\omega_0^{\text{par}}$	écart de l'albédo de diffusion simple restituée dû à un biais des paramètres mesurés;
$\text{diff}^{\text{nat}}(\theta_d)$	différence relative de fonctions de phase;
α^{mes}	coefficient d'Angstrom issu de la mesure;
α^{par}	coefficient d'Angstrom correspondant à la matrice de phase paramètre;
$\Delta L^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$	bruit sur la mesure $L^{\text{pol}}_{\text{mes}}(\theta_d, \lambda)$;
$\Delta R^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$	effet du bruit $\Delta L^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$ sur la restitution $R^{\text{pol}}(\theta_d, \omega_0^{\text{par}})$;
$L_a^{\text{pol}}(\theta_d, \lambda)$	luminance polarisée due aux aérosols;
$H^{\text{pol}}(\theta_d)$	rapport spectral des la luminance polarisée des aérosols;

Chapitre 4

r_j, r_{j+1}	bornes de l'intégrale sur un sous-intervalle de calcul de la propriété optique;
h	nombre de sous-intervalles (nombre de classes de particules);
$h(r), f(r)$	décomposition de la granulométrie $n(r)$ en deux fonctions de r ;

$K(m,r/\lambda)$	fonction Kernel;
k	nombre de mesures à inverser;
$[g]$	vecteur mesures à inverser;
$[A]$	matrice de contribution des classes de particules r_j - r_{j+1} au signal g_i ;
$[f]$	vecteur solution;
$[E]$	vecteur des erreurs de mesure;
$[H]$	matrice de lissage;
$[C]$	matrice de covariance;
γ	multiplicateur de Lagrange;
$h^n(r)$	fonction initiale d'ordre n ;
$f^n(r)$	fonction multiplicative d'ordre n ;
$n_{inv}(r)$	granulométrie restituée par le protocole d'inversion;
N^{cl}	nombre de classes de rayon d'inversion;
$\Gamma_{ext}(r^c_j, \lambda_i)$	fonction de contribution à l'extinction du rayonnement de longueur d'onde par les particules de rayon compris dans l'intervalle r_j - r_{j+1} ;
$\Gamma_{dif}(r^c_j, \lambda_i, \theta_d)$	fonction de contribution à la diffusion du rayonnement de longueur d'onde par les particules de rayon compris dans l'intervalle r_j - r_{j+1} ;
$[r_{min}; r_{max}]^{inv}$,	intervalle de restitution de la granulométrie inversée;
m_{inv}	indice de réfraction paramètre du protocole d'inversion;
$K^{(1)}_{norm}$	coefficient de normalisation entre les mesures d'extinction à plusieurs longueurs d'onde et de diffusion à une seule longueur d'onde;
$K^{(2)}_{norm}$	coefficient de normalisation entre les mesures de diffusion à plusieurs longueurs d'onde;
g_i^{Mie}	calcul de la mesure partir de la granulométrie restituée $n_{inv}(r)$;
g_i^*	mesure normalisée au calcul de Mie g_i^{Mie} ;
A^*_{ij}	élément de la matrice $[A^*]$ normalisée par la mesure calculée par Mie g_i^{Mie} ;
$P_{aur}(\theta_d, \lambda=\lambda_0)$	fonction de phase restituée d'une mesure de l'auréole solaire;
$P_{pprinc}(\theta_d, \lambda=\lambda_0)$	fonction de phase restituée d'une mesure en plan principal solaire;
$n_p(r)$	granulométrie restituée de l'inversion du jeu (1);
$n_1(r)$	granulométrie restituée de l'inversion du jeu (2);
$M_a^{inv 1}$	modèle d'aérosols composé de la granulométrie $n_1(r)$ et de l'indice de réfraction $m_R(870nm)$;
$n_2(r)$	granulométrie restituée de l'inversion du jeu (4);

$M_a^{inv 2}$	modèle d'aérosols composé de la granulométrie $n_2(r)$, des indices de réfraction $m_R(445nm)$ et $m_R(870nm)$;
r_{eff}	rayon effectif de la granulométrie;
V_{tot}	volume de tous les aérosols par unité de surface;
$M_a^{inv p}$	modèle d'aérosols composé de la granulométrie $n_p(r)$, d'un indice de réfraction arbitraire;

Annexe III.

Coefficient d'étalonnage absolu

L'étalonnage en énergie de l'instrument de mesure consiste à mesurer un rayonnement dont la source est définie afin de connaître la relation entre le signal d'entrée et le signal de sortie de l'instrument.

1. Sphère intégratrice

Une sphère intégratrice produit un rayonnement isotrope, homogène et continu. Elle est composée d'une cavité dont la surface interne réfléchit le rayonnement produit par plusieurs lampes placées à l'intérieur de la cavité. Une ouverture laisse le rayonnement sortir de l'enceinte.

La luminance de sortie des sphères calibrées est définie par les constructeurs selon des conditions strictes d'utilisation. L'une d'entre elles est la mise à un niveau d'intensité seuil le capteur placé dans la cavité, en intervenant sur la puissance des lampes.

Au L.O.A., deux sphères ont été utilisées. L'une est non calibrée et est composée de quatre lampes. L'autre a été calibrée à trois reprises entre les étalonnages successifs des réflectancemètres polarisés. Pour différencier chaque calibration de la sphère, son label change après son retour du laboratoire des constructeurs. Les valeurs de luminance de sortie, après chaque nouvel étalonnage, et spécifiques à chaque instrument, sont regroupées dans les *Tableaux III.1 et III.2*. La luminance est intégrée sur les fonctions filtres $t(\lambda)$ (transmission, comprise entre 0 et 1) dérivées des bandes passantes des instruments:

$$\mathcal{L}_{Sphère} = \int_0^{\infty} L_{Sphère}(\lambda) \cdot t(\lambda) \cdot d\lambda \quad (\text{III.1})$$

Les bornes réelles de l'intervalle d'intégration dépendent des longueurs d'onde équivalentes et des largeurs de bande spectrale de chaque filtre.

Les légères différences entre les deux RefPol sont dues aux filtres qui sont spécifiques à chaque instrument de mesure. La variation entre chaque étalonnage est faible (entre 1 et 5%) et montre une tendance à la diminution de $\mathcal{L}_{Sphère}$ (sauf à 1610 nm, de B à C).

RP-1	Sphère A	Sphère B	Sphère C
unité : W.m ⁻² .sr			
445 nm	1.01	0.968	0.921
665 nm	8.62	8.54	8.22
870 nm	23.97	23.66	22.72
1610 nm	47.08	45.78	46.33

Tableau III.1. luminance $\mathcal{L}_{\text{Sphère}}$ délivrée par les sphères intégratrices et intégrées sur les fonctions filtres du RefPol RP-1.

RP-2	Sphère A	Sphère B	Sphère C
unité : W.m ⁻² .sr			
445 nm	1.08	1.04	0.990
665 nm	8.42	8.34	8.04
870 nm	25.32	24.99	23.99
1610 nm	47.36	45.99	46.48

Tableau III.2: luminance $\mathcal{L}_{\text{Sphère}}$ délivrée par la sphère intégratrice à la suite chaque étalonnage, à chaque longueur d'onde et intégrées sur les fonctions filtres du RefPol RP-2.

Le rayonnement de sortie de la sphère est étalonné en luminance. C'est-à-dire que quelque soit l'inclinaison relative entre les deux appareils, le radiomètre mesure une luminance. Mais nous devons faire attention au champ de l'instrument de mesure, afin qu'il soit compris totalement dans le faisceau de sortie de la sphère

L'incertitude donnée par les constructeurs sur la luminance délivrée par la sphère intégratrice calibrée est de 2.5 % pour une longueur d'onde inférieure à 1000 nm, de 3% à 1610 nm. Dans le cahier des charges, seules sont données quelques valeurs de la luminance de sortie, échantillonnées sur le spectre du rayonnement de sortie. Une interpolation sur le domaine spectral des filtres est nécessaire pour l'intégrer comme le montre l'équation III.1. Cette modélisation en polynôme (de degré supérieur à 5) ajoute 0.5% d'incertitude.

2. Etalonnage en énergie

L'intensité lumineuse mesurée par un capteur intérieur à la cavité est mis au niveau d'intensité indiqué par les constructeurs. Cette manipulation est menée par un réglage de la puissance de sortie des lampes. Puis l'instrument à étalonner est placé devant l'ouverture. Les conditions édictées par le constructeur stipulent que l'instrument doit être aligné à 1 m de distance de l'ouverture. Cependant en pratique, le niveau d'intensité lumineuse à l'intérieur de la cavité est inférieur au seuil défini. Alors, on approche l'instrument de mesure afin qu'il réfléchisse du rayonnement à l'intérieur. Si cette manœuvre n'est pas suffisante on colmate l'ouverture autour du canon de l'instrument par un réflecteur. Ainsi on parvient à augmenter l'intensité lumineuse intérieure. Cependant les propriétés spectrales des réflecteurs sont inconnues et bien que l'intensité lumineuse intérieure soit au niveau requis, on ne sait pas si le spectre du rayonnement de sortie a été modifié.

3. Calcul des coefficients d'étalonnage

Le calcul du coefficient d'étalonnage absolu A permet de choisir quelle sera la grandeur de la mesure. Ici, pour avoir une grandeur sans unité et indépendante des variations saisonnières de la distance Terre-Soleil, la mesure est donnée en luminance normalisée par l'éclairement solaire hors de l'atmosphère, E_s . Le calcul du coefficient d'étalonnage tient compte de ce choix et A s'écrit ainsi:

$$A = \frac{CN}{\pi \cdot \mathcal{L}_{Sphère} \int_0^{\infty} E_s(\lambda) \cdot t(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (\text{III.2})$$

Les valeurs des coefficients d'étalonnage A calculés par l'équation III.2 sont rassemblées dans les *Tableaux III.3 et III.4*. Les coefficients sont sans unités.

RefPol RP-1	06/96	06/97 sphère B	10/97 sphère B	06/98 sphère C	12/98 sphère C
445 nm	$3.60982 \cdot 10^{-6}$	$3.77461 \cdot 10^{-6}$	$3.83559 \cdot 10^{-6}$		$3.67402 \cdot 10^{-6}$
665 nm	$1.60514 \cdot 10^{-6}$	$1.67286 \cdot 10^{-6}$	$1.69348 \cdot 10^{-6}$		$1.65735 \cdot 10^{-6}$
870 nm	$1.55888 \cdot 10^{-6}$	$1.87003 \cdot 10^{-6}$ ($1.70 \cdot 10^{-6}$)	$1.73206 \cdot 10^{-6}$	$1.55770 \cdot 10^{-6}$	$1.63927 \cdot 10^{-6}$ $1.67545 \cdot 10^{-6}$
1610 nm	$1.62082 \cdot 10^{-6}$	$1.327 \cdot 10^{-6}$	$1.45903 \cdot 10^{-6}$	$1.305 \cdot 10^{-6}$	$1.281 \cdot 10^{-6}$

Tableau II.3: valeurs des coefficients d'étalonnage absolus 1/A, calculés successivement lors de 4 étalonnages pour le RefPol RP-1. Les valeurs entre parenthèses à 870 nm en Juin 1997 sont les valeurs corrigées de 10% à cause d'une erreur de manipulation (2^e chapitre).

RefPol RP-2	01/96	03/97 sphère A	06/97 sphère B	10/97 sphère B	06/98 sphère C	12/98 sphère C
445 nm	$3.63938 \cdot 10^{-6}$	$3.63389 \cdot 10^{-6}$	$3.76048 \cdot 10^{-6}$	$3.86977 \cdot 10^{-6}$	$3.61880 \cdot 10^{-6}$	$3.64513 \cdot 10^{-6}$
665 nm	$1.8081 \cdot 10^{-6}$	$1.80832 \cdot 10^{-6}$	$1.87836 \cdot 10^{-6}$	$1.88655 \cdot 10^{-6}$	$1.78684 \cdot 10^{-6}$	$1.79112 \cdot 10^{-6}$
870 nm	$1.36035 \cdot 10^{-6}$	$1.36045 \cdot 10^{-6}$	$1.61315 \cdot 10^{-6}$ ($1.44 \cdot 10^{-6}$)	$1.53393 \cdot 10^{-6}$	$1.45247 \cdot 10^{-6}$ $1.54826 \cdot 10^{-6}$	$1.49547 \cdot 10^{-6}$ $1.52370 \cdot 10^{-6}$
1610 nm		$1.332 \cdot 10^{-6}$	$1.584 \cdot 10^{-6}$	$1.287 \cdot 10^{-6}$	$1.241 \cdot 10^{-6}$	$1.243 \cdot 10^{-6}$

Tableau II.4: valeurs des coefficients d'étalonnage absolus 1/A, calculés successivement lors de 6 étalonnages pour le RefPol RP-2. Les valeurs entre parenthèses à 870 nm en Juin 1997 sont les valeurs corrigées de 10% à cause d'une erreur de manipulation (cf. 2^e chapitre)

A 445 et 665 nm, entre 2 étalonnages successifs sur une même sphère, la diminution des coefficients est inférieure à 3%. L'étalonnage avec changement de sphère induit une variation de l'ordre de 4% de la sphère A à B, une variation de l'ordre de 6% de B à C pour le RefPol RP-2, l'étalonnage avec le RefPol RP-1 manquant à ces longueurs d'onde en juin 1998.

L'incertitude causée par une imprécision sur la forme spectrale des bandes passantes des filtres (Equations III.1 et III.2) varie de 0 à 3% (suivant la forme de ces fonctions filtres). L'incertitude est alors comprise entre 0 à 5 % en tenant compte de la perturbation apportée par la réflexion du rayonnement par l'instrument.

4. Correction distance Terre-Soleil

Les valeurs du coefficient d'étalonnage absolu doivent être corrigées de la variation saisonnière de la distance Terre-Soleil affectant la valeur réelle de Es.

$$L^{réel} = \frac{L^{mes}}{CORR^{T-S}} \quad (III.3)$$

avec

$$CORR^{T-S} = 1.00011 + 3.4211 \cdot 10^{-2} \cdot \cos(f) + 1.28 \cdot 10^{-3} \cdot \sin(f) + 7.19 \cdot 10^{-4} \cdot \cos(2 \cdot f) + 7.7 \cdot 10^{-5} \cdot \sin(2 \cdot f)$$

$$\text{et } f = 2 \cdot \pi \times \frac{jj - 1}{n_{an}}$$

jj est la date en notation julienne du jour considéré, n_{an} est le nombre de jours de l'année considérée. Cette formule est tirée de Iqbal [1983]. En juin la correction atteint la valeur de 1.03, et inversement en mi-décembre, la correction est de l'ordre de 0.97.

Annexe IV.

Coefficient d'atténuation dans l'infrarouge.

Cinq mesures par atténuateur sont utilisées pour calculer les coefficients d'atténuation k^{att} , spécifiques à un instrument et à une longueur d'onde:

$$k^{att} = \frac{\sum_{q=1}^5 \frac{CN_q^{sans}}{CN_q^{avec}}}{5} \quad (IV.1)$$

CN^{sans} et CN^{avec} sont les mesures en comptes numériques respectivement sans et avec atténuateur au bout du canon de l'instrument. Il doit être porté une attention particulière à ce que les conditions expérimentales soient semblables durant les deux étapes (mesure avec et mesure sans atténuateur): positionnement relatif de la source, de l'instrument de mesure et de l'atténuateur par exemple.

Les valeurs de k^{att} sont présentées dans les *Tableaux IV.1 à IV.4*.

RP-1, 870 nm	Juin 1997	Oct. 1997	Juin 1998	Dec. 1998
Diaphragme 1	10.06	6.09	6.01	6.45
Diaphragme 2	/	/	15.15	16.11
Densité optique 1	/	/	7.03	7.04
Densité optique 1.5	/	/	19.05	19.03

Tableau IV.1: coefficients d'atténuation k^{att}_3 du RefPol RP-1 à 870 nm, calculés à 4 dates.

RP-1, 1610 nm	Juin 1997	Oct. 1997	Juin 1998	Dec. 1998
Diaphragme 1	6.36	/	3.76	3.72
Diaphragme 2	/	9.82	9.92	9.81
Densité optique 1	/	/	4.90	4.88
Densité optique 1.5	/	/	11.50	11.27

Tableau IV.2: coefficients d'atténuation k_4^{att} du RefPol RP-1 à 1610 nm, calculés à 4 dates.

RP-2, 870 nm	Mars 1997	Juin 1997	Oct. 1997	Juin 1998	Dec. 1998
Diaphragme 1		10.06	4.99	4.97	4.87
Diaphragme 2	13.36	/	/	13.08	12.90
Densité optique 1		/	/	6.64	6.69
Densité optique 1.5		/	/	17.21	17.25

Tableau III.3: coefficients d'atténuation k_3^{att} du RefPol RP-2 à 870 nm, calculés à 5 dates.

RP-2, 1610 nm	Mars 1997	Juin 1997	Oct. 1997	Juin 1998	Dec. 1998
Diaphragme 1		6.36	/	3.46	3.43
Diaphragme 2	8.92	/	9.48	8.95	8.92
Densité optique 1		/	/	4.90	4.91
Densité optique 1.5		/	/	11.23	11.26

Tableau III.4: coefficients d'atténuation k_4^{att} du RefPol RP-2 à 1610 nm, calculés à 5 dates.

Annexe V.**Défaut de positionnement du polariseur.**

Nous allons étudier l'effet d'une dérive de la position du polariseur sur le calcul des luminances totale et polarisée.

La distance angulaire entre deux positions successives du polariseur est nominale de 45°. La dérive de cet angle est estimée inférieure à 2°. Soient $\Delta\alpha'$ et $\Delta\alpha''$ les erreurs de calage entre les première et deuxième positions et les deuxième et troisième positions respectivement. Considérons que ces écarts relatifs sont applicables aux mesures L_1 et L_3 . Un écart absolu des angles α_i serait appliqué à α_2 seulement et influencerait la valeur de χ . Les dérives affectent les mesure L_1 et L_3 qui deviennent alors:

$$L'_1 = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cdot \cos^2(\alpha_1 + \Delta\alpha') \quad (V.1a)$$

$$L'_3 = \frac{L_{nat}}{2} + L_{pol} \cdot \cos^2(\alpha_3 + \Delta\alpha'') \quad (V.1b)$$

Le rapport, η^L , de la luminance calculée, L'_{tot} , sur la luminance incidente L_{tot} (ou CN'_{tot} sur CN_{tot}) dépend des 2 angles $\alpha_1 + \Delta\alpha'$ et $\alpha_3 + \Delta\alpha''$ et du taux de polarisation P, comme le montre l'Equation V.2 qui est la combinaison des Equations 2.1.a, 2.2.c et 2.5.a.

$$\eta^L = L'_{tot} / L_{tot} = (1 - P) + P \cdot [\cos^2(\alpha_1 + \Delta\alpha') + \cos^2(\alpha_3 + \Delta\alpha'')] \quad (V.2)$$

Le rapport η^L est calculé pour plusieurs valeurs de $\Delta\alpha'$ et $\Delta\alpha''$, de l'angle de polarisation χ (égal à 0 ou 90°) et du taux de polarisation P (40 et 80%). Les résultats sont présentés dans le *Tableau V.1*.

	P = 40%		P = 80%	
	$\chi = 0$	$\chi = 90^\circ$	$\chi = 0$	$\chi = 90^\circ$
$\Delta\alpha' = 1^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	0.993	1.007	0.986	1.014
$\Delta\alpha' = 2^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	0.986	1.014	0.972	1.028
$\Delta\alpha' = -2^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	1.014	0.986	1.028	0.972
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = 1^\circ$	1.007	0.993	1.014	0.986
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = 2^\circ$	1.014	0.986	1.028	0.972
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = -2^\circ$	0.986	1.014	0.972	1.028
$\Delta\alpha' = 2^\circ, \Delta\alpha'' = -2^\circ$	0.972	1.028	0.944	1.056

Tableau V.1. Variation relative du calcul de I^{tot} , en fonction de la direction de polarisation χ , de l'écart angulaire de positionnement du polariseur, ε_1 et ε_3 , et du taux de polarisation P.

La variation est linéaire en fonction de P, de $\Delta\alpha'$ et $\Delta\alpha''$, la relation est exprimée ainsi:

$$\eta^L = 1 + 0.0175.P.(\Delta\alpha'' - \Delta\alpha') \quad \chi = 0 \quad (V.3a)$$

$$\eta^L = 1 - 0.0175.P.(\Delta\alpha'' - \Delta\alpha') \quad \chi = 90^\circ \quad (V.3b)$$

La plus forte variation est obtenue si $\Delta\alpha'$ et $\Delta\alpha''$ sont de signe opposés (jusqu'à plus de 5% si $\Delta\alpha' = -\Delta\alpha'' = 2^\circ$ et P=80%). Si le taux de polarisation est nul le rapport est égal à 1. L'étalonnage absolu réalisé avec un rayonnement incident non polarisé ne dépend donc pas de cet éventuel défaut instrumental.

De la même façon l'impact du décalage angulaire sur la luminance polarisé est calculé:

$$\eta^{pol} = \frac{L'_{pol}}{L_{pol}} = \sqrt{2 \times \left[\left(\cos^2(\alpha_1 + \Delta\alpha') - \cos^2(\alpha_2) \right)^2 + \left(\cos^2(\alpha_2) - \cos^2(\alpha_3 + \Delta\alpha'') \right)^2 \right]} \quad (V.4)$$

Le rapport η^{pol} ne dépend que des angles χ , $\Delta\alpha'$, $\Delta\alpha''$. Des calculs sont réalisés pour plusieurs combinaisons des valeurs de $\Delta\alpha'$, $\Delta\alpha''$. Les résultats sont présentés dans le *Tableau V.2*.

	$\chi = 0, \chi = 90^\circ$
$\Delta\alpha' = 1^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	1.018
$\Delta\alpha' = 2^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	1.035
$\Delta\alpha' = -2^\circ, \Delta\alpha'' = 0$	0.966
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = 1^\circ$	0.983
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = 2^\circ$	0.949
$\Delta\alpha' = 0, \Delta\alpha'' = -2^\circ$	1.035
$\Delta\alpha' = \Delta\alpha'' = 2^\circ$	1.000
$\Delta\alpha' = -\Delta\alpha'' = -2^\circ$	0.930
$\Delta\alpha' = -\Delta\alpha'' = 2^\circ$	1.070

Tableau V.2. Impact d'une erreur de positionnement ($\Delta\alpha', \Delta\alpha''$) sur la restitution de la luminance polarisée L_{pol} représentée par les valeurs de η^{pol} . Le rapport η^{pol} ne dépend pas de l'angle de polarisation χ .

L'impact du défaut de positionnement est plus important en luminance polarisée. Il peut atteindre 7% pour une dérive de 2° (et dans le sens opposé) des positions 1 et 3. Pour une dérive plus plausible de 1° , l'impact est de 2%.

Annexe VI.**Expressions analytiques de la matrice [A] et du vecteur [g].**

Quand des mesures d'épaisseur optique et des mesures de fonction de phase sont associées dans le protocole d'inversion, et lorsque le jeu de données est composé de fonctions de phase à plusieurs longueurs d'onde, les données inversées doivent être harmonisées entre elles. Ceci est réalisé par l'application d'un coefficient de normalisation.

Ensuite les mesures sont normalisées de telle sorte que: $g_i^* = g_i / g_i^{Mie}$ et $A_{ij} = A_{ij} / g_i^{Mie}$ où g_i^{Mie} est le calcul à partir de la granulométrie restituée, $g_i^{Mie} = \sum_{j=1}^h A_{ij}$.

La présentation des opérations se fait sur un vecteur de 4 éléments et sur une matrice [A] de 4×3 éléments. Le principe est le même pour une matrice k×h éléments.

1. Inversion simultanée de l'épaisseur optique et de l'auréole.**1.1. Harmonisation des données**

Le vecteur de mesures s'écrit:

$$g = \begin{bmatrix} P(\theta_1, \lambda_1) \\ P(\theta_2, \lambda_1) \\ \delta'(\lambda_1) \\ \delta'(\lambda_2) \end{bmatrix} \quad (VI.1)$$

les mesures d'épaisseur optique sont modifiées:

$$\delta'(\lambda_1) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, r/\lambda_1) \cdot n'(r) \cdot dr \quad (VI.2a)$$

$$\delta'(\lambda_2) = \frac{\delta^{mes}(\lambda_2)}{\delta^{mes}(\lambda_1)} \times \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, r/\lambda_1) \cdot n'(r) \cdot dr \quad (VI.2b)$$

La granulométrie $n'(r)$ correspond à la fonction de phase normalisée:

$$\delta_{dif}(\lambda_1) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, r/\lambda_1) \cdot n'(r) \cdot dr = 1 \quad (VI.3)$$

Ainsi la variation spectrale de l'épaisseur optique est respectée.

La matrice [A] s'écrit ainsi:

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & & \\ A_{31} & & \\ A_{41} & & A_{43} \end{bmatrix} \quad (VI.4)$$

1.2. Normalisation des mesures

$$g = \begin{bmatrix} \frac{P(\theta_1)}{P_{calc}(\theta_1)} \\ \frac{P(\theta_2)}{P_{calc}(\theta_2)} \\ \frac{\delta'(\lambda_1)}{\delta'_{calc}(\lambda_1)} \\ \frac{\delta'(\lambda_2)}{\delta'_{calc}(\lambda_2)} \end{bmatrix} \quad (VI.5)$$

La fonction de phase $P_{calc}(\theta_1)$ est calculée par la granulométrie restituée $n'(r)$ qui normalise la

$$\text{fonction de phase } P_{calc}(\theta_1) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(r/\lambda_1, m) \cdot p(\theta_1, r/\lambda_1, m) \cdot n'(r) \cdot dr$$

$$\delta'_{calc}(\lambda_1) = \delta'(\lambda_1) \quad (VI.6a)$$

$$\delta'_{calc}(\lambda_2) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{ext}(m, r/\lambda_2) \cdot n'(r) \cdot dr \quad (VI.6b)$$

$$\frac{\delta'(\lambda_2)}{\delta'_{calc}(\lambda_2)} = 1 \text{ si } n'(r) \text{ représente effectivement la variation spectrale de l'épaisseur optique } \delta^{mes}(\lambda).$$

$$A = \begin{bmatrix} \frac{A_{11}}{P_{calc}(\theta_1)} & \frac{A_{12}}{P_{calc}(\theta_1)} & \frac{A_{13}}{P_{calc}(\theta_1)} \\ \frac{A_{21}}{P_{calc}(\theta_2)} & & \\ \frac{A_{31}}{\delta'_{calc}(\lambda_1)} & & \\ \frac{A_{41}}{\delta'_{calc}(\lambda_2)} & & \frac{A_{43}}{\delta'_{calc}(\lambda_2)} \end{bmatrix} \quad (VI.7)$$

2. Inversion simultanée de fonctions de phase à différentes longueurs d'onde

2.1. Harmonisation des données

Les fonctions de phase sont normalisées donc:

$$\delta_{dif}(\lambda_1) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, r/\lambda_1) \cdot n'(r) \cdot dr = 1 \quad (VI.8)$$

et

$$\delta_{dif}(\lambda_2) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{dif}(m, r/\lambda_2) \cdot n''(r) \cdot dr = 1 \quad (VI.9)$$

Une seule granulométrie est restituée par le protocole d'inversion, disons $n'(r)$ ici, on doit alors modifier $P_a(\theta_d, \lambda_2)$.

$$g = \begin{bmatrix} P(\theta_1, \lambda_1) \\ P(\theta_2, \lambda_1) \\ P'(\theta_1, \lambda_2) \\ P'(\theta_2, \lambda_2) \end{bmatrix} \quad (VI.10)$$

$$P'(\theta, \lambda_2) = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot n'(r) \cdot Q_{ext}(r/\lambda_2, m) \cdot dr}{\delta_{dif}(\lambda_1)} \cdot P(\theta, \lambda_2) \quad (VI.11)$$

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & & \\ A_{31} & & \\ A_{41} & & A_{43} \end{bmatrix} \quad (\text{VI.12})$$

2.2. Normalisation du vecteur de mesures

$$g = \begin{bmatrix} \frac{P(\theta_1, \lambda_1)}{P_{calc}(\theta_1, \lambda_1)} \\ \frac{P(\theta_2, \lambda_1)}{P_{calc}(\theta_2, \lambda_1)} \\ \frac{P'(\theta_1, \lambda_2)}{P'_{calc}(\theta_1, \lambda_2)} \\ \frac{P'(\theta_2, \lambda_2)}{P'_{calc}(\theta_2, \lambda_2)} \end{bmatrix} \quad (\text{VI.13})$$

$$P_{calc}(\theta, \lambda_1) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi \cdot r^2 \cdot Q_{df}(m, r/\lambda_1) \cdot p(m, r/\lambda_1, \theta) \cdot n'(r) \cdot dr \quad (\text{VI.14})$$

$$A = \begin{bmatrix} \frac{A_{11}}{P_{calc}(\theta_1, \lambda_1)} & \frac{A_{12}}{P_{calc}(\theta_1, \lambda_1)} & \frac{A_{13}}{P_{calc}(\theta_1, \lambda_1)} \\ \frac{A_{21}}{P_{calc}(\theta_2, \lambda_1)} & & \\ \frac{A_{31}}{P'_{calc}(\theta_1, \lambda_2)} & & \\ \frac{A_{41}}{P'_{calc}(\theta_2, \lambda_2)} & & \end{bmatrix} \quad (\text{VI.15})$$

TELLUSB TB901046

Polarising properties of the aerosols in the north-eastern tropical Atlantic Ocean, with emphasis on the ACE-2 period

By THIERRY ELIAS*, CLAUDE DEVAUX, PHILIPPE GOLOUB and MAURICE HERMAN,
Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

(Manuscript received 11 February 1999; in final form 11 October 1999)

ABSTRACT

Measurements of the polarisation state of the atmosphere were performed at Tenerife in June–July 1997, in the framework of ACE-2 (second Aerosol Characterization Experiment), by 2 ground-based instruments: RefPol (a LOA prototype) which took measurements at 445, 665, 870, 1610 nm in the solar principal plane; and an automatic CIMEL (CE 318) sun/sky-photometer which measured polarised radiation at 870 nm in the same observational geometry. Measurements acquired during the campaign, as well as AERONET (AEROSOL ROBOTIC NETWORK) measurements acquired at the sites of Cape Verde and M'Bour, are processed with an algorithm determining the polarised single-scattering sky-radiance due to aerosols, directly proportional to the aerosol polarised phase function (representing the probability to scatter polarised radiation in the direction of the scattering angle). A good correlation between the Ångström exponent α , representing the spectral dependence of the extinction measurements, and the polarised phase function is observed on each set of data. The uncertainty of retrievals at 445 nm makes the determination of the spectral dependence of polarisation inconclusive but does not prevent confirming the dependence of the aerosol polarised phase function on α , at all wavelengths. An Ångström exponent of 1 corresponds to a polarised phase function of around 0.1 (± 0.04), at 870 nm and at a scattering angle of 60°. For α between 0 and 0.4, the average value of the polarised phase function is 0.05. The correlation shows that polarisation is more sensitive to small particles than to large particles. The discrepancy between retrievals and Mie calculations from an AERONET size distribution, inverted from Izaña measurements acquired during a dust event, suggests the presence of small particles, not detected by total sky-radiance measurements.

1. Introduction

The strong interaction between solar radiation and the atmospheric aerosols addresses the reason why, and the way how we study their radiative effect. Indeed the size range of the aerosol particles make them significantly influence the global radiative budget of the atmosphere–Earth system and

allows us to observe the aerosols by means of photometry.

Aerosols are mainly located in the lower troposphere, but their spatial distributions are very dependent on sources and sinks, and on their lifetime (a few days to a week in the troposphere), which is very short compared to the greenhouse gases. Therefore the climatological impact of aerosols is strongly regional. However, large scale transport (Saharan aerosol dust, volcanic eruption), and areas of intensive continuous production of particles (anthropogenic pollution from the

* Corresponding author.
e-mail: elias@loa.univ-lille1.fr

industrialised regions of the world) extend the influence of the aerosols in global zones. Therefore, heliosynchronous satellites are very suitable tools for investigating aerosol characteristics. However, ground based, shipborne and airborne measurements of the atmospheric radiation, as provided by instruments attached in networks, or during intensive field campaigns, are necessary in order to complete and validate the satellite surveys.

In this context, ACE-2 (the second Aerosol Characterisation Experiment) took place in Tenerife (28°18'N 16°29'W) in June–July 1997. The experiment was designed to investigate the physical and chemical characteristics of aerosols (Raes et al., 2000). In particular, dust aerosols were investigated, as their importance in the global radiative budget is expected (Tegen and Lacis, 1996). Tenerife was chosen as the major platform for ACE-2 operations, as it is located in the north-east tropical Atlantic Ocean, in the outflow region (10°–30°N) of Saharan desert dust to Central America (Prospero and Carlson, 1972).

Radiative measurements of planetary atmospheres (Hansen and Hovenier, 1974) and simulations (Cairns et al., 1997; Mishchenko and Travis, 1997) show that polarisation, induced by scattering processes, can provide precise information on aerosol microphysics. Polarisation measurements are well adapted to aerosol retrieval over land as surface influence in polarisation is small, specially compared to its effect on sky-radiance (Bréon et al., 1995; Herman et al., 1997).

Measurements of the atmospheric extinction of the solar light were performed at visible and near infrared wavelengths in two sites in Tenerife by two instruments from L.O.A. (Laboratoire d'Optique Atmosphérique): at sea level in Santa Cruz De Tenerife and at 600 m a.s.l. (above sea level) in San Cristobal De La Laguna. Moreover multispectral measurements of the polarisation state of the atmosphere were acquired by a prototype L.O.A. and by a CIMEL (model CE-318) sun/sky photometer, owned by L.O.A., and equipped with polarisers at 870 nm. Polarisation data were acquired in the two pre-quoted sites, as well as in Izaña, the main platform of ACE-2 measurements in Tenerife (Smirnov et al., 1998; Russell and Heintzenberg, 2000; Welton et al., 2000).

RefPol (for Reflectance and Polarisation), the L.O.A. prototype, has been developed for the

validation of the POLDER (POLARization and Directionality of Earth Reflectance, (Deschamps et al., 1994)) instrument, which was first set up onboard aircraft, and then launched in September 1996 onboard the Japanese spatial platform ADEOS (Advanced Earth Observing Satellite). During the POLDER survey, RefPol measurements were performed in Lille (50°36'N 3°8'E, 60 m a.s.l.), an urban area, from January 1997, and in Tenerife during ACE-2. Also, since 1994, polarised photometers (CIMEL type) have run world wide as part of the ground-based AERONET (AEROSOL ROBOTIC NETWORK) network (Holben et al., 1998), and in particular in M'Bour (Senegal) and Cape Verde, which are two sites located in the same area as Tenerife, and also impacted by the Saharan dust aerosols.

An algorithm, developed at near infrared wavelengths by Vermeulen (1996), is used to retrieve the polarised phase function from the combination of the measured polarised sky radiance and the aerosol optical thickness, and extended to visible wavelengths. The polarised phase function is the angular probability of a particle to scatter polarised light in the direction of the scattering angle, therefore only represents the polarising properties of the aerosols (without influences of the experimental characteristics, particle quantity, molecular contribution, ...). It corresponds to the P_{12} element of the phase matrix P , which is a Mueller matrix composed of 16 elements (4×4) (Lenoble, 1993). It is dimensionless, as the natural phase function (Van de Hulst, 1957), which corresponds to the P_{11} element of the phase matrix and which is normalised as

$$\frac{\int_{\text{space}} P_{11}(\Theta, \Phi) d\omega}{4\pi} = 1;$$

Θ, Φ are the zenith and azimuth angles respectively; $d\omega$ is an infinitely small solid angle, in steradians, and 4π represents the complete solid angle, in steradians). In the adopted formalism, polarisation is positive when the polarisation direction is perpendicular to the incident plane (which contains the solar and scattering directions), negative when it is parallel.

The dependence of results on the Ångström exponent, independently measured and indicative of the size distribution, is revealed by measurements in Tenerife, and in M'Bour and Cape Verde.

The spectral dependence of the polarised phase function inferred from measurements in Tenerife is discussed. Finally, our polarisation data are compared with the polarisation inferred from Mie calculations with an AERONET-inverted size distribution.

2. Experimental

2.1. Site description

To investigate the influence of desert aerosol on the polarisation state of the atmosphere, three measurement sites in the north-eastern tropical Atlantic Ocean are selected: Tenerife ($28^{\circ}18'N$ $16^{\circ}29'W$), M'Bour ($14^{\circ}23'N$ $16^{\circ}57'W$) and Sal Island ($16^{\circ}45'N$ $22^{\circ}57'W$). These sites are located far from sources of urban and industrial pollution, and in the westerly outflow of Saharan desert aerosols. Their geographical characteristics relevant to this study are briefly discussed.

For more than a decade, Tenerife has supported measurements for dust surveys (Arimoto et al., 1995). Tenerife is a volcanic island of the Canary archipelago, 400 km offshore the Moroccan coasts. The interaction of Azores high and the Canaries cold stream produces a subsidence inversion layer usually situated between 1200 and 2000 m a.s.l., which hinders the arrival of Marine Boundary Layer (MBL) pollution in the Free Troposphere (FT) (Raes et al., 2000). During the ACE-2 campaign, three sites were chosen on the island for acquiring polarisation data. The first is located in the FT, at the Izaña Observatory (2367 m a.s.l., hereafter Izaña), and two others in the MBL, at two different altitudes, in Santa Cruz De Tenerife (0 m a.s.l., hereafter Santa Cruz) and San Cristobal De La Laguna (600 m a.s.l., hereafter La Laguna). Izaña is a Global Atmospheric Watch (GAW) station, as well as a major ACE-2 platform (Smirnov et al., 1998; Raes et al., 2000; Welton et al., 2000).

Santa Cruz is the capital of the island, situated on the north-eastern coast. Measurements were taken at the Nautical School of Santa Cruz, directly on the coast. The site is under the influence of north-westerly clean maritime air, which prevents the influence of urban pollution on the site.

La Laguna is the second major town of the island on the slope hillside of the mountain chain of Anaga, at 600 m a.s.l.. Two major local sources

of pollution impact the site located on the roof of the Universidad de Fisica e Matematica: intense road traffic and the International North airport. Santa Cruz and La Laguna are located 10 km apart. Meteorological centres are located in vicinity of each site.

2 sites part of the AERONET network are located in the area. One is at Sal Island, the most north-eastern island of Cape Verde archipelago, 500 km offshore the Senegalese coast. Measurements of atmospheric extinction have been performed since 1991 (Chiapello et al., 1997; Chiapello et al., 1999). The sampling site is located at 60 m a.s.l., 7 km away from a town of 25000 inhabitants. The other site is located at the same longitude, but closer to the source of the desert aerosols, subject to maritime influence as well, at M'Bour, 80 km south of Dakar (capital city of Senegal). This site is at sea level, directly on the shore, and surrounded by a S ahel-type vegetation.

2.2. Instrumental

3 instruments belonging to L.O.A. were run in Tenerife from 15 June until 22 July 1997: a L.O.A.-prototype polarimeter, denominated RefPol (Reflectance and Polarisation), a manual CIMEL sunphotometer and an automatic CIMEL (CE-318) sun/sky photometer, labelled respectively LOA-manual and LOA-71. The AERONET sites of Cape Verde and M'Bour are equipped with two automatic CIMEL sun/sky photometers, running from October 1995 to February 1998, and from December 1996 to March 1998 respectively.

RefPol takes multispectral measurements of the total sky-radiance and of the degree of polarisation (the product of both quantities give the polarised radiance) of the atmosphere at 445, 665, 870 and 1610 nm in the principal plane.

All CIMEL instruments measure aerosol optical thickness at 445, 665, 870, 1020 nm. Except LOA-manual, all CIMEL's operate automatically, and measure sky-radiance in the almucantar and solar principal plane geometry at 445, 665, 870, 1020 nm, while the degree of polarisation is measured only at 870 nm in the solar principal plane (Holben et al., 1998).

RefPol and the automatic CIMEL's measure polarisation according to the same principle: the linearly polarised component of the light is measured with polarising filters mounted on a rotating

wheel. For calculating the polarisation rate, three measurements of the polarised light are acquired in correspondence of three different positions of the rotating wheel. In case of CIMEL (and POLDER), these three measurements are spaced of 60° , in the case of RefPol, of 45° . These measurements are then combined to give the total and the polarised radiances. The total radiance L_{tot} corresponds to the first component of the four Stokes parameters (Lenoble, 1993), while the polarised radiance is related to the three others. Concerning the atmospheric conditions, the fourth parameter is negligible compared to the others, which means that atmospheric polarisation is mostly linear. Therefore the polarised radiance depends on the second and the third Stokes parameter as $L_{\text{pol}} = \sqrt{Q^2 + U^2}$ (Lenoble, 1993).

Measurements are made for cloudless atmospheric conditions, from the ground. The sweeping motion is included in the solar principal plane, which is the plane perpendicular to the Earth's surface and containing the sun. The instrumental viewing angle θ_v ranges between -90° and $+90^\circ$, with respect to the zenith position. The scattering angle is defined as $\theta_d = \theta_v + |\theta_s|$, where θ_s is the solar zenith angle. Therefore, in the principal plane, θ_d ranges between 0 and $|\theta_s| + 90^\circ$.

2.3. Measurement validation in Tenerife

Days for which measurements are available in Tenerife are reported in Table 1. Visual observa-

tions, confirmed by measurements (Smirnov et al., 1998; Formenti et al., 2000; Welton et al., 2000), situate three major dust episodes on 7–9, on 17 July and on 23 July during the ACE-2 campaign. In the following, we will mention the other days as “clear days”, as opposed to the dust events. Table 2 summarises the experimental characteristics of the measurements discussed throughout the paper (instantaneous values of the aerosol optical thickness, the Ångström exponent, the solar zenith angle, time and location).

Calibration of LOA-71 was performed before and after the campaign at L.O.A. by the Photon team, the European branch of AERONET. RefPol performances are checked regularly at L.O.A. for more than two years.

Two kinds of calibration coefficients are defined for inferring the sky-measurements. Total radiance measurements are affected by the energy calibration coefficients while the degree of polarisation depend on the polarisation calibration coefficients. Therefore polarised radiance results of both kinds of calibration coefficients. Consequently, the accuracy of RefPol polarised radiance is 8% at 445 and 665 nm, 10% at 870 and 1610 nm. Between each successive evaluation at each wavelength, the calibration coefficients in total radiance stay stable within 5%.

The energy calibration coefficients are computed so as to obtain sky-radiance measurements nor-

Table 1. Available polarisation measurements in Tenerife

	Santa Cruz	La Laguna	Izaña
20 June			LOA-71/RefPol, NASA-02
21 June			LOA-71/RefPol, NASA-02
27 June	LOA-71		
30 June	LOA-71	RefPol. LOA-manual	
1 July	LOA-71	RefPol. LOA-manual	
6 July	LOA-71	RefPol. LOA-manual	
8 July		RefPol, LOA-manual/LOA-71	
9 July		LOA-71	RefPol. NASA-02
13 July		RefPol. LOA-71	
17 July	LOA-71		RefPol. NASA-02
18 July	LOA-71		
20 July	LOA-71		
21 July	LOA-71		
22 July	LOA-71		

The instrument of which label is written in *italic* was used for providing the extinction measurements. The dates in **bold frame** correspond to dust events occurred in Tenerife during ACE-2.

Table 2. Summary of the experimental characteristics of data discussed in the paper and encountered in Tenerife during ACE-2; instantaneous values of the aerosol optical thickness, the Ångström exponent, the solar angle

Time	Site	Aerosol optical thickness δ_{aer} at 870 nm	Ångström exponent α	Solar zenith angle θ_s
15 June, 09:27	Izaña	not available	not available	48.5°
20 June, 18:43	Izaña	0.01	1.50	74.4°
30 June, 17:08	La Laguna	0.03	0.93	54.0°
30 June, 17:23	La Laguna	0.03	1.11	57.1
30 June, 18:29	La Laguna	0.04	1.50	71.3°
01 July, 07:56	La Laguna	0.015	1.49	69.0°
08 July, 07:18	La Laguna	0.27	0.25	77.5°
08 July, 08:27	La Laguna	0.25	0.23	63.0°
09 July, 12:12	La Laguna	0.19	0.01	14.3°
17 July, 15:24	Santa Cruz	0.35	0.19	30.4°
17 July, 18:26	Izaña	0.20	0.13	70.7°
20 July, 11:21	Santa Cruz	0.05	-0.03	26.1°

malised to the extra-terrestrial solar radiance. Thus the measurements are dimensionless and are independent on the seasonal variation of the distance Earth-Sun. The provided quantity is equivalent to

$$L(\theta_d, \lambda) = \frac{\pi L^*(\theta_d, \lambda)}{E_S(\lambda)},$$

where $L^*(\theta_d, \lambda)$ has radiance units ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$) and $E_S(\lambda)$ is the monochromatic extra-terrestrial solar irradiance ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$). As π is in steradians, $L(\theta_d, \lambda)$ is dimensionless. Throughout the paper all discussed (total and polarised) radiance quantities will be normalised radiance, but for clarity purpose, the term "normalised" will be skipped.

Inter-comparison of RefPol and LOA-71 were performed during 15 June 1997 (a clear day) and during 8 July 1997 (dust event). Total sky radiance is compared at 445, 665 and 870 nm. The measured radiances are plotted in Figs. 1, 2 as a function of the scattering angle. The corresponding values of angularly averaged ratio R^{tot} of total sky-radiance acquired by RefPol over total sky-radiance acquired by LOA-71 are gathered in Table 3. The agreement is good, less than 5% of difference at 445 nm, between 4% and 8% at 665 nm, and around 6% at 870 nm.

The degree of polarisation corresponding to clear and dusty atmospheric conditions, as acquired by RefPol and LOA-71 at 870 nm, are plotted in Fig. 3. While LOA-71 measurements are more scattered, the instruments are coherent

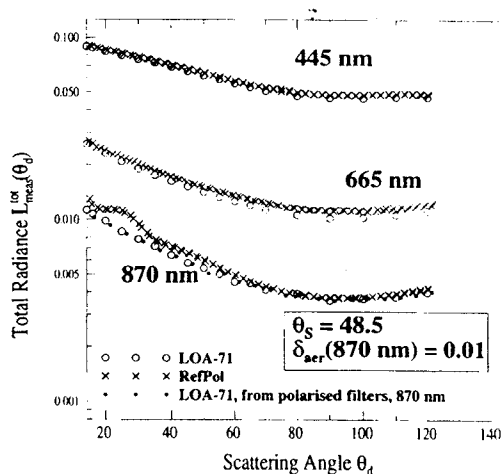


Fig. 1. Total sky-radiance as a function of the scattering angle, measured by RefPol and LOA-71 at the same wavelengths (445, 665, 870 nm) during clear conditions, at Izaña, on 15 June. The dots represent the total sky-radiance inferred from the measurements from the 870 nm-polarising filters of LOA-71.

together. The angularly averaged difference is lower than 10%. We can notice the evident strong dependence of the degree of polarisation on the atmospheric conditions (degree of polarisation lower during the dust event).

Because instrumental inter-comparison in polarisation is possible only at 870 nm, we used simulations for validating the polarisation measured by RefPol at 445 nm. This wavelength is

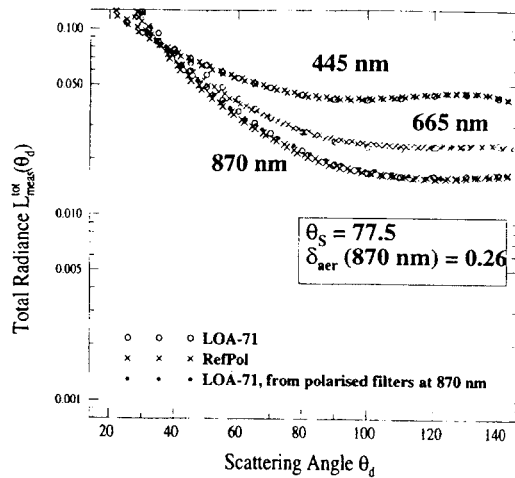


Fig. 2. Same as Fig. 1 except that the measurements were taken during a dust event, in La Laguna, 8 July morning. Both x- and y-axis have the same scales as in Fig. 1.

Table 3. Angularly-averaged ratio, R^{tot} , of total radiance measured by RefPol over total radiance measured by LOA-71, at 445, 665, 870 nm, during an aerosol event and during a clear day; corresponds to measurements plotted in Figs. 1, 2

R^{tot}	445 nm	665 nm	870 nm
Izaña, 15 June	1.04	1.08	1.07
La Laguna, 08 July	0.99	0.96	0.94

chosen as the molecular contribution is dominating, and the signal depends very little on the aerosol model chosen when the aerosol load is small. These conditions are reached on 20 June at Izaña (aerosol optical depth $\delta_{aer}(445 \text{ nm}) = 0.02$). To show the weak impact of aerosol polarisation in these conditions, we use the additivity property of aerosol and molecular contributions in polarised radiance (Vermeulen, 1996). A specific phase matrix describes the angular optical properties of each atmospheric constituent: aerosols and molecules. The contribution of molecules in atmospheric polarised radiance is calculated by cancelling the P_{12} term of the aerosol phase matrix P_a . Thus, molecules and aerosols scatter the radiation, but only molecules polarise. The aerosol contribution is computed following the same procedure: the P_{12} element of the molecular phase matrix P_m is put equal to 0. It has been noticed that the sum of

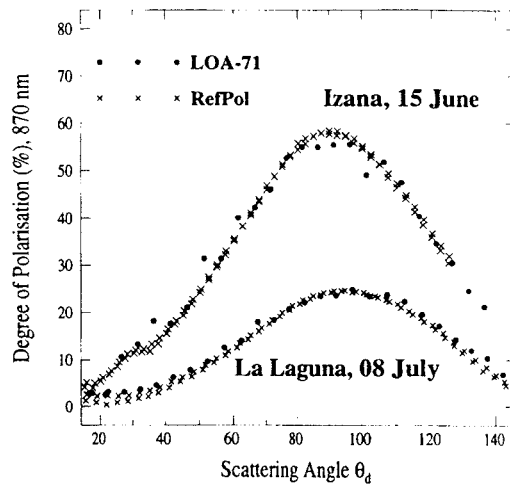


Fig. 3. Degree of polarisation as a function of the scattering angle, measured at 870 nm by RefPol and LOA-71 during a clear day at Izaña and a dust event at La Laguna. Corresponds to the measurements plotted in Figs. 1, 2.

each contribution equals the atmospheric polarised radiance (calculated without cancelling the aerosol or the molecular P_{12} term), and at every wavelength from 445 to 1610 nm (whereas molecules and aerosols are coupled in total radiance). Respective contributions related to the case study of 20 June is reported in Fig. 4, which shows that aerosols contribute only up to 4% to the atmospheric signal. The comparison between the polarised sky-radiance calculated for the atmosphere and the polarised sky-radiance measured at 445 nm shows that simulation underestimates the measurement up to a viewing zenith angle of 40°. The absolute discrepancy is less than 5%.

If not specified by “aerosol” or “molecule”, polarised sky-radiance will concern the scattering processes induced by all the particles composing the atmosphere (aerosols and the molecules).

In the following, only measurements at 445 and 870 nm will be discussed, as these are the wavelengths, over the four available, at which measurements could be best validated. Moreover extinction measurements are not available at 1610 nm, what makes the interpretation of RefPol measurements at this wavelength difficult. The spectral range of these measurements is sufficient for reporting on the spectral properties of the aerosol polarisation.

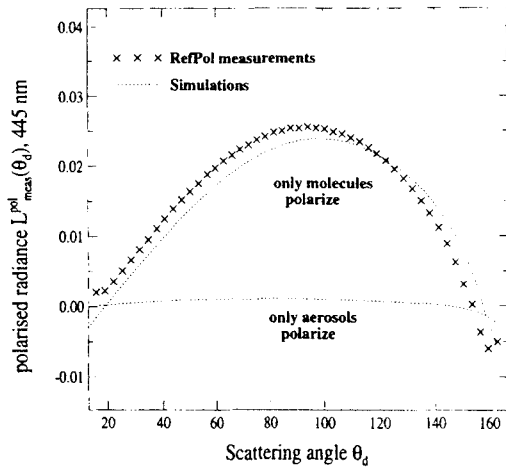


Fig. 4. Polarised sky-radiance as a function of the viewing angle, measured at 445 nm during a clear day at Izaña (20 June) and simulated polarised radiance in the experimental conditions for inter-comparison. Separate contributions of aerosol and molecules in polarised radiance are reported.

3. Extinction measurements

In Fig. 5, the aerosol optical thickness δ_{aer} , measured at 870 nm at Tenerife, is plotted versus the Ångström exponent α , which represents the spectral dependence of δ_{aer} (between 445 and 870 nm in this paper) and which is indicative of

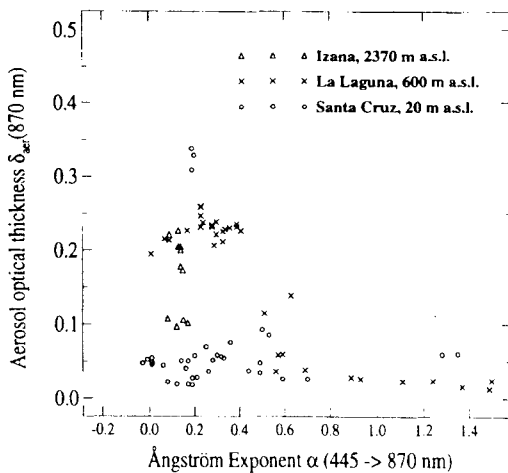


Fig. 5. Representation of the extinction characteristics in Tenerife as the aerosol optical thickness δ_{aer} at 870 nm versus the Ångström exponent α (between 445 and 870 nm).

the size distribution of the particles. Only extinction measurements acquired simultaneously to the polarisation measurements are shown in Fig. 5.

Data from Izaña were acquired by the AERONET instrument on 9 and 17 July when RefPol was run at the same place. Data from La Laguna and Santa Cruz were collected by LOA-71 and LOA-manual. The shape of the point cluster is representative of sites impacted by desert aerosols. The large range of Ångström exponent values (from 0.4 to 1.5) corresponds to small values of the aerosol optical thickness (0.01–0.1). These data were acquired during clear days in Santa Cruz and La Laguna. Small values of α (from -0.03 to 0.4) with bigger δ_{aer} (0.1–0.34) correspond to the dust episodes. This is confirmed by the results of other photometric measurements acquired in Tenerife during ACE-2 (Smirnov et al., 1998; Schmid et al., 2000; Formenti et al., 2000). The other data (small value of α and δ_{aer}) were acquired in Santa Cruz. The smallest values of α are obtained from measurements in Santa Cruz on 20 July ($-0.03 < \alpha < 0.06$ for $0.044 < \delta_{aer} < 0.054$) and in La Laguna on 9 July during the 1st dust event ($\alpha = 0.01$ for $\delta_{aer} = 0.19$). The biggest values of α are seen in La Laguna on 30 June afternoon and 1 July morning ($\alpha = 1.50$ for $\delta_{aer} = 0.04$ and $\delta_{aer} = 0.015$, respectively). The aerosol optical thickness measured in Tenerife simultaneously to the polarisation measurements reaches its maximal value in Santa Cruz during the 2nd aerosol event, on 17 July ($\delta_{aer} = 0.34$ for $\alpha = 0.19$).

Similar characteristics are observed even when seasonal variations are incorporated, as for extinction data acquired at Cape Verde and M'Bour (Fig. 6), where the measurement period extends to almost 3 years. The scatterplot of δ_{aer} versus α shows the cluster shape observed for Tenerife, although δ_{aer} goes up to 2.0 during dust events (up to a factor of 6 higher than in Tenerife). The Ångström exponent reaches 1.4 as maximal value, comparable to the maximum observed in Tenerife.

4. Methodology of the retrieval of the aerosol polarised phase function

Because sky-radiance measurements significantly depend on the experimental conditions such as solar zenith angle, topography of the site, quantity of aerosols, molecular contribution, etc., raw measure-

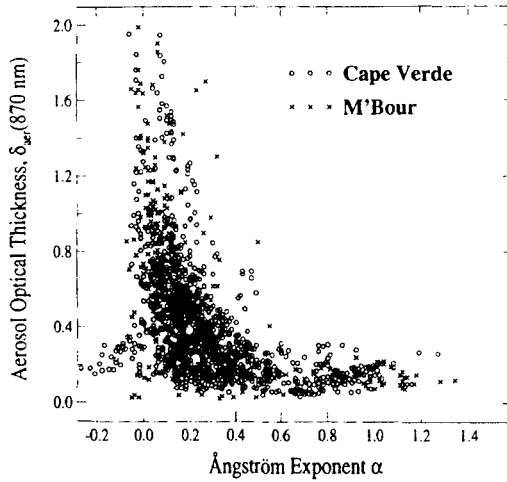


Fig. 6. Idem except that is representative of Cape Verde and M'Bour. While the scale of the x-axis is identical as the one of Fig. 5, the y-axis is 4 times increased.

ments are difficult to interpret for aerosol study. Therefore, as explained by Vermeulen (1996, 1999), given the aerosol optical thickness measured by the sunphotometers, we first remove multiple scattering effects from the measured polarised radiation. Then we subtract the molecular contribution to infer the aerosol polarised phase function which depends only on the aerosol characteristics (size distribution, refractive index, shape of the particle). This angular function represents the probability of the particles to scatter a polarised photon in the direction of the scattering angle. Because land-surface influence is negligible in the polarised downwards radiance (Bréon et al., 1995; Lafrance, 1997), we do not consider it in the data-processing. The method is extended to multispectral data. It is explained hereafter.

In the solar principal plane, for a homogeneous plane-parallel atmosphere, the relationship between the single-scattering polarised radiance $L_{\text{pol}}^{(1)}(\theta_d)$ and the aerosol polarised phase function $Q_a(\theta_d)$, at a fixed wavelength λ , is:

$$L_{\text{pol}}^{(1)}(\theta_d) = \frac{\pi L_{\text{pol}}^{(1)*}(\theta_d)}{E_s} = \frac{\bar{\omega}_0 \delta_{\text{aer}} Q_a(\theta_d) + \delta_{\text{Ray}} Q_R(\theta_d)}{\delta_{\text{aer}} + \delta_{\text{Ray}}} \times \frac{1}{4} [e^{-(\delta_{\text{aer}} + \delta_{\text{Ray}})/\mu_V} - e^{-(\delta_{\text{aer}} + \delta_{\text{Ray}})/\mu_S}] \times \frac{\mu_S}{\mu_S - \mu_V} \quad (1)$$

The quantity $\bar{\omega}_0 Q_a(\theta_d)$, the product of the aerosol single scattering albedo, $\bar{\omega}_0$, and the polarised phase function, is the unknown variable. δ_{aer} is the aerosol optical thickness, measured by a sunphotometer. δ_{Ray} and $Q_R(\theta_d)$ are respectively the molecular optical thickness and the molecular polarised phase function, quantified by Rayleigh theory. $\mu_S = \cos \theta_S$, $\mu_V = \cos \theta_V$, where θ_S and θ_V are respectively the solar zenith angle and the viewing zenith angle.

In order to correct the measured polarised radiance of multiple scattering effects, numerical simulations of the ratio of single-to-multiple polarisation, $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_0^{\text{par}}, \delta_{\text{aer}})$ are performed by using an arbitrary aerosol phase matrix \mathbf{P}_a (defining the natural and the polarised phase functions $P_a^{\text{par}}(\theta_d)$ and $Q_a^{\text{par}}(\theta_d)$), an arbitrary aerosol single scattering albedo $\bar{\omega}_0^{\text{par}}$ and the measured aerosol optical thickness.

$$R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_0^{\text{par}}, \delta_{\text{aer}}) = \frac{L_{\text{pol,calc}}^{(1)}(\theta_d)}{L_{\text{pol,calc}}^{(n)}(\theta_d)} \quad (2)$$

$L_{\text{pol,calc}}^{(1)}(\theta_d)$ is calculated by using the relation (1), $L_{\text{pol,calc}}^{(n)}(\theta_d)$ results of simulations by the radiative transfer code of Successive Orders OS (Deuzé et al., 1989).

Calculations of $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_0^{\text{par}}, \delta_{\text{aer}})$ have been made at three wavelengths (445, 665, 870 nm), for a solar zenith angle of 60°. The arbitrary aerosol phase matrix is derived from an aerosol model following a Junge law, $n(r) = Cr^{-\nu}$ (r is the particle radius, C is a constant) with $\nu = 4.6$. However, the choice of the aerosol model is not important as the ratio $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_0^{\text{par}}, \delta_{\text{aer}})$ proves to be nearly insensitive to the aerosol phase matrix (Vermeulen, 1996). Here, the aerosols are assumed to be non absorbing ($\bar{\omega}_0^{\text{par}} = 1$) and the aerosol optical thickness is set to two values: $\delta_{\text{aer}}(\lambda = 870 \text{ nm}) = 0.1$ and $\delta_{\text{aer}}(\lambda = 870 \text{ nm}) = 0.4$. The curves are reported in Fig. 7. The angular variation of the ratio is very small in an angular interval of which the inferior boundary increases for shorter wavelengths. At large scattering angles the ratio increases because of the increase of the air mass for viewing zenith angles beyond 70°. At lower scattering angles the increase is due to a discontinuity of $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_0^{\text{par}}, \delta_{\text{aer}})$. Indeed $L_{\text{pol,calc}}^{(n)}(\theta_d)$ (eq. (2)) is equal to 0 for a scattering angle included between 10° (at 870 nm) and 20° (at 445 nm). At a scattering angle of 80°, the ratio is included between 0.58 ($\lambda = 445 \text{ nm}$ and $\delta_{\text{aer}}(\lambda = 870 \text{ nm}) =$

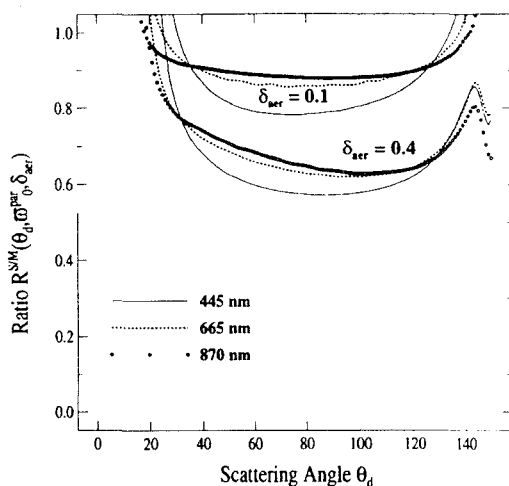


Fig. 7. Ratio of single-to-multiple polarisation $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_b^{par}, \delta_{aer})$ as a function of the scattering angle θ_d , for 2 values of the aerosol optical thickness δ_{aer} (0.1 and 0.4) and at 3 wavelengths.

0.4) and 0.9 ($\lambda = 870$ nm and $\delta_{aer}(\lambda = 870$ nm) = 0.1). These relatively large values demonstrate that polarisation results mainly of single scattering. $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_b^{par}, \delta_{aer})$ diminishes when δ_{aer} increases and when λ decreases.

Applying this ratio to the measurements provides the measured, polarised, single scattered radiance, $L_{pol, meas}^{(1)}$, from which molecular contribution $Q_R(\theta_d)$ ($Q_R(\theta_d) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2(\theta_d))$) is subtracted in order to get $\bar{\omega}_0 \delta_{aer} Q_a^{retr}(\theta_d)$ (eq. (1)) which finally gives the retrieved polarised phase function multiplied by the aerosol single scattering albedo.

Devaux et al (1998) originally applied this method to the measured total radiance, for the retrieval of the aerosol single scattering albedo, $\bar{\omega}_0$, and of the natural phase function. However this procedure requires much more attention, especially concerning the influence of the surface reflectance and necessitates other photometric data. Because we do not get routinely the value of $\bar{\omega}_0$, for processing the whole set of data we need to fix arbitrarily a value for $\bar{\omega}_b^{par}$. It is set equal to 1 (its maximal value). Thus $Q_a^{retr}(\theta_d)$ is reduced to its minimal value. Indeed, decreasing $\bar{\omega}_b^{par}$ makes $L_{pol, calc}^{(n)}(\theta_d)$ decrease quicker than $L_{pol, calc}^{(1)}(\theta_d)$. And consequently both $R^{S/M}(\theta_d, \bar{\omega}_b^{par}, \delta_{aer})$ and $Q_a^{retr}(\theta_d)$ increase. Calculations with $\bar{\omega}_b^{par} = 0.8$ on the available data show $Q_a^{retr}(\theta_d)$ may increase by 30–40% at 870 nm,

by up to 200% at 445 nm during the dust events (when the polarised phase function is small).

Numerical solutions, from OS, are conducted for the vertical density profiles of aerosols and molecules, described by two height scales. The aerosol effect is parameterised through a phase matrix, the aerosol single scattering albedo and the aerosol optical thickness, the molecules by the Rayleigh phase matrix and the molecular optical thickness. The surface albedo has negligible influence on downward polarisation calculations. More details about this code can be found in Deuzé et al. (1989), and for its application to this study, in Vermeulen (1996) and in Devaux et al. (1998). Because the code assumes a plane parallel atmosphere, the angular limitation of the algorithm for the viewing angle is 80° where the effect of non sphericity is relevant (Vermotte and Tanré, 1992).

The uncertainty of results depends on δ_{aer} , on the aerosol model defined as algorithm-parameter, on the measurement wavelength and on the scattering angle. In the conditions of a dust event ($\delta_{aer}(870$ nm) = $\delta_{aer}(445$ nm) = 0.2) the uncertainty on the retrieved polarised phase function at 60° is around 0.01 at 870 nm and 0.05 at 445 nm. During clear days ($\delta_{aer}(870$ nm) = 0.02; $\delta_{aer}(445$ nm) = 0.05), it increases up to 0.07 at 870 nm, up to 0.2 at 445 nm.

5. Application to RefPol and CIMEL measurements

5.1. Tenerife

Polarised phase functions derived from combined RefPol and sunphotometer measurements at 870 nm are plotted in Fig. 8 for 4 different values of the Ångström exponent α . The measurements can not be used for scattering angles lower than 20° because of solar perturbations, neither for viewing zenith angles larger than 70° in La Laguna, 80° at Izaña, because of the encumbrance of the horizons.

The maximum of the phase functions is reached at around 60° and its magnitude varies between 0.04 and 0.20. During the dust episodes, the phase function reaches negative values at large scattering angles (greater than 140°). As observed in Fig. 8, the polarised phase function depends strongly on the Ångström exponent, as also pointed out theoretically by Bréon et al. (1997). To verify this

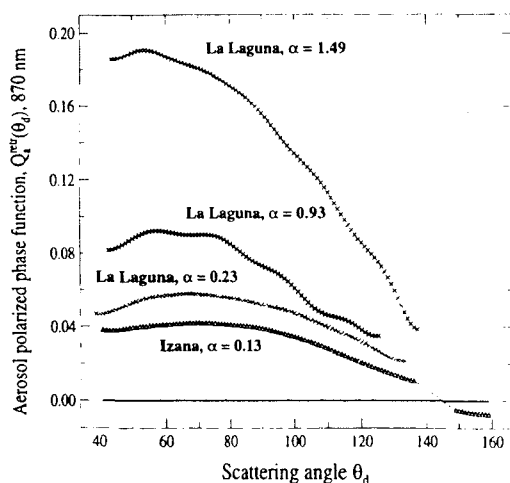


Fig. 8. Inferred polarised phase functions at 870 nm for 4 different Ångström exponents. The two smaller values of α correspond to dust events in La Laguna and Izaña (8 July morning and 17 July afternoon respectively). The two others correspond to measurements acquired in La Laguna during clear days (30 June afternoon and 1 July).

behaviour on the whole set of data, we plot in Fig. 9 the polarised phase function at 60° versus the Ångström exponent. This angle is chosen because it corresponds to a maximum of the signal and because the influence of the particle refractive

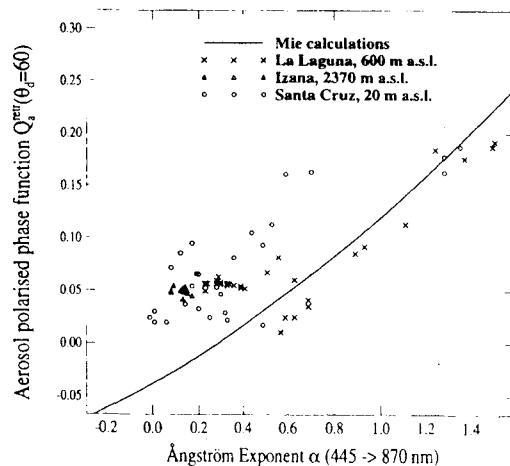


Fig. 9. The polarised phase function retrieved at 870 nm and at a scattering angle of 60° , is shown versus the Ångström exponent, derived from spectral extinction measurements simultaneous to the measured polarised sky-radiances. Numerical calculations by Mie theory are added for comparison.

index, not measurable directly by our measurements, is small. Data corresponding to clear conditions at Izaña are not included in Fig. 9, as the aerosol optical thickness is close to the instrumental detection limit. The strong correlation between the spectral atmospheric extinction and the aerosol polarisation properties is evident, although the two measurements are independent from each other. For small α , corresponding to large particles during the dust episodes, the polarisation level is close to zero. It increases for increasing α , up to $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ) = 0.2$ for $\alpha = 1.5$, in La Laguna during clear conditions. Therefore, small particles polarise more than big particles.

The strong influence of polarisation by small particles is noticeable even when restricting the analysis to clear conditions only (α greater than 0.5 in Fig. 9). This is shown for La Laguna, where an increase of α is correlated to an increase of $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ in correspondence of low δ_{aer} values. At La Laguna, a sudden increase in the polarised phase function $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ (a factor of 2 in 90 min) is observed on 30 June afternoon when α varied simultaneously between 0.93 and 1.50. $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ then remains stable until the morning after (as α). On the same period, despite a gap of 28 h during which no measurements are available, an increase of the same order is noticed at Santa Cruz. By making no distinction between the locations, the atmosphere seems stable until 30 June, at 17:00 GMT, then a rapid change occurs in 90 min, after which the situation stays stable along the day after, until the afternoon. The first measurements possible in La Laguna and Santa Cruz after this episode were made on 5 July and 6 July respectively, which showed a polarisation level still lower than on 30 June morning. All these changes of $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ are correlated with changes of α .

On the same figure are reported numerical calculations (by Mie theory) of $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ versus α , by assuming a Junge law for the size distribution. The slope ν is varied between 2.8 and 4.5 to obtain values of α ranging between -0.2 and 1.5 ($\nu = \alpha + 3$). Calculations have been conducted for several values of the refractive index m . The small influence of m on calculated quantities makes possible to draw a single curve (as plotted in Figs. 9, 10). Measurements and calculations are correlated for large values of α . Measurements show that, during dust events, large particles polarise more than the theoretical predictions.

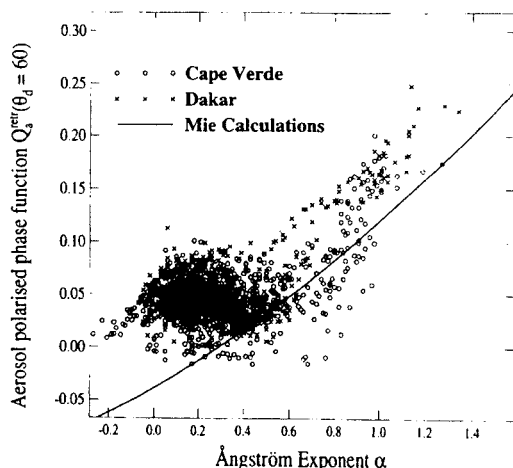


Fig. 10. Same as Fig. 9 except for M'Bour and Cape Verde. The axis scales in both figures are identical. The same Mie calculations as in Fig. 9 are included.

5.2. Cape Verde and M'Bour

The same analysis has been applied to the measurements acquired in Cape Verde and M'Bour. As measurements are performed automatically, particular care is taken in discriminating unperturbed cloudless conditions. Data are thus filtered first with respect to retrieved aerosol optical thickness values and then with respect to total radiance measured in the solar principal plane. The first test filters out measurements for which the variance of aerosol optical thickness acquired during one hour is greater than 12%. The test on total radiance eliminates the angular parts where the curve presents peaks due to scattering by clouds. The filter on δ_{aer} eliminates 70% of the available measurements in Cape Verde, 60% in M'Bour. The filter on the total radiance eliminates about 6% of the δ_{aer} -filtered data. 4% of the data are further eliminated when considered not physical (excessively high or negative values). Eventually, about 20% of the Cape Verde measurements and 30% of M'Bour measurements are processed, yielding more than 500 principal plane data sets.

A good correlation between $Q_a^{etr}(60)$ and α is obtained (Fig. 10). As observed in Tenerife, $Q_a^{etr}(60^\circ)$ for dust episodes ranges from 0 to 0.1, while for smaller particles ($0.8 < \alpha < 1.4$) $Q_a^{etr}(60^\circ)$ varies between 0.1 and 0.25. However the scatter of the points indicates that polarisation

does not depend uniquely on the aerosol Angström exponent.

6. Spectral characteristics of the polarised phase function

The same procedure is used for the polarised sky-radiance measured at 445 nm at Tenerife by RefPol. Polarisation measurements at 445 nm are necessary to validate the POLDER observations, and were operated at this wavelength for the first time at this occasion in Tenerife and in Lille (north of France). Measurements in Lille are not discussed in this paper, but the authors are currently working on these data.

The polarised phase functions from simultaneous measurements at 445 and 870 nm are plotted in Figs. 11, 12. Fig. 11 corresponds to acquisitions in La Laguna and Izaña during dust events. Fig. 12 corresponds to measurements made in La Laguna during clear conditions.

As observed at 870 nm, the polarised phase function at 445 nm is much smaller during dust events ($Q_a^{etr}(\theta_d)$ always lower than 0.05) than under clear conditions ($Q_a^{etr}(\theta_d)$ up to 0.40). During dust event, $Q_a^{etr}(\theta_d)$ even presents a sign inversion. This feature is much clearer than at 870 nm, and it occurs at 95° in La Laguna and at

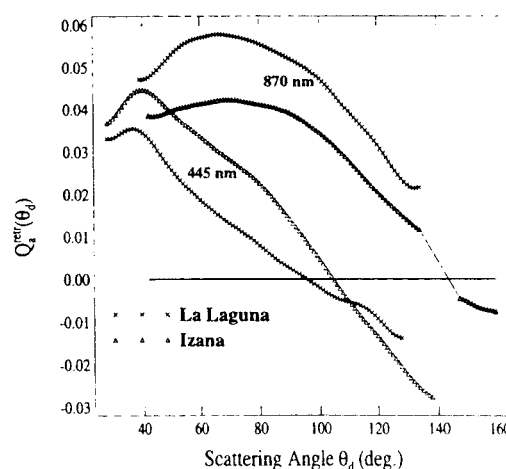


Fig. 11. Polarised phase functions versus the scattering angle at 445 nm and at 870 nm, inferred from 2 measurements acquired in Izaña and La Laguna during dust events (17 June afternoon and 8 July morning).

Tellus 52B (2000), 0

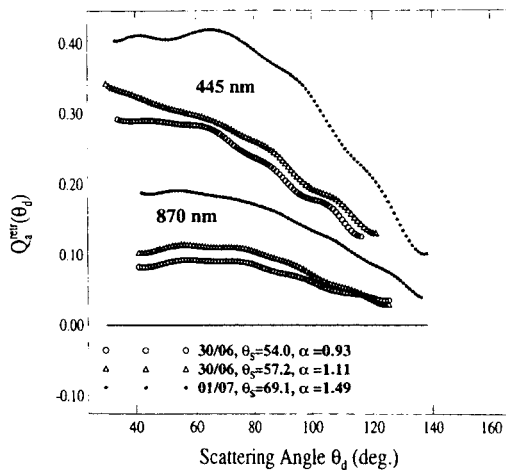


Fig. 12. Same as Fig. 11 except that the curves are the results of 3 measurements acquired during clear days in La Laguna only (30 June, 1 July).

105° in Izaña. The maximum of the phase function at 870 nm occurs between 50° and 80°, while it tends towards smaller angles at 445 nm, specially during dust events.

The spectral dependence seems to change from clear to dusty conditions. In the first case, the polarised phase function is higher at 445 nm than at 870 nm, while during dust event, $Q_a^{\text{ret}}(\theta_d)$ is higher at 870 nm. In Fig. 13, the dependence of $Q_a^{\text{ret}}(60^\circ)$ at 445 nm and 870 nm is plotted against the Ångström exponent α . Error bars are added for sparse values of α , randomly selected. While the same correlation with respect to α appears within the error bars, the spectral dependence is questionable because of the uncertainties both for clear and dusty conditions.

On 30 June and 1 July, the polarised phase function at 445 nm in La Laguna increases by a factor of around 2, as does the polarised phase function at 870 nm (discussed previously), and even in this case, the correlation with α remains good.

7. Comparisons with size distribution retrievals

In order to test the implications of our polarisation data, we used an AERONET-inverted size distribution (Smirnov et al, 1998)

to perform radiative transfer simulations and compare the calculations with the polarisation measurements. On 17 July afternoon, during the 2nd dust event, RefPol and a CIMEL instrument simultaneously acquired photometric data at Izaña, along with instruments onboard the Pelican aircraft (Schmid et al., 2000) which performed a vertical profile directly above Izaña in the late afternoon.

The refractive index associated with the inverted size distribution is $m = 1.45 - 0.005i$. Mie calculations of the resulting phase matrix show that the predicted polarised phase function is very close to zero, and even negative, as is shown in Figs. 14, 15. Calculations for other values of real and imaginary parts of the refractive index do not show significant changes of the polarising properties of aerosols. The polarised phase function derived from RefPol measurements are compared with these calculations in Figs. 14, 15. At 445 and 870 nm, our results show that the aerosols exhibit positive polarisation (i.e., Rayleigh type). Nevertheless the polarised phase function is very low and the maximum reaches 0.04. Multispectral measurements show different polarising properties to what is predicted by Mie theory and total radiance processing.

From airborne in-situ measurements onboard the Pelican, Öström and Noone (2000) provided values of the dry aerosol single scattering albedo at several altitudes. Above Izaña, at 3250 m a.s.l., they obtained 0.89 ± 0.1 , and 0.83 ± 0.36 at 3885 m a.s.l. From other photometric measurements performed at "Pico Del Teide" (28°16'N, 16°36'W, 3570 m a.s.l.), situated higher than Izaña, not far from the summit of the mountain, Formenti et al (2000) derived for the same day an ambient $\bar{\omega}_0$ value of 0.89 ± 0.32 (morning average). As the aerosol optical thickness is measured by the AERONET instrument, all parameters are available for simulating the downward polarised sky-radiance from the radiative transfer code OS. For representing the range of measured $\bar{\omega}_0$, we use two values: 0.85 and 0.95. The atmospheric polarised sky-radiance, as measured by RefPol at 445 and 870 nm and as simulated for the two values of $\bar{\omega}_0$, are plotted in Fig. 16. While the order of magnitude of the simulation and the measurement are similar at 445 nm (due to large molecular contribution), the discrepancy is very large at

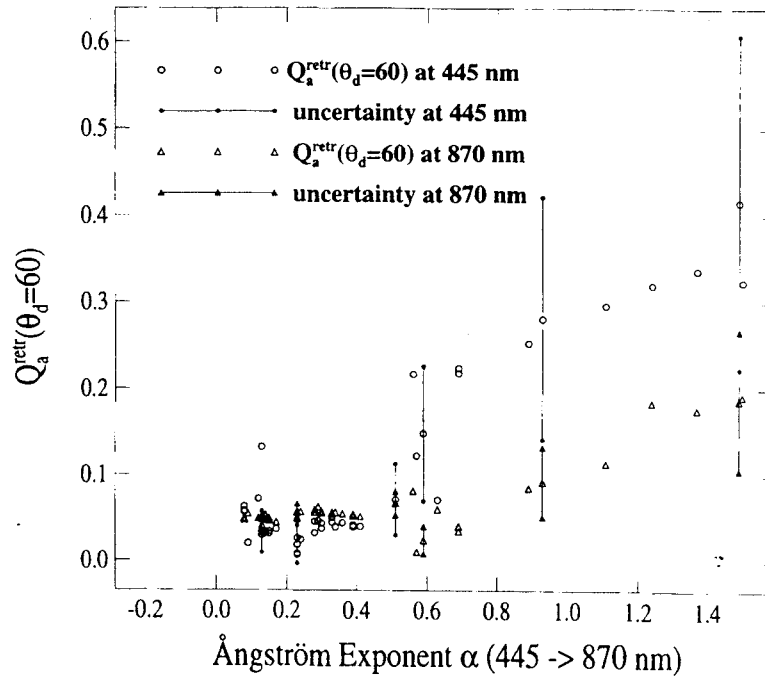


Fig. 13. Polarised phase functions at 60°, at 445 and 870 nm, versus α , retrieved from measurements in Tenerife. The error bars (for clarity, only few have been added) show that the large uncertainty of results at 445 nm prevents to draw definite conclusions on the spectral dependence of the polarised phase function but confirms the dependence on α , at 445 nm and at 870 nm.

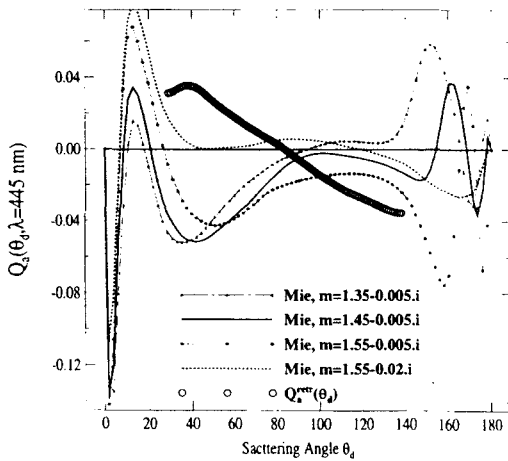


Fig. 14. Polarised phase function at 445 nm versus the scattering angle as calculated by Mie theory for the AERONET size distribution, for several values of the refractive index, and as retrieved from the measured polarised sky-radiance. The measurements were acquired at Izaña on 17 June afternoon during a dust event.

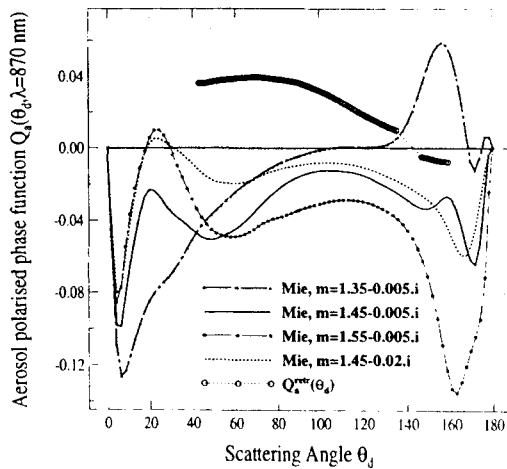


Fig. 15. Idem as Fig. 13 except that the wavelength is 870 nm.

Tellus 52B (2000), 0

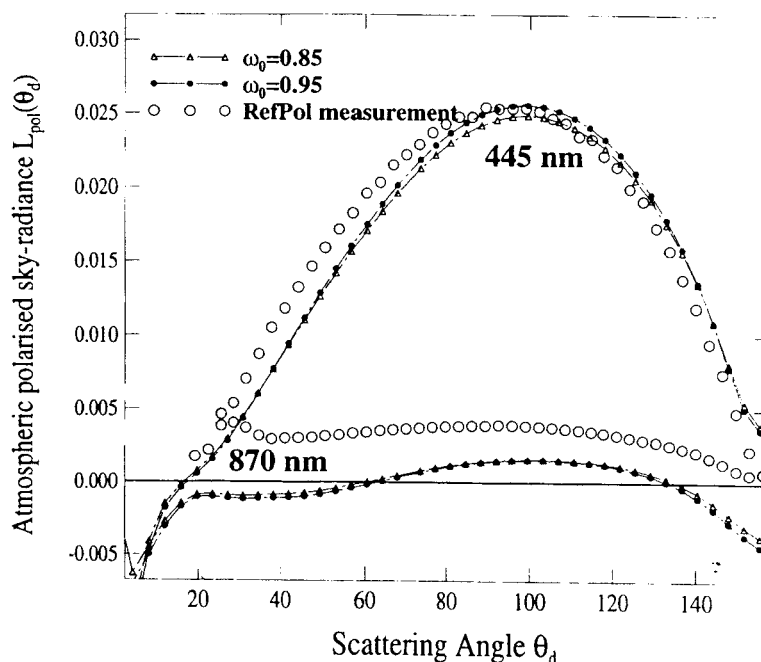


Fig. 16. Polarised sky-radiance versus the scattering angle θ_d as measured by RefPol at 445 and 870 nm at Izaña on 17 July, 18:26, and as calculated by the radiative transfer code OS for the experimental conditions (δ_{aer} , θ_s , ...) and for the size distribution inverted from AERONET measurements. $\bar{\omega}_0^{\text{str}}$ is set equal to 2 values: 0.85 and 0.95.

870 nm. Measurements show atmospheric polarisation is larger than predicted by the simulations at this latter wavelength. Decreasing the aerosol single scattering albedo is not sufficient to fill the gap. Another cause of the disagreement might be due to the quantity of particles. However the aerosol optical thickness, directly proportional to the number of aerosols, is measured with a good precision. As we demonstrated earlier, the effect of small particles on polarisation is bigger than the effect of big particles, therefore the change in the size distribution by increasing the number of small particles with respect to the bigger particles would increase the polarisation. A likely cause of disagreement is the presence, at the height of Izaña, of a thin layer of small particles which is advected from the MBL along the mountain ridge of Izaña by upslope thermal winds (Raes et al., 1997; Welton et al., 2000). The quantification of the effect of upslope particles on the total and the polarised radiances can be achieved by adding the size distributions measured in-situ at Izaña to the

inverted size distributions. Work on this issue is currently in progress.

8. Conclusion

Multispectral measurements of atmospheric polarisation were acquired in Tenerife, at three altitudes, during clear days and during the 2 first dust events which occurred during ACE-2. Measured aerosol optical thickness is used in numerical calculations for correcting the polarised sky-radiance of the effect of multiple scattering. Then the molecular contribution is subtracted in order to provide the polarised phase function, which depends only on the aerosol characteristics. Results inferred at 870 nm from data acquired in Tenerife and in two AERONET sites located in the same geographical area, show that the aerosol polarised phase function is very well correlated with the Ångström exponent α , derived from independent measurements of spectral solar extinction.

The uncertainty on retrievals at 445 nm, larger than at 870 nm because of the large contribution of molecular scattering to the total signal at 445 nm, prevents a definite conclusion on the spectral dependence of the polarised phase function. Nevertheless, even at 445 nm, the good correlation with α is observed. The correlation shows that small particles polarise more than large particles. The accuracy of the calibration coefficients should be improved to be reduced down to 1% in order to draw definite conclusions on the spectral dependence of the polarised phase function.

The preliminary step of a case study shows that polarisation contains information on size distribution that total radiance does not provide. More precisely, the present analysis indicates that applying Mie theory calculations (spherical particles), to desert aerosols, tends to underestimate the effect of small, very polarising aerosols.

For our study, it was convenient to concentrate on the polarised phase function for a scattering angle of 60° only because it depends little on the refractive index. However, as shown by Vermeulen

(1996), analysing data at other angles allows better estimate of the aerosols size distribution and gives an evaluation of the real part of the refractive index. Work is currently ongoing about inversion of whole set of data (including total sky-radiance measured in the almucantar and solar principal plane geometry, spectral extinction measurements and polarisation measured in the solar principal plane at three wavelengths). In this way the size distribution, for aerosol diameters extending from 0.1 to 20 μm , can be inferred as well as the spectral variation of the real part of aerosol refractive index, integrated in the whole atmospheric column.

9. Acknowledgements

AERONET and Photons teams are acknowledged for providing AERONET data, and particularly B. Chatenet, J.-B. Defossez, B. Holben, F. Lavenu, A. Smirnov, D. Tanré, J. Welton. TE is grateful to P. Formenti for precious comments and critics, and to Karin Seron for encouragement.

REFERENCES

- Arimoto, R., Duce, R. A., Ray, B. J., Ellis Jr., W. G., Cullen, J. D. and Merrill, J. T. 1995. Elements in the atmosphere over the North Atlantic. *J. Geophys. Res.* **100**, 1199–1213.
- Bréon, F.-M., Tanré, D., Lecomte, P. and Herman, M. 1995. Polarized reflectance of bare soils and vegetations: measurements and models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **33**, 487–499.
- Bréon, F.-M., Deuzé, J.-L., Tanré, D. and Herman, M. 1997. Validation of spaceborne estimates of aerosol loading from sunphotometer measurements with emphasis on polarization. *J. Geophys. Res.* **102**, 17187–17195.
- Cairns, B., Travis, L. D. and Russell, E. E. 1997. An analysis of ground-based polarimetric sky radiance measurements. *Proc. SPIE* **3220**, 103–114.
- Charlson, R. J., Schwartz, S. E., Hales, J. M., Cess, R. D., Coakley Jr, J. A., Hansen, J. E. and Hofmann, D. J. 1992. Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science* **255**, 423–430.
- Chiapello, I., Bergametti, G., Chatenet, B., Bousquet, P., Dulac, F. and Santos Soares, E. 1997. Origins of African dust transported over the northeastern tropical Atlantic. *J. Geophys. Res.* **102**, 13701–13709.
- Chiapello, I., Bergametti, G., Chatenet, B., Dulac, F., Moulin, C., Vermeulen, A., Devaux, C., Jankowiak, I. and Santos Soares, E. 1999. Contribution of the different aerosol species to the aerosol mass load and optical depth over the northeastern tropical Atlantic. *J. Geophys. Res.* **104**, 4025–4035.
- Deschamps, P. Y., Bréon, F. M., Leroy, M., Podaire, A., Bricaud, A., Buriez, J. C. and Sèze, G. 1994. The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives. *I.E.E.E. Trans. Geosci. Remote Sens.* **32**, 598–615.
- Deuzé, J.-L., Herman, M., Santer, R. 1989. Fourier series expansion of the transfer Equation in the atmosphere-ocean system. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **41**, 483–494.
- Devaux, C., Vermeulen, A., Deuzé, J.-L., Dubuisson, P., Herman, M. and Santer, R. 1998. Retrieval of aerosol single scattering albedo from ground-based measurements: Application to observational data. *J. Geophys. Res.* **103**, 8753–8761.
- Formenti, P., Andreae, M. O. and Lelieveld, J. 2000. Measurements of Aerosol Optical Depths in the North Atlantic Free Troposphere: results from ACE-2. *Tellus* **B52**, this issue.
- Hansen, J. E. and J. W. Hovenier. 1974. Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.* **31**, 1137–1160.
- Herman, M., Deuzé, J. L., Devaux C., Goloub, P., Bréon F. M. and Tanré, D. 1997. Remote sensing of aerosols over land surfaces including polarisation measure-

Tellus 52B (2000), 0



- ments and application to POLDER measurements. *J. Geophys. Res.* **102**, 17039–17049.
- Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J. P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y. J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I. and Smirnov, A. 1998. AERONET — A federated instrument network and data archive for aerosol characterisation. *Remote Sens. Environ.* **66**, 1–16.
- Lafrance, B. Sept. 1997. Modélisation simplifiée de la lumière polarisée émergeant de l'atmosphère. Correction de l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER. Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France.
- Lenoble, J. 1993. *Atmospheric radiative transfer A*. Deepack Publishing, 532 pp.
- Mishchenko, M. I. and Travis, L. D. 1997. Satellite retrieval of aerosol properties over the ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight. *J. Geophys. Res.* **102**, 16989–17013.
- Nakajima, T., Tonna, G., Rao, R., Boi, P., Kaufman, Y. J. and Holben, B. N. 1996. Use of sky-brightness measurements from ground for remote sensing of particulate dispersions. *Appl. Opt.* **35**, 2672–2686.
- Öström, E. and Noone, K. 2000. Vertical profiles of aerosol scattering and absorption measured in situ during the north atlantic Aerosol Characterization Experiment. *Tellus B52*, this issue.
- Prospero, J. M. and Carlson, T. N. 1972. Vertical and areal distribution of Saharan dust over the western equatorial North Atlantic ocean. *J. Geophys. Res.*, **77**, 5255–5265.
- Raes F., Van Dingenen, R., Cuevas, E., Van Velthoven, P. F. J. and Prospero, J. M. 1997. Observations of aerosols in the free troposphere and marine boundary layer of the subtropical Northeast Atlantic: discussion of processes determining their size distribution. *J. Geophys. Res.* **102**, 21,315–21,328.
- Raes, F., Bates, T., Mac Govern, F. M. and Van Liedekerke, M. 2000. The second Aerosol Characterization Experiment (ACE-2): General overview and main results. *Tellus B52*, this issue.
- Russell, P. B. and Heintzenberg, J. 2000. An overview of the ACE 2 Clear Sky Column Closure Experiment (CLEARCOLUMN). *Tellus B52*, this issue.
- Smirnov, A., Holben, B. N., Slutsker, I., Welton, E. J. and Formenti, P. 1998. Optical properties of Saharan dust during ACE-2. *J. Geophys. Res.* **103**, 28,079–28,092.
- Schmid, B., Livingston, J. M., Russell, P. B. Durkee, P. A., Jonsson, H., Collins, D. R., Flagan, R. C., Seinfeld, J. H., Gass, S., Hegg, D. A., Öström, E., Noone, K. J., Welton, E. J., Voss, K. J., Gordon, H. R., Formenti, P. and M. O. Andreae. 2000. Clear sky closure studies of lower tropospheric aerosol and water vapor during ACE-2 using airborne sunphotometer, airborne in-situ, space-borne, and ground-based measurements. *Tellus B52*, this issue.
- Tegen, I. and Lacis, A. A. 1996. Modeling of particle size distribution and its influence on the radiative properties of mineral dust aerosol. *J. Geophys. Res.* **101**, 19237–19244.
- Van de Hulst, H. C. 1957. *Light scattering by small particles*. John Wiley, New York, USA, 470 pp.
- Vermeulen, A. 1996. Caractérisation des aérosols à partir de mesures optiques passives au sol: Apport des luminances totale et polarisée dans le plan principal, Thèse de l'Univ. des Sci. et Technol. de Lille, Lille, France.
- Vermeulen, A., Devaux, C. and Herman, M. 1999. Retrieval of the phase function and the polarized phase function of aerosols from ground-based measurements. *Proceedings of the International Conference and Workshops on Ocean Color, Land Surfaces, Radiation and Clouds, Aerosols, ALPS'99*. The contribution of POLDER and new generation spaceborne sensors to global change studies, WK1-O-20.
- Vermote, E. and Tanré, D. 1992. Analytical expressions for radiative properties of planar Rayleigh scattering media, including polarization contributions. *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer* **47**, 305–314.
- Welton, E. J., Voss, K. J., Gordon, H. J., Maring, H., Smirnov, A., Holben, B. N., Schmid, B., Livingston, J. M., Russell, P. B., Durkee, P. A., Formenti, P. and Andreae, M. O. 2000. Ground-based Lidar Measurements of Aerosols During ACE-2: Instrument Description, Results, and Comparisons with other Ground-based and Airborne Measurements. *Tellus B52*, this issue.