

50376 2000 372

 $N^{\circ}$  d'ordre 2842

## THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité:

LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Sylvie DOOM CARLIER

# ETUDE DES AEROSOLS TROPOSPHERIQUES A PARTIR DE L'INSTRUMENT SATELLITAIRE POLDER ET DE MESURES SOL.

soutenue le 10 novembre 2000 devant le jury composé de

Mme.	V.E. CACHORRO	Professeur, Université de Valladolid	Rapporteur
Mme.	N. JACQUINET-HUSSON	Professeur, Université de Paris VI, LMD	Rapporteur
M.	M. HERMAN	Professeur, Université de LilleI, LOA	Examinateur
М.	D. TANRE	Directeur de recherche, CNRS	Examinateur
M.	J.C. ROGER	Maître de conférences	Examinateur
		Université du Littoral-Côte d'Opale	
M.	J.L. DEUZE	Professeur, Université de LilleI, LOA	Directeur de thèse

# U.F.R. de Physique Fondamentale LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE



## Résumé

Les aérosols ont un rôle important dans l'étude du système terre-océan-atmosphère mais leur impact sur l'évolution du climat est encore mal estimé.

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'étude de ces aérosols et d'une meilleure connaissance de leurs caractéristiques, à savoir leur taille, dont une première idée est obtenue grâce au coefficient d'Angström  $\alpha$ , leur quantité, représentée par l'épaisseur optique  $\delta$  et l'indice de réfraction m. Dans cette étude, l'instrument satellitaire POL-DER (POLarization and Directionality of the Earth Reflectances) offre de nouvelles perspectives, puisqu'aux mesures spectrales de luminances, il ajoute des mesures directionnelles et de polarisation.

Des comparaisons entre les grandeurs géophysiques ( $\alpha$  et  $\delta$ ) évaluées depuis le sol et celles déduites de POLDER sont présentées, avec une discussion sur la qualité des restitutions des mesures directionnelles. On constate que, sur terre comme sur mer, le choix d'une base représentative de modèles granulométriques reste un problème délicat.

Au-dessus des continents, où l'inversion des aérosols est faite à partir des luminances polarisées générées par les petites particules, une étude de sensibilité a été réalisée avec des granulométries monomodales.

Au-dessus des océans, les mesures effectuées durant la campagne AMT-4 sont interprétées à l'aide de modèles monomodaux puis multimodaux, plus réalistes pour restituer à la fois les luminances totales et polarisées qui ne sont pas génerées par des aérosols de même taille. Dans la dernière partie du travail, on a cherché des informations intrinsèques sur les aérosols en minimisant le rôle du modèle, seulement utilisé pour évaluer les termes perturbateurs du signal. La méthode, d'abord testée sur des simulations, a été appliquée aux mesures POLDER.

## Abstract

Aerosols play an important role when studying earth-ocean-atmosphere system but their impact on climate evolution is still badly evaluated.

This work takes part into the study of these aerosols and into the knowledge of their characteristics, that is to say mean size, which a first idea is obtained thanks to the Angström exponent  $\alpha$ , quantity represented by the optical thickness  $\delta$  and refractive index m. In this study, the POLDER (POLarization and Directionality of the Earth Reflectances) remote-sensing instrument gives new prospects, since to spectral measurements of radiance, it adds polarization and multidirectional measurements.

The matter is to confront the results ( $\alpha$  and  $\delta$ ) deduced from ground measurements to those obtained through POLDER measurements inversion, both above land and sea surfaces. In addition to the signal modelisation, the choice of aerosols models is essential to inversion quality. Those models, in POLDER I algorithms, are lognormal and monomodal distributions, which are often sufficient enough to represent small particles. Above land surfaces, aerosols characteristics are deduced from polarization. Some simulations precised the results sensitivity to the distribution parameters.

Over sea surfaces, inversions are realized from total radiances which allow a good characterisation of all the particles. In addition, it is now possible to obtain an intrinsic aerosol information without directly using models. It allows to retrieve polarization rates and, to a certain extent, total phase function. POLDER measurements allow a better characterisation of distributions and show interest, and limitations, of actual models.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université de Lille I, dirigé successivement par Messieurs les Professeurs Maurice Herman et Yves Fouquart. Je les remercie vivement de m'avoir accueillie dans leur laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement le Professeur Jean-Luc Deuzé, pour m'avoir encadrée, encouragée et soutenue durant ces quatre années. Sa disponibilité et ses nombreux conseils m'ont été d'une grande aide pour l'aboutissement de ce travail.

Je remercie sincèrement Madame le Professeur Nicole Jacquinet-Husson, de l'Université de Paris VI, et Madame le Professeur Victoria Cachorro, de l'Université de Valladolid, pour avoir accepté la lourde tâche de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Messieurs Jean-Claude Roger et Didier Tanré m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail en participant au jury d'examen: je leur exprime mes plus vifs remerciements.

Je tiens à remercier vivement Christine Deroo, Louis Gonzales, Aurélia Marchand et Françoise Hennequart pour leur aide informatique précieuse!

Je remercie très chaleureusement tous les membres du laboratoire, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et de discuter: Léliane, Andrée, Isabelle, Thierry, Isabelle, Jean-Yves, Ariane et les autres. Un grand merci à tous pour votre sympathie. 6

.

# Table des matières

A	crony	mes	11
D	éfinit	ions	13
In	trod	iction	15
1	Gér	éralités	21
	1.1	Les paramètres de Stokes	22
	1.2	Diffusion dans l'atmosphère	24
	1.3	Simulation du signal	11         13         15         21
		1.3.1 Les différentes contributions au signal	27
		1.3.2 Code de transfert radiatif des Ordres Successifs	35
	1.4	Mesures satellitaires (POLDER) et sol (REFPOL et CIMEL)	37
		1.4.1 POLDER	37
		1.4.2 REFPOL et CIMEL	43
2	Au-	dessus des terres émergées	45
	2.1	Introduction	45
	2.2	2.2 Hypothèses utilisées pour le traitement des données	
		2.2.1 Approximation de la diffusion primaire	46
		2.2.2 Découplage aérosols molécules	52

	2.3	Inversions des mesures sol avec des modèles de Junge			5
		2.3.1	Avec une longueur d'onde	. 5	5
		2.3.2	Avec deux longueurs d'onde	. 5	8
	2.4	Invers	ion des mesures avec des modèles lognormaux	. 6	1
		2.4.1	Granulométrie lognormale	. 62	2
		2.4.2	Sensibilité de l'inversion à la variation de l'indice m	. 6	5
		2.4.3	Comparaison des produits $\delta \mathbf{q}$ à 865 et 670 nm, pour approcher	$\alpha$ 79	9
		2.4.4	Sensibilité de l'inversion à la dispersion en taille $\sigma$	. 8	3
		2.4.5	$\delta \alpha$ : indicateur de la charge en aérosols $\ldots \ldots \ldots \ldots$	. 10	1
	2.5	Conclu	usion	. 108	3
3	Au-	dessus	des océans: la campagne AMT-4	11	L
	3.1	Introd	uction	. 11	L
	3.2	Préser	ntation et commentaires des mesures	. 114	ł
		3.2.1	Mesures CIMEL et REFPOL	. 11	5
		3.2.2	Mesures POLDER	. 121	L
	3.3	Comp	araison des résultats REFPOL/POLDER	. 124	F
		3.3.1	Mesures du 8 mai	. 124	F
		3.3.2	Mesures du 9 mai	. 135	5
		3.3.3	Mesures du 13 mai	. 142	2
		3.3.4	Mesures du 25 mai	. 154	F
	3.4	Conclu	1sion	. 156	3
4	Etu	des de	s mesures POLDER sur océans	161	-
	4.1	Introd	uction	. 161	_
	4.2	Etudes	s des couplages aérosols-molécules et aérosols surface	. 162	)
		4.2.1	Couplage aérosols-molécules	. 163	;
		4.2.2	Couplage aérosols-surface	. 174	F

onclusion 20			) <del>9</del>
4.5	Concl	usion	07
	4.4.2	A partir de mesures POLDER	00
	4.4.1	A partir de simulations	92
4.4	Correc	ction de la contribution de surface: signature des aérosols 1	92
	4.3.2	A partir de mesures POLDER	81
	4.3.1	A partir de simulations	76
4.3	Approximation de la valeur de $\alpha$ à partir des mesures de luminances . 176		

# Conclusion

.

### Acronymes

- POLDER: POLarization and Directionality of the Earth Reflectances
- ACE-2: 2nd Aerosols Characterisation Experiment
- INDOEX: INdian Ocean EXperiment
- AMT-4: Atlantic Meridional Transect
- SeaWiFS: Sea-viewing Wide Field of view Sensor
- WMO: World Meteorological Organization
- NDVI: Normalised Difference Vegetation Index
- OS: Code des Ordres Successifs de diffusion
- ADEOS: ADvanced Earth Observing Satellite
- LUT: Look Up Table
- AERONET: AErosols RObotic NETwork

### Définitions

- $\sigma_d$ ,  $\sigma_a$ ,  $\sigma_e$ : coefficient d'extinction, d'absorption et d'extinction (en m<sup>-1</sup>),
- $\omega_0 = \frac{\sigma_d}{\sigma_a + \sigma_d}$ : albédo de diffusion simple,
- $\delta_{\lambda} = \int_0^x \sigma_e(\lambda, x) \, dx$ : épaisseur optique à la longueur d'onde  $\lambda$ , dans une couche d'épaisseur x,
- $\alpha = -\frac{\log\left(\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}}\right)}{\log\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)}: \text{ coefficient d'Angström,}$
- $p(\theta)$  et  $q(\theta)$ : fonctions de phase totale et polarisée,  $\theta$  (ou  $\theta_d$ ): angle de diffusion,
- n(r): granulométrie, c'est-à-dire nombre de particules de rayon r par unité de volume,
- $\sigma^*$ : dispersion en taille des particules pour une granulométrie lognormale; on utilise  $\sigma = log_{10}\sigma^*$
- m: indice de réfraction de la particule,
- M: masse d'air, telle que M =  $\frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_s}$ ,
- $\phi_s, \phi_v$ : angles azimutaux, solaire et de visée,
- $-\theta_s, \theta_v$ : angles zénitaux, solaire et de visée,
- $\mu_s, \mu_v: \cos \theta_s, \cos \theta_v,$
- $\gamma$ : angle défini par la direction de visée  $\theta_v$  et la direction de réflexion spéculaire

.

Les aérosols tiennent une place importante dans l'observation et l'étude du système terre-atmosphère. En effet, lorsque nous voulons étudier la surface par le biais de mesures satellitaires, l'atmosphère constitue alors un "écran" et contamine par ses contributions les images obtenues. Le signal moléculaire, fonction de la pression atmosphérique, est bien connu grâce à la théorie de Rayleigh, et peut donc être facilement corrigé. L'effet des gaz absorbants est minimisé (quand ils ne sont pas l'objet de l'étude!) en utilisant les longueurs d'onde non contaminées par leur absorption. Par contre, les aérosols constituent une composante très variable de l'atmosphère, aussi bien spatialement que temporellement, et doivent être caractérisés au mieux pour effectuer de bonnes corrections atmosphériques lorsque l'on étudie les surfaces (couleur de l'eau, végétation, ...).

Un point plus important pour l'évolution du climat et l'avenir de notre planète est que les aérosols ont des effets direct et indirect sur le bilan radiatif terrestre. Ils absorbent et diffusent le rayonnement solaire, ce qui se traduit par une baisse de la température sous la couche d'aérosols (effet direct). Ils font également office de noyaux de condensation et participent ainsi à la formation de nuages (effet indirect) [8]. Ces deux effets modifient le bilan radiatif de la planète et sont susceptibles de contrebalancer l'effet des gaz à effet de serre. Cependant, les estimations actuelles sont encore très imprécises et constituent une incertitude majeure dans le bilan radiatif terrestre.

En effet, les caractéristiques physico-chimiques des aérosols, c'est-à-dire taille, indice de réfraction (réel ou complexe si la particule est absorbante), abondance dépendent des modes et des zones géographiques de production, de leur transport, de leur dépôt et des interactions qu'ils peuvent avoir avec les autres constituants de l'atmosphère (hydratation, agrégats, ...). Ainsi, les aérosols peuvent être d'origine naturelle ou anthropique: ces derniers représentant environ un dixième des émissions naturelles mais sont très importants par leurs propriétés radiatives du fait de leur absorption. Les océans et les déserts sont les principales sources d'origine naturelle. Du fait de l'action mécanique du vent, les particules ainsi mises en suspension dans l'air sont relativement grosses, au moins près des sources. On doit ajouter à ces aérosols d'origine naturelle ceux générés lors des feux de forêts ou des éruptions volcaniques, ces derniers se localisant dans la stratosphère. Les plus fortes éruptions (Mont S<sup>t</sup> Helens en 1981, Pinatubo en 1991) peuvent contaminer durablement la stratosphère mais les mesures que nous analyserons dans ce travail ne sont pas trop affectées (il reste le "background" du Pinatubo, qui correspond à de faibles valeurs d'épaisseurs optiques).

En ce qui concerne les aérosols d'origine anthropique, dont les quantités rejetées dans l'atmosphère augmentent de plus en plus, ils sont principalement produits lors des combustions de produits fossiles (charbon, pétrole, bois) liées aux transports, aux activités industrielles ou aux activités agricoles (déboisement, brûlis, ...). Enfin, de nombreux composés gazeux, émis de façon naturelle ou sous l'action de l'homme, participent à la formation de particules, telles que les sulfates ou les nitrates. Des tableaux plus détaillés concernant les types de particules, leurs quantités... peuvent être consultés notamment dans [33], [50].

Les aérosols, du fait de cette grande diversité dans l'origine, ont des tailles très

variables, de l'ordre de 0.005 à  $0.05\mu$ m pour le mode fin, entre 0.05 et  $1\mu$ m pour le mode d'accumulation, et enfin supérieures à  $1\mu$ m pour le mode "grossier". Notons de plus que l'humidité de l'air et l'hygroscopie des particules modifient leurs rayons.

Cette grande diversité dans l'origine, le transport, les transformations des particules explique donc la grande variabilité des aérosols, tant spatiale que temporelle. C'est pourquoi nous avons recours à des modèles d'aérosols, en particulier pour leur distribution en taille, la question importante étant celle de la représentativité de ces modèles. Ainsi, il est clair que la variété des mesures permettra d'affiner le modèle.

Pour ce faire, deux types de mesures sont envisageables:

- des mesures à l'échelle globale, avec des instruments basés sur des plate-formes satellitaires. Celles-ci sont plus adaptées pour effectuer un suivi spatial et temporel des aérosols et de leurs impacts. Ces instruments présentent une grande variété, tant dans la gamme de longueurs d'onde considérées (du visible à l'infra-rouge) que dans le type d'orbites des satellites (géostationnaire, héliosynchrone...) ou dans la résolution au sol (du mètre au kilomètre).

Ces dernières années, l'évolution des instruments embarqués a été importante: ainsi, POLDER (POLarization and Directionality of the Earth Reflectances) [12] fait partie de cette dernière génération d'instruments alliant à la fois des mesures multispectrales, multiangulaires (grâce à une matrice de détecteurs) et de polarisation. Cette dernière caractéristique de la lumière montre de plus en plus son intérêt et son importance dans la caractérisation des aérosols, surtout depuis l'espace. En effet, le signal solaire incident étant non polarisé, la réflexion de ce rayonnement sur la surface engendrant peu de polarisation (sauf dans la direction de réflexion spéculaire sur l'eau) et le sol terrestre étant nettement moins polarisant que l'atmosphère, la polarisation mesurée est donc essentiellemnt induite par l'atmosphère. La constituante moléculaire étant connue, on peut donc en déduire la composante aérosol.

- des mesures ponctuelles, avec des instruments basés au sol, sur des plateformes ballon ou avion. Celles-ci permettent des analyses complètes, donc a priori plus fines, pouvant englober des mesures de luminances, de polarisation, d'extinction du faisceau solaire (pour déterminer la quantité de particules) et éventuellement des mesures sur la nature chimique des aérosols (par prélèvement). Ces mesures sont donc bien sûr moins nombreuses et très localisées, appliquées à l'étude de certains types d'aérosols, comme les poussières (expérience HAPEX), ACE-2 (2nd Aerosols Characterisation Experiment) en 1997 aux îles Canaries ou INDOEX (INdian Ocean Experiment) en 1999.

Dans cette perspective, le LOA a développé depuis de nombreuses années plusieurs instruments.

C'est tout d'abord un radiomètre polarisé, RadiSol, mesurant depuis le sol les luminances atmosphériques dans le plan principal solaire. Cet instrument a ensuite été adapté sur ballon stratosphérique pour effectuer des mesures dans un plan horizontal (Radibal) ou verticalement vers le bas (PIRAT).

Enfin, le concept de POLDER, développé par *Deschamps & al.* [12] a permis, pour la validation des produits aérosols obtenus avec les mesures POLDER, la création d'une version aéroportée de cet instrument, parallèlement au développement de l'instrument REFPOL. Celui-ci effectue des mesures de luminances et luminances polarisées, pour un azimut relatif au soleil constant mais pour des angles de visée variant de  $+90^{\circ}$  à  $-90^{\circ}$ . Ce sont les mesures de cet instrument, conjointement à celles de POLDER, que nous utiliserons dans ce travail.

Ce travail a été effectué dans le cadre de la validation des produits (épaisseur optique et coefficient d'Angström) obtenus à partir des mesures POLDER. Cette validation nécessite également l'étude des modèles utilisés pour les inversions, dont les résultats dépendent fortement, ceci afin d'introduire éventuellement d'autres modèles, plus représentatifs.

Nous présenterons dans le premier chapitre les notions essentielles de transfert radiatif que nous avons utilisées pour effectuer ce travail, ainsi que le code de transfert radiatif des ordres successifs (OS) [15] que nous utilisons afin de simuler le signal.

Nous présentons également dans ce chapitre les caractéristiques des instruments POLDER, REFPOL et CIMEL dont nous étudierons les mesures. Nous détaillerons pour l'instrument satellitaire POLDER les algorithmes dévéloppés afin d'inverser ses mesures et obtenir les caractéristiques des aérosols.

Nous nous intéressons dans le deuxième chapitre aux résultats obtenus au-dessus des terres émergées. Nous étudierons quelques mesures réalisées depuis le sol, que nous inverserons avec différents modèles: des granulométries de Junge dont nous verrons très vite les limitations, puis avec des granulométries lognormales.

Nous étudierons la sensibilité des inversions aux paramètres indice de réfraction et dispersion de la granulométrie.

Enfin, nous verrons que, sur terres, les résultats des inversions des mesures POL-DER ne sont pas toujours réalistes (ces produits n'ont d'ailleurs pas été validés), surtout parce que la polarisation ne détecte que les plus petites particules. Par contre, le produit  $\alpha\delta$  semble représenter correctement la charge en aérosols et permet donc de bien situer les différentes zones sources.

Nous présentons dans le troisième chapitre les mesures effectuées depuis un bateau pendant la campagne AMT-4 (Atlantic Meridional Transect). Celles-ci per-

mettent d'étudier quelques cas au-dessus des océans, et de confronter les caractéristiques aérosols obtenues avec des mesures "sol" aux inversions des mesures POL-DER. Cette campagne s'est déroulée du 21 avril au 27 mai 1997, des îles Malouines à la Grande-Bretagne. Nous avons donc rencontré des aérosols de type océanique, de type désertique (au large de Dakar) et de type urbain pollué (dans la Manche).

Ceci permet de montrer sur quelques exemples la cohérence des épaisseurs optiques aérosols obtenues avec l'algorithme de traitement des données POLDER. Par contre, nous voyons clairement la difficulté de restituer les mesures directionnelles de la luminance polarisée avec des modèles monomodaux lorsqu'il s'agit de grosses particules désertiques, et que des modèles au moins bimodaux sont donc alors préférables.

Enfin, le quatrième chapitre est également consacrée à des mesures POLDER réalisées au-dessus des océans. Nous y étudions les couplages entre les aérosols et les molécules et entre les aérosols et la surface, le glitter étant une seconde source de lumière qu'il est préférable de prendre en compte dans les corrections, pour minimiser autant que possible les erreurs induites par sa présence.

Les inversions que nous avons réalisées dans les chapitres précédents étant basées sur la définition a priori de modèles, dont il est difficile d'apprécier la représentativité, nous essaierons de nous affranchir de ce choix de lois granulométriques. Nous verrons donc comment approcher la valeur du coefficient d'Angström, premier indicateur de la tailles des particules, directement à partir des mesures.

Enfin, nous verrons dans la troisième partie comment déduire directement des mesures la fonction de phase et le taux de polarisation primaires, en utilisant un modèle uniquement pour effectuer les corrections des contributions du second ordre induites par la surface. Ceci nous permet donc de retrouver notamment la signature intrinsèque des aérosols en polarisation.

# Chapitre 1

# Généralités

Afin de caractériser les aérosols, nous utiliserons des mesures, réalisées depuis le sol (avec des photomètre et radiomètre polarisé) ou depuis l'espace (instrument POLDER). Ces signaux résultent de plusieurs contributions: un signal atmosphérique dans lequel interviennent les molécules et les aérosols (on se placera en dehors des bandes d'absorption), un signal de surface qui, suivant les cas, sera l'océan (réflexion diffuse de l'eau, réflexion sur la surface: glitter) ou la surface terrestre (végétation, sable, ...).

Pour interpréter ces signaux, il faut savoir les simuler pour les comparer aux mesures; nous décrirons donc brièvement le formalisme mathématique utilisé afin de définir et simuler les différentes contributions au signal.

Nous décrirons également le code de transfert radiatif utilisé pour nos simulations ainsi que les différents instruments dont les mesures seront analysées dans la suite pour caractériser les particules. Nous commencerons par l'instrument satellitaire POLDER qui allie à la fois des mesures spectrales, directionnelles et de polarisation. Nous présenterons les principales caractéristiques de l'appareil ainsi que le principe des algorithmes développés pour traiter les données de façon opérationnelle.

Nous décrirons ensuite deux instruments utilisés depuis le sol qui nous permet-

trons de valider localement les mesures satellitaires. Il s'agit, d'une part, du photomètre manuel réalisant des mesures d'épaisseurs optiques et que nous appelerons CIMEL, du nom de la société qui le commercialise et d'autre part, d'un radiomètre polarisé, nommé REFPOL, faisant des mesures de luminance et luminance polarisée diffuses du ciel.

# 1.1 Les paramètres de Stokes

Si le rayonnement solaire incident est défini par une seule grandeur énergétique, son éclairement spectral ou intégré, il en est autrement du rayonnement réfléchi et/ou diffusé qui se polarise lors des interactions. Il est alors nécessaire d'introduire les quatre paramètres de Stokes qui caractérisent totalement le champ de rayonnement [33], [9]. Ces paramètres, qui ont la dimension d'une énergie, sont par ailleurs additifs à condition d'être définis par rapport au même système d'axes.

Considérons une onde plane, de pulsation  $\omega$ , polarisée elliptiquement et se propageant dans la direction  $\vec{k}$  (figure 1.1). Il est possible de décomposer le vecteur champ électrique la caractérisant suivant deux vecteurs orthogonaux  $\vec{l}$  et  $\vec{r}$ , perpendiculaires à la direction de propagation  $\vec{k}$ . On peut alors écrire

$$\vec{E} = a_l \, e^{i\phi_l} \, e^{i\omega t} \, \vec{l} \, + \, a_r \, e^{i\phi_r} \, e^{i\omega t} \, \vec{r} \, . \tag{1.1}$$

Les paramètres de Stokes, qui suffisent à préciser l'état de polarisation du rayonnement, sont définis par:

$$I = \overline{a_l^2 + a_r^2}$$

$$Q = \overline{a_l^2 - a_r^2}$$

$$U = 2\overline{a_l a_r \cos\delta}$$

$$V = 2\overline{a_l a_r \sin\delta}$$
(1.2)

avec  $\delta = \phi_l - \phi_r$ . Ces grandeurs sont prises en valeur moyenne sur le temps.



FIG. 1.1 – Représentation dans le trièdre  $(\vec{l}, \vec{r}, \vec{k})$  d'une onde plane.

Ces paramètres de Stokes sont reliés aux paramètres de l'ellipse (figure 1.1), de telle sorte que l'on peut écrire (pour un rayonnement totalement polarisé):

$$I^{2} = Q^{2} + U^{2} + V^{2}$$

$$tan 2\chi = \frac{U}{Q}$$

$$tan 2\beta = \frac{V}{\sqrt{Q^{2} + U^{2}}}.$$
(1.3)

I est associée à l'énergie totale transportée par l'onde, Q et U sont liés à la polarisation linéaire de l'onde et V à la polarisation circulaire.

Pour un rayonnement naturel, il n'y a aucune relation de phase entre les différents trains d'onde qui se succèdent, les valeurs moyennes de  $\cos\delta$  et  $\sin\delta$  sont donc nulles. De plus, aucune direction n'est privilégiée, c'est-à-dire  $a_l = a_r$ , ce qui donne finalement un vecteur de Stokes pour la lumière naturelle de la forme ( $I_{nat},0,0,0$ ). De plus, le sol et l'atmosphère éclairés par la lumière naturelle du soleil ne génèrent pratiquement aucune ellipticité d'où un paramètre V nul. Dans la suite, nous considérerons le rayonnement partiellement et rectilignement polarisé, il sera donc représenté par le vecteur de Stokes:

$$(I,Q,U) = (I_{nat},0,0) + (I_{pol},Q,U).$$
(1.4)

On définit alors la quantité de lumière polarisée (ou luminance polarisée) par

$$I_{pol}^2 = Q^2 + U^2 \tag{1.5}$$

et le taux de polarisation par:

$$P = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}.$$
 (1.6)

Ainsi, trois grandeurs, reliées aux paramètres de Stokes, suffisent pour définir le rayonnement:

- la luminance I

- le taux de polarisation P, qui n'est pas additif,

- l'angle  $\chi$  tel que tan $2\chi = \frac{U}{Q}$ , qui indique la direction du plan de polarisation.

# 1.2 Diffusion dans l'atmosphère

Considérons un faisceau lumineux d'éclairement E. Lors de la traversée d'un élément d'épaisseur dx, ce faisceau est attenué par diffusion. Nous écrirons:

$$dE = -\sigma_d E dx \tag{1.7}$$

avec  $\sigma_d$  le coefficient de diffusion (en m<sup>-1</sup>). On définit de même le coefficient d'absorption  $\sigma_a$  et le coefficient d'extinction  $\sigma_e = \sigma_a + \sigma_d$ . De ces paramètres se déduisent l'albédo de diffusion simple:

$$\omega_0 = \frac{\sigma_d}{\sigma_a + \sigma_d} \tag{1.8}$$

et l'épaisseur optique  $\delta$  reliée aux propriétés et à la quantité de particules (ou de molécules) dans une couche d'épaisseur x, telle que

$$\delta(\lambda) = \int_0^x \sigma_e(\lambda, x) \, dx. \tag{1.9}$$

La dépendance spectrale de l'épaisseur optique, indépendante de la concentration en particules, est souvent exprimée sous la forme:

$$\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_1}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^{-\alpha},\tag{1.10}$$

qui fait intervenir le coefficient d'Angström  $\alpha$ , paramètre qui est un premier indicateur de la taille des particules:  $\alpha$  s'étend de 0 pour les particules grosses devant la longueur d'onde (gouttelettes, aérosols sahariens) à 4 pour les molécules en prenant des valeurs intermédiaires de 0 à 2.5 pour les aérosols. Les valeurs supérieures à 2 sont cependant assez rares et correspondent à des cas bien spécifiques: aérosols stratosphériques, ou de type biomass-burning (qui sont en général absorbants).

Nous avons vu ci-dessus qu'une certaine énergie était prélevée d'un faisceau par diffusion. Cette énergie va être redistribuée dans l'espace et les caractéristiques du faisceau diffusé s'expriment à partir du faisceau incident et de la matrice de phase. Dans le cas de particules sphériques et en négligeant l'ellipticité des vibrations, les paramètres de Stokes  $(I_d, Q_d, U_d)$  du rayonnement diffusé s'écrivent:

$$\left( egin{array}{c} I_d \\ Q_d \\ U_d \end{array} 
ight) = C \left( egin{array}{cc} p( heta) & q( heta) & 0 \\ q( heta) & p( heta) & 0 \\ 0 & 0 & u( heta) \end{array} 
ight) \left( egin{array}{c} I \\ Q \\ U \\ U \end{array} 
ight)$$

avec  $C = \frac{s_d}{4\pi r^2}$ , où  $s_d$  est la section efficace moyenne de diffusion d'une particule,  $\theta$  l'angle de diffusion,  $p(\theta)$  la fonction de phase,  $q(\theta)$  la fonction de phase polarisée et  $u(\theta)$  une fonction n'intervenant que si le rayonnement incident est déjà polarisé. Les différents éléments de la matrice peuvent être calculés grâce à la théorie de Mie, qui suppose les particules sphériques. On montre alors que ces éléments dépendent de l'angle de diffusion, de l'indice de réfraction m des particules et de leur taille comparée à la longueur d'onde:  $p(\theta, m, r/\lambda)$ .

Pour déterminer les fonctions de phase d'un ensemble de particules, il faut connaître la granulométrie n(r), c'est-à-dire le nombre de particules de rayon r par unité de volume. Pour simplifier la modélisation des aérosols, différentes granulométries, plus ou moins complexes selon le nombre de paramètres introduits, ont été définies à partir d'observations in-situ. Parmi les plus courantes, nous pouvons citer:

- la loi de Junge, loi simple à un paramètre telle que  $n(r) = Cr^{-\nu}$ , la constante C étant déterminée par normalisation de n(r):  $\int_{\epsilon}^{\infty} n(r) dr = 1$ , avec  $\epsilon$  le rayon minimum, proche de 0. Le paramètre  $\nu$ , ou pente de la distribution (le graphe de n(r) tracé en fonction de r dans une double échelle logarithmique est une droite), est relié à la taille moyenne des particules, d'autant plus importante que la pente  $\nu$  est faible. On montre plus précisément que  $\nu$  est relié au coefficient d'Angström par la relation  $\alpha = \nu - 3$  (si  $\epsilon \ll 1$ ), et que la matrice de diffusion de telles granulométries est quasiment indépendante de la longueur d'onde à condition que  $\epsilon$  soit suffisamment petit,
- la loi lognormale [11], plus réaliste que la précédente et définie par:

$$n(r) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}r \ln\sigma^*} exp\left[-\left(\frac{\ln\frac{r}{r_m}}{\ln\sigma^*\sqrt{2}}\right)^2\right]$$
(1.11)

avec  $r_m$ : le rayon modal, correspondant au maximum de n(r) tel que ln  $r_m = \int_0^\infty$ lnr n(r) dr,

 $\sigma^*$ : la variance, qui traduit la dispersion en taille des particules (nous utilisons par la suite  $\sigma$ , qui vaut  $\sigma = log_{10}\sigma^*$ ),

N: le nombre total de particules par unité de volume.

Il est possible d'obtenir des granulométries multimodales en combinant plusieurs lois lognormales entre elles, avec des pourcentages différents selon l'importance de chaque mode. Il en est ainsi pour les modèles développés par Shettle and Fenn [47], G.A. d'Almeida [10], pour ceux utilisés par Gordon [23] dans le traitement des mesures SeaWiFS (Sea-viewing Wide Field of view Sensor) ou enfin pour ceux développés par la WMO (World Meteorological Organization). Plusieurs types de granulométries ont ainsi été obtenues à partir d'observations in-situ et qualifiées de type rural, urbain, maritime, troposphérique, stratosphérique, volcanique...

La granulométrie lognormale présente l'avantage d'avoir n(r) qui tend vers 0 lorsque r tend vers 0, ce qui n'est pas le cas de la loi de Junge simple (avec  $\epsilon$  proche de 0).

Les propriétés des lois lognormales en fonction par exemple de  $\sigma^*$ ,  $r_m$  ou  $\alpha$  sont étudiées plus en détail dans la section 2.4.1 puisque nous utiliserons principalement ce type de granulométries. Nous utiliserons dans une moindre mesure les lois de Junge dont nous verrons très rapidement les limitations.

# **1.3 Simulation du signal**

### 1.3.1 Les différentes contributions au signal

Pour étudier les aérosols, ou tout autre constituant de l'atmosphère, il faut pouvoir simuler avec précision le signal total résultant de toutes les interactions terreocéan-atmosphère. Nous décrirons donc la diffusion par les molécules et les aérosols de l'atmosphère, la contribution de l'eau avec le glitter et les réflectances de l'eau et de l'écume, et celle du sol. Dans la suite de ce travail, nous utiliserons exclusivement la luminance normalisée L<sup>\*</sup>, définie comme suit:

$$L^*(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) = \frac{\pi}{E_s(\lambda)} L(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v)$$
(1.12)

avec  $L(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v)$  la luminance émergeant,  $E_s(\lambda)$  l'éclairement solaire hors atmosphère,  $\phi_s$  et  $\phi_v$  ( $\theta_s$  et  $\theta_v$ ) les angles azimutaux (et zénithaux) solaire et de visée. L'intérêt de cette luminance normalisée est de pouvoir comparer les mesures ou les simulations à différentes longueurs d'onde tout en s'affranchissant de la variation spectrale de  $E_s(\lambda)$  et de la largeur des filtres. Nous la nommerons simplement par la suite luminance ou L (de même avec la luminance polarisée).

## • Atmosphère

La diffusion moléculaire est aisément calculée grâce à la théorie de Rayleigh qui explicite la fonction de phase et la fonction de phase polarisée des molécules [7]:

$$p_m(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)$$

$$q_m(\theta) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta)$$
(1.13)

avec  $\theta$  l'angle de diffusion. Comme nous le verrons plus loin, une approximation de la diffusion primaire permet d'écrire la luminance primaire normalisée due à la diffusion moléculaire sous la forme:

$$L_{mol}(\theta) = \frac{\delta_m p_m(\theta)}{4\mu_v} \tag{1.14}$$

avec  $\mu_v = \cos\theta_v$  et  $\delta_m$  l'épaisseur optique. On écrira de même la luminance polarisée en remplaçant  $p_m(\theta)$  par  $q_m(\theta)$ . La variation de  $\delta_m$  étant proportionnelle à  $\lambda^{-4}$ , nous constatons, grâce à la formule 1.14, que la contribution moléculaire sera particulièrement forte aux plus courtes longueurs d'onde.

#### • Océans

Au-dessus de l'océan, une partie importante du faisceau solaire est réfléchie par la surface des vagues séparant l'air de l'eau: c'est le phénomène du glitter qui a été modélisé par *Cox et Munk* [1], [2]. A partir d'observations photographiques, ils ont ajusté la fonction de distribution de pentes de vagues, dont l'expression gaussienne est:

$$p^* = \frac{1}{\pi\sigma^2} exp\left(-\frac{tan\theta_n^2}{\sigma^2}\right) \tag{1.15}$$

avec  $\sigma^2 = 0.00512$  v + 0.003, v étant la vitesse du vent (en m/s) et  $\theta_n$  l'angle d'inclinaion de la vague par rapport à l'horizontale (figure 1.2).



FIG. 1.2 – Réflexion spéculaire.

On en déduit la réflectance du glitter  $\rho_g$ , dépendante de p<sup>\*</sup> et de la réflexion spéculaire du rayonnement sur la surface, qui suit les lois de Fresnel:

$$\rho_g = \frac{p^* \pi R(\omega)}{4 \cos^4 \theta_n \, \mu_s \, \mu_v},\tag{1.16}$$

avec  $R(\omega)$  le coefficient de réflexion de la lumière naturelle, qui dépend de l'angle d'incidence  $\omega$  (par rapport à la normale de la vague, cf la figure 1.2) et de l'indice de réfraction du milieu (voisin de 1.33 pour l'eau). On tiendra compte de la polarisation de la surface en introduisant dans l'expression 1.16 la matrice de Fresnel à la place du coefficient de réflexion en énergie  $R(\omega)$ .

Différentes indicatrices du glitter sont tracées sur la figure 1.3: nous observons clairement que plus le vent est faible, plus l'indicatrice est pointue et la lumière réfléchie intense dans la direction spéculaire. Inversement, plus la vitesse du vent augmente et plus la tâche du glitter est étalée géométriquement: même si sa réflectance est alors plus faible, les directions contaminées seront à rejeter lors de l'étude des aérosols.

Notons par ailleurs que, pour une vitesse de vent donnée, l'extension angulaire et l'intensité du glitter dépendent fortement de l'angle d'incidence solaire qui intervient dans l'expression de  $R(\omega)$ .



FIG. 1.3 – Indicatrices de la réflectance du glitter pour différentes vitesses du vent, dans le plan principal solaire et pour  $\theta_s = 40^{\circ}$ .

La réflectance propre de l'eau provient essentiellement de la diffusion de l'eau et des contributions du phytoplancton et de la chlorophylle (eaux profondes du cas I de *Morel*, [40]) et des matières minérales ou organiques en suspension (eaux du cas II). Elle dépend donc de la concentration en chlorophylle et varie avec la longueur d'onde (figure 1.4). Nous la supposons lambertienne et non polarisée. On voit que la réflectance diffuse de l'eau, pour les eaux océaniques non côtières du cas I, est surtout importante dans les canaux de courtes longueurs d'onde. Pour les canaux du proche infrarouge, elle est négligeable, ce qui justifie l'utilisation de ces canaux dans l'étude des aérosols au-dessus des océans.

Nous considérons également que la réflectance de l'écume est lambertienne, non polarisée et spectralement neutre [18], même si des résultats récents semblent indiquer une diminution de  $\rho_{ecume}$  dans le proche infra-rouge [18]. Sa contribution est calculée d'après le modèle de Koepke [30] et s'écrit :

$$\rho_{ecume} = 0.22W \tag{1.17}$$

où W =  $2.95.10^{-6}$  .v<sup>3.52</sup> est la proportion de surface couverte par l'écume et v la vitesse de vent (en m/s). Notons que ce modèle est cependant peu précis et ne donne qu'un ordre de grandeur de  $\rho_{ecume}$ .



FIG. 1.4 – Réflectance de l'eau en fonction de la longueur d'onde, pour différentes concentrations en chlorophylle: 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3, 10 et 30 mg/m<sup>3</sup> de la courbe 1 à la courbe 7 (Morel, [39]).

#### • Terres

La réflectance des sols présente une extrême variabilité, spatialement bien sûr (différents types de sols et de couverts en fonction des zones géographiques) mais aussi temporellement (évolution de la végétation, neige, ...) et spectralement (valeurs et évolution spectrale différente pour la végétation, le sable, ...). Des études et des modèles ont été développés [45], [46], [24] mais les propriétés directionnelles sont encore mal définies. Par ailleurs, les réflectances sont en général très supérieures à la contribution des aérosols (sauf par exemple dans le cas de la végétation pour des longueurs d'onde dans le bleu et le rouge): c'est pourquoi il est fort difficile d'extraire le signal utile aérosols au-dessus des terres. Les résultats étant très différents suivant qu'il s'agit de végétation ou de sols nus, on introduit le NDVI (Normalised Difference Vegetation Index), calculé à partir des luminances à 865 et 670 nm et qui permet une première classification. Il est défini par:

$$NDVI = \frac{L_{670} - L_{865}}{L_{670} + L_{865}}.$$
(1.18)

Ainsi, la végétation dense aura un NDVI élevé, alors que le sable ou les nuages

Généralités

auront un NDVI faible.

Par contre, des mesures ont montré que la contribution du sol est, comparativement au signal aérosol, plus faible en luminance polarisée qu'en luminance totale et également moins variable spatialement (pour les surfaces de même type). Ceci a été d'abord observé avec la version aéroportée de POLDER au cours de la première campagne de mesures en juin 1991, au-dessus du site de La Crau [27]: une même scène est nettement moins contrastée en luminance polarisée qu'en luminance. Sur une scène, on observe que les champs, clairement identifiables en luminance, ne sont plus discernables en luminance polarisée. C'est à partir de ces observations que l'algorithme de suivi des aérosols sur terre à l'aide des mesures POLDER a été bâti en utilisant les luminances polarisées et en introduisant des réflectances polarisées de surfaces déduites de modélisation [41]. En effet, même si la contribution du sol est comparativement plus faible en polarisation qu'en luminance, elle doit toutefois être prise en compte dans les algorithmes d'inversion. Lorsqu'il y aura peu d'aérosols, leur signal en polarisation sera évidemment faible, mais ceci se produit également lorsque les aérosols sont gros (en dehors des arcs comme par exemple les gouttelettes d'eau à l'angle de diffusion 140°) ou non sphériques [38], [35], [49]. Par contre, certains types de sol, en particulier désertiques, présentent des polarisations assez fortes, en tout cas supérieures à celles de la végétation au-dessus de laquelle avaient été faites les premières observations aéroportées POLDER.

Une difficulté supplémentaire vient du fait que les contributions sol et atmosphère ont des variations directionnelles assez proches et des niveaux, pour les aérosols seuls comparativement au sol, parfois très proches. Par exemple, la simulation avec les modèles de sol utilisés dans la chaîne de traitement des mesures POLDER nous donne un maximum de luminance polarisée de sol  $\mu_v L_{pol}^{sol} = 0.003$  au-dessus d'un sol couvert de végétation, pour un angle de diffusion  $\theta_d = 100^\circ$  (cet exemple provient des résultats de la chaîne pour le 10 novembre 1996, pixels situés au-dessus de l'Inde et illustré sur la figure 2.36). Le signal aérosol  $(\mu_v L_{pol}^{aer})$  vaut alors également 0.003 et a pour valeur maximale 0.005 (pour  $\theta_d = 85^\circ$ ), si l'on considère  $\delta_{865} = 0.15$ ,  $\alpha =$ 1.42 et m = 1.40.

La diversité des sols se traduit donc par un nombre croissant de modèles représentatifs. Au départ, seuls deux modèles étaient considérés dans l'algorithme. Ceux-ci, caractérisant les sols nus désertiques et les couverts végétaux, ont été respectivement développés par *Bréon et al* [6], [46] et *Rondeaux et Herman* [44]. Le modèle de Bréon pour les sols désertiques s'écrit sous la forme:

$$L_{pol}^{sol}(\theta_s, \theta_v, \phi) = \frac{R_p(\omega)}{4\cos\theta_v}$$
(1.19)

et celui de Rondeaux:

$$L_{pol}^{sol}(\theta_s, \theta_v, \phi) = \frac{R_p(\omega)}{4\left(1 + \frac{\cos\theta_v}{\cos\theta_s}\right)}$$
(1.20)

si l'on suppose une distribution isotropique des feuilles du couvert végétal.  $\phi$  est l'angle azimutal relatif et  $R_p(\omega)$  le coefficient de réflexion de Fresnel pour la luminance polarisée, qui dépend de l'indice de réfraction de la surface réfléchissante et de l'angle d'incidence  $\omega$  défini sur la figure 1.2. Pour un NDVI supérieur à 0.3, le modèle retenu était celui de la végétation, pour un NDVI inférieur à 0.1, le modèle était alors celui du sol nu et les modèles intermédiaires étaient obtenus par interpolation entre les deux cas extrêmes.

Par la suite, une amélioration importante a été apportée à l'algorithme POLDER en affinant les modèles de sol à partir des observations satellitaires elles-mêmes. Onze modèles ont été définis à partir de la classification IGBP (International Geosphere-Biosphere Programme) et du NDVI par *Bréon & Nadal* [41]. La variabilité spatiale et temporelle des réflectances polarisées des sols, et donc la complexité à définir des modèles suffisamment précis explique en partie la difficulté à étudier les aérosols au-dessus des terres.

Une autre difficulté est liée au choix des modèles d'aérosols introduits dans l'algorithme d'où l'intérêt des mesures sol afin de valider ces modèles.

Depuis le sol, la modélisation du signal polarisé est simplifiée puisqu'on s'affranchit de la nature du sol et de l'imprécision dans la simulation de sa polarisation. C'est pourquoi, lorsque nous simulerons des signaux dans cette géométrie descendante, comparables aux mesures REFPOL, nous ne prendrons en compte aucun modèle de sol en polarisation. Par contre, l'effet du sol est plus fort en luminance, en particulier lorsque le sol est bien éclairé c'est-à-dire pour des soleils hauts sur l'horizon: nous la prendrons donc en compte dans nos simulations.

Un autre intérêt de la polarisation, qu'ont montré par exemple Mishchenko [36], Eiden [16], Bréon [3], consiste dans la possibilité de déterminer l'indice de réfraction des aérosols. En effet, pour des particules de même coefficient d'Angström, assez élevé pour être suffisamment polarisantes, les fonctions de phase polarisées ont des allures directionnelles très comparables entre 50° et 110°, indépendamment de l'indice de réfraction. Par contre, vers l'avant et surtout vers l'arrière en rétrodiffusion (angles souvent accessibles depuis satellite), ces fonctions de phase polarisées présentent des arcs ou non suivant l'indice, arcs d'autant plus marqués que les particules sont grosses, et se distinguent ainsi nettement les unes des autres. C'est pourquoi dans les algorithmes, une indication de l'indice de réfraction est faite grâce aux mesures de polarisation (ce produit n'a pas été validé). Notons toutefois que des arcs très prononcés ne semblent pas observés avec POLDER, pour de grosses particules telles que les aérosols sahariens. Théoriquement, ces arcs n'apparaissent que pour les particules sphériques: ceci se conçoit pour les gouttelettes d'eau et a été observé sur les nuages [21], [42], mais pas pour des particules solides comme les aérosols sahariens, qui s'écartent fortement du modèle sphérique.

Comme nous le verrons dans le chapitre 2, nous essaierons également avec les mesures sol de déterminer l'indice de réfraction, mais de telles mesures permettent rarement d'atteindre les angles suffisamment grands (nous sommes souvent confrontés aux problèmes des nuages à l'horizon, d'obstacles tels que cimes des arbres, ...) et nous ne disposons pas de validations (prélèvements).

## 1.3.2 Code de transfert radiatif des Ordres Successifs

Le code des Ordres Successifs de diffusion, développé au laboratoire par *Deuzé et al.* [15], permet de calculer les paramètres de Stokes du rayonnement diffusé par le système surface-atmosphère, en fonction des paramètres aérosols et des conditions aux limites (terre ou mer). Dans ce code, l'atmosphère est découpée en n couches de même épaisseur optique, supposées planes et parallèles. Les paramètres calculés sont solutions de l'équation de transfert radiatif, qui s'écrit sous forme matricielle:

$$\mu \frac{\partial \tilde{L}_d(\delta, \mu, \phi)}{\partial \delta} = \tilde{L}_d(\delta, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \tilde{P}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \exp\left(\frac{\delta}{\mu_s}\right) \tilde{E}_s - \frac{\omega_0}{4\pi} \int \int_{4\pi} \tilde{P}(\mu, \phi, \mu', \phi') \tilde{L}_d(\delta, \mu', \phi') d\mu' d\phi'$$
(1.21)

avec  $\tilde{P}(\mu, \phi, \mu, \phi)$  la matrice de phase du mélange des particules et des molécules,  $\tilde{L}_d(\delta, \mu, \phi)$  la luminance diffuse et  $\tilde{E}_s$  le rayonnement solaire hors atmosphère.

A l'ordre 0, aucune diffusion n'est considérée et la luminance correspond au rayonnement solaire incident atténué par la traversée de l'atmosphère:

$$\tilde{L}^{ordre0} = \begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} exp\left(\frac{\delta}{\mu_s}\right)\delta(\mu - \mu_s)\delta(\phi - \phi_s), \qquad (1.22)$$

avec  $\delta(\mu - \mu_s)$  et  $\delta(\phi - \phi_s)$  les fonctions de Dirac pour les cosinus des angles zénitaux et azimuthaux.

A l'ordre 1 (diffusion primaire), les photons diffusés une seule fois par l'atmosphère sont ceux issus du faisceau solaire atténué. On écrit alors, pour la diffusion primaire montante, à la profondeur optique  $\delta$ :

$$\tilde{L}^{ordrel} = \frac{\omega_0}{4\pi} \tilde{P}(\mu, \phi, \mu_s, \phi_s) \cdot \begin{pmatrix} E_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \left[ 1 - exp\left[ -\delta\left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}\right) \right] \right].$$
(1.23)

Cette luminance d'ordre 1 est de même la fonction source de la luminance d'ordre 2, et ainsi de suite tel que finalement

$$\tilde{L} = \sum_{ordre\ 0}^{\infty} \tilde{L}^{ordre\ i},\tag{1.24}$$

sommation que l'on stoppe lorsque les diffusions d'ordre i contribuent de façon négligeable au signal total.

Dans ces calculs, afin de séparer les dépendances azimutale et zénithale, la matrice de phase est décomposée en fonctions généralisés de Legendre, et les paramètres de Stokes  $(I_s, Q_s, U_s)$  calculés sont développés en série de Fourier suivant l'azimut. La recombinaison de (I,Q) pour un azimut relatif donné est obtenue par:

$$(I,Q)_{(\delta,\mu,\phi)} = \sum_{s=0}^{\infty} (2-\delta_{0s}) (I_s,Q_s)_{(\delta,\mu)} \cos\left[s(\phi-\phi_0)\right], \qquad (1.25)$$

avec  $\delta_{0s}$ : fonction de Dirac, celle de U s'obtient grâce à une expression similaire, en remplaçant le cosinus par un sinus et  $(I_s, Q_s)$  par  $U_s$ .
# 1.4 Mesures satellitaires (POLDER) et sol (REF-POL et CIMEL)

Dans ce travail, nous utiliserons les mesures de l'instrument satellitaire POL-DER et des instruments au sol REFPOL et CIMEL. Nous allons donc dans la partie suivante présenter leurs spécificités techniques et détailler les deux algorithmes d'inversion des mesures POLDER, sur terre et sur mer, qui permettent d'accéder aux grandeurs géophysiques.

#### 1.4.1 POLDER

Le radiomètre POLDER a été embarqué sur la plate-forme japonaise ADEOS (ADvanced Earth Observing Satellite) en août 1996. Les données ont été acquises d'octobre 1996 à juin 1997, soit 8 mois de données [12]. Le satellite était à une altitude d'environ 800 km, sur une orbite héliosynchrone polaire (inclinaison de  $98,6^{\circ}$ ) et avec une résolution au sol de  $6 \times 7$  km<sup>2</sup>.

L'instrument se compose de trois parties principales:

- une optique télécentrique à large champ de vue, avec une ouverture de +/- 43°
  le long de la trace et de +/- 51° perpendiculairement à la trace, qui permet de traverser les filtres et polariseurs en incidence normale,
- une matrice CCD de 242\*274 pixels. Elle permet l'observation d'un même point de la surface sous plusieurs angles lors du passage du satellite (jusque 14 angles), ce qui donne accès à des informations sur les propriétés directionnelles de la cible, telles que les BRDF et les BPDF (Bidirectional Reflectance and Polarization Distribution Functions),
- une roue porte-filtres située devant le détecteur et munie de 16 orifices, dont un servant d'obturateur pour effectuer le zéro optique. Trois des canaux (443,

670, 865 nm) sont équipés chacun de trois polariseurs, placés à 60° les uns des autres. Outre l'analyse des aérosols, POLDER a pour objectifs l'analyse des nuages, de la vapeur d'eau, du bilan radiatif terrestre, de la couleur de l'océan et de la couverture végétale. Les caractéristiques de chaque canal, ainsi que les objectifs mission s'y rattachant sont résumés dans le tableau 1.1.

Il n'est pas prévu de dispositif d'étalonnage à bord du satellite, celui-ci a donc été tout d'abord réalisé avant le vol puis contrôlé en vol, par comparaison à des cibles terrestres dont les caractéristiques sont connues (sable, diffusion moléculaire, glitter) [25].

Longueur d'onde	Bande passante	Polarisation	Mission principale
(nm)	(nm)		
443	20	oui	couleur de l'océan, aérosols,
443	20	non	bilan radiatif terrestre (BRT)
490	20	non	couleur de l'océan
565	20	non	couleur de l'océan
670	20	oui	végétation, aérosols, BRT
763	10	non	nuages
765	40	non	aérosols, nuages
865	40	oui	végétation, aérosols, BRT
910	20	non	vapeur d'eau

TAB. 1.1 – Bandes spectrales de POLDER et objectifs mission.

Afin d'accéder aux différents produits géophysiques (présentés de façon journalière, décadaire ou mensuelle), le CNES (Centre Nationale d'Etudes Spatiales) a mis en place des chaînes de traitement et des algorithmes, basés sur des comparaisons entre mesures et simulations, ont été développés dans différents laboratoires, dont le LOA. Que ce soit sur terre comme sur mer, les mesures POLDER sont transformées en luminance et luminance polarisée et relocalisées géographiquement. La correction de l'absorption gazeuse ( $O_3$  et  $H_2O$ ) est réalisée dans les canaux affectés, de même pour la contribution des aérosols stratosphériques [31], [32]. Un filtre nuage [4], basé sur un seuil et un calcul de variance locale en luminance, permet de ne retenir que les pixels clairs. Les mesures restantes et ainsi corrigées sont alors moyennées sur  $3\times3$  pixels (le superpixel), soit environ  $20\times20$  km<sup>2</sup>: on estime en effet que, loin des sources d'émission, les aérosols sont répartis de façon homogène sur une telle surface. Ces superpixels permettent ainsi de diminuer par 9 les temps de calcul et d'atténuer les bruits radiométriques.

Nous présenterons ici les deux algorithmes concernant les aérosols, en distinguant le traitement des mesures au-dessus des terres et au-dessus des mers.

#### Sur terre

La base actuelle comporte 36 modèles lognormaux de dispersion  $\sigma = 0.375$ , c'està-dire 12 granulométries dont les coefficients d'Angström sont compris entre 0.3 et 2.5, pour les 3 indices de réfraction m=1.33, 1.40 et 1.50. Contrairement à la base de modèles utilisée pour les mesures sur mer, il n'y a pas d'interpolation entre les différents coefficients d'Angström.

Cet algorithme est basé sur les mesures de lumière polarisée et utilise la luminance polarisée affectée d'un signe plutôt que les paramètres de Stokes. De plus, du fait des grosses incertitudes qui subsistent quant à la modélisation du sol et les modèles d'aérosols utilisés, les calculs des diffusions atmosphériques n'ont pas été faits en diffusions multiples. Un calcul rigoureux serait d'ailleurs très lourd puisqu'il faudrait introduire les différents types de sol, d'aérosols et tenir compte de l'altitude du pixel.

Le signal polarisé mesuré au niveau du satellite est la somme de trois contribu-

tions: celle du sol, des molécules et des aérosols. Nous pouvons donc écrire, pour chaque canal polarisé:

$$L_{pol}^{mes}(\lambda,\theta) = L_{pol}^{surf} e^{-M.\delta_m} + \frac{\delta_m q_m(\theta)}{4\mu_v} + \frac{\delta_a q_a(\lambda,\theta)}{4\mu_v} e^{-M.\delta_m}$$
(1.26)

avec  $M = \frac{1}{\mu_v} + \frac{1}{\mu_s}$ . Sous cette forme, le signal est linéarisé en épaisseur optique aérosol, ce qui simplifie l'inversion. Notons que l'altitude du pixel intervient dans l'épaisseur optique moléculaire.

Le principe de l'algorithme consiste à choisir un modèle de surface (adapté au type de sol rencontré) puis, pour chaque modèle d'aérosol, à simuler le signal total pour chaque longueur d'onde, en augmentant progressivement l'épaisseur optique aérosol à 865 nm: le signal simulé est alors comparé aux mesures. Le modèle d'aérosol (caractérisé par son coefficient d'Angström) et l'épaisseur optique retenus sont ceux qui donnent l'écart minimum. Au départ, les trois canaux polarisés (443, 670 et 865 nm) étaient utilisés mais très vite, les mesures du canal 443 nm ont été éliminées des calculs car leurs simulations n'étaient pas assez précises et l'étalonnage pas assez bon. Par exemple, si on considère un signal de luminance polarisée voisine de 0.05 (avec une contribution aérosols d'environ 0.01), une erreur de 5% sur l'étalonnage absolu entraîne une erreur de 25% sur le signal aérosol après correction du moléculaire. De plus, pour utiliser ce canal par la suite, il faudra traiter la composante moléculaire en diffusions multiples et en tenant compte de l'altitude des pixels considérés. En effet, la variation de l'épaisseur optique moléculaire étant proportionnelle à  $\lambda^{-4}$ , et celles des aérosols à  $\lambda^{-\alpha}$ , le signal aérosol est donc faible comparé à celui des molécules pour les courtes longueurs d'onde.

#### <u>Sur mer</u>

Au départ, 12 modèles de Junge étaient considérés, soient 3 indices de réfraction (m=1.33, 1.40 et 1.50) et 4 coefficients d'Angström pour chaque indice ( $\alpha$ =0, 0.3, 0.8 et 1.4). La base actuelle est plus étendue, et comporte des granulométries lognormales, avec une variance  $\sigma = 0.375$  et les rayons modaux sont ajustés de façon à ce que les coefficients d'Angström aient pour valeurs  $\alpha = 0, 0.3, 0.8$  et 1.4 pour les trois indices de réfraction m = 1.33, 1.40 et 1.50. Les coefficients d'Angström choisis de cette manière sont donc indépendants de l'indice de réfraction. Il y a également quelques modèles SeaWiFS et WMO, pour lesquels les coefficients d'Angström sont discrétisés (et sur lesquels une interpolation n'est pas effectuée).

Les inversions sont réalisées à partir des luminances dans les canaux 865 et 670 nm: la contribution de la réflectance propre de l'eau de mer dans ces canaux est alors négligeable (pour les eaux profondes) et la contribution des molécules est minimisée par rapport à celle des aérosols.

La modélisation est ici mieux maîtrisée que sur terre et on peut espérer des résultats plus précis. C'est pourquoi les signaux sont calculés en diffusions multiples en utilisant toute la géométrie d'observation, à savoir  $\theta_s$ ,  $\theta_v$  et l'azimut relatif  $\phi$ . Ceci est nécessaire car la surface océanique constitue une seconde source de rayonnement et le signal mesuré ne dépend plus uniquement de l'angle de diffusion comme pour l'atmosphère seule (au premier ordre).

La zone contaminée par le glitter, dans laquelle nous ne pouvons pas obtenir d'information aérosols car la contribution du glitter est bien trop forte, est éliminée grâce à un masque. Celui-ci est défini à partir du modèle de glitter, qui dépend de la vitesse du vent, donnée exogène fournie par MétéoFrance. Par contre, il faut tenir compte de la diffusion dans l'atmosphère du faisceau réfléchi et de la réflexion sur l'océan de la lumière descendante diffusée dans l'atmosphère. Ce phénomène dépendant peu de la vitesse du vent, celle-ci a été fixée à 5m/s dans les simulations.

Le principe de l'algorithme consiste à comparer les mesures aux luminances tabulées dans les LUT (Look Up Table) afin de déterminer les caractéristiques aérosols  $(\alpha, \delta, m)$  qui restituent au mieux les mesures de luminances à 865 et 670 nm et de luminances polarisées à 865 nm. Les simulations sont réalisées pour chaque modèle d'aérosols (de type lognormal comme sur terre), avec quatre épaisseurs optiques différentes à 865 nm: 0.075, 0.15, 0.3, 0.6 et pour le moléculaire. L'algorithme ajuste tout d'abord par interpolation la valeur de  $\alpha$  pour respecter au mieux la variation spectrale de luminance entre 865 et 670 nm, l'indice de réfraction m étant arbitrairement fixé à 1.40. Connaissant  $\alpha$ , l'épaisseur optique est évaluée pour les trois valeurs de m afin de restituer la luminance à 865 nm. Le modèle choisi est celui qui donne l'écart minimum entre mesures et restitutions, en calculant cet écart  $\Delta$  avec les paramètres de Stokes tel que:

$$\Delta = \sqrt{\Delta L_{865}^2 + \Delta L_{670}^2 + \Delta Q_{865}^2 + \Delta U_{865}^2},$$
  
avec  $\Delta L_{\lambda}^2 = \sum_i \left( L_{\lambda}^{mes,i} - L_{\lambda}^{sim,i} \right)^2,$  (1.27)

i représentant chacune des directions de visée hors glitter.

L'algorithme nous donne donc en sortie  $\alpha, \delta$  et m. Une validation satisfaisante de ces produits a été obtenue par comparaison à des mesures réalisées avec les instruments CIMEL automatiques du réseau AERONET (AErosol RObotic NETwork) [28]. Elles ont montré que le coefficient d'Angström obtenu à partir des mesures POLDER était légèrement sous-estimé, alors que les épaisseurs optiques étaient correctement restituées [22].

L'indice de réfraction n'a pas pu être validé (cela aurait nécessité par exemple des prélèvements lors des campagnes de mesures). De plus, les valeurs trouvées par l'algorithme sont parfois peu crédibles. Une analyse des luminances polarisées montre alors que celles-ci, contrairement aux luminances, sont mal restituées. Ceci nous conduit à mettre en doute les modèles monomodaux, peut-être trop simplistes, et à envisager l'utilisation de modèles multimodaux, plus réalistes. Quelques modèles de ce type existent dans la base actuelle, ce sont les modèles SeaWiFS et WMO. Cependant, ils ne donnent que très rarement des écarts par rapport aux mesures inférieurs à ceux obtenus avec les modèles lognormaux. Peut-être cela vient-il du fait que leurs coefficients d'Angström sont discrétisés et qu'on ne pratique pas d'interpolations entre les modèles: pour chacune des valeurs de  $\alpha$ , l'algorithme adapte juste l'épaisseur optique au mieux puis calcule les écarts entre les grandeurs simulées et mesurées.

## 1.4.2 **REFPOL** et CIMEL

La validation des produits POLDER, sur terre comme sur mer, a été faite à l'aide des photomètres du réseau AERONET, instruments situés sur les différents continents et sur des îles; la plupart de ces instruments sont non polarisés. Pour notre analyse des algorithmes et des produits POLDER, nous utiliserons deux instruments pour réaliser des mesures depuis le sol: le photopolarimètre REFPOL, développé au LOA et le photomètre CIMEL (dans sa version manuelle).

L'instrument REFPOL permet d'obtenir des mesures de luminance et luminance polarisée diffuses de l'atmosphère, mesures que nous effectuerons surtout dans le plan principal solaire (PPS), par commodité expérimentale et afin d'accéder à une plage maximale d'angles de diffusion  $\theta_d$ . Dans le PPS, on a directement  $\theta_d = \theta_v + \theta_s$ ,  $\theta_v$  étant négatif lorsque l'appareil vise dans le demi-espace contenant le soleil et positif pour l'autre demi-espace. L'appareil possède quatre canaux polarisés dont les longueurs d'onde sont 443, 665 et 865 nm, avec une bande passante de 40 nm et 1610 nm avec bande passante de 100 nm. Le polariseur tourne par pas de 45° devant les détecteurs. Trois mesures permettent ainsi d'obtenir la luminance totale I<sub>tot</sub>, la luminance polarisée I<sub>pol</sub> et l'angle de polarisation  $\chi$  tels que:

$$I_{tot} = I_1 + I_3$$
  
$$I_{pol} = \sqrt{2} \sqrt{(I_1 - I_2)^2 + (I_2 - I_3)^2}$$

$$\tan(2\chi) = \frac{I_3 - I_1}{2I_2 - I_1 - I_3}.$$
 (1.28)

L'étalonnage est réalisé au laboratoire, en énergie devant une sphère dont la luminance est donnée par le constructeur et en polarisation, par transmission grâce à une boîte polarisante constituée de deux lames. Cependant, l'incertitude sur la luminance de la sphère (entre 3 et 5%) et les incertitudes, entre 0 et 3%, dues aux filtres du REFPOL (évolution due à leur vieillissement) ne nous permettent pas d'avoir un étalonnage de REFPOL aussi performant qu'on le désirerait. L'erreur sur l'étalonnage est ainsi estimée entre 5 et 10%.

Le photomètre CIMEL permet d'obtenir l'épaisseur optique, par visée directe du soleil. Du signal  $S(\lambda)$  mesuré pour chaque longueur d'onde, on déduit l'épaisseur optique  $\delta^{totale}$ :

$$\delta^{totale} = \frac{\ln S_0(\lambda) - \ln S(\lambda)}{M_s},\tag{1.29}$$

avec  $S_0(\lambda)$  les coefficients d'étalonnage pour chaque canal et  $M_s$  la masse d'air, telle que  $M_s = \frac{1}{\mu_s}$ . L'appareil est muni de quatre canaux (443, 665, 870 et 1020 nm) mais nous n'utiliserons que les trois premiers (les mesures du canal 1020 nm nécessitent une correction en température). L'étalonnage est réalisé par la méthode de Bouguer-Langley qui, par extrapolation des mesures réalisées sur une journée stable, nous donne  $S_0$ , correspondant au signal pour une masse d'air nulle. Cette méthode suppose que la nature et la quantité d'aérosols ne varient pas pendant les mesures. Le CIMEL a également été inter-étalonné avec des CIMEL automatiques.

# Chapitre 2

# Au-dessus des terres émergées

# 2.1 Introduction

Comme nous l'avons déjà signalé, l'étude des aérosols au-dessus des terres émergées est particulièrement compliquée par la présence du sol. Pour atténuer cette difficulté, les caractéristiques aérosols sont donc déduites des mesures de polarisation car le sol a une contribution comparativement moins forte, mais cependant non négligeable, qu'en luminance. La contribution du sol (en réflectance ou réflectance polarisée) étant très variable, tant spatialement que temporellement et spectralement, sa modélisation est très complexe et encore mal connue. De ce fait, les simulations dans l'algorithme de traitement des mesures POLDER sont faites de façon approchée en diffusion primaire: nous étudierons dans la deuxième partie de ce chapitre les erreurs introduites par ces simplifications, ceci en fonction de l'épaisseur optique ou du modèle d'aérosols.

Nous vérifierons également la validité de l'hypothèse qui consiste à supposer que le découplage aérosol-molécules est négligeable, au moins dans les canaux infrarouge, hypothèse que l'on fait lorsqu'on écrit que le signal total atmosphérique est juste la somme du signal moléculaire et du signal aérosol. Dans ce chapitre, nous utilisons des mesures d'épaisseurs optiques et de lumière diffuse faites depuis le sol, afin de nous affranchir de la contribution polarisée de la surface. Nous inverserons dans la troisième partie ces mesures, d'abord avec des modéles de Junge mais nous verrons que de telles granulométries ne permettent pas la restitution correcte des signaux. Nous les inverserons donc dans la quatrième partie avec des modèles lognormaux. Nous verrons qu'il est très difficile de choisir des modèles représentatifs car la fonction de phase polarisée est sensible aux paramètres indice de réfraction et variance  $\sigma$  de la granulométrie. Les produits ( $\alpha$  et  $\delta$ ) obtenus grâce aux mesures POLDER sur terres n'ayant pas été validés, nous verrons cependant que le produit  $\alpha\delta$  semble lui beaucoup plus cohérent et peut être considéré comme un bon indicateur de la charge en aérosols.

# 2.2 Hypothèses utilisées pour le traitement des données

Les modélisations réalisées dans le cadre des inversions des données POLDER ou des données sol prennent en compte deux hypothèses dont nous allons vérifier dans ce paragraphe la validité et les limitations.

## 2.2.1 Approximation de la diffusion primaire

La première hypothèse porte sur une approximation déduite de l'expression de la diffusion primaire. La luminance (ou luminance polarisée) primaire qui émerge au sommet de l'atmosphère s'écrit:

$$L^{\uparrow}(\delta,\theta_s,\phi_s,\theta_v,\phi_v) = E_s \frac{\omega_o}{4\pi} p(\theta_s,\phi_s,\theta_v,\phi_v) \left(1 - e^{-\delta\left(\frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v}\right)}\right), \qquad (2.1)$$

avec  $E_s$ : l'éclairement solaire hors atmosphère,

 $\omega_{\circ}$ : l'albédo de diffusion,

 $p(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)$ : la fonction de phase moyenne du mélange molécules - aérosols,  $\mu_s, \mu_v$ : cosinus des angles solaire et de visée.

Cette expression peut être simplifiée, en supposant les termes des exponentielle petits, et on peut alors écrire la luminance normalisée (ou la luminance polarisée normalisée) sous la forme:

$$L^{aer}(\theta) = \frac{\omega_{\circ} \delta^{aer} p^{aer}(\theta)}{4\mu_{v}}.$$
(2.2)

La linéarité de cette formulation entraîne bien sûr une plus grande simplicité des inversions. De plus, le signal ne dépend plus que de l'angle de diffusion  $\theta_d$  et, en mettant un pas assez serré sur cet angle lors des calculs des signaux (1° dans la chaîne de traitement des données), on peut s'affranchir des interpolations angulaires qui sont très lourdes en temps de calcul. Enfin, un calcul exact des modélisations nécessite de créer des tableaux en épaisseurs optiques et de considérer différentes altitudes pour la contribution moléculaire et différentes polarisations de sol selon le lieu géographique: les temps de calcul sont donc plus longs puisqu'il y a plus d'interpolations à réaliser et les tableaux prennent beaucoup plus de place mémoire.

Notons que l'étude qui suit ne portera que sur les longueurs d'onde 865 et 670 nm car, du fait des nombreuses diffusions multiples et de la nécessité d'avoir un très bon étalonnage, il est difficile d'utiliser le canal 443nm.

Pour étudier la validité de l'expression approchée 2.2, nous avons simulé la luminance polarisée descendante des aérosols seuls (puisqu'elle constitue le signal utile auquel nous nous intéressons), en modifiant plusieurs paramètres afin de rendre compte de la variabilité naturelle des aérosols. Ainsi, sur les figures 2.1 sont tracés



FIG. 2.1 – Rapports des luminances polarisées descendantes calculées exactement et à partir de l'expression approchée 2.2, m=1.33, 865 et 670 nm.

les rapports de la luminance polarisée descendante en diffusions multiples à la luminance polarisée descendante calculée d'après l'expression 2.2, à 865 et 670 nm, pour deux modèles ( $\alpha$ =1.98, 1.08) d'indice réel m=1.33 et pour 3 épaisseurs optiques:  $\delta_{865}$ =0.05, 0.15, 0.30, l'angle zénital solaire vaut 40° et les résultats sont présentés dans le plan principal solaire. Nous avons choisi ces valeurs d'épaisseurs optiques, de coefficients d'Angström et d'angles solaires car elles correspondent aux observations et aux mesures que nous avons faites sur Lille au début de 1997 et dont nous allons nous servir par la suite.

On observe en toute logique que l'écart entre diffusions multiples et primaire est plus grand lorsque l'épaisseur optique augmente et pour le canal 670 nm (puisque  $\delta_{670}^{aer}$  est supérieure à  $\delta_{865}^{aer}$ , les diffusions multiples sont donc plus nombreuses). On remarque également que le type de modèle a un impact non négligeable sur la validité de l'hypothèse: l'écart est plus grand lorsque le coefficient d'Angström est grand (ex: à 865 nm, pour  $\delta=0.3$ , l'écart pour  $\theta_d = 90^\circ$  vaut environ 10% pour  $\alpha = 1.98$ , cet écart diminue jusque 5% pour le même angle de diffusion lorsque  $\alpha = 1.08$ ). Ceci s'explique par le fait que les gros aérosols (c'est-à-dire  $\alpha$  petit) diffusent plus



FIG. 2.2 – Comparaison des luminances polarisées exactes et approximées pour trois épaisseurs optiques, 865 nm,  $\theta_s = 40^{\circ}$ .

vers l'avant que les petits aérosols, ce qui génère moins de diffusions d'ordre élevé: l'approximation de la diffusion primaire est alors meilleure pour ce type d'aérosols.

On constate enfin que l'effet directionnel peut également être relativement important: lorsque  $\theta_d$  est inférieur à 10° (les valeurs des luminances polarisées sont alors très faibles) et supérieur à 110° ( $\theta_v$  est supérieur à 70°), l'écart relatif augmente de façon significative. Par exemple, pour  $\alpha=1.98$ ,  $\delta_{865}=0.3$ , l'erreur commise sur la valeur de l'épaisseur optique serait de l'ordre de  $\frac{\Delta\delta}{\delta}=11\%$ , vers  $\theta_d = 110^\circ$ . Cependant, nous n'utiliserons pas les mesures réalisées à ces angles, trop proches de la direction solaire ( $\theta_d$  inférieur à 10°) ou correspondant à des incidences rasantes ( $\theta_v$  supérieur à 70°).

Sur les figures 2.3 sont tracées les luminances polarisées en " $\delta$ q" en fonction des luminances polarisées simulées en diffusions multiples, à 865 et 670 nm, pour trois épaisseurs optiques, pour un modèle ( $\alpha$ =1.98) et deux géométries différentes:  $\theta_s =$ 40° et 65°. On vérifie bien que la géométrie a un impact et que l'écart entre les deux simulations augmente pour  $\theta_s = 65^\circ$ , puisque le chemin parcouru dans l'atmosphère est plus grand, les chances pour les photons de diffuser augmentent donc. Cet impact n'est cependant significatif que pour des épaisseurs optiques moyennes et élevées (supérieures à 0.15).

Les précédentes simulations ont été réalisées en luminance polarisée descendante, mais les résultats en luminance polarisée montante sont à peu près équivalents. On vérifie sur la figure 2.4, qui représente les rapports des luminances polarisées calculées en diffusions multiples et approximées, que l'écart augmente avec l'épaisseur optique et pour des angles de diffusion supérieurs à 160° et inférieurs à 70° (c'est-à-dire  $\theta_v$ supérieur à 70°).

Par contre, le type de modèles a un impact moins flagrant en luminance polarisée montante car les rapports sont à peu près les mêmes, contrairement à ce qu'on a pu observer sur la figure 2.1 en luminance polarisée descendante. Les simulations de la figure 2.4 sont faites pour deux modèles différents:  $\alpha=1.98$  et 1.08, et une réflectance polarisée de sol nulle.

On observe donc sur tous ces exemples une dégradation de l'approximation de la diffusion primaire lorsque les diffusions multiples sont plus nombreuses, ce qui se produit lorsque l'épaisseur optique et/ou l'angle solaire augmentent. Cette hypothèse n'est donc correcte que pour des épaisseurs optiques faibles, de l'ordre de  $\delta_{865}^{aer} = 0.05$  à 0.1, valeurs qui sont souvent dépassées sur terres émergées et qui correspondent généralement aux cas les plus intéressants. De plus, nous n'avons pas pris en compte les molécules, il faut donc ajouter aux épaisseurs optiques des aérosols les épaisseurs optiques moléculaires (0.016 à 865 nm et 0.042 à 670 nm). Etant données les précisions des mesures POLDER (incertitude de 2.10<sup>-3</sup> pour un niveau de réflectance de 1.0) et le fait que la chaîne utilise les moyennes sur 3×3 pixels, ce qui diminue le bruit des mesures d'un facteur 3, les écarts observés en simulation sont donc bien trop forts et, malgré les problèmes de temps de calcul que nous avons précédemment cités, il semblerait plus juste d'utiliser les diffusions multiples. Ceci



FIG. 2.3 – Luminance polarisée approximée (en " $\delta q$ ") en fonction de la luminance polarisée exacte,  $\alpha = 1.98$ ,  $\theta_s = 40^\circ$  et 65° (simulations réalisées dans le plan principal solaire).



FIG. 2.4 – Rapports des luminances polarisées montantes exactes et approximées pour deux granulométries lognormales,  $\alpha = 1.08$  et 1.98 et trois épaisseurs optiques.

sera fait partiellement dans le prochain algorithme, puisque le signal moléculaire déduit des mesures sera calculé en diffusions multiples.

# 2.2.2 Découplage aérosols molécules

La deuxième hypothèse concerne le découplage aérosols-molécules que l'on néglige lorsqu'on écrit  $L_{pol}^{total} = L_{pol}^{aer} + L_{pol}^{mol}$ . Il s'agit donc de vérifier que ce terme est effectivement négligeable quelque soit le type, la quantité d'aérosol et la géométrie solaire. Sur la figure 2.5, nous avons porté en ordonnée la différence entre la luminance polarisée du mélange et la luminance polarisée du moléculaire, et en abscisse, la luminance polarisée des aérosols seuls (simulations faites en diffusions multiples): ceci met en évidence que ce terme de couplage a une très faible contribution, même pour  $\delta_{865} = 0.3$  (les mêmes simulations ont été faites pour  $\theta_s = 65^\circ$  et cette conclusion reste valable). Par exemple, l'écart entre la luminance polarisée des aérosols et la luminance polarisée de la différence n'atteint 0.001, valeur comparable au bruit radiométrique, que pour les grands angles de visée ( $\theta_v$  supérieur à 80°).



FIG. 2.5 – Différence  $\Delta L$  entre la luminance polarisée du mélange (molécules et aérosols) et la luminance polarisée du moléculaire en fonction de la luminance polarisée des aérosols seuls, 865 nm.

Pour les autres angles de diffusion et les épaisseurs optiques inférieures à 0.3, l'écart est largement inférieur. (figure 2.6)

L'écart s'accentue à 670 nm, du fait de l'augmentation de l'épaisseur optique (moléculaire et aérosol) mais reste inférieur à 0.001 pour  $\delta_{865}=0.15$ . Pour  $\delta_{865}=0.3$ , cet écart est de l'ordre de 0.001, ce qui représente 4% d'erreur relative pour  $\theta_d = 50^\circ$ , soit approximativement une erreur sur l'épaisseur optique  $\Delta\delta$  à 670nm de l'ordre de 0.02, et augmente jusque environ 15% pour  $\theta_d = 100^\circ$ , soit  $\Delta\delta=0.075$  (pour ce modèle,  $\delta_{670} = 0.5$ ).

Nous avons ensuite étudié l'effet du modèle d'aérosols sur le terme de couplage (figure 2.7). Nous constatons que l'écart diminue très légèrement lorsque  $\alpha$  diminue: cet effet, très faible à 865 nm, est manifeste à 670 nm. En fait, la variation spectrale de l'épaisseur optique entre 865 et 670 est plus forte pour les petites particules ce qui implique une forte augmentation de l'épaisseur optique aérosol à 670 nm (voir



FIG. 2.6 – Luminance polarisée des aérosols seuls comparée à la luminance polarisée de la différence  $(L_{pol}^{melange} - L_{pol}^{mol}), \alpha = 1.98, pour différentes épaisseurs optiques \delta_{865}$ .

$lpha_{865/670}$	$\delta_{670}$
1.98	0.50
1.45	0.43
1.08	0.40

TAB. 2.1 – Epaisseurs optiques à 670 nm, pour différents modèles lognormaux et  $\delta_{865}=0.3$ .

le tableau 2.1) et donc plus de couplages.

L'écart étant cependant inférieur à 0.001 (sauf pour des grands angles de visée), nous pouvons considérer que le type de modèle a un effet négligeable sur le couplage.

Nous pouvons ainsi conclure que négliger le terme de couplage aérosols-molécules dans ces deux canaux est une bonne approximation, sauf pour des cas extrêmes où  $\delta_{aer}$  est très élevée (ex:  $\delta_{670}=0.5$ , cf figure 2.7). Notons que ces résultats seraient modifiés dans le canal 443 nm où l'impact des molécules est très supérieur à celui des aérosols.



FIG. 2.7 – Luminance polarisée des aérosols seuls comparée à la luminance polarisée de la différence ( $L_{pol}^{melange}$  -  $L_{pol}^{mol}$ ), pour différents modèles,  $\delta_{865} = 0.30$ .

# 2.3 Inversions des mesures sol avec des modèles de Junge

## 2.3.1 Avec une longueur d'onde

Avec un seul canal, les grandeurs géophysiques que l'on peut obtenir sont limitées puisqu'il faut se fixer un modèle moyen (granulométrie, indice) pour obtenir l'épaisseur optique.

Par exemple, sur mer, *Husar et al.* [29] ont inversé les mesures de luminance du capteur AVHRR à 630 nm. La contribution de la surface étant très faible et stable pour ce canal (hors glitter), ils ont obtenu des cartes d'épaisseurs optiques, en se fixant un modèle moyen de Junge, de pente 3.5, d'indice m=1.50. Ces cartes sont cependant intéressantes puisqu'elles montrent bien les gros évènements de poussière au large de l'Afrique, de l'Inde,... mais il semble bien sûr peu probable que tous les aérosols rencontrés aient une granulométrie de ce type.

Pour traiter les mesures POLDER, nous avons par contre choisi de créer une base de plusieurs modèles (il s'agissait initialement de granulométries de Junge), qui permet d'être plus réaliste que le choix d'un seul modèle moyen. Ceci se justifie également par le fait que les fonctions de phase polarisées des aérosols présentent une plus forte variabilité que les fonctions de phase. En particulier, elles peuvent être positives ou négatives suivant la direction d'observation.

Sur terre, le problème est beaucoup plus complexe en luminance, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, du fait de la forte contribution du sol et de sa grande variabilité spatiale, spectrale et saisonnière. Nous allons donc par la suite déterminer  $\alpha$  et  $\delta$  grâce aux mesures sol de polarisation et vérifier la restitution correspondante en luminance.

Pour illustrer la difficulté de choisir parmi plusieurs modèles celui qui restitue nos mesures, avec un seul canal, considérons une mesure REFPOL du 10 mars 1997, 10h24 à 865 nm (figure 2.8). Si on utilise la base de modèles initialement prévue et constituée de 12 modèles de Junge (m=1.33, 1.40, 1.50 et 4 pentes:  $\alpha$ =0.5, 1.0, 1.5, 2.0), on voit bien qu'en faisant varier  $\delta$  de 0.08 à 0.26, selon l'indice de réfraction et le modèle, on arrive à restituer correctement cette mesure avec plusieurs modèles. Le choix du modèle pourrait être fait grâce à un calcul d'écarts mais ceux-ci sont vraiment très faibles et peu dispersés (tableau 2.2): étant données les incertitudes radiométriques de notre instrument, il semble donc difficile de choisir un modèle plutôt qu'un autre sans information supplémentaire, ce qui sera fait dans le paragraphe suivant où sont introduites les mesures à 670nm.

Notons que les simulations sont réalisées en diffusion primaire, d'une part car il ne s'agit ici que d'avoir une idée de la plage dans laquelle l'épaisseur optique peut varier, d'autre part parce que la quantité d'aérosols est relativement faible  $(\delta_{865}=0.09).$ 

On peut également remarquer que la variation de  $\delta$  entre ces différentes simulations dépend beaucoup plus du coefficient d'Angström que de l'indice. Ceci vient du fait que les fonctions de phase polarisées sont assez semblables pour une valeur



FIG. 2.8 – Comparaisons des mesures (Lille, 10 mars 1997, 10h24) et de simulations pour différents modèles. On a porté la luminance polarisée à 865 nm, multipliée par le cosinus de l'angle de visée, en fonction de l'angle de diffusion, ceci dans le plan principal solaire.

m	1.33				1.40		1.50			
α	1	1.5	2.0	1	1.5	2.0	1	1.5	2.0	
$\delta_{865}$	0.23	0.13	0.08	0.25	0.13	0.08	0.26	0.14	0.08	
$\Delta L_{pol} (.10^{-4})$	1.2	0.56	0.47	0.72	0.4	0.49	0.83	0.38	0.59	

TAB. 2.2 – Epaisseurs optiques à 865 nm, pour différents modèles de Junge

de  $\alpha$  donnée, indépendamment de m, sauf en rétrodiffusion.

De plus, on constate que les signaux sont difficilement différenciables pour  $\theta_d$ compris entre 60° et 120°, mais pour  $\theta_d$  supérieur à 120°, on voit bien que l'effet de l'indice sur la polarisation est important. L'influence de l'indice est donc faible sur l'épaisseur optique mais nous essaierons de le déterminer en considérant la rétrodiffusion.

## 2.3.2 Avec deux longueurs d'onde

Nous allons encore nous intéresser ici aux mesures REFPOL du 10 mars 1997, journée intéressante puisque le modèle d'aérosols change légèrement au cours de la journée. La figure 2.9 illustre cette variation: tandis que l'épaisseur optique augmente fortement (de 0.09 à 0.3 à 865nm), le coefficient d'Angström diminue, traduisant une légère augmentation de la taille des aérosols. L'algorithme utilisé ici pour les mesures sol est semblable à l'algorithme POLDER, qui consiste à adapter l'épaisseur optique pour chaque modèle et retenir celui présentant l'écart minimum à la mesure.



FIG. 2.9 – Epaisseurs optiques et coefficients d'Angström mesurés le 10 mars 97 (CIMEL)



FIG. 2.10 – Mesures et simulations à 865 nm, modèle de Junge ( $\alpha = 2.0, \delta = 0.09$ ), 10 mars 1997, 10h24.

A 10h24, le CIMEL indique une épaisseur optique à 865 nm égale à 0.09 et un coefficient d'Angström de 1.7 et nous avons trouvé un modèle parmi la base qui restitue correctement la mesure polarisée, avec  $\delta_{cimel}$ ,  $\alpha=2$  et m=1.33 (figure 2.10) (Etant données les faibles valeurs des épaisseurs optiques, l'incertitude sur le coefficient d'Angström  $\Delta \alpha$  est relativement élevée, de l'ordre de 0.7 si l'on suppose une incertitude sur l'épaisseur optique de 0.01). Quant à la restitution en luminance, elle est correcte si on prend une réflectance de sol  $\rho_{sol}^{865}=0.3$ , valeur correspondant à la région où prédomine la végétation.

Par contre, à 670 nm, et pour ce même modèle, la luminance est bien retrouvée mais la luminance polariseée restituée est beaucoup plus forte que celle mesurée (figure 2.11): la dépendance spectrale de l'aérosol rencontré n'est pas respectée en polarisation avec des modèles de Junge dont les fonctions de phase polarisées sont indépendantes de la longueur d'onde. De plus, on se doute qu'il existe une infinité de granulométries donnant le même coefficient d'Angström entre 865 et 670 nm. Or, nous avons pris ici le modèle le plus simple, alors que les granulométries peuvent présenter plusieurs modes.



FIG. 2.11 – Mesures (10 mars 1997, 10h24) et simulations à 670 nm, même modèle que précédemment.

Si nous nous intéressons maintenant à la mesure de 15h11 ( $\delta_{865}^{cimel} = 0.3, \alpha^{cimel} =$  1.4) à 865 nm (figure 2.12), nous voyons qu'aucun modèle, quelque soit l'indice de réfraction, ne restitue le signal avec l'épaisseur optique CIMEL. On voit bien que les résultats seraient améliorés en utilisant une valeur intermédiaire de  $\alpha$  entre 1.0 et 1.5. Toutefois, la directionnalité de la mesure ne serait pas bien respectée car on observe un léger décalage des simulations vers les grands angles de diffusion.

Ces deux derniers exemples nous amènent, pour les inversions que nous réaliserons par la suite, à utiliser des granulométries lognormales avec un pas plus serré sur le coefficient d'Angström, comme dans l'algorithme opérationnel POLDER avec les deux longueurs d'onde et en supposant l'épaisseur optique inconnue (principe similaire à l'inversion des données satellitaires). Ces granulométries, dont les fonctions de phase polarisées dépendent de la longueur d'onde, sont plus réalistes que les lois de Junge, en particulier pour les petites valeurs de rayon. En effet, de nombreuses mesures [26] ont montré que les granulométries sont souvent bien représentées à l'aide de lois lognormales, y compris les granulométries multimodales, qui ne seront pas introduites ici car, comme nous le montrerons plus tard, c'est le mode de petites



FIG. 2.12 – Mesures et simulations à 865 nm, modèles de Junge ( $\alpha = 1.0$  et 1.5),  $\delta_{865} = 0.3$ , 10 mars 1997, 15h11.

particules qui génère principalement la polarisation.

# 2.4 Inversion des mesures avec des modèles lognormaux

Le but des inversions que nous allons réaliser avec les mesures sol est de trouver un modèle, parmi ceux de la base que nous avons définie, qui restitue les mesures avec une épaisseur optique et un coefficient d'Angström qui seront comparés à ceux mesurés avec le CIMEL. Avant d'aborder ce point, nous allons présenter les lois lognormales que nous avons définies pour la base, puis nous allons vérifier la validité de l'algorithme en l'appliquant à des simulations faisant office de mesures. Ceci nous permettra d'étudier la sensibilité de l'inversion à la variation de l'indice de réfraction puis à celle de la variance  $\sigma$ . Enfin, pour conclure, nous verrons que, même si les modèles obtenus lors des inversions sont parfois peu satisfaisants, le produit  $\alpha\delta$  reste cependant un bon indicateur de la charge en aérosols.

### 2.4.1 Granulométrie lognormale

La granulométrie lognormale est définie par deux paramètres, ce qui la rend plus réaliste car elle tient compte de la taille  $r_m$  et de la variance  $\sigma$  (elle a été définie page 26, équation 1.11).

On montre que les paramètres effectifs de diffusion d'une telle granulométrie sont donnés par les relations 2.3 ci-dessous [26]. Ces paramètres, en particulier le rayon effectif  $r_{eff}$ , rendent mieux compte des propriétés de diffusion des particules puisque celles-ci diffusent proportionnellement à leur section efficace, d'où l'intérêt d'une pondération en  $r^2n(r)$  plutôt qu'en n(r).

$$r_{eff} = r_m e^{2.5 * ln^2 \sigma^*} = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) r \, dr}{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) \, dr},$$
  

$$v_{eff} = e^{ln^2 \sigma^*} - 1 = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) \, (r - r_{eff})^2 dr}{r_{eff}^2 \int_0^\infty \pi r^2 n(r) \, dr}.$$
(2.3)

La figure 2.13 nous montre l'influence de  $r_m$  sur le coefficient d'Angström, pour différents indices de réfraction. On constate que  $\alpha$  dépend fortement de  $r_m$  sauf pour les plus fortes valeurs ( $r_m$  supérieur à 0.20  $\mu$ m),  $\alpha$  variant alors autour de 0. Cela signifie que la taille des particules est grande par rapport à  $\lambda$ , quelque soit  $\lambda$ , et qu'il n'y aura pas de variation spectrale du signal.

On remarque que l'indice a une influence assez limitée sur  $\alpha$ , pour  $r_m$  fixé: en fait, pour les lois de Junge, nous avons vu que  $\alpha$  était égal à  $\nu$  - 3 et donc indépendant de l'indice de réfraction.

Les figures 2.14 mettent en évidence l'impact de l'absorption (indice imaginaire) sur le coefficient d'Angström, en fonction de la taille des particules. On constate une forte influence de l'absorption sur les très petites particules ( $r_m$  inférieur à  $0.01\mu$ m), les coefficients  $\alpha_{diff}$  et  $\alpha_{ext}$  se différenciant alors nettement (partie gauche de la figure 2.14).

Pour les plus grosses particules (vers  $\alpha=0$ ), les deux coefficients d'Angström restent voisins, ce qui est logique puisque les coefficients d'extinction tendent, lorsque



FIG. 2.13 – Influence du rayon modal sur le coefficient d'Angström, pour différents indices de réfraction, et un écart-type  $\sigma = 0.375$ .



FIG. 2.14 – Influence de la partie imaginaire de l'indice sur le coefficient d'Angström pour m=1.43-0.003i (figure de gauche). Albédos de diffusion pour des indices complexes (figure de droite). La dispersion est caractérisée par  $\sigma$ =0.375.

le rayon des particules augmente, vers 2 sans absorption, vers 1 avec absorption, mais indépendamment de la longueur d'onde. Leur rapport spectral reste donc voisin de 1 d'où un coefficient d'Angström (d'extinction ou de diffusion) proche de 0 [48]. On peut donc dire que les coefficients  $\alpha_{diff}$  et  $\alpha_{ext}$  restent voisins, avec ou sans absorption, l'effet de l'absorption se faisant surtout sur le niveau du signal diffusé, proportionnel à  $\delta_{ext}$  sans absorption et à  $\omega_0 \delta_{ext} = \delta_{diff}$  avec absorption.

Nous avons représenté l'albédo de diffusion  $\omega_0$  en fonction de  $\log(r_m)$  pour des indices de réfraction imaginaires (partie droite de la figure 2.14: l'indice 1.43 - 0.003i correspond à des particules de type sulfates et l'indice 1.53 - 0.008i à des particules désertiques). L'albédo diminue sensiblement pour les plus grosses particules (ceci est dû à la longueur des trajets dans la particule) et très fortement pour les petites particules. Celles-ci, même en faible quantité relative dans un mélange, auront donc un impact important sur la quantité de rayonnement renvoyée ou transmise.

Ces remarques sont importantes lorsqu'on cherche à comparer les épaisseurs optiques obtenues à partir de mesures d'extinction ou de luminances diffuses. En effet, un photomètre, tel que le CIMEL, nous donne directement accès à l'épaisseur optique totale ou d'extinction ( $\delta_{ext}$ ) alors que les radiomètres REFPOL ou POLDER nous donnent une grandeur reliée à l'épaisseur optique de diffusion:  $\delta_{diff} = \omega_0 \delta_{ext}$ . Tant que les coefficients d'Angström ont des valeurs comprises entre 0 et 2.5, la même granulométrie, avec ou sans absorption, nous donnera la même dépendance spectrale. Par contre, l'épaisseur optique sera sous-estimée par les radiomètres (environ 20%, au maximum, dans les conditions de la figure 2.14.)

Enfin, nous avons tracé sur la figure 2.15 le coefficient d'Angström en fonction de  $r_m$  pour différentes valeurs de  $\sigma$ . Nous constatons qu'à  $r_m$  constant, le coefficient d'Angström augmente lorsque la dispersion  $\sigma$  diminue, ce qui favorise les plus petites particules (le rayon effectif  $r_{eff}$  diminue avec la variance, d'après l'équation2.3).



FIG. 2.15 – Coefficients d'Angström pour différentes variances  $\sigma$ , m=1.50.

Par la suite, nous fixerons  $\sigma$  à 0.375, qui est intermédiaire entre les valeurs prises pour les modes des granulométries WMO et SeaWiFS ( $\sigma=0.35$  et 0.40) et le seul paramètre variable sera le rayon  $r_m$ , c'est-à-dire  $r_{eff}$ .

La base que nous avons définie est donc composée de 15 granulométries lognormales, pour six indices différents (1.33, 1.40, 1.43-0.0035i, 1.45, 1.50, 1.53-0.008i),  $\sigma$ =0.375 et  $r_m$  variant entre 0.01  $\mu$ m et 0.25  $\mu$ m, ce qui correspond à une variation de  $\alpha$  entre 2.32 et -0.09, couvrant ainsi largement la gamme des coefficients d'Angström rencontrés lors des mesures. On comprend toutefois que la simple valeur de  $\alpha$  ne peut pas traduire l'extrême variabilité des granulométries présentes dans la nature, certaines situations seront donc difficiles à interpréter avec une telle base monomodale.

## 2.4.2 Sensibilité de l'inversion à la variation de l'indice m.

## • Inversion: description et application à des simulations

L'algorithme que nous avons développé pour inverser les luminances descendantes utilise des tableaux qui contiennent les simulations en diffusions multiples pour tous les modèles de la base, pour  $\delta$ =0.05 à 0.30 par pas de 0.05, ce pas étant suffisamment fin pour considérer la luminance linéaire sur cet intervalle d'épaisseur optique et pour 6 valeurs de  $\theta_s$  (de 40° à 65°, angles proches de nos observations). Pour chaque modèle, on fait une interpolation sur  $\delta$  par pas de 0.01, on calcule l'écart entre simulations et mesures pour les deux longueurs d'onde, en luminance polarisée, et on conserve l'écart quadratique minimum, avec l'épaisseur optique correspondante. L'écart quadratique minimum est défini par l'expression suivante:

$$E = \sqrt{\sum_{\lambda=1}^{2} \frac{\sum_{i=1}^{N} \left( L_{mes,i}^{pol} - L_{sim,i}^{pol}(\alpha) \right)^{2}}{2 \times N}},$$
(2.4)

les calculs étant faits pour les deux longueurs d'onde 865 et 670nm et N représentant le nombre d'observations directionnelles, celles-ci étant limitées entre 40° et 140°, pour correspondre à la plage d'angles de diffusion des mesures que nous étudierons par la suite.

Nous allons d'abord tester l'algorithme en utilisant un modèle qui appartient à la base. Nous avons simulé un signal descendant en  $\mu_v Lpol$  pour l'indice 1.50,  $\theta_s = 55^\circ$ ,  $\alpha = 1.8$  et deux épaisseurs optiques:  $\delta_{865} = 0.05$  ( $\delta_{670} = 0.08$ ) et  $\delta_{865} = 0.15$  ( $\delta_{670} = 0.24$ ).

Sur les figures 2.16 sont tracés les écarts minimums en fonction du coefficient d'Angström, pour les 6 indices de la base. Le tableau 2.3 résume les caractéristiques du modèle présentant l'écart minimum, pour chaque indice.

Pour les deux épaisseurs optiques, on constate que le meilleur modèle correspond bien au modèle utilisé pour simuler le signal descendant. On peut cependant remarquer sur les figures 2.16 que la distinction de l'indice et du modèle est plus nette pour une épaisseur optique élevée. En fait, il est clair que, quand l'épaisseur optique tend vers 0, tous les modèles conviennent. Il sera donc difficile d'inverser les mesures lorsque les charges en aérosols seront faibles, d'autant plus que même pour le modèle exact introduit, il existe un résidu qui correspond au bruit d'interpolation (qui pourrait être réduit en diminuant le pas  $\Delta\delta$  entre chaque simulation).



FIG. 2.16 – Ecarts minimums entre "mesures" et simulations pour les 6 indices de réfraction, les "mesures" correspondant à un modèle appartenant à la base,  $\alpha = 1.8$ ,  $\delta_{865}=0.05$  et 0.15.

	$\alpha = 1.8,  \delta_{865} = 0.05,  \delta_{670} = 0.08,  m = 1.50$						$\alpha = 1.8,  \delta_{865} = 0.15,  \delta_{670} = 0.24,  m = 1.5$					
indice	150	145	143	140	133	1.53	150	143	153	145	140	1.33
α	1.80	1.66	1.66	1.53	1.63	1.74	1.80	1.66	1.74	1.66	1.72	1.81
$\delta_{865}$	0.05	0.06	0.06	0.07	0.10	0.06	0.15	0.17	0.17	0.18	0.16	0.14
$\delta_{670}$	0.08	0.09	0.09	0.10	0.15	0.09	0.24	0.26	0.27	0.28	0.25	0.22

TAB. 2.3 – Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour des "mesures" telles que  $\alpha = 1.8$ ,  $\delta_{865} = 0.05$  et 0.15 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la "mesure"). Le modèle inversé appartient à la base.

Notons également que la plage limitée d'angles de diffusion ne favorise pas la discrimination de l'indice et que le coefficient d'Angström étant élevé, les fonctions de phase polarisées de telles granulométries sont de toute façon voisines directionnellement quelque soit l'indice, même en rétrodiffusion. Compte tenu de la valeur du résidu (entre  $0.5.10^{-4}$  et  $2.10^{-4}$ ) et de l'incertitude élevée des mesures REFPOL, il sera donc difficile de fixer un test sur l'écart pour choisir l'indice, ceci d'autant plus que l'épaisseur optique sera faible.

On constate enfin (tableau 2.3) que les indices voisins de 1.50 restituent assez bien les mesures et les caractéristiques des particules ( $\alpha$  et  $\delta$ ), surtout pour  $\delta=0.15$ , l'inversion étant alors moins affectée par la discrétisation en épaisseur optique que lorsque  $\delta=0.05$ .

Simulons maintenant un signal descendant avec deux modèles n'appartenant pas à la base, c'est-à-dire pour des granulométries lognormales, de variance  $\sigma = 0.375$ mais dont les coefficients d'Angström ne correspondent pas à ceux de la base, et qui valent 1.7 et 0.55.

Les écarts minimums en fonction des modèles, pour chaque indice, sont tracés sur les figures 2.17; les caractéristiques des meilleurs modèles sont notées dans les tableaux 2.4 ( $\alpha$ =1.7) et 2.5 ( $\alpha$ =0.55).

	$\alpha = 1.7, \ \delta_{865} = 0.05, \ \delta_{670} = 0.077$							$\alpha = 1.7, \ \delta_{865} = 0.15, \ \delta_{670} = 0.23$					
indice	145	150	143	133	153	1.40	153	145	150	143	140	1.33	
α	1.66	1.8	2.03	1.81	1.74	1.53	1.74	1.66	1.8	1.66	1.72	1.63	
$\delta_{865}$	0.05	0.04	0.03	0.04	0.05	0.06	0.14	0.15	0.13	0.14	0.13	0.15	
$\delta_{670}$	0.08	0.06	0.05	0.06	0.08	0.09	0.22	0.23	0.21	0.22	0.20	0.23	

TAB. 2.4 – Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour  $\alpha = 1.7$ ,  $\delta_{865} = 0.05$  et 0.15 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la "mesure")



FIG. 2.17 – Ecarts minimums entre "mesures" et simulations, les "mesures" sont simulées avec 2 modèles n'appartenant pas à la base. Figures du haut pour de petites particules ( $\alpha$ =1.7) et deux épaisseurs optiques,  $\delta$ =0.05 (à gauche) et  $\delta$ =0.15 (à droite). Figures du bas pour de grosses particules ( $\alpha$ =0.55)

	α=	$0.55,  \delta_{80}$	$_{65} = 0.05$	5, $\delta_{670} = 0$	0.06	$\alpha = 0.55, \ \delta_{865} = 0.15, \ \delta_{670} = 0.17$					
indice	153	150	145	143	140	150	153	143	145	140	1.33
α	0.42	0.46	0.36	0.38	0.28	0.46	0.42	0.38	0.52	0.43	0.25
$\delta_{865}$	0.04	0.04	0.03	0.05	0.03	0.12	0.12	0.14	0.21	0.14	0.12
$\delta_{670}$	0.045	0.045	0.033	0.055	0.032	0.13	0.13	0.15	0.24	0.16	0.13

TAB. 2.5 – Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour  $\alpha = 0.55$ ,  $\delta_{865} = 0.05$  et 0.15 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la "mesure"

Sur les figures, on remarque que, comme précédemment, le choix de l'indice et du modèle est moins net lorsque l'épaisseur optique est faible. Pour  $\alpha=1.7$  et  $\delta_{865}=0.15$ , ce choix sur l'indice reste difficile puisque seul l'indice 1.33 ne convient absolument pas et se dégage nettement. Les deux "meilleurs" indices (1.53 et 1.45) donnent des résultats équivalents. Cependant, les coefficients d'Angström et les épaisseurs optiques sont correctement restitués (la différence entre les coefficients d'Angström restitués et celui de la simulation vaut +/- 0.04, la différence entre les épaisseurs optiques vaut quant à elle +/-0.01 pour les deux meilleurs indices).

Pour  $\alpha=0.55$ , la différenciation de l'indice et du modèle est plus claire même pour une faible épaisseur optique. Les coefficients d'Angström correspondants sont corrects (écart de -0.08) mais les épaisseurs optiques le sont un peu moins (l'écart va jusque 0.03 à 865 nm, pour  $\delta_{865}^{simul}=0.15$ ).

Pour comprendre pourquoi l'indice et le modèle se distinguent mieux pour  $\alpha=0.55$ , nous avons regardé les fonctions de phase polarisées  $q(\theta)$  pour 3 indices, 3 coefficients d'Angström, en rétrodiffusion (figure 2.18). Nous avons ainsi constaté que, pour un même  $\alpha$ , les fonctions  $q(\theta)$  sont nettement plus différentes selon l'indice lorsque les particules sont grosses du fait de la présence d'arcs en rétrodiffusion: la distinction de l'indice est alors plus facile, ce que nous avons bien observé. Par



FIG. 2.18 - Fonctions de phase polarisées pour quelques modèles lognormaux.

contre, compte tenu du bruit d'inversion, la restitution de l'épaisseur optique sera moins bonne car le signal polarisé est plus faible. Inversement, plus le coefficient d'Angström est grand, plus la distinction en m est difficile puisque les fonctions de phase se rapprochent alors de celle du moléculaire.

Nous avons constaté également que pour les deux épaisseurs optiques, les indices 1.53 et 1.50, qui donnent les écarts les plus petits, sont indifférenciables. Ceci vient de leur fonctions de phase polarisées qui sont quasiment identiques.

Nous voyons donc que cet algorithme d'inversion restitue correctement les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström (la différence entre  $\alpha_{restitues}$  et  $\alpha_{simul}$ est inférieure à 0.1 pour les exemples que nous avons traités). Le choix de l'indice est plus délicat, il dépend du type de particules ( $\alpha$ ) et de  $\theta_s$ . Pour  $\theta_s=55^\circ$  (angle pris pour les simulations précédentes), l'angle de diffusion maximum vaut  $\theta_d^{max}=145^\circ$ . Si  $\theta_s$  augmente, on peut donc avoir accès à des angles de diffusion plus grands pour lesquels la distinction de l'indice serait a priori facilitée.

#### • Application aux mesures

Nous allons maintenant appliquer l'algorithme à deux mesures sol du 10 mars 1997, l'une à 10h24 pour laquelle l'épaisseur optique mesurée est faible et l'autre à 14h36 pour laquelle elle est élevée (cf tableau 2.6). La plage d'angles de diffusion pour l'inversion est prise entre 40° et 130° pour les mesures de 10h24 et entre 40° et 140° pour celles de 14h36, ceci afin d'avoir un signal le plus propre possible.

heure TU	10h24	14h36			
$\theta_s$	58°	64°			
$\alpha_{865/670}$	1.7	1.36			
$\Delta \alpha$	0.7	0.2			
$lpha_{670/443}$	1.9	1.36			
$\Delta \alpha$	0.23	0.18			
$\alpha_{865/443}$	1.8	1.33			
$\Delta lpha$	0.2	0.06			
$\delta_{865}$	0.09	0.34			
$\delta_{670}$	0.15	0.49			
$\delta_{443}$	0.33	0.86			

TAB. 2.6 – Epaisseurs optiques et coefficients d'Angström mesurés le 10 mars 1997 (les incertitudes sur  $\alpha$  sont calculées en supposant  $\Delta \delta = 0.01$ ).

Nous voyons dans ce tableau que les différents coefficients d'Angström sont proches les uns des autres, pour chacune des mesures et ceci malgré la valeur élevée de  $\Delta \alpha_{865/670}$  à 10h24, induite par les faibles valeurs d'épaisseurs optiques. Ceci nous encourage dans le choix de la valeur de  $\sigma = 0.375$  pour ces mesures, puisque pour des granulométries larges, les deux coefficients d'Angström sont proches. Par contre, pour des granulométries beaucoup plus monodispersées, les valeurs de  $\alpha_{865/670}$  et  $\alpha_{865/443}$  ont tendance à s'écarter (figure 2.19: notons que la valeur de dispersion


FIG. 2.19 – Coefficients d'Angström  $\alpha$  entre 865 et 670 nm et entre 865 et 443 nm: figure de gauche,  $\sigma=0.375$ ; figure de droite,  $\sigma=0.10$ .

 $\sigma=0.1$  est cependant très faible et conduit à des valeurs de coefficients d'Angström très négatives, ce qui ne se rencontre pas dans les mesures habituellement). Bien sûr, cela ne signifie pas que  $\sigma=0.375$  soit la valeur exacte, ni que la granulométrie rencontrée soit exactement monomodale comme nous le supposons avec nos modèles.

L'inversion appliquée aux mesures de 10h24 ne donne pas de très bons résultats. En effet, le choix de l'indice n'est pas net (figure 2.20), ce qui était prévisible du fait de la faible épaisseur optique. Par contre, les coefficients d'Angström et les épaisseurs optiques correspondants aux "meilleurs" modèles sont très différents de ceux mesurés avec le CIMEL (tableau 2.7).

m	1.40	1.43	1.33	1.45	1.53	1.50
$lpha_{865/670}$	1.34	1.28	1.08	1.46	1.54	1.40
$lpha_{865/443}$	1.16	1.11	0.92	1.29	1.37	1.22
$\delta_{865}$	0.18	0.21	0.31	0.16	0.15	0.18
$\delta_{670}$	0.25	0.29	0.41	0.23	0.22	0.26

TAB. 2.7 - Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour les mesures du 10 mars
1997, 10h24 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la mesure).



FIG. 2.20 – Ecarts minimums entre mesures et simulations, pour plusieurs indices de réfraction, les mesures ont été réalisées le 10 mars 1997, à 10h24, Lille.

On peut évidemment penser à une incertitude d'étalonnage du photomètre manuel, cependant, des mesures réalisées en parallèle avec un CIMEL automatique (pour lequel l'étalonnage est plus sûr) confirment les valeurs du CIMEL manuel. On constate de plus que les restitutions de la luminance avec les modèles inversés sont nettement supérieures aux mesures: cela confirme bien que les épaisseurs optiques inversées sont surestimées (figure 2.21).



FIG. 2.21 – Mesures et simulations des luminances et luminances polarisées, pour le cas du 10 mars 1997, 10h24,  $\mu_v L_{pol}^{865,mol} = 0.003$ ,  $\mu_v L_{pol}^{670,mol} = 0.008$ .

On peut également penser à l'incertitude d'étalonnage de l'instrument REFPOL.

Une erreur d'étalonnage sur la mesure aurait un impact conséquent sur la détermination du signal aérosol, une fois la contribution moléculaire ôtée, surtout lorsqu'il y a peu d'aérosols, ce qui signifie que leur luminance polarisée est alors du même ordre de grandeur que celle des molécules.

Avant de nous intéresser à ce problème d'étalonnage, nous allons inverser les mesures de 14h36, pour lesquelles l'épaisseur optique est plus élevée (ainsi que  $\mu_v$ Lpol). Les écarts minimums entre simulations et mesures sont tracés sur la figure 2.22: nous constatons que l'indice, sans être bien défini, est plutôt continental (1.33 présente l'écart le plus élevé).



FIG. 2.22 – Ecarts minimums entre mesures et simulations (à gauche) et restitutions de la luminance polarisée pour m=1.40 et 1.50 (à droite), 10 mars 1997, 14h36.

De plus, si l'on compare les caractéristiques des modèles restitués (tableau 2.8) avec les épaisseurs optiques et coefficient d'Angström CIMEL (tableau 2.6), on constate cette fois un bon accord.

Si on trace la luminance polarisée pour les deux premiers indices et les mesures, on voit effectivement que la plage d'angles considérés ne permet pas de trancher quant à la valeur précise de l'indice (figure 2.22).

m	1.40	1.50	1.53	1.45	1.43	1.33
$lpha_{865/670}$	1.33	1.40	1.54	1.46	1.28	1.26
$lpha_{865/443}$	1.16	1.22	1.37	1.29	1.11	1.1
$\delta_{865}$	0.36	0.37	0.3	0.31	0.39	0.37
$\delta_{670}$	0.51	0.43	0.45	0.45	0.54	0.51

TAB. 2.8 - Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour les mesures du 10 mars
1997, 14h36 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la mesure).

Même si, pour les mesures de 14h36, l'inversion donne de bons résultats, ceci n'exclut pas le problème d'étalonnage qui se fait peut être moins sentir sur des mesures de niveau assez élevé (cas de 14h36). Nous allons donc dans le paragraphe suivant modifier l'étalonnage pour voir l'impact sur les mesures et les inversions.

Si l'on suppose une erreur de 5% sur les mesures  $\mu_v$ Lpol, nous pouvons les modifier de quatre façons différentes:

- 1.  $\mu_{v} \mathcal{L}_{pol}^{865} \times 0.95, \ \mu_{v} \mathcal{L}_{pol}^{670} \times 0.95,$
- 2.  $\mu_v \mathcal{L}_{pol}^{865} \times 0.95, \ \mu_v \mathcal{L}_{pol}^{670} \times 1.05,$
- 3.  $\mu_{v} L_{pol}^{865} \times 1.05, \ \mu_{v} L_{pol}^{670} \times 0.95,$
- 4.  $\mu_v \mathcal{L}_{pol}^{865} \times 1.05, \ \mu_v \mathcal{L}_{pol}^{670} \times 1.05,$

puis leur appliquer notre algorithme.

Les écarts minimums pour chaque modèle et les mesures de 10h24 sont représentés figure 2.23 (graphique de gauche), les épaisseurs optiques associées sont notées dans le tableau 2.9 (nous ne montrons que les résultats pour l'indice de réfraction m=1.43 - 0.0035i). On voit bien sur la figure que trois des mesures modifiées donnent des résultats nettement moins bons ou à peu près identiques, et que de plus, les épaisseurs optiques associées sont bien trop élevées par rapport à celles mesurées. Par



FIG. 2.23 – Ecarts minimums entre mesures et simulations. A gauche, les coefficients d'étalonnage ont été modifiés de 4 façons différentes, pour l'indice de réfraction m=1.43-0.0035i. A droite, 1 modification a été faite ( $\mu_v L_{pol}^{865} \times 0.95$ ,  $\mu_v L_{pol}^{670} \times 1.05$ ), pour les 6 indices de réfraction. Cas du 10 mars 1997, 10h24.

contre, lorsque le signal  $\mu_v L_{pol}^{865}$  est multiplié par 0.95 et  $\mu_v L_{pol}^{670}$  par 1.05, on voit que l'écart diminue entre mesures et simulations et surtout que les épaisseurs optiques diminuent nettement, jusqu'à atteindre des valeurs beaucoup plus cohérentes avec les mesures CIMEL. Le coefficient d'Angström est lui aussi plus proche de celui mesuré.

Si on inverse ces mesures modifées avec la base complète (c'est-à-dire les 6 indices), on retrouve, quelque soit l'indice, la même conclusion que précédemment, à

m=1.43 - 0.0035i	α	$\delta_{865}$	$\delta_{670}$
$\mu_v L_{pol}^{865}  imes 0.95, \ \mu_v L_{pol}^{670}  imes 0.95$	1.28	0.19	0.26
$\mu_v L_{pol}^{865} \times 1.05, \ \mu_v L_{pol}^{670} \times 0.95$	1.09	0.31	0.41
$\mu_v L_{pol}^{865} \times 1.05, \ \mu_v L_{pol}^{670} \times 1.05$	1.47	0.16	0.24
$\mu_v L_{pol}^{865} \times 0.95, \ \mu_v L_{pol}^{670} \times 1.05$	1.66	0.11	0.17

TAB. 2.9 – Epaisseurs optiques et coefficient d'Angström inversés avec modifications de l'étalonnage, 10 mars 1997, 10h24.

savoir que les épaisseurs optiques sont nettement plus faibles et proches des mesures. De plus, les écarts entre mesures et simulations (partie droite de la figure 2.23) sont légèrement plus petits.

Cette dernière modification de l'étalonnage a donc un impact important et positif sur l'inversion des mesures de 10h24. Puisque l'algorithme appliqué aux mesures de 14h36 donne de bons résultats (cf page 75), nous allons vérifier que cette modification d'étalonnage n'a pas un impact négatif sur ces mesures. Nous constatons sur la figure 2.24 que la modification  $\mu_v L_{pol}^{865} \times 0.95$ ,  $\mu_v L_{pol}^{670} \times 1.05$  donne encore l'écart le plus faible entre simulations et mesures, sa valeur étant d'ailleurs légèrement plus petite que précédemment (l'indice de réfraction est fixé ici à 1.50). De plus, les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström inversés, pour tous les indices, restent proches des mesures CIMEL (tableau 2.10).



FIG. 2.24 – Ecarts minimums entre mesures (4 modifications différentes du coefficient d'étalonnage) et simulations, m=1.50, 10 mars 1997, 14h36.

Cette étude n'a pas pour but de quantifier l'erreur d'étalonnage mais nous permet de penser qu'il y a effectivement un biais sur l'étalonnage, probablement de l'ordre de 5% pour les deux canaux, mais de sens contraire, la même étude faite avec une erreur plus forte (+/-10%) donnant de mauvais résultats. On constate de plus, en

m	1.45	1.43	1.50	1.53	1.40
$lpha_{865/670}$	1.46	1.47	1.60	1.54	1.53
$lpha_{865/443}$	1.29	1.30	1.42	1.37	1.36
$\delta_{865}$	0.30	0.28	0.24	0.29	0.24
$\delta_{670}$	0.44	0.41	0.36	0.43	0.36

TAB. 2.10 – Caractéristiques du meilleur modèle restitué pour les mesures modifiées du 10 mars 1997, 14h36 (les indices sont classés par ordre croissant d'écart à la mesure):  $\mu_v L_{pol}^{865} \times 0.95$ ,  $\mu_v L_{pol}^{670} \times 1.05$ .

toute logique, que cette erreur a un impact très important pour de faibles épaisseurs optiques et de faibles luminances polarisées mais qu'elle n'empêche cependant pas d'obtenir de bons résultats pour des signaux plus forts (cas de 14h36).

# 2.4.3 Comparaison des produits $\delta q$ à 865 et 670 nm, pour approcher $\alpha$

Lorsque nous inversons les mesures REFPOL, le modèle est choisi à partir de l'écart résiduel entre mesures et simulations. Nous constatons que cet écart est systématiquement plus grand (d'un facteur 2 ou plus) que celui obtenu en inversant des cas théoriques. Certes, il s'agit de mesures, avec un certain bruit et sensibles à l'étalonnage, mais on peut se demander si ceci n'est pas également lié au fait que la variance  $\sigma$  est fixée pour les inversions à 0.375, valeur peut-être différente de la réalité. C'est pourquoi nous avons cherché s'il était possible d'estimer  $\alpha$  à partir des mesures seules, sans inversion qui nécessite un choix de modèles (en particulier, choix de la variance). Il ne s'agit pas de définir le coefficient d'Angström avec précision mais de définir quelques classes pour  $\alpha$  (et donc pour la taille des particules) en comparant les luminances polarisées dans les deux canaux, après les avoir corrigées de la contribution moléculaire pour obtenir, en première approximation, le produit " $\delta q$ ".

Nous avons en effet constaté, en faisant les simulations des fonctions  $\delta_{865}q_{865}(\theta_d)$ et  $\delta_{670}q_{670}(\theta_d)$  (en fixant arbitrairement  $\delta_{865}=1$ ) qu'il y a une inversion de la position relative de ces deux fonctions pour une certaine valeur de  $\alpha$ . Sur la figure 2.25, nous avons fait des simulations de  $\delta q$  pour différents coefficients d'Angström, les trois indices, le paramètre  $\sigma$  étant fixé à 0.375: l'inversion s'observe pour une valeur de coefficient d'Angström comprise entre 1.3 et 1.4 et dépend relativement peu de l'indice. Pour les grandes valeurs de  $\alpha$ ,  $\delta_{670}q_{670}(\theta_d)$  est au-dessus de  $\delta_{865}q_{865}(\theta_d)$  ce qui signifie que c'est l'effet d'épaisseur optique qui l'emporte (la fonction  $q_{670}$  est inférieure à  $q_{865}$ ). Inversement, pour les petits coefficients d'Angström, cet effet est compensé par la diminution de la fonction  $q_{670}$  par rapport à  $q_{865}$ .

Malheureusement, en essayant d'autres valeurs de dispersion, nous avons constaté que ce paramètre a un fort impact sur la valeur de  $\alpha$  pour laquelle s'observe l'inversion (figure 2.26 pour différentes valeurs de  $\sigma$ ). Nous avons résumé dans le tableau 2.11 ces valeurs de  $\alpha$  en fonction de  $\sigma$  (nous avons pour cela interpolé entre toutes les valeurs de  $\alpha$  pour un angle  $\theta_d$  fixé à 60°).

σ	0.2	0.3	0.4
α	2	1.6	1.3

TAB. 2.11 – Valeurs de  $\alpha$  pour lesquelles il y a inversion des fonctions  $\delta q$  pour différentes variances, m = 1.50.

Il semble donc difficile, du fait de l'inconnue  $\sigma$ , d'approcher le coefficient d'Angström de cette manière. Nous l'avons également vérifié avec quelques mesures REF-POL (figure 2.27): si on fixe la valeur de  $\sigma$  à 0.375, on voit que le troisième cas (16 janvier) est concluant mais pas les deux premiers (10 mars et 2 octobre). En effet,



FIG. 2.25 – Simulations de  $\delta q$  à 865 nm et 670 nm, pour un modèle lognormal de variance  $\sigma = 0.375$  et différents indices.



FIG. 2.26 – Simulations de  $\delta q$  à 865 nm et 670 nm, pour un modèle lognormal d'indice de réfraction m=1.50 et différentes variances.

pour le 10 mars,  $\delta q(670)$  est inférieur à  $\delta q(865)$ , ce qui correspondrait à un coefficient d'Angström inférieur à 1.3 d'après la figure 2.25. Or, le CIMEL nous donne  $\alpha = 1.5$ , il semblerait donc que la variance ne soit pas bien choisie (une valeur de  $\sigma$  supérieure à 0.4 serait plus cohérente). De même pour le 2 octobre, où cette fois,  $\delta q(670)$  est audessus de  $\delta q(865)$ , ce qui correspondrait pour  $\sigma = 0.375$  à un coefficient d'Angström supérieur à 1.3 alors que le CIMEL nous donne  $\alpha = 0.9$ . Par contre, les mesures du 16 janvier donnent un résultat acceptable avec  $\sigma = 0.375$  puisque  $\delta q(670)$  est au-dessus de  $\delta q(865)$ , ce qui correspond à un coefficient d'Angström supérieur à 1.3

Etant donné l'impact de la dispersion sur les fonctions de phase polarisées, nous



FIG. 2.27 – Restitutions de  $\delta q$  à 865 nm et 670 nm, à partir de mesures REFPOL réalisées à Lille.

allons étudier dans le paragraphe suivant la sensibilité de l'algorithme d'inversion à ce paramètre.

#### 2.4.4 Sensibilité de l'inversion à la dispersion en taille $\sigma$

Jusqu'ici, nous avons utilisé les modèles lognormaux de l'algorithme POLDER, même si nous avons ajouté quelques valeurs plus réalistes de l'indice de réfraction. Dans cette base, la valeur de la dispersion ( $\sigma$ =0.375) a été choisie parce qu'elle était intermédiaire entre celles des modes de particules définis par Shettle et Fenn. De plus, c'est cette valeur qui a été retenu pour l'inversion des aérosols par POLDER [22] au-dessus des océans: les inversions étant alors faites en luminance, on peut se



FIG. 2.28 – Fonctions  $p^*(r, \theta)$ ,  $q^*(r, \theta)$  (à gauche) et  $\delta(r)$  (à droite), à 865nm, pour  $\theta = 90^\circ$ , et une loi granulométrique telle que  $\sigma = 0.3$ ,  $r_m = 0.05 \mu m$ , m = 1.40.

demander si la base sera adaptée à l'inversion des mesures sur terre, où seules les luminances polarisées sont utilisées. En effet, les luminances polarisées ne sont pas sensibles à la même gamme de dimensions des particules comme le montre la figure 2.28. Sur cette figure, on a tracé, pour une loi granulométrique donnée ( $\sigma=0.3$  et  $r_m = 0.05\mu m$ , m=1.40) pour un angle de diffusion  $\theta = 90^\circ$ , les deux quantités:

$$p^{*}(r_{max},\theta) = \int_{0}^{r_{max}} \pi r^{2} k_{d}(\frac{r}{\lambda},m) n(r) p(\frac{r}{\lambda},\theta,m) dr,$$
  

$$q^{*}(r_{max},\theta) = \int_{0}^{r_{max}} \pi r^{2} k_{d}(\frac{r}{\lambda},m) n(r) q(\frac{r}{\lambda},\theta,m) dr,$$
(2.5)

 $k_d$  étant le coefficient d'efficacité de diffusion.

On constate sur cet exemple que le maximum de la fonction  $q^*(\theta)$  représentant la quantité de luminance polarisée est atteint beaucoup plus rapidement (pour  $r_{max} = 0.3 \mu m$ ) que celui de la fonction  $p^*(\theta)$  correspondant à la lumière totale (qui est atteint pour  $r_{max} = 0.8 \mu m$ ). La luminance polarisée sera sensible aux petites particules alors que la luminance totale sera générée par l'ensemble des particules, tout comme l'épaisseur optique dont nous avons également porté la variation sur la partie droite de la figure 2.28 et qui s'exprime par:

$$\delta(r_{max}) = \int_0^{r_{max}} \pi r^2 k_e n(r) dr, \qquad (2.6)$$

avec cette fois  $k_e$ , le coefficient d'efficacité d'extinction.

L'inversion des mesures REFPOL réalisée avec cette base a donné d'assez bons résultats (paragraphe 2.4.2) mais on ne peut prétendre à la généralisation à partir de quelques observations. D'ailleurs, l'étude faite dans le paragraphe précédent a déjà mis en évidence les limites de cette base et l'influence certaine de la dispersion  $\sigma$  sur q( $\theta$ ): nous allons illustrer et discuter les résultats de l'inversion avec cette base sur les produits POLDER, c'est-à-dire l'épaisseur optique à 865 nm et le coefficient d'Angström. Ces deux quantités sont présentées sur la figure 2.29. Ce sont des synthèses réalisées pour le mois de mai 1997, les cartes journalières étant beaucoup plus affectées par les nuages qui contaminent une grande partie des observations (plus de 70%).

On note tout d'abord que le coefficient d'Angström atteint des valeurs très élevées ( $\alpha$  supérieur à 2) dans certaines parties des continents, y compris dans des zones où on s'attend à trouver de grosses particules (voisinage du Sahara ou désert de Gobi). Inversement, l'épaisseur optique au-dessus des continents est souvent faible (au maximum 0.25). La seconde constatation est la discontinuité qui existe sur les cartes lors du passage terre-mer. Certes, on ne peut pas exclure des phénomènes physiques réels lors de ce passage, les conditions évoluant souvent au voisinage des côtes (du fait de l'humidité, du relief). Les aérosols provenant souvent des continents, l'humidité aurait tendance à les faire grossir et donc à baisser le coefficient d'Angström. Inversement, les phénomènes tels que la décantation et le lessivage des aérosols au cours de leur tranport des sources continentales vers les océans, auraient tendance à augmenter le nombre de petites particules par rapport aux grosses, d'où une augmentation du coefficient d'Angström. Toutefois, sur les côtes, les discontinuités sont très nettes et nous les considérerons liées à la méthode d'inversion différente sur terre et sur mer.

On note sur les cartes que le coefficient d'Angström est systématiquement plus



## **Epaisseurs optiques - Mai 1997**

**Coefficients d'Angstrom - Mai 1997** 



FIG. 2.29 – Produits POLDER  $\alpha$  et  $\delta$ : moyennes pour le mois de mai 1997.

fort sur les continents que sur les océans, et, qu'au contraire, l'épaisseur optique évaluée sur les continents est plus faible que sur mer. Ceci montre bien que l'algorithme sur océan tient compte de toutes les particules, grosses et petites, alors que celui sur terre, basé sur la polarisation, ne retrouve que les plus petites, d'où un coefficient d'Angström élevé et une valeur d'épaisseur optique  $\delta_{petites}$  sur terre inférieure à  $\delta_{petites+grosses}$  sur mer. Notons que les produits obtenus sur terre n'ont pas été validés, contrairement à ceux sur mer, qui sont tout à fait réalistes. Ainsi, la carte met bien évidence les évènements aérosols au large de l'Afrique ou de l'Inde, avec des valeurs pour les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström comparables à ce que l'on observe généralement dans ces zones [22], [29].

La discontinuité n'est pas toujours la même suivant la région, c'est-à-dire le type d'aérosols, et nous distinguerons trois situations.

La première où l'écart terre-mer est très fort ( $\Delta \alpha$  supérieur à 1.5). C'est le cas du passage Sahara-Atlantique où  $\alpha$  passe de 2 à 0.2 environ, alors que l'épaisseur optique passe d'une valeur faible (inférieure à 0.15) à une valeur forte (0.5). On sait que les granulométries sont ici très dispersées, avec une proportion très importante de grosses particules (r supérieur à 0.5  $\mu$ m). Ces grosses particules (a priori solides) ne polarisent pas, même en rétrodiffusion car leurs formes sont très compliquées et loin de la sphéricité. La polarisation ne met donc ici en évidence qu'une très faible proportion des aérosols. Notons de plus que l'algorithme sur terre est difficile à appliquer ici car les déserts polarisent fortement, les aérosols ont souvent des épaisseurs optiques élevés (ce qui augmente le nombre de diffusions multiples) et sont parfois situés en altitude (ce qui peut masquer une partie des molécules).

La deuxième situation correspond à des écarts faibles, aussi bien en coefficient d'Angström qu'en épaisseur optique ( $\Delta \alpha$  proche de 0). Ceci signifie que l'on détecte les mêmes aérosols à partir de la luminance ou de la luminance polarisée et que globalement, les particules sont assez petites, avec des rayons inférieurs à  $0.4\mu$ m. Un tel cas s'observe sur l'Angleterre et la France (où  $\alpha$  vaut environ 1 et  $\delta$  est voisin de 0.1), sur la façade nord de l'Australie et le Nord-Est des Etats-Unis.

Enfin, la dernière situation est intermédiaire, avec une variation en coefficient d'Angström modérée, de l'ordre de  $\Delta \alpha = 1$ . On distingue cependant deux cas sensiblement différents: sur la côte chinoise, le coefficient d'Angström passe de 2 sur la terre à 1 sur l'océan, avec des épaisseurs optiques légèrement plus fortes sur l'océan. Les aérosols sont sans doute de type pollution, avec éventuellement une composante de type biomass-burning, générée en Asie du Sud-Est. Il en est de même sur le Mexique concernant des aérosols de brûlis qui s'étendent largement sur l'océan Pacifique.

Sur la côte Ouest de l'Inde (Golfe d'Arabie), l'écart en  $\alpha$  est un peu plus prononcé puisqu'on passe de 2 à 0.5 environ et que cette fois, l'écart en épaisseur optique est plus net (de 0.1 sur terre à 0.3 sur mer). Ceci signifie qu'il y a plus de particules de taille moyenne, non détectées par la polarisation.

Cette séparation entre petites et grosses particules introduites pour expliquer la différence de résultats entre terre et mer est en fait une réalité qui a été mise en évidence à partir de mesures sol réalisées par le réseau AERONET de photomètres. Plusieurs auteurs ont montré que les distributions de particules de type biomass-burning, urbain ou industriel étaient bimodales, voire multimodales [43]. Cette bimodalité apparait plus nettement lorsqu'on trace la granulométrie en volume  $(n(r)=\frac{dV}{dlnr})$  plutôt qu'en nombre de particules  $(n(r)=\frac{dN}{dr})$ .

Le mode dit d'accumulation comporte des particules de rayons inférieurs à environ 0.3  $\mu$ m, qui sont des particules contenues dans les fumées organiques (pour les aérosols de type "biomass-burning") ou de sulfates (pour les aérosols résultant de pollutions urbaines et industrielles). Les grosses particules apparaissent ensuite avec éventuellement plusieurs modes. Par exemple, le modèle continental de Shettle comporte trois modes, dont un mode de petites (water soluble); celui d'aérosols sahariens comporte également plusieurs modes mais avec des rayons effectifs élevés, qui dépendent des évènements et de la distance par rapport aux sources.

Le fait que la polarisation soit sensible aux plus petites particules justifie que nos inversions soient faites avec un seul mode en omettant totalement les grosses particules supposées non polarisantes: ceci est logique pour les particules solides qui ne sont sûrement pas sphériques.

Pour réaliser nos inversions, nous avons créé une base comportant de nombreuses dispersions, depuis les granulométries monodispersées ( $\sigma$ =0.2) jusqu'aux granulométries très dispersées ( $\sigma$ =0.425), par pas de 0.025 en  $\sigma$ . Nous avons choisi les rayons modaux r<sub>m</sub> de façon à couvrir, pour chaque dispersion, une large étendue de coefficients d'Angström: les rayons modaux vont de 0.0013µm à 0.33µm, ce qui correspond à des coefficients d'Angström variant entre 0.2 et 3.1.

Nous allons tester les inversions en diffusion primaire, pour deux valeurs du coefficient d'Angström:  $\alpha$  de l'ordre de 2.2 pour une dispersion  $\sigma=0.25$  et 0.375, et  $\alpha=1.186$  pour une dispersion  $\sigma=0.25$ . Nous testerons les restitutions pour des plages d'angles de diffusion larges (90°  $< \theta < 170°$ ), moyennes (90°  $< \theta < 130°$ ) et étroites (90°  $< \theta < 110°$ ), simulant en ceci les plages d'angles des observations POLDER. En effet, l'instrument permet des visées jusque  $\theta_v=70°$  et les mesures ne sont étudiées que si l'angle solaire  $\theta_s$  correspondant est inférieur à 75° (pour des angles supérieurs, il y a plus de diffusions multiples, les effets de la sphéricité de la terre commencent à être importants et, enfin, le signal de luminance est plus faible par rapport au signal solaire incident  $\mu_s E_s$ ). Dans les conditions optimales, l'angle

de diffusion peut alors varier de 35° à 180°. Toutefois, en fonction de la situation géographique et de la saison, la plage d'angles de diffusion est souvent moindre et peut parfois se limiter à une dizaine de degrés pour certaines visées [34].

Un modèle sera considéré bon s'il restitue les mesures avec un écart inférieur au bruit radiométrique de POLDER. Or, le signal polarisé s'écrit, en première approximation,  $\delta q = 4\mu_v L_{pol}$ , avec  $\mu_v$  généralement compris entre 0.5 et 1. Il faut donc, pour une épaisseur optique moyenne de 0.2, que l'écart  $\Delta \delta q$  sur  $\delta q$  soit inférieur à 2NedLp, si on considère  $\mu_v=0.5$ , NedLp étant le bruit de l'instrument POLDER, qui vaut  $3.10^{-4}$  au superpixel.

Comme nos simulations seront faites pour  $\delta=1$ , nous retiendrons donc les modèles présentant un écart quadratique sur  $\delta q$  inférieur à  $3.10^{-3}$ .

Le premier exemple traité correspond à une granulométrie de variance  $\sigma=0.25$ , de coefficient d'Angström  $\alpha=2.2$ , d'indice m=1.40 et pour une épaisseur optique  $\delta=1$ . Les simulations sont faites pour  $\theta_d$  compris entre 90° et 170°.

Les résultats nous montrent que seules les dispersions  $\sigma=0.225$  et 0.275 donnent un écart inférieur à  $3.10^{-3}$ , avec des valeurs de coefficients d'Angström et d'épaisseurs optiques relativement proches de la simulation. Pour les autres dispersions, les coefficients d'Angström obtenus varient de 1.74 à 2.42 tandis que les épaisseurs optiques passent de 0.815 à 1.38 (les valeurs les plus éloignées de celle prise pour la simulation correspondent aux dispersions les plus fortes).

On retrouve les écarts tracés sur la figure 2.30: on note que le pas en  $\alpha$  doit être relativement serré pour permettre de déterminer finement le minimum des écarts (il faudra en tenir compte dans les futurs algorithmes POLDER de façon à ne pas manquer les meilleurs résultats).

Sur les figures 2.30 sont également tracées les luminances polarisées restituées



FIG. 2.30 – Ecarts entre "mesure" et simulations. Luminances polarisées (multipliées par  $4\mu_v$ ) restituées dans les trois canaux, pour quelques-unes des dispersions de la base,  $90^\circ < \theta_d < 170^\circ$ . Le modèle utilisé comme "mesure" est tel que  $\alpha=2.2$ ,  $\delta=1.$ ,  $\sigma=0.25$  et m=1.40.

(multipliées par  $4\mu_v$ ): on remarque que les effets directionnels sont peu marqués entre les différentes restitutions, surtout à 865 et 670nm mais que des écarts se font en rétrodiffusion (pour  $\theta_d > 150^\circ$ ). En effet, un arc peu prononcé apparaît pour les valeurs de dispersion les plus fortes, car ces valeurs font intervenir de grosses particules dans la granulométrie.

Les résultats sont très différents à 443nm où les restitutions dépendent fortement

de la dispersion  $\sigma$ , ce qui prouve l'intérêt de ce canal pour le suivi des aérosols. Nous savons malheureusement qu'il est fort difficile de corriger le signal total de la diffusion multiple prépondérante dans ce canal.

La même étude est reprise en réduisant la plage d'angles de diffusion entre 90° et 130°.

On constate que les écarts, tracés sur la figure 2.31 sont plus mous et qu'avec nos critères ( $\Delta \delta q < 3.10^{-3}$ ), tous les modèles seraient sélectionnés. Ce critère en  $\Delta \delta q$ paraît ici moins sélectif parce que la directionnalité se manifeste moins que dans le cas précédent, la rétrodiffusion n'étant plus considérée.

Les signaux à 670 et 865 nm (figure 2.31) sont, pour tous les modèles, parfaitement restitués mais se différentient encore nettement à 443 nm.

Par contre, les résultats de l'inversion sont différents du cas précédent: même si tous les modèles conviennent (avec le calcul d'écart), les valeurs d'épaisseurs optiques varient maintenant très fortement (jusqu'à 1.87 pour le modèle de dispersion  $\sigma=0.425$  et de coefficient d'Angström  $\alpha=1.53$ , au lieu de 1.38 précédemment) puisqu'il y a moins de contraintes directionnelles sur l'inversion. Les épaisseurs optiques obtenues pour les variances les plus proches de  $\sigma=0.25$  sont cependant correctes.

Enfin, nous avons tracé sur la figure 2.32 les écarts obtenus et les luminances polarisées restituées pour le même modèle que précédemment mais pour une plage d'angles de diffusion réduite à  $90^{\circ} < \theta_d < 110^{\circ}$ .

Les remarques précédentes restent vraies et, comme précédemment, c'est l'utilisation du canal 443 nm qui donne une possibilité de différentiation plus nette sur le modèle.

Nous voyons, surtout avec ces deux derniers cas, la difficulté de retrouver les



FIG. 2.31 – Ecarts entre "mesure" et simulations. Luminances polarisées (multipliées par  $4\mu_v$ ) restituées dans les trois canaux, pour quelques-unes des dispersions de la base,  $90^\circ < \theta_d < 130^\circ$ . Le modèle utilisé comme "mesure" est tel que  $\alpha=2.2, \delta=1., \sigma=0.25$  et m=1.40.

caractéristiques aérosols ( $\alpha$  et  $\delta$ ) avec les deux seuls canaux proche infrarouge et/ou sans la rétrodiffusion: même si les mesures sont restituées, les coefficients d'Angström et épaisseurs optiques peuvent être très différents de la "réalité", du fait du bruit de l'instrument et de la similitude des fonctions de phase polarisées dans le proche infrarouge pour des angles de diffusion intermédiaires.

Pour le deuxième exemple, nous avons considéré un modèle dont le coefficient



FIG. 2.32 – Ecarts entre "mesure" et simulations. Luminances polarisées (multipliées par  $4\mu_v$ ) restituées dans les trois canaux, pour quelques-unes des dispersions de la base,  $90^\circ < \theta_d < 110^\circ$ . Le modèle utilisé comme "mesure" est tel que  $\alpha=2.2$ ,  $\delta=1.$ ,  $\sigma=0.25$  et m=1.40.

d'Angström vaut 2.178, de variance  $\sigma=0.375$ , d'indice m=1.40, et  $\theta_d$  compris entre 90° et 170°.

On observe sur la figure 2.33 des signaux qui ont des niveaux assez semblables à ceux des cas précédents. La restitution en polarisation est bonne à 670 et 865nm. On remarque toutefois qu'il y a moins de sensibilité sur les écarts car cette fois, 5 valeurs de variance conviennent ( $\sigma$ =0.325 à 0.425) avec un écart inférieur à 3.10<sup>-3</sup>. Les



FIG. 2.33 – Ecarts entre "mesure" et simulations. Luminances polarisées (multipliées par  $4\mu_v$ ) restituées dans les trois canaux, pour quelques-unes des dispersions de la base,  $90^\circ < \theta_d < 170^\circ$ . Le modèle que l'on veut restituer est tel que:  $\alpha=2.178, \delta=1., \sigma=0.375$  et m=1.40.

restitutions des coefficients d'Angström et épaisseurs optiques pour ces dispersions sont relativement correctes:  $\alpha$  varie de 2.26 à 2.04 et l'épaisseur optique passe de 0.96 à 1.12, respectivement pour  $\sigma$  allant de 0.325 à 0.425.

Ici encore, le canal 443nm permet de mieux distinguer les variances s'éloignant le plus de  $\sigma=0.375$ .

Pour les autres plages d'angles de diffusion, les résultats en luminance polarisée sont corrects et les conclusions restent les mêmes que dans le cas précédent ( $\alpha=2.2$ et  $\sigma=0.25$ ).

Considérons enfin un modèle dont le coefficient d'Angström vaut 1.186, la variance 0.25, m=1.40 et  $\theta_d$  compris entre 90° et 170°.

Par rapport aux résultats du premier exemple ( $\sigma=0.25$  mais  $\alpha=2.2$ ), les valeurs de variance qui restituent la mesure avec notre critère sur  $\delta q$  sont plus nombreuses (5 valeurs conviennent) mais les coefficients d'Angström et épaisseurs optiques sont relativement corrects (entre 1.4 et 1.07 pour le coefficient d'Angström et de 0.93 à 1.015 pour l'épaisseur optique). Ceci vient du fait que le signal total est beaucoup plus faible car les particules sont plus grosses, donc moins polarisantes: les écarts sont donc également plus faibles.

Pourtant, lorsqu'on trace le signal primaire  $\delta q$  à 865 et 670 nm, on observe des écarts (relatifs) importants en rétrodiffusion avec l'apparition d'arcs parfois nettement marqués (figure 2.34). Rappelons néanmoins que de tels arcs disparaitraient pratiquement si les plus grosses particules étaient non sphériques. Ceci semble cohérent avec les données POLDER car des arcs prononcés n'ont pas été observés sur les images.



FIG. 2.34 – Ecarts entre "mesure" et simulations. Luminances polarisées (multipliées par  $4\mu_v$ ) restituées dans les trois canaux, pour quelques-unes des dispersions de la base,  $90^\circ < \theta_d < 170^\circ$ . Le modèle que l'on veut restituer est tel que:  $\alpha = 1.186$ ,  $\delta = 1.$ ,  $\sigma = 0.25$ ,  $90^\circ < \theta_d < 170^\circ$  et m = 1.40.

L'étude de sensibilité que nous venons de faire a montré l'importance dans la base servant aux inversions du mode de plus petites particules. La base POLDER utilisait une seule valeur de variance ( $\sigma$ =0.375): une telle base permet de restituer les mesures obtenues pour des dispersions voisines (entre 0.3 et 0.425) mais pas des mesures associées à des granulométries très monodispersées. Si on reprend le premier exemple, pour lequel la dispersion "vraie" vaut  $\sigma$ =0.25 et  $\alpha$ =2.2, on constate que les résultats ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) lorsqu'on inverse avec un modèle de dispersion  $\sigma$ =0.375 sont nettement différents. Ainsi, le coefficient d'Angström obtenu vaut  $\alpha$ =1.87 et l'épaisseur optique vaut  $\delta$ =1.225, si l'angle de diffusion varie entre 90° et 170°. Cependant, nous sommes souvent confrontés à des plages d'angles de diffusion plus restreintes: pour  $\theta_d$  compris entre 90° et 130°, les écarts entre coefficients d'Angström et épaisseurs optiques sont encore plus grands (le coefficient d'Angström vaut cette fois 1.67 et l'épaisseur optique, 1.65).

Inversement, les variances très faibles sont mal adaptées pour restituer les mesures associées à  $\sigma=0.375$ . Il faut donc envisager deux valeurs de dispersion dans les futures bases, sans doute  $\sigma=0.25$  et 0.375, de façon à mieux couvrir les modes, même si d'autres facteurs d'erreur (diffusions multiples, polarisation du sol, étalonnage) subsistent dans l'ensemble de l'algorithme.

De plus, le pas sur le coefficient d'Angström (c'est-à-dire sur le rayon  $r_m$ ) doit être suffisamment fin pour permettre de retrouver le modèle restituant les mesures avec un écart absolu inférieur au bruit.

Pour sélectionner la plage de coefficients d'Angström optimale, seules les inversions des mesures globales nous aideront. On remarque sur les inversions des mesures POLDER sur terre que l'on a souvent des coefficients d'Angström de l'ordre de 2.5 (une valeur maximale pour  $\alpha$  de 3 semble donc correcte) mais que l'on descend rarement en-dessous de  $\alpha=0.7$  ou 0.8, les gros aérosols étant "invisibles" en polarisation



et peut-être mal modélisés. Il semble donc inutile de mettre dans la base des coefficients d'Angström trop petits.

Nous avons également vu que la sensibilité des restitutions est d'autant meilleure que la plage d'angles de diffusion est grande et inclut la rétrodiffusion, cette région étant également sélective pour l'indice de réfraction (voir le paragraphe 2.4.2). Notons toutefois qu'il y a peu d'effets directionnels dûs à la variation de la dispersion (de même pour l'indice de réfraction) lorsque  $\alpha=2.2$ , mais que ceux-ci sont plus forts lorsque  $\alpha=1.2$ . Cependant, de telles données sont plus difficiles à exploiter parce que le niveau de signal est nettement plus faible. On peut aussi se demander si les arcs sont bien réels car ils n'ont pas été observé sur les mesures, ce qui pourrait être un indice de non-sphéricité.

Enfin, nous avons également signalé l'intérêt des mesures à 443nm qui malheureusement ne sont pas utilisables dans l'état actuel des modélisations. De même, les mesures de luminances, à la place de la polarisation ou en complément, sont intéressantes car elles permettent une différenciation des différentes variances, à 443nm mais aussi à 865 et 670 nm. Sur la figure 2.35 sont tracées les luminances en  $\delta p$  pour un signal inversé tel que  $\sigma=0.375$ ,  $\alpha=1.12$ , m=1.40 et les restitutions pour diverses variances: les différents modèles se distiguent les uns des autres dans les 3 canaux.

Pour un modèle inversé de coefficient d'Angström  $\alpha=2.2$ , dont les fonctions de phase sont moins différentes d'une variance à l'autre, la distinction à 865 et 670 nm est également possible, au moins pour les dispersions les plus éloignées de la valeur réelle. Notons toutefois qu'il est impossible de tenir compte du mode éventuel de grosses particules, non détectées par la polarisation mais qui se manifesteraient en luminance.



FIG. 2.35 – Restitutions des signaux  $\delta p$  pour différentes variances, pour un modèle inversé tel que  $\alpha = 1.12$ ,  $\sigma = 0.375$ , m = 1.40,  $\delta = 1$ .

Au cours de toutes les inversions que nous avons réalisées, nous avons constaté que, dans la majorité des cas,  $\alpha$  et  $\delta$  évoluaient en sens inverse de telle sorte que le produit  $\alpha\delta$  reste à peu près constant pour tous les indices et/ou variances considérés. De plus, ce produit reste très proche des  $\alpha\delta$  théoriques (lorsqu'on inverse avec un signal théorique) ou mesurés (lorsqu'on inverse les mesures REFPOL). Nous allons donc voir dans le paragraphe suivant si ce produit  $\alpha\delta$  a une signification physique utile pour caractériser la quantité d'aérosols.

#### 2.4.5 $\delta \alpha$ : indicateur de la charge en aérosols

Nous avons signalé dans le paragraphe précédent (2.4.4) que, bien que les mesures soient restituées correctement suivant nos critères d'écart, les valeurs  $\alpha$  et  $\delta$  retrouvées s'éloignaient parfois notablement des valeurs initialement introduites. Nous avons également constaté qu'à  $\sigma$  donné, plusieurs valeurs de  $\alpha$  pouvaient conduire à un écart acceptable (figure 2.31). C'est ce dernier effet que l'on observe lorsqu'on analyse les restitutions des luminances polarisées mesurées sur un pixel pour un jour donné (figure 2.36 pour le 10 novembre 1996 et tableau 2.12 pour les caractéristiques de quelques-uns des modèles considérés), nous constatons que la restitution est assez satisfaisante mais qu'elle l'est également pour plusieurs modèles. Ainsi, le modèle restitué par la chaîne est tel que  $\alpha$ =1.42, et on observe que les modèles voisins ( $\alpha$ =1.63, 1.21 et 1.00) donnent des signaux tout à fait comparables aux mesures, dans les deux canaux.

Pour ces quelques modèles, on constate que lorsque le coefficient d'Angström diminue, l'épaisseur optique augmente, de telle sorte que le produit  $\alpha\delta$  reste à peu près constant (tableau 2.12). Le pixel considéré est situé sur l'Inde et il s'agit d'un cas relativement favorable, car le signal polarisé est important, au-dessus d'un sol peu polarisant car couvert de végétation (le NDVI moyen est de 0.50) et l'épaisseur op-



pixel (415, 1512) , MNDVI = 0.50 Solution :  $\delta_{865} = 0.15$ , m = 1.40,  $\alpha = 1.42$ 

FIG. 2.36 – Restitutions de la luminance polarisée (multipliée par  $\mu_v$ ) pour quelques modèles de la base POLDER. Les mesures sont faites sur un pixel de la vallée du Gange (Inde), le 10 novembre 1996.

modèle n°	18	19	20	21
α	1.63	1.42	1.21	1.00
$\delta_{865}$	0.11	0.15	0.21	0.32
$lpha \delta_{865}$	0.18	0.21	0.25	0.32

TAB. 2.12 – Valeurs de  $\alpha$ ,  $\delta_{865}$  et  $\alpha\delta$  pour chaque modèle (inversion des mesures POLDER du 10 novembre 1996).

tique retrouvée, de l'ordre de 0.15, permet de croire que la modélisation est correcte.

Dans les inversions "théoriques" précédentes, nous avons également constaté que les coefficients d'Angström et épaisseurs optiques variaient en sens opposé et que, même si la restitution se faisait avec un écart supérieur à  $3.10^{-3}$ , le produit  $\alpha\delta$  était proche de celui de la "mesure". Nous avons repris ces résultats et ajouté le calcul de  $\alpha\delta$  dans le tableau 2.13. Nous n'y avons noté que les valeurs des produits  $\alpha\delta$  pour lesquelles l'écart relatif au  $\alpha\delta$  théorique était inférieur ou égal à 10%.

N	Modèle i	nversé:		σ									
$\theta_d$	σ	α	αδ	0.2	0.225	0.25	0.275	0.3	0.325	0.35	0.375	0.4	0.425
90° – 170°	0.25	2.2	2.2	1.97*	2.04	2.2	2.35	2.40*	2.31*	2.28*	2.29*	2.23*	2.4*
90° – 130°	0.25	2.2	2.2		2.04	2.2	2.35	2.4					
90° – 110°	0.25	2.2	2.2		2.04	2.2	2.35	2.41					
90° – 170°	0.375	2.178	2.178				2.01*	2.05*	2.17	2.16	2.18	2.23	2.3
90° – 170°	0.25	1.186	1.186		1.27	1.18	1.15	1.08	1.11*	1.09*	1.08*	1.08*	

TAB. 2.13 – Valeurs des produits  $\alpha\delta$  pour les modèles inversés dans le paragraphe précédent, pour différentes dispersions. Nous n'avons noté que les valeurs de  $\alpha\delta$  proches du produit "théorique" à 10% près. \*: pour ces modèles, l'écart entre "mesure" et simulation est supérieur à 3.10<sup>-3</sup>.

Nous constatons donc que ce produit  $\alpha\delta$  est toujours constant (à 10% près) pour les modèles dont la variance est proche de celle de la "mesure". Lorsque la plage d'angles de diffusion est la plus large, le produit est relativement constant pour toutes les dispersions, même si l'écart à la "mesure" est supérieur à notre critère. Par contre, lorsqu'elle est plus réduite, ce produit ne reste constant que pour les modèles dont la dispersion est la plus proche de celle de la simulation et qui présentent un écart inférieur à  $3.10^{-3}$  (par exemple, pour le cas où  $\alpha=2.2$ ,  $\sigma=0.25$  et  $\theta_d$  compris entre 90° et 130°, le produit n'est à peu près constant que pour les variances allant de 0.2 à 0.3).

On se doute donc qu'en adaptant  $\alpha$  et  $\delta$ , l'algorithme cherche à restituer la même quantité de lumière polarisée  $\delta q$ , ou encore la même valeur de  $\delta \alpha$ .

Si nous nous intéressons maintenant aux produits POLDER, nous avions déjà signalé que les résultats ( $\alpha$  et  $\delta$ ) sont parfois peu cohérents. Lorsqu'on regarde la carte mensuelle du produit  $\delta \alpha$  (figure 2.37), on remarque que les discontinuités flagrantes que l'on observait sur les cartes d'épaisseurs optiques et de coefficients d'Angström s'estompent nettement (ceci se remarque également sur les cartes journalières mais pas toujours de façon aussi nette car il y a moins de pixels sur une journée, du fait de la suppression par le test nuages, glitter, ...).

Sur cette carte, on distingue nettement quelques zones, correspondant à des régions sources d'aérosols, dont nous avions précédemment parlé (paragraphe 2.4.4).

La première, située sur le Sahara, présente des niveaux de  $\alpha\delta$  moyens (entre 0.1 et 0.3): nous avons déjà signalé que la polarisation, sur cette région notamment, ne mettait en évidence qu'une faible partie des aérosols. Le produit  $\alpha\delta$  montre cependant ici une certaine quantité de lumière polarisée car, les coefficients d'Angström étant faibles, les épaisseurs optiques sont cependant élevées.

Les autres zones, réparties sur le Mexique, la partie Est de l'Asie, le Centre-Afrique, et, dans une moindre mesure, sur l'Inde, la côte Est des Etats-Unis et l'Europe, nous montrent un signal très élevé (jusque 0.5 pour les 3 premières régions



#### α \* δ - Mai 1997

FIG. 2.37 – Produit  $\alpha\delta$  déduit des inversions des mesures POLDER, moyenne pour le mois de mai 1997.

citées). Ceci correspond à des zones de production de petites particules, de brûlis ou de pollution.

Ceci signifie que le produit  $\alpha\delta$  est un bon indicateur de la charge en petites particules même s'il semble souvent difficile d'apprécier les caratéristiques  $\alpha$  et  $\delta$ séparément, car elles sont relatives au seul mode d'accumulation.

En effet, comme nous l'avons déjà signalé, les grandeurs  $\alpha$  et  $\delta$  sont obtenues sur mer à partir des luminances spectrales et sont donc représentatives de l'ensemble des particules, alors que sur terre, seules les petites particules sont détectées.

Considérons une distribution bimodale avec un mode d'accumulation et un autre de grosses particules ("coarse mode").

Détaillons l'expression de  $\alpha$  en tenant compte de ces deux modes [13]. Le coefficient d'Angström s'écrit:

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\delta_{670}}{\delta_{865}}\right)}{\ln\left(\frac{865}{670}\right)} = \frac{\ln\left(\frac{\delta_{670} + \delta_{865} - \delta_{865}}{\delta_{865}}\right)}{\ln\left(\frac{865}{670}\right)} = \frac{\ln\left(1 + \frac{\Delta\delta}{\delta_{865}}\right)}{\ln\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{670}\right)},\tag{2.7}$$

avec  $\Delta \delta = \delta_{670} - \delta_{865}$ ,  $\Delta \lambda = 865 - 670$ .

L'expression  $ln\left(1 + \frac{\Delta\delta}{\delta_{865}}\right)$  se simplifie en  $\frac{\Delta\delta}{\delta_{865}}$ , de même pour l'expression  $ln\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{670}\right)$ . Nous pouvons donc écrire, en considérant que l'épaisseur optique des aérosols se décompose en  $\delta = \delta_p + \delta_g$  ( $\delta_p$  étant l'épaisseur optique des petites particules et  $\delta_g$ , celle des grosses) et que les épaisseurs optiques des grosses particules sont égales dans les deux canaux ( $\delta_{865}^g = \delta_{670}^g$ ) car il y a peu d'effet spectral dans ce cas:

$$\alpha = \frac{\left(\frac{\delta_{670}^p - \delta_{865}^p}{\delta_{865}}\right)}{\left(\frac{\Delta\lambda}{670}\right)},\tag{2.8}$$

 $\operatorname{soit}$ 

$$\alpha \ \delta_{865} = \delta_{865}^p \ \frac{\left(\frac{\Delta\delta^p}{\delta_{865}^p}\right)}{\left(\frac{\Delta\lambda}{670}\right)} = \delta_{865}^p \ \frac{\ln\left(1 + \frac{\Delta\delta^p}{\delta_{865}^p}\right)}{\ln\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{670}\right)}.$$
(2.9)

Finalement, nous obtenons la relation approchée suivante, qui fait intervenir le coefficient d'Angström des petites particules,  $\alpha^p$ :

$$\alpha \ \delta_{865} = \alpha^p \ \delta^p_{865}. \tag{2.10}$$

Les grosses particules ne polarisant pas ou peu, on déduit donc des mesures de polarisation  $\alpha_p$  et  $\delta_p$ . Sur mer, les produits obtenus caractérisent par contre toutes les particules, c'est-à-dire  $\alpha$  et  $\delta$ . La relation 2.10 explique donc la continuité terremer observée sur les images.

Le fait que le produit  $\alpha\delta$  soit un indicateur de la charge en aérosols signifie qu'il y a une bonne corrélation entre les produits  $\alpha\delta$  et  $\alpha q$ . Pour illustrer la relation entre  $\alpha$  et q, nous avons tracé sur les courbes 2.38 la fonction de phase polarisée  $q(\theta)$  en fonction de  $\alpha$  pour différents angles de diffusion et différents modèles. Nous



FIG. 2.38 – Fonctions de phase polarisées en fonction du coefficient d'Angström pour différents angles de diffusion et différents modèles (865nm).

avons utilisé 4 types de modèles: granulométries de Junge, lognormales (pour deux dispersions très différentes: 0.2 et 0.4) et les granulométries SeaWiFS.

Nous voyons bien que, pour un angle donné,  $q(\theta)$  augmente de façon sensiblement identique au coefficient d'Angström pour les différents modèles, tout au moins pour les valeurs de  $\alpha$  supérieures à 1, qui donneront une quantité importante de polarisation.

Nous avons donc une assez bonne corrélation entre la fonction de phase polarisée pour un angle  $\theta_{donne}$  avec le coefficient d'Angström: la luminance polarisée, et donc le produit  $\delta q$ , étant constante pour un angle donné, le produit  $\delta \alpha$  est donc également à peu près constant entre différents modèles (mais avec des valeurs différentes de  $\alpha$  et  $\delta$ ), ce qui permet d'expliquer l'équivalence entre  $\delta q$  et  $\delta \alpha$ .

Ainsi, même si les résultats des inversions des mesures POLDER sont parfois peu satisfaisants (problème du modèle), le produit  $\delta \alpha$  traduit cependant la quantité de luminance polarisée, c'est-à-dire la charge en aérosols, indépendamment de la granulométrie utilisée dans l'algorithme. Il permet également de bien localiser les sources: aérosols sahariens, de biomass-burning au-dessus de l'Afrique (Angola, Zambie) et du Mexique, ou aérosols de pollution au-dessus de l'Inde, du Japon, de la Chine (figure 2.37).

### 2.5 Conclusion

Nous avons donc confirmé dans ce chapitre que l'hypothèse de la diffusion primaire pour l'inversion de signaux est peu souvent applicable, surtout sur terre, et entraîne des erreurs relativement importantes. Ce choix avait été fait pour limiter les temps de calculs et parce que les imprécisions concernant la contribution en polarisation du sol sont encore élevées, même si de réels progrès ont maintenant été faits. Cependant, dans les futurs algorithmes, la correction du signal moléculaire sera faite exactement en diffusions multiples.

Par contre, le fait de ne pas considérer le couplage aérosols-molécules dans les calculs entraîne des erreurs plus faibles, sauf lorsque l'épaisseur optique est forte et que les angles de visée sont grands. Ce couplage pourrait être introduit sans difficulté avec la modélisation du signal aérosol.

Nous avons vu que, même avec les mesures directionnelles de REFPOL ou POL-DER, il n'est pas possible d'inverser ces mesures avec un seul canal sans se fixer un modèle moyen (ce qui revient à limiter les paramètres physiques des aérosols que
l'on recherche).

Les mesures de REFPOL nous ont montré que, même avec deux canaux, l'inversion est encore difficile. Le signal polarisé doit être suffisamment fort (c'est-à-dire que l'épaisseur optique doit être élevée et/ou que les aérosols doivent être relativement polarisants) pour que les bruits radiométriques, les incertitudes liées au sol ou les interpolations réalisées sur les simulations n'aient pas une contribution trop forte par rapport à celle des aérosols.

Les inversions des mesures POLDER au-dessus des sols conduisent non pas à la caractérisation de l'ensemble des aérosols ( $\alpha$  et  $\delta$ ), mais plutôt à celle du petit mode des particules polarisantes ( $\alpha_p$  et  $\delta_p$ ).

On peut toutefois espérer atteindre ces paramètres lorsqu'il n'y a que des petites particules, une bonne couverture directionnelle, une charge en particules suffisante et si la modélisation du signal polarisée est améliorée.

Globalement, les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström restitués par l'inversion sont peu significatifs mais par contre, le produit  $\alpha\delta$  traduit bien la quantité de luminance polarisée. Il s'agit donc d'un bon indicateur de la charge en aérosols. Cette quantité présente de plus une bonne continuité terre-mer (contrairement aux cartes de  $\alpha$  et  $\delta$  séparés) et permet de bien localiser les sources d'aérosols polarisants. Notons par exemple que des études comparatives ont permis de corréler cet indice au nombre de feux donné par ATSR-2/ERS-2 (Along-Track Scanning Radiometer, à bord du satellite European Remote-sensing Satellite) [20].

Enfin, la validation sur terre réalisée avec les mesures des CIMEL automatiques du réseau AERONET est bien meilleure en  $\alpha\delta$  qu'en  $\alpha$  et  $\delta$  pris séparément. [13]

# Chapitre 3

# Au-dessus des océans: la campagne AMT-4

# 3.1 Introduction

La validation des produits aérosols POLDER repose essentiellement sur la comparaison directe des épaisseurs optiques et des coefficients d'Angström mesurés par les CIMEL automatiques du réseau AERONET, répartis autour du globe. Les mesures utilisées pour la validation des produits océaniques proviennent d'instruments situés sur les côtes (Dakar, Wimereux, Venise, Koweit-City, Bombay, Shangai, Sidney...) ou sur des îles (Canaries, Maldives, Hawaii, Guadeloupe...) [22]. Les stations CIMEL pour cette validation étant peu nombreuses et les inversions des mesures POLDER au superpixel n'étant pas faites où il y a un mélange terre-mer, nous n'avons pas de résultats sur une zone d'une dizaine de kilomètres au voisinage des côtes. De plus, les données POLDER pouvant être affectées par le voisinage de surfaces réfléchissantes et la réflectance de l'eau dans les zones côtières étant moins bien maîtrisée, il paraissait donc intéressant de participer à une campagne de mesures en mer, depuis un navire, afin de rencontrer divers types d'aérosols: nous avons donc participé à la campagne AMT-4 (Atlantic Meridional Transect).

Celle-ci s'est déroulée du 21 avril au 27 mai 1997, sur le RRS James Clark Ross, un navire du BAS (British Antartic Survey) qui a traversé l'océan Atlantique du sud au nord, entre les îles Malouines et la Grande-Bretagne (le trajet est représenté sur la figure 3.1, notre position étant repérée en jour julien). Nous avons pu ainsi réaliser des mesures d'épaisseurs optiques et de coefficients d'Angström grâce au photomètre manuel CIMEL, pour une comparaison directe avec les produits POL-DER. Nous avions également embarqué l'instrument REFPOL pour des mesures de lumière diffuse, que nous avons réalisées dans le plan principal solaire. Nous avons donc la possibilité d'effectuer des comparaisons directionnelles de mesures de luminances, totale et polarisée et d'inverser ces mesures avec un algorithme comparable à celui des mesures POLDER.

Durant cette campagne, nous avons eu malheureusement peu de cas où les mesures de POLDER et celles réalisées simultanément depuis le bateau ont été jugées satisfaisantes. En effet, les comparaisons ne sont possibles que si le ciel est bien dégagé (au moins au superpixel POLDER) et on sait que ceci élimine déjà de très nombreuses situations [22]. De plus, l'état de la mer doit être suffisamment bon pour réaliser des mesures sur le bateau. Même si celui-ci est relativement stable du fait de sa taille ( $100m \times 15m$ ), une mer vraiment trop agitée et trop houleuse empêche toute mesure puisqu'il y a risque de projection d'eau sur les appareils et que le mouvement ne permet pas de positionner l'appareil REFPOL dans le plan principal solaire. Pour utiliser toutes les mesures, il faudrait avoir accès à tout instant à la géométrie de visée c'est-à-dire à l'angle zénithal  $\theta_v$  et à l'azimut  $\phi_v$  (l'appareil ne mesure que l'angle  $\theta_v$ ).

L'étude des mesures POLDER et REFPOL est décomposée en trois étapes: une comparaison directe entre les résultats de la chaîne et les mesures du photomètre



FIG. 3.1 – Trajet effectué lors de la campagne AMT-4, avec les positions pour chaque jour julien correspondant.

CIMEL ( $\alpha$  et  $\delta$ ), une restitution des luminances et luminances polarisées, montantes et descendantes pour les comparer aux signaux de POLDER et de REFPOL. Ces restitutions sont réalisées successivement en utilisant les résultats de la chaîne et du photomètre.

Nous verrons que la confrontation de ces mesures "bateau" avec les mesures POLDER s'est révélée difficile voire impossible à cause de la géométrie d'observation (les mesures sont parfois contaminées par le glitter): les restitutions du signal montant dans ce cas sont généralement fausses (sauf pour quelques points) du fait d'une mauvaise simulation du glitter. Nous allons également traiter un cas où il y a présence de petits cumulus et confirmer l'erreur très importante qu'ils induisent sur la restitution des caractéristiques aérosols.

Les signaux descendants sont quant à eux bien restitués avec les caractéristiques donnés par CIMEL, un peu moins avec les produits délivrés par la chaîne. Ceci rejoint les conclusions de la validation des produits POLDER au-dessus de l'océan [22] qui a montré la bonne cohérence des épaisseurs optiques et coefficients d'Angström déduits de mesures sol ou satellitaires, tout au moins quand il y a suffisamment de signal et bien que  $\alpha$  soit légèrement sous-estimé par l'algorithme. Par ailleurs, l'indice de réfraction n'a pas été validé en tant que produit et il sera difficile de l'extraire des mesures REFPOL, faites avec des angles solaires faibles au moment du passage POLDER qui ne donnent pas accès aux grands angles de diffusion.

# 3.2 Présentation et commentaires des mesures

Quatre journées ont été selectionnées, pendant lesquelles des mesures REFPOL et CIMEL ont pu être réalisées dans les meilleures conditions: les caractéristiques de ces journées sont résumées dans le tableau 3.1. Nous traiterons également le cas du 8 mai malgré la présence de quelques cumulus. Ces journées sont bien réparties le long du trajet et permettent d'étudier des aérosols présentant des caractéristiques différentes. Nous espérons en effet rencontrer des aérosols de type océanique au large du Brésil, correspondant à des coefficients d'Angström et des épaisseurs optiques relativement faibles et une signature en polarisation également faible, ou éventuellement des aérosols de type biomass-burning s'il y a des feux de forêts en Amérique du Sud (nous verrons qu'il y en a en fait très peu en cette saison).

Jour	Date	lat.	long.	situation	vent	POLDER		
julien	(mai)	(°)	(°)	géographique	(m/s)	ligne	colonne	passage (TU)
128	8	-5.90	-29.10	large du Brésil	6	1727	2719	13.27
129	9	-2.02	-27.33	large du Brésil	7	1657	2749	12.80
133	13	13.74	-21.00	large de Dakar	8	1373	2873	12.60
145	25	50.10	-3.23	Manche	12	719	3203	12.07

TAB. 3.1 – Caractéristiques des journées de mesures étudiées.

Les mesures au large de Dakar devraient nous montrer des aérosols de type désertique, c'est-à-dire de grosses particules, associée à une épaisseur optique élevée (ou très élevée s'il y a un évènement de poussières) et un signal polarisé faible.

Enfin, les aérosols du 25 mai dans la Manche devraient être de type urbain, pollué donc de petites particules, peut-être absorbantes, et fortement polarisantes.

Nous avons rassemblé dans le tableau 3.2 les épaisseurs optiques et coefficients d'Angström mesurés avec le CIMEL (ainsi que les incertitudes sur le coefficient d'Angström, en considérant une erreur  $\Delta \delta = 0.01$ ) et ceux déduits de la chaîne pour les journées que nous allons traiter. L'incertitude sur les coefficients d'Angström déduits des canaux 865 et 670nm est élevée pour les 8, 9 et 25 mai, mais ceci est dû aux faibles épaisseurs optiques et à la proximité des canaux (les valeurs sont nettement moins élevées pour  $\Delta \alpha_{865/443}$ ).

## **3.2.1** Mesures CIMEL et REFPOL

L'évolution des épaisseurs optiques et coefficients d'Angström mesurés avec le CIMEL sont tracés sur les figures 3.2 et 3.3.

Nous constatons tout de suite l'allure inhabituelle de l'épaisseur optique pour le canal 670nm puisque celle-ci évolue dans le temps en forme de cloche (8 et 9 mai)

	CIMEL							POLDER			
date	$\delta_{865}$	$\delta_{670}$	$\delta_{443}$	$\alpha_{865/670}$	$lpha_{865/443}$	$\Delta lpha_{865/670}$	$\Delta lpha_{865/443}$	$\delta_{865}$	$lpha_{865/670}$	m	
8 mai	0.06	0.09	0.08	1.46	0.27	1.08	0.44	0.23**	0.35**	1.50**	
								0.14*	-0.18*	1.33*	
9 mai	0.05	0.09	0.06	2.16	0.33	1.21	0.55	0.08	- 0.12	1.40	
13 mai	0.40	0.40	0.44	-0.02	0.15	0.19	0.07	(***)	(***)	(***)	
25 mai	0.05	0.08	0.19	1.56	1.84	1.27	0.38	0.17	0.46	1.33	

TAB. 3.2 – Mesures CIMEL et résultats de la chaîne de traitement des données POLDER pour toutes les journées étudiées, (\*): résultat de la chaîne sur un pixel voisin clair, (\*\*): test nuages plus souple pour obtenir ces valeurs, (\*\*\*): pas de résultat pour ce pixel observé dans des conditions de glitter.

et dépasse nettement  $\delta_{443}$ , ce qui nous paraît surprenant. Nous avons pensé à un problème d'étalonnage puisque l'épaisseur optique semble dépendre de  $\theta_s$  (minimum vers 13h30 - 14h TU, ce qui correspond au maximum de  $\delta_{670}$ ). En effet, le signal I mesuré par CIMEL s'écrit sous la forme:

$$I = I_0 e^{-\delta .M},\tag{3.1}$$

avec

 $I_{o}$ : terme dépendant de l'éclairement solaire hors atmosphère et de l'étalonnage,

M: la masse d'air,

ce qui permet d'écrire:

$$\delta = -\frac{1}{M} ln(\frac{I}{I_{\circ}}). \tag{3.2}$$

Soit  $I_o^* = \epsilon I_o$ , avec 1- $\epsilon$  l'erreur relative commise sur l'étalonnage. On écrit alors l'épaisseur optique erronnée  $\delta^*$  sous la forme:

$$\delta^* = \frac{1}{M} ln(\epsilon I_\circ) - \frac{1}{M} lnI, \qquad (3.3)$$



FIG. 3.2 – Epaisseurs optiques mesurées avec le photomètre CIMEL.

ou encore

$$\delta^* = \delta + \frac{1}{M} ln(\epsilon), \qquad (3.4)$$

(en supposant que  $\delta$  est l'épaisseur optique vraie).

On voit donc que l'erreur d'étalonnage sera maximum pour m, c'est-à-dire  $\theta_s$ , petit. Cependant, des modifications d'étalonnage n'ont apporté aucune amélioration, l'effet de cloche étant toujours observé et  $\delta_{670}$  restant toujours supérieur à  $\delta_{443}$  (à moins de modifier les coefficients d'étalonnage dans des proportions déraisonnables!). De plus, si l'étalonnage était à l'origine de ce problème, cette allure serait également observée pour les deux autres journées, plus ou moins fortement selon les valeurs de



FIG. 3.3 – Coefficients d'Angström déduits des mesures CIMEL en combinant successivement les canaux 670 et 443 nm avec 865 nm.

la masse d'air. Nous pensons donc plutôt à des conditions de mesures particulières (humidité, température) affectant particulièrement le filtre 670nm.

Pour essayer de répondre à cette question, nous avons cherché si des cas similaires avaient été observés avec les photomètres automatiques situés sur les sites classés "océaniques" (Hawaii, Lanaï...). Ainsi, nous avons observé que l'épaisseur optique à 443 nm était parfois nettement inférieure à celle du canal 865 nm, avec des épaisseurs optiques du même ordre de grandeur que nos mesures. Nous n'avons cependant pas retrouvé de cas présentant cette allure de cloche.

Nous retrouvons cette même allure sur le coefficient d'Angström calculé entre

865 et 670 nm (figure 3.3). Il faut cependant repréciser ici que les deux coefficients d'Angström calculés (entre 865 et 670 nm et entre 865 et 443 nm) peuvent être différents: les valeurs dépendent du rayon efficace et de la variance de la granulométrie, qui ont un impact important comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Cependant, les écarts  $\Delta \alpha$  ne peuvent être aussi forts que ceux observés sur les mesures (on passe pour le 9 mai d'une valeur de 0.5 à 2.5 alors que l'écart maximum sur nos simulations théoriques est de 0.2 pour une granulométrie lognormale de variance  $\sigma=0.375$  et de 0.5 pour une variance égale à 0.1, figure 2.15).

Ces désaccords mal expliqués nous incitent donc à ne pas tenir compte du canal 670 pour les deux premières journées.

Nous voyons que les mesures des 8 et 9 mai mettent en évidence des aérosols du même type: les épaisseurs optiques sont faibles (entre 0.05 et 0.06 à 865 nm), tout comme les coefficients d'Angström (entre 0.2 et 0.4): nous sommes donc en présence d'aérosols relativement gros, peut-être de type maritime. De plus, l'observation des cartes des feux et des vents nous permet de compléter cette conclusion. En effet, les feux répertoriés grâce à l'instrument AVHRR (site internet http://shark1.esrin.esa.it) sont très peu nombreux en Amérique du Sud à cette époque de l'année. De plus, les vents sont orientés vers l'intérieur des terres, ils n'ont donc pas pu transporter les aérosols créés par les quelques feux de forêts observés (cf la carte des vents sur la figure 3.4).

Les mesures du 13 mai montrent des épaisseurs optiques élevées et des coefficients d'Angström faibles (de l'ordre de 0.12 à 0.18): il s'agit ici de gros aérosols, probablement de type désertique puisque nous étions au large de Dakar (même si les vents au sol ne confirment pas vraiment leur provenance). De plus, les mesures effectuées par le CIMEL automatique au Cap Vert nous indiquent des épaisseurs optiques de l'ordre de 0.6, avec des coefficients d'Angström associés voisins de -0.1.



FIG. 3.4 – Cartes des vents, en m/s, centrées sur notre position à l'heure du passage POLDER.

Enfin, les mesures du 25 mai montrent des épaisseurs optiques faibles mais des coefficients d'Angström élevés, de l'ordre de 1.3 à 2. Nous sommes en présence de petites particules, de type plutôt urbain, continental (et pollué?) car les vents passent au-dessus de la Grande-Bretagne et du Nord de la France avant d'arriver en Manche où sont réalisées les mesures.

Nous avons tracé sur les figures 3.5 les luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL à 865 nm, pour chacune des journées sélectionnées et pour lesquelles l'angle solaire  $\theta_s$  est proche de 25°. Nous pouvons donc les comparer et confirmer les observations précédemment faites en ce qui concerne la nature des aérosols rencontrés. Ainsi, quand on observe les luminances, on voit bien l'effet des épaisseurs optiques: les 8, 9 et 25 mai,: les épaisseurs optiques et luminances sont faibles alors que le 13 mai, elles sont élevées. Quand on observe les luminances polarisées, on voit que celles des 8, 9 mai et du 25 mai sont nettement différentes, pour des épaisseurs optiques qui sont du même ordre de grandeur: les aérosols du 25 mai sont donc bien de petites particules qui polarisent beaucoup par rapport aux gros aérosols des 8 et 9 mai. Enfin, les aérosols du 13 mai, malgré la forte épaisseur optique, polarisent moins que ceux du 25 mai, ce qui indique de gros aérosols.



FIG. 3.5 – Luminances et luminances polarisées mesurées avec l'instrument REF-POL à 865 nm, pour  $\theta_s$  proche de 25°.

# 3.2.2 Mesures POLDER

Les figures 3.6 et 3.7 représentent les luminances et luminances polarisées à 865 nm en fonction de l'angle de diffusion  $\theta_d$ , pour les quatre journées sélectionnées. Nous avons tracé les mesures pour 9 pixels, avec le pixel central correspondant à la zone où se situait le bateau au moment du passage du satellite et la moyenne des mesures sur ces 9 pixels (le "superpixel"). Nous travaillerons par la suite avec la moyenne des 9 mesures car la chaîne de traitement utilise le superpixel.



FIG. 3.6 - Luminances mesurées avec POLDER à 865 nm.

Ces figures permettent déjà de faire quelques constatations qualitatives. Nous remarquons tout d'abord une différence dans la plage d'angles  $\theta_d$  de nos mesures: la qualité des inversions sera fortement sensible à ce paramètre puisque, si nous considérons une petite plage d'angles, nous perdrons l'information directionnelle et nous trouverons plus de modèles capables de restituer les signaux sur cette plage d'angles réduite, d'où peut-être plus d'incertitude sur les caractéristiques aérosols obtenues. Pour les quatre journées sélectionnées, les plages d'angles de diffusion varient de 20° à 40°. Ces plages d'angles dépendent également de la latitude (elles sont plus grandes aux latitudes plus élevées) et de la saison.

Nous voyons de plus que les allures directionnelles des signaux sont très diffé-



FIG. 3.7 - Luminances polarisées mesurées avec POLDER à 865 nm.

rentes d'une journée sur l'autre: ceci tient d'une part à l'orbitographie de la plateforme ADEOS puisqu'en effet, le satellite est héliosynchrone et l'orbite légérement décalée à chaque passage au-dessus d'une même zone, permettant des mesures avec différentes conditions géométriques.

D'autre part, sur mer, le paramètre  $\theta_d$  ne suffit pas pour expliquer l'aspect des signaux car il y a une deuxième source de rayonnement, le glitter, qui modifie fortement l'allure des luminances et luminances polarisées et contamine certaines directions d'observation. Ainsi, nous voyons par exemple pour la journée du 13 mai que, pour un même  $\theta_d$ , il y a deux valeurs différentes de luminance. Pour  $\theta_d$  proche de 130°, une première mesure correspond à  $\phi = 168°$  et une deuxième mesure, pour laquelle la valeur de luminance est plus élevée, correspond à  $\phi = 96^{\circ}$  ( $\theta_v = 47^{\circ}, \theta_s = 13^{\circ}$ ) c'est-à-dire qu'elle est légèrement contaminée par le glitter.

Dans ces directions, le signal aérosol est trop affecté pour qu'on puisse obtenir des informations sur les caractéristiques aérosols. Pour connaître plus précisement les directions contaminées et les éliminer, on calcule l'angle  $\gamma$  entre la direction de visée  $\theta_v$  et la direction de réflexion spéculaire, grâce à la formule 3.5.

$$\cos(\gamma) = \cos(\theta_s)\cos(\theta_v) - \sin(\theta_s)\sin(\theta_v)\cos(\phi). \tag{3.5}$$

En étudiant de cette manière les mesures POLDER, nous nous sommes aperçus que la comparaison avec les mesures bateau se révèlerait difficile, voire impossible. En effet, toutes les mesures POLDER sélectionnées sont, soit perturbées par la présence de nuages (cas du 8 mai, pour lequel le test nuages de la chaîne a éjecté les pixels: nous n'avons donc pas de résultats POLDER sur le pixel bateau et nous utiliserons donc les résultats pour un pixel voisin clair), soit contaminées par le glitter: pour les 9 et 25 mai, nous avons des résultats puisqu'il y a suffisamment de points horsglitter (le nombre de points minimum est fixé à trois); par contre, nous n'avons pas de résultats pour le 13 mai car toutes les directions sont contaminées.

Nous allons maintenant étudier de façon détaillée ces quelques cas: 8, 9, 13 et 25 mai 1997.

# 3.3 Comparaison des résultats REFPOL/POLDER

## 3.3.1 Mesures du 8 mai

Nous allons dans cette partie étudier les mesures et résultats sur deux pixels voisins: le pixel (1727,2719) où se trouvait le bateau et le pixel (1717,2715), situé dans une zone sans nuages.

#### Etude du pixel central (1727,2719)

Cette journée est difficile à traiter car, comme nous l'avons précédemment dit, nous avons observé in situ la présence de nuages bas, de type cumulus. Ceci est également mis en évidence par la forte variabilité de la luminance mesurée par POLDER tracée en fonction de  $\theta_d$  (figure 3.6). Cette variabilité et le fait que le niveau moyen de luminance reste faible (environ 0.03) montrent qu'il ne s'agit pas d'un nuage continu.

Nous avons également présenté les mesures sous forme d'imagettes 61\*61 pixels, centrées sur le pixel AMT (ce qui représente une zone d'environ 360km de côté) pour les trois longueurs d'onde, en luminance (figure 3.8) et en luminance polarisée (figure 3.9). Ces imagettes représentent le signal pour un angle de diffusion de 120°, ce qui nécessite une interpolation entre plusieurs images successives de POLDER. Les imagettes sont tronquées dans leur partie droite (à l'est de la trajectoire), parce que l'angle  $\theta_d = 120^\circ$  n'est pas accessible dans ces régions. De façon générale, le soleil étant à l'est lors du passage POLDER (passage à 10h30 à l'équateur), les visées à l'ouest correspondent à la rétrodiffusion.

Nous distinguons bien sur la figure 3.8 des zones claires, a priori sans nuages et caractérisées par une luminance faible (en bleu foncé sur les images à 865 et 670nm) et des zones où la luminance est au contraire plus élevée du fait de la forte réflexion des nuages, même s'ils ne couvrent que partiellement le pixel (en bleu clair ou jaune sur la figure 3.8). Si on trace maintenant la luminance le long d'une radiale horizontale, passant par le centre de l'image, on constate que le contraste entre zones claires et nuageuses est plus faible pour le canal 443 nm (les écarts absolus sont de l'ordre de 0.005 pour une valeur moyenne de 0.07). En effet, la contribution importante et plus uniforme des molécules (et des aérosols) atténue ce contraste à 443nm alors que cette contribution est plus faible à 865 nm: dans ce canal, les écarts



FIG. 3.8 – Luminances mesurées par POLDER, pour  $\theta_d = 120^\circ$ , 8 mai 1997.

sont cette fois de 0.01 pour un signal moyen de 0.02.

Sur les images en luminance polarisée (figure 3.9), nous remarquons que la présence de nuages n'apparait plus de façon aussi nette. C'est ce que montre également la radiale horizontale, sur laquelle la variation du signal est beaucoup plus faible qu'en luminance. Ceci s'explique par le fait que ces nuages, constitués d'eau liquide, ont une contribution faible en polarisation, sauf dans l'arc-en-ciel qui correspond à des angles de diffusion proches de 140°, qui ne sont pas accessibles ici. Ceci nous empêche donc de détecter les nuages à l'aide de cette signature caractéristique, qui



FIG. 3.9 – Luminances polarisées mesurées par POLDER, pour  $\theta_d = 120^\circ$ , 8 mai 1997.

apparait même pour des nuages fins et qui est saturée pour une épaisseur optique de l'ordre de 2, les diffusions multiples d'ordres élevés ne générant plus de lumière polarisée. La luminance polarisée à 443 nm confirme que les nuages sont bas car, car dans le cas contraire, ils masqueraient une part importante des molécules, ce qui diminuerait le signal polarisé.

Toutefois, on observe lorsqu'il y a des nuages (vers la colonne 12) une augmentation de la luminance polarisée à 865 et 670nm mais pas à 443nm. On peut penser raisonnablement qu'il peut s'agir d'une variation spectrale de la fonction de phase polarisée qui serait faible mais positive à 865 et 670nm et quasiment nulle à 443nm, la position du zéro dépendant de la longueur d'onde.

La suite de l'étude consiste à simuler le signal au niveau du satellite avec les sorties de la chaîne POLDER et les mesures CIMEL, puis à comparer ces simulations aux mesures POLDER. Si on laisse faire la chaîne opérationnelle, le superpixel étudié est supprimé par le test nuage. Ce test, réalisé au pixel, est basé sur un seuil en réflectance et en variance des luminances sur le voisinage 3×3pixels: du fait de la forte réflexion des nuages, les 8 pixels voisins d'un pixel déclaré nuageux sont également éliminés.

Nous avons donc forcé l'inversion et la meilleure restitution des mesures est obtenue pour une granulométrie lognormale de coefficient d'Angström  $\alpha=0.35$ , d'indice de réfraction m=1.50 et pour une épaisseur optique  $\delta_{865}=0.23$ . Par comparaison, les mesures du photomètre, réalisées en visant directement le soleil, sans voile de nuage, conduisent à un coefficient d'Angström  $\alpha=0.27$  et une épaisseur optique  $\delta_{865}=0.06$ .

Compte tenu des faibles valeurs des épaisseurs optiques, les deux valeurs du coefficient d'Angström sont assez comparables et correspondent à de grosses particules. Le photomètre indique que les aérosols, observés entre les nuages, sont gros. Le capteur POLDER intègre à la fois les aérosols et les nuages dont le coefficient d'Angström est quasiment nul: il est donc normal de retrouver ici aussi une faible valeur du coefficient d'Angström. L'incertitude sur l'épaisseur optique  $\delta_{cimel}$  vient directement de l'étalonnage, celle sur  $\delta_{polder}$  de l'étalonnage du capteur mais surtout de la méthode d'inversion qui fait appel à la modélisation. Du fait de la présence des nuages, l'épaisseur optique POLDER est donc nettement supérieure à ce que mesure le photomètre.

La restitution des mesures POLDER à partir des informations délivrées par l'inversion a été faite de façon exacte, et non à partir d'interpolations comme ceci est fait dans l'algorithme d'inversion (à partir des tableaux de simulations): ceci permet d'éliminer le bruit d'inversion.

Ainsi, on constate sur la figure 3.10 que les luminances POLDER sont bien restituées à 865 et 670nm, malgré le bruit des mesures.



FIG. 3.10 – Luminances et luminances polarisées: mesures POLDER et simulations réalisées avec les données chaîne ( $\alpha = 0.35, \delta = 0.23$ ) et les mesures CIMEL ( $\alpha = 0.27, \delta = 0.06$ ),  $\theta_s = 25^\circ$ , 8 mai 1997.

A 443nm, les signaux sont restitués sans tenir compte de la réflectance diffuse de l'eau, qui est estimée, à partir des mesures in-situ de concentration en chlorophylle, à  $\rho_w=0.03$ . Or, on constate qu'avec  $\rho_w=0$ , le niveau de signal est déjà celui des mesures POLDER. Il est donc clair que le modèle donné par l'algorithme ne permettra pas de restituer le signal à 443nm. Pour expliquer cette mauvaise restitution, nous pouvons tout d'abord considérer les extrapolations du modèle qui sont faites dans le canal éloigné 443nm. En effet, l'algorithme est basé sur les luminances à 865 et 670nm et ajuste au mieux les mesures dans ces deux canaux, alors qu'aucune information n'est extraite des mesures à 443nm.

Le signal restitué à 443nm étant trop fort, on peut également penser à une absorption des particules mais compte tenu des faibles épaisseurs optiques, cet effet est peu efficace.

Enfin, il reste le problème de l'étalonnage à 443nm [25] qui fait que le signal POLDER semble insuffisant, ce qui a posé des problèmes lors de l'étude de la couleur de l'océan, les réflectances diffuses de l'eau inversées étant sous-estimées [17].

Nous avons choisi le même indice de réfraction, m=1.50, pour restituer les luminances POLDER à partir des données du photomètre. Les simulations en luminance sont bien entendu très inférieures aux mesures, la différence entre simulations POL-DER et CIMEL correspondant à l'impact des nuages.

A titre indicatif, nous avons estimé la couverture nuageuse à partir de la modélisation approchée suivante:

$$\frac{L_{polder}}{\mu_s} = (1-C)\frac{L_{cimel}}{\mu_s} + (\rho_{nuage} * C), \qquad (3.6)$$

où C est la couverture nuageuse,  $L_{polder}$  la luminance mesurée par POLDER et  $L_{cimel}$  la luminance simulée à partir des mesures CIMEL. Nous avons appliqué cette relation à 865nm, pour la direction  $\theta_d = 105^\circ$  telle que  $L_{polder} = 0.046$  et  $L_{cimel} = 0.02$ . En choisissant  $\rho_{nuages} = 0.4$ , nous obtenons une couverture de 7%, assez caractéristique d'un champ morcelé de cumulus. Evidemment, on aurait une couverture égale à 14% en supposant un nuage deux fois moins réfléchissant.

L'ordre de grandeur du signal polarisé est retrouvé dans les trois canaux, que ce soit avec les inversions des mesures POLDER ou avec les mesures du photomètre. Cependant, ceci tient au fait que le signal polarisé est faible et peu différent du signal moléculaire car les aérosols polarisent peu pour ces angles de diffusion, tout comme les nuages.

La présence de nuages faussant fortement les caractéristiques obtenues des aérosols, nous avons déplacé notre étude vers une zone voisine plus claire. Nous avons choisi le pixel (1717-2715), situé à une soixantaine de kilomètres au Nord-Ouest du pixel bateau. Nous supposerons que sur cette distance le type d'aérosol ne change pas, car la zone est très loin des sources éventuelles, et que leur quantité évolue peu. Les comparaisons que nous avons faites dans le paragraphe précédent et les inversions des mesures satellites devraient donc être ici de meilleure qualité.

#### Etude du "pixel clair" (1717,2715)

Nous avons tracé sur la figure 3.11 les luminances POLDER totale et polarisée dans le canal infrarouge. On constate tout d'abord que le signal est environ trois fois plus faible que pour le pixel précédent, soit en luminance un niveau de 0.01 au lieu de 0.03 vers  $\theta_d = 95^\circ$ , alors que, compte tenu de la proximité des deux superpixels, la géométrie reste pratiquement la même.

Même s'il y a encore du bruit entre les différents pixels, il est maintenant beaucoup plus faible: environ  $5.10^{-4}$  au lieu de 0.01 dans certaines directions de visée.

En polarisation, le signal reste du même ordre de grandeur que sur la figure 3.7 mais avec un bruit réduit, inférieur à  $5.10^{-4}$ , contre 1 à  $2.10^{-3}$  précédemment.

La simulation des mesures POLDER à partir des données du photomètre, et avec l'hypothèse m=1.50, donne un bon accord en luminance et luminance polarisée, dans les trois canaux (figure 3.12). L'indice m=1.50 a été choisi car il donne le plus faible écart entre mesures et simulations.



FIG. 3.11 – Luminances et luminances polarisées mesurées par POLDER à 865 nm, pour le pixel clair du 8 mai 1997.



FIG. 3.12 – Luminances et luminances polarisées mesurées par POLDER et simulées avec les données CIMEL pour le pixel clair, 8 mai 1997.

Les caractéristiques du modèle inversé par l'algorithme correspondent à de gros aérosols ( $\alpha$ =-0.18), d'indice m=1.33 et d'épaisseur optique  $\delta_{865}$ =0.14 (le test nuage est ici celui de la chaîne opérationnelle). Il permet de restituer correctement les mesures POLDER comme le montre la figure 3.13, même si la luminance polarisée est un peu surestimée à 443nm.

L'épaisseur optique obtenue par la chaîne est encore légèrement différente de



FIG. 3.13 – Luminances et luminances polarisées mesurées par POLDER et simulées avec les résultats de la chaîne pour le pixel clair, 8 mai 1997.

celle mesurée avec le CIMEL. En fait, les valeurs de l'indice et de l'épaisseur optique sont couplées, car le signal à restituer est de la forme  $\delta p(\theta_d)$ , ces deux grandeurs dépendant de m. Dans le domaine d'angles de diffusion considérés, la fonction de phase  $p(\theta)$  augmente en même temps que m, ce qui entraîne donc une diminution de l'épaisseur optique pour respecter le signal en  $\delta p(\theta_d)$ .

Ainsi, on trouve pour ce pixel une valeur d'épaisseur optique  $\delta=0.1$  pour m=1.50, ce qui est plus proche de la mesure CIMEL et qui permet une bonne restitution des luminances et luminances polarisées.

En fait, le signal polarisé étant faible et les mesures ne donnant pas accès à la rétrodiffusion, l'indice m=1.33 obtenu dans ces conditions est peu fiable.

Les mesures du photomètre permettent également de simuler les signaux descendants, à comparer aux mesures directionnelles de l'instrument REFPOL. Les comparaisons, tracées sur la figure 3.14, sont assez satisfaisantes, exception faite de la luminance à 865nm dans la pointe avant, où la restitution dépasse les mesures



d'environ 20%. De même, l'indice a été fixé à 1.50 car il donne le meilleur accord.

FIG. 3.14 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées avec les mesures CIMEL, 865 et 670 nm, 8 mai 1997.

Ceci montre encore une fois que de simples mesures de transmission ne peuvent suffire pour déterminer d'autre type de mesures (luminances, luminances polarisées, pour d'autres longueurs d'onde). En particulier, nous avons fixé un type de granulométrie qui favorise sans doute trop les grosses particules, pour lesquelles l'indicatrice de diffusion est fort sensible dans la pointe avant.

Ces mêmes simulations du rayonnement descendant réalisées avec les sorties de la chaîne sur le pixel clair et avec un indice de m=1.33 donnent des résultats moins bons, en luminance et luminance polarisée (figure 3.15). L'indice m=1.33 a été choisi car les signaux restitués sont plus proches des mesures qu'avec m=1.50.

En particulier, l'inversion se faisant à partir des luminances montantes pour des angles  $\theta_d$  compris entre 95° et 125°, les luminances descendantes dans ce même domaine d'angles sont correctes. Par contre, c'est moins bien vers  $\theta_d=0^\circ$ , ce qui montre qu'il est difficile d'extrapoler les résultats sur des domaines différents d'angles. En effet, vers 95°-120°, les particules de toutes tailles participent à la diffusion, ce qui n'est pas le cas en pointe avant où le poids des grosses particules est prépondérant.



FIG. 3.15 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées avec les résultats de la chaîne, 865 et 670 nm, 8 mai 1997.

Enfin, nous constatons que la luminance polarisée n'est pas très bien restituée: les allures directionnelles à 865 et 670nm ne sont pas retrouvée et les écarts augmentent lorsqu'on s'éloigne de la région angulaire  $\theta_d = 90^\circ$  qui a été utilisée pour déterminer le modèle.

## 3.3.2 Mesures du 9 mai

La zone étudiée est située au large du Brésil, à environ 800 km plus au Nord que celle du 8 mai. Les observations visuelles indiquent un ciel bien dégagé avec une faible charge en aérosols puisque l'épaisseur optique mesurée par le photomètre vaut 0.05 à 865nm.

Les imagettes, tracées sur les figures 3.16 et 3.17 et représentant les mesures POLDER, interpolées pour un angle de diffusion  $\theta_d = 120^\circ$ , font toutefois apparaître des niveaux de signal importants, ce qui indique une forte contamination par le glitter, en particulier sur la partie gauche des figures, vers l'ouest.

L'analyse de la géométrie pour le pixel bateau  $(\theta_s, \theta_v, \phi)$  confirme bien les condi-



FIG. 3.16 – Luminances mesurées par POLDER, pour  $\theta_d = 120^\circ$ , le 9 mai 1997.

tions de glitter: pour l'angle  $\theta_d$ =116,76°, qui correspond à  $\theta_s$  = 24.47°,  $\theta_v$  = 40.11° et  $\phi$  = 157.13°, l'angle  $\gamma$  vaut 19.6°, ce qui est proche des conditions spéculaires.

Si on considère l'angle  $\gamma$  sur toute l'image, celui-ci est inférieur à 15° pour une partie des pixels situés à l'ouest de l'image (figures 3.16 et 3.17). Ainsi, les radiales tracées en luminance et luminance polarisée dans les trois canaux mettent en évidence un fort gradient, avec une décroissance régulière vers l'est.

On peut remarquer sur les imagettes en luminance la présence de deux zones nuageuses suffisamment éloignées du pixel central pour ne pas le contaminer: au Nord-Ouest, les nuages sont morcelés et on note que leur luminance est supérieure à celle du glitter, surtout à 443nm où le glitter est attenué par une plus longue traversée atmosphérique qu'aux deux autres longueurs d'onde.



FIG. 3.17 – Luminances polarisées mesurées par POLDER, pour  $\theta_d = 120^\circ$ , le 9 mai 1997.

Ces pixels ont une luminance polarisée plus faible que les pixels clairs, car les nuages qui masquent une partie de la réflexion spéculaire polarisent peu pour  $\theta_d =$ 120°. De plus, le fait que les écarts en luminance polarisée soient faibles entre pixels voisins suggère qu'il s'agit ici d'une couverture nuageuse partielle.

Lorsqu'on compare la luminance montante mesurée sur le pixel central à la luminance simulée avec une atmosphère purement moléculaire (figure 3.18), on constate que la contribution du moléculaire est supérieure à la luminance mesurée à 865 et 670nm dans la zone du glitter. Il y a par contre quelques points, pour  $\theta_d$  inférieur à 135°, pour lesquels le glitter devient négligeable par rapport au signal atmosphérique.

Plusieurs hypothèses peuvent être envisagées pour expliquer cet effet, à savoir



FIG. 3.18 – Luminance et luminance polarisée: mesures POLDER et simulation du moléculaire, $\theta_s=25^\circ$ , 9 mai 1997.

une vitesse de vent mal choisie, un effet des aérosols dans la tâche du glitter ou une mauvaise simulation de ce dernier.

Lorsque la vitesse du vent augmente, la tâche du glitter s'élargit mais, parallèlement, le niveau maximum de la luminance réfléchie diminue. Sur la figure ?? sont tracées les luminances du moléculaire pour deux vitesses de vent, 7 et 10m/s. On note effectivement une diminution du signal simulé dans la zone du glitter, mais insuffisante pour passer sous les mesures POLDER. Nous n'avons pas regardé ce qui se passerait pour une vitesse V supérieure à 10 m/s car les données météorologiques acquises sur le bateau font état d'un vent de force 4 maximum, c'est-à-dire environ 9m/s: des simulations pour V supérieure ne seraient plus réalistes.

Les aérosols sur cette zone semblent être assez proches de ceux rencontrés la veille, tant en taille ( $\alpha$ =0.33 le 9 mai et 0.27 la veille) qu'en quantité ( $\delta_{865}$ =0.05 le 9 mai et 0.06 la veille). Leur rôle dans la direction du glitter est limité: ils atténuent le faisceau direct en exp $\left(-\delta_a\left(\frac{1}{\mu_s}+\frac{1}{\mu_v}\right)\right)$  tout en favorisant la diffusion vers l'avant, c'est-à-dire dans la direction spéculaire. Les calculs montrent qu'en introduisant les aérosols dont les caractéristiques sont déduites du photomètre, le signal maximum



FIG. 3.19 – Luminance du moléculaire simulée pour deux vitesses de vent.

diminue de  $10^{-3}$ . Le doublement de l'épaisseur optique donnerait un écart en luminance de  $2.10^{-3}$  par rapport au signal moléculaire. Un autre essai, réalisé cette fois avec des particules beaucoup plus petites correspondant à un coefficient d'Angström  $\alpha$ =2.11 (loi lognormale  $\sigma$ =0.375 et r<sub>m</sub> = 0.01 $\mu$ m, m=1.40) mais avec la même épaisseur optique  $\delta$  = 0.05 provoque une légère augmentation dans la direction spéculaire. Nous observons bien qu'il y a un effet dû à la taille des particules, mais très léger.

On constate donc que ces deux premiers paramètres ne peuvent expliquer le niveau anormalement bas du signal mesuré dans la direction spéculaire. Il semble que la solution de ce problème réside dans la modélisation même du glitter. Dans nos calculs, nous avons choisi une répartition isotrope en azimut de la distribution en pentes de vagues (modèle du clapotis), qui ne prend en compte que le module de la vitesse du vent. Cox et Munk [1], [2] ont montré que la forme du glitter dépend également de la direction du vent, ce qui se manifeste sur les mesures de rayonnement ascendant [5]. On peut très bien l'imaginer ici si la mer est agitée par une houle, ce qui rompt la symétrie du champ de rayonnement par rapport au plan principal solaire. Notons toutefois que ce biais concerne essentiellement le glitter direct et qu'il n'y a donc pas d'impact sur les inversions POLDER, pour lesquelles les directions contaminées sont éliminées.

Ainsi, l'inversion des mesures POLDER n'est réalisée que sur les 5 mesures horsglitter, correspondant toutes à un angle de diffusion proches de 140°, de telle sorte que nous ne bénéficions pas de la directionnalité: il est donc difficile de comparer des simulations aux mesures POLDER. Nous pouvons cependant comparer les épaisseurs optiques et les coefficients d'Angström (tableau 3.2). Les résultats de l'inversion sont assez proches de ceux évalués à l'aide du CIMEL: l'épaisseur optique POLDER évaluée par la chaîne est encore légèrement supérieure pour l'indice m=1.40 mais elle vaut  $\delta_{polder}=0.06$  si l'on considère l'indice m=1.50.

Nous avons simulé les luminances et luminances polarisées à 865 et 670nm avec les données CIMEL et les avons comparées aux mesures REFPOL (figure 3.20). Nous avons choisi l'indice m=1.40 pour les restituer au mieux, mais les résultats avec l'indice m=1.50 sont comparables.



FIG. 3.20 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées avec les mesures CIMEL,  $\theta_s = 24^\circ$ , 9 mai 1997.

La restitution est correcte dans les deux canaux. Les luminances polarisées sont

un peu moins bien retrouvées car leurs niveaux sont très proches de ceux du moléculaire.

Nous avons tracé sur la figure 3.21 les simulations réalisées avec le modèle déduit de la chaîne, pour l'indice m=1.40. La luminance est correctement restituée pour des angles de diffusion supérieurs à 60°, elle s'éloigne plus nettement des mesures dans la pointe avant, surtout pour le canal 865nm.

Notons que les signaux pour les indices m=1.40 et m=1.50 (que nous n'avons pas tracé) sont rigoureusement identiques pour  $\theta_d$  compris entre 60° et 110°, puisque les valeurs de  $\alpha$  et  $\delta$  ont été obtenues en ajustant les luminances POLDER pour ces angles. Une différence apparaît dans la pointe avant, où les simulations avec l'indice 1.50 sont légèrement plus proches des mesures. En polarisation, l'allure et les niveaux de signal sont moyennement retrouvés, que ce soit avec l'indice m=1.40 ou 1.50, surtout dans la pointe avant, mais il est difficile de conclure dans cette zone puisque les mesures sont faibles, bruitées et non signées.



FIG. 3.21 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées avec les résultats de la chaîne, 9 mai 1997.

Cette journée du 9 mai permet de montrer une inversion POLDER dans un cas

très défavorable. En effet, le masque glitter élimine de nombreuses directions et on est quasiment ramené à un capteur monodirectionnel. Bien qu'il y ait peu d'aérosols, les résultats de l'inversion sont comparables à ceux du CIMEL manuel, eux-mêmes suffisants pour rendre compte des effets directionnels des mesures REFPOL.

On restitue également les mesures REFPOL à partir des sorties de la chaîne POLDER, ce qui montre la bonne cohérence des résultats.

# 3.3.3 Mesures du 13 mai

Le diagramme polaire tracé sur la figure 3.22 permet de montrer que presque toutes les observations peuvent être contaminées par le glitter et ceci bien que l'angle  $\gamma$  soit au minimum de 30 °. En effet, la vitesse élevée du vent (environ 12m/s) élargit la tâche du glitter, le pixel bateau n'a pas été traité par la chaîne. Nous ne disposons donc pas des caractéristiques aérosols déduites des mesures POLDER, fortement contaminées par le glitter.

Notre étude se réduira donc pour cette journée aux mesures directionnelles de REFPOL et CIMEL mais nous étudierons des mesures POLDER, dans cette zone, pour d'autres journées et avec différents jeux de modèles: les modèles monomodaux (lognormaux) de la base, complétés par les modèles plus réalistes WMO et SeaWiFS et des modèles dits sahariens [10], utilisés pour inverser les mesures de Météosat audessus de l'Atlantique.

Nous avons tout d'abord simulé les signaux descendants avec un modèle lognormal monomodal correspondant aux données CIMEL ( $\alpha \simeq 0$  et  $\delta=0.4$ ) et pour un indice fixé à m=1.50, qui donne les meilleurs résultats.

Nous constatons sur la figure 3.23 que les niveaux de luminance sont assez bien restitués pour  $\theta_d$  compris entre 70° et 90° à 670nm, moins bien à 865nm, mais



FIG. 3.22 – Géométrie de visée des mesures POLDER pour le 13 mai 1997 ( $\theta_s = 24.5^{\circ}$ ).

qu'une dégradation apparait dès que l'angle de diffusion diminue (environ 20% à 865nm pour  $\theta_d$  inférieur à 50°).



FIG. 3.23 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées d'après les mesures CIMEL (modèle monomodal),  $\theta_s=12.4^\circ$ , 13 mai 1997.

Les mesures de polarisation sont quant à elles très mal restituées, aussi bien en niveau qu'en allure directionnelle: les signaux sont très inférieurs aux mesures, et même au signal moléculaire, du fait que le taux de polarisation est négatif pour cet indice de réfraction et ce coefficient d'Angström.

De façon générale, les mesures directionnelles de REFPOL pour ce cas mais aussi de POLDER pour d'autres journées sont souvent mal restituées avec une loi monomodale lorsqu'il s'agit de grosses particules, et en particulier d'aérosols sahariens. Ceci tient à ce que ces aérosols ont des distributions multimodales et que leur forme s'éloigne du modèle sphérique. En polarisation, les restitutions sont vraiment mauvaises pour plusieurs raisons: d'une part, comme nous l'avons déjà dit, on ajuste le modèle à partir de luminances spectrales. Dans le cas d'aérosols sahariens, on va donc centrer la distribution en taille sur les gros rayons, pour respecter la luminance et sa dépendance spectrale, en ne tenant pas compte d'éventuelles petites particules qui, seules, polarisent. D'autre part, les grosses particules sphériques présentent en théorie des arcs en rétrodiffusion, ce qui n'a pas été observé sur les mesures. En fait, de tels aérosols sont certainement non sphériques, exception faites des gouttelettes d'eau liquide, ce qui supprime ces arcs.

Nous avons donc testé des granulométries multimodales, développées pour étudier les aérosols de la zone Atlantique tropical. Ces modèles, au nombre de 10, sont trimodaux, avec un mode de grosses particules (de rayon efficace compris entre 9 et  $24 \ \mu m$ ), associé à deux autres modes (avec un rayon efficace variant de 0.03 à  $0.2 \mu m$ et 0.1 à  $10 \mu m$ ) pouvant générer de la polarisation (pour des particules de rayon inférieur à  $0.5 \mu m$ ; l'indice de réfraction est fixé à 1.53 - 0.0035i. Les coefficients d'Angström des modèles s'étalent de 1.65 (pour le modèle de "background", qui est aussi appelé "troposphérique" pour les granulométries SeaWiFS) jusqu'à des valeurs négatives pour les plus grosses particules, correspondant à des situations proches des sources, assez peu réalistes au-dessus de l'océan (sauf exceptionnellement près des côtes).
En conservant l'épaisseur optique  $\delta = 0.4$  donnée par le photomètre, le modèle qui restitue le mieux les mesures de luminances (figure 3.24 à gauche) est caractérisé par un coefficient d'Angström  $\alpha=0.12$  et un albédo de diffusion  $\omega_0=0.88$ . Les caractéristiques des deux modèles trimodaux que nous utilisons sont résumées dans le tableau 3.3.



FIG. 3.24 – Luminances et luminances polarisées mesurées le 13 mai 1997 par REF-POL et simulées d'après l'épaisseur optique CIMEL, pour des granulométries trimodales: pour la luminance,  $\alpha=0.12$ , pour la polarisation,  $\alpha=0.7$ . 13 mai 1997.

α		0.7			0.12	
$\mathbf{r}_{eff}$ ( $\mu$ m)	0.005	0.33	12	0.003	1.17	25.9
σ	0.79	1.04	0.56	0.72	1.28	0.71
concentration relative $(\%)$	54.21	45.78	$9.7 \ 10^{-6}$	54.21	45.78	9.7 $10^{-5}$
en nombre de particules						

TAB. 3.3 – Caractéristiques des granulométries trimodales utilisées pour la simulation, 13 mai 1997.

La qualité des restitutions en luminance est loin d'être excellente, surtout à

670nm où le signal simulé est trop faible: les restitutions sont donc tout à fait comparables à ce qu'on avait obtenu avec le modèle lognormal monomodal précédent. Cependant, l'allure directionnelle et le niveau de signal sont mieux retrouvés à 865nm.

Quant à la polarisation, elle est très mal restituée avec ce modèle ( $\alpha$ =0.12), les signaux simulés restant encore faibles. Par contre, nous avons trouvé dans la base un autre modèle qui restitue beaucoup mieux l'allure directionnelle des signaux (figure 3.24 à droite), avec cependant une simulation un peu sous-estimée à 670nm, mais qui restitue mal celles des luminances. Ce modèle, de coefficient d'Angström  $\alpha$ =0.7 et d'albédo  $\omega_0$ =0.968, introduit plus de petites particules polarisantes ce qui permet d'augmenter nettement le signal polarisé et d'approcher les mesures (cette valeur de coefficient d'Angström est cependant assez différente de celle du CIMEL). Il semblerait donc logique qu'un mélange entre ces deux granulométries puisse restituer à la fois la luminance et la luminance polarisée.

Encore une fois, on retrouve l'intérêt des multimodalités qui permettent, en ajustant le pourcentage relatif des modes, de restituer à la fois les deux types de signaux, sensibles à des rayons différents de particules. Ceci sera appliqué dans les futurs algorithmes POLDER, qui utiliseront des modèles bimodaux. La difficulté réside dans le choix des modes, en particulier celui des petites particules, qui servent à restituer la polarisation et qui dépendent de l'indice de réfraction. Avec un tel algorithme, on perdra la possibilité d'interpoler finement entre les modèles car le nombre de modèles sera limité. Par contre, la modification se fera par l'intermédiaire de la concentration relative entre les deux modes introduits.

Puisque nous n'avons pas pu inverser les mesures POLDER au voisinage du Cap Vert pour cette journée du 13 mai, nous allons faire une étude spécifique de cette zone pour d'autres journées. En effet, les aérosols désertiques sont la deuxième source d'aérosols en masse, après les maritimes. Une partie importante des aérosols sahariens étant transportée au-dessus de l'atlantique, nous pourrons les étudier à l'aide des mesures POLDER et de celles du photomètre situé au Cap Vert.

Nous avons étudié quelques inversions des mesures pour le mois de novembre 1996, sur une zone de  $5 \times 5$  superpixels centrés sur le Cap Vert. Les vents sont modérés, de secteur Nord-Est et susceptibles d'amener des aérosols sahariens. Les résultats de l'inversion sont donc obtenus avec la chaîne pour les trois types de modèles de la base et les modèles sahariens.

Sept journées ont été retenues: lors des inversions, nous avons fait apparaitre, pour chacun des 4 types de modèles, l'épaisseur optique et le coefficient d'Angström directement comparables aux mesures du photomètre, mais aussi les écarts entre mesures et restitutions en luminance à 865 et 670nm. Pour étudier totalement les inversions sur les différents modèles, nous avons choisi la journée du 5 novembre, pour laquelle tous les pixels de la zone sont inversés (pas de nuage ni de glitter).

Le CIMEL indique une épaisseur optique  $\delta_{865}=0.54$  et un coefficient d'Angström  $\alpha=0.09$ , caractéristique de gros aérosols. Les meilleurs résultats, en terme d'écart sur les luminances, ainsi que les caractéristiques des modèles correspondant sont résumés dans le tableau 3.4, pour chaque classe de modèles et pour le superpixel (438-948), proche du site CIMEL.

On constate que, sauf pour le modèle lognormal, la valeur trouvée pour le coefficient d'Angström est très éloignée de celle déduite du CIMEL, valeur en laquelle nous avons confiance compte tenu des étalonnages et de la charge élevée en aérosols. Pourtant, le meilleur modèle, en ce qui concerne l'écart à la mesure, correspond à un WMO. Nous nous sommes donc intéressé aux fonctions de phase des différents

modèle	écart $(.10^{-3})$	$\delta_{865}$	α	$\omega_0$	Remarques
lognormal	2.1	0.49	0.3	1	m=1.33
WMO	0.5	0.61	1.14	0.82	urbain, 90% d'humidité
SeaWiFS	1.5	0.37	1.28	0.987	troposphérique, 99% d'humidité
saharien	1.4	0.27	1.14	0.975	faible contribution du gros mode

TAB. 3.4 – Caractéristiques des meilleurs modèles restitués, pour 4 types de granulométries, 5 novembre 1996, Cap Vert. Les mesures CIMEL donnent  $\alpha_c = 0.09$  et  $\delta_c = 0.54$ .

modèles (figure 3.25).



FIG. 3.25 – Fonctions de phase des meilleurs modèles obtenus par l'inversion des mesures POLDER du 5 novembre 1996.

D'après le coefficient d'Angström déduit des mesures CIMEL, on prévoit une quantité  $\delta p(\theta)$  pratiquement indépendante de la longueur d'onde, c'est bien ce que nous constatons qualitativement sur cette figure: pour le modèle lognormal, les fonctions de phase sont proches dans les deux canaux entre 100° et 140°. Il en sera de même pour les luminances car le rapport entre les épaisseurs optiques  $\frac{\delta_{670}}{\delta_{865}}$  vaut 1.08 avec  $\alpha=0.3$ . Pour les trois autres types de granulométries, la fonction de phase à 670nm est plus faible que celle à 865nm, mais ceci sera à peu près compensé par l'effet spectral de l'épaisseur optique avec des coefficients d'Angström de l'ordre de 1.2, ce qui donne un rapport  $\frac{\delta_{670}}{\delta_{865}}$  de l'ordre de 1.36.

On comprend que c'est donc l'allure directionnelle de ces fonctions de phase en rétrodiffusion qui modifie l'écart par rapport aux mesures, d'autant plus que sur cette journée, la plage d'angles de diffusion est étendue (entre 110° et 168°). En effet, les fonctions de phase des modèles lognormaux, SeaWiFS et sahariens présentent une forte dissymétrie et des allures directionnelles différentes en fonction de la longueur d'onde, entre 110° et 160°, contrairement aux fonctions de phase du modèle WMO urbain, qui sont plus plates. Ceci explique que l'écart soit plus petit, bien que ce modèle soit très différent de celui déduit des mesures CIMEL. Les mesures et les différentes restitutions sont tracées sur la figure 3.26.



FIG. 3.26 – Restitutions des luminances (865 et 670nm) et des luminances polarisées
(865nm) pour chaque modèle, 5 novembre 1996.

On retrouve sur cette figure la forte dissymétrie du modèle lognormal et la bonne restitution obtenue avec le modèle WMO. Parallèlement, les biais sur les épaisseurs optiques restituées sont bien sûr corrélés aux niveaux des fonctions de phase, la valeur minimum  $\delta$ =0.27 étant obtenue pour le modèle saharien, dont les fonctions de phase ont les niveaux les plus forts.

D'après ces résultats, nous voyons qu'il faut avoir, pour restituer les mesures, des fonctions de phase plus plates, sans effet spectral en rétrodiffusion, pour des grosses particules [14]. Ceci ne peut s'obtenir avec des particules sphériques, qui présentent des arcs importants en rétrodiffusion, à moins de choisir des matériaux fortement absorbants mais conduisant à des albédos de diffusion trop faibles, qui ne seraient pas très réalistes. Par contre, des particules non sphériques, en particulier des mélanges de particules ellipsoïdes (oblates et prolates) ont des fonctions de phase plates pour des angles de diffusion supérieurs à 90° [37] et seront utilisés comme mode "coarse" dans les futurs algorithmes POLDER.

Nous avons également tracé les signaux en polarisation sur la figure 3.26: on retrouve avec le modèle lognormal la présence d'un arc de polarisation lié à la présence de grosses particules sphériques, et une sous-estimation de la polarisation vers 110°, liée au fait que le signal est ajusté sur les luminances, donc avec les plus grosses particules. Pour le modèle saharien, on note un arc négatif lié à l'indice de réfraction absorbant 1.53 - 0.0035i. Les deux autres modèles SeaWiFS et WMO donnent l'allure générale mais par excès: cette fois, il y a trop de petites particules, qui donnent un coefficient d'Angström trop grand. Ici aussi, l'adjonction d'un mode de grosses particules, non polarisantes et non sphériques, serait nécessaire.

Les études précédentes peuvent être étendues aux 22 superpixels de la zone. Nous présentons dans le tableau 3.5, pour des modèles lognormaux uniquement, les résultats des épaisseurs optiques et des coefficients d'Angström, qui montrent la bonne stabilité de l'inversion. En effet, nous trouvons des coefficients d'Angström compris

entre 0.21 et 0.33 et des épaisseurs optiques variant de 0.36 à 0.59 (en-dehors de quelques super pixels situés près de l'île de Sal).

Superpixel	94	46	94	47	94	48	94	49	95	50
n°	α	δ	α	δ	α	δ	α	δ	α	α
437	*	*	0.33	0.38	0.26	0.38	0.25	0.37	0.22	0.36
438	0.31	0.45	0.31	0.47	0.30	0.49	0.24	0.44	0.23	0.44
439	0.28	0.54	0.29	0.54	0.26	0.52	0.28	0.49	0.21	0.45
440	0.27	0.58	0.26	0.56	0.21	0.54	*	*	0.20	0.46
441	0.26	0.59	0.25	0.57	0.07	0.6	*	*	0.21	0.46

TAB. 3.5 – Résultats des inversions pour la zone  $5 \times 5$  superpixels du Cap Vert, 5 novembre 1996. \*: pas de résultats pour ce pixel.

Si nous inversons maintenant ces mesures avec tous les modèles, sur cette zone, nous observons que les écarts sont toujours minimums pour les modèles WMO, avec un coefficient d'Angström qui vaut le plus souvent  $\alpha=1.14$ , avec parfois un modèle voisin (urbain, avec 98% d'humidité) de coefficient d'Angström  $\alpha=0.98$ . Avec les granulométries SeaWiFS, outre le modèle troposphérique d'humidité relative égale à 99% ( $\alpha=1.28$ ), on voit apparaître le modèle coastal à 90% d'humidité relative ( $\alpha=0.40$ ), en particulier lorsque la plage d'angles de diffusion se rétrécit, ce qui réduit les effets directionnels.

Comme pour le pixel central, les épaisseurs optiques et coefficients d'Angström les plus proches de ceux déduits des mesures CIMEL sont, sur toute la zone, ceux obtenus avec les modèles lognormaux.

Nous avons également comparé les inversions POLDER aux mesures CIMEL pour d'autres journées du mois de novembre. Les résultats sont regroupés dans le tableau 3.6 où figurent pour chaque jour les écarts aux mesures pour chaque type de modèle, l'épaisseur optique et le coefficient d'Angström correspondants, la plage d'angles de diffusion, le nombre de directions de visée  $N_{obs}$  et la vitesse du vent. Les résultats correspondent au superpixel (438,948), sauf le 29 novembre où nous avons considéré le superpixel voisin (439,948).

date	modèle	δ865	α	écart $(.10^{-3})$	N	$\Delta \theta$	vent (m/s)	Scimel	acimel	type
7/11	m=1.33	0.21	0.39	0.25	5	124°	7.3	0.29	0.14	LN*
	urbain, HR70**	0.29	1.17	0.30		à				WMO
	côtier, HR90**	0.23	0.40	0.34		130°				SeaWiFS
		0.18	0.41	0.25						saharien
12/11	m=1.50	0.10	-0.11	0.58	5	158°	6.4	0.25	0.27	LN*
	côtier, HR80**	0.20	0.59	0.65		à				WMO
	côtier, HR90**	0.22	0.40	0.30		175°				SeaWiFS
		0.16	0.20	0.32					l	saharien
22/11	m=1.40	0.21	0.38	0.32	4	125°	8	0.29	0.15	LN*
	urbain, HR70**	0.28	1.17	0.20		à				WMO
	côtier, HR80**	0.22	0.40	0.43		132°				SeaWiFS
		0.18	0.41	0.30						saharien
23/11	m=1.40	0.16	0.23	0.28	5	155°	7.7	0.29	0.32	LN*
	côtier, HR80**	0.18	0.59	0.40		à				WMO
	côtier, HR80**	0.18	0.40	0.43		166°				SeaWiFS
		0.14	0.41	0.37						saharien
27/11	m=1.33	0.36	0.08	0.88	6	148°	6.8	0.33	0.43	LN*
	côtier, HR80**	0.28	0.59	0.85		à				WMO
	côtier, HR80**	0.28	0.40	0.89		175°				SeaWiFS
		0.24	0.75	1.24						saharien
28/11	m=1.33	0.22	0.29	1.03	13	106°	6.6	0.22	0.26	LN*
	urbain, HR98**	0.23	0.98	0.35		à				WMO
	troposphérique, HR99	0.16	1.28	0.82		158°				SeaWiFS
		0.13	0.75	0.65						saharien
29/11	m=1.33	0.26	0.42	0.70	7	106°	7.2	0.38	0.27	LN*
	urbain, HR70**	0.32	0.89	1.11		à				WMO
	côtier, HR80**	0.40	0.20	0.62		122°				SeaWiFS
		0.30	0.41	0.90						saharien

TAB. 3.6 – Résultats des inversions pour quelques journées de novembre 1996. LN\*: granulométrie lognormale, HR70\*\*: humidité relative de 70%.

Globalement, par journée, les écarts pour les 4 types de modèles sont voisins (sauf pour le modèle WMO du 28 novembre).

Le modèle lognormal donne d'assez bons résultats pour les épaisseurs optiques et coefficients d'Angström, sauf le 12 novembre, où les valeurs POLDER sont un peu faibles, et le 27 novembre, où le coefficient d'Angström est sous-estimé.

Il en est de même pour les modèles SeaWiFS, exception faite du 28 novembre où le coefficient d'Angström est nettement surestimé.

Les modèles sahariens, même s'ils présentent souvent des écarts assez faibles, sous-estiment cependant les épaisseurs optiques, tout en surestimant les coefficients d'Angström. De plus, la restitution directionnelle de la polarisation est mauvaise du fait de la présence marquée des arcs en rétrodiffusion.

Enfin, comme pour le 5 novembre, les modèles WMO urbains restituent relativement bien les mesures des 7, 22, 28 et 29 novembre, car leurs fonctions de phase présentent la même variation spectrale qu'un gros aérosol, avec une meilleure allure directionnelle (la fonction de phase est plus plate). Les coefficients d'Angström associés à ces modèles sont toutefois élevés et bien plus forts que ceux mesurés avec le photomètre.

On voit donc sur ces exemples que les résultats de l'inversion dépendent étroitement des modèles introduits et qu'une analyse fine doit être faite pour éviter les biais sur les grandeurs géophysiques restituées.

De plus, les modèles lognormaux de la base donnent de bons résultats en coefficient d'Angström et épaisseur optique, même si la directionnalité des mesures n'est pas toujours restituée au mieux. Leur avantage par rapport aux autres modèles est de permettre une interpolation sur le coefficient d'Angström, de façon à restituer, en moyenne (c'est-à-dire sans la directionnalité), la dépendance spectrale des luminances. Cette souplesse n'existe pas avec les autres modèles de coefficients d'Angström fixés, tels que les modèles SeaWiFS ou WMO (les modes sont figés en rayons et concentrations). Dans le prochain algorithme, les modes seront figés (coarse et d'acumulation) mais leurs concentrations relatives pourront être interpolées.

#### 3.3.4 Mesures du 25 mai

Les mesures POLDER pour cette journée sont également contaminées par le glitter: le signal moléculaire simulé est largement supérieur aux mesures, comme c'était le cas pour le 9 mai, et les angles  $\gamma$  sont inférieurs à 25° pour de nombreux points de mesures. Seules quelques directions n'ont pas été éjectées par le test glitter: les caractéristiques des aérosols ont été précédemment résumées dans le tableau 3.2, où figurent également les mesures CIMEL simultanées.

Nous constatons une importante différence entre les résultats déduits des mesures POLDER et CIMEL. En effet, la chaîne nous donne une épaisseur optique nettement plus élevée que celle du CIMEL et un coefficient d'Angström plus faible, alors que l'on s'attend à rencontrer de petites particules. Cependant, l'inversion est ici difficile du fait du faible contenu en aérosols et des conditions d'observation (la plage d'angles de diffusion hors glitter est réduite et vaut environ 15°).

Lorsque nous calculons le signal descendant avec les valeurs déduites des mesures POLDER ( $\delta_{865} = 0.17, \alpha = 0.46$ ) et nos modèles lognormaux, nous constatons que les simulations ne restituent pas les mesures réalisées avec REFPOL. La figure 3.27 montre que la luminance polarisée simulée est trop faible par rapport à la mesure, le coefficient d'Angström étant représentatif d'aérosols peu polarisants. De même, la luminance n'est pas bien simulée dans la pointe avant car la granulométrie fait apparaître trop de grosses particules. Même si le modèle restitue correctement les quelques mesures POLDER hors glitter, les caractéristiques déduites de l'algorithme sont peu satisfaisantes car très différentes des mesures CIMEL. De plus, elles ne restituent pas les mesures de REFPOL pour lesquelles nous disposons d'une large plage directionnelle.



FIG. 3.27 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées d'après les résultats de la chaîne,  $\theta_s = 29^\circ$ , 25 mai 1997.

Les signaux descendants simulés à partir des mesures CIMEL sont au contraire nettement plus proches des mesures REFPOL (figure 3.28). L'allure directionnelle est bien respectée, seule la simulation à 670nm en polarisation est un peu faible. N'ayant pas d'information sur l'indice de réfraction, celui-ci a été arbitrairement fixé à 1.50 mais les simulations sont assez semblables pour les deux autres valeurs (1.33 et 1.40) car nous n'avons pas accès à la rétrodiffusion.

Compte-tenu de la géographie et de la direction des vents, nous avons considéré un modèle de type urbain développé par Remer et al. [43], comme nous l'avions fait sur la journée du 13 mai avec les sahariens en introduisant un modèle de type saharien.

Il s'agit d'un modèle dynamique déduit des mesures du réseau AERONET, qui tient compte des évolutions liées à la quantité d'aérosols: ces modèles dynamiques, bimodaux, ont des caractéristiques, en particulier les rayons modaux des deux modes et les concentrations relatives, qui dépendent de l'épaisseur optique.



FIG. 3.28 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées d'après les mesures CIMEL,  $\theta_s = 29^\circ$ , 25 mai 1997.

La mesure du CIMEL nous donnant  $\delta_{670}=0.08$ , nous avons réalisé nos simulations avec une granulométrie caractéristique d'une épaisseur optique  $\delta_{670}=0.1$  et de coefficient d'Angström  $\alpha=1.63$ , l'indice est fixé à 1.43 - 0.0035i. Les courbes de la figure 3.29 sont faites pour deux valeurs de l'épaisseur optique, à savoir  $\delta_{670}=0.1$ (soit  $\delta_{865}=0.066$ ) et  $\delta_{670}=0.075$  (soit  $\delta_{865}=0.05$ ), ceci afin d'encadrer nos mesures.

Nous constatons que l'accord entre mesures et simulations est très bon, ce qui nous montre l'intérêt de ce type de modèles, basés sur des études statistiques, géographiques et physiques. Même les mesures de polarisation sont assez correctes alors que le modèle a été établi à partir de mesures de luminances et d'épaisseurs optiques. En fait, puisque les particules sont petites ( $\alpha$ =1.63), ce sont les mêmes classes de rayon qui génèrent la luminance totale et la luminance polarisée.

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord cherché à valider les produits  $\alpha$  et  $\delta$  déduits des données POLDER à partir de mesures directes de l'instrument CIMEL.



FIG. 3.29 – Luminances et luminances polarisées mesurées par REFPOL et simulées avec un modèle dynamique, de coefficient d'Angström  $\alpha = 1.63$ , pour 2 épaisseurs optiques différentes:  $\delta_{670}=0.1$  (soit  $\delta_{865}=0.066$ ) et  $\delta_{670}=0.075$  (soit  $\delta_{865}=0.05$ ), 25 mai 1997.

C'est la méthode qui a été utilisée dans la validation à l'aide du réseau AERONET [22], une part importante des mesures provenant de sites où les aérosols sont de type sahariens.

Lors de cette validation, le nombre de comparaisons sur les 8 mois de mesures POLDER est limité à cause des conditions atmosphériques (nuages) ou des visées (glitter, absence de visées près de l'equateur).

On retrouve pour la campagne AMT-4 des conditions assez semblables, puisque les 9 et 25 mai, l'observation POLDER est partiellement contaminée par le glitter, elle l'est totalement le 13 mai, et le ciel est partiellement nuageux le 8 mai.

Le 8 mai, nous avons comparé les résultats CIMEL obtenus en ciel clair avec des inversions des mesures POLDER obtenues sur un pixel voisin, clair, peu éloigné. Les résultats sont comparables pour le coefficient d'Angström et pour l'épaisseur optique à condition de choisir la valeur de  $\delta_{polder}$  obtenue pour l'indice de réfraction m=1.50. Il en est de même pour la restitution des luminances diffuses de REFPOL avec l'indice m=1.50. On constate toutefois qu'il est difficile de généraliser les résultats obtenus dans une zone directionnelle donnée (avec des angles  $\theta_d$  supérieurs à 100° pour POLDER) pour retrouver cette grandeur dans une autre zone (vers la pointe avant pour REFPOL).

Ces remarques sont valables également pour le 9 mai, les résultats étant pratiquement identiques.

L'étude entreprise sur les aérosols détectés au mois de novembre à proximité des îles du Cap Vert montre que des modèles d'aérosols spécifiques (sahariens) ou plus réalistes (WMO et SeaWiFS) ne conduisent pas systématiquement à une meilleure approche de  $\delta$  et  $\alpha$ . On constate même que, bien que restituant mieux les luminances diffuses de POLDER du fait de la forme de leur fonction de phase, ils peuvent conduire à des biais importants sur  $\delta$  et  $\alpha$ . On note aussi l'intérêt du modèle lognormal monomodal qui, bien que rudimentaire, permet une interpolation sur le coefficient d'Angström, ce qui n'est pas possible avec les autres modèles (pour lesquels l'ajustement ne se fait que par l'épaisseur optique). Cependant, la prise en compte de deux modes permettrait certainement d'améliorer les restitutions, un mode de petites particules contribuant au signal polarisé et l'ensemble des particules contribuant au signal de luminance totale. De même, des modèles de particules non sphériques permettraient de supprimer les arcs restitués en polarisation et en rétrodiffusion avec des modèles monomodaux de particules sphériques, ces arcs n'étant pas observés sur les mesures POLDER faites au-dessus des zones désertiques.

Ces caractéristiques seront prises en compte pour les futurs algorithmes, qui utiliseront donc une base de modèles bimodaux, avec quelques granulométries de particules non sphériques pour les plus grosses particules. Les modes seront figés en rayon mais les mélanges des deux modes seront faits en modifiant la concentration relative afin d'ajuster au mieux les restitutions.

Le 25 mai, le modèle dynamique utilisé donne de bons résultats en épaisseur optique et coefficient d'Angström et permet de restituer les mesures REFPOL. L'avantage de ces modèles est qu'ils ont été créés en inversant des mesures de luminances diffuses (auréoles et amulcantars) et qu'ils sont donc bien adaptés pour l'étude de mesures faites par REFPOL et POLDER. On notera que le modèle dynamique convient ici pour la polarisation (bien qu'il ait été créé à partir de mesures de luminances et d'épaisseurs optiques) car les particules sont ici relativement petites (donc certainement sphériques) et polarisantes.

Enfin, nous avons vu que les modèles utilisés influencent nettement les résultats  $(\alpha, \delta)$  de l'inversion, qu'il faut donc étudier avec d'autres observations. Nous présenterons dans la chapitre suivant une méthode pour retrouver la fonction de phase et le taux de polarisation des aérosols sans utiliser directement une loi granulométrique.

## Chapitre 4

## Etudes des mesures POLDER sur océans

## 4.1 Introduction

Les inversions sur mer, du fait de la présence de la surface qui introduit une nouvelle source de rayonnement, y compris en polarisation, sont faites avec des tableaux de simulations exactes. Ces simulations nécessitent l'introduction de modèles de particules qui ne peuvent prétendre à la couverture de toutes les situations rencontrées.

Dans ce chapitre, nous étudierons les différentes contributions qui perturbent le signal utile, qui est celui des aérosols, dont nous chercherons à nous rapprocher.

Nous évaluerons ensuite le coefficient de dépendance spectrale peu éloigné, en moyenne, de celui obtenu avec la chaîne POLDER.

Jusqu'ici, nous avons pratiqué des inversions à partir de modèles, dont nous avons du mal à apprécier la représentativité. Dans la dernière partie, nous évaluerons le signal perturbateur à partir du modèle déduit de la chaîne pour obtenir l'allure directionnelle de la fonction de phase et du taux de polarisation des aérosols. La signature des aérosols en polarisation ainsi obtenue est beaucoup plus proche et réaliste que celle déduite de l'inversion des mesures. Après avoir validé cette approche, nous l'appliquerons à quelques mesures POLDER.

## 4.2 Etudes des couplages aérosols-molécules et aérosols surface

Pour bien appréhender les corrections à faire, et les erreurs commises, afin d'approcher le signal dû aux aérosols seuls, il importe de connaître les différentes contributions au signal total, au-dessus d'une surface réfléchissante telle que l'océan (figure 4.1).



FIG. 4.1 – Différentes contributions des molécules, des aérosols et de la surface au signal total.

On note tout d'abord comme interactions du premier ordre:

 la réflexion spéculaire (contribution (a) sur la figure), que nous éviterons en corrigeant le signal en-dehors de la zone correspondante,  la diffusion atmosphérique, due aux molécules (b) et aux aérosols (c), cette dernière contribution étant celle qui nous intéresse.

Interviennent également des interactions du second ordre, à savoir réflexion sur la surface puis diffusion ou diffusion puis réflexion, pour les aérosols (d) et les molécules (e).

Enfin, notons les interactions d'ordres plus élevés pour lesquelles aérosols, molécules et surface contribuent sous forme de diffusions et réflexions à plusieurs reprises. Nous noterons (g) la contribution partielle d'ordres plus élevés des molécules uniquement.

## 4.2.1 Couplage aérosols-molécules

Le premier terme à enlever est la contribution moléculaire, bien connue, calculée avec une surface réfléchissante, correspondant aux termes (b), (e) et (g) de la figure 4.1. Les aérosols étant généralement situés juste au-dessus de la surface, on écrira en tenant compte des atténuations (M étant la masse d'air):

$$L^{total} = L^{mol}_{glitter} + L^{*,aer}_{glitter} e^{-M\delta_m}, \tag{4.1}$$

soit

$$L_{glitter}^{*,aer} = \left( L^{total} - L_{glitter}^{mol} \right) e^{M\delta_m}.$$
(4.2)

Notons tout d'abord qu'au-dessus des océans, la surface océanique contribue fortement au signal total, même en-dehors de la tâche du glitter: il est donc important de la prendre en compte lorsqu'on corrige le signal mesuré de la contribution du moléculaire. En effet, l'erreur relative commise peut être élevée, surtout pour les épaisseurs optiques faibles, ce qui est souvent le cas au-dessus des océans, loin des zones sources.

Par exemple, pour un modèle moyen de coefficient d'Angström  $\alpha=1.4$ , m=1.40 et un angle solaire  $\theta_s=39.9^\circ$ , l'erreur commise est de l'ordre de 15% pour la plupart des angles de diffusion lorsque l'épaisseur optique vaut 0.075, alors qu'elle est inférieure à 10% pour  $\delta_{865}=0.15$  et inférieure à 2 ou 3% lorsque  $\delta_{865}=0.6$ .

D'une manière générale, pour d'autres valeurs de  $\theta_s$  et  $\alpha$ , les ordres de grandeur des erreurs relatives sont semblables et ne dépendent fortement que de l'épaisseur optique.

L'impact de  $\theta_s$  et  $\alpha$  ne se remarque que sur l'allure générale des diagrammes et la répartion angulaire de l'erreur relative, qui est cependant toujours maximale autour du glitter et pour des grands angles de visée, en rétrodiffusion.

Ceci constitue donc une amélioration par rapport aux premières modélisations, qui ne prenaient en compte dans la correction du signal moléculaire que l'approximation de la luminance primaire moléculaire, et sans surface.

Nous avons ensuite simulé et comparé les valeurs de luminance des aérosols seuls, avec la surface, et celles obtenues grâce à l'expression 4.2, en luminance et luminance polarisée, pour différentes valeurs de  $\theta_s$ ,  $\delta$  et  $\alpha$ , à 865 et 670 nm, de manière à évaluer les erreurs commises puisque cette expression ne tient pas compte des couplages entre les aérosols et les molécules (notés (bc) sur la figure 4.1) ni de tous les couplages d'ordre plus élevé où apparaissent à la fois les molécules, les aérosols et la surface. Notons qu'en polarisation, les calculs sont faits en paramètres de Stokes, la luminance polarisée étant ensuite "reconstituée" avec le signe de la polarisation déduit des paramètres Q et U.

Nous avons tracé la luminance  $L_{glitter}^{aer}$  des aérosols seuls (sur la figure 4.2: partie inférieure des deux diagrammes du haut, à 865 et 670 nm) comparée à la différence  $\Delta L_{aer}$  de la luminance  $L^{*,aer}$  des aérosols déduite du signal total (d'après l'équation 4.2) avec la luminance des aérosols seuls ( $\Delta L_{865} = (L^{total} - L_{glitter}^{mol})e^{m\delta m} - L_{glitter}^{aer}$ : partie supérieure des diagrammes); de même avec la polarisation (deux diagrammes du bas). Les diagrammes du centre représentent les écarts relatifs, en luminance



pour la partie supérieure et en polarisation pour la partie inférieure.

FIG. 4.2 – Erreurs relatives lorsque le signal total est corrigé du signal moléculaire, sans le couplage aérosols-molécules.

L'exemple montré sur la figure 4.2 est l'un des plus défavorables puisque l'épais-

seur optique est très faible, le signal aérosol est donc petit par rapport au moléculaire, ce qui rend la correction délicate, mais il permet de mettre en évidence les problèmes de signe observés en polarisation. En luminance, les valeurs d'erreurs relatives, qui semblent a priori élevées, n'ont pas un effet aussi fort sur le coefficient d'Angström dont le calcul est basé sur le rapport des luminances dans les deux canaux, ce qui permet une compensation des erreurs.

En luminance, nous observons en toute logique que la contribution  $L^{*,aer}$  des aérosols déduite du signal total est supérieure à celle des aérosols seuls du fait des couplages qui ne sont pas considérés, l'écart venant surtout des couplages du second ordre aérosols-molécules. La différence  $\Delta L^{aer}$  est minimum autour du glitter et augmente avec  $\theta_v$ . En luminance polarisée par contre, le signal  $L_{pol}^{*aer}$  peut être inférieur à  $L_{pol}^{aer,seuls}$ , surtout en rétrodiffusion ou près du glitter. En effet, pour ces angles, il y a beaucoup plus de diffusions multiples et les polarisations générées ne sont pas toujours dans la même direction, les différentes contributions peuvent alors s'annuler.

Quelques valeurs de l'erreur relative  $\frac{\Delta L^{aer}}{L^{aer}}$  sont reportées dans le tableau 4.1, à 865 et 670 nm, pour  $\theta_v = 50^\circ$  et  $\phi = 50^\circ$ , deux valeurs de l'angle solaire  $(\theta_s=21.35^\circ$  et 58.46°), deux types de modèles ( $\alpha=0.3$  et 1.4) et deux épaisseurs optiques ( $\delta_{865}=0.075$  et 0.6).

Lorsque l'épaisseur optique augmente, l'écart  $\Delta L^{aer}$ , c'est-à-dire le couplage, augmente, en luminance comme en luminance polarisée, bien que cet effet soit beaucoup plus net en luminance alors que la différence relative diminue. L'écart relatif est plus important à 670 qu'à 865 nm puisque les épaisseurs optiques (en particulier celle du moléculaire) sont plus élevées à 670nm.

Lorsque l'angle solaire  $\theta_s$  augmente, l'écart et la différence relative en luminance augmentent tous les deux, surtout lorsqu'il y a peu d'aérosols, comme nous le montrent les valeurs du tableau 4.1.

$ heta_s$	α	$\delta_{865}$	$\frac{\Delta L^{aer}}{L^{aer}}$ (%)	$\frac{\Delta L^{aer}}{L^{aer}}$ (%)	$\frac{\Delta L_{pol}^{aer}}{L_{pol}^{aer}} (\%)$	$\frac{\Delta L_{pol}^{aer}}{L_{pol}^{aer}}(\%)$
			865nm	670nm	865nm	670nm
	0.3	0.075	10	22	22	40
$21.35^{\circ}$		0.6	5	13	10	20
	1.4	0.075	10	23	10	25
		0.6	6	14	2	18
	0.3	0.075	14	30	-25	-45
$58.46^{\circ}$		0.6	10	20	-10	-20
	1.4	0.075	12	30	20	58
		0.6	9	17	12	50

TAB. 4.1 – Erreur  $\frac{\Delta L^{aer}}{L^{aer}}$  (en %) commise lors de la correction du signal moléculaire, pour différentes valeurs d'angles solaires, d'épaisseurs optiques et de coefficients d'Angström,  $\theta_v = 50^\circ$  et  $\phi = 50^\circ$ .

En polarisation, il est beaucoup plus difficile de conclure car, quand  $\theta_s$  augmente, la luminance polarisée et donc la différence relative sont beaucoup plus "chaotiques" (figure 4.2, diagramme du bas à droite). En effet, la valeur absolue de  $\frac{\Delta L_{pol}^{aer}}{L_{pol}^{aer}}$  augmente parfois brusquement sur une petite zone, probablement du fait d'une mauvaise valeur pour le signe de la polarisation. Il en est de même lorsque les angles de diffusion sont proches d'un zéro de polarisation, les calculs de l'angle de polarisation, et donc du signe de  $L_{pol}^{aer}$ , sont alors plus délicats et une erreur sur le signe de  $L_{pol}^{aer}$  peut entraîner une grande erreur sur  $\left|\frac{\Delta L_{pol}^{aer}}{L_{pol}^{aer}}\right|$ , le signal polarisé aérosols étant très faible.

Ces problèmes sont beaucoup plus flagrants quand  $\theta_s$  et/ou la taille des particules augmentent. En effet, si  $\theta_s$  augmente, nous avons accès à des angles de diffusion plus grands, qui correspondent à des polarisations de plus en plus faibles, et à des zéros de polarisation. Il en est de même pour les grosses particules qui ont une faible polarisation, surtout en rétrodiffusion, et dont les fonctions de phase présentent souvent des arcs et des zéros de polarisation.

Pour avoir un aperçu plus global des erreurs commises, nous avons traduit différents cas sous forme d'histogrammes des erreurs relatives. Tous les points n'ont pas été pris en compte: pour la luminance, le seul test est celui sur le glitter, les points conservés sont tels que l'angle  $\gamma$  relatif à la direction spéculaire est supérieur à 50° et l'angle de visée inférieur à 58°. Pour la polarisation, outre le test glitter, nous avons imposé une condition sur le niveau du signal, telle que  $|L_{pol}^{aer}| \geq 0.001$ , pour éviter les problèmes liés à la détermination du signe de polarisation, qu'il est très difficile d'obtenir pour de faibles valeurs de luminance polarisée, près des zéros de polarisation.

La figure 4.3 illustre l'impact de l'épaisseur optique sur l'erreur relative, en luminance et luminance polarisée. Les histogrammes sont tracés pour un modèle de coefficient d'Angström  $\alpha=1.4$ , un angle solaire  $\theta_s=39.9^\circ$  et 4 épaisseurs optiques. Nous avons également résumé dans le tableau 4.2 les valeurs moyennes et dispersions des erreurs relatives pour chaque cas.

δ	$\frac{\Delta L}{L}$ (%)	$\sigma_{err}$	$\frac{\Delta L_p}{L_p} (\%)$	$\sigma_{err}$
0.075	9.9	1.2	7.3	2.6
0.15	7.9	0.8	4.2	3.0
0.3	7.0	0.7	2.7	4.2
0.6	5.3	0.4	0.9	5.5

TAB. 4.2 – Valeurs moyennes et dispersions des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'épaisseur optique. Le modèle considéré est tel que  $\alpha = 1.4$ , m = 1.40 et  $\theta_s = 39.9^\circ$ , à 865nm.

Nous voyons bien que le maximum et la valeur moyenne des erreurs en luminance diminuent quand l'épaisseur optique augmente, de même que la dispersion  $\sigma_{err}$  des



FIG. 4.3 – Histogrammes des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'épaisseur optique. Le modèle considéré est tel que  $\alpha$ =1.4, m=1.40 et  $\theta_s$ =39.9°, à 865nm.

erreurs, ce qui est logique puisque le poids de la correction est de moins en moins fort.

En polarisation, la valeur moyenne des erreurs relatives diminue mais la dispersion augmente légèrement avec  $\delta$ , probablement du fait des diffusions multiples.

Nous remarquons dans le tableau que les valeurs moyennes des erreurs en luminance sont supérieures à celles en luminance polarisée: la figure 4.3 montre clairement que ceci vient du signe des erreurs qui peuvent être négatives en polarisation. En fait, la dispersion et les valeurs extrêmes des erreurs en luminance sont plus faibles que celles de la luminance polarisée quand l'épaisseur optique augmente.

On notera sur cette figure que le nombre de points considérés en luminance polarisée pour  $\delta$ =0.075 est très faible, suite au test en niveau qui affecte plus fortement les cas de faible contenu en aérosol.

Pour des particules plus grosses (tableau 4.3), la valeur moyenne de l'erreur relative commise sur la luminance est légèrement plus faible que précédemment (de 1 à 2%) mais on observe une dispersion autour de cette valeur moyenne plus importante (pour  $\alpha=0.3$ ,  $\sigma_{err}$  passe de 0.4 à 1.1 pour une épaisseur optique de 0.6). En effet, les grosses particules diffusent beaucoup plus dans la pointe avant, ce qui réduit légèrement le nombre de diffusions multiples et donc les couplages. Les écarts  $\Delta L$  et les erreurs  $\frac{\Delta L}{L}$  sont donc globalement plus faibles pour une grande majorité des points.

Par contre, la luminance étant, pour certains angles, beaucoup plus faible par rapport à celle générée par de petites particules, elle fait augmenter le rapport  $\frac{\Delta L}{L}$ , qui reste donc parfois assez élevé (les valeurs maxima sont les mêmes pour les deux modèles).

L'augmentation de l'épaisseur optique a le même impact quelque soit la taille des particules, à savoir une diminution de la valeur moyenne et de la dispersion des erreurs.

δ	$\frac{\Delta L}{L}$ (%)	$\sigma_{err}$	$\frac{\Delta L_p}{L_p} (\%)$	$\sigma_{err}$
0.075	7.2	2.9	3.4	1.1
0.15	5.8	2.2	1.7	1.6
0.3	5.7	1.7	0.7	3.7
0.6	4.6	1.1	-0.3	3.3

TAB. 4.3 – Valeurs moyennes et dispersions des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'épaisseur optique. Le modèle considéré est tel que  $\alpha=0.3$ , m=1.40 et  $\theta_s=39.9^\circ$ , à 865nm.

En polarisation,  $\frac{\Delta L_p}{L_p}$  et la dispersion  $\sigma_{err}$  diminuent tous les deux lorsque le coefficient d'Angström diminue, parce que ces grosses particules génèrent moins de couplage (leur indicatrice de diffusion présente une forte pointe avant).

Comme nous le voyons sur la figure 4.4 et dans le tableau 4.4, l'angle solaire

a peu d'impact sur les valeurs moyennes des erreurs en luminance, quelque soit la taille des particules. Par contre, la dispersion augmente avec l'angle solaire, quelque soit le coefficient d'Angström.



FIG. 4.4 – Histogrammes des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'angle solaire. Le modèle considéré est tel que  $\alpha=1.4$ , m=1.40 et  $\delta=0.15$ , à 865nm.

$\theta_s$	$\frac{\Delta L}{L}$ (%)	$\sigma_{err}$	$\frac{\Delta L_p}{L_p} \ (\%)$	$\sigma_{err}$
21°	18.9	1.8	16.7	5.6
39.9°	20.8	2.7	11.2	9.6
58°	20.5	4.4	-2.6	19.5

TAB. 4.4 – Valeurs moyennes et dispersions des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'angle solaire. Le modèle considéré est tel que  $\alpha = 0.3$ , m = 1.40 et  $\delta = 0.15$ , à 865nm.

En polarisation, la valeur moyenne des erreurs diminue avec l'augmentation de l'angle solaire mais nous voyons bien sur la figure que la dispersion augmente nettement et que les erreurs extrêmes sont très fortes: celles-ci s'observent pour les angles de diffusion et de visée les plus grands, pour lesquels il y a plus de diffusions multiples. Nous avons ensuite testé la variation des différents paramètres  $\delta$ ,  $\alpha$  et  $\theta_s$  dans le canal 670nm, pour les mêmes cas que précédemment. Ici, la contribution des molécules est multipliée par 3 par rapport à 865nm, ce qui rend la correction plus difficile.

La figure 4.5 et le tableau 4.5 correspondent aux résultats obtenus en considérant 4 valeurs d'épaisseurs optiques. Nous voyons que les erreurs et leurs dispersion évoluent de la même manière qu'à 865nm. Par contre, l'ordre de grandeur des erreurs est deux à trois fois plus élevé.



FIG. 4.5 – Histogrammes des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'épaisseur optique. Le modèle considéré est tel que  $\alpha=1.4$ , m=1.40 et  $\theta_s=39.9^\circ$ , à 670nm.

Pour les autres paramètres, à savoir  $\alpha$  et  $\theta_s$ , les conclusions sont les mêmes que pour le canal 865nm, avec des valeurs pour les erreurs et les dispersions deux à trois fois plus élevées.

En conclusion, nous avons tracé sur le graphique 4.6 les erreurs relatives pour chaque canal, en rassemblant les résultats pour les deux modèles considérés ( $\alpha=0.3$  et

δ	$\frac{\Delta L}{L}$ (%)	$\sigma_{err}$	$\frac{\Delta L_p}{L_p} (\%)$	$\sigma_{err}$
0.075	24.7	3.72	20.4	7.6
0.15	20.8	2.7	11.2	9.6
0.3	16.5	1.8	4.5	11
0.6	14.3	1.1	0.7	16

TAB. 4.5 – Valeurs moyennes et dispersions des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules, en fonction de l'épaisseur optique. Le modèle considéré est tel que  $\alpha = 1.4$ , m = 1.40 et  $\theta_s = 39.9^\circ$ , à 670nm.

1.4), les trois angles solaires ( $\theta_s=21^\circ$ , 39.9° et 58°) et pour deux valeurs de l'épaisseur optique, qui est le paramètre le plus influent sur les écarts observés. Nous avons donc groupé les erreurs pour  $\delta=0.075$  et 0.15 et pour  $\delta=0.3$  et 0.6.



FIG. 4.6 – Histogrammes des erreurs relatives commises en négligeant les couplages aérosols-molécules. Les résultats sont regroupés, en fonction de  $\delta$ , pour les 3 angles solaires, et les 2 modèles d'aérosol,  $\lambda$ =865 et 670nm.

Nous pouvons résumer les résultats en estimant que les erreurs commises en luminance sont de l'ordre de 6% à 8% à 865nm et entre 15% et 20% à 670nm.

En polarisation, les valeurs moyennes sont plus faibles parce que le signe de

l'écart est mal défini et les erreurs sont très dispersées. Nous pouvons estimer les erreurs relatives (en valeur absolue) à 20% environ à 865nm et 40% à 670nm, ce qui traduit une très mauvaise correction des mesures.

Nous avons enfin modélisé l'erreur relative pour une géométrie et un modèle d'aérosols moyens avec deux vitesses de vent plus élevées. Ainsi, en dehors du glitter, l'impact de la vitesse du vent sur la restitution est faible (moins de 1%), les couplages atmosphère-surface étant peu modifiés.

#### 4.2.2 Couplage aérosols-surface

Au-dessus des océans, la surface a beaucoup plus d'importance puisque le glitter, seconde source de rayonnement, augmente le nombre de couplages entre celle-ci et les aérosols et molécules. Ce terme de couplage a donc été testé dans diverses conditions atmosphériques ( $\delta, \alpha$ ) et géométriques ( $\theta_s$ ), dans le canal 865nm: en effet, on sait que le type d'aérosols va conditionner la façon dont la surface est éclairée.

Ainsi, sur la figure 4.7 sont tracés les écarts  $\Delta L = L_{glitter}^{aer} - L_{fondnoir}^{aer}$ , pour différents coefficients d'Angström mais  $\delta_{865}=0.15$  et  $\theta_s=40^\circ$ . Nous constatons que, lorsque  $\alpha$  diminue, le couplage diminue également dans la zone hors glitter (c'est-àdire pour les angles de visée  $\theta_v$  négatifs): en effet, pour ces gros aérosols, la diffusion est principalement localisée autour de la pointe avant: il en sera de même pour le couplage, aussi bien pour le rayonnement diffus réfléchi que pour le faisceaue réfléchi rediffusé. Ainsi, il y a donc moins de diffusions, et donc d'interactions avec la surface, en rétrodiffusion. Lorsque le coefficient d'Angström augmente, le niveau de couplage entre zones glitter et hors glitter tend à se réduire; dans le cas extrême des molécules  $(\alpha=4)$ , cet écart est plat (figure 4.8: l'augmentation de  $\Delta L$  sur les bords est un effet dû à  $\theta_v$ ).

En toute logique, le couplage augmente avec l'épaisseur optique, comme nous le



FIG. 4.7 – Couplages aérosols-surface ( $\Delta L$ ) pour différentes valeurs de coefficients d'Angström,  $\delta = 0.15$ ,  $\theta_s = 40^{\circ}$ , m = 1.40, à 865 nm.



FIG. 4.8 – Couplages molécules-surface ( $\Delta L$ ),  $\delta_{mol} = 0.0159, \theta_s = 40^{\circ}, 865 \text{ nm}.$ 

montre la figure 4.9. La variation de  $\Delta L$  avec  $\delta$  semble d'ailleurs à peu près linéaire jusque  $\delta=0.3$ , puis légèrement moins croissante lorsque  $\delta$  est supérieure à 0.3.

Nous constatons que le couplage dépend de la taille des particules et de leur quantité: nous comprenons qu'il est alors difficile de corriger cet effet sans information sur les aérosols. Nous verrons dans le paragraphe 4.4, avec des simulations et des mesures POLDER, comment corriger ce biais afin d'approcher la signature en polarisation des aérosols.

Nous avons vu que les écarts relatifs  $\left(\frac{L_{glitter}^{aer} - L_{fondnoir}^{aer}}{L_{glitter}^{aer}}\right)$  sont au minimum, hors glitter, de 10% (pour un cas moyen,  $\alpha=0.8$ ,  $\delta=0.15$ ) et augmentent bien sûr lors-



FIG. 4.9 – Couplages aérosols-surface ( $\Delta L$ ) pour différentes valeurs de  $\delta, \alpha = 0.8, \theta_s = 40^{\circ}, m = 1.40, \lambda = 865 nm.$ 

qu'on s'approche du glitter. Cependant, comme nous l'avons déjà vu pour le couplage aérosols-molécules, ces erreurs sont commises dans le même sens pour les deux canaux étudiés (et elles sont assez proches lorsque les deux longueurs d'onde le sont), l'erreur n'est donc pas aussi grande au final sur le rapport  $\frac{L_{670}}{L_{865}}$ .

On va donc dans le paragraphe suivant essayer d'obtenir une information intrinsèque sur le rapport des luminances dans les deux canaux, c'est-à-dire sur le coefficient d'Angström, pour atténuer l'effet de surface, difficile à corriger.

# 4.3 Approximation de la valeur de $\alpha$ à partir des mesures de luminances

## 4.3.1 A partir de simulations

L'idée est ici d'approcher la valeur du coefficient d'Angström rapidement (sans utiliser d'algorithme) à partir des mesures de luminances corrigées de la contribution moléculaire. Pour cela, nous allons comparer deux grandeurs:  $-\alpha$ , tel que

$$\alpha = -\frac{\log\left(\frac{k_{e}^{e_{70}}}{k_{e}^{865}}\right)}{\log\left(\frac{670}{865}\right)},\tag{4.3}$$

qui ne fait intervenir que les coefficients d'extinction  $k_e$  et donc indépendant de la géométrie d'observation,

- et la fonction  $\epsilon(\theta)$ , telle que:

$$\epsilon'(\theta) = -\frac{\log\left(\frac{L_{670}(\theta)}{L_{865}(\theta)}\right)}{\log\left(\frac{670}{865}\right)},\tag{4.4}$$

L correspondant ici aux luminances totales corrigées du moléculaire. La valeur moyenne de  $\epsilon'(\theta)$  sur les directions  $\theta$  est corrélée à  $\alpha$  puisque le rapport  $\frac{L_{670}}{L_{865}}$  est, en première approche, proportionnel à  $\frac{k_e^{670} p(\theta)^{670}}{k_e^{865} p(\theta)^{865}}$  et donc à  $\frac{k_e^{670}}{k_e^{865}}$  (si on considère que  $\frac{p(\theta)^{670}}{p(\theta)^{865}}$  est constant) mais elle contient toute la géométrie d'observation dont dépendent les couplages.

On peut donc considérer que  $\epsilon'(\theta)$  est une bonne approximation du coefficient d'Angström si on peut approximer la luminance L par  $\delta p$  et si le rapport  $\frac{p(\theta)^{670}}{p(\theta)^{865}}$  est constant quelque soit  $\theta$ , ce qui n'est rigoureux que pour les lois de Junge et assez vrai pour des granulométries monomodales très dispersées, en particulier lorsqu'il s'agit de grosses particules.

Dans l'algorithme POLDER, on commence par déterminer un coefficient d'Angström moyen en utilisant une base de modèles et toutes les directions de visée hors glitter. Les calculs sont longs car il faut pratiquer de nombreuses interpolations, aussi bien géométriques (sur  $\theta_s$ ,  $\theta_v$  et  $\phi$ ) que sur l'état de l'atmosphère (épaisseur optique et modèle d'aérosol).

La méthode proposée ici consiste à représenter la luminance corrigée de la contribution moléculaire à 670nm en fonction de celle corrigée à 865nm. On fera la moyenne sur les résultats directionnels (et spatiaux si nous considérons plusieurs pixels) en évaluant la pente du nuage de points obtenu. On imposera toutefois à la régression linéaire de passer par l'origine. Cette moyenne sur le rapport des luminances spectrales, et sur les angles de diffusion, sera une première approche de notre coefficient d'Angström, comme nous le verrons par la suite.

Nous pouvons également "affiner" la détermination de  $\alpha$  en simulant, pour chaque modèle de la base (c'est-à-dire  $\alpha=0, 0.4, 0.8, 1.4, m=1.40$  et  $\delta=0.15$  pour nos exemples), les luminances correspondantes dans la même géométrie, en déterminant pour chacun des modèles la valeur moyenne de  $\epsilon'(\theta)$  (associée à chaque coefficient d'Angström correspondant) et définir ainsi une équation reliant  $\epsilon'(\theta)$  à  $\alpha$ . De cette manière, pour un signal quelconque, nous pouvons obtenir rapidement une valeur de coefficient d'Angström interpolée relativement à cette base de modèles. Comme nous le verrons, les valeurs de  $\epsilon'(\theta)$  et/ou  $\alpha_{interpolee}$  sont comparables aux coefficients d'Angström vrais mais aucune des deux méthodes n'est, sur l'ensemble des exemples traités, meilleure que l'autre. Cependant, l'approximation du coefficient d'Angström par  $\epsilon'$  nous semble plus pertinente car elle s'affranchit d'une base de modèles.

Nous avons donc simulé et corrigé les luminances pour les quatre valeurs de coefficients d'Angtsröm utilisées dans l'algorithme, avec  $\theta_s = 39.9^{\circ}$ , pour un indice de réfraction m=1.40 et une épaisseur optique  $\delta=0.15$  (figure 4.10). La pente de chaque nuage de points (correspondant à l'ensemble des directions de visée hors glitter) nous donne la valeur moyenne de  $\epsilon$  grâce à l'expression 4.4; celles-ci sont données dans le tableau 4.6, ce qui permet d'exprimer la relation entre  $\alpha$  et  $\epsilon$  (qui a été approximée par une fonction du second degré).

α	0	0.3	0.8	1.4
ε'	0.17	0.5	0.88	1.28

TAB. 4.6 – Valeurs moyennes de  $\epsilon$  associées à chaque coefficient d'Angström pour 4 modèles de la base.



FIG. 4.10 – Luminances à 670nm en fonction des luminances à 865nm (corrigées du signal moléculaire),  $\delta = 0.15$  et 4 coefficients d'Angström.

Avec une telle relation, il serait possible pour un modèle intermédiaire du même type que ceux de la base (c'est-à-dire lognormal avec la même dispersion) et pour la même épaisseur optique, de retrouver le coefficient d'Angström du modèle.

Pour vérifier l'influence de l'épaisseur optique (a priori moins forte sur le rapport des luminances), nous avons évalué  $\epsilon$  pour les deux valeurs extrêmes du coefficient d'Angström ( $\alpha$ =0.0 et 1.40) et 4 valeurs d'épaisseur optique: 0.075, 0.15, 0.3 et 0.6, l'indice de réfraction étant fixé à 1.40. Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.7, dans lequel nous avons également indiqué le coefficient d'Angström  $\alpha^{int}$  retrouvé à partir de l'équation  $\alpha$ =f( $\epsilon$ ) établie pour la valeur moyenne  $\delta$ =0.15.

Pour  $\delta$ =0.15, nous retrouvons bien entendu  $\alpha = \alpha^{int}$  (au bruit près), par contre, pour les autres valeurs d'épaisseurs optiques,  $\alpha^{int}$  s'éloigne de  $\alpha$ . L'erreur absolue maximum est de 0.11 lorsque le coefficient d'Angström vaut 0, et de 0.19 lorsqu'il vaut 1.4, ces 2 maxima ayant lieu lorsque l'épaisseur optique est la plus éloignée de la valeur  $\delta$ =0.15 prise pour les simulations.

	δ	0.075	0.15	0.3	0.6
α=	ε'	0.2	0.17	0.088	0.037
0.0	$\alpha^{int}$	0.02	-0.004	-0.074	-0.11
α=	€'	1.32	1.28	1.21	1.16
1.40	$\alpha^{int}$	1.46	1.40	1.29	1.21

TAB. 4.7 – Valeurs de  $\epsilon$  et de  $\alpha^{int}$  associées à chaque valeur de  $\delta$ , pour deux modèles.

En ce qui concerne  $\epsilon$ , l'erreur maximum est légèrement plus élevée, soit 0.2 lorsque  $\alpha=0$  et  $\delta=0.075$ , et 0.24 pour  $\alpha=1.4$  et  $\delta=0.6$ .

Enfin, nous avons constaté que, lorsque l'épaisseur optique est inférieure à 0.15, la valeur de  $\alpha^{int}$  est trop forte, et elle est trop faible lorsque l'épaisseur optique est supérieure à 0.15. Pour comprendre pourquoi, nous avons tracé  $\alpha$  en fonction de  $\epsilon$ , pour 4 valeurs d'épaisseurs optiques et 2 coefficients d'Angtrsöm ( $\alpha$ =0 et 1.4), ainsi que la courbe du second degré reliant ces deux variables (figure 4.11). Par exemple, lorsque nous simulons et corrigeons les signaux pour  $\delta$ =0.3 et  $\alpha$ =0.0, nous obtenons une valeur de  $\epsilon$  puis de  $\alpha^{int}$  (sur la figure, en pointillés). Nous constatons bien que la valeur de  $\alpha^{int}$  déduite de la courbe est inférieure au  $\alpha$  vrai; et vice versa si l'épaisseur optique est inférieure à 0.15.

Que se passe-t'il pour un modèle quelconque n'appartenant pas à la base, c'està-dire dont la variance est différente de 0.375, éventuellement bimodal?

Nous avons fait les calculs pour deux modèles SeaWiFS, l'un, monomodal ( $\sigma$ =0.35) dont le coefficient d'Angström vaut 1.49 (correspondant à un modèle dit troposphérique), et l'autre, bimodal ( $\sigma$ =0.35 et 0.4), dont le coefficient d'Angström vaut 0.397, pour  $\delta$ =0.3. Pour le premier modèle, nous trouvons  $\alpha^{int}$ =1.55 et  $\epsilon$ '=1.39, et pour le deuxième modèle, les méthodes nous donnent  $\alpha^{int}$ =0.28 et  $\epsilon$ '=0.42, soient des écarts par rapport au vrai coefficient d'Angström du même ordre de grandeur que précédemment.


FIG. 4.11 –  $\alpha$  en fonction de  $\epsilon$ , pour différentes valeurs d'épaisseurs optiques.

Nous voyons donc que les deux méthodes nous donnent des valeurs proches des coefficients d'Angström à 0.2 près pour les exemples présentés. On pourrait donc dans un premier temps, grâce à la relation entre  $\alpha$  et  $\epsilon$ , déterminer le coefficient d'Angström avec une valeur moyenne d'épaisseur optique, puis évaluer celle-ci plus précisement avec la luminance, et éventuellemnt itérer sur le coefficient d'Angström avec cette meilleure valeur d'épaisseur optique.

Cependant, l'interpolation nécessite la définition d'une base de modèles: la valeur  $\epsilon$  est par contre indépendante de tous modèles initiaux, c'est donc ce paramètre que nous allons calculer dans le paragraphe suivant à partir de mesures POLDER, pour le comparer aux coefficients d'Angström obtenus avec l'algorithme.

### 4.3.2 A partir de mesures POLDER

Nous allons appliquer les résultats précédents à quelques mesures POLDER, en étudiant tout d'abord la dispersion directionnelle du coefficient d'Angtsröm obtenu par inversion, dans l'algorithme. C'est en effet à cette valeur de  $\alpha$  que sera ensuite comparé  $\epsilon$  la plupart du temps, la possibilités de comparer à des mesures CIMEL étant très limitée.

# • Dispersion des coefficients d'Angström obtenus avec l'algorithme

L'algorithme d'inversion des mesures POLDER détermine un coefficient d'Angström  $\alpha_j$  par direction de visée j et calcule ensuite un coefficient moyen  $\alpha$ . Parce que les simulations réalisées avec les modèles lognormaux ne traduisent pas toujours la réalité de l'aérosol rencontré, on pourra observer une dispersion des coefficients  $\alpha_j$ ; cette dispersion sera plus forte lorsqu'une large plage d'angles de diffusion sera analysée dans l'inversion.

Pour illustrer ceci, nous avons examiné deux pixels: l'un à l'ouest de l'Inde, l'autre près de Madagascar, le 19 novembre 1996. les valeurs de  $\alpha_j$  sont portées sur la figure 4.12 en fonction de l'angle de diffusion pour toutes les directions réellement utilisées dans l'algorithme, c'est-à-dire hors glitter.



FIG. 4.12 – Coefficients d'Angström  $\alpha_j$  pour chaque direction de visée j pour deux pixels, l'un à l'ouest de l'Inde et l'autre près de Madagascar, le 19 novembre 1996.

Dans le cas de l'Inde, on observe une forte variabilité directionnelle de  $\alpha_j$  car les granulométries des aérosols de pollution d'origine indienne sont souvent multimodales et mal interprétables avec nos modèles monomodaux. Vers 110°, on sonde plutôt les petites particules alors qu'en rétrodiffusion, la variation spectrale est celle d'un modèle de grosses partciules.

Pour le deuxième pixel (Madagascar), la variabilité est plus faible car les aérosols sont plus petits, sans mode de grosses particules, et bien assez représenté par une distribution en taille monomodale.

On constate sur l'exemple indien que la détermination du coefficient d'Angström à partir des mesures POLDER est parfois peu précise: l'interprétation de mesures directionnelles bien étalées nécessite certainement l'utilisation de modèles plus complexes, bimodaux, ce qui est en cours de développement pour les prochains algorithmes.

De plus, lorsqu'on dispose d'une plage plus réduite d'angles de diffusion (limitation due au glitter ou à la localisation géographique, ...), il semble difficile d'améliorer la détermination de  $\alpha$  sans information supplémentaire. La mesures de polarisation est potentiellement intéressante mais n'est pas utilisée actuellement pour déterminer la granulométrie (elle n'intervient qu'en second lieu pour déterminer l'indice de réfraction). Par contre, un canal plus lointain dans l'infrarouge (1600 ou 2200nm), qui serait plus sensible aux grosses particules, est à l'étude pour une future version POLDER3.

Malgré les dispersions rencontrées sur  $\alpha$ , l'apport de la directionnalité est un plus puisqu'il permet d'effectuer en général des moyennes sur les  $\alpha_j$ , là où un capteur "classique " aurait pris une valeur unique. Les validations faites sur les produits POLDER [22] montrent par ailleurs que les coefficients d'Angström retrouvés sont assez proches de ceux déduits des mesures in situ, bien que  $\alpha_{polder}$  soit sous-estimé. Nous allons donc comparer les valeurs  $\alpha_{polder}$  aux valeurs de  $\epsilon$  sur quelques types d'aérosols fréquents puis sur une synthèse temporelle.

## • Comparaison de $\epsilon$ à $\alpha^{polder}$ et $\alpha^{cimel}$

Nous allons maintenant comparer les valeurs de  $\epsilon$  à celles de  $\alpha$  restituées par l'algorithme et aux mesures du photomètre CIMEL quand cela sera possible.

Nous avons considéré six sites océaniques, représentatifs de différents types d'aérosols, et extrait les mesures correspondantes: à l'ouest de l'Inde, à Male dans l'océan Indien, au Cap Vert et trois zones du détroit du Mozambique, proches de Madagascar.

Nous avons tracé les luminances directionnelles et les luminances du canal 670 nm en fonction de celles du canal 865 nm pour deux zones: sur le Cap Vert, le 22 novembre 1996 ( $14 \times 14$  pixels) et sur l'Inde, le 29 novembre 1996 ( $10 \times 10$  pixels). Les luminances sont corrigées du moléculaire mais tous les pixels considérés sont tracés sur nos graphiques, même ceux pouvant être contaminés par les nuages ou par le glitter.

Nous avons ensuite simplement comparé les valeurs  $\alpha^{polder}$ ,  $\alpha^{cimel}$  et  $\epsilon$  pour d'autres journées: sur le Cap Vert les 30 novembre 1996 et les 10 et 18 mai 1997, sur Male les 24 et 29 mai 1997, sur l'Inde le 27 novembre 1996 et sur Madagascar le 20 novembre 1996, au-dessus de trois sites (pour Madagascar et l'Inde, il n'y a pas de comparaison avec les mesures CIMEL). Les caractéristiques géographiques de chaque site sont détaillées dans le tableau 4.8.

#### • Cap Vert, 22 novembre 1996

Comme nous le constatons sur la figure 4.13, les mesures de luminances en fonction de l'angle de diffusion sont assez bruitées: nous remarquons un ensemble de points relativement compact, pour des valeurs de luminances allant jusque 0.05 puis

Site	Latitude (°)	Longitude (°)	Nombre de pixels
Inde	24.36°	65.46°	$10 \times 10$
Cap Vert	16.73°	22.94°	14×14
Male	4.19°	73.53°	$14 \times 14$
Madagascar PC (1938,3984)	-17.64°	43.4°	10×10
Madagascar PC (1977,3927)	-18.81°	40.54°	10×10
Madagascar PC (2037,3939)	-23.14°	42.21°	10×10

TAB. 4.8 – Caractéristiques géographiques de chacun des sites pour lesquels on compare les produits POLDER, les mesures CIMEL et la valeur de  $\epsilon$  (les latitudes et longitudes sont données pour le pixel central).

quelques points nettement plus éparpillés et présentant des valeurs de luminances plus élevées (jusque 0.12).



FIG. 4.13 – Luminances mesurées par POLDER et corrigées du signal moléculaire au-dessus du Cap Vert, le 22 novembre 1996. Figure de gauche: luminances en fonction de  $\theta_d$ , figure de droite: L<sub>670</sub> en fonction de L<sub>865</sub>.

Sur le graphique de droite, on retrouve deux nuages de points, l'un plutôt compact et bien aligné, présentant des valeurs de luminance inférieures ou égales à 0.05, et l'autre beaucoup plus dispersé, pour des luminances plus fortes, et qui s'alignent sur la diagonale de pente 1, ce qui indique que nous sommes en présence de pixels contaminés par des nuages, dont la contribution à la luminance est spectralement blanche. Ceci est confirmé par la grande variabilité des luminances correspondantes et par le fait que quelques-uns des pixels sont supprimés par le test nuage de l'algorithme.

Le deuxième ensemble de points correspond aux pixels non contaminés, pour lesquels les épaisseurs optiques rencontrées sont relativement variables: l'algorithme nous donne des valeurs comprises entre 0.24 et 0.44 et nous voyons sur la figure 4.13 (partie gauche) que les luminances varient entre 0.01 et 0.05. Par contre, les points étant correctement alignés sur une droite de pente 1.145 (soit  $\epsilon = 0.53$ ), le type d'aérosols n'est lui pas trop différent d'un pixel à l'autre (cette pente a été calculée sans prendre en compte les pixels nuageux). L'algorithme nous donne d'ailleurs des coefficients d'Angström variant entre 0.35 et 0.47.

Si nous nous intéressons maintenant aux valeurs correspondantes de  $\alpha^{cimel}$ ,  $\alpha^{polder}$  et  $\epsilon$ , résumées dans le tableau 4.9, nous constatons qu'elles sont très proches. Pour cet exemple, la valeur de  $\epsilon$  calculée sans tenir compte des pixels nuageux est donc tout à fait significative et reflète bien la valeur du coefficient d'Angström.

		$\delta_{865}$
$lpha_{cimel}$	0.6	0.31
$lpha_{polder}$	0.35< <0.43	0.24< <0.44
$\epsilon'_{avecnuages}$	0.26	-
$\epsilon_{sansnuages}$	0.53	-

TAB. 4.9 – Valeurs des coefficients d'Angström obtenus par CIMEL et par l'algorithme, comparaison à la valeur de  $\epsilon$ , Cap Vert le 22 novembre 1996.

#### • Inde, 29 novembre 1996

Le deuxième exemple, pour des pixels situés au large de l'Inde le 29 novembre 1996, est illustré sur la figure 4.14. Les mesures sont ici peu bruitées, non contaminées par la présence de nuages: sur toute cette zone, les valeurs restituées par l'algorithme sont très stables, à savoir 0.15 pour l'épaisseur optique et 0.8 pour le coefficient d'Angström. Par contre, la figure de droite montre que les mesures s'alignent sur deux branches: ceci traduit le fait que les fonctions de phase n'ont pas la même variation spectrale selon la direction de diffusion.



FIG. 4.14 – Luminances mesurées par POLDER et corrigées du signal moléculaire au large de l'Inde, le 29 novembre 1996. Figure de gauche: luminances en fonction de  $\theta_d$ , figure de droite: L<sub>670</sub> en fonction de L<sub>865</sub>.

En effet, si nous comparons par exemple les valeurs des luminances dans les deux canaux pour  $\theta_d$ =175° et 108°, nous constatons que l'écart en luminance entre les deux canaux est plus faible pour  $\theta_d$ =175° que pour  $\theta_d$ =108°: les premiers points seront situés sur la "branche" inférieure et les autres, sur la partie supérieure. Le calcul de la pente sera une moyenne sur tous ces points, comme ceci est fait dans l'algorithme (nous retrouvons ici le même effet que dans le cas précédent du 19 novembre 1996 sur la dispersion du coefficient d'Angström en fonction du nombre de directions de visée).

Ceci a d'autant plus de chance de se produire que la plage d'angles de diffusion rencontrée est grande, ce qui est le cas ici (elle couvre 80°) contrairement au cas précédent (elle couvrait alors 25°). Nous nous doutons bien de l'impact sur la valeur calculée de  $\epsilon$ : si nous calculons ce paramètre pour tous les angles de diffusion, nous trouvons  $\epsilon$ =0.99; en considérant plutôt la rétrodiffusion, nous trouvons  $\epsilon$ =0.75. Par contre, pour les plus petits angles, la valeur de  $\epsilon$  est alors de 1.19.

Nous voyons donc que les valeurs de  $\alpha^{polder}$  et  $\epsilon$  sont proches ( $\alpha^{polder}$  varie entre 0.75 et 0.9).

Nous avons résumé dans le tableau 4.10 les observations et calculs faits pour les autres cas.

Nous constatons que les valeurs de  $\epsilon$  et de  $\alpha^{polder}$  sont souvent très proches. De plus, dans la plupart des cas, ces valeurs sont semblables aux mesures réalisées avec

Site	date	$\alpha^{polder}$	€'	$\alpha^{cimel}$	$\delta_{865}^{cimel}$	$\Delta lpha^{cimel}$	$\delta^{polder}_{865}$	Commentaires**
Inde	27/11/96	0.95<<1.2	1.12	*	*	*	0.05<<0.15	Mesures bruitées.
								Bon alignement
Male	24/05/97	-0.2<<1.34	0.88	1.25	0.15	0.45	0.02<<0.06	Mesures bruitées
		1.02***	1.63***					Mauvais alignement
Male	29/05/97	-0.2<<1.81	0.53	1.75	0.07	0.92	0.02<<0.22	Mesures bruitées
		0.72***	1.79***					Mauvais alignement
Cap Vert	30/11/96	0.08	0.19	0.04	0.39	0.18	0.44	Mesures bruitées
								Alignement moyen
								(nuages)
Cap Vert	10/05/97	0.18<<0.22	0.53	0.08	0.37	0.21	0.38<<0.51	Mesures bruitées
								Bon alignement
Cap Vert	18/05/97	-0.06<<0.06	0.29	0.15	0.29	0.26	0.56<<0.81	Mesures bruitées
								Mauvais alignement
Madagascar	20/11/96	1.36<<1.63	1.34	*	*	*	0.15<<0.18	Mesures bruitées
PC (2037,3939)								Bon alignement
Madagascar	20/11/96	1.39<<1.60	1.36	*	*	*	0.3<<0.36	Mesures bruitées
PC (1938,3984)								Bon alignement
Madagascar	20/11/96	1.17<<1.4	1.11	*	*	*	0.19<<0.28	Mesures bruitées
PC (1977,3927)								Bon alignement

TAB. 4.10 – Coefficients d'Angström obtenus par CIMEL et par l'algorithme, comparaison à  $\epsilon$ . Sites du Cap Vert, de l'Inde, de Madagascar et de Male. \*: pas de mesures. \*\*: les luminances à 670nm tracées en fonction de la luminance à 865nm donnent un ensemble de points alignés sur une diagonale. \*\*\*: les calculs ont été faits en ne considérant que les mesures réalisées au-dessus de la zone où se trouve le CIMEL. CIMEL, surtout si l'on considère l'erreur expérimentale du photomètre (nous avons précisé l'incertitude  $\Delta \alpha$  entre les deux canaux 865 et 670nm sur les mesures, en considérant une erreur sur l'épaisseur optique  $\Delta \delta$  de 0.01).

Si nous nous intéressons aux mesures des 24 et 29 mai 1996 au-dessus de Male, nous sommes en présence de particules de taille moyenne à petite (si nous considérons les résultats CIMEL), les mesures sont bruitées car les épaisseurs optiques sont très variables d'un pixel à l'autre (entre 0.02 et 0.22 pour le 29 mai par exemple, d'après les inversions de la chaîne) et parce qu'il y a probablement quelques petits nuages, de type cumulus de beau temps, non détectés par le test de l'algorithme. La valeur de  $\epsilon$  obtenue pour toute cette zone est peu fiable car les luminances à 670 tracées en fonction des luminances à 865 nm nous montrent un ensemble de points mal alignés. Par contre, lorsque nous limitons le nombre de pixels et ne prenons que les mesures centrées sur le CIMEL, les points sont alors beaucoup plus compacts et les valeurs de  $\epsilon$  et  $\alpha^{polder}$  sont plus proches des mesures CIMEL (sauf pour le 29 mai 1996 où  $\alpha^{polder}$  reste relativement faible, mais l'inversion pour cet exemple est délicate car il y a peu d'aérosols:  $\delta_{865}=0.07$ ).

Les mesures du Cap Vert les 30 novembre 1996 et 10 et 18 mai 1997 sont relatives à de plus grosses particules et conduisent à des valeurs  $\epsilon$ ,  $\alpha^{polder}$  et  $\alpha^{cimel}$  du même ordre de grandeur. Pourtant, les mesures de luminances sont très dispersées dans les deux canaux: le bruit des mesures est donc dû ici à une grande variabilité de l'épaisseur optique sur l'ensemble de la zone observée, les particules rencontrées restant néanmoins de dimension moyenne voisine.

Enfin, les résultats obtenus pour l'Inde le 27 novembre et Madagascar le 20 novembre nous montrent que nous sommes en présence d'aérosols assez petits. Il n'y a pas de photomètres sur ces sites mais nous constatons que les valeurs de  $\epsilon$  et  $\alpha^{polder}$ sont proches, le coefficient d'Angström étant assez bien retrouvé par la chaine dans le cas des petites particules, en particulier sur Madagascar où les mesures directionnelles sont bien restituées (c'est un peu moins vrai pour l'Inde où il y a souvent des granulométries bimodales).

Nous avons généralisé l'étude sur 18 jours, au mois de mai 1997, sur tout le globe. Les résultats, c'est-à-dire coefficients d'Angström et  $\epsilon$ , sont tracés sur les cartes 4.15 (page 191). Ces cartes montrent clairement que le calcul de  $\epsilon$  est une bonne approximation du coefficient d'Angström obtenu avec l'algorithme. En effet, les niveaux et les structures sont bien retrouvés, que ce soit pour les aérosols d'origine industrielle (comme à l'est des Etats-Unis par exemple) ou pour ceux de type biomass-burning (Mexique).

Pour cette période, nous trouvons que la relation linéaire qui relie  $\epsilon$  à  $\alpha^{polder}$ s'écrit:  $\epsilon$  = 0.14 + 0.74  $\alpha^{polder}$  (les valeurs de  $\alpha^{polder}$  en fonction de  $\epsilon$  sont tracées sur la figure 4.16). Nous voyons donc que le calcul de  $\epsilon$  sous-estime la valeur du coefficient d'Angtsröm lorsque les particules sont petites et la surestime dans le cas contraire. L'erreur absolue  $\epsilon$  -  $\alpha^{polder}$  vaut -0.25 pour  $\alpha^{polder}$ =1.5, elle est nulle pour  $\alpha^{polder}$ =0.54 et vaut 0.14 pour  $\alpha^{polder}$ =0.

L'obtention de  $\epsilon$ , beaucoup plus simple et plus rapide que celle de  $\alpha^{polder}$ , permet de retrouver les grands types de particules, indépendamment de leur quantité (épaisseur optique), comme on le voit sur la figure 4.15.



Coefficients d'Angström  $\alpha_{nolder}$ 

FIG. 4.15 – Synthèses de  $\alpha_{polder}$  et  $\epsilon$  sur la période du 1er au 18 mai 1997

Les caractéristiques déduites de la luminance ne permettent pas toujours de restituer la luminance polarisée. Nous allons essayer, dans le paragraphe suivant, de corriger le signal, les différentes contributions (surface, aérosols-molécules) étant obtenues avec un modèle approché d'aérosol qui sera le modèle lognormal déduit de la chaîne: nous espérons ainsi retrouver la fonction de phase  $p(\theta)$  et la fonction de phase polarisée  $q(\theta)$ .



FIG. 4.16 –  $\alpha^{polder}$  tracé en fonction de  $\epsilon$ , pour des mesures réalisées du 1<sup>er</sup> au 18 mai 1997 (cartes page 191).

# 4.4 Correction de la contribution de surface: signature des aérosols

### 4.4.1 A partir de simulations

Les caractéristiques des aérosols déduites des luminances POLDER ne restituant pas correctement la luminance polarisée à 865nm, nous allons montrer dans cette partie qu'il est possible d'affiner la restitution du taux de polarisation en utilisant un modèle approché pour corriger le signal mesuré de la contribution de surface et des couplages aérosols-molécules-surface. Le modèle approché que nous utiliserons dans ce paragraphe sera celui obtenu par la chaîne de traitement des données POLDER.

En effet, les luminances totales restituéees (que nous appelerons  $L_{app}^{totale}$ ) sont en général assez proches des mesures. Nous allons donc utiliser la luminance totale  $L_{app}^{totale}$  et celle des aérosols en fond noir  $L_{app}^{aer,fn}$ , pour le modèle approché, pour en déduire la contribution de surface et les couplages avec les aérosols. Nous définissons ainsi le terme  $L_{contr}$  (dans lequel nous avons inclus la contribution moléculaire) comme:

$$L_{contr} = L_{app}^{total} - L_{app}^{aer,fn}, \tag{4.5}$$

Nous obtenons le terme  $L_{mes}^{aer,fn}$ , représentant la luminance en fond noir des aérosols étudiés, en supposant que les couplages avec la surface sont les mêmes pour les modèles exacts ou approchés:

$$L_{mes}^{aer,fn} = L_{mes}^{total} - L_{contr}.$$
(4.6)

Si nous appelons  $p_{mes}^*$  la fonction de phase des aérosols déduite des mesures, en considérant que

$$L_{mes}^{aer,fn} = \frac{\delta p_{mes}^*}{4\mu_v},\tag{4.7}$$

nous pouvons déduire des relations 4.5, 4.6 et 4.7 la fonction de phase telle que:

$$p_{mes}^* = \frac{4\mu_v}{\delta} L_{mes}^{aer,fn} = \frac{4\mu_v}{\delta} (L_{mes}^{total} - L_{app}^{total} + L_{app}^{aer,fn}).$$
(4.8)

Notons que cette fonction de phase contient, comme  $L_{app}^{aer,fn}$ , les diffusions multiples. Nous pouvons donc la corriger avec le rapport  $\frac{p_{app}}{p_{app}^*}$ ,  $p_{app}^*$  étant de même la fonction de phase du modèle approché contenant les diffusions multiples, c'est-à-dire déduite de  $L_{app}^{aer,fn}$  telle que  $L_{app}^{aer,fn} = \frac{\delta_{app} p_{app}^*}{4\mu_v}$ . Nous supposons que ce coefficient de correction est le même pour  $p_{mes}^*$ . Nous déduisons donc la fonction de phase primaire  $p_{mes}$  telle que

$$p_{mes} = p_{mes}^* \times \frac{p_{app}}{p_{app}^*} = \frac{4\mu_v}{\delta} \times L_{mes}^{aer,fn} \times \frac{p_{app}}{p_{app}^*},\tag{4.9}$$

soit:

$$p_{mes} = \frac{L_{mes}^{aer,fn} \times p_{app}}{L_{app}^{aer,fn}} \times \frac{\delta_{app}}{\delta}.$$
(4.10)

Par la suite, nous considérerons que  $\frac{\delta_{app}}{\delta} = 1$  puisque l'épaisseur optique vraie  $\delta$  est inconnue.

Nous pouvons de même utiliser ce raisonnement avec la polarisation, en écrivant les paramètres de Stokes:

$$Q_{mes}^{aer,fn} = Q_{mes}^{total} - (Q_{app}^{total} - Q_{app}^{aer,fn}), \tag{4.11}$$

$$U_{mes}^{aer,fn} = U_{mes}^{total} - (U_{app}^{total} - U_{app}^{aer,fn}), \qquad (4.12)$$

 $\mathbf{et}$ 

$$L_{mes}^{pol,aer,fn} = \sqrt{Q^2 + U^2}.$$
 (4.13)

Par la suite, nous utiliserons plutôt le taux de polarisation, ce qui permet de corriger partiellement les biais de modélisation sur les luminances totales et polarisées. Ce taux de polarisation étant celui en diffusions multiples, nous lui appliquerons un coefficient correcteur pour passer au taux de polarisation primaire. Ce coefficient, qui traduit la dépolarisation du rayonnement due aux diffusions multiples, est déduit du modèle approché et est défini par

$$\beta = \frac{\text{taux multiple}}{\text{taux primaire}},\tag{4.14}$$

"taux multiple "étant le taux de polarisation calculé en tenant compte des diffusions multiples, sur fond noir, soit taux multiple  $= \frac{L_{app}^{pol,aer,fn}}{L_{app}^{aer,fn}}$  et "taux primaire", calculé avec les fonctions de phase primaire, soit taux primaire  $= \frac{q(\theta)^{aer}}{p(\theta)^{aer}}$ . Pour un même modèle d'aérosol, lorsque le taux de polarisation primaire s'annule pour un angle  $\theta_d$  donné, le taux de polarisation obtenu en diffusions multiples s'annule au voisinage de cet angle, pour une valeur de  $\theta_d$  légèrement différente. Ceci explique que le coefficient  $\beta$  varie très rapidement et fortement dans cette zone, ce qui nous a incité à utiliser une valeur moyenne de  $\beta$  sur les directions de visée, cette moyenne dépendant de l'épaisseur optique et du coefficient d'Angström. Nous avons donc étudié l'impact de  $\theta_s$ ,  $\alpha$  et  $\delta$  sur les valeurs de  $\beta$ . Nous avons constaté que le paramètre le plus influent sur  $\beta$  est l'épaisseur optique, qui traduit l'importance des diffusions multiples: nous avons donc fixé des valeurs moyennes de  $\beta$  pour différents intervalles d'épaisseurs optiques, résumées dans le tableau 4.11.

δ	β
≤0.12	0.9
$0.12 {< \delta \leq} 0.22$	0.8
$0.22 < \delta \le 0.45$	0.7
≥0.45	0.6

TAB. 4.11 – Valeurs moyennes du taux de dépolarisation  $\beta$  appliquées en fonction de l'épaisseur optique.

Nous allons maintenant appliquer cette méthode sur différentes simulations en étudiant sa sensibilité aux paramètres  $\delta$ ,  $\alpha$  et  $\theta_s$ . Pour ce faire, nous avons utilisé les granulométries des modèles SeaWiFS de la base pour simuler des signaux faisant office de mesures. L'inversion de ces signaux avec l'algorithme de traitement des mesures POLDER nous fournit un modèle lognormal et une épaisseur optique qui seront utilisés pour traiter les couplages dans notre correction.

Nous avons tout d'abord testé l'influence du modèle approché utilisé pour la correction sur un signal simulé tel que  $\delta_{865} = 0.15$ ,  $\alpha = 0.395$ , m=1.40,  $\theta_s = 47.3^\circ$ , et  $\theta_v = 36^\circ$  (toutes nos simulations sont faites à  $\theta_v$  constant et  $\phi$  variant de 5° à 175°). Pour cette "mesure", l'algorithme de traitement des données POLDER nous donne le triplet ( $\delta$ ,  $\alpha$ , m) présentant le plus faible écart par rapport aux mesures de luminance. Pour la même valeur du coefficient d'Angström, on a également l'épaisseur optique correspondant aux deux autres indices de réfraction. En effet, l'information sur m n'est pas fiable et nous devons vérifier que cette indétermination est sans conséquence

sur nos corrections.

Nous avons tracé sur la figure 4.17 les taux de polarisation des trois modèles restitués: les épaisseurs optiques à 865nm valent, respectivement pour m=1.33, 1.40 et 1.50: 0.17, 0.14 et 0.11 et le coefficient d'Angström donné par l'algorithme est  $\alpha_{app}=0.37$ .



FIG. 4.17 – Restitutions des fonctions de phase (à droite) et des taux de polarisation (à gauche) avec notre correction. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme, pour lesquels  $\alpha_{app}=0.37$ . La "mesure" SeaWiFS est telle que  $\theta_s = 47.3^\circ, \theta_v = 36^\circ, \delta = 0.15, \alpha = 0.395$  et m=1.40.

On constate tout d'abord qu'indépendamment du modèle de départ utilisé pour les corrections, on converge vers le même taux de polarisation et que le résultat de notre correction est très bon puisqu'on retrouve le taux du modèle SeaWiFS. Notons que les taux de polarisation des modèles restitués par l'algorithme sont assez différents de ceux des modèles SeaWiFS, sauf celui correspondant à l'indice m=1.33 (qui est l'indice du meilleur modèle issu de l'inversion).

Bien sûr, les coefficients d'Angström approché et SeaWiFS sont proches pour cet exemple (0.37 et 0.395 respectivement). Nous avons trouvé un autre cas (figure 4.20) pour lequel les deux valeurs sont plus éloignées mais le taux de polarisation est cependant bien restitué (pour  $\theta_s = 25^\circ, \delta_{app} = 0.18$  et  $\alpha_{app} = 0.23$ ).

Nous voyons donc, en ce qui concerne les taux de polarisation, que les modèles issus de l'algorithme d'inversion des mesures POLDER constituent un bon point de départ pour notre correction même s'ils sont très différents du modèle réel.

La partie droite de la figure 4.17 nous montre que les fonctions de phase obtenues avec notre correction, pour les 3 valeurs de l'indice, se différentient nettement, tout au moins en niveau, même si leurs allures directionnelles sont proches de celles du modèle SeaWiFS. Ainsi, pour m=1.33, l'épaisseur optique considérée, qui vaut  $\delta_{app}=0.17$ , est supérieure à l'épaisseur optique SeaWiFS de la simulation ( $\delta=0.15$ ): d'après l'équation 4.10, la fonction de phase "exacte" p<sub>mes</sub>, qui fait intervenir le rapport  $\frac{\delta_{app}}{\delta}$ , est donc plus élevée que la fonction de phase que nous avons réellement obtenue en considérant que  $\frac{\delta_{app}}{\delta}=1$ .

Bien sûr, si  $\delta_{app}$  est inférieure à  $\delta_{SeaWiFS}$  (cas pour m=1.50), le résultat est inverse et nous observons bien une fonction de phase restituée supérieure à la fonction de phase "vraie". Enfin, nous vérifions que pour m=1.40,  $\delta_{app}$  et  $\delta_{SeaWiFS}$  sont proches et le niveau est alors respecté. Il en est de même pour la luminance polarisée mais, par contre, le taux de polarisation nous affranchit de cette dépendance à l'épaisseur optique.

Même si le niveau des fonctions de phase restituées n'est pas correctement retrouvé, la figure 4.18, sur laquelle nous comparons les fonctions de phase des modèles de l'algorithme et celle du modèle SeaWiFS, montre cependant que l'allure des fonctions de phase corrigées est nettement meilleure que celles des modèles lognormaux.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la quantité d'aérosols



FIG. 4.18 – Fonctions de phase du modèle SeaWiFS utilisé et des modèles lognormaux déduits de l'algorithme, pour les 3 indices de réfraction.

sur nos restitutions. Pour cela, nous avons simulé, pour le même modèle SeaWiFS, c'est-à-dire  $\alpha$ =0.39, m=1.40,  $\theta_s = 39.9^{\circ}, \theta_v = 36^{\circ}$ , les signaux tels que  $\delta$ =0.075, 0.15 et 0.6. Comme nous le constatons sur la figure 4.19, les taux de polarisation, assez bien restitués, dépendent peu de l'épaisseur optique SeaWiFS.

Les fonctions de phase ont à peu près même allure directionnelle, sauf pour  $\delta_{SeaWiFS}=0.6$  et des angles  $\theta_d$  supérieurs à 150°, du fait des nombreuses diffusions multiples présentes pour de telles valeurs. On note à nouveau que le niveau de la fonction de phase n'est pas retrouvé du fait des écarts entre les épaisseurs optiques vraies (respectivement 0.075 et 0.15) et restituées par l'algorithme (respectivement 0.09 et 0.18).

Enfin, nous avons comparé les résultats pour trois angles solaires différents:  $\theta_s=25^\circ, 39.9^\circ$  et 58.4° (figure 4.20), pour une épaisseur optique moyenne de 0.15 et  $\alpha=0.397$ .

De même, les taux de polarisation sont correctement restitués, avec cependant une légère surestimation du maximum lorsque  $\theta_s$  diminue. Les quelques points, pour



FIG. 4.19 – Restitutions des fonctions de phase (à droite) et des taux de polarisation (à gauche) avec notre correction, pour 3 épaisseurs optiques. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme, pour lesquels  $\alpha_{app}=0.31, 0.32$  et 0.36 respectivement pour  $\delta=0.075, 0.15$  et 0.6. Pour la "mesure":  $\theta_s = 39.9^\circ, \theta_v = 36^\circ, \delta=0.075, 0.15$  et 0.6,  $\alpha = 0.397$  et m=1.40.

 $\theta_s = 39.9^\circ$  et 58.4°, qui se détachent nettement du taux SeaWiFS sont en fait contaminés par le glitter et ils auraient pu être éliminés par un test plus fort.

Pour les fonctions de phase, la conclusion est identique aux cas précédents, à savoir des allures directionnelles globalement bien retrouvées mais des niveaux pas toujours respectés. Remarquons les quelques points se détachant de la courbe pour  $\theta_s = 39.9^{\circ}$  (vers  $\theta_d = 120^{\circ}$ ) et ne respectant plus l'allure directionnelle, ceci à cause de la contamination par le glitter.

Des calculs ont été faits avec d'autres modèles, à savoir  $\alpha=0.15$ , 1.28 (granulométries monomodales) et 1.49 (granulométrie bimodale). D'une manière générale, les conclusions restent les mêmes, c'est-à-dire que, à quelques pourcents près, le taux de polarisation correspond toujours à celui du modèle ayant servi à simuler les "mesures", quelques soient la géométrie, les valeurs de  $\alpha_{app}$  et  $\delta_{app}$  déduites de l'algorithme et des différentes caractéristiques des "mesures" ( $\alpha_{vraie}$  et  $\delta_{vraie}$ ). Ces taux



FIG. 4.20 – Restitutions des fonctions de phase (à droite) et des taux de polarisation (à gauche) avec notre correction, pour 3 valeurs de l'angle solaire. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme. Pour la "mesure":  $\theta_s = 25^\circ, 39.9^\circ$  et  $58.4^\circ, \theta_v = 36^\circ, \delta = 0.15, \alpha = 0.397$  et m=1.40.

sont de toute façon toujours nettement meilleurs que ceux donnés par l'algorithme. Nous obtenons donc bien la signature intrinsèque en polarisation des aérosols par cette méthode. En ce qui concerne les fonctions de phase, celles obtenues grâce à l'algorithme sont parfois très différentes des fonctions de phase vraies, alors que notre correction nous permet de retrouver une très bonne allure directionnelle (sauf pour des cas extrêmes tels qu'une épaisseur optique supérieure à 0.6,  $\theta_d$  et  $\theta_s$  grands). Le niveau dépend cependant très fortement de l'épaisseur optique approchée utilisée: il est trop fort si  $\delta_{app}$  est inférieure à  $\delta_{vraie}$  et trop faible dans le cas contraire.

#### 4.4.2 A partir de mesures POLDER

Nous allons appliquer la méthode précédente à des mesures POLDER dans quelques situations particulières. La première zone étudiée est située dans le canal du Mozambique, le 23 novembre 96, pendant la période de feux. La zone extraite comporte 15x15 superpixels soit une surface carrée de 300 km de côté environ. La valeur moyenne de l'épaisseur optique à 865 nm est 0.34 +/- 0.11 (l'indice restitué valant, pour la majorité des points, m=1.33) et celle du coefficient d'Angström vaut 1.31+/-0.20. Cette dernière valeur, sans doute sous-estimée par l'algorithme, est néanmoins assez élevée et correspond à de petites particules caractéristiques des aérosols de type "biomass burning" rencontrés dans cette région à cette époque.

Le taux de polarisation retrouvé pour des angles de diffusion  $\theta_d$  compris entre 130° et 175° est élevé puisqu'il est de 30% vers 130°. Il s'annule vers  $\theta_d = 165^\circ$ , montrant un arc légérement négatif (figure 4.21).



FIG. 4.21 – Restitutions des fonctions de phase (à gauche) et des taux de polarisation (à droite) avec notre correction. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme ( $\alpha_{app}=1.31$ , m=1.33 et 1.40) et celui d'un modèle dynamique ( $\alpha=1.95$ ). Zone de 15×15 pixels au-dessus du canal du Mozambique, le 23 novembre 1996.

Nous avons comparé ce taux de polarisation à celui donné par les modèles dyna-

miques de L. Remer concernant les aérosols de ce type. Celui présenté sur la figure correspond à un modèle d'épaisseur optique de 0.3 à 865 nm, son coefficient d'Angström vaut 1.95 et l'albédo 0.963. L'accord n'est pas parfait mais l'allure générale est bien retrouvée.

En luminance totale, les fonctions de phase restituées après correction et celle du modèle dynamique ont même allure. Rappelons cependant que les écarts observés en niveau proviennent en partie de l'imprécision sur l'épaisseur optique qui intervient pour retrouver la fonction de phase  $p(\theta)$  puisque l'algorithme donne  $\delta=0.39$  pour l'indice m=1.33 et  $\delta=0.25$  pour m=1.40. Ainsi, on note que les résultats se groupent en deux série de points, chaque série correspondant à un indice de réfraction (m=1.33 et bas, m=1.40 en haut).

Nous avons également tracé les taux de polarisation et fonctions de phase pour le modèle lognormal moyen sur la zone ( $\alpha$ =1.31). Ainsi, nous remarquons que le taux de polarisation des modèles monomodaux et celui restitué après correction sont semblables: la granulométrie monomodale est ici bien représentative des aérosols rencontrés, qui sont de petite taille.

Cet accord entre les fonctions de phase et les taux de polarisation restitués après correction et ceux des modèles lognormaux de la base POLDER nous montre donc que ces derniers sont suffisants ici pour caractériser la fonction de phase et la polarisation de tels aérosols.

Sur la même zone, mais le 30 novembre 1996 (figure 4.22), on note la présence d'aérosols dont la signature est très différente, avec un maximum de polarisation inférieur à 20% vers  $\theta$ =140°. Les sorties de l'algorithme sont assez dispersées et valent  $\delta_{865} = 0.23 + -0.09$  et  $\alpha = 0.60 + -0.24$ . Le taux de polarisation est proche de celui d'un modèle WMO, dit coastal, qui est un mélange d'aérosols troposphériques et



maritimes, de coefficient d'Angström = 0.59.

FIG. 4.22 – Restitution du taux de polarisation avec notre correction (-). Nous avons également indiqué le taux de polarisation du modèle WMO déduit de l'algorithme,  $\alpha_{app}=0.59$  (·). Zone de 15×15 pixels au-dessus du canal du Mozambique, le 30 novembre 1996.

Une autre région océanique intéresssante à suivre est celle qui entoure l'Inde d'où proviennent des aérosols de pollution (sulfates). Un exemple est donné pour la journée du 25 novembre, dans le golfe du Bengale (figure 4.23). La signature en polarisation est voisine de celle d'aérosols de type urbain dont le coefficient d'Angström vaut 1.15 (modèle dynamique), contre 0.80 pour POLDER. Pour ce cas, l'indice de réfraction le plus souvent retrouvé vaut 1.33, l'épaisseur optique associée est de l'ordre de 0.25.

On trouve des signatures très semblables les 10 et 14 novembre dans des situations voisines en charge en aérosol ( $\delta = 0.20$  et 0.25) et en dépendance spectrale ( $\alpha = 0.9$  et 0.7). On obtient également des signatures assez comparables sur le Pacifique



FIG. 4.23 – Restitutions des taux de polarisation avec notre correction. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme  $(\alpha_{app}=0.8, m=1.33 \text{ et } 1.40)$  et celui d'un modèle dynamique ( $\alpha=1.15$ ). Zone de  $15 \times 15$  pixels au-dessus de l'Inde, le 25 novembre 1996.

Nord au mois de mai, pour des aérosols en provenance de la Chine.

On notera qu'en rétrodiffusion la correction a du mal à se faire avec le bon signe (il y a deux nuages de points centrés autour de zéro), ce qui est encore plus net sur l'angle  $\gamma$  repérant la direction du plan de polarisation par rapport au plan de diffusion (figure 4.24). En diffusion primaire, cet angle est égal à 0° (ou 180°) lorsque la direction de polarisation est perpendiculaire au plan de diffusion (ce qui correspond à un taux de polarisation positif) et à +/- 90° pour une direction de polarisation paralléle au plan de diffusion (le taux de polarisation est alors négatif). Dans cette zone où la polarisation de l'atmosphère est faible, l'impact de la correction de surface est donc comparativement plus fort.

Ainsi, sur les mesures, on constate que la valeur de  $\gamma$  est très dispersée lorsque  $\theta$  est supérieur à 150°, il est donc difficile de trouver le signe pour la polarisation.

Ceci montre les limites de la correction lorsque les signaux polarisés sont faibles.



FIG. 4.24 – Angles  $\gamma$  représentant la direction de polarisation. Zone de 15×15 pixels au-dessus de l'Inde, le 25 novembre 1996.

La correction sera améliorée avec les nouveaux algorithmes POLDER qui devraient fournir un modèle bimodal plus proche de la réalité et susceptible de mieux corriger les effets de surface et les couplages.

Enfin, le dernier exemple concerne les aérosols d'origine désertique. Leur polarisation est mal restituée car les modèles monomodaux dans les algorithmes de POLDER sont trop simples. Nous présentons le taux de polarisation déduit de mesures du 17 novembre 96, à proximité du Cap Vert. Le coefficient d'Angström, proche de zéro ( $\alpha = 0.06 + / - 0.05$ ), est typique de grosses particules et l'épaisseur optique moyenne est de l'ordre de 0.45.

On note que le taux de polarisation est faible par rapport à ceux déterminés près de l'Inde ou de Madagascar. L'allure générale est très différente de celle des modèles monomodaux de type désertique, qui présentent des arcs négatifs très marqués. Nous avons porté sur la figure les modèles monomodaux restitués par la chaîne de traitement des mesures POLDER, pour les deux indices m=1.33 et 1.40. Les taux de polarisation pour les modèles d'indice m=1.33 exhibent un arc positif important.



FIG. 4.25 – Restitutions des fonctions de phase (à gauche) et des taux de polarisation (à droite) avec notre correction. Nous avons également indiqué les taux de polarisation des modèles déduits de l'algorithme, pour lesquels  $\alpha_{app}=0.06+/-0.05$ , pour 2 indices, m=1.33 et 1.40. Zone de 15×15 pixels au-dessus du Cap Vert, le 17 novembre 1996.

Pour quelques pixels, c'est l'indice m=1.40 qui est utilisé sans que ceci change le résultat final sur la restitution du taux de polarisation comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent (mais les modèles déduits directement de l'algorithme pour cet indice ne sont plus les mêmes). Par contre, c'est différent sur la restitution de la fonction de phase, qui fait intervenir l'épaisseur optique et donc l'indice.

Nous constatons donc avec la polarisation que les modèles monomodaux ne sont pas adaptés pour les aérosols désertiques, la sphéricité des particules entrainant l'apparition d'arcs marqués, non observés sur les mesures. Ceci incite à introduire, lorsque les particules sont solides, des modèles non sphériques dont les fonctions de phase totale et polarisée présentent moins de directionnalité.

## 4.5 Conclusion

Contrairement aux surfaces terrestres, la surface océanique est moins variable et assez bien modélisé, ce qui rend les inversions au-dessus des océans mieux conditionnées qu'au-dessus des terres. Les simulations des signaux sont faites précisement, en tenant compte de la réflexion de surface et des diffusions multiples. La présence du glitter, qui constitue une secinde source de rayonnement, complique l'interprétation des signaux mesurés. C'est pourquoi on a cherché à se rapprocher du signal utile des aérosols. La soustraction de la composante moléculaire est une première étape mais la correction des couplages ne peut se faire sans information supplémentaire sur les aérosols.

Nous avons vérifié, avec des simulations puis avec des mesures, que la valeur du coefficient d'Angström pouvait être rapidement estimée, uniquement à partir du rapport des mesures de luminance à 865 et 670nm, corrigées du moléculaire. Même si cette méthode ne nous donne pas toujours une valeur proche du coefficient d'Angström mesuré, elle nous donne au moins une idée de la taille des particules, tout en s'affranchissant d'un modèle a priori. Le paramètre  $\epsilon$  obtenu de cette manière et le coefficent d'Angström déduit de l'algorithme sont tout à fait comparables. En effet, la comparaison faite à l'échelle du globe pour 18 jours (au mois de mai) a montré que  $\epsilon$  surestime légèrement  $\alpha$  lorsque les particules sont grosses, et le sous-estime pour des particules de taille moyenne à petite, les biais restant inférieurs à 0.25. De plus, l'obtention de  $\epsilon$  permet de distinguer sur les synthèses les différents types d'aérosols.

Enfin, dans le dernier paragraphe, nous avons développé un procédé permettant de corriger le signal mesuré de la contribution de surface (et des couplages liés à cette contribution), à partir d'un modèle d'aérosols approché (ici, le modèle obtenu avec l'algorithme). Que ce soit avec des simulations ou des mesures, cette méthode permet de remonter aux allures des fonctions de phase totale et polarisée et met bien en évidence la signature intrinsèque des aérosols en polarisation. Notons qu'une méthode similaire a été appliqué à un grand nombre de mesures POLDER par *Gaulué* [19]. Elle confirme à nouveau que les modèles de la base sont peu représentatifs lorsque nous sommes confrontés à des aérosols désertiques ou de pollution mais rendent bien compte des particules lorsque celles-ci sont de type biomass-burning.

Les futurs algorithmes POLDER, basés sur des modèles bimodaux, devraient fournir un meilleur modèle approché et donc améliorer cette méthode et devraient permettre de fournir une statistique des fonctions de phase et taux de polarisation des aérosols sur mer.

## Conclusion

Les mesures satellitaires de l'instrument POLDER offrent des possibilités intéressantes pour la caractérisation des aérosols troposphériques puisqu'à l'aspect spectral, elles ajoutent la directionnalité et la polarisation du rayonnement.

Au-dessus des terres, les mesures POLDER sont inversées à partir de la polarisation, ceci afin de minimiser l'impact du sol, élevé et très variable en réflectance, sur le signal mesuré. Dans les premiers algorithmes POLDER1, du fait de la nouveauté et de la forte incertitude sur l'effet de surface, la modélisation du signal atmosphérique a été réalisée en linéarisant les contributions des aérosols et des molécules en fonction de l'épaisseur optique et en négligeant les différents couplages, ce qui affecte directement la qualité des caractéristiques  $\alpha$  et  $\delta$  des aérosols. La modélisation exacte du signal moléculaire ne pose pas de problème et sera introduite dans les futurs algorithmes en tenant compte de l'altitude du pixel. Une modélisation plus précise de la luminance polarisée des aérosols est également prévue dans laquelle les couplages, même s'ils sont assez faibles dans les canaux 865 et 670nm, pourront être introduits. Notons que d'importants progrès ont été faits concernant la simulation de la polarisation du sol [41], ce qui incite également à faire des calculs plus précis dans la prise en compte de la composante aérosol.

Outre la modélisation du signal, le choix d'une base représentative de modèles granulométriques est essentiel à la qualité des inversions. Les granulométries, choisies de type lois lognormales, sont caractérisées par leur rayon modal  $r_m$  et la dispersion  $\sigma$ , le paramètre pertinent restant le rayon effectif  $r_{eff}$ . Le nombre de modèles étant limité pour éviter des temps de calcul trop longs, on choisira néanmoins deux valeurs de  $\sigma$  de façon à représenter des modes de petites particules très étroits ( $\sigma$ =0.25) ou dispersés ( $\sigma$ =0.375). Le rayon modal sera alors choisi pour couvrir une gamme de coefficients d'Angström compris entre 0.6 et 3, une trentaine de valeurs étant suffisante pour explorer la variation spectrale des luminances polarisées.

L'étude de sensibilité réalisée montre que l'indice de réfraction semble difficilement accessible compte-tenu des incertitudes de mesures: ceci est d'autant plus vrai qu'il y a peu d'aérosols et qu'ils sont petits. En effet, la sensibilité des fonctions de phase polarisées à l'indice de réfraction se manifeste essentiellement en rétrodiffusion avec des particlues assez grosses et sphériques, présentant des arcs de polarisation non observés sur les mesures POLDER à 865nm.

Avec cette base et les améliorations de la modélisation, les caractéristiques du mode d'accumulation devraient être améliorées lorsque le niveau de signal est suffisant et que les conditions d'observation sont bonnes (large plage d'angles de diffusion). Notons toutefois qu'il sera difficile de valider ces résultats qui sont pas directement accessibles depuis le sol.

Enfin, nous avons vu que la luminance et la luminance polarisée ne faisaient pas intervenir les particules de même taille: la luminance permet de caractériser toutes les particules, mais la polarisation n'est engendrée que par les petites particules, polarisantes. Ainsi, nous avons montré que lorsque l'inversion était faite avec une petite plage d'angles de diffusion, on trouvait un jeu de valeurs  $\delta_p$  et  $\alpha_p$  (caractérisant les petites partciules) différentes mais que le produit  $\alpha_p \delta_p$  restait le même, ce qui en fait un bon indicateur de la charge en petits aérosols polarisants. En supposant que le mode de grosses particules ne polarise pas et que son coefficient d'Angström est nul, on montre que le produit  $\alpha\delta$  obtenu à partir des inversions sur mer et relatif à l'ensemble de la granulométrie est égal à  $\alpha_p \delta_p$ , ce qui explique la continuité entre terre et mer sur ce produit, qui permet finalement de localiser les sources d'aérosols anthropiques.

Nous nous sommes intéressés dans le quatrième chapitre à des mesures réalisées lors de la campagne AMT-4, afin de caractériser les aérosols au-dessus des océans. Nous avons utilisé les résultats et les mesures POLDER conjointement à ceux obtenus avec REFPOL et CIMEL, instruments embarqués sur le bateau. Le nombre de mesures et de comparaisons a été limité par les conditions atmosphériques ou de visées (présence de nuages ou de glitter contaminant les mesures POLDER). Comme ceci avait été observé lors de la validation [22], il est donc difficile d'avoir des corrélations POLDER-mesures sol.

L'expérience n'a permis de comparer que 4 journées avec des aérosols de type différent: les 8 et 9 mai, avec des aérosols de type maritime, le 13 mai avec des aérosols désertiques et le 25 mai, journée pour laquelle les aérosols sont de type urbain.

Nous avons confirmé, pour les mesures des 8 et 9 mai que les produits POL-DER étaient comparables aux valeurs de  $\alpha$  et  $\delta$  déduites des mesures CIMEL. Ils permettent également de restituer les luminances et luminances polarisées mesurées par POLDER. Les mesures REFPOL sont bien restituées en rétrodiffusion mais pas en prodiffusion: il est en effet difficile d'appliquer dans une zone directionnelle les résultats obtenus dans une autre zone.

Nous avons étudié les mesures du 13 mai avec des modèles plus spécifiques et a priori plus réalistes: en plus des modèles lognormaux de la base, nous avons utilisé les modèles WMO et SeaWiFS et des modèles sahariens. Nous avons ainsi constaté que ceux-ci peuvent conduire à un biais important sur  $\alpha$  et  $\delta$ , même si les luminances directionnelles sont parfois mieux restituées qu'avec les granulométries lognormales. Ceci vient en partie du fait qu'aucune interpolation n'est effectuée entre ces modèles (WMO, SeaWiFS et sahariens), contrairement à ce qui est fait avec les modèles

Conclusion

lognormaux, ce qui les rend peu performants pour restituer à la fois les mesures de luminance et de polarisation. Par contre, la mauvaise restitution des luminances parfois observée avec les granulométries lognormales s'explique par l'allure de leurs fonctions de phase fortement dissymétriques et présentant des arcs en rétrodiffusion lorsque les particules sont grosses, arcs qui ne sont pas observés sur les mesures POLDER, en particulier en polarisation. Ceci incite à choisir dans les futures bases une composante de grosse particules non sphériques, dont les fonctions de phase sont plus plates en rétrodiffusion et qui polarisent faiblement.

Les mesures du 25 mai ont notamment permis de montrer l'intérêt d'un autre type de granulométries, développées par Remer [43] et appelées dynamiques car leurs caractéristiques changent avec l'épaisseur optique. Ces modèles, qui ont en effet permis de mieux restituer les signaux qu'avec les modèles lognormaux, sont intéressants à introduire quand la "situation aérosol" est bien établie.

Nous avons vu que la détermination des caractéristiques aérosols  $\alpha$  et  $\delta$  est fortement liée au choix du modèle: selon la granulométrie prise pour les inversions, les biais observés peuvent être très importants. Nous aimerions donc remonter à une information sur les aérosols sans utiliser directement de modèles granulométriques, l'idéal étant bien sûr de retrouver les fonctions de phase primaires. Une première approche du coefficient d'Angström a été obtenue dans le dernier chapitre en corrigeant le signal mesuré de la contribution du moléculaire: avec cette méthode, on obtient rapidement une valeur  $\epsilon$  proche de  $\alpha$ .

La fin du dernier chapitre a ensuite été consacré à la détermination des fonctions de phase totales et polarisées, au-dessus des océans, en utilisant un modèle approché pour corriger les effets de surface, parfois non négligeables du fait de la contribution du glitter.

Nous avons vu sur des simulations que la méthode utilisée permettait de bien

retrouver les allures directionnelles de la fonction de phase totale et du taux de polarisation, ce dernier étant également bien restitué en niveau. Le résultat en niveau n'est par contre pas aussi bon pour les fonctions de phase  $p(\theta)$ , conditionnées par l'épaisseur optique déduite de l'inversion.

A partir de mesures POLDER, cette méthode a permis de confirmer que les granulométries lognormales conduisent à des fonctions de phase parfois très éloignées de celles des aérosols, en particulier en polarisation et aussi pour des situations bimodales (sahariens). A terme, lorsque les modèles bimodaux auront été introduits pour améliorer les inversions des données POLDER (algorithme de classe 2), cette méthode devrait permettre d'approcher les fonctions de phase "réelles" et donc de préciser les bases de modèles.

A travers cette étude, nous avons vu l'intérêt de POLDER pour la caractérisation des aérosols, avec les mesures directionnelles et de polarisation qui s'ajoutent aux mesures spectrales plus classiques.

Une étape importante a été franchie grâce aux mesures de POLDER 1 dans la connaissance de la polarisation des aérosols et de l'impact des modèles et du type de mesures utilisées (luminance ou luminance polarisée) sur les produits inversés. Ces premières études ont permis d'affiner la base des modèles utilisés pour les inversions, ce choix étant essentiel dans la détermination des épaisseurs optiques  $\delta$  et dans l'évaluation de la taille moyenne des particules  $\alpha$ .

La qualité des mesures permet d'envisager pour POLDER2 des algorithmes plus performants, ce qui sera fait avec des modèles plus complexes (bimodalité, absorption, non sphéricité) et une meilleure simulation du signal.

L'utilisation d'autres canaux dans le proche infrarouge (1650 ou 2200nm par exemple) pourrait être envisagée, sur mer tout d'abord pour améliorer les effets spectraux limités par la proximité des canaux 865 et 670nm et également sur terre pour minimiser le signal moléculaire par rapport à la contribution des aérosols. Par ailleurs, par ciel clair, un tel canal donnerait directement accès à la réflectance polarisée de la surface.

# Bibliographie

- C. Cox anf W. Munk. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. J. Opt. Soc. Am., 44:838-850, 1954.
- [2] C. Cox anf W. Munk. Statistics of the sea surface derived from sun's glitter. J. Marine Res., 13:198-227, 1954.
- [3] F.-M. Bréon, J. L. Deuzé, D. Tanré, and M. Herman. Validation of the spaceborne estimates of aerosol loading from sunphotometer measurements, with emphasis on the polarization. J. Geophys. Res., 102, N0 D14:17187-17196, 1997.
- [4] F.M. Bréon and S. Colzy. Cloud detection from the spaceborne POLDER instrument and validation against surface synoptic observations. J. Appl. Meteorol., 36:777-785, 1999.
- [5] F.M. Bréon and P.Y. Deschamps. Optical and physical parameter retrieval from POLDER measurements over the ocean using an analytical model. *Rem. Sens. Environ.*, 43:193-207, 1993.
- [6] F.M. Bréon, D. Tanré, P. Lecomte, and M. Herman. Polarized reflectance of bare soils and vegetation: measurements and models. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33:487–499, 1995.
- [7] S. Chandrasekhar. Radiative transfer. Oxford Univ. Press, London, 1950.

- [8] R. J. Charlson, S. E. Schwartz, J. M. Hales, R. D. Cess, J. A. Coakley, J. E. Hansen, and D. J. Hofmann. Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science*, 255:423-430, 1992.
- K.L. Coulson. Polarization and intensity of light in the atmosphere. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 1988.
- [10] G. A. d'Almeida, P. Koepke, and E. P. Shettle. Atmospheric Aerosols, Global Climatology and Radiative Characteristics. A. Deepak Publishing, 1991.
- [11] C. N. Davies. Size distribution of atmospheric particles. Aerosol Science, 5:293– 300, 1974.
- [12] P.-Y. Deschamps, F.-M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.-C. Buriez, and G. Sèze. The POLDER mission: Instrument characteristics and scientific objectives. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32:598-615, 1994.
- [13] J.L. Deuzé, F.M. Bréon, C. Devaux, P. Goloub, M. Herman, B. Lafrance,
   F. Maignan, A. Marchand, F. Nadal, G. Perry, and D. Tanré. Remote sensing of
   aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS1 polarized measurements.
   J. Geophys. Res., 2000. in press.
- [14] J.L. Deuzé, P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, G. Perry, S. Susana, and D. Tanré. Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER. J. Geophys. Res., 105, N0 D12:15329-15346, 2000.
- [15] J.L. Deuzé, M. Herman, and R. Santer. Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere ocean system. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 41:483-494, 1989.
- [16] R. Eiden. Determination of the complex index of refraction of spherical aerosol particles. Appl. Opt., 10:749-754, 1971.
- [17] B. Fougnie. Contribution à l'observation de la couleur de l'océan à partir du capteur spatial POLDER. *Thèse*, 1998. Université des Sciences et Techniques de Lille.
- [18] R. Frouin, M. Schwindling, and P.Y. Deschamps. Spectral reflectance of sea foam in the visible and near-infrared: in situ measurements and remote sensing implications. J. Geophys. Res., 101, C6:14361-14371, 1996.
- [19] E. Gaulué. Apport des mesures de polarisation à l'observation globale des aérosols à l'aide de l'instrument POLDER. 1999. Rapport de stage de DEA, Université Paris VII.
- [20] P. Goloub and O. Arino. Validation of the POLDER aerosol index over land using ATSR-2 fires maps. submitted to Geophys. Res. Lett., June 1999 (in press).
- [21] P. Goloub, J. L. Deuzé, M. Herman, and Y. Fouquart. Analysis of the POLDER polarization measurements performed over cloud covers. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, 32:78–88, 1994.
- [22] P. Goloub, D. Tanré, J. L. Deuzé, M. Herman, A. Marchand, and F. M. Bréon. Validation of the first algorithm applied for deriving the aerosol properties over the ocean using the POLDER/ADEOS measurements. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, 37:1586–1596, 1999.
- [23] H.R. Gordon and M. Wang. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm. Appl. Opt., 33:442-453, 1994.

- [24] L. Grant. Diffuse and specular characteristics of leaf reflectance. Rem. Sens. Environ., 22:309-322, 1987.
- [25] O. Hagolle, P. Goloub, P.Y. Deschamps, H. Cosnefroy, X. Briottet, T. Bailleul, J.M. Nicolas, F. Parol, B. Lafrance, and M. Herman. Results of POLDER in-flight calibration. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37:1550-1566, 1999.
- [26] J.E. Hansen and L.O. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. Space Sci. Rev., 16:527-596, 1974.
- [27] M. Herman, 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, N0 D14:17039-17049, 1997.
- [28] B. N. Holben, T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. J. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenu, I. Jankowiak, and A. Smirnov. AERONET: A federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Rem. Sens. Environ.*, 66:1–16, 1998.
- [29] R.B. Husar, J.M. Prospero, and L.L. Stowe. Characterization of tropospheric aerosols over the oceans with the NOAA advanced very high resolution radiometer optical thickness operational product. J. Geophys. Res., 102, N0 D14:16889-16909, 1997.
- [30] P. Koepke. Effective reflectance of the oceanic whitecaps. Appl. Opt., 23, 1984.NO. 11.
- [31] B. Lafrance. Modélisation simplifiée de la lumière polarisée émergeant de l'atmosphère. Correction de l'impact des aérosols stratosphériques sur les mesures de POLDER. *Thèse*, 1997. Université des Sciences et Techniques de Lille.

- [32] B. Lafrance and M. Herman. Correction of the stratospheric aerosols radiative influence in the POLDER measurements. *IEEE Transactions on Geoscience* and Remote Sensing, 36:1599-1608, 1998. NO 5.
- [33] J. Lenoble. Atmospheric radiative transfer. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 1993.
- [34] M. Leroy, J.L. Deuzé, F.M. Bréon, O. Hautecoeur, M. Herman, J.C. Buriez,
  D. Tanré, S. Bouffiès, P. Chazette, and J.L. Roujean. Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectionnal reflectances over land from POL-DER/ADEOS. J. Geophys. Res., 102, N0 D14:17023-17037, 1997.
- [35] M.I.Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis. Light scattering by non spherical particles. Theory, Measurements and applications. Academic Press, 2000.
- [36] M.I.Mishchenko and L.D. Travis. Satellite retrieval of aerosol properties over the ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight. J. Geophys. Res., 102, N0 D14:16989-17013, 1997.
- [37] M.I.Mishchenko, L.D. Travis, R.A Kahn, and R.A West. Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. J. Geophys. Res., 102, N0 D14:16831-16847, 1997.
- [38] M.I.Mishchenko, L.D. Travis, A.A. Lacis, and B.E. Carlson. Satellite remote sensing of nonspherical tropospheric aerosols. SPIE Proceedings, 2311, 1994.
   Atmospheric sensing and modelling, Ed. R. Santer.
- [39] A. Morel. Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content. J. Geophys. Res., 93:10749-10768, 1988.
- [40] A. Morel and L. Prieur. Analysis of variations in ocean color. Limnol. and Oceanogr., 22:709, 1977.

- [41] F. Nadal and F.-M. Bréon. Parameterization of surface polarized reflectance derived from POLDER spaceborne measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37, NO 3:1709–1718, 1999.
- [42] F. Parol, J.C. Buriez, C. Vanbauce, P. Couvert, G. Sèze, P. Goloub, and S. Cheinet. First results of the POLDER 'earth radiation budget and clouds' operational algorithm. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37, NO 3:1597-1612, 1999.
- [43] L.A. Remer and Y.J. Kaufman. Dynamic aerosol model: urban/industrial aerosol. J. Geophys. Res., 103, N0 D12:13859-13871, 1998.
- [44] G. Rondeaux and M. Herman. Polarization of light reflected by crop canopies. *Rem. Sens. Environ.*, 38:63-75, 1991.
- [45] J.L. Roujean, M. Leroy, and P.Y. Deschamps. A bidirectional reflectance model of the Earth's surface for the correction of remote sensing data. J. Geophys. Res., 97:20455-20468, 1992.
- [46] J.L. Roujean, D. Tanré, F.M. Bréon, and J.L. Deuzé. Retrieval of land surface parameters from airborne POLDER bidirectional reflectance distribution function during HAPEX-Sahel. J. Geophys. Res., 102, D10:11201-11218, 1997.
- [47] E. P. Shettle and R. W. Fenn. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optiacl properties. AFGL-TR-79-0214, Environmental Research Papers, 1979.
- [48] H.C. Van de Hulst. Light scattering by small particles. Dover Publications, Inc., 1981.

- [49] R.A. West, L.R. Doose, A.M. Eibl, M.G. Tomasko, and M.I. Mishchenko. Laboratory measurements of mineral dust scattering phase function and linear polarization. J. Geophys. Res., 102, N0D14:16871-16881, 1999.
- [50] M.E. Wolf and G.M. Hidy. Aerosols and climate: anthropogenic emissions and trends for 50 years. J. Geophys. Res., 102:11113-11121, 1997.

