

50376
1992
319

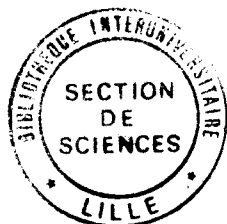
N° ordre 1004

50376
1992
319

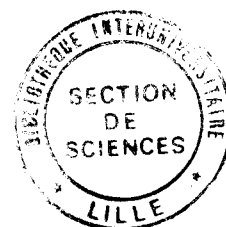
THESE

présentée à
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
LASERS, MOLÉCULES, RAYONNEMENT ATMOSPHÉRIQUE



par
Philippe GOLOUB



**MODELE RADIOMETRIQUE DU POLARIMETRE
IMAGEUR GRAND CHAMP POLDER.
ANALYSES PRELIMINAIRES DES OBSERVATIONS
EN LUMIERE POLARISEE.**

soutenue le 20 Novembre 1992

Membres de jury

M.	R.S.KANDEL	Directeur de Recherches, CNRS, LMD, PARIS	Président
M.	M.LEROY	Directeur du département Q. I./CNES à TOULOUSE	Rapporteurs
M.	V.VANDERBILT	Senior research scientist à la NASA/Moffett Field(USA)	
M.	M.HERMAN	Professeur à l'USTL, Directeur de thèse.	Membres
Mme.	J.LENOBLE	Professeur à l'USTL	
M.	P.Y.DESCHAMPS	Directeur de Recherches, CNRS, LOA, LILLE	
M.	J.L.DEUZE	Maître de conférence à l'USTL	
M.	J.M.MARTINUZZI	Ingénieur CNES, Chef de Projet POLDER.	

**U.F.R. de Physique Fondamentale
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE**



Résumé

Les activités humaines ont atteint une telle ampleur qu'elles deviennent susceptibles de modifier le climat terrestre. L'aspect global des problèmes climatiques requiert une observation à l'échelle satellitaire.

Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique est à l'origine du polarimètre-imageur POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectance) qui permettra d'obtenir, dès 1996 à partir de la plate-forme satellite japonaise ADEOS, les caractéristiques spectrales, directionnelles et polarisées du rayonnement rediffusé par le système terre-atmosphère dans le domaine visible de 0.443 μm à 0.910 μm .

La première partie de ce travail concerne le développement et la validation du modèle radiométrique instrumentale, ainsi que la définition des protocoles d'étalonnage en laboratoire et en vol durant la vie du capteur.

Dans la seconde partie, notre objectif a consisté à montrer, à travers les premières observations réalisées par le simulateur aéroporté développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, l'intérêt de la mesure de l'état de polarisation pour caractériser plus finement les propriétés micro-physiques et optiques des aérosols troposphériques tant au dessus des surfaces émergées que des surfaces océaniques. Nous avons également mis en évidence l'intérêt des mesures en lumière polarisée aux courtes longueurs d'onde pour estimer l'altitude des nuages dont la connaissance est essentielle pour évaluer avec précision leur impact radiatif.

Mots clés : Télédétection spatiale - Polarisation - Modèle radiométrique - Aérosols troposphériques - Altimétrie des nuages.

50376
1992
319

50376
1992
319

Sommaire

Introduction

Chapitre I : Principes Physiques et Instrumentaux de la mesure.

I-1 Principes de la mesure.....	06
I-2 Modélisation du signal.....	16

Chapitre II : Etalonnage de l'instrument en laboratoire.

Introduction.....	20
II-1 Mesure des paramètres du MRI en laboratoire.....	20
II-2 Etalonnages absolu et relatif.....	29
II-3 Validation du modèle en lumière polarisée.....	32

Chapitre III : Inversion du modèle radiométrique instrumental.

Introduction.....	40
III-1 Inversion dans les bandes spectrales polarisées.....	41
III-2 Inversion dans les bandes spectrales non polarisées.....	59
III-3 Conclusions.....	67

Chapitre IV : Observations en lumière polarisée.

Introduction.....	70
IV-1 Observations des aérosols troposphériques.....	71
IV-2 Observations des nuages.....	85
IV-3 Conclusions.....	99

Chapitre V : Méthodes d'étalonnage en vol.

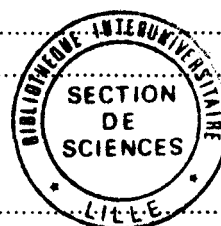
Introduction.....	102
V-1 Inter-étalonnage sur le glitter océanique.....	103
V-2 Détermination en vol de la polarisation instrumentale.....	111
V-3 Conclusions.....	116

Conclusion.....118

Annexes.120

Annexe 1 : Définition des paramètres de Stokes.	
Annexe 2 : Etablissement de la fonction de transfert optique du système.	
Annexe 3 : Expression des polynômes P_p^q et P_p^u .	
Annexe 4 : Optical properties of snow and ice derived from aircraft POLDER data.	
Annexe 5 : Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds.	
Annexe 6 : Retrieval of aerosols over the Gerlache Strait from aircraft photopolarimetric observations.	

Références bibliographiques.....154



INTRODUCTION

Jusqu'à une période récente, les modifications de l'environnement et du climat terrestre résultaient essentiellement de causes naturelles, non liées à l'activité humaine.

Les activités humaines ont atteint un niveau tel qu'elles deviennent susceptibles de modifier de façon significative notre environnement et son évolution temporelle. Les rejets d'origine anthropogénique modifient la composition chimique de l'atmosphère et de l'océan et perturbent le bilan radiatif de la planète. Ils modifient la concentration en sels nutritifs des eaux. Sur les terres émergées, l'exploitation incontrôlée des forêts, l'installation de systèmes agricoles simplifiés modifient le cycle de l'eau et exposent les sols dénudés à l'érosion et à la désertification.

La physico-chimie de l'atmosphère, la géochimie marine et les écosystèmes continentaux constituent les éléments essentiels dont les interactions régulent le *système global* Géosphère - Biosphère.

L'observation spatiale permet de surveiller, plus ou moins directement, beaucoup des éléments ou des processus qui interagissent dans le système climatique. La télédétection des caractéristiques de l'atmosphère constitue un élément essentiel du système d'observation de la terre et est appelée à jouer un rôle de plus en plus important avec le développement des nouveaux programmes spatiaux.

Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique, impliqué dans plusieurs instruments spatiaux rattachés aux futures plate-formes polaires (MODIS, SAGE III) ou dédiés à la mesure du Bilan Radiatif (ScaRaB), est aussi à l'origine de l'instrument POLDER (POLarization and Directionality of Earth Reflectance), actuellement en phase de développement au CNES, et retenu sur la plate-forme polaire japonaise ADEOS de la NASDA pour 1996.

L'instrument POLDER, dont un prototype a été développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, est un polarimètre-imageur CCD visible à large champ.

L'originalité du concept instrumental de POLDER, comparé aux capteurs classiques permet d'observer au cours d'une même orbite chaque point de la surface sous plusieurs géométries de visée et de déterminer complètement l'état de polarisation du rayonnement rediffusé par le système Terre-Atmosphère.

Les signatures directionnelles, spectrales et polarisées obtenues doivent contribuer de façon significative, dans le cadre des grands programmes de recherche internationaux (PRMC et PIGB), à satisfaire les besoins

d'observations globales: estimation de la production primaire marine et continentale, abondance, type, transports et retombées des aérosols, cycle de l'eau, bilan radiatif terrestre et caractéristiques de la couverture nuageuse.

Compte tenu de l'aspect pluridisciplinaire des problèmes climatiques, des instruments ayant des capacités radiométriques, spectrales, directionnelles et polarisées, autorisant l'étude simultanée de plusieurs composantes du système global (océans, végétation, terres, aérosols, nuages) sont séduisants.

Dans la première partie de ce travail, on s'est attaché à l'analyse de la réponse instrumentale du prototype POLDER (développement et validation du modèle radiométrique instrumental). Parallèlement, un protocole d'étalonnage en laboratoire a été développé. La connaissance des paramètres intervenant dans la définition du modèle radiométrique est indispensable pour convertir très soigneusement les signaux numériques de sortie en grandeurs géophysiques. Un algorithme simplifié d'inversion du modèle radiométrique dans les bandes spectrales polarisées est proposé et justifié.

Les algorithmes ainsi développés ont ensuite été intégrés dans le segment sol "aéroporté", permettant un traitement quasi opérationnel des données acquises au cours des différentes campagnes thématiques de POLDER.

La suite de notre travail concerne l'analyse des observations en lumière polarisée. L'étude de la polarisation, initiée au LOA au début des années 1970 (Lenoble, 1970), a été appliquée aux atmosphères planétaires (Devaux et al, 1977, Santer et al, 1984), puis s'est transférée à celle de l'atmosphère terrestre, en particulier des aérosols : instruments RADIBAL (Herman et al, 1984), PIRAT (Deuzé et al, 1989) et analyse des données de polarisation de la navette spatiale américaine (Roger et al, 1992).

Dans ce chapitre de synthèse, nous présentons les principaux résultats qui se dégagent des observations au-dessus des terres émergées (La Crau, Les Landes) où la polarisation permet de déconvoluer la contribution atmosphérique et la contribution de surface (Deuzé et al, 1992).

L'observation en lumière polarisée des aérosols au-dessus des surfaces océaniques est abordée de façon plus quantitative, avec l'analyse des campagnes réalisées en Méditerranée (MEDIMAR) et en Antarctique (RACER). Cette dernière campagne a aussi permis d'étudier la polarisation des surfaces enneigées.

Un intérêt plus particulier a été porté à l'étude de la polarisation des nuages, et notamment sur la possibilité de développer leur altimétrie à partir de la dépolarisation par les nuages de la composante moléculaire aux courtes longueurs d'onde.

Le dernier volet de ce travail concerne le développement de procédure d'étalonnage en vol de l'instrument; il revêt une importance capitale pour POLDER qui ne disposera pas de moyen d'étalonnage propre à bord. Deux aspects sont abordés. Une méthode d'inter-étalonnage basée sur la réflexion de surface océanique (glitter) a été développée. La capacité d'observation bidirectionnelle de POLDER doit permettre d'estimer la perturbation introduite par la présence d'aérosols.

Le second point concerne la validation en vol de la mesure de la polarisation pour estimer les vieillissements de l'optique en se servant de cibles test très peu polarisées comme les nuages ou très polarisées comme le glitter.

Chapitre I

PRINCIPES PHYSIQUES ET INSTRUMENTAUX DE LA MESURE

Chapitre I : Principes Physiques et Instrumentaux de la mesure.

I-1 Principes de la mesure.....	06
I-1-1 Principes Physiques de la mesure. Instrument idéal.	06
1- Bande spectrale polarisée.	
2- Bande spectrale non polarisée	
I-1-2 Principes Instrumentaux de la mesure.....	11
1- Objectif télécentrique.	
a- Principe de l'objectif télécentrique.	
b- Défauts attendus.	
2- Bloc filtre-polaroïd.	
a- Principe.	
b- Défauts attendus.	
3- Matrice CCD.	
a- Principe.	
b- Défauts attendus.	
I-2 Modélisation du signal.....	16
I-2-1 Bande spectrale polarisée.....	16
I-2-2 Bande spectrale non polarisée.....	17

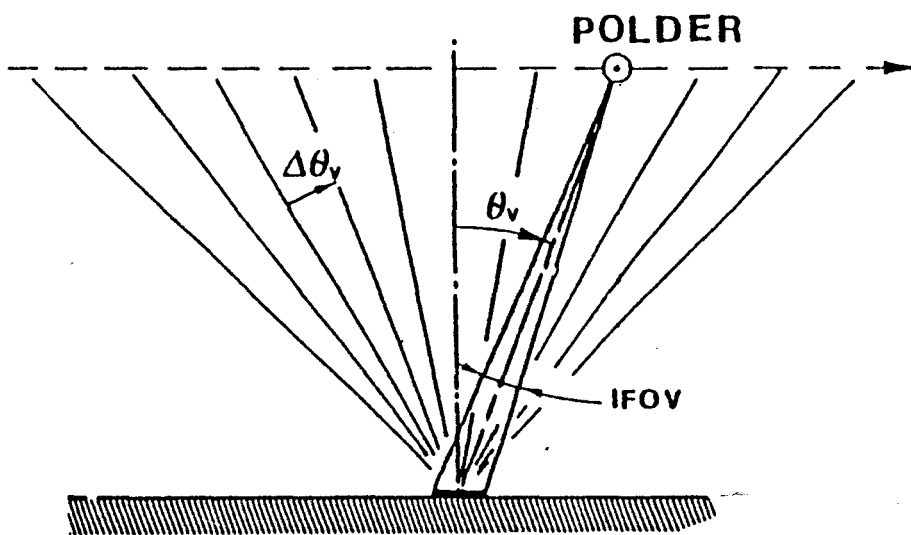
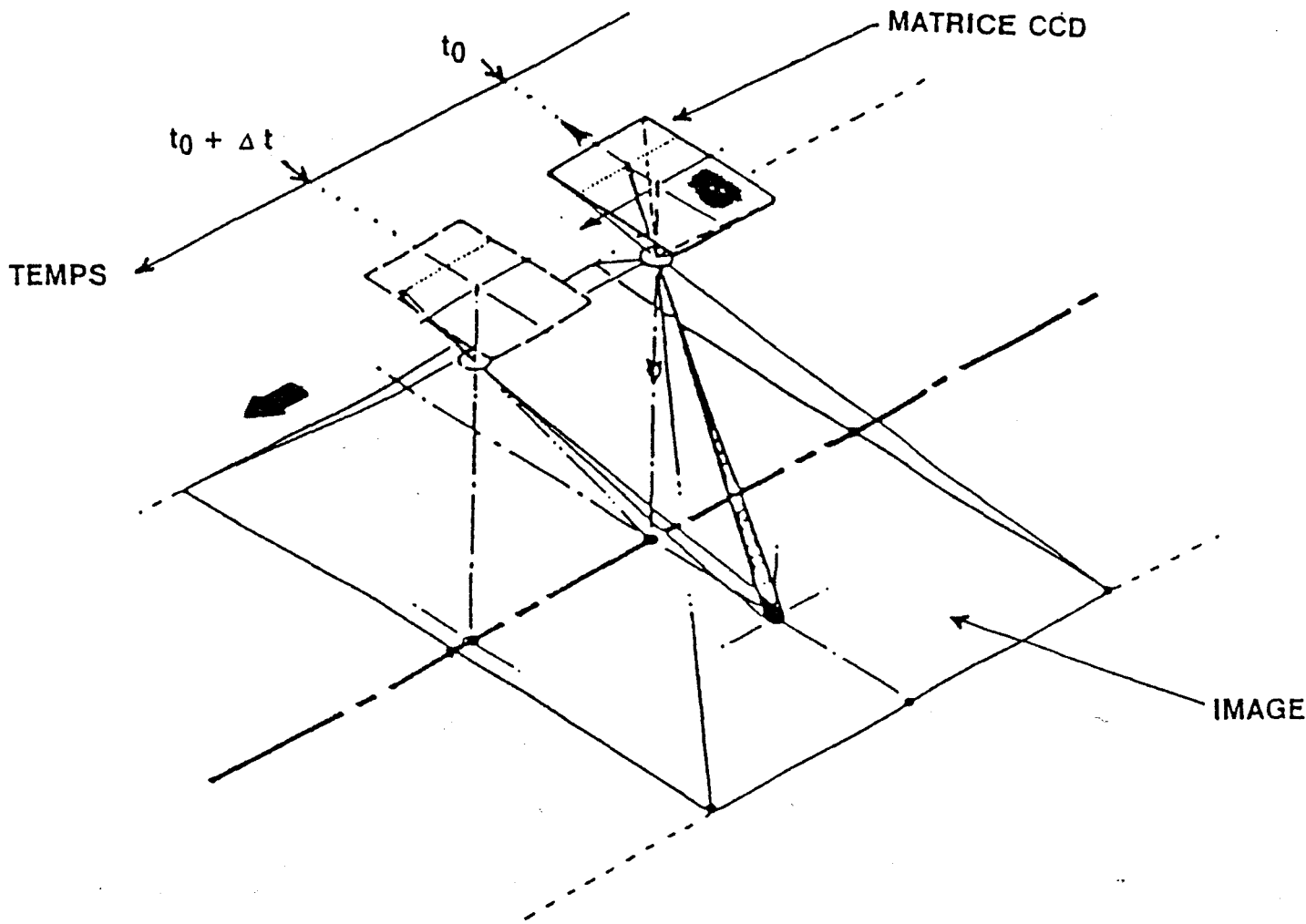


Figure I-2

On ne retient que les 3 premiers paramètres de Stokes qui permettent une représentation *commode et quasi complète* de l'état de la vibration lumineuse puisque l'ellipticité est négligeable. Nous rappelons que si la lumière de luminance totale I, présente un taux de polarisation P et une direction du plan de polarisation χ , on a

$$\begin{aligned} I &= \text{Luminance totale} \\ Q &= I_p \cos 2\chi \\ U &= I_p \sin 2\chi \end{aligned} \quad (I-2)$$

où

$$I_p = P.I. \quad (I-3)$$

Les deux paramètres de Stokes (Q, U) dépendent donc du repère. L'angle χ est repéré ici par rapport au plan principal de l'optique (soit U=0 si la polarisation en entrée est radiale, $\vec{E} // \vec{T}$).

Nous utiliserons dans toute la suite indifféremment les grandeurs I (Luminance) ou ρ (réflectance) définie par $\rho = \pi I / E_s$, E_s = éclairement solaire hors atmosphère.

Les trois mesures correspondant à un même pixel (I-1), nous avons trois relations du type de (I-1) pour p=1,2 et 3, qu'il est commode d'exprimer sous la forme matricielle (I-4)

$$\begin{bmatrix} s_{ij}^1 \\ s_{ij}^2 \\ s_{ij}^3 \end{bmatrix} = A. \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\alpha_1 & \sin 2\alpha_1 \\ 1 & \cos 2\alpha_2 & \sin 2\alpha_2 \\ 1 & \cos 2\alpha_3 & \sin 2\alpha_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_{ij} \\ Q_{ij} \\ U_{ij} \end{bmatrix} \quad (I-4)$$

En tenant compte des relations entre α_1 , α_2 et α_3 , pour les polaroïds à 60°, soit (I-5) nous pouvons développer les coefficients de la matrice précédente.

$$\alpha_1 = \alpha_2 - \frac{\pi}{3} ; \quad \alpha_3 = \alpha_2 + \frac{\pi}{3} \quad (I-5)$$

Si l'on pose $\alpha = \alpha_2$, la matrice (I-4) devient

$$\begin{bmatrix} s_{ij}^1 \\ s_{ij}^2 \\ s_{ij}^3 \end{bmatrix} = A. \begin{bmatrix} 1 & -\frac{1}{2}(\cos 2\alpha - \sqrt{3} \sin 2\alpha) & -\frac{1}{2}(\sin 2\alpha + \sqrt{3} \cos 2\alpha) \\ 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ 1 & -\frac{1}{2}(\cos 2\alpha + \sqrt{3} \sin 2\alpha) & -\frac{1}{2}(\sin 2\alpha - \sqrt{3} \cos 2\alpha) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} \quad (I-6)$$

que, nous noterons

$$S = M_i \cdot L \quad (I-7)$$

où M_i est la matrice de transfert "idéale", avec

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} s_{ij}^1 \\ s_{ij}^2 \\ s_{ij}^3 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{L} = \begin{bmatrix} I_{ij} \\ Q_{ij} \\ U_{ij} \end{bmatrix}$$

On déduit facilement de (I-6) que le passage des mesures "brutes" (s_1, s_2, s_3) aux grandeurs physiques I , I_p (ou bien ρ , ρ_p), P et c s'effectue à l'aide des relations I-8 à I-10.

$$I = \frac{1}{3A} (s^1 + s^2 + s^3) \quad (\text{I-8})$$

$$I_p = \frac{2}{3A} \sqrt{(s^1)^2 + (s^2)^2 + (s^3)^2 - s^1 s^2 - s^1 s^3 - s^2 s^3} \quad (\text{I-9})$$

$$\tan 2(\chi - \alpha) = \sqrt{3} \frac{s^3 - s^1}{2s^2 - s^1 - s^3} \quad (\text{I-10})$$

Pour alléger les notations, nous avons omis les indices ij relatifs au pixel.

2) Bande spectrale non polarisée.

Seules quelques unes des bandes spectrales POLDER sont équipées de polaroïds. Elles sont choisies en fonction des objectifs mission. On a reporté dans le tableau I-1 l'ensemble des bandes spectrales de la version spatiale. Notons dès maintenant qu'elles ne correspondront pas toujours avec celle utilisées sur la version aéroportée (tableau I-2). Les bandes spectrales polarisées sont 443, 665 et 865 nm. Ces deux dernières permettant de caractériser les aérosols (variation spectrale de la réflectance et du taux de polarisation). Les bandes 443 et 865 nm seront utilisées pour la détermination de l'altitude et de la phase des nuages.

Les autres bandes (490, 565, 665, 763, 765 et 910 nm) mesurent la luminance totale comme tous les capteurs visibles actuels. Il s'agit, bien entendu, de la mesure la plus simple à réaliser. En effet, dans ce cas, on a une relation linéaire entre le signal brut s_{ij} (compte numérique) et la grandeur physique en entrée de l'instrument I ou ρ . Le coefficient de proportionnalité est le coefficient d'étalonnage absolu. Cela se traduit par la relation (I-11).

$$I = \frac{s_{ij}}{A} \quad (\text{I-11})$$

$\lambda(\text{nm})$	443P	443	490	565	665P	763	765	865P	910
$\Delta\lambda$	20	20	20	20	20	10	40	40	20

Tableau I-1 : Bandes spectrales et largeurs de bande pour la version spatiale. L'indice P indique qu'il s'agit un canal polarisé.

Campagne	Bandes Spectrales	Vecteur
<i>Crau & Landes 90</i>	<i>550P,650P,850P</i>	<i>ARAT</i>
<i>Medimar</i>	<i>450P,500,570,670,850P</i>	<i>ARAT</i>
<i>Crau 91</i>	<i>550P,650P,850P</i>	<i>ARAT</i>
<i>Cleopatra 91</i>	<i>450P,500,570,670,850P</i>	<i>Falcon</i>
<i>Racer 91&92</i>	<i>450P,500,570,670,850P</i>	<i>Twin Otter</i>
<i>Sophia-Astex</i>	<i>450P,763,765,850P,910</i>	<i>ARAT</i>

Tableau I-2 : Bandes spectrales et vecteurs pour les différentes campagnes thématiques POLDER/Aéroporté.

I-1-2 Principe instrumental de la mesure.

Les relations précédentes correspondaient à un instrument supposé parfait. Nous allons dans la suite décrire les principes des différents éléments composant l'optique de POLDER, ainsi que leurs défauts prévisibles.

1) Objectif télécentrique.

a) Principe de l'objectif télécentrique.

Le principe de prise de vue de l'instrument POLDER (image homothétique de l'objet) est illustré à l'aide de la figure I-4.

L'objectif télécentrique, dont le rôle est de focaliser l'énergie incidente sur les détecteurs, est un concept d'optique large champ (demi-angle 57 degrés) dans laquelle une série de lentilles homogénéise l'éclairement dans le plan focal et garantit la quasi orthogonalité des rayons dans la traversée des filtres. En d'autres termes, l'objectif est conçu de telle sorte que l'aire de la pupille d'entrée varie en $1/\cos^4(\theta)$ où θ est l'angle d'incidence, de façon à compenser la répartition d'éclairement en $\cos^4(\theta)$ dans le plan focal et l'incidence oblique sur le bloc-filtre (figure I-5). La propriété de télécentricité correspond au fait que les rayons lumineux traversent le système filtre-polariseurs sous une incidence quasi-normale.

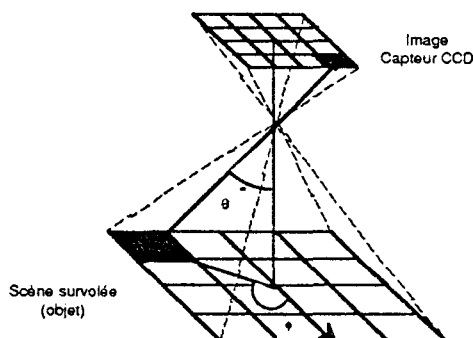


Figure I-4 : Prise de vue.

b) Défauts attendus.

Les deux principaux défauts dont nous devons tenir compte sont d'une part l'écart à la loi en $1/\cos^4(\theta)$ de l'aire de la pupille d'entrée, d'autre part une polarisation induite par l'objectif au cours de sa traversée. Elle est rendue aussi faible que possible par l'emploi de couches diélectriques sur les

différents dioptres (traitement anti-reflet). L'efficacité de ce traitement varie avec la longueur d'onde. Notons également que la présence inévitable de micro-poussières et défauts sur les différents dioptres engendre des variations localisées de la transmission de l'objectif.

D'autres défauts sont présents tels que le phénomène de distorsion, la variation de transmission en fonction des fréquences spatiales de la scène observée à travers l'objectif (Fonction de Transfert en Modulation), mais ils ne seront ni mesurés ni pris en compte dans la suite.

2) Bloc filtre-polaroïd.

a) Principe.

Il s'agit d'un filtre interférentiel sur lequel est collé un polaroïd auquel on adjoint généralement un atténuateur pour optimiser le niveau de signal incident sur la matrice CCD (figure I-6).

b) Défauts attendus.

On peut distinguer les défauts intrinsèques et les défauts qui apparaissent au cours du montage et du réglage.

Défauts intrinsèques :

- Inhomogénéité spatiale des filtres et des polariseurs. Bien que les trois blocs filtre-polaroïd soient conçus à partir des mêmes matériaux, les composants ne sont jamais physiquement identiques. Cela peut entraîner des transmissions distinctes pour chaque bloc filtre-polaroïd. Nous distinguerons les variations basses fréquences de la transmissions et les variations hautes fréquences dues à des micro-défauts localisés.

- Les polaroïds ne polarisent pas complètement une lumière naturelle en entrée. Autrement dit, ils introduisent une très légère dépolarisation du rayonnement incident lorsque celui-ci est polarisé. Par ailleurs, pour couvrir la gamme du visible au proche infra-rouge, on doit recourir à plusieurs types de polaroïds, car les polaroïds visibles ont une efficacité qui décroît très vite dans le proche infra-rouge.

Défauts en configuration instrumentale :

Il s'agit essentiellement des défauts de calage absolu et relatif des blocs filtre-polaroïd (incertitude sur la connaissance de α_p). Il s'agit également des problèmes liés à l'effet de prisme (variation du chemin optique d'un filtre à

Figure I-5 : COMBINAISON OPTIQUE

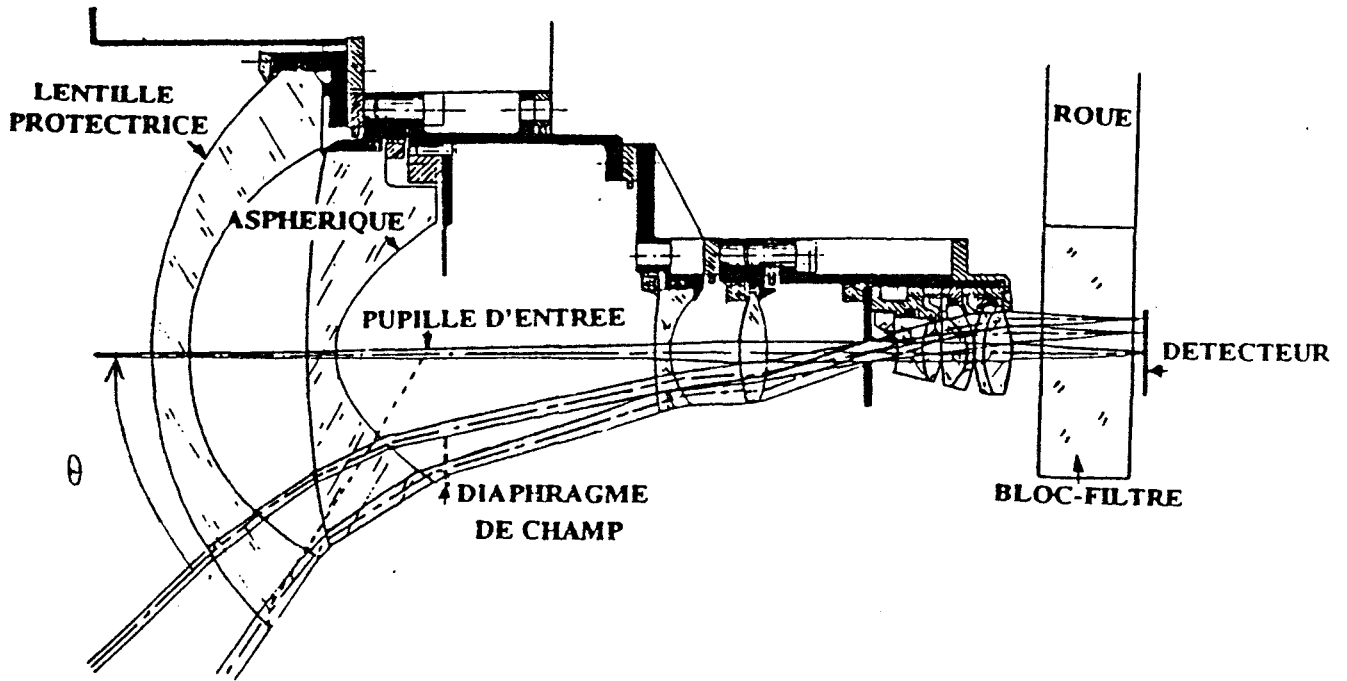
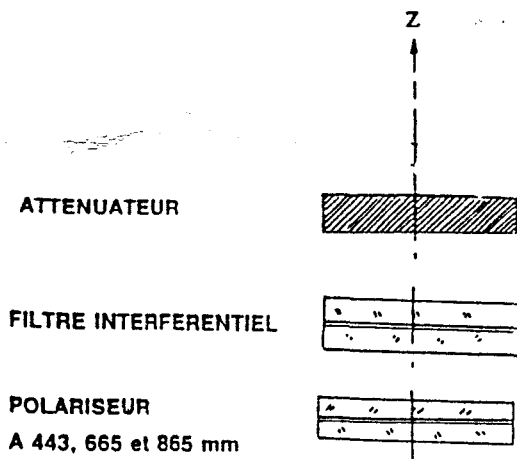


Figure I-6 : BLOCS-FILTRES



l'autre), ainsi que de l'incertitude sur la connaissance de la position du centre de la matrice CCD par rapport à l'axe optique du système.

3) Matrice CCD.

a) Principe

Les détecteurs à base de CCD (Charge Coupled Device) sont de plus en plus utilisés en télédétection optique. Il s'agit de détecteurs *quantiques*, c'est-à-dire qu'ils sont sensibles au nombre de photons incidents ou de façon équivalente à l'intensité lumineuse de l'onde électromagnétique incidente. POLDER est équipé d'une matrice CCD rectangulaire, ce qui lui permet d'obtenir instantanément une image bidimensionnelle de la scène survolée. La matrice CCD est composée de 384 x 288 détecteurs CCD de 23 x 23 μm chacun (version aéroportée). La taille de la matrice est donc 8.8 x 6.6 mm.

La matrice est constituée :

- d'une zone photosensible de 384 x 288 photosites.
- d'une zone de lecture de 384 x 288 registres.
- une diode de sortie de la zone de lecture.
- d'un amplificateur

Très schématiquement le fonctionnement de la matrice CCD est le suivant : les électrons sont générés par l'arrivée des photons sur la zone photosensible pendant le temps d'intégration t_e . Ils sont ensuite admis dans la zone de lecture. Les charges électriques correspondantes sont lues par la diode de sortie, avant d'être amplifiées puis envoyées à l'entrée d'un convertisseur analogique-numérique. La dynamique et la linéarité d'un détecteur CCD sont bonnes dans l'intervalle spectral 0.4 à 1 micron (Leroy 1990).

b) Défauts attendus.

-Sensibilité propre de chaque détecteur .

La sensibilité au rayonnement incident et le courant d'obscurité varient d'un détecteur à l'autre. Ces deux caractéristiques doivent être prises en compte dans les procédures de correction radiométrique.

Nous devons également mentionner la probable sensibilité des détecteurs à l'état de polarisation (taux et direction de polarisation) du rayonnement

incident. Ce problème n'affecte pas les canaux polarisés, mais devra faire l'objet d'une étude spécifique dans les canaux non polarisés.

- *Bruits* .

Au niveau du détecteur, il existe deux sources de bruit:

Le bruit de photons , lié à la nature quantique de la lumière, dépend du nombre de photons incidents (niveau de signal).

Le bruit d'obscurité dû aux charges électriques générées aléatoirement dans la zone photosensible. Il dépend de la température.

Dans la suite, nous aurons à considérer l'instrument dans son ensemble, c'est-à-dire tous les étages de la chaîne de traitement : détecteur, électronique, amplificateur et convertisseur analogique-numérique. Chacun de ces étages apporte sa contribution au bruit radiométrique global. Nous rappelons brièvement l'origine des autres bruits.

L'électronique génère principalement des bruits thermiques et des bruits structurés liés au blindage imparfait des circuits.

Le convertisseur analogique-numérique introduit un bruit lié au codage des données analogiques sur un nombre fixé de bits (bruit de quantification).

- *Phénomène de bavage* .

Dans le cas de la saturation d'un détecteur (excès de charges localement sur la zone photosensible), le bavage du détecteur sur ses voisins peut se produire. Mais dans sa version spatiale, POLDER sera équipé d'une matrice anti-blooming qui régule l'excès de charges et empêche donc la saturation et la contamination des pixels voisins.

Nous devons maintenant généraliser la formalisation de la réponse de l'instrument (modèle radiométrique) établie dans le cas d'un instrument idéal, en tenant compte les défauts des éléments de l'optique.

I-2 Modélisation du signal.

La fonction de transfert réelle du système optique s'établit en utilisant le formalisme de Müller (Coulson et al, 1988). Le formalisme de Müller permet dans un premier temps de calculer séparément l'effet de chaque composant du système sur le rayonnement incident, ce qui permet ensuite d'en déduire la réponse du système complet. Nous allons établir la fonction de transfert dans le cas d'une bande spectrale équipée d'un polaroïd. Nous en déduirons sans difficulté la fonction dans le cas d'une bande non équipée de polaroïd.

I-2-1 Bande spectrale équipée d'un polaroïd (P).

Le formalisme de Müller permet d'écrire le signal de sortie en fonction des caractéristiques de chaque élément (Herman et al, 1990). Les calculs sont détaillés dans l'annexe 2. Nous retiendrons seulement les résultats principaux. Pour chaque voie polarisée p, nous obtenons une relation très générale de la forme

$$s_{ij}^p = A g_{ij}^{*p} [P_{\rho}^1(\theta, \phi) I_{ij} + P_{\rho}^2(\theta, \phi) Q_{ij} + P_{\rho}^3(\theta, \phi) U_{ij}] + s_{ij}^0 + \Delta s_{ij} \quad (I-12)$$

I, Q, U sont les paramètres de Stokes caractérisant le champ électrique incident dans la direction θ et ϕ ; θ est l'inclinaison du rayon incident par rapport à l'axe optique et ϕ l'azimut (figure I-4). Nous avons omis l'indice précisant la longueur d'onde pour alléger les notations. La définition des paramètres de Stokes est rappelée dans l'annexe 1.

A est le coefficient d'étalonnage énergétique absolu ($CN/(W m^{-2} sr^{-1} mm^{-1})$).

Δs_{ij} est le bruit radiométrique (bruit global).

s_{ij}^0 est le courant d'obscurité.

g_{ij}^{*p} est un coefficient intégrant l'effet de pupille $t_0(\theta)$ (basse fréquence), la réponse propre k_{ij} du détecteur à un même rayonnement incident ainsi que les défauts locaux de l'optique. L'expression (I-13) regroupe ces différentes contributions, soit :

$$g_{ij}^{p*} = k_{ij} t_{loc}^p t_o(\theta) \quad (I-13)$$

avec t_{loc}^p la transmission due aux défauts localisés (objectif, filtre, polaroïd).
 $P_p^1(\theta, \phi)$, $P_p^2(\theta, \phi)$, $P_p^3(\theta, \phi)$ sont des termes basse fréquence de la forme (cf annexe 2)

$$P_p^1(\theta, \phi) = T_p (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2\alpha_p(\phi)) \quad (I-14)$$

$$P_p^2(\theta, \phi) = \eta' T_p (\varepsilon(\theta) + \cos 2\alpha_p(\phi)) \quad (I-15)$$

$$P_p^3(\theta, \phi) = \eta' T_p \sin 2\alpha_p(\phi) \quad (I-16)$$

T_p est la transmission moyenne du bloc: atténuateur-filtre-polaroïd.

η' correspond à l'efficacité du polaroïd.

$\alpha_p(\phi)$ est l'angle entre le plan méridien et l'axe passant du polariseur p ; on a $\alpha_p(\phi) = \alpha_p^{nominal}(\phi) + \Delta_p$ où Δ_p est l'écart par rapport au calage nominal.

I-2-2 Bande spectrale sans polaroïd (NP).

S'il n'existe pas de polaroïd (cas des bandes 490, 565, 656, 763, 765 et 910 nm de la version satellite), seule la matrice de Müller de l'objectif intervient. Le signal s'exprime alors par la relation

$$s_{ij} = A g_{ij} (I_{ij} + \varepsilon(\theta) Q_{ij}) \quad (I-17)$$

$$\text{où l'on a posé} \quad g_{ij} = T^f t_{loc}^{filtre} t_{loc}^{obj} t_o(\theta) \quad (I-18)$$

On doit noter que seul le paramètre Q intervient en raison du choix de (I, r) et de la symétrie de révolution de l'optique.

Cette relation montre clairement le terme perturbateur introduit sur l'intensité I lorsque le rayonnement en entrée est polarisé (Q non nul) et que l'optique polarise (ε non nul).

Le modèle radiométrique ainsi développé a été simplifié au maximum en le paramétrisant en fonction de quelques défauts simples (ε , η , T ...). Il est maintenant nécessaire de mesurer en laboratoire ces différents paramètres, de déterminer le coefficient d'étalonnage absolu et de valider la modélisation par un étalonnage en lumière polarisée.

Chapitre II

ETALONNAGE DE L'INSTRUMENT EN LABORATOIRE

Chapitre II : Etalonnage de l'instrument en laboratoire.

Introduction	20
II-1 Mesure des paramètres du MRI en laboratoire.....	20
II-1-1- Bloc filtre-polaroid.....	21
a- Transmission moyenne.	
b- Calage des polaroïds.	
c- Mesure de l'efficacité des polaroïds.	
II-1-2- Objectif télécentrique.....	24
a- Ecart à la loi en $1/\cos^4(\theta)$.	
b- Polarisation induite par l'objectif.	
II-1-3- Matrice CCD.....	26
a- Estimation du bruit radiométrique.	
b- Détermination de la sensibilité propre des détecteurs.	
II-2 Etalonnage absolu et relatif.....	29
II-2-1 Etalonnage absolu.....	29
1- Principe.	
2- Précision.	
II-2-2 Etalonnage relatif.....	31
II-3 Validation du modèle en lumière polarisée.....	32
1- Principe.	
2- Précision.	

Introduction.

Nous venons de décrire le Modèle Radiométrique Instrumental (MRI). Il dépend d'un certain nombre de paramètres qu'il va falloir mesurer avec précision. La complexité du modèle amène à définir très proprement leur procédure de mesure en laboratoire (Martinuzzi, 1992). L'ensemble de ces procédures définira un protocole d'étalonnage au sol qui permettra de déterminer l'ensemble des paramètres nécessaires à l'inversion des données (chap III , Inversion du modèle radiométrique).

Nous allons dans un premier temps estimer les paramètres du MRI, ce qui ne fait appel qu'à des mesures relatives. Puis nous décrivons la procédure d'étalonnage en énergie (étalonnage absolu et inter-bandes). La validation du modèle radiométrique en lumière polarisée sera abordée dans la dernière partie.

II-1 Mesure des paramètres du MRI en laboratoire.

Il s'agit ici de mettre en évidence et de quantifier les défauts du système optique à l'aide d'expériences simples. On analysera les défauts du système et on les chiffrera en s'appuyant sur la modélisation du signal polarisé.

On peut réécrire le signal en intégrant le terme basse fréquence P_p^1 dans le coefficient $g_{ij}^{p^*}$, soit

$$s_{ij}^p = A g_{ij}^p [I_{ij} + P_p^q(\theta, \phi) Q_{ij} + P_p^u(\theta, \phi) U_{ij}] + s_{ij}^0 \quad (\text{II-1})$$

où

$$g_{ij}^p = g_{ij}^{p^*} T_p (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2\alpha_p(\phi)) \quad (\text{II-2})$$

soit

$$g_{ij}^p = k_{ij} t_{loc} t_o(\theta) T_p (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2\alpha_p(\phi)) \quad (\text{II-3})$$

Les termes P_p^q et P_p^u sont alors respectivement les quotients (annexe 3)

$$P_p^q(\theta, \phi) = \frac{P_p^2(\theta, \phi)}{P_p^1(\theta, \phi)} \quad \text{et} \quad P_p^u(\theta, \phi) = \frac{P_p^3(\theta, \phi)}{P_p^1(\theta, \phi)} \quad (\text{II-4})$$

La formulation (II-1) montre que si l'on dispose d'une source de lumière naturelle (isotrope et non polarisée) dans tout le champ de vue de POLDER

(sphère intégratrice), alors il est possible de déterminer plusieurs paramètres du modèle radiométrique.

La sphère dont on dispose a été caractérisée en deux étapes :

- on a mesuré l'uniformité du rayonnement sur le port de sortie (20 cm de diamètre) à l'aide d'un luminance-mètre. L'uniformité est bonne à 1 ou 2 millièmes.

- on a mesuré l'isotropie du champ de rayonnement en plusieurs points du port de sortie à l'aide du même luminance-mètre. Les conditions expérimentales n'ont permis d'étudier l'isotropie de la sphère qu'entre -45 et + 45 degrés. On constate un écart à l'isotropie de l'ordre de 2 % en bord de champ (angle de visée supérieure à 40 degrés). La fonction de diffusion de la sphère intégratrice $f_{\text{sphère}}(\theta)$ ainsi mesurée a été modélisée sous la forme d'un polynôme du second degré. La polarisation en sortie de la sphère a également été mesurée. Elle reste très faible, de l'ordre de 0.1 %.

Nous allons montrer maintenant comment il est possible de déterminer les paramètres du modèle à partir de quelques expériences simples utilisant la sphère intégratrice.

II-1-1 Bloc filtre-polaroïd.

Les principaux défauts attendus sont les variations de transmission moyenne d'un bloc-filtre à l'autre, les défauts de calage et les défauts d'extinction des polaroïds. Nous allons maintenant les mettre en évidence et les quantifier.

a) Transmission moyenne.

Nous disposons d'une sphère intégratrice qui donne de la lumière naturelle presque isotrope avec laquelle on éclaire POLDER. La figure II-1 de la planche II-1 montre la variation spatiale du signal mesuré, corrigé du courant d'obscurité et de la faible anisotropie de la source (fonction de sphère $f_{\text{sphère}}(\theta)$), sur les trois voies polarisées d'une même longueur d'onde ($s = (s' - s_0) / f_{\text{sphère}}(\theta)$). Dans ces conditions d'éclairement, on constate qu'au centre du champ les signaux sur chaque voie polarisée sont distincts. Au centre de l'image (sur l'axe optique), cela ne peut être imputé à la polarisation de l'objectif, mais à des transmissions moyennes distinctes pour chaque bloc filtre-polaroïd. Il est intéressant d'explicitier ces différences de transmission pour suivre leur vieillissement.

On définit un coefficient de normalisation par rapport à la voie polarisée centrale ($p=2$),

soit

$$T_{p2} = \frac{\bar{S}_2}{\bar{S}_p} \quad (\text{II-5})$$

où

$$\bar{S}_p = \sum_{\substack{20 \times 20 \text{ pixels} \\ \text{au centre CCD}}} (S_{ij}^p - S_{ij}^0)$$

La moyenne s'effectue sur une zone au centre de la matrice. Ce coefficient n'est en effet rigoureusement "calculable" que sur une petite zone (20x20 pixels) au centre de la CCD.

L'erreur de mesure, due au bruit résiduel, sur ce rapport est comprise entre 0.1 à 0.2 %. Par ailleurs, on a pu calculer sur une période de six mois l'évolution de ces rapports. L'ordre de grandeur de la dispersion est également de l'ordre de 0.1 à 0.2 %. Nous donnons dans le tableau II-1, à titre d'exemple, les valeurs de ces coefficients mesurés pour la configuration instrumentale de POLDER utilisée par la campagne La Crau & Orgeval 1991, pour laquelle l'instrument était équipé de la roue "végétation", c'est-à-dire trois bandes spectrales polarisées (550, 650 et 850 nm).

	550 nm	650 nm	850 nm
T ₁₂	1.109	1.031	1.059
T ₃₂	1.077	1.062	1.042

Tableau II-1: Exemple de valeurs des coefficients T_{p2} (La Crau 1991).

Si la réponse des détecteurs CCD dépend de l'état de polarisation du rayonnement incident, alors les variations de transmission inter-polaroïd dont rendent compte les coefficients T_{p2} doivent intégrer ce défaut.

b) Calage des polaroïds.

Principe de calage des polaroïds.

Le dispositif expérimental est constitué d'un banc optique muni de la source de lumière naturelle (sphère intégratrice), d'un polariseur d'entrée P_e (visible et proche infrarouge) dont la direction passante est au préalable déterminée grâce à une source de lumière polarisée, de la roue porte-filtres et d'un luminance-mètre.

P_e étant fixé, on tourne le polariseur P_1 ($p=1$) jusqu'à l'extinction du signal sur le luminance-mètre. On tourne alors P_e de 60 degrés et l'on cherche l'extinction sur la voie P_2 . On tourne alors une dernière fois P_e de 60 degrés toujours dans le même sens. L'extinction sur la voie P_3 achève le calage des polaroïds. A l'issue de ce réglage les axes passants des polaroïds 2 et 3 sont idéalement à 60 et 120 degrés de P_1 . La précision du réglage dépend du montage mécanique, mais aussi de la précision avec laquelle l'extinction est réalisée. La précision du calage relatif est de l'ordre de 1 degré. La précision estimée pour le calage absolu est de l'ordre de 2 à 3 degrés (ce qui n'affecte que le calcul de l'angle de polarisation χ).

Vérification du calage.

Après chaque campagne le calage des polaroïds est vérifié dans le cadre d'un étalonnage post-vol. Dans ce cas, on relève les 3 positions de P_e qui réalisent l'extinction sur P_1 , P_2 et P_3 . A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau II-2, les positions relevées après la campagne La Crau 1991.

	550 nm	650 nm	850 nm
β_1	-60.9	-61.0	-62.2
β_2	-0.9	-0.9	-0.5
β_3	58.8	59.1	57.6

Tableau II-2 : Positions angulaires de la direction passante des polaroïds (degrés)

c) Mesure de l'efficacité des polaroïds.

Pour déterminer l'efficacité des polaroïds, c'est à dire le rapport de l'énergie de la polarisation transmise par l'énergie de la polarisation à transmettre, il est nécessaire d'en utiliser deux supposés identiques. Le premier, placé sur le port de sortie de la sphère intégratrice, est utilisé pour générer de la lumière linéairement polarisée (idéalement le taux de polarisation en sortie serait de 100 % et donc $\eta'=1$). Le second polaroïd ("identique" au premier) est alors utilisé comme analyseur. Lorsqu'on fait tourner ce dernier de 0 à 360 degrés, le signal mesuré par le luminance-mètre passe par une série de minima s_{\min} et de maxima s_{\max} . Le taux de polarisation en sortie du second polaroïd est donné par (II-8)

$$P = \frac{s_{\max} - s_{\min}}{s_{\max} + s_{\min}} \quad (\text{II-8})$$

Cette valeur de P correspond au produit des efficacités. On en déduit donc l'efficacité η' d'un polaroïd par (II-9),

$$\eta' = \sqrt{\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}}} \quad (\text{II-9})$$

On donne dans le tableau II-3, les valeurs de η' pour différentes longueurs d'onde. La précision de la méthode est également liée au montage mécanique et à la finesse des extréma.

	550 nm	650 nm	850 nm
η'	0.998	0.999	0.960

Tableau II-3 : Efficacité des polaroïds utiliser lors de la campagne La Crau 1991

II-1-2 Objectif télécentrique.

Les deux principaux défauts de cet élément que nous allons mettre en évidence sont l'écart à la loi en $1/\cos^4(\theta)$ de la surface de la pupille d'entrée et la polarisation induite par l'objectif (inefficacité du traitement anti-reflet).

a) Ecart à la loi en $1/\cos^4(\theta)$

Les mesures précédentes acquises en lumière naturelle, (planche II-1, figure II-1), montrent, outre une variation de la transmission moyenne d'un bloc filtre-polaroïd à l'autre, une variation spatiale basse fréquence des signaux s_1 , s_2 et s_3 . Le signal s'exprime pour chacune des voies $p=1,2,3$ à 60 degrés les unes des autres, par les relations

$$s_{ij}^1 = A k_{ij} t_{loc} t_o(\theta) T_1 \left(1 - \frac{\varepsilon(\theta)}{2} (\cos 2\alpha - \sqrt{3} \sin 2\alpha) \right) I_{nat} \quad (\text{II-10})$$

$$s_{ij}^2 = A k_{ij} t_{loc} t_o(\theta) T_2 (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2\alpha) I_{nat} \quad (\text{II-11})$$

$$s_{ij}^3 = A k_{ij} t_{loc} t_o(\theta) T_3 \left(1 - \frac{\varepsilon(\theta)}{2} (\cos 2\alpha + \sqrt{3} \sin 2\alpha) \right) I_{nat} \quad (\text{II-12})$$

L'assombrissement en bord de champ constaté sur la figure II-1 (planche II-1) est principalement dû au terme $t_o(\theta)$. Il est possible de déterminer la transmission relative de l'objectif (définie par rapport à la transmission au centre du champ):

$$t_o^N(\theta) = \frac{t_o(\theta)}{t_o(0)}$$

Nous supposons que t_{loc} est indépendant de p pour ce calcul et que $k_{ij} t_{loc}$ vaut 1 au centre de la CCD et nous travaillerons sur des moyennes d'images ($n=20$) pour atténuer le bruit radiométrique (Δs_{ij}). Il vient alors en utilisant les valeurs de T_{p2} déterminées précédemment

$$t_o^N = \frac{s_{ij}^1 T_{12} + s_{ij}^3 T_{32} + s_{ij}^2}{s_o^1 T_{12} + s_o^3 T_{32} + s_o^2} \quad (II-13)$$

où s_o^p représente le signal moyen sur quelques pixels au centre de CCD.

Nous avons représenté sur la figure II-2 l'allure de $t_o^N k_{ij} t_{loc}$ en fonction de l'angle d'incidence θ pour plusieurs longueurs d'onde. La valeur moyenne de $t_o^N k_{ij} t_{loc}$ est calculée sur tous les détecteurs à θ donné, ce qui permet de lisser les variations hautes fréquences dues aux k_{ij} et aux défauts localisés.

soit

$$t_{o\text{moy}}^N(\theta) = \frac{1}{N_{ij \text{ sur le cercle de rayon } \theta}} \sum_{ij} t_o^N(\theta_{ij}) k_{ij} t_{loc} \quad (II-14)$$

La transmission chute en bord de champ de façon systématique (figure II-2). L'amplitude du phénomène augmente fortement avec la longueur d'onde. Les écart par rapport au centre du champ sont respectivement de 10, 20 et 30 % pour 550, 650 et 850 nm.

b) Polarisation induite par l'objectif.

Les courbes de la figure II-3 (planche II-1) représentent les signaux corrigés des différences de transmissions. Après normalisation par rapport à la voie 2, les signaux des voies $p=1$ et $p=3$ deviennent,

$$s_{ij}^1 T_{12} = A k_{ij} t_{loc} t_o^{(p)} (1 + \varepsilon^{(p)} \cos 2\alpha_1) I_{nat} \quad (II-15)$$

$$s_{ij}^3 T_{32} = A k_{ij} t_{loc} t_o^{(p)} (1 + \varepsilon^{(p)} \cos 2\alpha_3) I_{nat} \quad (II-16)$$

Sur la figure II-3, nous constatons qu'après ce traitement les signaux différent encore en dehors du centre de l'image. Les équations précédentes nous montrent que c'est le terme $\varepsilon(\theta) \cos 2\alpha_p$ qui est à l'origine de la différenciation des voies pour $\varepsilon(\theta)$ non nul, c'est-à-dire en dehors de l'axe optique. Pour déterminer $\varepsilon(\theta)$ en tout point de l'image (pour des angles d'incidence de 0 à 55 degrés), il suffit d'utiliser les relations (I-8) et (I-9) pour calculer le taux de polarisation en fonction des signaux mesurés dans les trois voies. Sur la figure II-4 de la planche II-1, nous représentons pour plusieurs

longueurs d'onde, le *taux de polarisation de l'objectif*. On remarque une augmentation de $\varepsilon(\theta)$ du centre au bord. L'importance de cet effet augmente avec la longueur d'onde. Ceci est cohérent avec les indications fournies par le constructeur CERCO, annonçant un traitement anti-reflet optimisé à 550 nm.

Nous avons également ajusté le taux de polarisation mesuré par un polynôme en $\sin(\theta)$, à partir de la relation ε_{moy} en fonction de l'angle d'incidence. Plus précisément ε_{moy} est défini par,

$$\varepsilon_{\text{moy}}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{\substack{i,j \text{ sur le cercle} \\ \text{de rayon } \theta}}^N \varepsilon(\theta_{ij}) \quad (\text{II-17})$$

La dispersion autour de ε_{moy} est de près de 0.5 %. Les coefficients du développement polynomial de ε_{moy} sont définis par la relation (II-18) et sont donnés pour plusieurs longueurs d'onde dans le tableau II-4.

$$\varepsilon_{\text{moy}}(\theta) = a \sin^2 \theta + b \sin^4 \theta + c \sin^6 \theta \quad (\text{II-18})$$

	550 nm	650 nm	850 nm
a	1.55	5.95	5.29
b	-5.75	-22.83	-1.40
c	10.40	36.64	12.95

Tableau II-4 : coefficients d'ajustement de ε_{moy} (%)

Il nous reste à étudier le détecteur matriciel CCD placé dans le plan focal image du système optique.

I-1-3 Matrice CCD.

Les deux principaux défauts des détecteurs CCD, en configuration instrumentale sont le bruit radiométrique et la variation de sensibilité d'un détecteur à l'autre. Le niveau de bruit doit être minimisé lors de la conception du système. La réponse de chaque détecteur doit être mesurée et prise en compte lors des procédures d'étalonnage radiométrique. Lors de l'acquisition d'une image, les deux défauts se superposent. Pour obtenir une bonne estimation de la sensibilité inter-détecteur, il faut, au préalable, filtrer le bruit radiométrique.

a) Estimation du bruit radiométrique.

Pour évaluer le bruit, on a moyenné le signal sur plusieurs acquisitions et calculé la dispersion sur n acquisitions en chaque pixel de l'image. Cela se traduit par les expressions classiques suivantes.

$$\bar{s}_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{l=N} s_{ij}(l) \quad \text{et} \quad \sigma_{ij} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{l=1}^{l=N} [s_{ij}(l) - \bar{s}_{ij}]^2} \quad (\text{II-19,20})$$

Ce traitement nous donne 2 images : une image "*dispersion*" et une image "*moyenne*". Ensuite nous calculons à partir de ces deux images, une dispersion moyenne $\bar{\sigma}$ (moyenne spatiale sur l'image "dispersion") et un signal moyen \bar{s} (moyenne spatiale sur une zone au centre de la matrice où le signal est constant), soit ,

$$\bar{s} = \frac{1}{M'} \sum_{i,j} \bar{s}_{ij} \quad \text{et} \quad \bar{\sigma} = \frac{1}{M} \sum_{i,j} \sigma_{ij} \quad (\text{II-21,22})$$

En principe on doit faire varier le niveau de signal en entrée et estimer pour chaque niveau de signal en entrée le bruit correspondant. En pratique on ne dispose que d'une source délivrant un flux énergétique constant. Dans la pratique, nous avons fait varier le gain du système électronique (temps d'intégration) pour simuler les variations du flux en entrée. Nous pouvons ainsi en faisant varier le gain du système en déduire la relation qui donne le niveau de bruit en fonction du niveau de signal. A titre d'exemple, la figure II-5 de la planche II-1 donne les résultats pour l'instrument La Crau 91. Le bruit correspondant en $Ne\Delta\rho$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$.

b) Détermination de la sensibilité propre des détecteurs.

A partir des images moyennes sur lesquelles le bruit est négligeable nous allons pouvoir estimer la sensibilité inter-détecteurs. L'équation (II-1) montre que lorsque l'instrument est éclairé par de la lumière naturelle ($Q = U = 0$), le signal en sortie pour une bande polarisée (BP) est de la forme

$$s_{ij}^p = A \cdot k_{ij} \cdot t_{loc}^p \cdot t_{loc}^{filtre} \cdot t_{loc}^{obj} \cdot t_o^{(\theta)} \cdot T_p \cdot (1 + \varepsilon(\theta) \cdot \cos 2\alpha_p(i,j)) \cdot I_{nat} + \Delta S_{ij}$$

Pour une bande non polarisée, il est de la forme

$$s_{ij} = A \cdot k_{ij} \cdot t_{loc}^{filtre} \cdot t_{loc}^{obj} \cdot t_o^{(\theta)} \cdot I_{nat} + \Delta S_{ij} \quad (\text{II-23})$$

Il n'est pas possible, en configuration instrumentale, de déterminer uniquement k_{ij} . En effet, dans tous les cas, plusieurs effets sont cumulés transmission de l'objectif, variations à petite échelle de la transmission (filtres, polaroïds, objectif). Dans le cas de la version aéroportée, la connaissance de k_{ij} n'est pas nécessaire pour réaliser l'égalisation inter-détecteurs. La connaissance *globale* des coefficients g_{ij} est suffisante :

$$g_{ij}^p = k_{ij} \cdot t_{loc}^p \cdot t_{loc}^{filtre} \cdot t_{loc}^{obj} \cdot t_o(\theta) \cdot T_p \cdot (1 + \varepsilon(\theta) \cdot \cos 2\alpha_p(i,j)) \quad (II-24)$$

$$g_{ij} = k_{ij} \cdot t_{loc}^{filtre} \cdot t_{loc}^{obj} \cdot t_o(\theta) \quad (II-25)$$

En effet, la connaissance de g_{ij} permet de corriger globalement des variations de sensibilité inter-détecteurs (égalisation inter-détecteurs), de la variation basse fréquence de la transmission de l'objectif modulée par la polarisation de l'objectif, ainsi que des défauts localisés. Nous allons préciser le protocole de mesure des coefficients g_{ij} utilisé pour la version aéroportée.

En pratique, il suffit d'éclairer l'instrument à l'aide de la sphère intégratrice.

- on réalise une série de n acquisitions avec n de l'ordre de 30. On corrige les images acquises de la faible anisotropie de la sphère intégratrice (on se ramène à une source isotrope).

- On moyenne ensuite les images ainsi corrigées de façon à atténuer le bruit radiométrique (gain d'un facteur $n^{1/2}$ sur le niveau de bruit).

On dispose alors des matrices g_{ij} , telles que

$$g_{ij}^p = k_{ij} \cdot t_{loc}^p \cdot t_{loc}^{filtre} \cdot t_{loc}^{obj} \cdot t_o(\theta) \cdot T_p \cdot (1 + \varepsilon(\theta) \cdot \cos 2\alpha_p(i,j)) \quad (II-26)$$

La connaissance des matrices de coefficients g_{ij} permet d'inverser rigoureusement les mesures en lumière naturelle (correction de niveau 1, chapitre III).

Pour valider la méthode, nous avons dans un premier temps corrigé une séquence acquise sous sphère intégratrice par les matrices g_{ij} (courbe a de la figure II-6, planche II-1), puis une série de séquences qui ont ensuite été moyennées (figure 6(b) de la planche II-1). En principe sur la figure a l'égalisation inter-détecteurs est réalisée. La variation haute fréquence résiduelle est due à la présence du bruit radiométrique. Sur la figure b, on peut observer une allure beaucoup plus lisse (atténuation du bruit radiométrique) ce qui prouve que l'égalisation inter-détecteurs est réalisée. Le signal moyen est constant sur une plage angulaire comprise entre -45 et +

45 degrés. Au delà on constate une chute brutale qui est certainement due à une mauvaise modélisation de la fonction de sphère en dehors de l'intervalle $[-45,+45]$.

II-2 Etalonnage absolu et relatif (inter-bandes)

II-2-1 Etalonnage absolu.

Il s'agit de déterminer le coefficient A_λ dans chaque bande spectrale de l'instrument. En pratique, la grandeur géophysique avec laquelle on travaillera sera plutôt la réflectance, définie par la relation (chapitre I).

$$\rho_\lambda^* = \frac{\pi I_\lambda}{E_{s\lambda} \cos \theta_s} \quad (\text{II-27})$$

ou bien la luminance normalisée

$$\rho_\lambda = \frac{\pi I_\lambda}{E_{s\lambda}} \quad (\text{II-28})$$

où $I_{(\lambda)}$ est la luminance spectrale ($\text{W/m}^2/\text{sr}/\mu\text{m}$), $E_s(\lambda)$ l'éclairement solaire hors atmosphère pour la longueur d'onde λ , θ_s l'angle zénithal solaire.

Soit C_λ tel que

$$s = C_\lambda \rho_\lambda$$

Plus précisément, si l'on tient compte de la réponse spectrale du filtre POLDER considéré, $S^P(\lambda)$ sur la largeur $\Delta\lambda$, la réflectance équivalente en entrée s'écrit sous la forme de l'intégrale suivante

$$\rho_e^{P,\lambda_c} = \pi \frac{\int_{\Delta\lambda} S^P(\lambda) I(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} S^P(\lambda) E_s(\lambda) d\lambda} \quad (\text{II-29})$$

1) Principe.

On utilise une source de luminance spectrale $I_{(\lambda)}^E$ connue (Lampe Etalon) pour étalonner au préalable un luminance-mètre équipé d'un filtre centré sur la même longueur d'onde que POLDER, mais avec une transmission $S^L(\lambda)$ qui peut être différente de $S^P(\lambda)$. La réflectance équivalente en entrée du luminance-mètre est donc calculée à l'aide de la relation II-30.

$$\rho_e^{Lum,\lambda_c} = \pi \frac{\int_{\Delta\lambda} S^L(\lambda) I_{(\lambda)}^E d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} S^L(\lambda) E_S(\lambda) d\lambda} \quad (II-30)$$

A cette réflectance en entrée du luminance-mètre correspond une tension de sortie U (mvolt). On peut ainsi déterminer le coefficient d'étalonnage γ en réflectance du luminance-mètre.

$$\rho_e^{Lum,\lambda_c} = \gamma(U - U_0) \quad (II-31)$$

Dans les mêmes conditions d'éclairement, POLDER observerait une réflectance

$$\rho_e^{P,\lambda_c} = \pi \frac{\int_{\Delta\lambda} S^P(\lambda) I_{(\lambda)}^E d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} S^P(\lambda) E_S(\lambda) d\lambda} \quad (II-32)$$

Ceci nous permet d'introduire le rapport des réflectances POLDER et du Luminance-mètre, r_{λ_c} , qui lors de l'étalonnage de POLDER, va nous permettre de tenir compte des différences de transmission spectrale entre les filtres de POLDER et du luminance-mètre :

$$r_{\lambda_c} = \frac{\rho_e^{P,\lambda_c}}{\rho_e^{Lum,\lambda_c}} \quad (II-33)$$

Ce rapport est généralement assez proche de 1. Dans une seconde étape, la sphère intégratrice est étalonnée en réflectance à l'aide du luminance-mètre.

Puis la zone centrale de la CCD (20x20 pixels) est étalonnée. Soit s (CN) le signal *moyen corrigé du zéro* mesuré pour un temps d'intégration de 100 ms.

Ce qui donne pour le coefficient d'étalonnage :

$$C_{\lambda_c} (\text{CN}/\%) = \frac{s}{r_{\lambda_c} \gamma (U - U_0)} \text{CN}$$

Pour une bande spectrale polarisée, c'est sur la voie centrale ($p=2$) que l'on détermine le coefficient d'étalonnage en réflectance, car c'est par rapport à cette voie centrale que sont normalisés les signaux des autres voies ($p=1$ et 3). On donne à titre d'exemple les coefficients d'étalonnage en réflectance pour La Crau 91.

	550 nm	650 nm	850 nm
$\rho = 1 \%$	120 ± 2	143 ± 2	120 ± 2

Tableau II-5: Valeur des coefficients d'étalonnage en réflectance, en Comptes Numériques.

2) Précision.

L'incertitude sur la connaissance du coefficient d'étalonnage absolu est estimée sur la base de la comparaison de coefficients obtenus avec plusieurs lampes étalon. Elle est comprise entre 10 et 15 %.

La caractérisation du MRI repose sur la connaissance de quelques paramètres dont nous venons de préciser le protocole de mesure. La planche II-2 les résume schématiquement, en distinguant les paramètres qui sont déterminés en lumière naturelle de ceux qui le sont en lumière polarisée.

II-2-2 Etalonnage relatif (inter-bandes).

On définit le coefficient d'étalonnage inter-bandes entre 2 longueurs d'onde λ_1, λ_2 par le rapport

$$i = \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2)} \quad (\text{II-34})$$

La connaissance de tels rapports et de leur précision s'appelle l'étalonnage inter-bandes. La précision sur ces rapports est meilleure que sur les coefficients A car certaines erreurs sont corrélées d'une bande à l'autre et disparaissent dans le bilan d'erreur sur le rapport i.

La précision estimée est environ 5 à 10 %. Elle correspond à la dispersion du rapport i estimée à l'aide de plusieurs lampes étalon.

II-3 Validation du modèle en lumière polarisée.

Pour valider la mesure du taux de polarisation, on éclaire l'instrument avec une source de lumière dont on peut régler le taux de polarisation P_v ainsi que la direction du plan de polarisation χ_v . Ce rayonnement partiellement polarisé est généré par un dispositif composé de deux lames de verre inclinées d'angle égaux mais de sens opposés (Balois, 1985). Le taux de polarisation est déterminé par le réglage de l'incidence sur les lames (polarisation par transmission vitreuse). Le taux de polarisation maximum dépend de l'indice de réfraction du verre utilisé. Pour les lames utilisées (silice), $m=1.5$, le taux maximum, qui dépend très légèrement de la longueur d'onde, est d'environ 35 %. Pour obtenir des taux plus élevés, il faudrait utiliser un indice plus élevé. Mais on peut également utiliser un polaroïd pour obtenir de la lumière totalement polarisée.

1) Principe

Le dispositif ne permet pas d'illuminer globalement tout le champ de l'instrument (110 degrés). La polarisation de sortie est bien définie dans un cône de 2 à 3 degrés, soit une zone d'exploration d'environ 15x15 pixels. Pour valider la qualité des mesures POLDER, nous allons devoir examiner uniquement quelques zones de la matrice CCD, en tenant compte au maximum des symétries de l'optique (cf cartographie des zones sur la figure II-7).

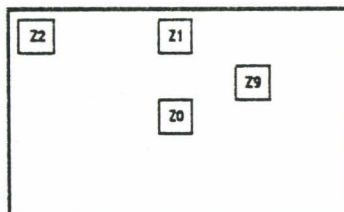


Figure II-7 : Position sur la CCD des secteurs "étalonnés"

Pour chacune de ces zones, nous calculons le taux de polarisation et la direction du plan de polarisation mesurés par POLDER pour différents états de polarisation (P_v, χ_v) de la lumière incidente, après inversion complète des

mesures à l'aide des paramètres $\varepsilon(\theta)$, T_{p2} , β_p , η' , Δ_i (détaillée dans le chapitre III, Inversion du MRI).

Nous montrons à titre d'exemple les résultats obtenus pour la campagne Crau 91 (planches III-3 et III-4, pour le taux de polarisation et figure II-8 pour la direction du plan de polarisation). Cet étalonnage a été réalisé avec une réflectance d'entrée voisine de 0.3.

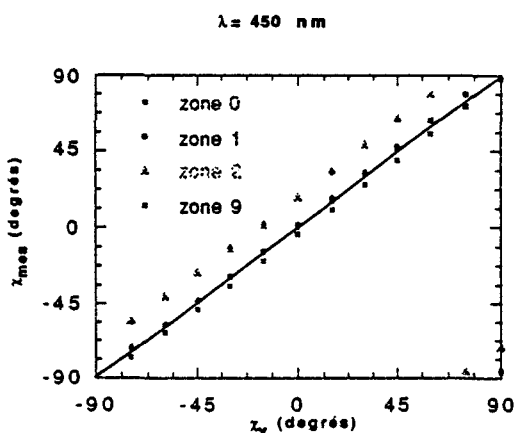


Figure II-8 : Mesures de l'angle χ

2) Précision

Les planches II-3 et II-4 montrent qu'on mesure la polarisation à mieux que 1 % en taux de polarisation, sur l'ensemble de la matrice, à 550 et 650 nm. Le seul défaut constaté concerne le canal à 850 nm.

Les principaux facteurs limitant la précision sur la connaissance du taux de polarisation sont d'une part la qualité de la source polarisée, d'autre part les incertitudes sur les paramètres instrumentaux notamment l'incertitude sur la connaissance des coefficients T_{p2} . Nominalelement ces derniers sont déterminés sur la sphère intégratrice. Cependant il est également possible de les déterminer à l'aide de la source de lumière polarisée en réglant les deux lames parallèles de façon à obtenir un taux de polarisation nul en sortie. Statistiquement sur plusieurs campagnes, on observe une différence systématique de 1 à 2 % entre les deux jeux de coefficients, notamment à 850 nm. Si l'on admet que la sphère intégratrice ne polarise pas, cela revient à considérer que la source polarisée génère 1 à 2 % de lumière polarisée pour un taux de polarisation annoncé nul. Ces écarts sont essentiellement observés à 850 nm. La vérification de la source polarisée dans ce canal reste donc un problème à régler. La précision sur la mesure de P dans ce canal est

peut-être biaisée de 2 % (un biais systématique entre taux prédit (trait pointillé) et taux mesuré (trait plein)).

L'incertitude sur la mesure de l'angle χ est comprise entre 1 et 5 degrés, sauf en bord de champ où elle se dégrade très fortement (zone 2).

Dans l'ensemble, hors bruit radiométrique, la mesure du taux de polarisation est assez précise (1 % en absolu) et demeure compatible avec les objectifs des missions aéroportées.

Planche II-1

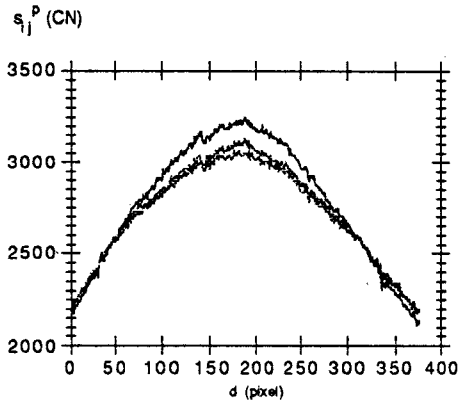


Figure II-1 : variation spatiale de la transmission (radiale diagonale)

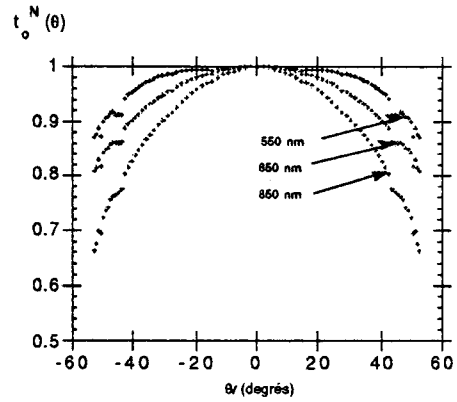


Figure II-2 : transmission de l'objectif

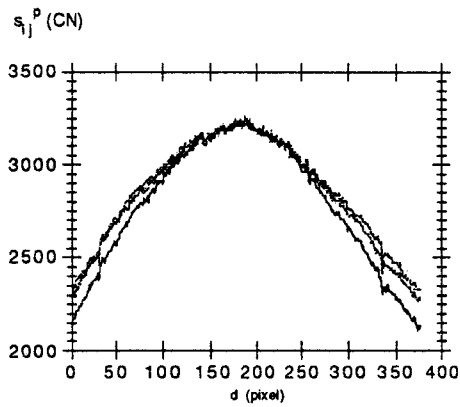


Figure II-3 : Mise en évidence de la polarisation de l'objectif (après normalisation au centre).

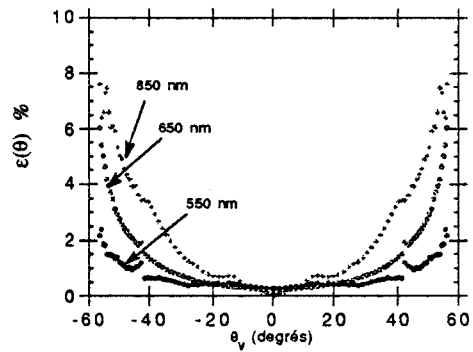


Figure II-4 : Polarisation de l'objectif.

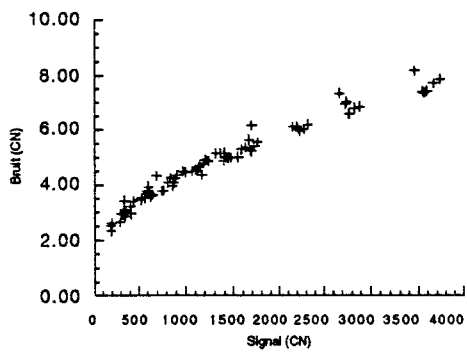
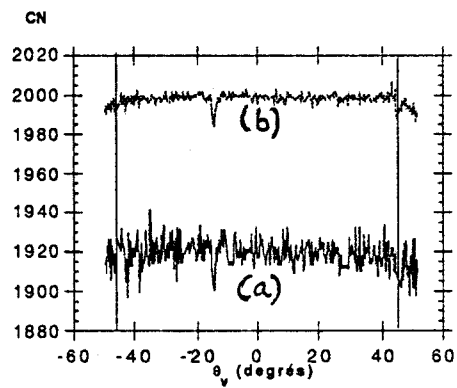


Figure II-5 : Bruit radiométrique en fonction du niveau de signal ($\lambda=550\text{nm}$).



Figures II-6 : Egalisation inter-détecteurs.

Chapitre III

***INVERSION
DU
MODÈLE RADIOMÉTRIQUE
INSTRUMENTAL***

Chapitre III : Inversion du modèle radiométrique instrumentale.

Introduction	40
III-1 Inversion dans les bandes spectrales polarisées.....	41
III-1-1 Principe.....	41
1- Correction de niveau 1.	
2- Correction de niveau 2.	
III-1-2 Précision de l'inversion.....	47
1- Introduction.	
2- Principe des calculs.	
3- Résultats.	
a- Erreur liée à l'algorithme.	
b- Erreur liée aux incertitudes sur les paramètres du MRI	
4- Conclusions.	
III-2 Inversion dans les bandes spectrales non polarisées.....	59
III-1-1 Principe.....	59
1- Correction de niveau 1.	
2- Correction de niveau 2.	
III-1-2 Précision de l'inversion.....	60
1- Simulation du signal.	
2- Bilan d'erreur.	
III-3 Conclusions.....	67

Introduction

Le **MIR** précédemment détaillé, nous permet de relier les mesures s_{ij}^p aux caractéristiques de la lumière en entrée, en tenant compte des principaux défauts de l'optique. Il nous reste maintenant à proposer des procédures d'inversion, c'est à dire à exprimer les paramètres de la lumière entrante en fonction des mesures.

Nous rappelons la formulation du signal qui est à la base du modèle radiométrique,

$$s_{ij}^p = A.g_{ij}^{*p} [P_p^1(\theta, \phi).I_{ij} + P_p^2(\theta, \phi).Q_{ij} + P_p^3(\theta, \phi).U_{ij}] + s_{ij}^0 + \Delta s_{ij} \quad (III-1)$$

Les termes g_{ij}^{*p} , P^1 , P^2 et P^3 tiennent compte des défauts et sont modélisables à partir de la caractérisation expérimentale de ces derniers.

L'inversion rigoureuse du système est lourde. Elle oblige à la mise en mémoire des matrices P_p , à une inversion matricielle 3x3 pour chaque pixel puis au passage des paramètres de Stokes aux grandeurs physiques I , I_p (ou bien ρ , ρ_p) et χ . On préfère, pour la version aéroportée, une solution moins rigoureuse consistant à linéariser l'équation (III-1) par rapport aux défauts de l'optique. D'autre part, chaque type de bandes spectrales (**P** et **NP**) pose un problème d'inversion spécifique que nous allons développer et valider dans ce chapitre.

III-1 Inversion dans les bandes spectrales mesurant la polarisation (P).

III-1-1 Principe

Pour le traitement des mesures, il est préférable d'utiliser la formulation de la matrice de transfert la plus compacte. Nous reprendrons le formalisme utilisé au chapitre II, qui permet de modéliser le signal sous la forme

$$s_{ij}^p = A \cdot g_{ij}^p \left[I_{ij} + P_p^q(\theta, \phi) \cdot Q_{ij} + P_p^u(\theta, \phi) \cdot U_{ij} \right] + s_{ij}^0 + \Delta s_{ij} \quad (\text{III-2})$$

Dans le cas d'une lumière incidente naturelle ($Q=U=0$), l'inversion exacte du modèle radiométrique est alors immédiate. Il suffit d'appliquer les matrices de coefficients g_{ij}^p . Nous définirons cela comme la correction radiométrique de niveau 1.

1) Correction de niveau 1

On a vu au chapitre II que pour chaque voie polarisée p , la détermination expérimentale des matrices g_{ij}^p en laboratoire est immédiate. Ce traitement consistera donc à corriger les mesures s_{ij}^p du courant d'obscurité puis des matrices de coefficients g_{ij}

Soit x_{ij}^p , le signal après cette correction,

$$x_{ij}^p = \frac{s_{ij}^p - s_{ij}^0}{g_{ij}^p} \quad (\text{III-3})$$

Pour chaque longueur d'onde, nous aurons trois relations ($p=1,2,3$) de la forme

$$x_{ij}^p = A \left[I_{ij} + P_p^q(\theta, \phi) Q_{ij} + P_p^u(\theta, \phi) U_{ij} \right] + \Delta x_{ij} \quad (\text{III-4})$$

Plus simplement, en utilisant l'écriture matricielle et en tenant compte du facteur η' commun aux expressions de P_p^q et P_p^u , nous pouvons écrire

$$X = M_t L' \quad (\text{III-5})$$

$$\text{avec } \mathbf{X} = \begin{bmatrix} x_{ij}^1 \\ x_{ij}^2 \\ x_{ij}^3 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{L}' = \begin{bmatrix} I_{ij} \\ \eta' \cdot Q_{ij} \\ \eta' \cdot U_{ij} \end{bmatrix} \quad (\text{III-6})$$

ce qui définit M_t . Nous supposons à ce niveau que les trois mesures x_{ij}^p sont renaviguées et correspondent donc à un même pixel au sol.

Reprenons la forme (III-4) pour les trois voies 1,2 et 3, soit

$$\begin{aligned} x_{ij}^1 &= A [I_{ij} + P_1^Q(\theta, \phi) Q_{ij} + P_1^U(\theta, \phi) U_{ij}] + \Delta x_{ij} \\ x_{ij}^2 &= A [I_{ij} + P_2^Q(\theta, \phi) Q_{ij} + P_2^U(\theta, \phi) U_{ij}] + \Delta x_{ij} \\ x_{ij}^3 &= A [I_{ij} + P_3^Q(\theta, \phi) Q_{ij} + P_3^U(\theta, \phi) U_{ij}] + \Delta x_{ij} \end{aligned} \quad (\text{III-7})$$

et calculons, pour un rayonnement en entrée (I, Q, U), la luminance totale obtenue lorsqu'on estime cette dernière à partir des mesures corrigées x_{ij}^p à l'aide de la relation (I-8). Soit $I_{ij}^{(1)}$ la luminance estimée.

On obtient

$$I_{ij}^{(1)} = I_{ij} + I_{ij} P_{ij} \varepsilon(\theta) (\cos 2\chi_{ij} + \sin 2\chi_{ij}) \quad (\text{III-8})$$

On met ainsi en évidence l'erreur commise sur la luminance si l'on analyse de la lumière polarisée dont l'état de vibration est défini par P_{ij} et χ_{ij} . L'erreur absolue ΔI_{ij} sur la luminance I_{ij} si l'on s'arrête à ce niveau de correction est modélisable sous la forme

$$\Delta I_{ij} = I_{ij} P_{ij} \varepsilon(\theta) (\cos 2\chi_{ij} + \sin 2\chi_{ij}) \quad (\text{III-9})$$

L'erreur est directement proportionnelle à la luminance et au taux de polarisation. On retrouve bien qu'elle s'annule en lumière naturelle ($P=0$) et qu'elle est d'autant plus élevée que la lumière en entrée est fortement polarisée (figure III-1).

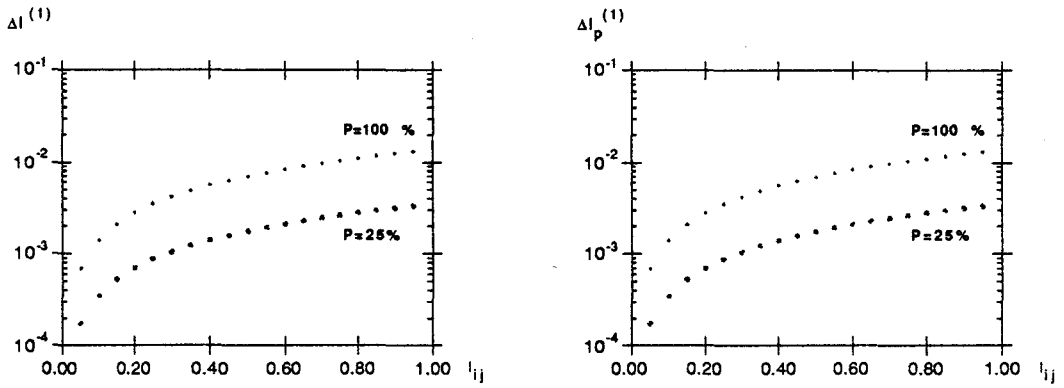


Figure III-1: Erreur sur la luminance normalisée totale et polarisée pour $\epsilon=0.03$, $\chi=0$ et $P=25, 100$

La correction appliquée n'est rigoureusement valable qu'en lumière naturelle. Dans le cas où la lumière en entrée est polarisée, la détermination des paramètres de Stokes (I, Q, U) nécessite l'inversion du système (III-7). Notre philosophie dans le cadre de POLDER aéroporté ne consiste pas à retrouver les paramètres de Stokes par le biais d'une inversion matricielle. Nous proposons une méthode moins rigoureuse, mais plus simple à mettre en application.

2) Inversion du Modèle Radiométrique Instrumental (correction niveau 2)

Une solution est d'inverser directement la matrice de transfert M_t en chaque pixel, soit 384×288 fois. Elle consiste à mémoriser 9 matrices de 384×288 termes pour la version aéroportée. Une autre solution consiste à linéariser la matrice de transfert par rapport aux défauts de l'optique. Cela revient formellement à décomposer la matrice de transfert sous la forme,

$$M_t = M_i + m_d \tag{III-10}$$

où M_i est la matrice de transfert du système idéal et m_d tient compte des défauts de l'optique qui ne sont pas inclus dans la correction de niveau 1. L'expression de M_i a été donnée au chapitre I (équation I-6). Si on substitue $M_i + m_d$ et développe au premier ordre en ϵ et Δ_i il vient,

$$m_d = \begin{bmatrix} 0 & \frac{F_1}{2}(\sin 2\alpha + \sqrt{3} \cos 2\alpha) & -\frac{F_1}{2}(\cos 2\alpha - \sqrt{3} \sin 2\alpha) \\ 0 & F_2 \sin 2\alpha & -F_2 \cos 2\alpha \\ 0 & \frac{F_3}{2}(\sin 2\alpha - \sqrt{3} \cos 2\alpha) & -\frac{F_3}{2}(\cos 2\alpha + \sqrt{3} \sin 2\alpha) \end{bmatrix} \tag{III-11}$$

avec

$$F_1 = \frac{\varepsilon(\theta)}{2} (\sin 2\alpha + \sqrt{3} \cos 2\alpha) + 2\Delta_1 \quad (\text{III-12})$$

$$F_2 = \varepsilon(\theta) \sin 2(\alpha + \Delta_2) \quad (\text{III-13})$$

$$F_3 = \frac{\varepsilon(\theta)}{2} (\sin 2\alpha - \sqrt{3} \cos 2\alpha) + 2\Delta_3 \quad (\text{III-14})$$

On peut écrire

$$X = M_i \cdot L' + m_d \cdot L' \quad (\text{III-15})$$

Au second ordre près, en posant

$L' = M_i^{-1} \cdot X$ dans le terme $m_d \cdot L'$, l'inversion proposée s'écrit

$$L' = M_i^{-1} (X - m_d \cdot M_i^{-1} \cdot X) = M_i^{-1} \cdot X^* \quad (\text{III-16})$$

où X^* représente les mesures complètement corrigées données par la relation matricielle

$$X^* = X - m_d \cdot M_i^{-1} \cdot X \quad (\text{III-17})$$

Le développement $m_d \cdot M_i^{-1}$ se simplifie beaucoup. La mesure corrigée x_{ij}^{p*} est la somme de la mesure corrigée au niveau 1 (x_{ij}^p) et d'un un terme correctif résultant de la combinaison linéaire des x_{ij}^p ($p=1,2,3$), comme le montrent les relations (III-18, 19, 20), résultant du développement de III-17.

$$x_{ij}^{*1} = x_{ij}^1 + \frac{F_1}{\sqrt{3}} (x_{ij}^3 - x_{ij}^2) \quad (\text{III-18})$$

$$x_{ij}^{*2} = x_{ij}^2 + \frac{F_2}{\sqrt{3}} (x_{ij}^3 - x_{ij}^1) \quad (\text{III-19})$$

$$x_{ij}^{*3} = x_{ij}^3 + \frac{F_3}{\sqrt{3}} (x_{ij}^2 - x_{ij}^1) \quad (\text{III-20})$$

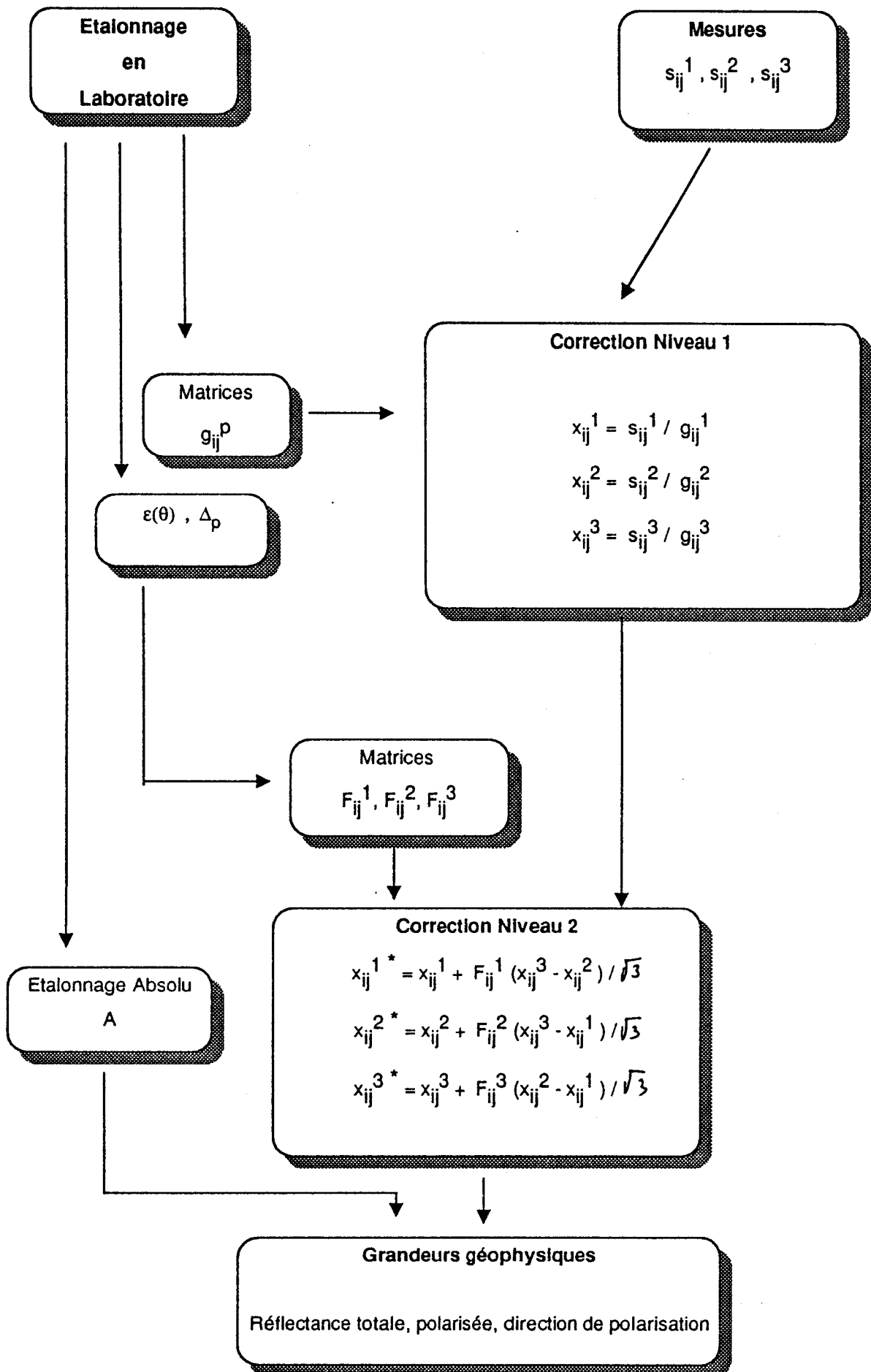
Les termes F_1 , F_2 et F_3 sont alors calculés une fois pour toutes, pour chaque bande spectrale équipée de polaroïds. Compte tenu de III-16, le passage des mesures x_{ij}^{p*} aux grandeurs géophysiques est immédiat, les relations (I-8) et (I-9) donnant les luminances (réflectances) totale et polarisée. De plus, il faut tenir compte de la dépolarisation introduite par les polaroïds (coefficient η') pour le calcul de la luminance polarisée.

$$I_p = \frac{I_p}{\eta'} \quad (\text{III-21})$$

Sur la planche III-1, on a représenté un organigramme récapitulant l'inversion des mesures dans un canal polarisé.

Il nous reste maintenant à développer le modèle numérique de la fonction de transfert afin d'estimer la précision de l'algorithme d'inversion sur des mesures simulées.

Planche III-1



III-1-2 Précision de l'inversion approchée dans les canaux polarisés

1) Introduction

Pour alléger le calcul des réflectances totale et polarisée ρ et ρ_p à partir des mesures, on se propose d'utiliser l'algorithme d'inversion approché proposé ci-dessus. On a d'abord évalué les erreurs systématiques $\Delta\rho^{\text{algo}}$ et $\Delta\rho_p^{\text{algo}}$ qui en résultent. On a calculé ces erreurs systématiques sur toute l'image, aux deux longueurs d'onde extrêmes 443 nm et 865 nm de POLDER, et pour différents états de la polarisation.

On a évalué de la même façon

- les erreurs $\Delta\rho^{(i)}$ et $\Delta\rho_p^{(i)}$ liées aux incertitudes sur les différents paramètres de l'optique intervenant dans le modèle radiométrique :

Taux de polarisation de l'objectif $\varepsilon(\theta)$;

Angles de calage des polaroïds Δ_i ;

Transmissions relatives des polaroïds T_{p2} .

Le bruit des détecteurs et les incertitudes sont pris dans le cahier des charges actuel.

Notre algorithme sera justifié si les erreurs $\Delta\rho^{\text{algo}}$ et $\Delta\rho_p^{\text{algo}}$ sont inférieures ou comparables aux autres sources d'erreurs. Le bilan global permettra d'apprécier les précisions nécessaires sur les paramètres du modèle.

2 Principe des calculs.

On se donne ρ, ρ_p , et χ dans une direction d'incidence (θ, ϕ) . On déduit du modèle complet les signaux du détecteur concerné dans les trois images polarisées, s_1, s_2, s_3 . L'algorithme d'inversion approchée est alors appliqué sur les 3 signaux. On note ρ^{inv} et ρ_p^{inv} les valeurs retrouvées à partir des signaux s_1, s_2, s_3 "nominaux". La restitution de χ n'a pas été analysée.

L'erreur d'*inversion* estimée pour chaque pixel est

$$\Delta\rho^{\text{algo}} = |\rho^{\text{inv}} - \rho| \quad (\text{III-22})$$

et de même pour ρ_p . L'erreur est évaluée sur l'ensemble de l'image, en prenant pour les simulations un rayonnement en entrée constant : ρ , ρ_p , et χ constants, indépendants de θ et ϕ .

Les erreurs $\Delta\rho^{(i)}$ et $\Delta\rho_p^{(i)}$ sont évaluées comme suit

On part des mêmes simulations. On inverse les signaux obtenus en introduisant une erreur sur le paramètre (i) dans l'algorithme d'inversion. Soient $\rho^{inv, i}$ et $\rho_p^{inv, i}$ les valeurs inversées.

Afin de séparer les contributions du biais (i) de celle de l'algorithme qui se mélangent, on pose pour chaque pixel

$$\Delta\rho^{(i)} = |\rho^{inv, i} - \rho^{inv}| \quad (III-23)$$

Dans chaque cas on a considéré les 2 canaux extrêmes de POLDER 443nm et 865 nm. Ils diffèrent essentiellement par le taux de polarisation de l'objectif; le traitement anti-reflet est optimisé pour les courtes longueurs d'onde.

En pratique, l'analyse peut être simplifiée.

i - Celles des erreurs qui dépendent de la direction χ de la vibration polarisée varient périodiquement en ϕ (à θ constant). On peut montrer quelles présentent 4 ou 6 périodes suivant les cas, en raison de la disposition des polaroïds. Si l'on modifie χ de $\Delta\chi$, la figure de bruit sur la matrice tourne uniquement de $\Delta\phi = \Delta\chi$ sans que les niveaux de bruit soient changés. Le calcul de l'erreur, pour $\chi = 0^\circ$ par exemple, est suffisant.

ii - Pour la lisibilité des courbes, on présentera les résultats pour quelques valeurs de ρ . Mais il est clair que si χ et P sont fixés, puisque les signaux s_p dépendent linéairement de ρ , toutes les erreurs sont proportionnelles à ρ .

3 Résultats.

Présentation des résultats.

L'ensemble des résultats est présenté sous la forme de diagrammes qui représentent le pourcentage de pixels pour lesquels l'erreur est inférieure à un $\Delta\rho$ donnée.

a) Erreur liée à l'algorithme.

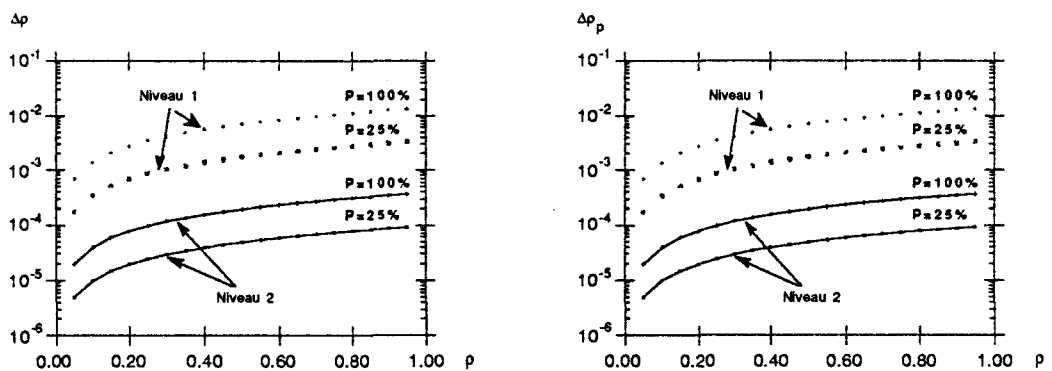
On a analysé l'erreur absolue liée à la méthode d'inversion approchée. Pour chaque valeur de la réflectance (1 et 0.25), on a considéré deux valeurs du taux de polarisation incident ($P=100$ et 25%) et plusieurs valeurs de l'angle de polarisation χ .

Sensibilité de l'inversion à la direction de polarisation χ .

Afin de réduire le nombre d'exploitations, nous avons dans un premier temps étudié la sensibilité de l'inversion à la direction du champ électrique. On s'est donc placé dans le cas le plus critique $\rho=1$ et $P=100\%$. La planche III-2 représente les images "erreur d'algorithme" pour 4 valeurs de χ (0° , 30° , 60° et 90°) pour les deux longueurs d'onde. On constate que χ n'intervient pas sur la valeur absolue de l'erreur, mais uniquement sur sa localisation. Dans les études qui suivent nous nous limiterons donc à une seule valeur de χ que l'on fixera à 0.

Erreurs sur les réflectances totale et polarisée.

Avant de présenter les diagrammes d'erreur complets, nous illustrons sur les figures III-2 et III-3 l'effet de la correction de niveau 2. Pour les mêmes valeurs de P , χ et ϵ que sur la figure III-1, nous avons superposé les erreurs à l'issue des niveaux de correction 1 et 2.



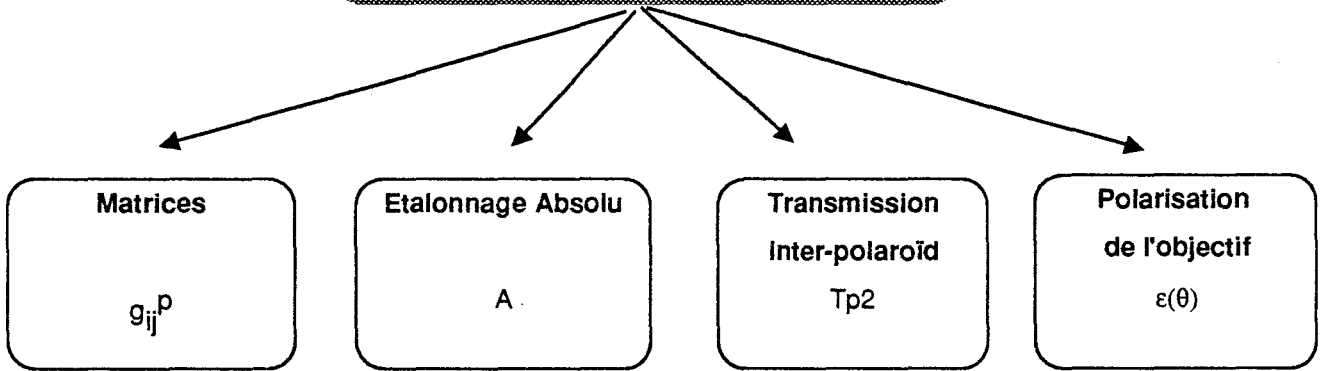
Figures III-2, III-3: Erreur résiduelle après correction Niveau 1 et 2 ($\epsilon=0.03$, $\chi=0$ et $P=25$ et 100%).

On constate que la correction de niveau 2 permet de diminuer l'erreur d'un ordre de grandeur.

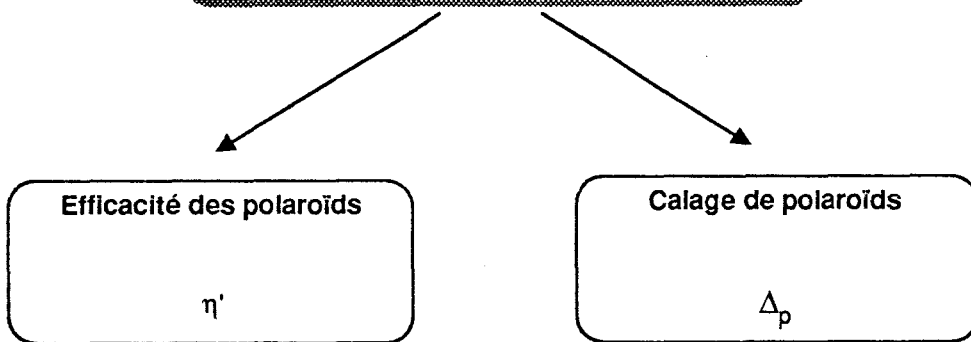
Planche II-2

PARAMETRES DU M.R.I

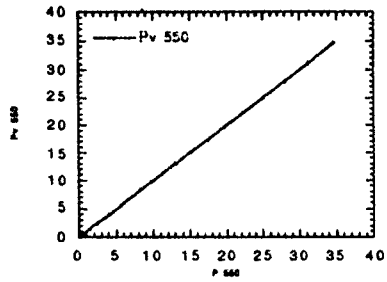
Etalonnage en Lumière Naturelle



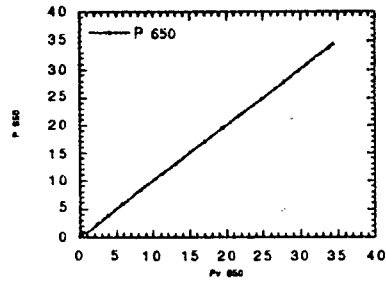
Etalonnage en Lumière polarisée



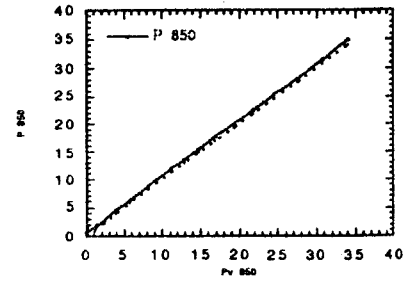
Etalonnage en polarisation "zone 0" 550 nm



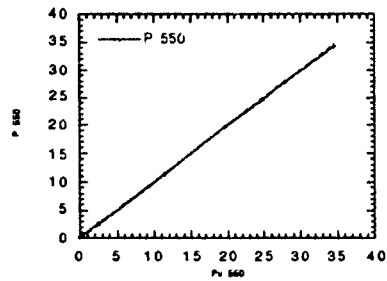
Etalonnage en polarisation "zone 0" 650 nm



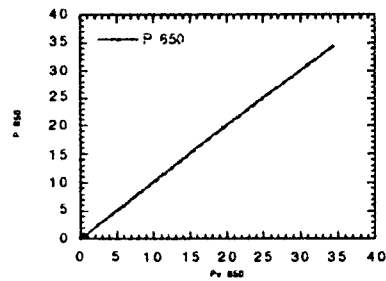
Etalonnage en polarisation "zone 0" 850 nm



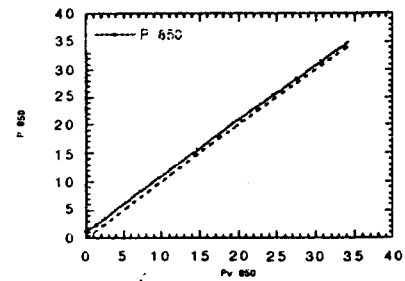
Etalonnage en polarisation "zone 1" 550 nm



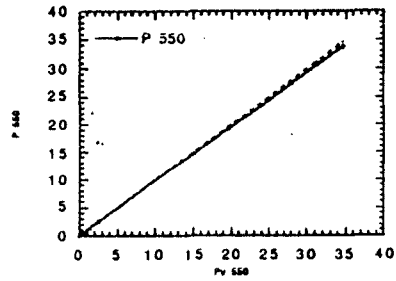
Etalonnage en polarisation "zone 1" 650 nm



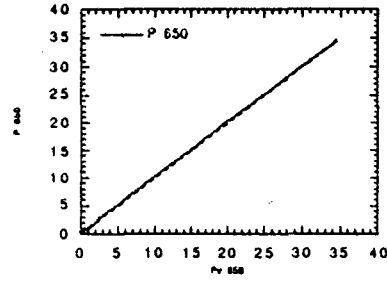
Etalonnage en polarisation "zone 1" 850 nm



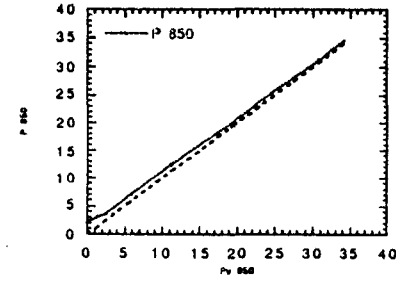
Etalonnage en polarisation "zone 2" 550 nm



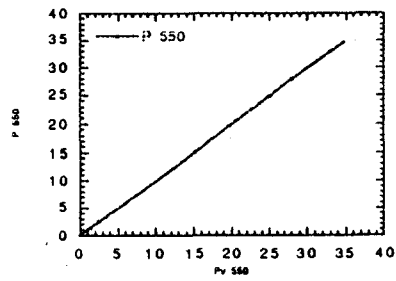
Etalonnage en polarisation "zone 2" 650 nm



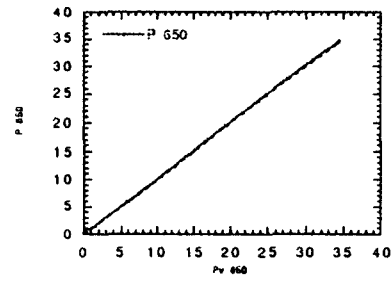
Etalonnage en polarisation "zone 2" 850 nm



Etalonnage en polarisation "zone 9" 550 nm



Etalonnage en polarisation "zone 9" 650 nm



Etalonnage en polarisation "zone 9" 850 nm

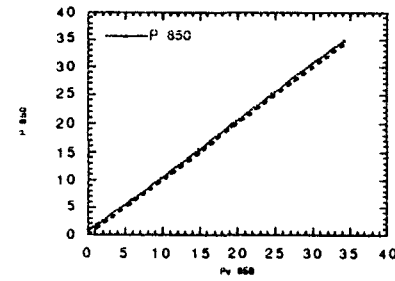
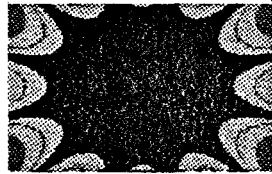


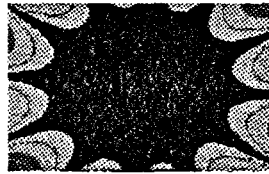
Planche III-2

Erreur absolue sur la reflectance ($\Delta\rho^{\text{Algo}}$)
 $\rho = 1$ et $P = 100\%$

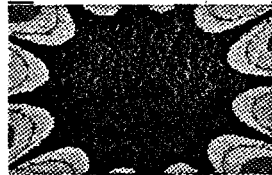
Canal 443 nm



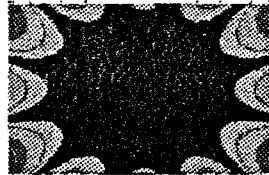
x = 0



x = 30

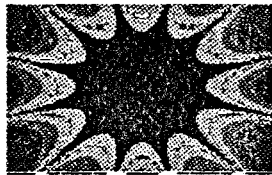


x = 60

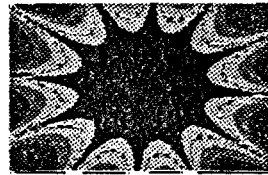


x = 90

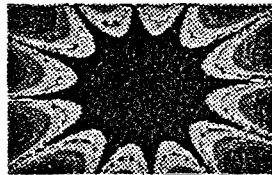
Canal 865 nm



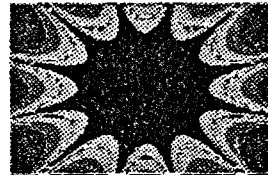
x = 0



x = 30



x = 60



x = 90

$\Delta\rho^{\text{Algo}}$

$5 \cdot 10^{-3}$

$4 \cdot 10^{-3}$

$3 \cdot 10^{-3}$

$2 \cdot 10^{-3}$

10^{-3}

$5 \cdot 10^{-4}$

10^{-4}



Les estimations complètes des erreurs "algorithmme" sont représentées sur la planche III-3.

L'erreur d'algorithmme est proportionnelle à la réflectance ρ et au taux de polarisation P . Pour le cas critique ($\rho=1$ et $P=100\%$), à 443 nm on observe un $\Delta\rho^{\text{algo}}$ inférieur à 10^{-4} sur près de 70 % de la matrice. Dans la réalité de telles conditions (réflectance élevée et lumière très polarisée) ne se rencontrent que sur l'océan pour des glitters très intenses et des conditions d'observation particulières. Pour ce qui est de la "couleur de l'eau", c'est-à-dire pour des réflectances dix fois plus faibles ($\rho=0.15$) et peu polarisées, l'erreur d'inversion est dix fois plus faible, donc négligeable.

De même, pour l'observation au-dessus des terres émergées ($\rho=0.25$ et $P=25\%$) l'erreur d'algorithmme est inférieure à 10^{-4} sur toute l'image quelle que soit la longueur d'onde.

b) Erreur liée aux incertitudes sur les paramètres de l'optique.

On va maintenant estimer séparément les erreurs introduites par les incertitudes sur la connaissance des différents paramètres optiques du modèle radiométrique. L'erreur que nous représenterons dans la suite est

$$\Delta\rho^{(i)} = |\rho^{(\text{inv},i)} - \rho^{(\text{inv})}| \quad (\text{III-23})$$

Elle rend compte uniquement du biais engendré par l'incertitude sur la connaissance du paramètre (i).

i- Erreur liée au calage.

Nous avons introduit dans la procédure d'inversion (niveau 2) une erreur de calage Δ_i de 0.3 degré sur des polaroïds idéalement orientés à 0, 60 et 120 degrés (orientations connues à +/- 0.15 degré). Les résultats sont montrés sur la planche III-4. Pour un niveau de réflectance donné, l'erreur dépend du taux de polarisation en entrée et elle est indépendante de la longueur d'onde. En ordre de grandeur (Herman et al, 1992), l'erreur sur la réflectance est de la forme

$$\Delta\rho^{(\Delta i)} = \Delta_i \sin 2\alpha \rho P \quad (\text{III-24})$$

Pour une direction de polarisation donnée, l'erreur varie avec une double périodicité et est proportionnelle à ρ , P et Δ_i .

L'erreur sur la réflectance polarisée, du même ordre de grandeur, peut être représentée analytiquement par une relation similaire à III-24.

ii- Erreur liée à la polarisation de l'objectif.

Le paramètre ε intervient aux deux niveaux de correction. Nous avons estimé l'erreur commise $\Delta\rho^{(\Delta\varepsilon)}$ en introduisant $\Delta\varepsilon = 0.001$ aux deux niveaux de correction (planche III-5). On peut montrer que l'erreur sur la réflectance totale est de la forme

$$\Delta\rho^{(\Delta\varepsilon)} = \Delta\varepsilon \rho P \cos 2\chi \quad (\text{III-25})$$

Elle est proportionnelle à ρ et P .

L'erreur sur la réflectance polarisée ρ_p est approximativement donnée par

$$\Delta\rho_p^{(\Delta\varepsilon)} = \Delta\varepsilon \rho \cos 2\chi \quad (\text{III-26})$$

Dans les deux cas, pour $\Delta\varepsilon$ donnée, on observe une erreur indépendante de la longueur d'onde, proportionnelle à ρ et P , sauf pour la réflectance polarisée pour laquelle l'erreur est indépendante du taux de polarisation.

iii- Erreur liée aux variations de transmission inter-polaroïds.

Les performances prévues (Document de Revue de Définition Préliminaire, CNES) indiquent des variations de transmission inter-polaroïds de 2% connues à 0.5%. Pour simplifier, lors des simulations nous avons posé toutes les transmissions égales à 1. Dans la procédure d'inversion, plus exactement lors de la correction de niveau 1, nous avons introduit une erreur de 0.5 % sur T_{p2} ($T_1=1.005$, $T_2 = 1$ et $T_3=1.005$). Les résultats sont montrés sur la planche III-6.

L'erreur introduite sur ρ , indépendante de P , peut se modéliser sous la forme

$$\Delta\rho^{(\Delta T)} = \frac{2}{3} \left(\frac{\Delta T}{T} \right) \rho \quad (\text{III-27})$$

L'erreur sur la réflectance polarisée est sensiblement du même ordre de grandeur,

$$\Delta\rho_p^{(\Delta T)} = \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta T}{T} \right) \rho \quad (\text{III-28})$$

Les résultats semblent indiquer que ce poste d'erreur est le plus critique. Mais on remarquera que l'étalonnage absolu (du canal à 443 nm) se fera en globalisant les trois mesures s_1 , s_2 et s_3 . L'erreur induite par ces ΔT sur la réflectance totale, telle qu'elle est présentée ici, n'a donc pas de signification simple immédiate.

iv- Erreur liée à la qualité des polaroïds.

L'efficacité des polaroïds est meilleure que 0.98 connue à 0.001 près (Document de revue préliminaire, CNES, 1992). Cette incertitude n'a aucune conséquence sur la réflectance totale. Par contre la réflectance polarisée doit être corrigée à l'aide de la relation III-21.

Donc l'erreur induite sur ρ_p est de la forme

$$\Delta \rho_p^{\eta'} = \left(\frac{\Delta \eta'}{\eta'} \right) \rho P \quad (\text{III-29})$$

v- Bruit radiométrique.

Le bruit radiométrique ne dépend que du niveau de réflectance et du canal considéré. Les performances attendues donnent un $Ne\Delta\rho$ de $4 \cdot 10^{-4}$ pour $\rho=0.25$ et 10^{-3} pour $\rho=1$.

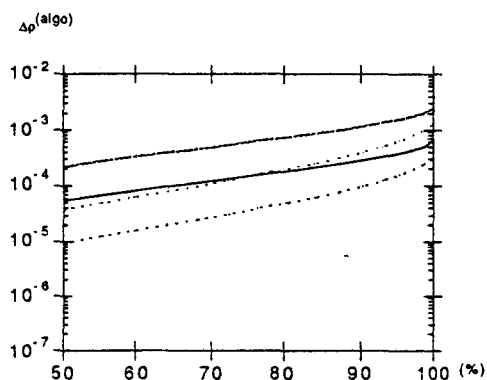
4 Conclusions.

L'erreur d'inversion (algo) croît avec le taux de polarisation; elle est nulle pour une lumière incidente naturelle. Pour des sites océaniques et terrestres typiques (valeurs probables des niveaux de réflectance et des taux de polarisation associés), l'erreur $\Delta\rho^{\text{algo}}$ est inférieure à l'erreur due au bruit radiométrique. Les erreurs liées aux paramètres de l'optique sont elles aussi négligeables pour une lumière incidente naturelle. L'erreur la plus forte est celle qui est due aux défauts de calage et aux transmissions relatives des polaroïds.

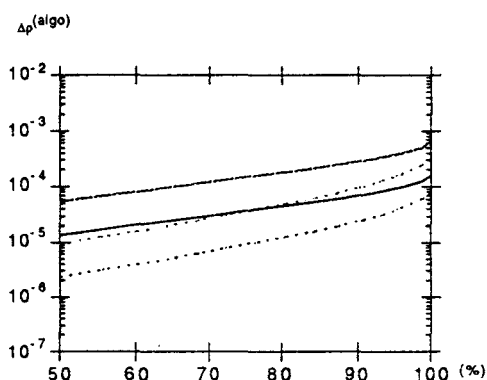
Nous avons regroupé les différentes erreurs sur le même graphique pour les deux longueurs d'onde, pour $P=100\%$ (cas dimensionnant), $\rho=0.25$ et 1 (planche III-7).

Planche III-3 : Erreur liée à la méthode d'inversion

$\rho=1$

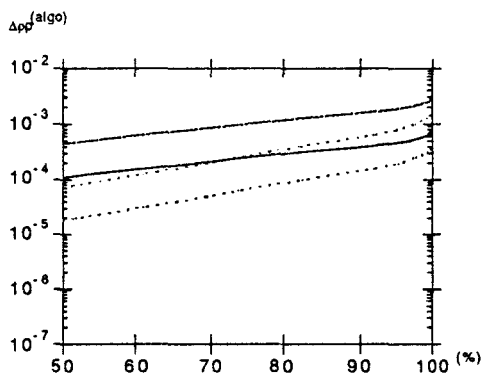


$\rho=0.25$

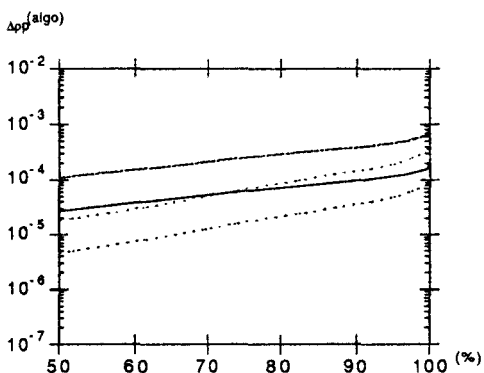


Erreur sur la réflectance totale liée à la méthode d'inversion approchée pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

$\rho=1$



$\rho=0.25$



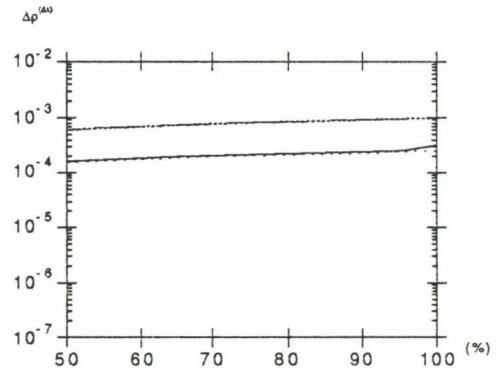
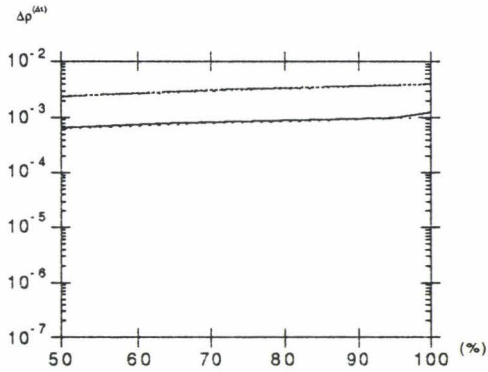
Erreur sur la réflectance polarisée liée à la méthode d'inversion approchée pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

Note : l'abscisse représente le pourcentage de pixel de la CCD de $\Delta\rho$ inférieure ou égale à une $\Delta\rho$ donnée.

Planche III-4 : Erreur liée au défaut de calage Δ_i

$\rho=1$

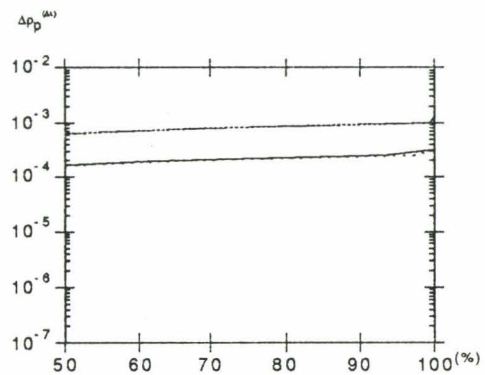
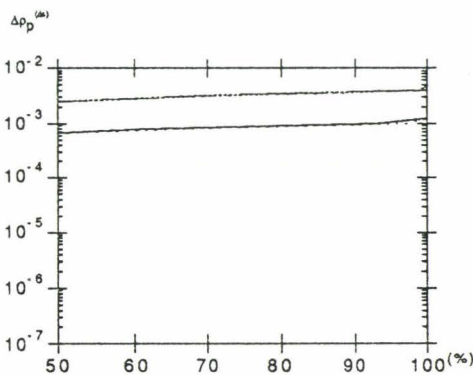
$\rho=0.25$



Erreur sur la réflectance totale avec $\Delta_i = 0.3$ degré pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

$\rho=1$

$\rho=0.25$



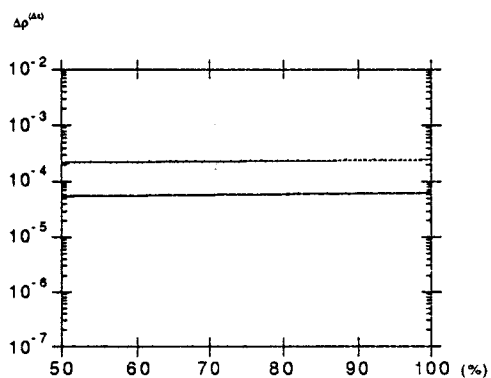
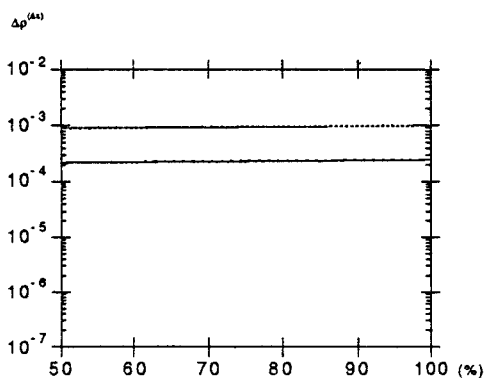
Erreur sur la réflectance polarisée avec $\Delta_i = 0.3$ degré pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

Note : l'abscisse représente le pourcentage de pixel de la CCD de Δ_p inférieure ou égale à une Δ_p donnée.

Planche III-5 : Erreur liée à $\Delta\varepsilon$

$\rho=1$

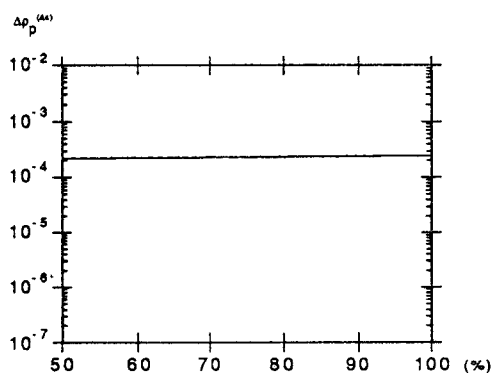
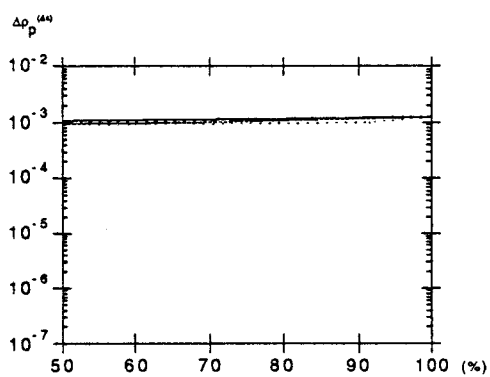
$\rho=0.25$



Erreur sur la réflectance totale avec $\Delta\varepsilon=0.001$ pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

$\rho=1$

$\rho=0.25$



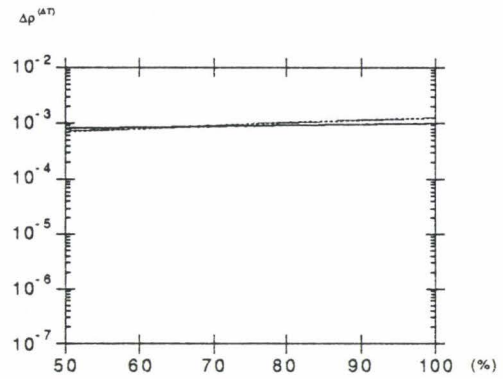
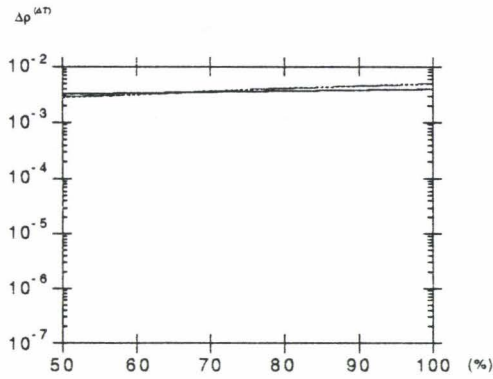
Erreur sur la réflectance polarisée avec $\Delta\varepsilon=0.001$ pour $P=100$ et 25 % à 443 (- - -) et 865 nm(--).

Note : l'abscisse représente le pourcentage de pixel de la CCD de $\Delta\rho$ inférieure ou égale à une $\Delta\rho$ donnée.

Planche III-6 : Erreur liée aux transmissions inter-polaroïds ΔT

$\rho=1$

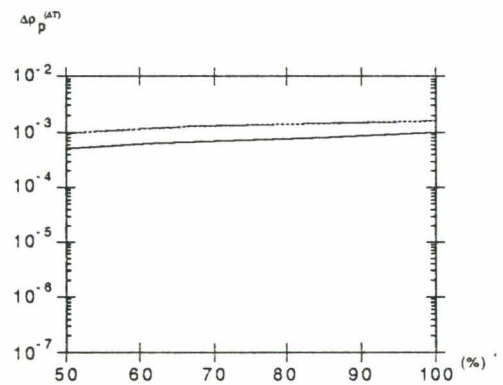
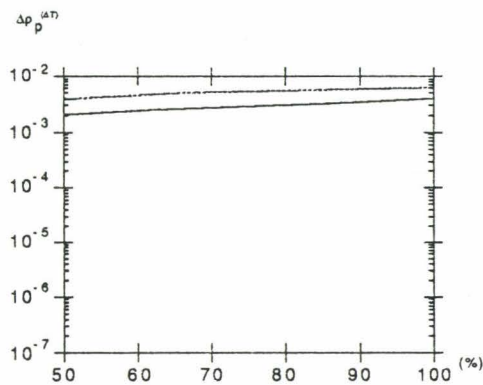
$\rho=0.25$



Erreur sur la réflectance totale avec $\Delta T/T = 0.5\%$ pour $P=100$ et 25 % à 443 (- -) et 865 nm (-).

$\rho=1$

$\rho=0.25$

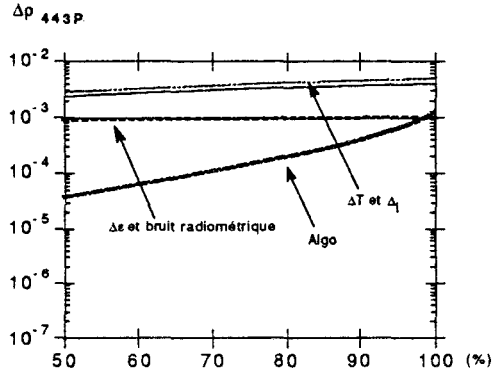


Erreur sur la réflectance polarisée avec $\Delta T/T = 0.5\%$ pour $P=100$ et 25 % à 443 (- -) et 865 nm (-).

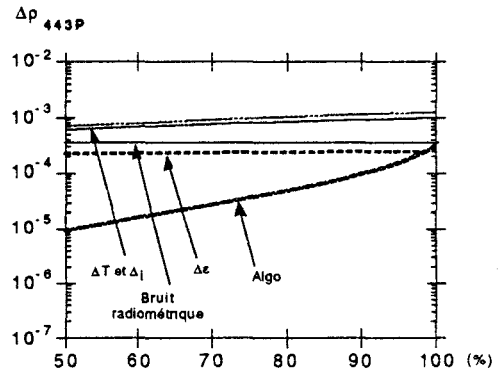
Note : l'abscisse représente le pourcentage de pixel de la CCD de $\Delta\rho$ inférieure ou égale à une $\Delta\rho$ donnée.

Planche III-7 : Bilan des erreurs

$\rho=1$

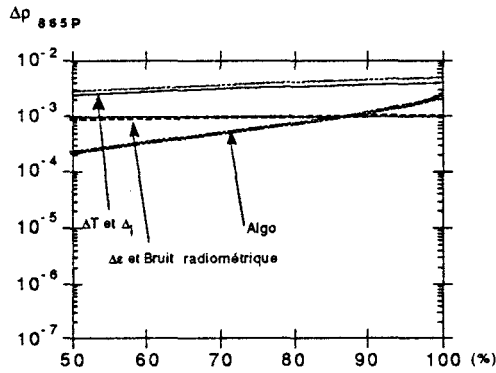


$\rho=0.25$

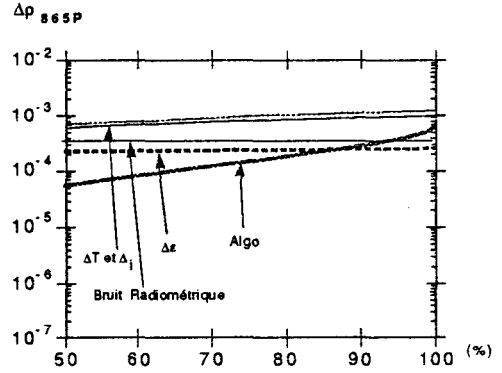


Bilan des erreurs sur la réflectance totale à 443 nm pour un taux de polarisation $P=100\%$

$\rho=1$



$\rho=0.25$



Bilan des erreurs sur la réflectance totale à 865 nm pour un taux de polarisation $P=100\%$

Note : l'abscisse représente le pourcentage de pixel de la CCD de Δp inférieure ou égale à une Δp donnée.

III-2 Inversion dans les bandes non polarisées.(NP)

III-2-1 Principe

Nous avons montré dans le chapitre I que dans un canal non polarisé le signal est modélisé sous la forme

$$s_{ij} = A g_{ij} (I_{ij} + \varepsilon(\theta) Q_{ij}) \quad (\text{III-30})$$

Cependant, si la réponse des diodes CCD est sensible à l'état de polarisation du rayonnement incident, l'écriture proposée (III-30) n'est plus rigoureuse. A partir du formalisme de Müller, on peut montrer que dans ce cas, la réponse instrumentale peut se mettre sous la forme plus générale

$$s_{ij} = A g_{ij} [I_{ij} + (\varepsilon(\theta) + \mu \cos 2\gamma) Q_{ij} + \mu \sin 2\gamma U_{ij}] \quad (\text{III-30bis})$$

γ l'angle entre le plan méridien et l'axe privilégié des diodes CCD et μ (quelques %) caractérise la variation de la réponse de la CCD en lumière polarisée en fonction de la direction de polarisation.

Nous voyons immédiatement que, comme pour un canal polarisé, en éclairant l'instrument par de la lumière naturelle, nous pouvons déterminer sans difficulté les matrices de coefficients g_{ij} . Ces coefficients seront également à la base de la correction radiométrique de niveau 1.

1) Correction de niveau 1

Comme pour un canal polarisé, on pose

$$x_{ij} = \frac{s_{ij} - s_{ij}^0}{g_{ij}} \quad (\text{III-31})$$

Ce traitement corrige de la variation de transmission de l'objectif et réalise l'égalisation inter-détecteurs. A l'issue de cette première correction le signal x_{ij} s'exprime par la relation

$$x_{ij} = I_{ij} + (\varepsilon(\theta) + \mu \cos 2\gamma) Q_{ij} + \mu \sin 2\gamma U_{ij} \quad (\text{III-32})$$

Comme pour un canal polarisé, la correction radiométrique du premier niveau n'est rigoureusement valable qu'en lumière naturelle. Si la lumière incidente est polarisée, en identifiant I_{ij} à x_{ij} , on commet une erreur relative systématique $\Delta/I \equiv (\varepsilon + \mu) P$. Cette erreur peut devenir non négligeable pour

certaines conditions d'observation. Par exemple dans le cas d'observations océaniques, la diffusion moléculaire et la réflexion sur la surface polarisent fortement. D'autre part, c'est en bord de champ que le taux de polarisation P est généralement élevé (position du point spéculaire sur la CCD au cours d'une orbite (Roger et al, 1991)) et la polarisation de l'objectif est maximale en bord de champ.

La polarisation de l'objectif peut être mesurée en laboratoire avec une bonne précision. Par contre le paramètre Q et U ne sont pas mesurés dans les canaux non munis de polaroïds. Nous proposons de les estimer dans les canaux non polarisés à partir de leur mesure dans les canaux polarisés voisins.

2) Correction de niveau 2.

La méthode consiste à utiliser les canaux polarisés pour déterminer Q et U, puis à interpoler ou extrapoler Q et U dans les bandes non polarisées. La connaissance de ε et μ , de $Q^{int}(\lambda)$ et $U^{int}(\lambda)$ nous permet de corriger partiellement le signal x_{ij} du terme perturbateur. La sensibilité des CCD à l'état de polarisation n'a été mise en évidence expérimentalement que récemment. Dans la suite nous avons supposé que la réponse instrumentale était donnée par la relation III-30. Pour simplifier l'analyse nous examinerons le principe de la correction en négligeant μ et en ne considérant que la polarisation de l'objectif ε . Dans ce cas l'erreur commise est de la forme

$$\Delta_{ij} = \varepsilon(\theta) Q_{ij} \quad (III-33)$$

L'organigramme présenté ci-après (planche III-8) résume les corrections radiométriques dans un canal non polarisé.

Nous devons maintenant estimer la précision de la méthode proposée.

III-2-2 Précision de la méthode.

Nous allons évaluer la qualité intrinsèque de la méthode d'interpolation en supposant le paramètre Q exactement connu dans les canaux polarisés. Pour estimer la précision de la méthode, nous devons simuler le signal au-dessus des surfaces océaniques qui représentent le cas dimensionnant car la polarisation par réflexion sur la surface s'ajoute à la polarisation générée par

les phénomènes de diffusion atmosphérique. L'outil utilisé est un code de transfert radiatif développé au L.O.A.

1) Simulation du signal

Le signal exact au niveau du capteur est calculé en résolvant l'équation de transfert radiatif par la méthode des **Ordres Successifs** de diffusion. De façon schématique les composantes du signal sont,

- *une composante moléculaire*
- *une composante aérosol*
- *une composante due à la réflexion de surface sur l'océan agité*
- *une composante due à la retrodiffusion de la lumière par de l'eau de mer.*

Pour simuler complètement les caractéristiques du champ de rayonnement incident au niveau du capteur, nous devons fixer

- un modèle d'atmosphère (aérosols et molécules). Le modèle d'aérosols choisi est le modèle continental, d'indice $m=1.33$ pour une visibilité de 23 km.

- une réflectance de l'eau de mer. Nous avons pris $\rho_w=0$ à toutes les longueurs d'onde pour simplifier, cette composante faible et non polarisée n'intervenant pas dans le problème.

- une vitesse de vent. Elle conditionne la réflexion de surface (glitter). On a pris $v=2$ m/s et un angle θ_s de 45 degrés. Le taux de polarisation par réflexion de Fresnel dépend essentiellement de l'angle d'incidence du faisceaux lumineux, ici θ_s .

2) Bilan d'erreur.

Dans un premier temps nous avons estimé le bilan d'erreur sur l'intensité totale sans prendre en compte la correction de niveau 2. Ceci nous permet d'estimer l'erreur commise si l'on s'arrête au premier niveau 1. Puis le bilan d'erreur a été repris en tenant compte de cette correction.

-Bilan d'erreur sans la correction de niveau 2

Nous avons vu qu'à l'issue de la correction de niveau 1 le signal s'écrit

$$I = I^{\text{exact}} + \varepsilon(\theta) Q^{\text{exact}} \quad (\text{III-34})$$

Donc en identifiant $I = I^{\text{exact}}$, nous commettons sur l'intensité I l'erreur systématique $\varepsilon(\theta) Q^{\text{exact}}$, soit une erreur relative

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{ordre}}^{\text{1er}} = \frac{\varepsilon(\theta) Q^{\text{exact}}}{I} \quad (\text{III-35})$$

Si l'on développe cette expression, nous remarquons que l'erreur relative correspond au taux de polarisation de la lumière incidente, modulé par le terme $\varepsilon \cos 2\chi$. Pour les longueurs d'onde 500, 570 et 670 nm, nous représentons les images erreurs relatives sur l'intensité, ainsi que des radiales dans le plan solaire, sur les figures III-4,5 et 6.

Conclusions :

L'erreur relative peut atteindre près de 3 % en certain point de la CCD (bord de champ) et dans la zone du glitter. C'est à 570 nm que l'erreur est la plus faible, car c'est à cette longueur d'onde que la polarisation de l'objectif est la plus faible.

-Bilan d'erreur après la correction de niveau 2.

Maintenant nous tenons compte du terme $\varepsilon(\theta)Q$. Mais $\varepsilon(\theta)$ et Q ne sont connus qu'avec une certaine précision. Nous noterons Q^{int} la valeur de Q interpolée linéairement dans chaque bande non polarisée à partir des valeurs simulées et donc exactes de Q dans les canaux polarisés, à 450 et 850 nm. Les deux postes d'erreur sont

- l'incertitude sur la connaissance de $\varepsilon(\theta)$
- l'incertitude sur $Q_{(\lambda)}$ à 500,570 et 670 nm (due à l'interpolation).

Ces deux erreurs sont indépendantes. Le code utilisé nous donne I^{exact} , Q^{exact} et nous supposons $\varepsilon(\theta)$ connue exactement. Nous avons vu que le signal en sortie est

$$I^{\text{mes}} = I^{\text{exact}} + \varepsilon(\theta) Q^{\text{exact}} \quad (\text{III-36})$$

Premier poste d'erreur :

On suppose que l'on surestime la polarisation de l'objectif de 20 % (hypothèse très pessimiste) et que l'on connaît Q de façon exacte dans les bandes non polarisées. Nous posons dans ce cas

$$I^\varepsilon = I^{\text{exact}} + \varepsilon'(\theta) Q^{\text{exact}} \quad \text{avec } \varepsilon'(\theta) = 1.2 \varepsilon(\theta) \quad (\text{III-37})$$

L'erreur relative sur l'intensité est alors donnée par la relation (III-38)

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^\varepsilon = \frac{(\varepsilon - \varepsilon') Q^{\text{exact}}}{I} \quad (\text{III-38})$$

Deuxième poste d'erreur :

Nous supposons cette fois que la polarisation de l'objectif est parfaitement connue, mais on pose $Q = Q^{\text{int}}$. Alors l'intensité est donnée par

$$I^Q = I^{\text{exact}} + \varepsilon(\theta) Q^{\text{int}} \quad (\text{III-39})$$

et l'erreur relative par

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^Q = \frac{(Q^{\text{exact}} - Q^{\text{int}}) \varepsilon}{I} \quad (\text{III-40})$$

Erreur totale :

Les deux erreurs étant indépendantes, on les combine quadratiquement.

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^{\text{totale}} = \sqrt{\left[\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^\varepsilon\right]^2 + \left[\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^Q\right]^2} \quad (\text{III-41})$$

Les images erreur relative après correction sont montrées sur la planche III-9. Nous pouvons constater la qualité de la correction sur les figures III-4,5 et 6. On trouve une erreur maximale de moins de 1% sur une partie très limitée de la CCD. En dehors de la tache du glitter, sur des zones de l'image exploitables pour l'étude de la couleur de l'eau, l'erreur relative est inférieure au millième.

Nous venons de tester la qualité de l'interpolation linéaire en nous plaçant dans des conditions critiques : typiquement, en supposant qu'on se trouve au-dessus des zones océaniques contaminée par le glitter. L'interpolation linéaire donne moins de 1% d'erreur dans le cas le plus défavorable (sur la tache du glitter avec $\theta_s = 45$ degrés) et moins de 0.01 % dans les zones exploitables pour la couleur de l'eau, pour une incertitude de 20 % sur la connaissance de ε . Si $\Delta\varepsilon = 0.001$, le poste d'erreur devient négligeable.

Les bilans seront logiquement meilleurs dans la configuration satellite où l'on disposera de trois canaux polarisés permettant une interpolation plus propre. La même méthode doit pouvoir être appliquée au-dessus de terres émergées où la polarisation reste essentiellement d'origine atmosphérique

(en dehors de la géométrie spéculaire), et que la réflectance polarisée garde un comportement spectral simple.

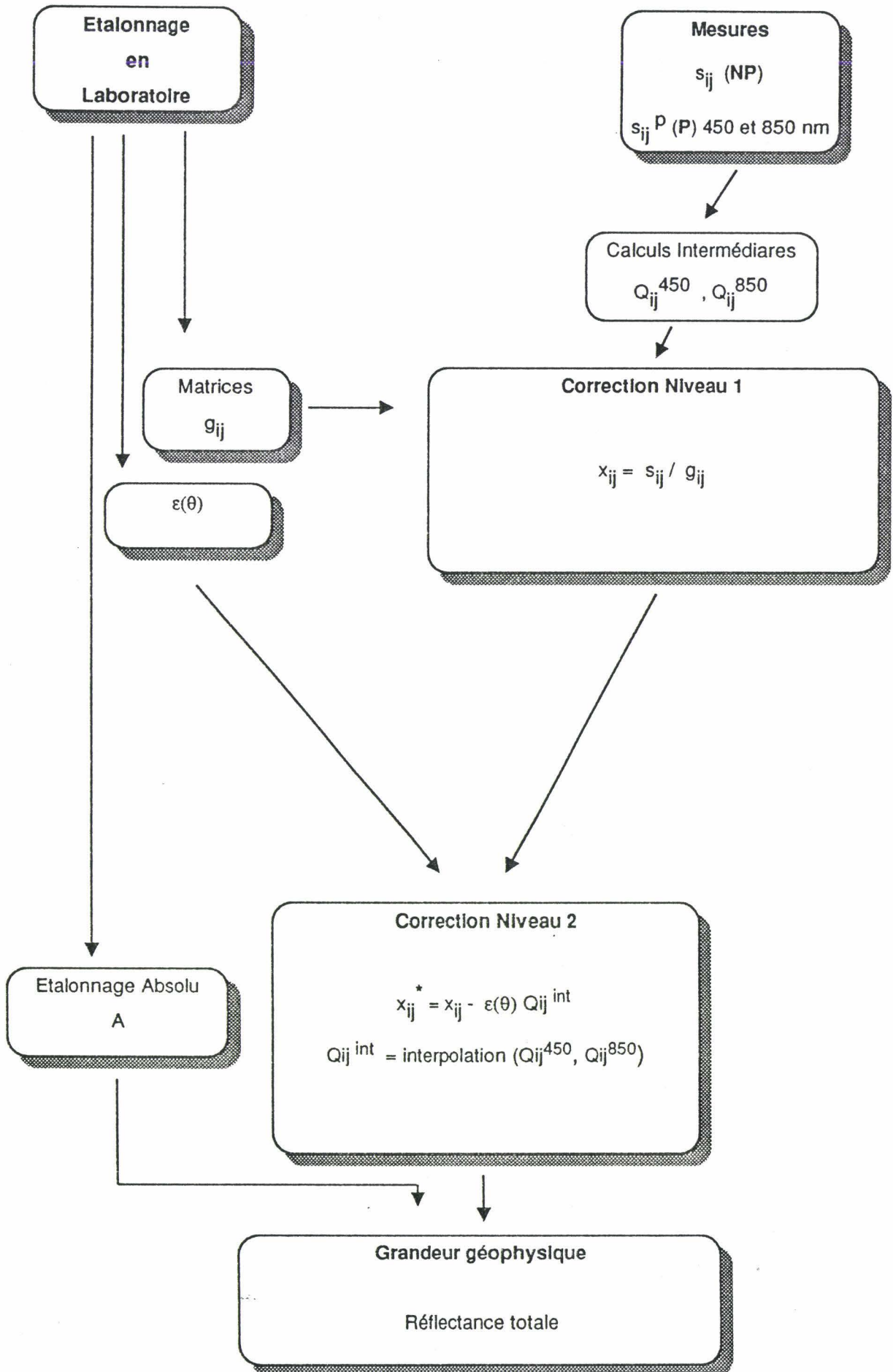
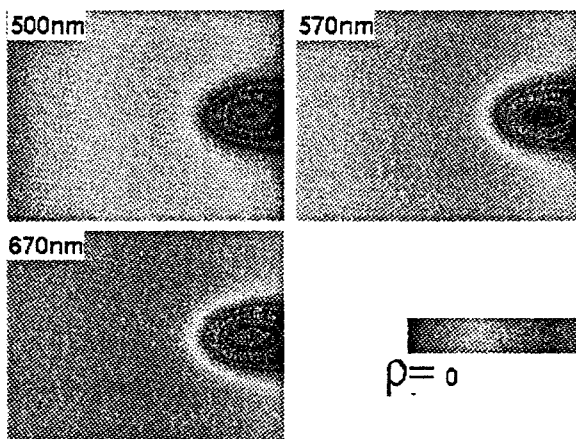


Planche III-9

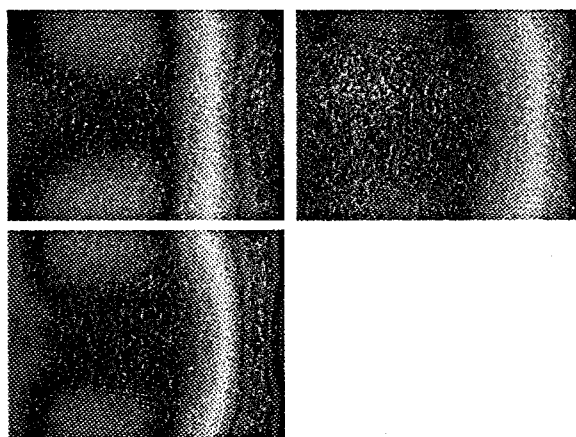
Images en reflectance totale



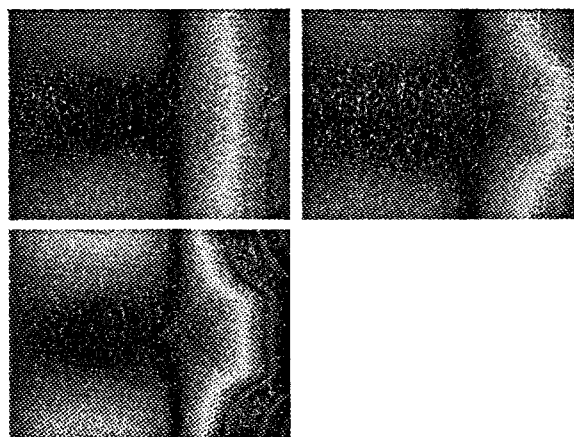
Bilan d'erreur canaux non polarises

Images "erreur relative"

Sans correction de Niveau 2



Avec correction de Niveau 2



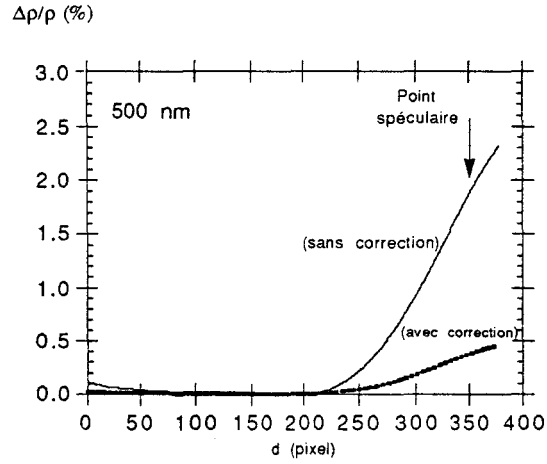


Figure III-4 : Bilan d'erreur sur la réflectance à 500 nm avec et sans correction ($\Delta\varepsilon/\varepsilon = 20\%$)

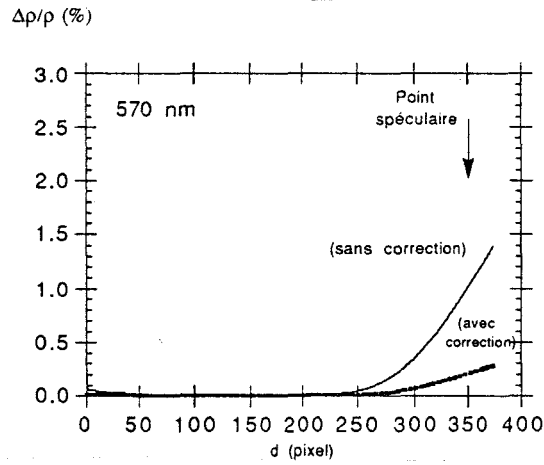


Figure III-5 : Bilan d'erreur sur la réflectance à 570 nm avec et sans correction ($\Delta\varepsilon/\varepsilon = 20\%$)

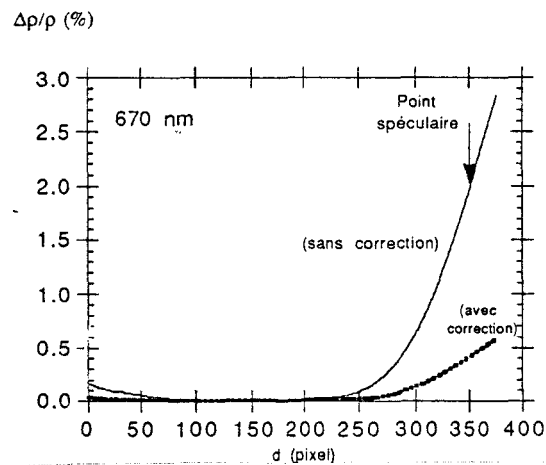


Figure III-6 : Bilan d'erreur sur la réflectance à 670 nm avec et sans correction ($\Delta\varepsilon/\varepsilon = 20\%$)

III-3 Conclusions.

Les procédures d'inversion des mesures viennent d'être développées et validées. Elles font intervenir un certain nombre de paramètres optiques qui doivent être déterminés précisément au cours de l'étalonnage en laboratoire.

Une bonne connaissance des rapports des transmissions inter-polaroids, ainsi que du calage de ces derniers est indispensable pour inverser proprement les mesures. L'erreur inhérente à l'inversion approchée reste la généralement toujours très inférieure aux biais instrumentaux.

Dans les canaux polarisés, la polarisation induite par l'optique crée un biais sur le signal de sortie, qui peut être très bien corrigé à l'aide d'une simple interpolation à partir des mesures dans les canaux polarisés. L'erreur résiduelle est négligeable (inférieure à 0.01 % si la polarisation en entrée reste faible). Dans le cas (dimensionnant) d'une réflexion de surface océanique (glitter très polarisé) pour un angle zénithal solaire de 45 degrés, la correction permet d'atteindre une précision relative meilleure que 0.5%) et d'autant meilleure que l'angle zénithal solaire sera faible.

L'interpolation à un seul paramètre proposée ici, doit être applicable aux deux paramètres Q et U qui interviennent simultanément dans la formulation de la réponse instrumentale tenant compte de la sensibilité des détecteurs à l'état de polarisation. Ce dernier point devra faire l'objet d'une étude spécifique.

Les algorithmes présentés ici sont intégrés dans le cadre opérationnel de la chaîne de traitement des données du simulateur aéroporté développé au LOA.

Les données acquises au cours des différentes campagnes POLDER ont été systématiquement inversées. Nous allons, dans la suite, aborder l'*analyse physique* des mesures POLDER, en nous intéressant plus particulièrement aux *observations en lumière polarisée* acquises au cours des différentes campagnes de mesures.

Chapitre IV

OBSERVATIONS EN LUMIERE POLARISEE

Chapitre IV : Observations en lumière polarisée.

Introduction	70
IV-1 Observations des aérosols troposphériques.....	71
IV-1-1 Observations des aérosols au-dessus des surfaces océaniques.	71
1- Mise en évidence théorique de l'intérêt de la polarisation.	
2- Le principe de l'inversion.	
3- Applications aux mesures POLDER/MEDIMAR et RACER.	
IV-1-2 Observations des aérosols au-dessus des surfaces.. émergées.	80
1- Observations au-dessus des terres émergées.	
2- Observations au-dessus des zones enneigées.	
IV-2 Observations des nuages.....	85
IV-2-1 Observations des nuages en polarisation-Altimétrie.	85
1- Données disponibles.	
2- Traitements appliqués aux données.	
3- Signature des nuages en polarisation .	
4- Premiers essais d'altimétrie à partir de la polarisation moléculaire.	
IV-2-2 Discrimination Neige-Nuage à l'aide de la..... polarisation.	94
IV-3 Conclusions.....	99

Introduction.

Après avoir décrit les principes physiques et instrumentaux, élaboré un protocole d'étalonnage en laboratoire et mis au point les procédures nécessaires à l'inversion des mesures, nous allons aborder dans ce chapitre l'étude de quelques scènes types observées au cours des différentes campagnes aéroportées.

L'ensemble de ces campagnes du simulateur aéroporté couvre la plupart des thèmes scientifiques de la mission POLDER.

Observations des aérosols troposphériques au-dessus des terres émergées (La Crau) et des surfaces océaniques (Campagnes MEDIMAR, RACER (Research on Antarctic Coastal Ecosystem Rates)); Observations des propriétés de surfaces continentales et océaniques et enfin observations des nuages (campagnes CLEOPATRA et ASTEX (Atlantic Strato-cumulus Transition EXperiment)).

Dans ce chapitre de synthèse, notre objectif est de montrer l'apport de la polarisation au niveau des différents objectifs de la mission.

Dans la première partie, nous nous intéresserons à la détection des aérosols au-dessus de l'océan, puis au-dessus des terres émergées (continentales et polaires). Nous avons profité du survol de surfaces enneigées pour faire une étude sur la signature en polarisation de la neige.

Dans la seconde partie, nous avons utilisé les observations de scènes nuageuses pour étudier la signature en polarisation des nuages, ainsi que la possibilité de faire de l'altimétrie des nuages à partir de la mesure de la polarisation générée par la diffusion moléculaire dans le canal à 450 nm.

A l'issue de ces deux premières études, on a pu constater que neige et nuage avaient des signatures en polarisation très différentes. Cette différence semble pouvoir être mise à profit pour distinguer les nuages de la neige dans le domaine visible.

IV-1 Observation des aérosols troposphériques.

Le programme IGBP (International Geosphere Biosphere Program) a identifié le cycle biogéochimique des aérosols troposphériques comme objet d'étude, en insistant notamment sur la génération de ces aérosols depuis la surface, leur soulèvement et leur transport, ainsi que l'interaction de leur cycle biogéochimique avec d'autres cycles. Grâce à ses capacités d'analyse *directionnelle* et *polarisée*, POLDER devrait permettre une amélioration sensible des connaissances sur les propriétés et le cycle des aérosols.

D'autres expériences futures telles que SeaWiFS, MODIS, MERIS (Multiplicité des bandes spectrales) permettront d'obtenir la dépendance spectrale des aérosols troposphériques. POLDER, en conjuguant *directionnalité* et *polarisation*, doit permettre une détermination complète des propriétés optiques des aérosols (épaisseur optique, fonction de phase de diffusion). La connaissance de ces propriétés optiques doit permettre d'accéder aux propriétés physico-chimiques (type, granulométrie et masse en suspension).

IV-1-1 Observations des aérosols au-dessus des surfaces océaniques.

Les principaux aérosols observables au-dessus des océans sont les aérosols d'origine désertique dans leur transport, et les aérosols d'origine maritime.

Les aérosols d'origine désertique proviennent essentiellement de l'érosion éolienne dans les régions arides et semi-arides. Ils ont un impact radiatif.

Les aérosols d'origine maritime peuvent être de deux sortes, les DMS (DiMéthylSulfide) résultant de processus chimiques ou les aérosols de type déferlement (transport de l'humidité et noyaux de nucléation) résultant de processus mécaniques. Ils ont un impact géochimique.

Dans un premier temps, nous allons, à l'aide de quelques simulations simples, illustrer l'intérêt de la polarisation. Les campagnes POLDER/MEDIMAR et POLDER/RACER vont nous permettre dans une seconde étape, une pré-validation des concepts scientifiques en jeu.

1) Mise en évidence théorique de l'intérêt de mesurer la polarisation.

Dans le proche infra-rouge (850 nm) le rayonnement solaire est complètement absorbé par les molécules d'eau de l'océan qui peut donc être assimilé à une surface de réflectance nulle (aux termes d'écume et de rediffusion du glitter près). Par conséquent dans le proche infra-rouge, le rayonnement observé au-dessus de l'océan par un capteur est caractéristique de la couche d'atmosphère (essentiellement les aérosols) présente entre la surface et le capteur. Schématiquement, la réflectance mesurée peut être modélisée sous la forme

$$\rho = t_g (\rho_m + \rho_a) \quad (IV-1)$$

$$\text{où} \quad \rho_a = \frac{p_a(\Theta) \delta_a}{4 \mu_v \mu_s} \quad \text{et} \quad \rho_m = \frac{p_m(\Theta) \delta_m}{4 \mu_v \mu_s} \quad (IV-2)$$

La fonction de phase p_a des aérosols est calculée à partir de la théorie de Mie, pour un indice de réfraction et une granulométrie donnés.

δ_m et δ_a sont les épaisseurs optiques moléculaire et aérosols définies par

$$\delta_m^\lambda = \int_0^\infty k_\lambda^m N_m(z) dz \quad \text{et} \quad \delta_a^\lambda = \int_0^\infty k_\lambda^a N_a(z) dz$$

où k_m et k_a sont les sections efficaces d'extinction des molécules et des aérosols et N_m et N_a le nombre de diffusants correspondants entre z et $z + dz$.

A 850 nm, la contribution de la diffusion moléculaire est très faible et pratiquement seuls les aérosols interagissent avec le rayonnement solaire. La connaissance a priori de la fonction de phase (indice de réfraction et granulométrie connus) permettrait alors d'accéder à l'épaisseur optique aérosols δ_a (caractérisant l'abondance en particules). Pour illustrer de façon simple l'intérêt de mesurer l'état de polarisation du rayonnement, nous avons simulé la réflectance, pour deux types d'aérosols différents (indices de réfraction 1.33 (type océanique) et 1.50 (type continental)), à l'aide du code des ordres successifs de diffusion pour une vitesse de vent (*réflexion* de surface) et une hauteur solaire données. Pour ces deux types d'aérosols, les abondances δ_a ont été ajustées afin que la réflectance et sa dépendance spectrale soient identiques dans le domaine spectral d'observation. Les figures IV-1 et IV-2 montrent que les deux types de particules ne peuvent être

distingués par la réflectance totale, mais se différencient par le taux de polarisation en rétrodiffusion (hors de la tache de réflexion spéculaire).

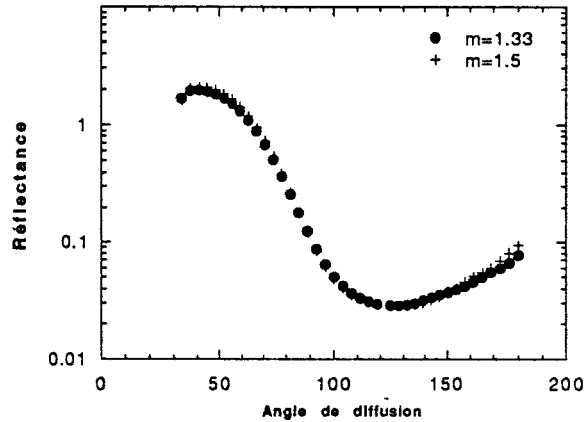


Figure IV-1 : Simulation de la réflectance atmosphérique de deux types d'aérosols (indices de réfraction 1.33 et 1.50 dans le plan principal solaire).

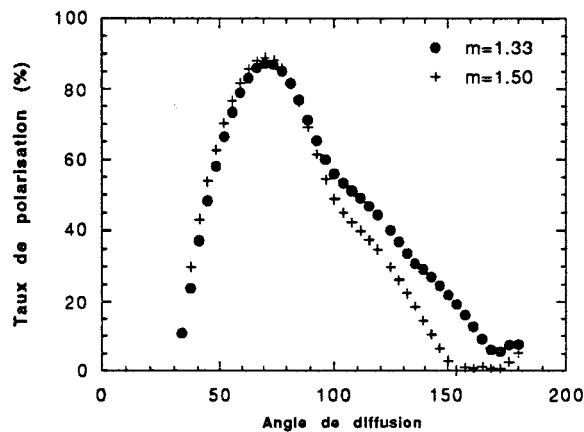


Figure IV-2 : Simulation du taux de polarisation de deux types d'aérosols (indices de réfraction 1.33 et 1.50 dans le plan principal solaire).

La mesure de la polarisation permet donc de lever l'indétermination, car la polarisation de la lumière lors de sa diffusion par les aérosols est particulièrement sensible aux caractéristiques micro-physiques (taille et indice de réfraction) de ces derniers. La polarisation devrait permettre de réduire considérablement l'ensemble des solutions possibles.

2) Le principe de l'inversion.

Notre objectif est d'étudier la possibilité de caractériser complètement les propriétés micro-physiques (m , $n(r)$) et optique (δ_a) à l'aide des seules

mesures POLDER. Nous allons exploiter toutes les informations fournies par l'instrument (réflectances totales à 670 nm et 850 nm, état de polarisation dans le canal à 850 nm).

La première information que l'on cherche à obtenir est la dépendance spectrale des aérosols. On suppose que la dépendance spectrale de ces derniers est supposée suivre une loi en $\lambda^{-\alpha}$, (δ_a proportionnelle à $\lambda^{-\alpha}$) où α est à déterminer.

On va utiliser les deux canaux 670 et 850 nm, pour lesquels le signal mesuré provient essentiellement de l'atmosphère (aérosols et molécules), la contribution moléculaire y est relativement faible ainsi que le couplage aérosols-molécules (Deschamps et al, 1983). Le coefficient α appelé coefficient d'Angström (Angström, 1961) sera donc calculé à l'aide de la relation (IV-3) après correction de la transmission gazeuse t_g (vapeur d'eau) et de la contribution moléculaire ρ^m

$$\alpha = - \frac{1}{\log \left(\frac{670}{850} \right)} \log \left(\frac{\frac{\rho_{670}}{t_{g670}} - \rho_{670}^m}{\frac{\rho_{850}}{t_{g850}} - \rho_{850}^m} \right) \quad (IV-3)$$

Ce coefficient nous donne une information qualitative sur la dimension moyenne des particules. La dépendance spectrale des aérosols dépend directement de la distribution en taille des particules (granulométrie) ainsi que de leur indice de réfraction. Plus les particules ont un rayon moyen petit plus l'effet spectral est important.

La vitesse du vent intervient également au niveau de la contribution de la réflexion de surface rediffusée par l'atmosphère (terme de couplage dépendant très peu de la vitesse du vent). Un ordre de grandeur de la vitesse du vent peut être déduit de la réflectance sur le point spéculaire par comparaison à des simulations utilisant le modèle de Cox et Munk (Cox et Munk, 1954).

La méthode d'inversion repose sur la comparaison entre mesures et simulations réalisées pour un ensemble de modèles (granulométrie, indice) et d'épaisseurs optiques (grilles de modèles précalculés). La connaissance de α permet de réduire, pour chaque indice de réfraction, le nombre de granulométries $n(r)$ à considérer.

La comparaison mesures (réflectance et polarisation à 850 nm) et simulations permet alors de retrouver la granulométrie, l'indice et l'épaisseur

optique aérosols. Dans la pratique, sur les observations dont on dispose (MEDIMAR et RACER), la démarche a été simplifiée, l'algorithme d'inversion n'étant ni opérationnel, ni validé.

3) Application aux mesures POLDER/ MEDIMAR et RACER.

Campagne MEDIMAR

La campagne MEDIMAR s'est déroulée du 29 mars au 04 avril 1991 en Méditerranée. Chaque jour, POLDER a effectué un vol d'environ 15 minutes, soit près de 90 km, sur un axe Est-Ouest invariant. Parallèlement des mesures photométriques ont eu lieu sur la côte et sur un bateau océanographique (Suroît) survolé systématiquement par POLDER au cours de sa radiale Est-Ouest.

a) Variabilité des conditions de turbidité atmosphérique rencontrées.

Les épaisseurs optiques déterminées à partir des mesures photométriques réalisées sur le bateau (Devaux et al, 1991) fournissent une information sur leur dépendance spectrale par l'intermédiaire du coefficient d'Angström. Les conditions de turbidité rencontrées sont assez peu variables sauf une journée de ciel très clair après le passage d'une perturbation (04/04/91).

Nous avons, pour 3 journées, le 31/03, le 02/04 et le 04/04 représenté sur la figure IV-3 la réflectance mesurée par POLDER pour des angles de diffusion compris entre 140 et 180 degrés, c'est à dire dans une partie de l'image où l'information provient essentiellement de l'atmosphère (planche IV-1). La grandeur représentée est le produit de la réflectance par le cosinus de l'angle de visée, ce qui permet diminuer la dispersion des mesures due au mélange des géométries de visées.

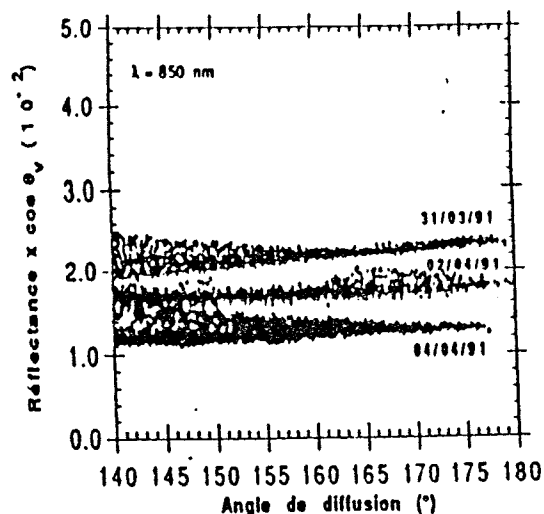
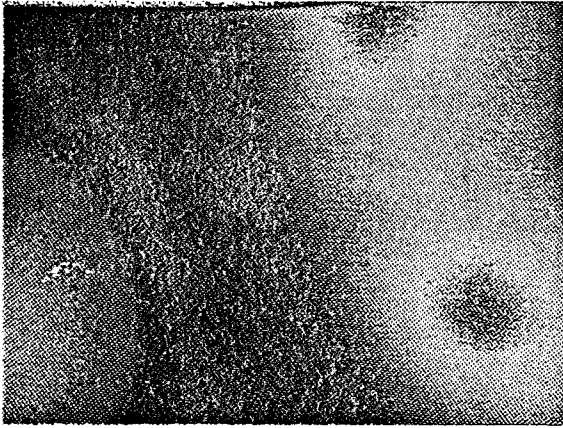


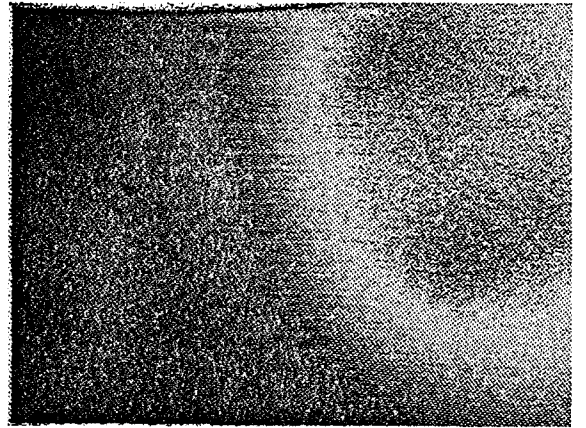
Figure IV-3: Variabilité atmosphérique observée par POLDER.

(Réflectance totale corrigée du facteur $\cos(\theta_v)$)

Planche IV-1



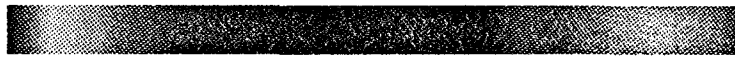
850 NM



450 NM

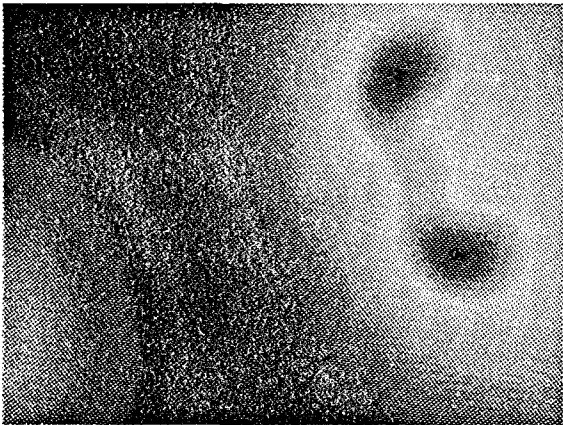
MEASUREMENTS

POLARIZATION RATE

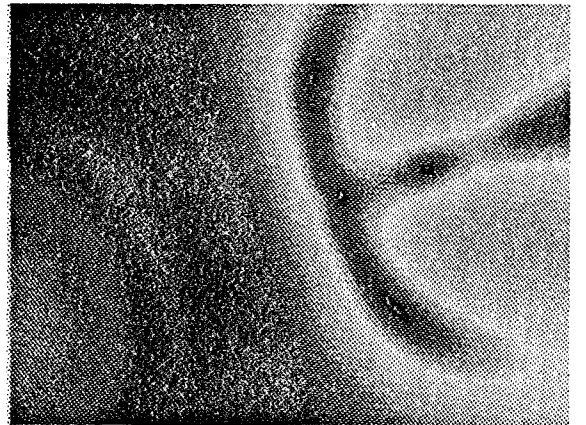


P = 0 %

P = 100 %



M = 1.33



M = 1.50

SIMULATIONS 850 NM

Pour ces mêmes journées et pour les heures correspondantes, nous avons reporté dans le tableau IV-1 les épaisseurs optiques mesurées avec le photomètre, ainsi que le coefficient d'Angström correspondant.

	δ_a^{450}	δ_a^{650}	δ_a^{850}	α
31/03/91 $\theta_s = 45.5$	0.355	0.22	0.14	1.45
02/04/91 $\theta_s = 39.8$	0.355	0.20	0.135	1.50
04/04/91 $\theta_s = 42.5$	0.13	0.10	0.07	0.97

Tableau IV-1: Epaisseurs optiques mesurées au bateau et coefficients d'Angström correspondants.

Les mesures photométriques semblent indiquer des conditions de turbidité atmosphérique très similaires pour le 31 mars et le 02 avril (mêmes épaisseurs optiques), or les réflectances à 850 nm observées par POLDER (figure IV-3), sont distinctes, ce qui semble contradictoire avec les mesures d'épaisseur optique correspondantes. Les niveaux de réflectance sur le point spéculaire indiquent que la vitesse de vent est plus élevée le 31 que le 02. La présence d'écume (liée à l'agitation de la surface par le vent) pourrait expliquer la différence entre les deux courbes ($\Delta\rho=0.006$). En effet à partir du modèle d'écume de Koepke (1984), pour une vitesse de vent de 12 m/s, on prévoit une réflectance d'environ 0.005 due à l'écume.

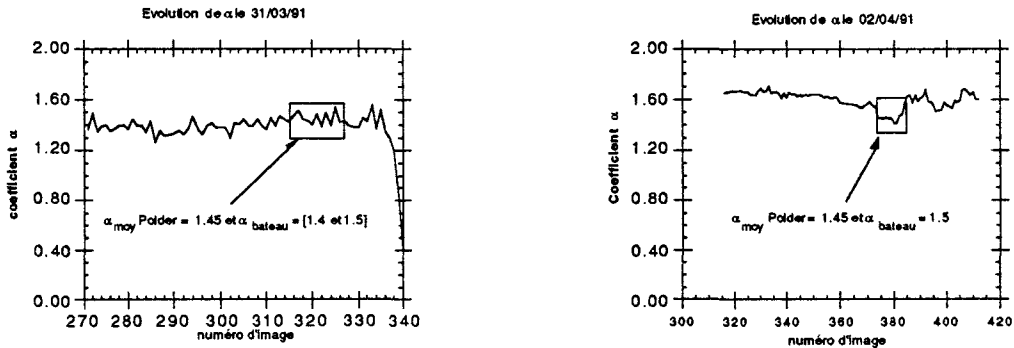
La journée du 04 avril 1991 est très claire, comme l'indique les épaisseurs optiques. Corrélativement le niveau de réflectance mesurée est nettement plus faible que les jours précédents.

Les niveaux de réflectance mesurée par POLDER, dans le canal à 850 nm, semblent assez bien corrélés avec les mesures d'épaisseur optique, ce qui tend à démontrer sa capacité à détecter les variations d'abondance en aérosols. Il reste à voir maintenant avec quelle précision, on peut espérer déterminer la dépendance spectrale des aérosols à partir de l'imagerie POLDER.

b) Détermination du coefficient d'Angström à partir des mesures POLDER.

Nous nous proposons maintenant de déterminer la dépendance spectrale de l'épaisseur optique des aérosols à partir de l'imagerie POLDER, dans des géométries d'observation abritées du glitter. A partir des mesures dans les

canaux à 670 et 850 nm, où la mer peut être considérée comme noire, on a estimé le coefficient α pour les 3 jours correspondants. On a représenté l'évolution de α en fonction du point de la radiale survolé (figures IV-4 et IV-5).



Figures IV-4 et IV-5 : Evolution spatiale du coefficient d'Angström sur la radiale POLDER pour le 31 mars et le 02 avril.

La comparaison avec les mesures photométriques est très satisfaisante pour les journées du 31 et du 02. Elle l'est moins pour le 04 (1.2 au lieu de 0.97). Les écarts sont principalement imputables à la variation spectrale de la fonction de phase des aérosols entre 670 et 850 nm, à l'éventuelle contamination du canal 670 nm par de la matière en suspension et dans une moindre mesure sans doute par la contribution de l'écume spectralement neutre.

L'estimation de α à partir de l'imagerie POLDER semble, malgré la simplicité de la méthode utilisée, assez fiable ici (α à ± 0.1). Une bonne détermination de ce coefficient est importante, car elle permet de réduire notablement le nombre de modèles à considérer dans la procédure d'inversion.

c) Estimation du modèle d'aérosol.

Pour estimer le modèle d'aérosols, nous allons *supposer connue* l'épaisseur optique δ_a , soit 0.13 à 850 nm (mesure photométrique), pour la journée du 02/04/91. On choisit de représenter la distribution en taille des particules, $n(r)$, à l'aide d'une loi log-normale à deux paramètres (r_0 et σ) où r_0 est le rayon moyen et σ la dispersion autour de ce rayon moyen :

$$\frac{dn}{d \log r} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \log \sigma} \exp \left[- \left(\frac{(\log r - \log r_0)^2}{2 (\log \sigma)^2} \right) \right] \quad (\text{IV-4})$$

On limitera la recherche à 2 indices de réfraction $m=1.33$ (type maritime) et $m=1.50$ (type continental).

La théorie de Mie permet de calculer, à partir des paramètres micro-physiques (r_0 et σ) et d'un indice de réfraction, les paramètres optiques correspondant :

- fonction de phase $p_a(\Theta)$ et fonction de phase en polarisation $q_a(\Theta)$.
- coefficient d'Angström à partir du rapport des sections efficaces d'extinction à deux longueurs d'onde.

Au coefficient α déterminé à partir de l'imagerie POLDER correspond un ensemble de triplets (r_0 , σ , m) donnant un coefficient d'Angström proche de α à $\Delta\alpha$ près. Les premières simulations en polarisation indiquent que la mesure correspond plutôt à un indice 1.33, compte tenu de la position des minima de polarisation de part et d'autre du plan solaire (planche IV-4). La connaissance de l'épaisseur optique aérosol à 850 nm, de la vitesse du vent, du coefficient d'Angström, de l'indice de réfraction permet de retenir une classe de modèles dont les propriétés optiques restent proches. On retient un modèle moyen qui se trouve au milieu de la classe.

On constate que la position des minima de polarisation n'est pas parfaitement restituée. Cependant la comparaison avec l'indice 1.50, conduit à privilégier l'hypothèse de l'indice $m=1.33$.

Campagne RACER.

Une autre campagne POLDER organisée en Antarctique (RACER, décembre 1991) a permis le survol de zones océaniques (détroit de Gerlache) à environ 3500 m d'altitude. Nous avons fait le même type d'analyse que précédemment, en essayant cette fois, de déterminer l'épaisseur optique aérosol à 850 nm à partir des seules mesures POLDER (communication à Antarctic Journal of United States jointe en annexe 6).

Comme précédemment, la vitesse du vent a été estimée sur le point spéculaire à 850 nm. Le coefficient d'Angström obtenu est 0.45, ce qui caractérise plutôt des grosses particules (faible dépendance spectrale). Sur l'image en taux de polarisation, la présence caractéristique des deux zéros de polarisation symétriques par rapport au plan solaire indique plutôt un indice $m=1.33$. A l'aide de l'indice et du coefficient d'Angström, on déduit de la théorie de Mie la granulométrie moyenne ($r_0 = 0.3 \mu\text{m}$, et $\log \sigma = 0.40$).

Ensuite, par approximations successives, on a déterminé l'épaisseur optique δ_a qui permet de retrouver le niveau de réflectance mesuré à 850 nm. L'épaisseur optique restituant au mieux la mesure est proche de 0.1. Des mesures photométriques simultanées (Panouse et al, 1991) semblent indiquer la présence d'aérosols de faible dépendance spectrale, mais d'épaisseur optique 0.2 à 850 nm, soit un écart absolu de 0.1. Les mesures photométriques englobent toute l'atmosphère (troposphère + stratosphère), alors que POLDER n'est situé qu'à 3500 m. L'éruption en juin 1991 du volcan Pinatubo (Philippines) a rejeté une masse considérable de poussières dans la stratosphère. Pour les latitudes correspondantes, l'épaisseur optique à 1 μm fournie par le satellite SAGE II (Brogniez.C, Lenoble.J communication personnelle) est environ 0.06 pour la couche d'atmosphère comprise entre 17 km et le sommet de l'atmosphère, ce qui rend plausible une épaisseur optique de 0.1 pour toute la stratosphère à 850 nm. Cet écart pourrait expliquer la différence entre mesure photométrique et l'estimation POLDER. Cependant la dépendance spectrale déduite des observations photométriques ne correspond pas à celle mesurée par SAGE.

Des progrès restent à faire dans la compréhension des mesures en polarisation et dans la systématisation de l'inversion des propriétés des aérosols. Mais, ces premiers résultats montrent que la mesure de la polarisation permet de préciser la nature des aérosols et en particulier leur indice de réfraction.

IV-1-2 Observations des aérosols au-dessus des surfaces émergées.

Au-dessus des surfaces terrestres émergées, les instruments spatiaux actuels ne permettent pas de caractériser précisément les aérosols dont le signal est mélangé de manière ambiguë avec le rayonnement provenant de la surface. Les mesures en polarisation permettent de séparer l'information surface-atmosphère, en exploitant l'efficacité beaucoup plus grande des aérosols à générer de la lumière polarisée. La contribution des surfaces est mieux maîtrisable en polarisation qu'en réflectance. De manière générale, les polarisations de surfaces sont liées à la réflexion spéculaire. Elles sont par conséquent spectralement neutre, et principalement localisées dans la direction spéculaire (sols et couverts planophiles, Vanderbilt et al, 1985), ce qui autorise une discrimination spectrale et angulaire de la polarisation propre des aérosols. Par ailleurs, l'éclairement *diffus* de la surface et la transmission *diffuse* de l'atmosphère ne génèrent pas de lumière polarisée. *La contribution des sols s'éteint donc beaucoup plus vite dans le signal polarisée que dans le signal total.*

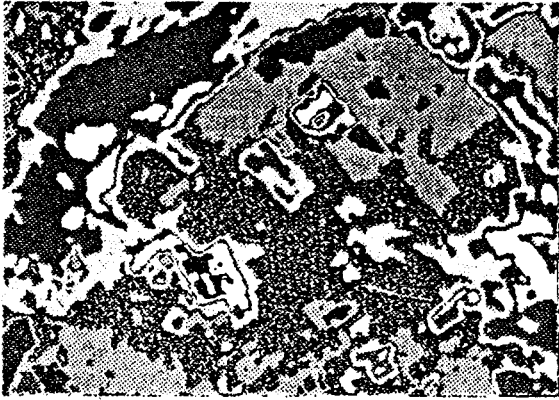
Les campagnes La Crau 1990 et RACER 1991 ont permis l'observation en polarisation du système {sol + atmosphère}. Nous nous intéresserons, dans cette partie, à la fois aux signatures en polarisation des surfaces et à la caractérisation des aérosols.

1) Observations au-dessus des terres-émergées.

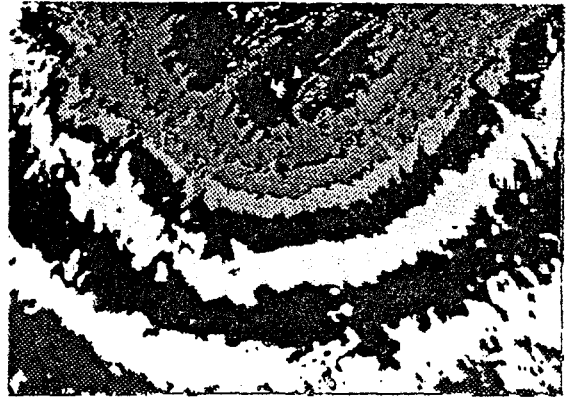
Au-dessus des surfaces terrestres, par opposition aux surfaces océaniques, les réflectances élevées observées sont peu modifiées par la présence d'aérosols. La caractérisation de ces derniers pose un problème complexe. Dans certaines conditions, elle peut être réalisée à partir de l'évolution de la structure des paysages (atténuations des contrastes induits par la présence d'aérosols, Tanré et al, 1987,88), Holben et al, 1992 ou bien dans l'infrarouge (Legrand, 1990).

Les capacités d'observations angulaires et polarisées de POLDER doivent permettre de résoudre ce problème de façon satisfaisante. La connaissance de l'état de polarisation du rayonnement rediffusé permet de caractériser complètement les aérosols (granulométrie, indice de réfraction et abondance). Des mesures acquises au-dessus du site de La Crau, en France, ont apporté un début de validation à cette méthode d'inversion (Deuzé et al, 1992).

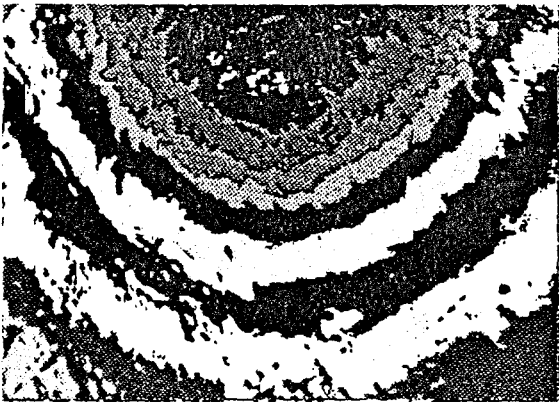
Planche IV-2



Reflectance 650 nm



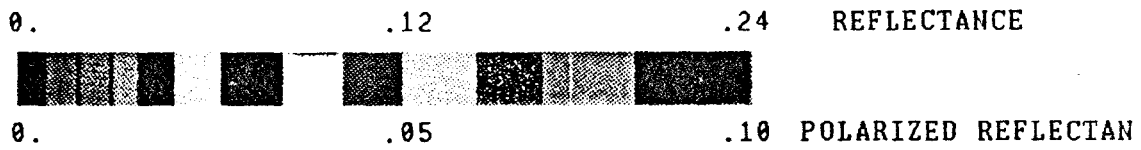
Rpol 650 nm



Rpol 550 nm



Rpol 850 nm



Sur la planche IV-2, on a représenté une image en réflectance totale et les images en réflectance polarisée à 550, 650 et 850 nm.

On peut constater que l'image en polarisation dépourvue de contraste apporte une information presque exclusivement caractéristique de l'atmosphère. En comparant l'information en lumière polarisée au signal correspondant à une atmosphère purement moléculaire, on voit que la lumière polarisée apporte bien une information spécifique sur les aérosols dont on peut, en principe, déduire l'abondance et peut être la dimension et l'indice de réfraction des aérosols (figure IV-6).

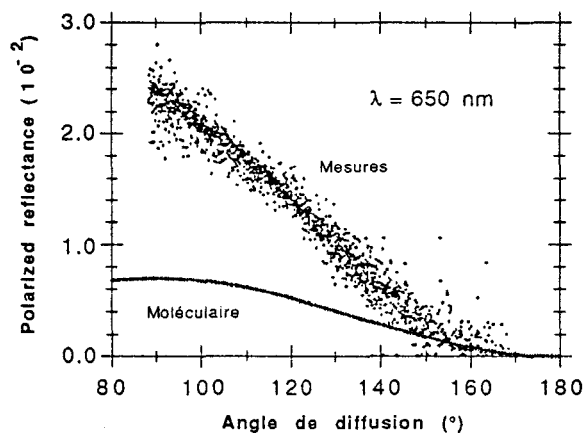


Figure IV-6: Réflectance polarisée à 650 nm (mesures et simulation pour une atmosphère purement moléculaire) multipliée par $\cos(\theta_v)$.

2) Observations au-dessus des zones enneigées

La neige et la glace jouent un rôle important dans le bilan radiatif terrestre, car leur surface, très réfléchissante, renvoie une grande partie du rayonnement solaire qu'elle reçoit.

La campagne RACER 1991 nous a fourni pour la première fois, l'opportunité d'étudier le système {atmosphère-neige} en polarisation. Notre objectif premier était d'étudier la polarisation de la neige. L'atmosphère, milieu intermédiaire, perturbe toujours l'observation des surfaces, même dans le cas d'observations dans des régions polaires très peu polluées, où notre étude semble mettre en évidence la présence d'aérosols (communication à Antarctic Journal of United States, 1992, jointe en annexe 4).

Nous nous sommes limités à l'étude d'une scène de neige acquise au cours de la journée du 28 décembre 1991 à proximité du détroit de Gerlache,

non loin du site sur lequel nous avons détecté la présence d'aérosols (paragraphe précédent).

Compte tenue de l'homogénéité de la cible, une seule image POLDER permet de déterminer la *signature directionnelle* de la cible. L'étude a permis de vérifier le caractère lambertien de la cible (figure IV-7), déjà mis en évidence par de nombreuses mesures (Dirnhirn and Eaton, 1975).

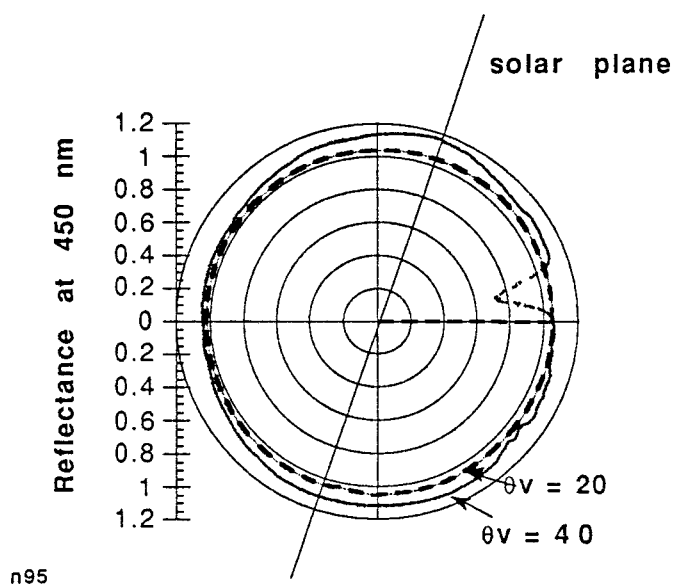


Figure IV-7 : Signature directionnelle d'un champ de neige.

La perturbation du diagramme pour $\theta_v=40$ est due à la présence d'un relief en bord d'image). Par ailleurs la *signature spectrale* observée (450, 500, 570, 670 et 850 nm) est tout à fait caractéristique de la neige (Grenfell et al, 1984), (Warren and Wiscombe 1980) avec une décroissance importante de la réflectance du visible au proche infra-rouge (absorption par la glace et par l'eau)

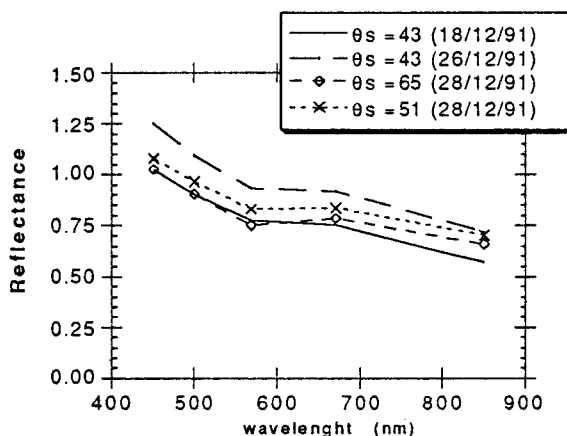


Figure IV-8: Signature spectrale de 4 champs de neige pour $\theta_v = 0^\circ$.

La configuration instrumentale permettait la *mesure de la polarisation* à 450 et 850 nm. Pour étudier la polarisation générée par la neige, seul le canal à 850 nm est utilisable, car le canal à 450 nm est perturbé par la diffusion moléculaire.

Mais la présence éventuelle d'aérosols peut également compliquer l'étude de la polarisation des surfaces, d'autant plus que la polarisation de la neige doit être relativement faible (Egan et al, 1985; Deuzé et al, 1987; Roger et al, 1992). L'observation du taux de polarisation à 850 nm, pour un angle de diffusion supérieur à 150 degrés (afin de minimiser la contribution aérosols), donne un taux de polarisation très faible de l'ordre de 1 à 2 % (précision de mesure de POLDER). La signature angulaire de la réflectance polarisée mesurée à 450 nm comparée à celle d'une atmosphère purement moléculaire (PMA), laisse supposer la présence d'aérosols (figure IV-9).

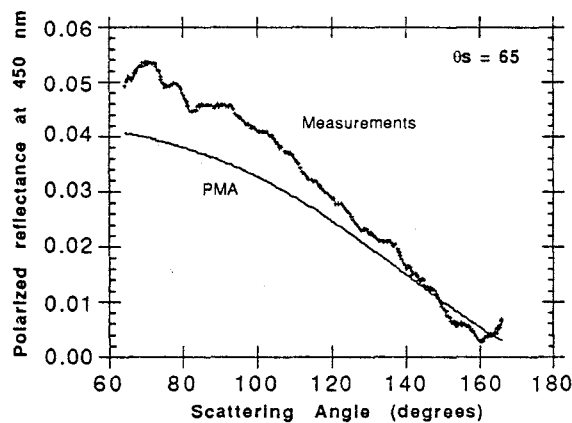


Figure IV-9: Réflectance polarisée générée par le système {neige-atmosphère} à 450 nm.

La polarisation de la neige apparaît donc faible (intérêt pour l'étalonnage en vol des capteurs à large champ, type POLDER) et on verra que ceci devrait permettre de distinguer la neige des nuages). La polarisation permet également de mettre en évidence la présence d'aérosols au-dessus de zones couvertes de neige (écart entre mesure et cas moléculaire), et donc d'étendre cette détection que la méthode de dégradation de contrastes entre eau et glace/neige permet de réaliser dans des conditions particulières (Kergomard et Tanré, 1989).

IV-2 Observation des nuages.

Pour mieux comprendre et quantifier les relations entre les nuages et le climat, la connaissance de la répartition tridimensionnelle des nuages (localisation, épaisseur, altitude), de la fraction de nébulosité et de leurs propriétés (épaisseur optique, fonction de phase et diagramme directionnel) à l'échelle planétaire est indispensable.

Le concept instrumental POLDER (directionnalité et polarisation) doit contribuer de façon significative aux grands programmes internationaux en cours, PMRC (Programmes Mondial de Recherches sur le Climat) et GEWEX (Global Energy and Water cycle Experiment).

Les campagnes thématiques "*Nuage*" du simulateur aéroporté POLDER ont pour objectif la mise au point et la validation des méthodes permettant d'obtenir les paramètres nécessaires à une modélisation plus réaliste des nuages et de leurs impacts climatiques.

Notre objectif consiste à étudier l'apport de la polarisation pour retrouver l'altitude du sommet des nuages (complémentaire à la méthode par absorption différentielle dans la bande de l'oxygène), ainsi que pour identifier la phase des nuages. Ces deux derniers aspects vont être développés.

Dans une première partie, nous présenterons les principaux résultats d'observations en polarisation de systèmes nuageux, qui font l'objet d'une publication soumise à IEEE.

Dans une deuxième partie, nous montrerons que la lumière polarisée permet de discriminer les cibles neige et nuage qui présentent des signatures spectrale et directionnelle assez semblables (communication à Antarctic Journal of United States, jointe en annexe 5).

IV-2-1 Observation des nuages en polarisation - Altimétrie des nuages.

On sait que pour évaluer correctement l'effet des nuages sur le bilan radiatif, il faut être capable de distinguer les nuages hauts et les nuages bas, qui produisent un refroidissement radiatif infra-rouge très différent. L'altitude du sommet du nuage est traditionnellement déterminée en radiométrie infra-rouge. POLDER doit permettre d'estimer l'altitude des nuages, soit à partir du rapport des réflectances observées dans un canal étroit et un canal large

centrés sur la bande d'absorption de l'oxygène à 763 nm (Fischer et al, 1991), soit à partir de la polarisation de la diffusion moléculaire à 443 nm.

La polarisation mesurée par POLDER dans le canal proche infra-rouge (850nm), pourrait permettre d'identifier la phase du nuage (eau liquide ou glace). La détection des cirrus depuis l'espace est difficile en raison du caractère souvent semi transparent de ces nuages. POLDER devrait aider à leur identification, en permettant de différencier les phases eau et glace par leur signature en polarisation. Qualitativement, elle repose sur le fait que les cristaux de glace ne doivent plus présenter la signature caractéristique des gouttes d'eau sphériques, pour lesquelles la lumière diffusée dans la direction de l'arc-en-ciel est très polarisée car elle correspond à une réflexion totale à l'intérieur de la goutte. Cette possibilité de caractérisation de la phase des nuages a été mise en évidence expérimentalement par Hansen à partir de vols avion (Hansen et al, 1972) et partiellement confirmée par des vols ballon (Deuzé et al, 1989).

Depuis 1989, plusieurs campagnes POLDER ont été réalisées sur le thème "Nuage" (Cléopatra, Astex) dans le cadre du programme EUCREX. Malheureusement, elles n'ont pas donné l'occasion d'observer des cirrus. Mais une première étude a permis de mesurer la polarisation générée par des nuages en phase liquide, ainsi que d'estimer leur pression de sommet. Nous allons en résumer les principaux résultats.

1) Données disponibles.

Les premières mesures sur les nuages réellement exploitables, ont été acquises durant la campagne Cléopatra qui s'est déroulée du 16 au 21 octobre 1991 en Allemagne. Pour notre étude nous avons sélectionné des scènes acquises le 18 (couverture nuageuse bien continue culminant vers 4 km, survolée à un seul niveau 11km) et le 21 (couche nuageuse bien uniforme), dont le sommet se situait entre 3.5 et 4 km a été survolé à 4, 7.2 et 11 km. Nous avons également observé quelques signatures typiques sur des images acquises pendant la campagne Astex 1992 aux Açores.

2) Traitements appliqués aux données

Il est nécessaire de préciser ici les problèmes de renavigation d'images rencontrés avec les observations nuageuses, où l'hétérogénéité des nuages, qui se manifeste à l'échelle de quelques pixels, nécessite une superposition

soigneuse des voies polarisées, sans laquelle l'information sur l'état de polarisation est fortement dégradée.

Dans le cas des observations de surface ce problème a été résolu, à l'aide de la connaissance des paramètres de vols de l'avion et de la possibilité d'utiliser des amers bien identifiés au sol. Sur les nuages, la même méthode n'est pas utilisable (pas d'amers, nuage en mouvement). Une méthode de recalage par *minimisation des contrastes* a été mise au point. La précision du recalage est de l'ordre du pixel.

Les deux canaux polarisés ont donc été corrigés radiométriquement (Chapitre III) et géométriquement comme indiqué ci-dessus. Les mesures traduites en réflectances totale et polarisée sont alors directement utilisables pour notre étude.

3) Signature des nuages en polarisation.

i- Observations

Nous avons porté notre attention sur une scène acquise le 18/10 au-dessus d'une couche d'alto-stratus. Les mesures en polarisation dans le canal à 850 nm, sont représentatives de la signature du nuage (contribution moléculaire négligeable à cette longueur d'onde). La grandeur la plus pertinente est la réflectance polarisée p_p , car elle est essentiellement générée par le nuage et dans une mince couche à proximité de son sommet. Cette grandeur est donc indépendante de la nature du sol sous le nuage, par opposition à la réflectance totale et au taux de polarisation.

Les images en réflectance totale ((a) et (b)) et polarisée ((c) et (d)) aux deux longueurs d'onde sont présentées sur la planche IV-3.

La présence du pic de l'arc-en-ciel pour $\Theta=140$ degrés atteste de la phase liquide du nuage. En dehors de cette géométrie d'observation bien particulière, la réflectance polarisée mesurée à 850 nm, faible, présente un minimum proche de zéro autour de 100 degrés d'angle de diffusion. Au contraire dans le canal à 450 nm, la polarisation d'origine moléculaire est maximale autour de 90 degrés. Toutes les informations *directionnelles* et *spectrales* de la réflectance polarisée contenues dans une séquence complète d'image, sont synthétisées sur la figure IV-10. Les réflectances polarisées à 450 et 850 nm y sont représentées en fonction de l'angle de diffusion Θ . La courbe du bas (.) représente la *signature propre du nuage*. On y observe bien le pic de l'arc-en-ciel et un minimum proche de zéro semblant indiquer un basculement du plan de polarisation de 90 degrés.

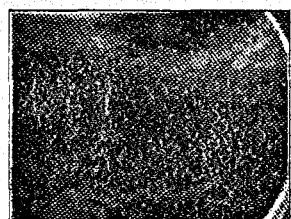
CLEOPATRA



(a) Reflectance 850 nm



(b) Reflectance 450 nm

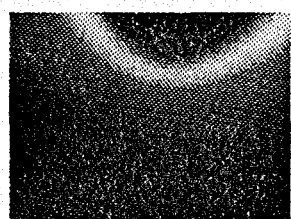


(c) 850 nm

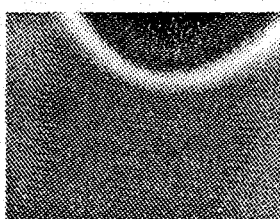


(d) 450 nm

Reflectances polarisees



(e) 850 nm

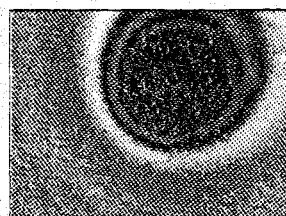
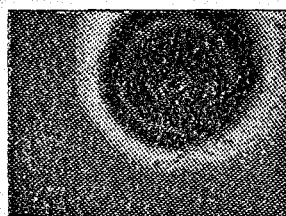
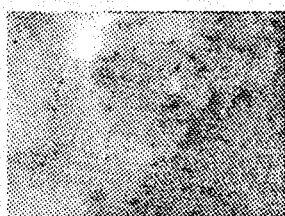


(f) 450 nm

MESURES

SIMULATIONS

ASTEX



MEDIMAR



MESURES

Reflectance 450 nm

850 nm

Reflectances polarisees

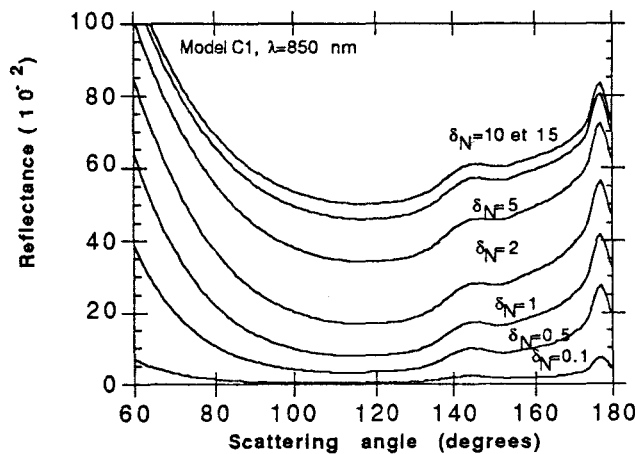
450 nm

La courbe du haut (450 nm (x)) représente la signature en polarisation du système {nuage + atmosphère}. Autour de 140 degrés, la contribution moléculaire, même à 450 nm, ne modifie presque pas l'arc-en-ciel que l'on retrouve très bien. Dans la région de 90 à 100 degrés, la polarisation du nuage étant faible, c'est essentiellement la contribution de la couche d'atmosphère moléculaire que l'on observe. Cette première analyse reste qualitative. Pour aller plus loin dans notre interprétation, nous allons, à partir de quelques simulations simples, mettre en évidence les principaux paramètres intervenant dans la formation de la quantité de lumière polarisée du nuage.

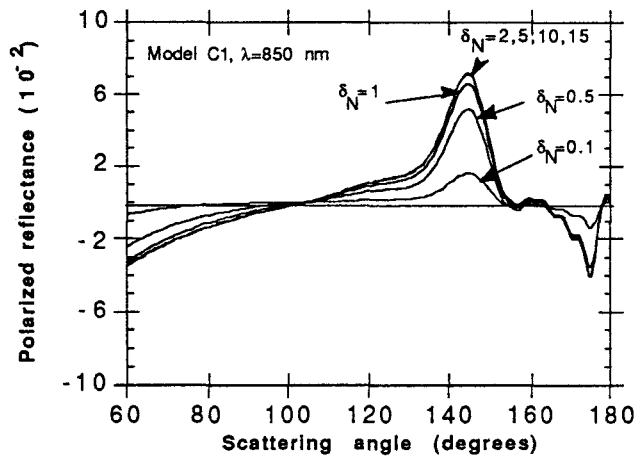
ii- Modélisation

Nous disposons d'un code de transfert radiatif utilisant la méthode des harmoniques sphériques et tenant compte de la polarisation (Garcia and Siewert, 1986). Il permet de simuler les paramètres de Stokes en sortie d'une couche plan parallèle, homogène et infinie. Ce code, bien que non parfaitement adapté à notre problème, va nous permettre de vérifier un certains nombres d'hypothèses.

Une première étude nous a permis de vérifier que la quantité de lumière polarisée (p_p) se saturait beaucoup plus vite que la réflectance totale, typiquement à partir d'une épaisseur optique de 2 (figures IV-12 et IV-13).



Figures IV-12 Saturation de la réflectance totale pour un modèle de nuage de type C1 (plan solaire, $\theta_s = 60$ degrés).



Figures IV-13 Saturation de la réflectance polarisée pour un modèle de nuage de type C1 (plan solaire, $\theta_s = 60$ degrés).

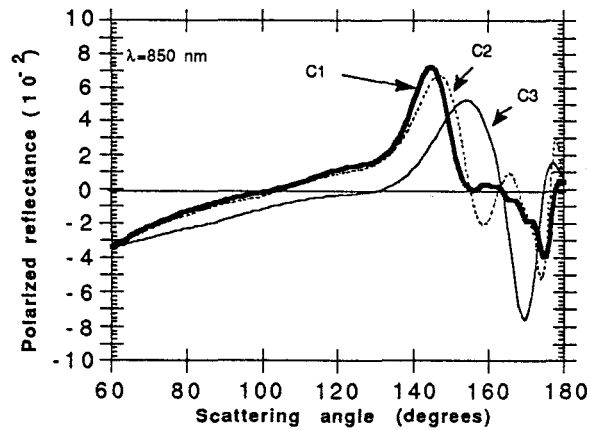
Ces résultats indiquent que la polarisation observée est essentiellement formée dans une fine couche au sommet du nuage.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la variabilité de la signature en polarisation en fonction du type de nuage. Pour cela nous avons simulé pour plusieurs granulométries type, définies dans le tableau IV-2, la réflectance polarisée pour la longueur d'onde 850 nm.

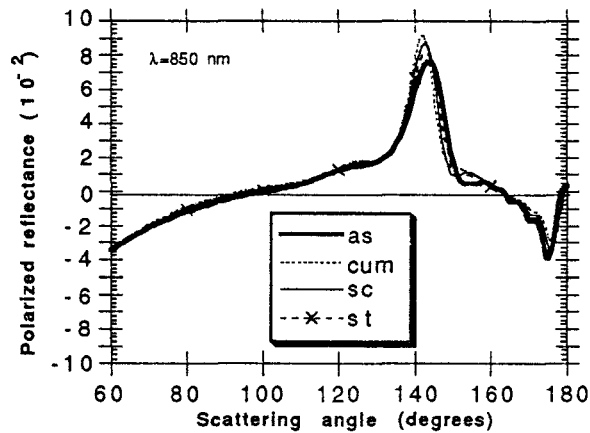
	α	b	γ	a
C1	6.0	1.5	1.0	2.37
C2	8.0	0.0415	3.0	1.08 10 ⁻²
C3	8.0	0.333	3.0	5.55
Cumulus	3.0	0.5	1.0	2.604
Altostratus	5.0	1.11	1.0	6.28
Stratocumulus	5.0	0.8	1.0	0.437
Stratus	3.0	0.667	1.0	8.24

Tableau IV-2 : Modèles de nuages utilisés ($n(r) = a r^\alpha \exp(-b r^\gamma)$, (Deirmendjian, 1954).

Les résultats sont regroupés sur les figures IV-14 et IV-15.



Figures IV-14 : Signature en polarisation pour différents modèles de nuages (représentation dans le plan solaire pour $\theta_s=60$ degrés)



Figures IIV-15 : Signature en polarisation pour différents modèles de nuages (suite).

La plupart des modèles de nuages considérés ne possèdent qu'un seul arc-en-ciel. Certains modèles (C2) présentent deux arcs. Le nombre et la position des arcs peuvent éventuellement fournir une information sur la taille des particules (Planche IV-3, images de la campagne Astex). Il en est de même pour la position du zéro de polarisation qui dépend du modèle de nuage considéré.

L'image en polarisation de la scène du 18/10/91 ne présente qu'un seul arc. A partir des données-altitudes de l'avion et du sommet du nuage approximativement connues, nous avons simulé, pour le modèle C1, les images en réflectance polarisée pour le système {nuage + atmosphère purement moléculaire}. Les images sont sur la planche IV-3 ((e) et (f)) et les

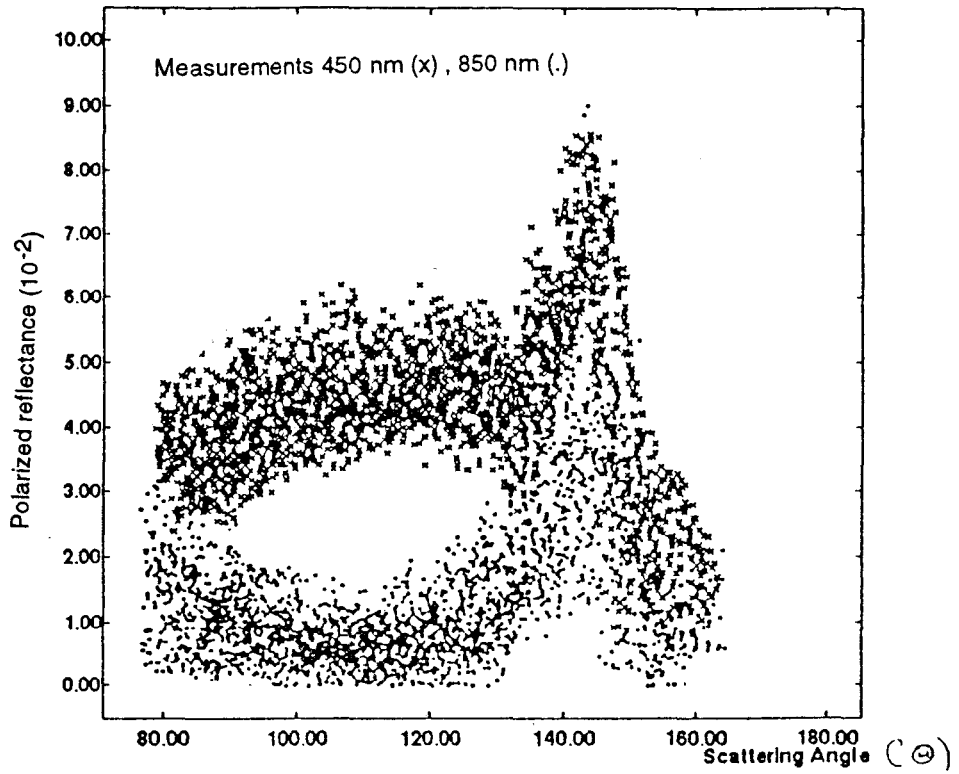


Figure IV-10 : Réflectance polarisée mesurée en fonction de l'angle de diffusion θ

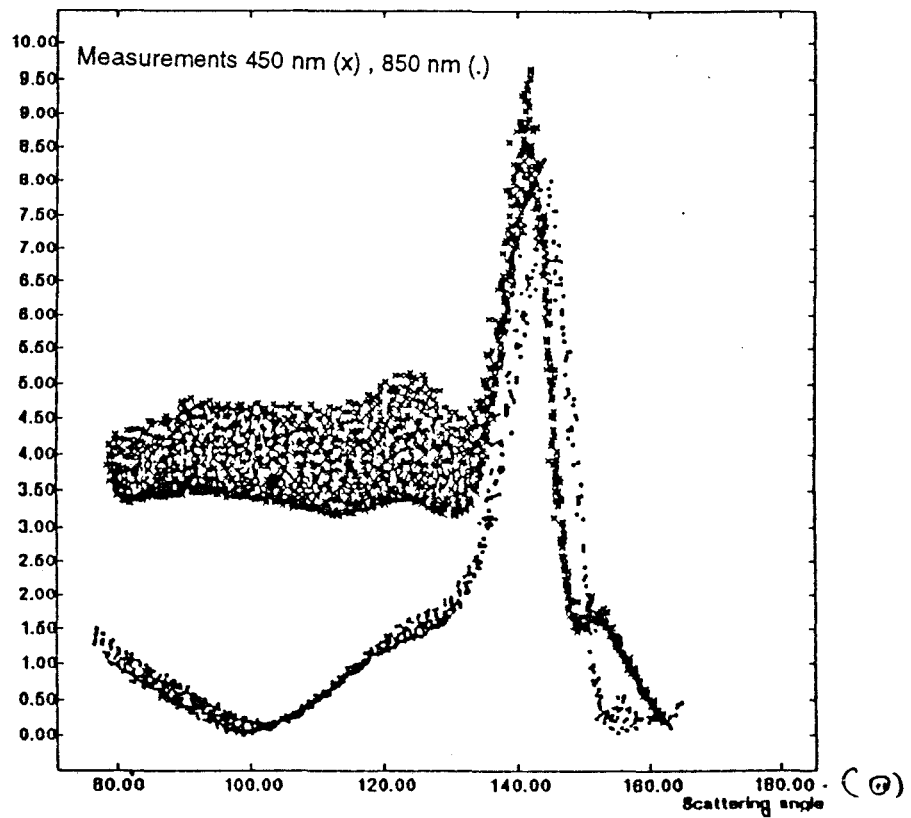


Figure IV-11 : Réflectance polarisée simulée en fonction de l'angle de diffusion θ .

courbes sur la figure IV-11. L'accord est satisfaisant en dépit de la forte dispersion des mesures à 850 nm, dont la modélisation plan parallèle ne rend évidemment pas compte.

Le dernier point étudié, important pour l'altimétrie, concerne l'effet spectral du nuage entre 450 et 850 nm. Pour fixer les ordres de grandeur, nous avons représenté dans le tableau IV-3, les réflectances polarisées pour $\Theta = 90$ degrés et pour différents modèles réalistes de nuages.

	C1	C2	C3	As	Cum	StrCum	Str
450 nm	-0.001	-0.005	0	+0.002	+0.002	0	-0.0015
850 nm	-0.004	-0.008	-0.004	-0.002	-0.002	-0.003	-0.004

Tableau IV-3 Valeur algébrique de la réflectance polarisée pour $\Theta = 90$ degrés en fonction de la longueur d'onde et du modèle de nuage.

On constate que la différence entre les deux longueurs d'onde peut être non négligeable et reste toujours de l'ordre de 0.004 en réflectance polarisée. Cette différence peut être à l'origine de biais dans l'estimation de l'altitude du sommet du nuage, comme nous allons le voir dans la suite.

4) Premiers essais d'altimétrie à partir de la diffusion moléculaire

Les mesures en polarisation autour de $\Theta=90$ degrés d'angle de diffusion (contribution moléculaire maximale) doivent permettre d'estimer la quantité de molécules comprise entre le nuage et le capteur, et par suite de remonter à la pression atmosphérique p_N du sommet du nuage ou à la différence de pression Δp entre le sommet du nuage et le capteur si ce dernier n'est pas situé hors atmosphère.

Une première approche consiste à supposer que le nuage ne polarise pas pour un Θ de 90 degrés. Dans ce cas, une mesure mono-spectrale dans un canal de courte longueur d'onde (443 nm), doit permettre de remonter à la pression.

Au cours de la journée du 21/10/91, une couche nuageuse étendue a été survolée à 3 altitudes distinctes. Nous avons représenté sur la figure IV-16, la réflectance polarisée à 450 nm, pour ces trois niveaux de vols.

On observe très bien la variation de réflectance polarisée avec l'altitude du capteur, pour des angles Θ compris entre 80 et 110 degrés. C'est sur ces mesures, que nous allons essayer d'estimer la pression au sommet du nuage. Nous déterminerons, en pratique la différence de pression Δp entre le sommet du nuage (p_N) et le capteur (p_c). La relation donnant la différence de pression Δp est

$$\frac{\Delta p}{p_o} = \frac{p_N - p_c}{p_o} = \frac{A \mu_v \rho_p^{450}}{q(\Theta)} \quad (\text{IV-4})$$

$$\text{où} \quad A = \frac{4 \mu_s}{\delta_{450}^m} \quad \text{et} \quad q(\Theta) = \frac{3}{4} (1 - \cos^2(\Theta))$$

avec $\mu_s = \cos(\theta_s)$ et $\mu_v = \cos(\theta_v)$.

P_o est la pression standard au niveau de la mer : 1013 hPa

Sur la figure IV-17, nous avons représenté la différence Δp estimée, en fonction de l'angle de diffusion pour les 2 niveaux de vols (7.2 et 11 km).

Il s'agit de valeurs moyennes et la dispersion est de l'ordre de 50 à 100 HPa.

En dépit de la forte dispersion et de notre analyse assez sommaire, les pressions moyennes estimées sont assez proches des pressions indiquées par l'avion.

Une méthode plus réaliste consiste à supposer que la lumière polarisée générée par le nuage dépend peu de la longueur d'onde. En travaillant sur les différences de réflectances $\Delta \rho_p$ entre 450 et 850 nm, la contribution polarisée doit disparaître. La différence doit alors être proche de la contribution moléculaire pure. Cependant la qualité des mesures à 850 nm (cf figure IV-10 et IV-16) est insuffisante pour estimer correctement la différence des deux longueurs d'onde et par conséquent la pression.

Ces premiers essais d'altimétrie à partir de la polarisation moléculaire, encore assez qualitatifs, compte tenu de la qualité des données et des problèmes de registration, semblent cependant indiquer que l'information polarisée est exploitable pour l'altimétrie. De même la signature en polarisation des nuages, très caractéristique, contient potentiellement des informations sur les paramètres micro-physiques du sommet du nuage, qui n'ont été abordées que très qualitativement. La particularité de la signature polarisée des nuages semble enfin intéressante pour la discrimination neige-nuage au-dessus des zones polaires.

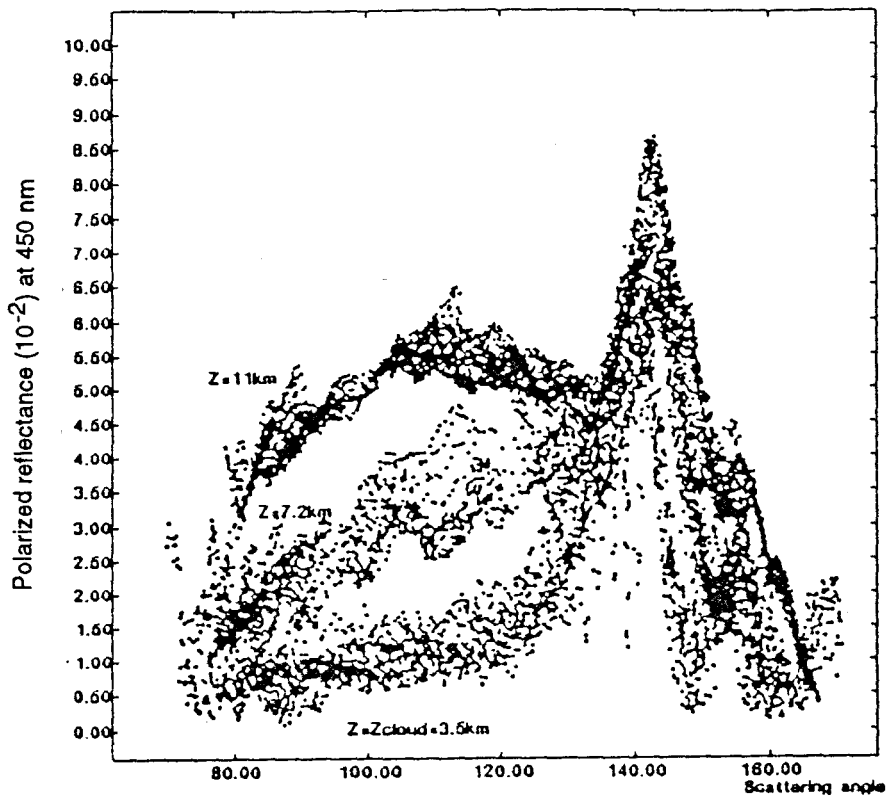
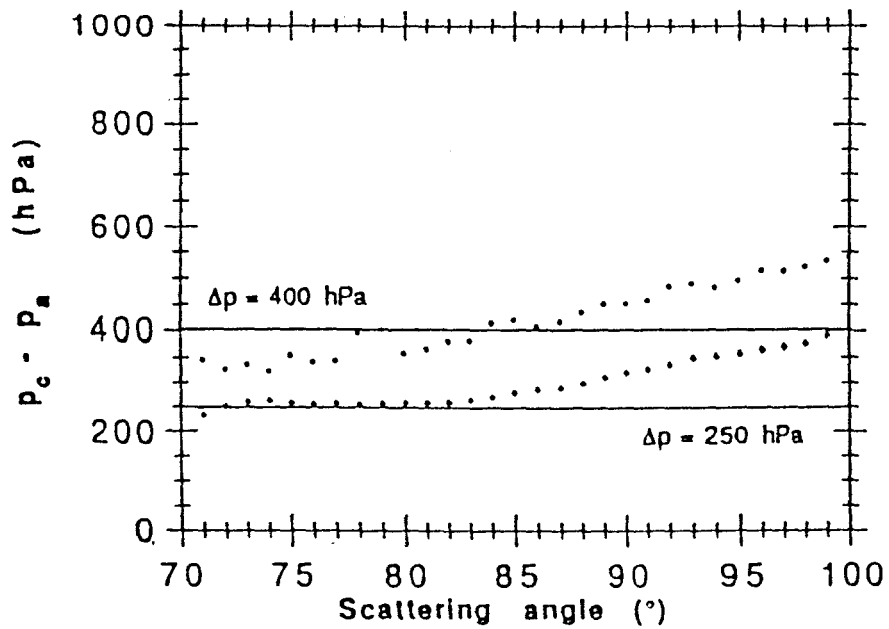


Figure IV-16 : Variation du signal en fonction de l'altitude du capteur.



Figures IV-17 : Différence de pression ($p_N - p_D$) estimée pour 2 altitudes.

IV-2-2 Discrimination neige-nuage à l'aide de la polarisation

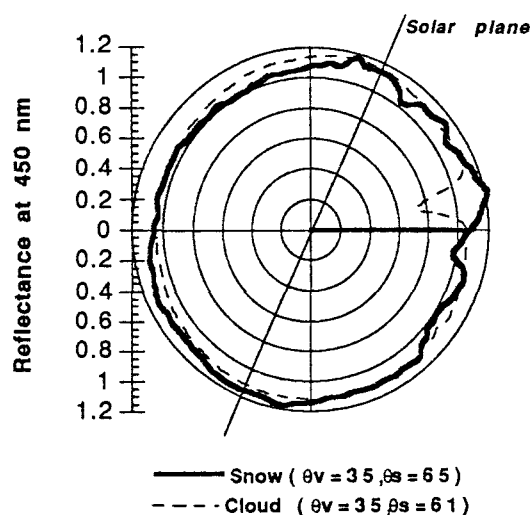
Les surfaces enneigées et les nuages affectent de façon très importante le bilan radiatif terrestre. La confusion entre les deux cibles peut engendrer des erreurs sur l'estimation de l'énergie solaire atteignant la surface dans les régions polaires.

Les mesures dans le spectre visible ne permettent pas de discriminer facilement les deux cibles dont les signatures spectrales et directionnelles sont assez similaires. Dans le domaine infra-rouge thermique (AVHRR, Landsat) nuages et surfaces enneigées peuvent avoir la même température apparente.

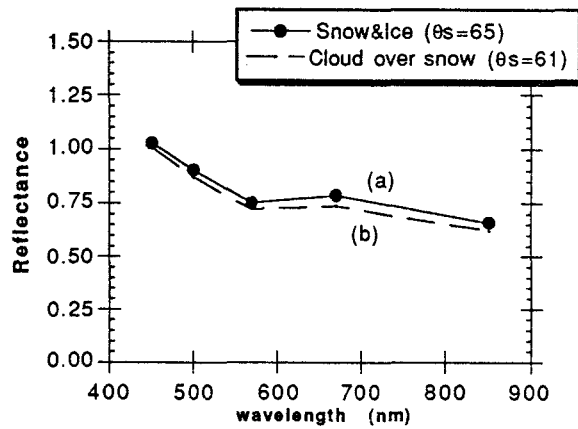
Nous venons de montrer que la signature en polarisation des nuages en phase liquide est très caractéristique (arc-en-ciel) alors que celle de la neige est très faible et ne présente pas d'arc.

Au cours de la campagne RACER, un banc de strato-cumulus au-dessus de la banquise a été survolé. Nous avons profité de cette opportunité pour montrer que la mesure de la polarisation permettait de distinguer sans équivoque la neige et les nuages (communication à Antarctic Journal of United States, jointe en annexe 5).

Dans un premier temps, nous montrons que des mesures spectrales et directionnelles, seules, ne permettent pas de distinguer neige et nuage (figures IV-18 et IV-19)



Figures IV-18: Signature directionnelle d'un champ de neige et d'un champ de nuage



Figures IV-19: Signature et spectrale d'un champ de neige et d'un champ de nuage

L'intérêt des mesures en polarisation est clairement mis en évidence sur la figure IV-20, où l'on a superposé les signatures en réflectance polarisée pour neige et nuage à 450 nm.

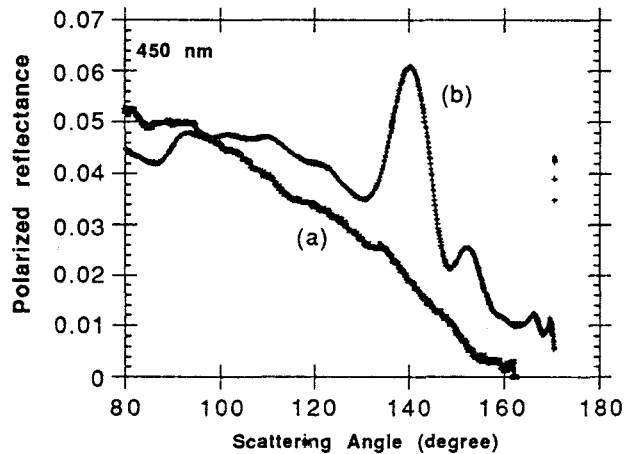


Figure IV-20 : Réflectance polarisée du système {neige+atmosphère} (a) et d'un nuage au-dessus de la banquise (b). Mesures dans le plan principal solaire.

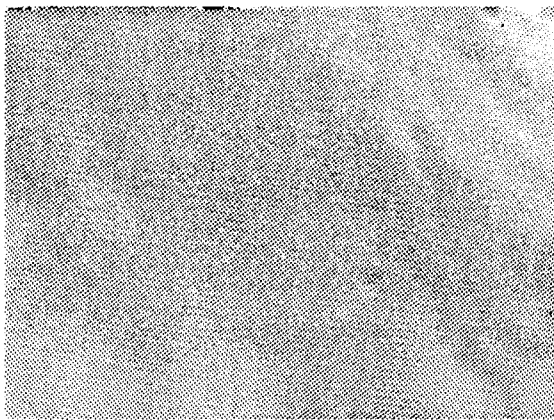
La différence est très nette autour de 140 degrés. En dehors, la contribution moléculaire est prépondérante. Dans le canal à 850 nm, la différence est encore plus nette (contribution moléculaire négligeable).

Sur la planche IV-4, on peut voir les images en réflectance et réflectance polarisée à 450 nm et 850 nm acquises au-dessus d'un nuage au-dessus de la

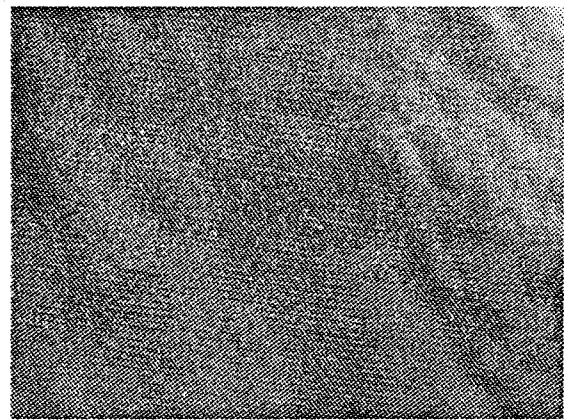
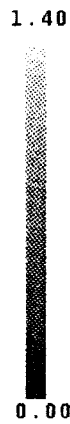
banquise. Sur la planche IV-5, on a reporté les images en réflectances totale et polarisée d'une série d'images successives acquises au-dessus d'un champ de neige (en haut) et d'un banc de stratocumulus (en bas).

A partir de la réflectance totale (partie gauche), la distinction n'est pas évidente. Sur les images en réflectance polarisée la présence de l'arc-en-ciel, permet d'identifier immédiatement la scène nuageuse.

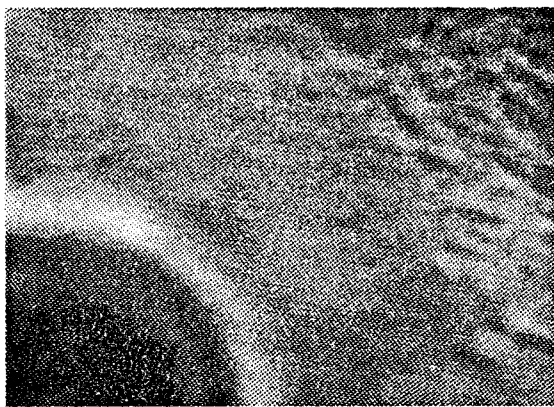
CLOUD OVER SNOW



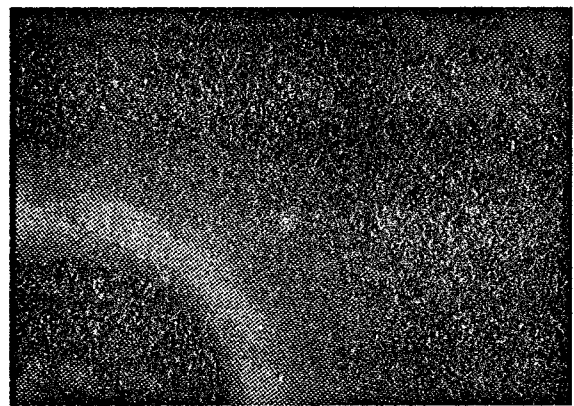
(a) Reflectance 450 nm



(b) Reflectance 850 nm

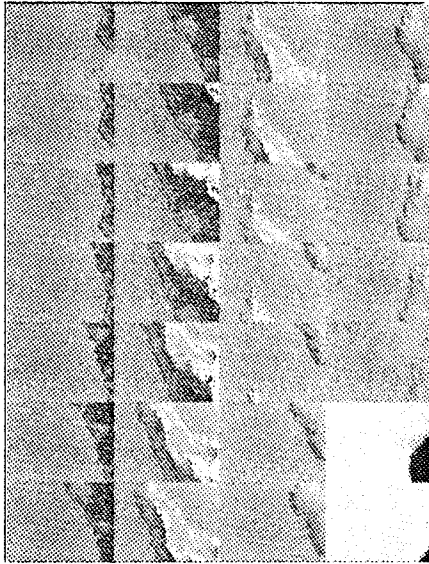


(c) Polarized reflectance 450 nm

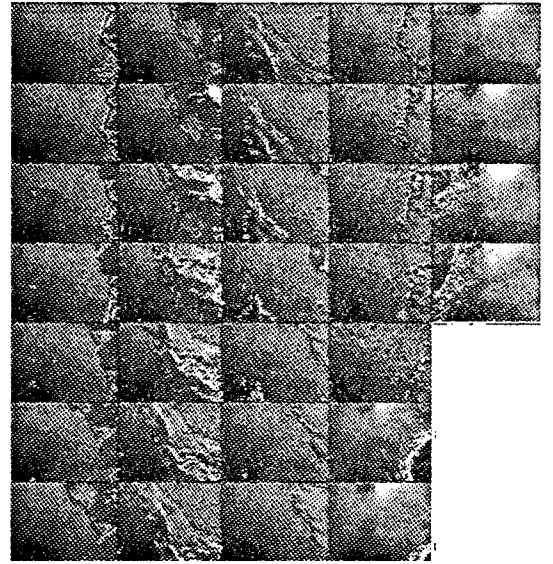


(d) Polarized reflectance 850 nm

REFLECTANCE AND POLARIZED REFLECTANCE
OVER SNOW (450 nm)

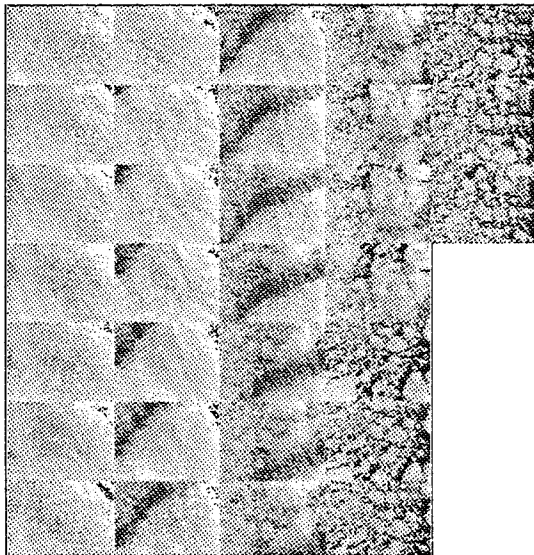


ρ_{450}

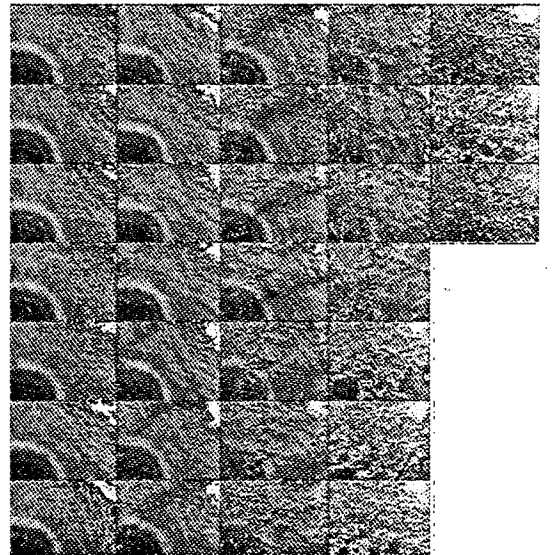


ρ_{p450}

OVER {CLOUD+SNOW&ICE} SYSTEM



Laboratoire d'Optique Atmospherique



POLDER/RACER campaign 1991 Antarctica

IV-3 Conclusions

Nous venons de faire la synthèse des premiers résultats obtenus à partir des observations POLDER/aéroporté.

Concernant le thème " aérosols et biosphère continentale", l'apport de POLDER pour la caractérisation des aérosols est capitale. L'information polarisée obtenue rend compte presque exclusivement de l'atmosphère. Une meilleure estimation de la nature et de l'abondance des aérosols est rendue possible, par opposition aux autres capteurs visibles, pour lesquels le problème de l'inversion des aérosols au-dessus des terres émergées n'est pas véritablement résolu de façon satisfaisante.

Au-dessus des surfaces océaniques, l'apport de POLDER, n' est pas moins important. Les mesures en polarisation semblent capables de préciser l'indice de réfraction des aérosols observés bien que la qualité des premières comparaisons présentées ici montrent que des progrès restent à faire.

L'étude des propriétés des surfaces enneigées a permis de montrer le caractère très peu polarisant de ces cibles (intérêt pour l'étalonnage des capteurs grand champ type POLDER).

Les premières observations exploitables en lumière polarisée sur les nuages attestent de l'intérêt de la polarisation pour l'identification de la phase des nuages, ainsi que pour l'altimétrie des nuages à partir des mesures à 450 nm.

Potentiellement, la signature en polarisation des nuages contient des informations sur la taille des particules (effet spectral et nombre d'arc), comme l'indiquent les simulations réalisées. Cependant les problèmes liés d'une part au bruit d'origine instrumental et d'autre part au principe même de mesure de la polarisation impliquent des efforts sérieux pour gagner en précision.

Enfin, les différences de signatures en polarisation, dans certaines géométries d'observation, entre neige et nuage, devraient permettre une discrimination sans équivoque entre ces deux cibles.

Chapitre V

METHODES D'ETALONNAGE EN VOL

Chapitre V : Méthodes d'étalonnage en vol.

Introduction	102
V-1 Inter-étalonnage sur le glitter océanique.....	103
V-1-1 Modélisation simple du signal observé.....	103
V-1-2 Principe de la méthode.	
1- Atmosphère purement moléculaire (étape 1).	
2- Correction de l'effet des aérosols (étape 2).	
V-2 Détermination en vol de la polarisation instrumentale.....	111
V-2-1 Faisabilité de la méthode-Etude théorique.....	111
1- Principe de la méthode.	
2- Polarisation générée par les nuages.	
V-2-2 Validation.....	114
V-3 Conclusions.....	116

Introduction.

La qualité des mesures requise pour l'expérience POLDER sur satellite implique un étalonnage très précis. Il s'agit de l'étalonnage au sens large, c'est-à-dire la connaissance précise des différents coefficients intervenant dans la définition du modèle radiométrique (MRI) (Chapitre II). Avant le lancement sur orbite, tous ces coefficients sont mesurés avec soin en laboratoire. Mais aucun dispositif d'étalonnage n'est prévu à bord. La stratégie envisagée consiste à utiliser un certain nombre de cibles tests naturelles aux propriétés remarquables, afin de déterminer en vol avec la précision qui convient, les principaux paramètres du modèle radiométrique.

Le problème de l'étalonnage absolu de POLDER, sur la diffusion moléculaire au-dessus des surfaces océaniques a été étudié par ailleurs (Roger et al, 1991).

Deux aspects ont été abordés dans ce chapitre.

Le problème de l'étalonnage inter-bandes sur le glitter et celui de l'estimation de la polarisation induite par l'objectif, $\varepsilon(\theta)$, par visée sur des cibles peu polarisantes telles que les nuages.

V-1 Inter-étalonnage sur le glitter océanique.

Les canaux de courtes longueurs d'onde (443, 490 et 565 nm) sont étalonnés en absolu, en utilisant la diffusion moléculaire (Fraser et Kaufman, 1984), (Vermote et al, 1988, 90, 91). Le report de cet étalonnage aux autres longueurs d'onde (étalonnage inter-bandes), requiert l'utilisation de cibles dont la dépendance spectrale est connue (glitter, nuages). Nous allons présenter une méthode d'inter-étalonnage sur le glitter océanique. L'utilisation de ce signal revient à maîtriser la perturbation de l'atmosphère (aérosols). La capacité de mesure multi-directionnelle de POLDER permet l'observation de la cible dans la direction du glitter, puis dans des directions d'observation abritées du glitter, ce qui permettra de contrôler ou de préciser la contribution de l'atmosphère à ce signal.

Dans un premier temps, nous décrivons une modélisation simple du signal, mettant clairement en évidence les différentes contributions.

On décrira ensuite la méthode proprement dite, son principe et la précision que l'on peut en attendre à partir de simulations basées sur le code des OS.

V-1-1 Modélisation simple du signal observé.

Le signal prédominant autour de la direction spéculaire est la lumière réfléchiée par la surface des vagues. On sait la modéliser en fonction de la distribution statistique des pentes de vagues, qui dépend de la direction et de la vitesse du vent (Cox et Munk, 1954).

En première approximation, le modèle de Cox et Munk, conduit à une réflectance sur le point spéculaire ρ_g ,

$$\rho_g = \frac{r(\theta_s)}{4 \sigma \mu_s} \quad \text{avec} \quad \sigma = 0.003 + 0.00512 v \quad (V-1)$$

où $r(\theta_s)$ est le coefficient de réflexion sur le dioptre air-eau qui dépend de θ_s et de l'indice de réfraction de l'eau (constant dans le visible).

Le second terme, par ordre d'importance, est la diffusion moléculaire, ρ_m , qui masque le signal réfléchi et renvoie sa propre lumière diffusée. Il est très gênant aux courtes longueurs d'onde, mais stable et calculable avec précision (Vermote et al, 1992).

Ensuite intervient la diffusion par les aérosols, ρ_a , dont la fonction de phase p_a et l'épaisseur optique δ_a sont, a priori, inconnues.

Interviennent également la réflectance diffuse de l'eau, ρ_w , et de l'écume, ρ_e , ainsi que la transmission gazeuse supposée découplée des processus de diffusion.

En négligeant, les interactions multiples entre la surface et l'atmosphère, le signal total sur le point spéculaire peut être modélisé sous la forme

$$\rho = \rho_m + \rho_a + (\rho_g + \rho_w + \rho_e) \exp(-\delta M) \quad (V-2)$$

où $M = (1/m_s + 1/m_v)$ est la masse d'air et δ l'épaisseur optique totale.

Plus simplement encore si l'on suppose l'atmosphère purement moléculaire

$$\rho = \rho_m + \rho_g \exp(-\delta M) \quad (V-3)$$

C'est cette dernière relation qui va être à la base de la méthode d'inter-étalonnage que nous allons maintenant développer.

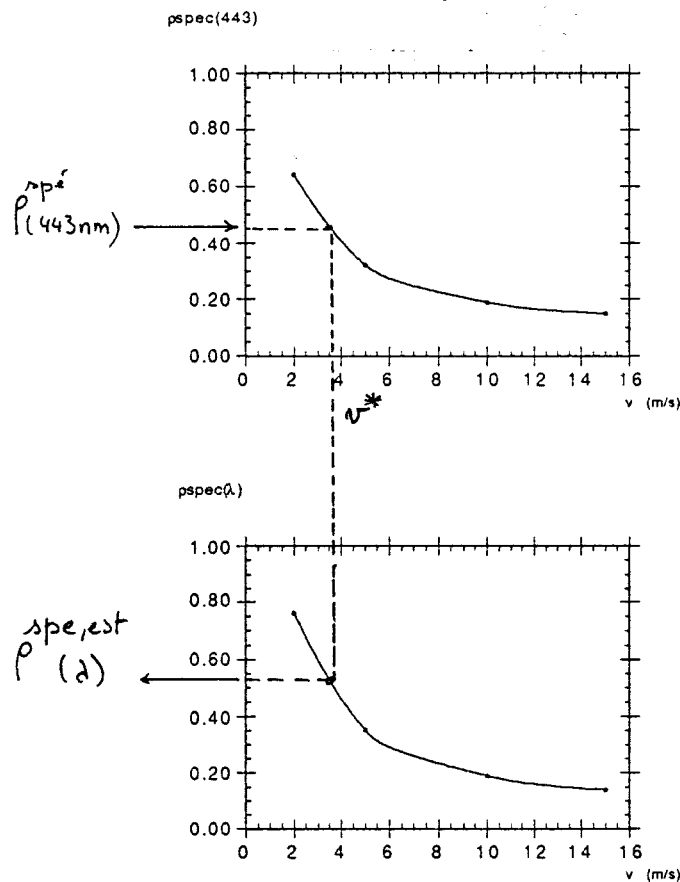
V-1-2 Principe de la méthode.

Une première estimation du coefficient d'étalonnage peut être faite en supposant l'atmosphère purement moléculaire (on néglige l'influence des aérosols). A partir de la mesure de la réflectance sur le point spéculaire dans le canal de *référence étalonné en absolu* (443 nm), on peut estimer la vitesse du vent (v^*). Ensuite à l'aide d'interpolations dans une grille de signaux calculée pour une atmosphère purement moléculaire, on en déduit la réflectance sur le point spéculaire aux autres longueurs d'onde. Cette réflectance et donc le coefficient d'étalonnage ainsi estimé, n'est qu'une première estimation entachée d'une erreur $\Delta\rho$. L'effet des aérosols doit être pris ensuite en compte. On cherche une correction de l'effet des aérosols basée sur la corrélation entre l'erreur $\Delta\rho$, résultant de la présence d'aérosols, et les mesures en dehors du glitter (analyse directionnelle). Une formule de correction est dérivée statistiquement de simulations numériques pour un grand nombre de modèles d'aérosols.

1) Atmosphère purement moléculaire (Etape 1)

A partir du code des Ordres Successifs de diffusion, pour toutes les longueurs d'onde de POLDER, plusieurs valeurs de θ_s et plusieurs vitesses de vent, on calcule d'une part une grille de signaux correspondant à une atmosphère purement moléculaire (grille 1) et d'autre part, une grille regroupant plusieurs modèles d'atmosphères (plusieurs abondances, plusieurs granulométries d'aérosols) (grille 2).

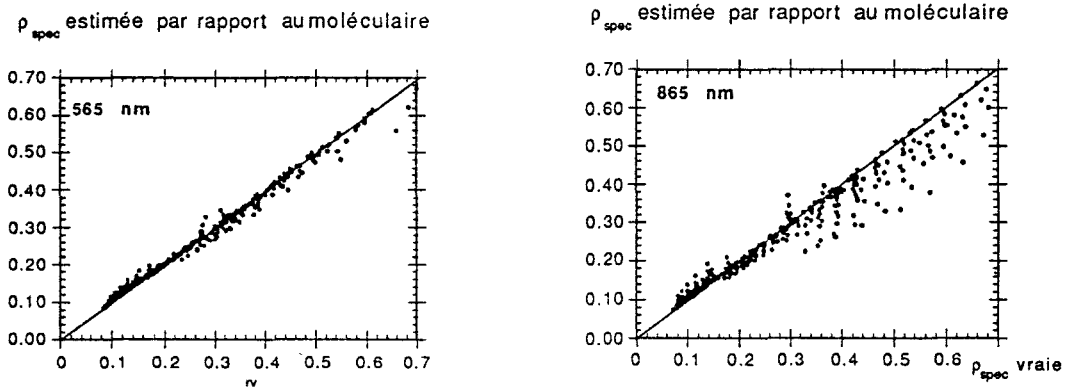
Soit $\rho^{spe}_{(443)}$, la réflectance simulée sur le point spéculaire pour une atmosphère quelconque de la grille 2. En supposant que l'atmosphère est purement moléculaire, c'est-à-dire en évaluant les signaux à partir de la grille 1, on peut déduire de $\rho^{spe}_{(443)}$ la vitesse de vent (v^*) à partir des signaux de la grille 1, pour l'angle θ_s correspondant et par suite, la réflectance sur le point spéculaire aux autres longueurs d'onde par le biais d'interpolations dans la grille 1 (figures V-1 et V-2). Soit $\rho^{spe, est}_{(\lambda)}$ la réflectance ainsi estimée dans le canal λ . Elle est évidemment biaisée par les aérosols.



Figures V-1 et V-2 : Estimation dans le cas d'une atmosphère purement moléculaire.

Ce premier algorithme, simple, a été appliqué à l'ensemble des simulations de la grille 2 et pour toutes les longueurs d'onde λ supérieure à 443 nm, afin d'estimer l'erreur $\Delta\rho$ induite par la présence des aérosols.

Nous montrons sur les figures V-3 et V-4 les réflectances estimées à 565 et 865 nm en supposant l'atmosphère purement moléculaire.



Figures V-3 et V-4 : Réflectance estimée sur le point spéculaire en fonction de la réflectance exacte (grille 2) pour 565 et 865 nm.

On voit ici la nécessité d'introduire une correction *systématique* de l'effet des aérosols, qui induisent des erreurs relatives ($\Delta\rho/\rho$) de l'ordre de 5 à 10 % à 565 nm et de 20 à 30 % à 865 nm (incompatibles avec la précision recherchée 2 %), lorsqu'on suppose l'atmosphère purement moléculaire.

2) Correction de l'effet des aérosols (Etape 2)

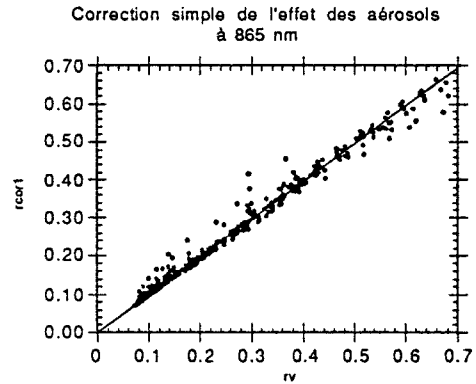
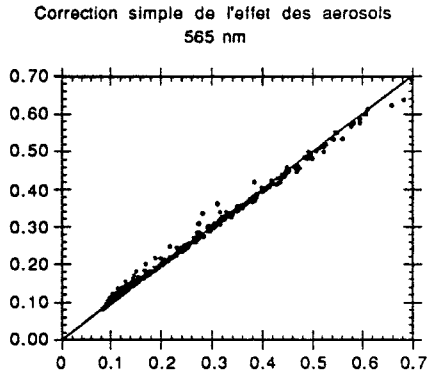
La démarche consiste à modéliser l'erreur $\Delta\rho = \rho^{\text{spe,est}}(\lambda) - \rho^{\text{spe}}(\lambda)$ en fonction d'une combinaison des mesures POLDER. Pour un θ_s donné, l'erreur commise $\Delta\rho$ varie avec la vitesse du vent. On cherchera donc à la corrélérer avec la réflectance sur le point spéculaire. Elle dépend du modèle et de la quantité d'aérosols. On cherchera donc à corrélérer $\Delta\rho$ avec le coefficient d'Angström α (dépendance spectrale, entre 665 et 865 nm) et la réflectance atmosphérique à 865 nm, $\rho^{\text{atm}}_{(865)}$.

La modélisation retenue s'écrit sous la forme

$$\Delta\rho = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \quad \text{où} \quad x = \alpha (\rho^{\text{spe}}_{(443)} - b) \rho^{\text{atm}}_{(865)} \quad (\text{V-5})$$

Les coefficients $\{a_i\}$ et b ont été ajustés pour chaque longueur d'onde et chaque θ_s par régression linéaire simple.

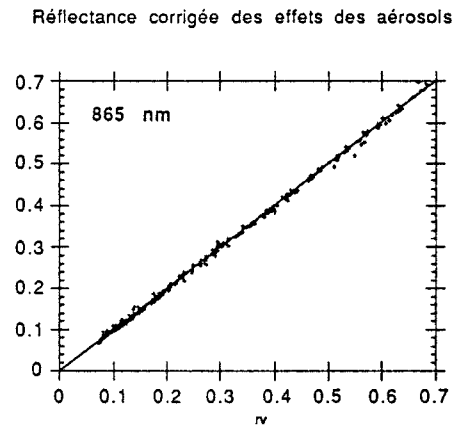
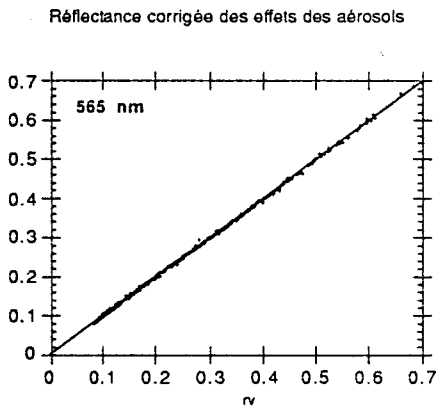
La correction a été appliquée à l'ensemble du jeu de simulations de la grille 2. Les résultats sont montrés sur les figures V-5 et V-6.



Figures V-5 et V-6 : Correction simple de l'effet des aérosols.

La prédiction de la réflectance sur le point spéculaire, $\rho^{spe,est}$, est nettement meilleure qu'en supposant l'atmosphère purement moléculaire. Les erreurs relatives résiduelles sont de 1.3 % à 565 nm et 2.6 % à 865 nm.

Nous avons amélioré la modélisation de l'erreur Δp en introduisant une dépendance linéaire en α , $\rho^{spe,est}$ et ρ^{atm} des coefficients a_0 , a_1 et a_2 ($a_p = c_0 + c_1 a + c_2 \rho^{spe,est} + c_3 \rho^{atm}$) Les résultats sont présentés sur les figures V-7 et V-8.



Figures V-7 et V-8 : Correction de l'effet des aérosols.

Pour ces deux longueurs d'onde l'erreur devient 0.65 % à 565 et 1.5% à 865 nm.

Le tableau V-1 regroupe les erreurs "méthode" pour chaque longueur d'onde où l'on a différencié les erreurs en fonction du niveau de réflectance ($0 < \rho < 1$) (1) et ($0.25 < \rho < 1$) (2).

λ (nm)	$(\Delta\rho / \rho)^{(1)} \%$	$(\Delta\rho / \rho)^{(2)} \%$
490	0.40	0.35
565	0.65	0.50
665	1.00	0.75
865	1.50	1.15
1020	1.90	1.40

Tableau V-1 : Poste d'erreur "méthode".

A l'issue de la correction de l'effet aérosols, la réflectance sur le point spéculaire prédite à la longueur d'onde λ , s'écrit

$$\rho(\lambda)^{spe,est} = \frac{A(\lambda)^{est}}{A(\lambda)^{Labo}} \rho(\lambda)^{spe,Mes} = \beta(\lambda) \rho(\lambda)^{spe,Mes} \quad (V-6)$$

Statistiquement, à partir d'un grand nombre d'acquisitions (sur une période courte, pour minimiser l'évolution de l'instrument), on pourra déterminer le coefficient $b(\lambda)$ (pente de la droite) sur l'ensemble des couples $(\rho^{spe,est}(\lambda), \rho^{spe,Mes}(\lambda))$.

Si la pente vaut 1 (figure V-9 (a)), alors on n'observe pas d'évolution du coefficient d'étalonnage absolu $A(\lambda)$.

Si la pente est différente de 1 (figures V-9 (b), (c)), cela traduit une évolution du coefficient $A(\lambda)$.

Le coefficient réactualisé $A^{est}(\lambda, t)$ sera alors donné par la relation

$$A(\lambda, t)^{est} = \beta(\lambda, t) A(\lambda, t_0)^{Labo} \quad (V-7)$$

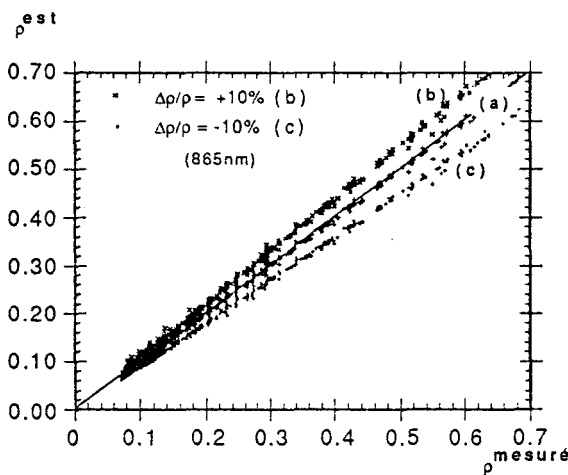


Figure V-9 : Regroupement des mesures en fonction du biais sur le coefficient d'étalonnage absolu : (a) pas de biais, (b) et (c) erreur relative respectivement de +10 et -10 %.

Les principaux postes d'erreur que l'on peut identifier sont les suivants,

- L'influence du bruit radiométrique est mineure, semble réductible par moyenne spatiale.

- La précision du calcul de la contribution moléculaire est limitée par la précision sur la connaissance de l'épaisseur optique moléculaire, c'est-à-dire sur la pression au sol. L'incertitude sur δ_m est donc faible (inférieure à 1 %)

- La méthode requiert un canal de référence très bien étalonné en absolu (443 nm). L'incertitude de 1 % sur le coefficient d'étalonnage $A_{(443)}$ se traduira par une incertitude de 2 % à 865 nm.

$$\Delta A_{443} / A_{443} = 1\% \rightarrow \Delta p/p = 2\% \text{ à } 865 \text{ nm}$$

- La méconnaissance de la contribution diffuse de l'eau (essentiellement aux courtes longueurs d'onde) constitue une autre source d'erreur (Δp_w (443) de 1 % entraîne $\Delta p/p = 1$ à 2 %). Cependant, l'influence de l'incertitude sur la connaissance de ρ_w , peut être réduite en travaillant dans la zone inter-tropicale (eau de réflectance spectrale stable entre les tropiques (mer des Sargasses)).

- La méthode fait appel aux mesures dans les canaux 665 et 865 nm, pour avoir une information sur la quantité d'aérosols et leur dépendance spectrale. Il est clair, que si les coefficients d'étalonnage absolu de ces canaux ont évolué, les informations précédentes seront biaisées et qu'une méthode itérative sera nécessaire.

Dans tous les cas, on a intérêt à sélectionner des zones d'étalonnage reconnues pour leur faible contamination en aérosols, avec des réflectances de l'eau stables. Les observations d'épaisseurs optiques aérosols déduites des observations AVHRR (Rao et Stowe) montrent un net minimum de $\delta_a = 0.1$ à 550 nm, au milieu de la partie de l'océan pacifique situé dans l'hémisphère sud (éloignement des sources). D'autre part, les premiers résultats de la campagne POLDER/RACER, semblent indiquer des épaisseurs optiques aérosols voisines de 0.1 (hors Pinatubo).

La validation de la méthode est en cours et n'est pas présentée dans ce travail.

V-2 Détermination en vol de la polarisation instrumentale

Introduction

Nous proposons une méthode pour estimer la polarisation d'origine instrumentale, plus précisément la polarisation induite par l'objectif télécentrique, $\varepsilon(\theta)$, à partir de l'observation de scènes nuageuses. Puisque $\varepsilon(\theta)$ intervient directement dans la chaîne de traitements sol, il est important de suivre son évolution temporelle (vieillessement du traitement anti-reflet) et de réactualiser sa valeur, en cas d'évolution. Cette estimation doit être faite dans tous les canaux polarisés de POLDER (443, 665 et 865 nm). La méthode proposée sera, a priori, utilisable pour les canaux à 665 et 865 nm faiblement contaminés par la diffusion moléculaire de la couche d'atmosphère restante au-dessus du nuage. Nous allons dans la suite évaluer l'incertitude sur la détermination en vol de $\varepsilon(\theta)$ par observation de scènes nuageuses et définir des *critères de sélection* de scènes nuageuses pour minimiser l'incertitude correspondante. Une première validation partielle sera abordée sur des données issues des différentes campagnes aéroportées POLDER; CLEOPATRA, RACER, ASTEX.

V-2-1 Faisabilité de la méthode- Etude théorique.

Pour estimer le paramètre $\varepsilon(\theta)$ en laboratoire, on utilise une source de lumière naturelle (sphère intégratrice, Chapitre II). En vol, cela nous impose de sélectionner des cibles naturelles très faiblement polarisées. La neige, le sable et les nuages en dehors de l'arc en ciel, possèdent cette propriété. Ce sont ces derniers que nous nous proposons d'utiliser. Ils masquent les aérosols et la diffusion moléculaire résiduelle est négligeable. De plus, contrairement à la neige et au sable, ils présentent l'avantage d'être assez bien modélisés (Chapitre IV) et de permettre une analyse fiable.

1) Principe de la méthode.

On a vu dans le chapitre II la forme générale du signal mesuré sur une voie polarisée quelconque p,

$$s^p = A T_p k t_{o(\theta)} (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2 \alpha_p) (I + P_p^Q Q + P_p^U U) \quad (V-8)$$

...

Si l'on suppose que la lumière en entrée est très faiblement polarisée (Q,U non nuls, mais Q et U sont négligeables devant I), on peut écrire

$$s^p = A T_p k t_{o(\theta)} \left(1 + \varepsilon'_{(\theta)} \cos 2 \alpha_p \right) \quad (V-9)$$

où ε' est la polarisation estimée à l'aide d'une source "presque" non polarisée. L'écart $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon'$ doit donc être estimé. Cela revient de façon équivalente à connaître le taux de polarisation de la source (taux minimum à attendre), c'est à dire des nuages dans notre étude. On suppose que l'on est capable d'estimer avec la précision souhaitable les rapports de transmissions T_{p2} .

2) Polarisation générée par les nuages.

Les premières observations en lumière polarisée de scènes nuageuses, rapportées dans le chapitre précédent, corroborées par les modélisations, ont montré le caractère très peu polarisant des nuages, en dehors de la géométrie de l'arc en ciel. C'est précisément cette zone de polarisation minimale qui peut être utilisée pour estimer $\varepsilon(\theta)$. La position du zéro de polarisation prédite par la théorie et observée sur les mesures acquises durant la campagne CLEOPATRA (chapitre IV) en dépit de problèmes instrumentaux, dépend du modèle de nuage (granulométrie), comme le montre la figure V-10, où l'on a représenté le taux de polarisation pour différents modèles de nuage, pour $\delta_N=30$ (taux de polarisation saturée, figure V-11) et dans le plan solaire. Les images en taux de polarisation pour le système {nuage-atmosphère} ont été simulées pour les canaux polarisés de POLDER satellite (443, 665 et 865 nm) à l'aide du code des harmoniques sphériques en polarisation (Chapitre IV). Elles sont présentées sur la planche V-1.

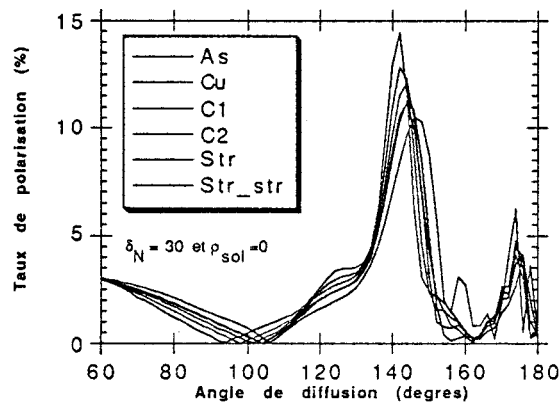


Figure V-10 : Signature en polarisation pour différentes granulométries réalistes de nuages (gamma standard, $n(r) = r^\alpha \exp(-b r^\gamma)$) (simulations dans le plan solaire, pour $\theta_s = 60$ degrés).

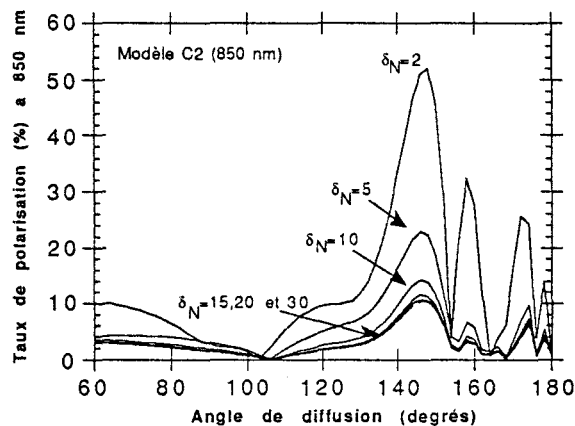


Figure V-11: Evolution du taux de polarisation en fonction de δ_N pour le modèle de nuage C2. Simulations dans le plan solaire pour $\theta_s=60$ degrés.

On constate la présence d'une bande de polarisation minimale à 665 et 865 nm. A 443 nm, la contribution moléculaire est telle qu'elle masque complètement la signature du nuage pour la plage d'angle de diffusion correspondante.

Ces constatations vont nous amener à définir des critères de sélection de scènes nuageuses, optimisant la détermination de $\epsilon(\theta)$.

i) Critère de sélection sur la réflectance.

Le taux de polarisation devient indépendant de l'épaisseur optique δ_N quand la réflectance totale est saturée ($\delta_N = 15$), comme le montre la figure V-11. De plus la réflectance totale, comme le taux de polarisation dépendent de la réflectance de sol (simulations pour $\rho_{sol} = 0$). Il faudra privilégier des observations sur des scènes nuageuses de réflectance élevée (critère n 1).

ii) Critère de sélection géométrique .

On observe effectivement dans chaque cas une zone où la polarisation propre du nuage présente un minimum nul (changement du plan de polarisation). A 850 nm, c'est autour de 100 degrés d'angle de diffusion, comme le montre la figure V-10, où l'on a superposé les radiales dans le plan solaire extraites des différentes images de la planche V-1. On constate que la position du zéro varie un peu avec le type de nuage considéré, mais reste proche de 100 degrés.

En conclusion, il apparaît une zone de polarisation minimale autour de 100 degrés (critère n 2). Si l'on ne fait pas d'hypothèse sur la position du zéro, les

courbes de la figure V-10 montrent que l'on a un zéro de polarisation avec une incertitude de 0.5 %. La contribution moléculaire au-dessus du nuage polarise positivement. Aux longueurs d'onde où elle commence à ne plus être négligeable (665 nm), son effet est de déplacer légèrement la position du zéro vers les angles de diffusion faibles, augmentant donc légèrement la valeur du taux de polarisation minimal que l'on peut espérer si l'on ne tient pas compte de ce déplacement.

Nous venons de définir deux critères de sélection :

- Niveau de réflectance élevé
- Observation pour un angle de diffusion de 100 degrés pour le canal à 865 nm et 85 à 90 degrés pour 665 nm.

Ces deux critères permettent donc théoriquement d'échantillonner en quelques points du champ $\epsilon(\theta)$ et de recomposer son allure en cumulant les observations sur plusieurs orbites, avec une précision absolue théorique de 0.5 % dans le canal 865 nm. (La précision attendue à 665 nm est la même à condition de considérer une valeur de Θ plus faible).

Mais pour estimer la précision attendue sur la détermination de $\epsilon(\theta)$, il nous faut tenir compte maintenant des incertitudes d'origine instrumentale :

- 1) L'effet du bruit radiométrique peut être minimisé par moyenne.
- 2) L'incertitude sur la connaissance des coefficients T_{p2} , de l'ordre de 0.005, induit, typiquement une erreur de 0.3 à 0.5 % sur le taux de polarisation (Chapitre III).

V-2-2 Validation

Nous pouvons apporter un début de validation de la méthode, à partir d'images aéroportées acquises au-dessus d'un banc de strato-cumulus au-dessus de la banquise pendant la campagne POLDER/RACER aux abords de la péninsule Antarctique.

POLDER était installé sur un Twin-Otter du British Antarctic Survey, non équipé d'une centrale à inertie (donc pas de paramètre de navigation). La superposition des voies polarisées a été faite par la méthode de minimisation des contrastes. De plus la résolution des images a été dégradée par pavés de 5 x 5 ce qui permet de lisser une partie des résidus de superposition.

SIGNATURE EN POLARISATION DES NUAGES

443 nm

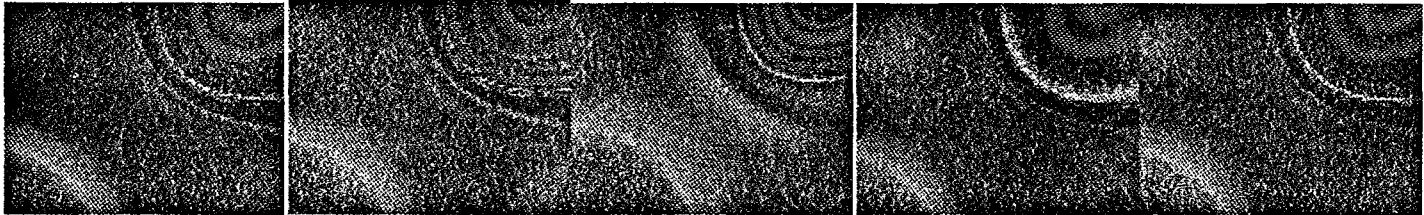
C1

C2

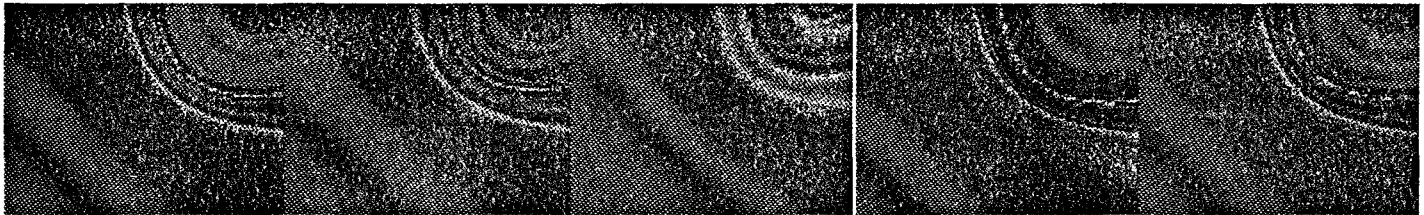
C3

Cumulus

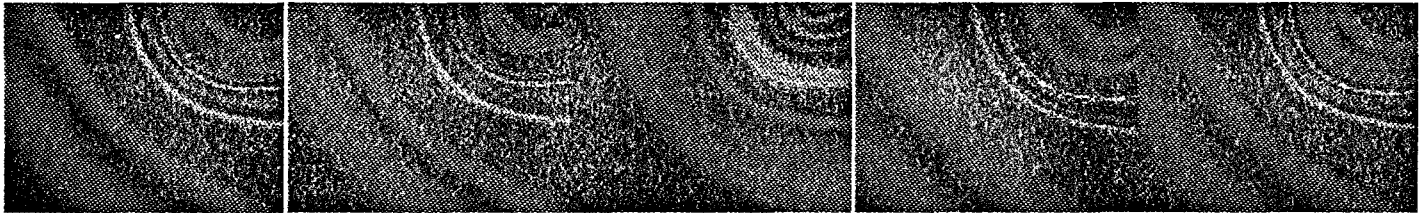
Altostratus



665 nm



865 nm



Simulations

$\theta_s = 80 \text{ degrees}$

$\delta_N = 30$



P-0%

P-15%

plan solaire

L'image (a) de la planche V-2 représente le taux de polarisation observé à 850 nm au-dessus de la couche nuageuse. La correction de niveau 1, qui tient compte de la polarisation induite ϵ par l'objectif a été appliquée (Chapitre III). L'avion étant à 3.5 km et le sommet de la couche nuageuse entre 1 et 2 km, la contribution polarisée d'origine moléculaire est tout à fait négligeable devant la signature propre du nuage. L'arc en ciel est bien présent ($P=8-9\%$) et la plage de polarisation minimale est bien visible entre 90 et 115 degrés d'angle de diffusion.

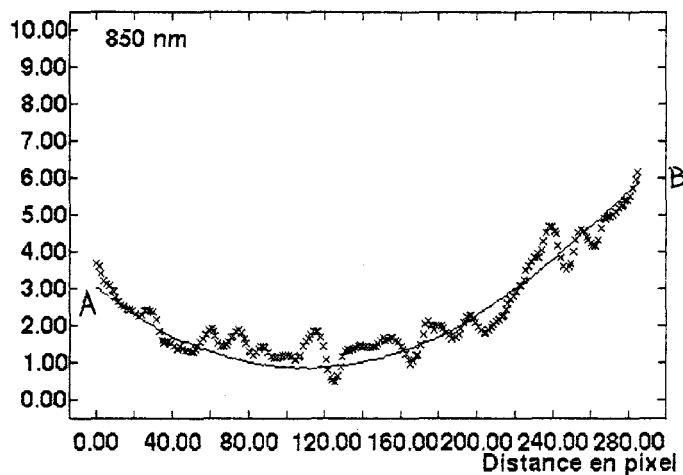
On a repris le calcul du taux de polarisation mais à partir des images brutes (non corrigées de $\epsilon(\theta)$). L'allure du taux de polarisation est fortement modifié (image (b)). Cette dernière image doit être comparée à l'image (c) représentant le taux de polarisation induit par l'objectif à 850 nm. Une comparaison plus quantitative est représentée sur la courbe de la planche V-2, où l'on a superposé 2 radiales (b) et (c). On choisit une radiale correspondant à $\Theta=95$ degrés (b). La position de la zone de polarisation minimale ne permet pas d'explorer $\epsilon(\theta)$ pour toutes les valeurs de q . Cependant, pour la plage angulaire explorée l'estimation de ϵ est réalisée avec une incertitude absolue de 0.5 à 0.75 %, compatible avec le bilan d'erreurs (0.5 % (géométrie) et 0.3 à 0.5 % (coefficients T_{p2})). Les oscillations résiduelles sont très certainement imputables aux défauts de superposition.

Ces résultats constituent un début de validation assez satisfaisant. Toutefois, il restera pour la version spatiale à prendre en compte l'orbitographie afin d'estimer la fréquence d'occurrence des conditions géométriques ad-hoc sur les différentes zones géographiques de fortes couvertures nuageuses.

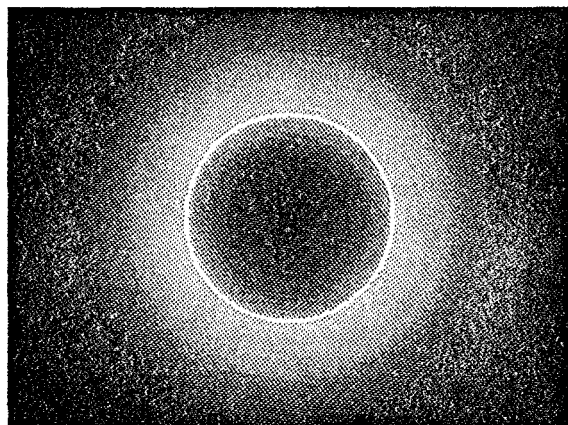


Polarisation au dessus d'un nuage
- Image corrigée de $\varepsilon(\theta)$
(a)

Taux de polarisation



Polarisation au dessus d'un nuage
- Image non corrigée de $\varepsilon(\theta)$
(b)



Polarisation induite par l'objectif $\varepsilon(\theta)$
(c)

MISE EN EVIDENCE DE LA POLARISATION INDUITE PAR L'OBJECTIF

V-3 Conclusions

Nous venons de présenter une méthode d'inter-étalonnage sur le glitter. Notre objectif était de trouver une méthode simple à mettre en oeuvre. La précision intrinsèque de la méthode est de 1.5 % à 865 nm.

La validité de la méthode appliquée aux données expérimentales, semble cependant limitée par sa sensibilité à la dépendance spectrale des aérosols.

Une analyse quantitative de la sensibilité de la méthode aux différents postes d'erreur reste à faire.

D'autres méthodes sont à l'étude. L'utilisation des rapports de gradient dans le glitter semble également prometteuse, mais est également confrontée au problème de la correction de l'effet des aérosols.

La possibilité de coupler les deux méthodes est à étudier.

L'estimation de la polarisation de l'objectif $\varepsilon(\theta)$ au-dessus des nuages semble prometteuse avec une incertitude absolue sur $\varepsilon(\theta)$ inférieure à 1 % pour 665 et 865 nm. L'étude menée, reste ponctuelle. Il reste, là aussi, à envisager une validation à plus grande échelle, à partir de l'ensemble des données aéroportées acquises au cours des campagnes POLDER.

CONCLUSION

Conclusion générale

L'originalité des concepts instrumentaux de POLDER (optique télécentrique large champ et mesure de la polarisation) lui confère des capacités séduisantes d'observations spectrales, directionnelles et polarisées qui permettront de déterminer plus précisément de nombreux paramètres intervenant dans la compréhension du système Terre-Atmosphère.

La nouveauté des concepts instrumentaux pose, évidemment, de nouveaux problèmes: complexité de la fonction de transfert instrumentale nécessitant le développement et la mise en oeuvre de méthodes d'étalonnage spécifiques à POLDER, tant en laboratoire qu'en vol durant la vie du capteur.

Le développement du prototype aéroporté au LOA a permis de valider la modélisation de la réponse instrumentale. Parallèlement des procédures d'étalonnage de l'instrument en laboratoire ont été développées et mises en oeuvre. Compte tenu de la complexité de modèle radiométrique, une méthode simplifiée d'inversion des mesures a été développée et justifiée. Elle a été intégrée dans un segment sol aéroporté actuellement opérationnel.

Parallèlement, des campagnes aéroportées ont eu lieu avec pour objectif la validation de l'ensemble des concepts scientifiques mis en jeu.

Dans ce contexte, notre contribution a consisté à montrer l'apport de la polarisation à travers un ensemble d'analyses préliminaires.

Les premières analyses des mesures acquises au cours des campagnes aéroportées MEDIMAR et RACER au-dessus des surfaces océaniques, nous ont permis de montrer l'apport de la polarisation pour préciser la nature des aérosols observés, c'est à dire essentiellement leur indice de réfraction. La signature en polarisation du système océan-atmosphère n'est pas encore très bien comprise. Des divergences demeurent entre les mesures et les modélisations. Mais une analyse physique plus précise des différentes contributions au signal total devrait permettre d'en comprendre les origines, quelles soient physique ou instrumentale. Notre contribution doit être considérée comme une analyse préparatoire nécessaire à l'élaboration d'algorithmes plus complets d'inversion des propriétés des aérosols au-dessus des surfaces océaniques.

L'apport de la polarisation dans la détection des aérosols au-dessus des terres émergées, mis en évidence par des travaux récents (Deuzé et al, 1992) est rappelé de façon très sommaire. L'intérêt des mesures en lumière polarisée réside dans le fait qu'elle renseigne presque exclusivement sur l'atmosphère, alors que les contributions du sol et de l'atmosphère sont mélangées de façon ambiguë si l'on travaille en lumière totale. L'observation des aérosols au-dessus des surfaces émergées a été étendue au cas des surfaces enneigées de l'Antarctique où une première analyse semble indiquer la présence d'aérosols ainsi que le caractère très peu polarisé de la neige.

Le résultat majeur mis en évidence dans ce travail concerne l'observation de la couverture nuageuse en lumière polarisée. Les mesures acquises au cours des campagnes ASTEX, MEDIMAR et CLEOPATRA ont permis de vérifier que la polarisation permettait l'identification de la phase liquide des nuages. Les nuages de cristaux (Cirrus) n'ont pas encore été observés en lumière polarisée. Cependant cette lacune devrait être comblée par de prochaines campagnes POLDER sur le thème "Nuage".

La signature des nuages en lumière polarisée devrait également permettre, de déduire des informations sur la taille des gouttelettes. La position du zéro de polarisation et de le nombre d'arcs sont en effet sensible à la taille des particules. Cependant la qualité des mesures réalisées n'a permis qu'une analyse très qualitative.

Par ailleurs, la différence entre les signatures polarisées de la neige et des nuages a été mis à profit pour discriminer ces deux objets, que leurs signatures spectrales ne permettent pas toujours de distinguer dans le domaine visible.

L'apport le plus remarquable des mesures en lumière polarisée au-dessus de scènes nuageuses concerne la possibilité d'estimer l'altitude du sommet des nuages à partir de la lumière polarisée générée par la couche d'atmosphère claire présente au-dessus du nuage, dans des géométries d'observation où le nuage ne polarise presque pas et où la polarisation d'origine moléculaire est maximale. Une première validation, ponctuelle, de la méthode est présentée. Il reste maintenant à l'utiliser sur l'ensemble des données disponibles afin de préciser ses limites de validité.

Le dernier volet concerne les problèmes d'étalonnage en vol. Aucun système d'étalonnage n'étant prévu à bord, la stratégie envisagée consiste à utiliser des cibles tests pour déterminer en vol les différents paramètres du modèle radiométrique. Nous avons proposé une méthode pour estimer les coefficients inter-bandes sur le glitter. L'originalité de la méthode consiste à utiliser les capacités directionnelles de POLDER pour caractériser la perturbation introduite par les aérosols sur l'estimation des coefficients inter-bandes.

L'étude de la couverture nuageuse en lumière polarisée nous a montré que, dans certaines géométries de visée, les nuages pouvaient être assimilés à une source de lumière non polarisée. Nous avons montré que cette propriété remarquable pouvait être utilisée pour estimer en vol la polarisation de l'optique dans les canaux 665 et 865 nm. avec une précision meilleure que 1%.

Nous avons restreint cette étude à l'observations des nuages. D'autres cibles présentent des propriétés peu polarisantes, la neige et également le sable sec. Les données acquises durant la campagne RACER et plus récemment durant la campagne HAPEX devraient permettre d'étudier la faisabilité de cette méthode appliquée à la neige et au site désertique.

En conclusion, la mesure de la polarisation du rayonnement dans le domaine visible, longtemps négligée à cause de la complexité des processus physiques et du formalisme mis en jeu, apparaît potentiellement riche en informations sur le milieu ayant interagi avec ce rayonnement.

ANNEXES

Annexe A1

Définitions des paramètres de Stokes

Soit une onde plane monochromatique se propageant dans la direction \vec{k} . Elle est caractérisée par son vecteur champ électrique \vec{E} . Dans un repère $(\vec{r}, \vec{l}, \vec{k})$, où \vec{l} et \vec{r} représentent deux directions du plan d'onde perpendiculaires à \vec{k} , le champ électrique se décompose suivant la relation

$$\vec{E}^* = E_{\vec{l}}^* \vec{l} + E_{\vec{r}}^* \vec{r} \quad (\text{A1-1})$$

La solution la plus générale des équations de Maxwell est une vibration elliptique, l'extrémité du champ électrique décrivant alors une ellipse dans le plan d'onde. Les composantes du champ électrique s'écrivent

$$\begin{aligned} E_{\vec{l}}^* &= E_{0l} e^{i(\omega t)} \\ E_{\vec{r}}^* &= E_{0r} e^{i(\omega t + \phi)} \end{aligned} \quad (\text{A1-2})$$

où ϕ est le déphasage entre les deux composantes.

L'état de polarisation et l'intensité de cette vibration lumineuse peuvent être caractérisés par quatre grandeurs de mêmes dimensions nommées paramètres de Stokes. Ils sont définies par

$$I = E_{0l}^2 + E_{0r}^2 \quad (\text{A1-3})$$

$$Q = E_{0l}^2 - E_{0r}^2 \quad (\text{A1-4})$$

$$U = 2 E_{0l} E_{0r} \cos \phi \quad (\text{A1-5})$$

$$V = 2 E_{0l} E_{0r} \sin \phi \quad (\text{A1-6})$$

Une mesure peut être considérée comme l'enregistrement d'une succession de trains d'onde dont les vecteurs champ électrique n'ont a priori aucun rapport entre eux, ce que l'on traduit en écrivant que les déphasages ϕ varient d'un train d'onde à l'autre trains.

On mesure donc la valeur moyenne dans le temps des paramètres de Stokes.

$$I = \langle E_{0l}^2 \rangle + \langle E_{0r}^2 \rangle \quad (\text{A1-7})$$

$$Q = \langle E_{0l}^2 \rangle - \langle E_{0r}^2 \rangle \quad (\text{A1-8})$$

$$U = \langle 2 E_{0l} E_{0r} \cos \phi \rangle \quad (\text{A1-9})$$

$$V = \langle 2 E_{0l} E_{0r} \sin \phi \rangle \quad (\text{A1-10})$$

Des études ont montré que dans l'atmosphère l'éllipicité générée lors des interactions entre les photons et le système terre-atmosphère est négligeable ($V=0$). On dit que le rayonnement est polarisé rectilignement, sa détermination nécessite alors la connaissance des 3 paramètres I, Q et U.

Il est commode de considérer une lumière quelconque comme la superposition de lumière naturelle (I_{nat}) et de lumière polarisée (I_{pol}) et de direction de vibration χ , angle entre \vec{E} et \vec{I} . On a alors

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{nat} \\ Q_{nat} \\ U_{nat} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_{pol} \\ Q_{pol} \\ U_{pol} \end{pmatrix} \quad (A1-11)$$

Pour de la **lumière naturelle**, les ondes se succèdent sans rapport de phase d'où une valeur moyenne nulle pour $\cos \phi$. D'autre part, comme il n'y a aucune direction privilégiée, les amplitudes E_{oI} et E_{oR} sont identiques et par conséquent $Q=U=0$.

Pour la **composante polarisée**, les deux vibrations \vec{E}_I et \vec{E}_R sont en phase, ϕ vaut 0, donc on a

$$Q_{pol} = I_{pol} \cos 2\chi \quad (A1-12)$$

$$U_{pol} = I_{pol} \sin 2\chi \quad (A1-13)$$

Finalement, pour une lumière partiellement polarisée rectilignement, les paramètres de Stokes s'écrivent :

$$I_{tot} = I_{nat} + I_{pol} \quad (A1-14)$$

$$Q_{pol} = I_{pol} \cos 2\chi \quad (A1-15)$$

$$U_{pol} = I_{pol} \sin 2\chi \quad (A1-16)$$

Les grandeurs I_{tot} , I_{pol} et χ s'obtiennent alors à partir des relations

$$I_{tot} = I \quad (A1-17)$$

$$I_{pol} = \sqrt{Q^2 + U^2} \quad (A1-18)$$

$$\text{tg } 2\chi = \frac{U}{Q} \quad (A1-19)$$

Annexe 2

Etablissement de la fonction de transfert optique du système

I- Rappels sur le formalisme de Müller.

La conception d'un instrument mesurant la polarisation requiert une représentation analytique de l'action des différents composants optiques de l'instrument sur le rayonnement incident.

Une des méthodes consiste à utiliser le formalisme de Müller pour représenter l'action de chaque composant sur le faisceau lumineux qui le traverse. Il s'agit de matrices (3x3) qui décrivent comment le vecteur de Stokes incident (I, Q, U) est modifié au cours de la traversée du composant. L'effet d'une combinaison de composants optiques peut être représenté simplement par le produit des matrices de Müller de chaque composant.

$$\begin{array}{ccc}
 \text{Entrée} & \text{Système optique} & \text{Sortie} \\
 \\
 \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} & \rightarrow \rightarrow \left(\begin{bmatrix} S_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_2 \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} S_n \end{bmatrix} \right) & \rightarrow \rightarrow \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \end{bmatrix}
 \end{array}$$

A chaque élément S_n , on associe la matrice de Müller M_n . Pour le système complet, la relation entre les vecteurs de Stokes du rayonnement entrant et sortant est donnée par (A2-1)

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \end{bmatrix} = M_n \times M_{n-1} \times \dots \times M_2 \times M_1 \times \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} \quad (\text{A2-1})$$

II- Application du formalisme de Müller à POLDER

1- Matrice de Müller de l'objectif télécentrique.

Soit $t_o(\theta)$ le coefficient de transmission (en intensité) de l'objectif télécentrique.

Soit $\varepsilon(\theta)$ la polarisation propre de l'objectif et l'on pose $\eta^2(\theta) = 1 - \varepsilon^2(\theta)$.

$\varepsilon(\theta)$ est le taux de polarisation mesuré en sortie de l'objectif pour une lumière incidente naturelle. Pour $\theta=0$ c'est à dire sur l'axe optique du système, $\varepsilon(0) = 0$.

L'expression matricielle des paramètres de Stokes en sortie de l'objectif télécentrique est donnée par la relation (A2-2) (Herman et al, 1990).

$$\begin{bmatrix} I_{obj} \\ Q_{obj} \\ U_{obj} \end{bmatrix} = t_{loc}^{obj} t_o(\theta) \begin{bmatrix} 1 & \varepsilon & 0 \\ \varepsilon & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} \quad (A2-2)$$

Les vecteurs sont exprimés dans la base (\vec{l}', \vec{r}') (figure 1).

2- Matrice de Müller d'un polaroïd.

De façon générale, on définit la matrice de Müller d'un polaroïd d'efficacité η' dans un référentiel ayant l'un de ces vecteurs de base parallèle à l'axe passant de ce dernier, ici \vec{l}_p .

$$\begin{bmatrix} I_{pol} \\ Q_{pol} \\ U_{pol} \end{bmatrix} = t_{loc}^P T^P \begin{bmatrix} 1 & \eta' & 0 \\ \eta' & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon' \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} \quad (A2-3)$$

Soit M_2 la matrice correspondante exprimée dans la base (\vec{l}_p, \vec{r}_p) .

3- Matrice de Müller du système complet

Pour obtenir la matrice de Müller du système complet, il faut calculer le produit $M_1 \times M_2$, où bien sûr, M_1 et M_2 doivent être exprimée dans la même base, ce qui n'est pas le cas car M_1 est exprimé dans (\vec{I}', \vec{r}') et M_2 dans (\vec{I}_p, \vec{r}_p) .

Nous conviendrons d'utiliser le repère (\vec{I}_p, \vec{r}_p) . La matrice de passage de (\vec{I}', \vec{r}') à (\vec{I}_p, \vec{r}_p) est alors donnée par

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha_p & \sin 2\alpha_p \\ 0 & -\sin 2\alpha_p & \cos 2\alpha_p \end{bmatrix} \quad (\text{A2-4})$$

où α_p est l'angle amenant $(\vec{I}'$ sur $\vec{I}_p)$ dans lequel on peut inclure un éventuel défaut de calage (méconnaissance sur α_p)

La matrice de transfert du système complet est donc

$$\begin{bmatrix} I^p \\ Q^p \\ U^p \end{bmatrix} = M_2 P M_1 \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \end{bmatrix} \quad (\text{A2-5})$$

Si nous tenons compte de la réponse individuelle de chaque détecteur k_{ij} , ainsi que de la transmission du sous-système filtre interférentiel-atténuateur (transmission moyenne T^f , transmission due aux défauts localisés, t_{loc}^{filtre}), le signal de sortie s_{ij}^p s'écrit

$$s_{ij}^p = A k_{ij} t_{loc}^{filtre} T^f I^p \quad (\text{A2-6})$$

où A est le coefficient d'étalonnage absolu

Que l'on écrit sous la forme finale (A2-7)

$$s_{ij}^p = A g_{ij}^{*p} [P_{\rho}^1(\theta, \phi) I_{ij} + P_{\rho}^2(\theta, \phi) Q_{ij} + P_{\rho}^3(\theta, \phi) U_{ij}] \quad (\text{A2-7})$$

avec

$$g_{ij}^{*P} = k_{ij} t_{loc} t_o(\theta) \quad \text{où} \quad t_{loc} = t_{loc}^P t_{loc}^{filtre} t_{loc}^{obj} \quad (A2-8)$$

et

$$P_p^1(\theta, \phi) = T_p (1 + \varepsilon(\theta) \cos 2\alpha_p(\phi))$$

$$P_p^2(\theta, \phi) = \eta' T_p (\varepsilon(\theta) + \cos 2\alpha_p(\phi))$$

$$P_p^3(\theta, \phi) = \eta' T_p \sin 2\alpha_p(\phi)$$

où le coefficient de transmission moyenne du bloc atténuateur-filtre-polaroïd est définie par $T_p = T^P T^f$

et avec $\alpha_p = \beta_p - \phi(i, j)$

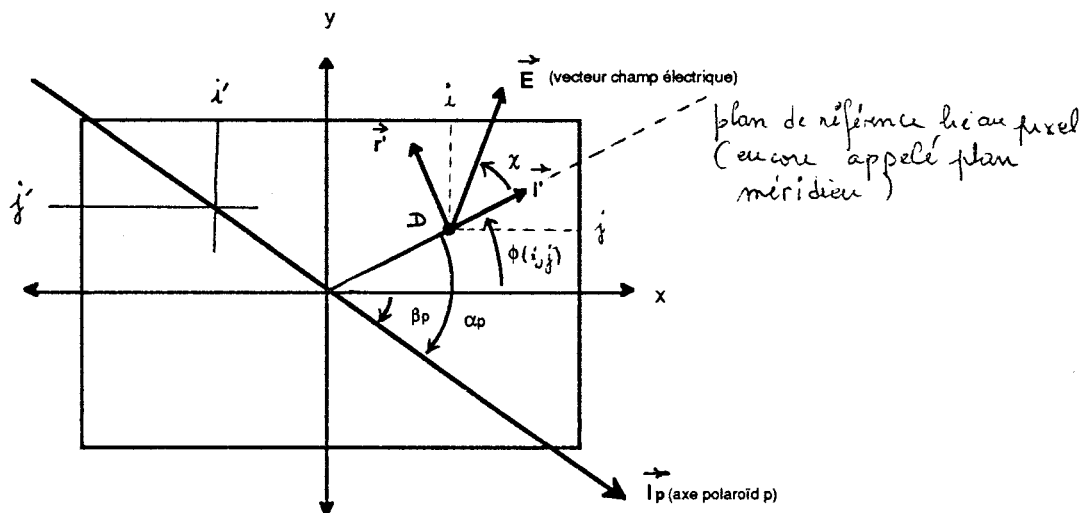


Figure 1 : Représentation des différents vecteurs par rapport à la CCD

Annexe A3**Expressions des polynômes P_p^q et P_p^u**

Ces polynômes sont calculés à partir des polynômes P_p^1 , P_p^2 et P_p^3 dont les expressions ont été établies dans l'annexe A-2 et sont définies par les relations

$$P_p^q(\theta, \phi) = \frac{P_p^2(\theta, \phi)}{P_p^1(\theta, \phi)} \quad \text{et} \quad P_p^u(\theta, \phi) = \frac{P_p^3(\theta, \phi)}{P_p^1(\theta, \phi)} \quad (\text{A3-1})$$

Les rapports (A3-1) sont obtenus par développement limité en considérant que $\eta(\theta)$ et η' sont proches de 1 et que $\varepsilon^2 \ll 1$ et $\varepsilon \Delta_i \ll 1$ (Δ_i est l'erreur de calage du polaroïd i).

On obtient alors

Pour la voie p=1 :

$$P_1^q = -\frac{\eta'}{2}(\cos 2\alpha - \sqrt{3}\sin 2\alpha) + \frac{\eta'}{2}(\sin 2\alpha + \sqrt{3}\cos 2\alpha) F_1 \quad (\text{A3-1})$$

$$P_1^u = -\frac{\eta'}{2}(\sin 2\alpha + \sqrt{3}\cos 2\alpha) - \frac{\eta'}{2}(\cos 2\alpha - \sqrt{3}\sin 2\alpha) F_1 \quad (\text{A3-2})$$

Pour la voie p=2 :

$$P_2^q = \cos 2\alpha + \sin 2\alpha F_2 \quad (\text{A3-3})$$

$$P_2^u = \sin 2\alpha - \cos 2\alpha F_2 \quad (\text{A3-4})$$

Pour la voie p=3 :

$$P_3^q = -\frac{\eta'}{2}(\cos 2\alpha + \sqrt{3}\sin 2\alpha) + \frac{\eta'}{2}(\sin 2\alpha - \sqrt{3}\cos 2\alpha) F_3 \quad (\text{A3-5})$$

$$P_3^u = -\frac{\eta'}{2}(\sin 2\alpha - \sqrt{3}\cos 2\alpha) - \frac{\eta'}{2}(\cos 2\alpha + \sqrt{3}\sin 2\alpha) F_3 \quad (\text{A3-6})$$

Les coefficients F_1, F_2 et F_3 qui dépendent de ε, Δ_i et α sont donnés par les relations :

$$F_1 = \frac{\varepsilon(\theta)}{2}(\sin 2\alpha + \sqrt{3}\cos 2\alpha) + 2\Delta_1 \quad (\text{A3-7})$$

$$F_2 = \varepsilon(\theta) \sin 2(\alpha + \Delta_2) \quad (\text{A3-8})$$

$$F_3 = \frac{\varepsilon(\theta)}{2}(\sin 2\alpha - \sqrt{3}\cos 2\alpha) + 2\Delta_3 \quad (\text{A3-9})$$

Annexe 4

"Optical properties of snow and ice derived from aircraft POLDER data"

Communication à Antarctic Journal of United States

Optical properties of snow/ice derived from aircraft POLDER data

Philippe Goloub, Maurice Herman, and Jean-Luc Deuzé

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Université de Lille, France

Robert Frouin

Scripps Institution of Oceanography

La Jolla, California 92093-0221

Knowledge of the optical properties (reflection, transmission, and absorption) of snow and ice is fundamental to address questions regarding heat exchange, radiation balance, and the energy available for primary production in the Antarctic. Observations have been reported by several investigators (e.g., Grenfell and Makyut, 1977; Warren, 1982), but the problem is complicated by large heterogeneities in the snow and ice fields, making it difficult to relate and generalize the results. On the other hand, very little is known about the polarization characteristics of light reflected by snow and ice. Yet these characteristics might prove useful to distinguish snow from various types of ice (frazil, pancake, etc.) or clouds, and snow, ice, and clouds affect quite differently the surface energy budget.

During the 1991-1992 Research on Antarctic Ecosystem rates (RACER) campaign, we acquired one of the few existing photopolarimetric datasets over snow and ice. The measurements were made aboard a British Antarctic Survey Twin Otter with the Polarization and Directionality of the Earth Reflectance (POLDER) instrument. The POLDER concept, characteristics, and imaging principle are described in Deschamps et al. (1990), and the specific airborne version is detailed in Balois (1990) (see also Frouin et al., Antarctic Journal, this issue). The angular coverage is $\pm 42^\circ$ along-track and $\pm 51^\circ$ across-track, and polarization measurements are performed in two spectral channels

centered at 450 and 850nm. Three other spectral channels are centered at 500, 570, and 670nm. Data acquisition over snow and ice was performed from December 18, 1991 through January 2, 1992, in general during transits between Adelaide Island and the Gerlache Strait. Flight altitude was about 3.9km, which corresponds to a ground resolution of about 17x17m. According to laboratory calibration, absolute accuracy is about 10% on total reflectance and 1-2% on polarization ratio (defined as the ratio of polarized reflectance and total reflectance). In this preliminary report, we succinctly analyze the total and polarized reflectances of selected snow/ice, mostly snow-covering-ice targets.

Total Reflectance Observations. The POLDER imaging principle allows one to obtain instantaneously the bidirectional reflectance distribution function (BRDF) of a target if this target is nearly homogenous within the swath of the instrument (4.9x6.5km). We have therefore selected snow/ice fields that appear very bright, homogenous, and almost Lambertian, except in the forward scattering direction at high viewing zenith angles.

Fig. 1 displays, for one such field, the total reflectance at 450nm in polar coordinates for viewing zenith angles of 20 and 40°. To interpret the measurements, we have first investigated the influence of the atmosphere on the observed reflectance. Simulations performed with the successive orders of scattering method (Deuzé et al., 1989) for a pure molecular atmosphere above a Lambertian ground of reflectance 0.8 showed that atmospheric effects are weak, hence the reflectance in Fig. 1 is nearly equal to the ground one. For the geometries considered, the BRDF is rather constant, in agreement with previous observations of Dirmhirn and Eaton (1975) and Taylor and Stowe (1984), who have reported that snow cover is isotropic at low sun zenith angles and becomes only anisotropic at sun zenith angles above 70°.

Fig. 2 shows the spectral signature of four different snow/ice fields (geographically and temporally distinct) at 0° viewing zenith angle. The reflectance always decreases as wavelength increases, with values above 1 at 450nm and around 0.75 at 850nm. This decrease is typical (e.g., Warren, 1982; Grenfell and Perovich, 1984); it results from increasing water and ice absorption in the infrared.

Polarization observations. Fig. 3 shows, for the same snow/ice target of Fig. 1, the polarized reflectance at 450nm in the principal plane as a function of scattering angle. The observations are compared with the polarized reflectance expected from molecular scattering only. The observed and simulated values have the same order of magnitude, even though a significant discrepancy exists in the forward scattering direction. At the corresponding scattering angles, aerosol scattering polarization may no longer be neglected. Compared to the total reflectance, the polarized reflectance is small, yielding for instance polarization ratios of 1% or less at the wavelength of 850nm and scattering angles between 140 and 170°. These results confirm that snow and ice generate weak polarized light by reflection and scattering (Egan, 1985; Egan et al., 1991).

Conclusions. Our photopolarimetric observations corroborate earlier observations that the snow/ice system is close to a Lambertian reflector and that polarization over snow/ice targets is expected to be mainly due to the atmosphere (molecules and aerosols). This makes it easier to use polarization as a means to retrieve aerosol properties over snow/ice. No attempt has been made to use the polarization characteristics of the reflected light to distinguish between various types of ice and snow, but the weak polarization signature close to the noise level suggests that the task might be arduous.

This research was supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant NAGW-2774 to Robert Frouin, the National Science Foundation, the British Antarctic Survey, the French Space Agency, and the Centre National de la Recherche Scientifique. We thank the British Antarctic Survey personnel at Rothera for their help with the aircraft missions and Jean-Yves Balois from the University of Lille, France, for operating the POLDER instrument during the experiment and performing the necessary calibrations.

References

- Balois, J.-Y., 1990. POLDER on aircraft. Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Technical Report No POL-LOA-PAV-110-04-AVR90, Université des Sciences et Techniques de Lille, France, pp. 22.
- Deschamps, P.-Y., M. Herman, A. Podaire, M. Leroy, M. Laporte, and P. Vermande, 1990. A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances: POLDER. Proceedings of the 10th IGARSS Conference on "Remote Sensing for the Nineties," May 20-24, 1990, Washington, D.C., IEEE Catalog Number 90CH825-8, vol. III, 1769-1774.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, 1989. Fourier Series Expansion of the Radiative transfer equation in the atmosphere-ocean system. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 41, 483-494.
- Dirmhirn, I., and F.D. Eaton, 1975. Some characteristics of the albedo of snow. Journal of Applied Meteorology, 14, 375-379.
- Egan, W.G., 1985. Airborne observations of polarization and photometry of terrestrial surfaces. Nineteenth International Symposium on "Remote Sensing of Environment," Ann Arbor, October 21-25, 1985, Michigan.
- Egan, W.G., Johnson, W.R., and V.S. Whitehead, 1991. Terrestrial polarization imagery obtained from the Space Shuttle: characterization and interpretation. Applied Optics, 30, 435-442.
- Frouin, R., J.-Y. Balois, M. Herman, M. Panouse, and J. Priddle, 1992. Aircraft photopolarimetric observations of the ocean, ice/snow, and clouds in coastal regions of the Antarctic Peninsula, Antarctic Journal of the U.S., this issue.

Grenfell, T.C., and G.A. Maykut, 1977. The optical properties of ice and snow in the Arctic basin. Journal of Glaciology, 18, 445-463.

Grenfell, T.C., and D.K. Perovich, 1984. Spectral albedos of sea ice and incident solar irradiance in the southern Beaufort Sea. Journal of Geophysical Research, 89, 3573-3580.

Taylor, V.R., and L. Stowe, 1984. Reflectance characteristics of uniform earth and cloud surfaces derived from Nimbus-7 ERB. Journal of Geophysical Research, 89, 4987-4996.

Warren, S.G., 1982. Optical properties of snow. Review of Geophysics and Space Physics, 20, 167-189.

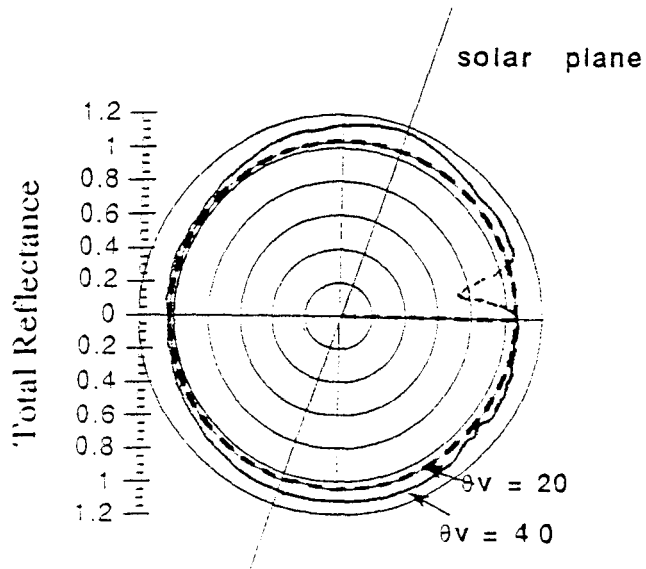


Figure 1. Polar diagram of reflectance at 450nm for viewing zenith angles of 20 and 40°. Sun zenith angle is 65°.

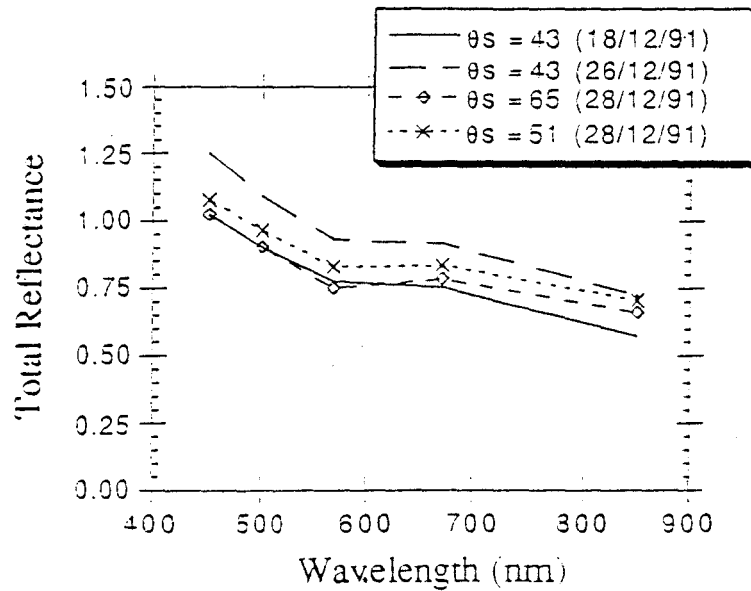


Figure 2. Spectral signature of four snow-ice fields. Viewing zenith angle is 0°.

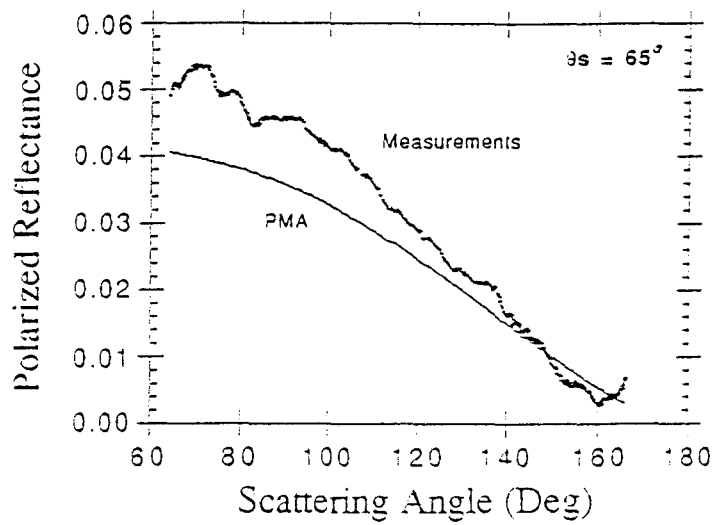


Figure 3. Polarized reflectance at 450nm in the principal plane versus scattering angle. The measurements are compared with values calculated for a purely molecular atmosphere.

Annexe 5

"Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds"

Communication à Antarctic Journal of United States

Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds

Philippe Goloub, Maurice Herman, and Jean-Luc Deuzé

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Université de Lille, France

Robert Frouin

Scripps Institution of Oceanography

La Jolla, California 92093-0221

Snow/ice and clouds affect strongly, yet differentially, surface radiation balance. Confusing snow/ice and clouds may yield large errors in estimates of the solar energy reaching the surface in polar regions, with important consequences for our assessment of ice-atmosphere interactions, ice dynamics, and the carbon cycle. Using spectral measurements in the visible and near-infrared to distinguish snow/ice from clouds is difficult, however, because both types of target exhibit a high reflectance and are quite white spectrally. Thermal-infrared data are not appropriate either, because snow/ice as well as clouds can have the same apparent temperature. Although other techniques may be suitable (e.g., those that exploit differences between the textural properties of snow/ice and clouds), as well as other types of measurements (e.g., in the microwave spectral region), the photopolarimetric measurements made with the Polarization and Directionality of the Earth Reflectance (POLDER) instrument during the 1991-1992 Research on Coastal Antarctic Ecosystem Rates (RACER) campaign offer a unique opportunity to investigate whether polarization information at visible and near-infrared wavelengths can be used to make the distinction efficiently. By analyzing a few POLDER images, we demonstrate in the following that polarization is a useful property of light to determine the nature of the targets.

Observations. Aircraft POLDER data were acquired over ice/snow and clouds during transits at about 3.6 km altitude between Rothera, Adelaide Island, where the aircraft was stationed, and the Gerlache Strait, the site of the 1991-1992 RACER cruise. The POLDER instrument (Deschamps et al., 1990) measures the spectral, bidirectional, and polarization characteristics of reflected and scattered solar light. The spectral channels are centered at 450, 500, 570, 670, and 850nm, and polarization is only measured in the 450 and 850nm channels. The aircraft version of the instrument is described in Balois (1990) (see also Frouin et al., 1992, Antarctic Journal, this issue). At 3.6km altitude, the ground resolution is about 17x17m.

Fig. 1 shows typical POLDER images of total and polarized reflectances at 450nm over snow/ice and clouds. Examining the total reflectance (left mosaics), it appears difficult to conclude whether we are in the presence of snow/ice or clouds. The polarized reflectance, in contrast, exhibits drastically different patterns for snow/ice and clouds. An arc of relatively high values is characteristic of the clouds, indicating that different processes are at work to polarize solar light incident on the two types of target.

Analysis. To go further in the interpretation, two POLDER scenes are analyzed quantitatively: one over a bank of stratocumulus clouds, the other over a spatially homogenous snow/ice field. Fig. 2 shows the bidirectional and spectral characteristics of the targets. For the viewing zenith angle of 35° selected, the polar diagram reveals small angular effects and differences (the sun zenith angles for the snow-ice and cloud scenes are 65 and 61°, respectively, making the comparison possible). Regarding spectral signature, the two objects exhibit common features, in particular the same decrease of reflectance with wavelength. The level of reflectance furthermore remains similar for snow-ice and clouds in all spectral channels (slightly lower for clouds), which may be explained by the thickness of the cloud layer and the reflectance of the underlying surface. According to our log, the stratocumulus clouds were optically thin and located over sea ice. The effect of the bright surface, in that case, dominates. Thus, by examining the angular and spectral features of the total reflectance only, the presence of stratocumulus, visually observed aboard the aircraft, cannot be detected with certainty on the POLDER images.

The polarization data over clouds, on the other hand, reveal a strong reflectance increase (about 50% at 450 nm) around the 140° scattering angle (Fig. 3). This increase is not observed in the measurements over snow/ice. Away from this geometry, however, the dependence with scattering angle is similar for both targets. Over snow/ice, we basically observe the polarization contribution of air molecules (see Goloub et al., Antarctic Journal, this issue). The reflectance increase around the 140° scattering angle is actually a well-known feature. Both theory and observations have shown that water droplets (refractive index of 1.33) polarize strongly solar light at 140° scattering angle (e.g., Hansen and Hovenier, 1974; Deuzé et al., 1989). The phenomenon is due to internal reflection within the droplets and occurs in conditions for which rainbows are formed. (At 155° scattering angle a smaller, yet distinct increase in polarized reflectance is observed, which may correspond to a secondary rainbow). It is very likely that we are in the presence of this phenomenon. The nature of the target (snow/ice or cloud) therefore can be identified by looking at the scattering angle dependence of the polarized reflectance around the 140° scattering angle or, more generally, scattering angles for rainbows.

Conclusions. Our photopolarimetric observations indicate that snow/ice and clouds may have very similar spectral and bidirectional properties, making it difficult, even impossible, to use only those properties to detect the presence of clouds over snow/ice surfaces. The polarization state of the reflected and scattered light by the two types of target, in contrast, exhibits distinct characteristics at scattering angles for rainbows, when the clouds contain water droplets. We conclude that, viewing geometry permitting (rainbow region), polarization measurements provide an efficient means to screen clouds over snow/ice surfaces.

This research was supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant NAGW-2774 to Robert Frouin, the National Science Foundation, the British Antarctic Survey, the French Space Agency, and the Centre National de la Recherche Scientifique. We thank the British Antarctic Survey personnel at Rothera for their help with the aircraft missions and Jean-Yves Balois from the University of Lille, France, for operating the POLDER instrument during the experiment and performing the necessary calibrations.

References

- Balois, J.-Y., 1990. POLDER on aircraft. Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Technical Report No POL-LOA-PAV-110-04-AVR90, Université des Sciences et Techniques de Lille, France, pp. 22.
- Deschamps, P.-Y., M. Herman, A. Podaire, M. Leroy, M. Laporte, and P. Vermande, 1990. A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances: POLDER. Proceedings of the 10th IGARSS Conference on 'Remote Sensing for the Nineties,' May 20-24, 1990, Washington, D.C., IEEE Catalog Number 90CH825-8, vol. III, 1769-1774.
- Deuzé, J.-L., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, Balois J.-Y., L. Gonzalez, P. Lecomte, and C. Verwaerde, 1989. Photopolarimetric observations of aerosols and clouds from balloon. Remote Sensing of Environment, 29, 93-109.
- Frouin, R., J.-Y. Balois, M. Herman, M. Panouse, and J. Priddle, 1992. Aircraft photopolarimetric observations of the ocean, ice/snow, and clouds in coastal regions of the Antarctic Peninsula, Antarctic Journal of the U.S., this issue.
- Hansen, J.E., and Hovenier, J.W., 1974. Interpretation of the polarization of Venus. Journal of the Atmospheric Sciences, 31, 1137-1160.

Figure captions

Figure 1. Mosaics of POLDER images showing total and polarized reflectances at 450nm over snow-ice (top) and clouds (bottom). A characteristic arc of higher polarized reflectance is observed over clouds (lower right mosaic).

Figure 2. (Top): Polar diagram of the 450 nm reflectance of snow-ice (solid line) and cloud over snow-ice (dashed line) for viewing zenith angle of 35° and sun zenith angles of 65° (snow-ice) and 61° (cloud). (Bottom): spectral signature of snow-ice (a) and cloud over snow-ice (b) for viewing zenith angle of 0° . The bidirectional and spectral characteristics of the two types of target are similar, making it difficult to distinguish snow-ice from cloud using only bidirectional and spectral measurements.

Figure 3. Polarized reflectance of snow-ice (a) and cloud over snow-ice (b) at 450nm in the principal plane versus scattering angle. The polarized reflectance is drastically different for the two types of target near the 140° scattering angle.

Figures

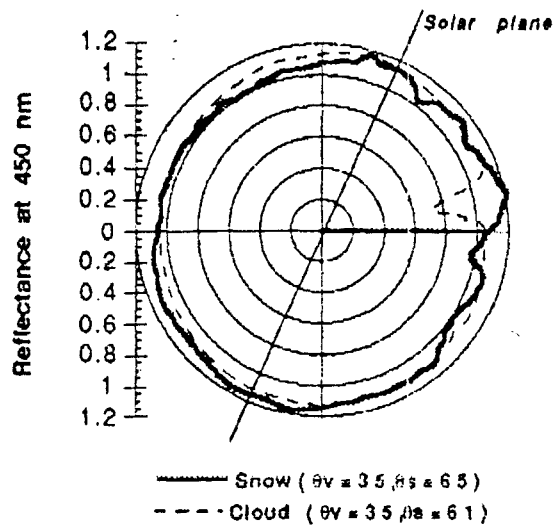


Figure 1 : Polar diagram of reflectance (450 nm)

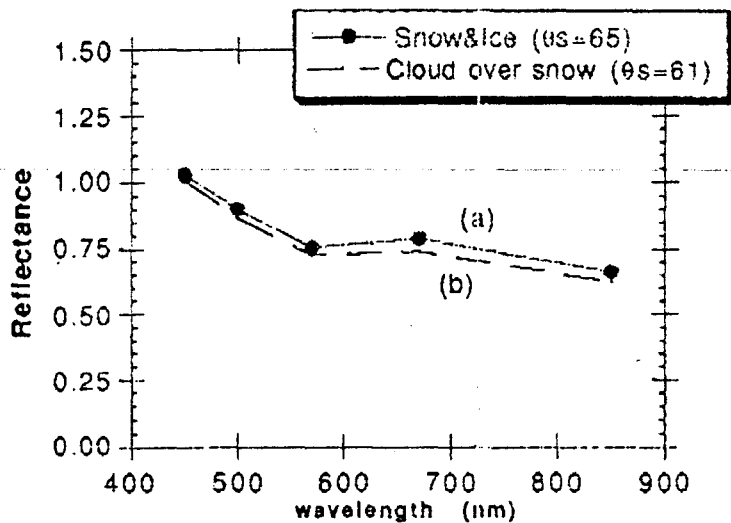


Figure 2 : Spectral signature of snow (a) and {cloud+snow} (b)

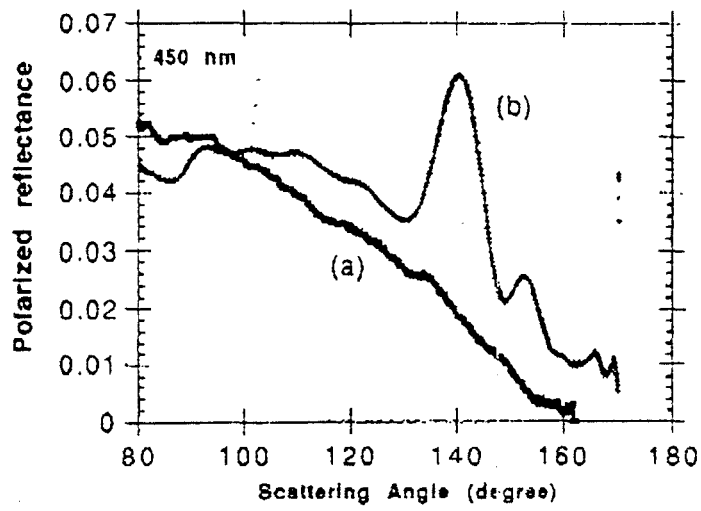


Figure 3 : Polarized reflectance versus scattering angle for snow (a) and {cloud+snow} system, in the solar principal plane at 450 nm.

Annexe 6

***"Retrieval of aerosols over the Gerlache Strait from
photopolarimetric observations"***

Communication à Antarctic Journal of United States

Retrieval of aerosols over the Gerlache Strait from aircraft photopolarimetric observations

Jean-Luc Deuzé, Philippe Goloub, and Maurice Herman

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

Université de Lille, France

Robert Frouin

Scripps Institution of Oceanography

La Jolla, California 92093-0221

Photopolarimetric measurements made with the Polarization and Directionality of the Earth's Reflectance (POLDER) instrument during the 1991-1992 Research on Antarctic Coastal Ecosystem Rates (RACER) campaign have been analyzed to determine the aerosol conditions prevailing over the Gerlache Strait on December 29, 1991. In this preliminary study, the results obtained with only one POLDER scene are reported. Our objective is not to retrieve the aerosols (amount and type) precisely, but rather to provide evidence for their presence and qualitatively fit the measurements using an aerosol model inferred by examining the total reflectance and polarization ratio at 850nm as well as the spectral change in the total reflectance.

Observations. The scene selected was acquired during one of the legs flown at 3.6 km altitude on December 29, 1991. It includes 9 288x384 pixel images in spectral bands centered at 450, 500, 570, 670, and 850nm, with three polarized images at 450nm and 850nm (for more details, see Frouin et al., Antarctic Journal, this issue). At 3.6 km altitude the ground resolution is about 17x17m, and the swath is 4.9x6.5km.

Fig. 1 shows, for the scene selected, the total reflectance measured at 450 and 850 nm as a function of scattering angle (curves labeled a and c, respectively). To reduce the effect of varying air mass from one pixel to the next, the values have been normalized by $\cos(\theta_v)$, the cosine of the viewing

zenith angle. Above the scattering angle of 120° , the normalized reflectance increases with scattering angle, and the effect is more pronounced at 450nm, a direct consequence of the increase with scattering angle of the molecule and aerosol phase functions in the backscattering plane and of the decrease with wavelength of the molecule optical thickness. Below 120° , in contrast, the normalized reflectance exhibits large fluctuations due to the presence of strongly geometry-dependent glitter.

Neglecting glitter, gaseous absorption, and water body backscattering, and using the first order of scattering approximation, the normalized reflectance can be expressed as follows:

$$\rho_{\cos(\theta_v)} = [\tau_m p_m(\gamma) + \tau_a p_a(\gamma)] / (4 \cos(\theta_s))$$

where τ_m and τ_a are molecule and aerosol optical thicknesses, respectively, p_m and p_a are the corresponding phase functions, γ is scattering angle and θ_s is sun zenith angle. Thus the normalized reflectance can be interpreted qualitatively, at least when glitter is practically non-existent (the effect of water body backscattering is small at 450 nm and nil at 850nm), as the sum of molecule and aerosol contributions. Subtracting the molecular effect yields curves b and d at 450 and 850nm, respectively, and the difference between curves a and b and c and d attests to the presence of aerosols (the effect of glitter is basically the same for curves a and b and c and d).

Inferral scheme. First, the spectral dependence of the aerosol optical thickness is estimated from the total reflectance at 670 and 850nm, after subtracting the respective molecular scattering contributions. This is accomplished by selecting an area of the images for which glitter contamination is minimum. Assuming that the aerosol optical thickness varies as $\tau_a = \beta \lambda^{-\alpha}$, the coefficient α obtained, or Angström exponent, is 0.45, which is characteristic of large particles (small spectral dependence).

Second, the dependence with scattering angle of the polarization ratio at 850nm suggests a refractive index of 1.33 rather than 1.5 for the aerosol particles since the sharp drop in polarization ratio around the 140° scattering angle, characteristic of the 1.5 refractive index, is not observed (Fig. 2).

Third, assuming a size distribution following a two parameter (r_0 , σ) log-normal law, the Angström exponent and the refractive index allow for a range of possible (r_0 , σ) values. Among those values, the values selected correspond to $\log r_0 = -1.1$ and $\log \sigma = 0.42$.

Fourth, the wind speed (to compute glitter and glitter-atmosphere coupling terms) is estimated from the total reflectance at 850 nm in specular conditions. The model of Cox and Munk (1954) is used with an isotropic wave slope distribution, and the value obtained is 7ms^{-1} .

Finally, from the wind speed and the optical properties of the aerosols (refractive index, size distribution), the aerosol optical thickness at 850nm is deduced by comparing measured reflectances with simulated reflectances for varied optical thicknesses. In the calculations, the successive orders of scattering model of Deuzé et al. (1989) is used. The value obtained, 0.1, is about half that measured with a sunphotometer aboard R/V Polar Duke (Frouin, Panouse, Devaux, Antarctic Journal, this issue), which tends to indicate that a sizable fraction of the aerosols was above the aircraft, all the more as the horizontal visibility logged by R/V Polar Duke that day was greater than 70km.

From the aerosol model and the optical thickness at 850nm, we have simulated, neglecting water body backscattering, the total reflectance at 450nm. The results are shown in Fig. 3 for the principal plane and are compared with the measurements. The difference between simulated values and measurements for pixel number less than 300 is likely the water body contribution neglected in the calculations.

Conclusions. Our study has revealed the presence over the Gerlache Strait on December 29, 1991 of aerosols of weak spectral dependence (Angström exponent of 0.45), refractive index of 1.33, and optical thickness at 850nm of 0.1. The weak spectral dependence is corroborated by sunphotometer measurements, but the optical thickness is too small (0.1 instead of 0.2), which suggests that some aerosols were located above the aircraft. The aerosol model, furthermore, is not entirely satisfactory because it does not reproduce quantitatively the polarization measurements at 850nm (see Fig. 2) and the position of the zeros of polarization on the images (not shown here). The discrepancies may be attributed to the small signal level at

850nm, which makes the polarization ratio quite noisy, and/or the lack of symmetry in the glitter pattern, which could be due to effects of wind direction (not accounted for in the modeling) or uncertainties in the navigation parameters. The study nevertheless demonstrates that useful information on both aerosol amount and type (e.g., for ocean color remote sensing) can be retrieved from the POLDER measurements acquired during the 1991-1992 RACER campaign.

This research was supported in part by the National Aeronautics and Space Administration under Grant NAGW-2774 to Robert Frouin, the National Science Foundation, the British Antarctic Survey, the French Space Agency, and the Centre National de la Recherche Scientifique. We thank the British Antarctic Survey personnel at Rothera for their help with the aircraft missions and Jean-Yves Balois from the University of Lille, France, for operating the POLDER instrument during the experiment and performing the necessary calibrations.

References

- Cox, C. S., and W. H. Munk, 1954. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. Journal of the Optical Society of America, 44, 838-850.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, 1989. Fourier Series Expansion of the Radiative transfer equation in the atmosphere-ocean system. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 41, 483-494.
- Frouin, R., J.-Y. Balois, M. Herman, M. Panouse, and J. Priddle, 1992. Aircraft photopolarimetric observations of the ocean, ice/snow, and clouds in coastal regions of the Antarctic Peninsula, Antarctic Journal of the U.S., this issue.
- Frouin, R., M. Panouse, and C. Devaux, 1992. Sunphotometer measurements of aerosol optical thickness over the Gerlache Strait and Marguerite Bay, Antarctica. Antarctic Journal of the U.S., this issue.

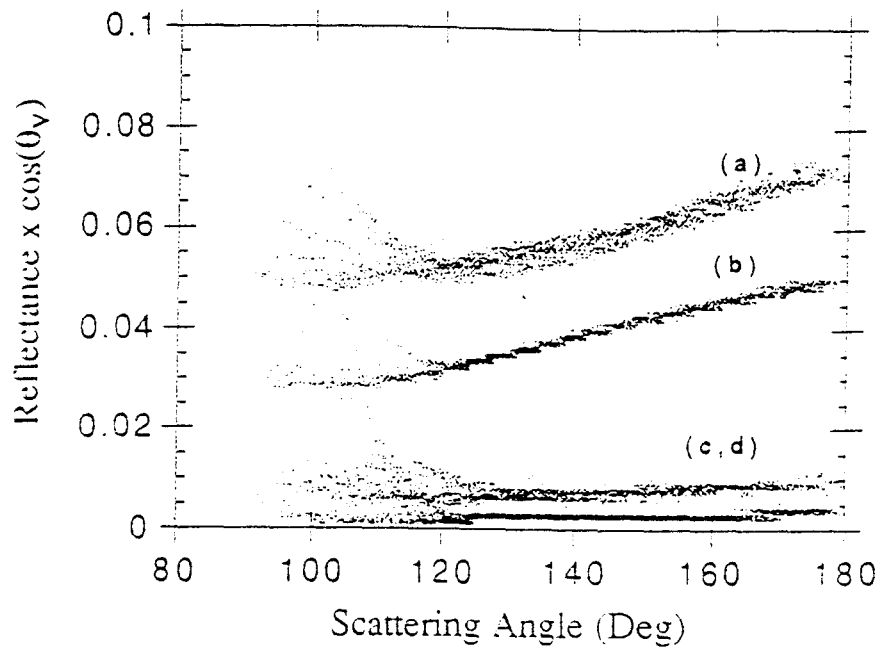


Figure 1. Normalized reflectance measured at 450nm (curve a) and 850nm (curve c) and corrected for molecular scattering (curves b and d, respectively) as a function of scattering angle. The difference between curves a and b and c and d indicates the presence of aerosols.

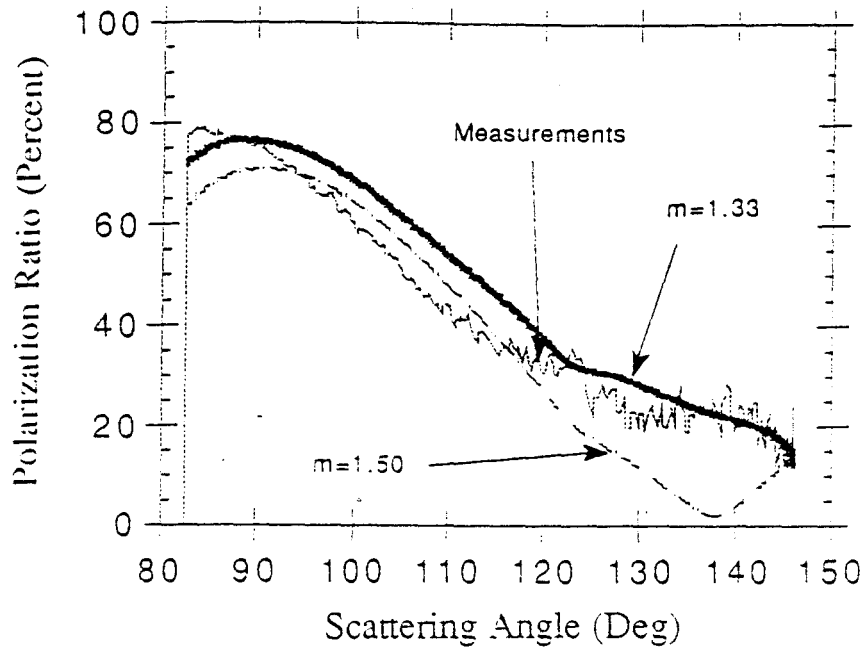


Figure 2. Measured and modeled polarization ratio at 850nm as a function of scattering angle. Using the value 1.33 instead of 1.5 for the refractive index m gives a better agreement with the observations.

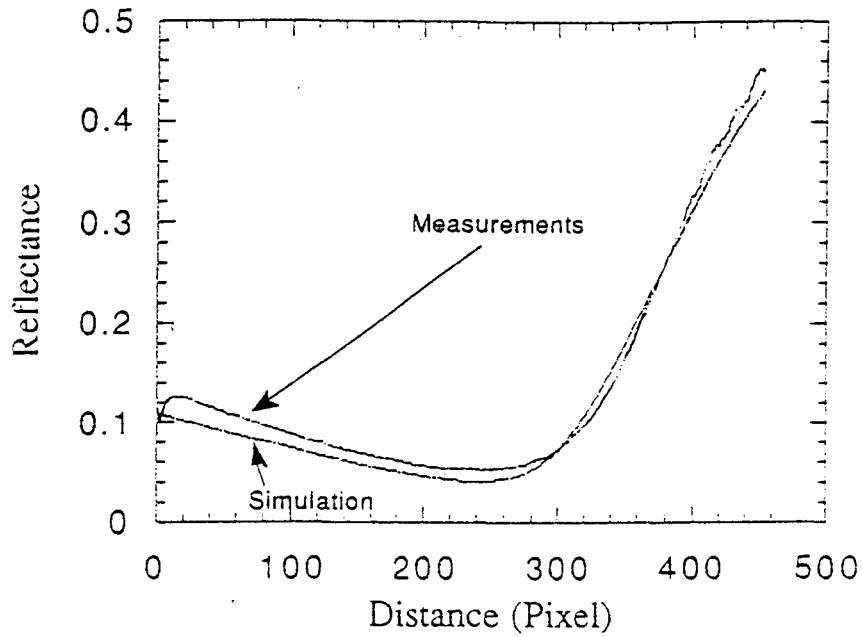


Figure 3. Measured and modeled reflectance at 450nm in the principal plane. The difference between measurements and modeled values outside the glitter region (pixel number less than 300) is probably due to backscattering by the water body, a process neglected in the calculations.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques

Angström A.,1961: "Techniques of Determining the Turbidity of the Atmosphere". *Tellus XIII* (1961), 214-223.

Balois J.Y.,1985: "Mise au point, essais, étalonnage et intégration d'un radiomètre-polarimètre infrarouge embarquable à bord d'une plateforme stratosphérique". Mémoire de diplôme d'ingénieur du Conservatoire National des Arts et Métiers. Lille.

Centre National d'études Spatiales, 1992: "Revue de Définition Préliminaire : POLDER". Volumes 1 et 2. Fev 1992.

Coulson.K.L., 1988: "Polarization and intensity of light in the atmosphere". A.Deepak Publishing 1988.

Coulson.K.L., Whitehead V.S., Campbell C., 1986: Polarized views of the earth from orbital altitude. *SPIE, 637, Ocean Optics VIII*, 35-41.

Cox C, and Munk W.H.,1954: "The measurements of the roughness of the sea surface from photographis of the sun glitter". *J. Opt. Soc. Amer.*, **44**, 63-78.

Deirmendjian D., 1954: Electromagnetic scattering on spherical polydispersions, Elsevier Ed. New-York.

Deschamps P.Y., Herman M., Roger JC., 1992: "Etalonnage absolu de POLDER sur la diffusion moléculaire. Rapport contrat CNES n° 833-2-91-0094.

Deschamps P.Y., Herman M., Podaire A., Leroy M., Laporte M., and Vermande P., 1990: "A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances: POLDER", IGARSS'90 Conference Proceedings, Washington D.C.

Deschamps P.Y., Leroy M., 1990: "Elements for the calibration plan of the POLDER instruments". Document interne CNES.

Deschamps P.Y., 1990: "Proposition de passage en phase B pour l'expérience POLDER". Document interne CNES.

Deschamps P.Y., Herman M., Tanré D , 1983: "Modeling of the atmospheric effects and its application to the remote sensing of ocean color", *Applied Optics*, Vol 23, page 3751

Deuzé J.L., F.M. Bréon., P.Y Deschamps , C Devaux, M. Herman M., A Podaire , J.L. Rougean, 1992: "Preliminary results of POLDER overland flight", accepted *International Journal of Remote Sensing*.

Deuzé J.L , Goloub P., Herman M., Frouin R., 1992: "Retrieval of aerosols over the Gerlache Strait from photopolarimetric observations". Special issue of *Antarctic Journal of United States*, 1992 (in press).

Deuzé J.L., F.M. Bréon., P.Y. Deschamps, P. Goloub, M. Herman M., 1992: "Polarization measurements with the airborne version of the POLDER instrument". SPIE's 1992. International Symposium on Optical , Applied Science and Engineering, San Diego , july 1992.

Deuzé J.L., Herman M., 1990: "Simulations des observations de POLDER. Détection des aérosols: Etude de faisabilité". Rapport Contrat 836/CNES/89/5994/00.

Deuzé J.L., Herman M., and Santer R., 1989: "Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 41, 6, 483-494.

Deuzé J.L., Devaux C. , Herman M., Santer R., Balois J.Y., Gonzalez L., Lecomte P., and Verwaerde C., 1989: "Photopolarimetric Observations of aerosols and clouds from balloon". *Remote Sensing of Environment*, 29, 93-109.

Deuzé J.L., Herman M., Roger J.C., Santer R., 1987-a: "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 1: Atmosphère limitée par un sol lambertien." Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.

Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1987-b: "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 2: Atmosphère limitée par un océan agité". Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.

Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1987-c: "Modélisation de l'état de polarisation du rayonnement atmosphérique ascendant. Partie 3:

Atmosphère limitée par un sol polarisant". Rapport contrat CNES n° 833/CNES/87/4689/00.

Devaux C., Berthelot B., Goloub P., 1991: "Rapport préliminaire sur les mesures optiques, campagnes MEDIMAR", mars-avril 1991. Rapport interne LOA.

Devaux C 1977: "Contribution à l'étude de la couverture nuageuse de Venus et des profils de flux solaires transmis". Thèse d'état, 1977. Université des Sciences et Techniques de Lille.

Dirmhirn I, and F.D. Eaton, 1975.: "Some characteristics of the albedo of snow". *Journal of Applied Meteorology*, 14,375-379.

Egan W.G., 1985: "Photometry and polarization in remote sensing". Elsevier Science Publishers Co., Inc. New York.

Egan W.G., 1985: "Airborne observations of polarization and photometry of terrestrial surfaces". Nineteenth International Symposium on Remote Sensing of Environment, Ann Arbor, Michigan, October 21-25.

Fischer J. and Grassl H., 1991: "Detection of Cloud Height from backscattered Radiances within the Oxygen A Band. Part 1 : Theoretical Study". *Journal of Applied Meteorology* Vol. 30, n° 9, September 1991.

Fischer J. , Cordes W. , Schmitz-Peiffer A , Renger W. , Mörl P. , 1991: "Detection of Cloud Height from backscattered Radiances within the Oxygen A Band. Part 2 : Measurements". *Reviews of Geophysics*, 28,2 p 145-166, May 90.

Fouquart Y. , Buriez J.C, Herman M, and R.S. Kandel, 1990: "The influence of clouds on radiation : A climate-modeling perspective". *Journal of Applied Meteorology* Vol. 30, n° 9, September 1991.

Fraser R.S. and Kaufman Y.J., 1984: "Calibration of satellite sensors after launch". *Applied Optics*, Vol. 25, 7, 1177-1184.

Garcia R.D.M , and C.E. Siewert, 1986: "Generalized Spherical Harmonics Solution". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 36, p401-423.

Goloub P., Deuzé J.L., Herman M., Fouquart.Y , Deschamps P.Y, 1992: "Preliminary Results of POLDER Polarization over Cloud covers". Submitted to IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.

Goloub P., Herman M., Deuzé J.L., Frouin R.1992: "Optical properties of snow and ice derived from aircraft POLDER data". Special issue of Antarctic Journal of United States, 1992 (in press).

Goloub P., Herman M., Deuzé J.L., Frouin R.1992: "Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds". Special issue of Antarctic Journal of United States, 1992 (in press).

Goloub P., Deuzé J.L., Herman M., 1992: "POLDER interband calibration, using the sunglint". Rapport contrat CNES n° 833-2-91-0151.

Goloub P., Deuzé J.L., Herman M., 1992: "Etude du modèle radiométrique de POLDER". Rapport contrat CNES n° 833-2-91-0094.

Grenfell, T.C, and G.A. Maykut, 1977: "The optical properties of ice and snow in the Arctic basin". Journal of Glaciology, 18, 445-463

Grenfell, T.C, and D.K. Perovich, 1984: "Spectral albedos of sea ice and incident solar irradiance in the southern Beaufort Sea". Journal of Geophysical Research, 89, 3573-3580.

Hall K.D and J.Martinec: "Remote sensing of Ice and Snow". Ed Chapman and Hall.

Hansen J., Travis L.D., 1974: "Light scattering in planetary atmospheres". *Space Science Reviews*, 16, 527-610.

Hansen J., 1974: "Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres, Part II ; Sunlight Reflected by terrestrial Water Clouds", *J.Atmos.Sci* 28, 1400-1426, 1971.

Herman M., J.Y Balois, F.M. Bréon, J,L Deuzé, P. Goloub, L.Gonzalez, D.Laporte, P. Lecomte, Vermande, C. Verwaerde : "The airborne version of the POLDER instrument. Description, calibration plan and data processing", en préparation

Herman M., Balois JY., Deuzé JL., Goloub P.,1992: "Bilan d'erreur de POLDER - Modèle radiométrique". *POL-LOA-BET-301-01-SEp92*, LOA, rapport interne.

Herman M., Lenoble J., Santer R., Tanré D , Balois J.Y , Gonzalez L , Lecomte P, Verwaerde C, 1984: "Retrieval of the stratospheric aerosols characteristics, from polarization measurements". *Advanced in remote Sensing Methods*. Williamsburg, Virginia. Novembre 1984.

Holben B., Vermote E., Kaufman YJ., Tanré D , Kalb V, 1992: "Aerosol Retrieval over Land from AVHRR data- Application for Atmospheric correction". *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. March 1992. Volume 30, p212-222.

Kandel R et al 1991:"Earth Radiation Budget Observed from the Meteor Satellite". Bermuda report on ScaRaB. 22/01/91.

Kergomard C., Tanré D , 1989: "On the satellite retrieval of aerosol optical thickness over polar regions". *Geophysical Research Letters*, vol 16,16, n° 7, pages 707-710, July 1989.

Koepke P., 1984: "Effective reflectance of oceanic white caps". *Applied Optics*, 20, 34.

Lenoble J., 1970: "Importance de la polarisation dans le rayonnement diffusé par une atmosphère planétaire", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 10, 533-556.

Legrand M, 1990: " Etude des aérosols sahariens au-dessus de l'Afrique à l'aide du canal à 10 micron de Météosat : Visualisation, Interprétation, Modélisation". Thèse d'état , 1990. Université des Sciences et Techniques de Lille.

Leroy M., 1990-1991: "Capteurs Imageurs Optiques". Cours donné en DEA "Méthodes Physique en télédétection". Paris VII-Jussieu.

Martinuzzi J M., "Radiometric Calibration plan ", AP/PO/QTIS/325, CNES (Mai 92).

Roger J.C., Santer R., Herman J.L., Deuzé J.L., 1992: "Polarization of the solar light scattered by the Earth-atmosphere system as observed from the US shuttle", *Rem. Sensing. of Environment*. Accepted.

Roger J.C., 1991: "Etudes spatiales en lumière polarisée. Préparation de l'instrument POLDER", thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille.

Roger J.C., Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1991: "Dimensionnement de la luminance du glitter dans les observations sur mer de l'instrument POLDER". Rapport contract CNES n°91/1/881.

Rondeaux G., Herman M., 1991: "Polarization of light reflected by crop canopies". Submitted to Remote Sensing of Environment.

Santer., 1984: "Caractérisation des surfaces à partir de la polarisation du rayonnement solaire diffusé. Applications aux atmosphères de la Terre, Vénus et Saturne". Thèse d'état, 1984. Université des Sciences et Techniques de Lille.

Stowe L.L., Jacobowitz H., and Taylor V.R., 1980: "Reflectance characteristics of earth and cloud surfaces as measured by the ERB scanning channels on the Nimbus-7 satellite". IRS volume of Extended Abstracts pp 430, Colorado State University, Fort Collins.

Tanré D., P.Y Deschamps, C Devaux and M. Herman, 1988:"Estimation of Saharan aerosols optical thickness from blurring effects in Thematic Mapper data". J.Geophys.Res.,93, D12,15955-15964, 1988.

Tanré D., P.Y Deschamps, P Duhaut and M. Herman, 1987:"Adjency effect produced by the atmospheric scattering in Thematic Mapper data". J.Geophys.Res.,92, D10,12000-12006, 1987.

Tanré D., Deroo C., Duhaut P., Herman M., Morcrette J.J., Perbos J., Deschamps P.Y., 1987: "Simulation of the satellite signal in the solar spectrum (5S)". Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France.

Travis L.D., 1992: "Remote Sensing of aerosols with the Earth Observing Scanning Polarimeter". SPIE's 1992. International Symposium on Optical , Applied Science and Engineering, San Diego , july 1992.

Vanderbilt V.C., Grant L., 1985: "Plant Canopy Specular Reflectance Model". IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Vol GE-23, 5,sept 1985.

Vanderbilt V.C., Grant L., 1984: "Light polarization measurements: a method to determine the specular and diffuse light-scattering properties of both leaves and plant canopies". II Coll. int. Signatures spectrales d'objets en télédétection. Bordeaux .Ed. INRA publ.

Vermote E., Tanré D., 1991: "Analytical Expressions for radiative Properties of Planar Rayleigh Scattering Media Including Polarization Contribution. A paraître *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*

Vermote E., Santer R., Deschamps P.Y., and Herman M., 1991: "In flight calibration of large field of view sensors at short wavelenghts using Rayleigh scattering. A paraître dans *International Journal of Remote Sensing*

Vermote E., 1990: "Effets d'atmosphère en télédétection", thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille.

Wiscombe W.J., and Warren S.G, 1980: "A model for the spectral albedo of snow. I: Pure snow". *J. of Atm. Sci.*, 37, p 2712.

Warren S.G., and Wiscombe W.J., 1980: "A model for the spectral albedo of snow. II: Snow containing atmospheric aerosols". *J. of Atm. Sci.*, 37, p 2734.

