

N° d'ordre : 1718

# THESE

*présentée à*  
L'Université des Sciences et Technologies de Lille

*pour obtenir le titre de*  
Docteur de l'Université  
*spécialité*  
Lasers, Molécules, Rayonnement Atmosphérique

*par*  
Bébé TOUBBE

## **Etalonnage en vol sur le glitter des canaux polarisés de l'instrument POLDER. Analyse d'images aéroportées.**

*Soutenue le 21 Février devant la commission d'examen :*

Membres du jury :

H. ISAKA	Professeur à l'Université de Clermond-Ferrand	Rapporteur
M. LEROY	Chercheur au CESBIO- CNES (Toulouse)	Rapporteur
M. HERMAN	Professeur à l'USTL Flandres Artois	Président du Jury
B. ROUGE	Chercheur au CNES (Toulouse)	
R. SANTER	Professeur à l'Université du Littoral	
J.L. DEUZE	Professeur à l'USTL Flandres Artois	

**U.F.R. de Physique Fondamentale  
Laboratoire d'Optique Atmosphérique (L.O.A.)**



50376  
1996  
85

# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au laboratoire d'optique atmosphérique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille Flandres Artois, dirigé par Monsieur le professeur Maurice Herman. J'aimerais lui exprimer ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a fait au sein de son équipe, pour son encadrement et ses précieuses compétences qu'il a su me faire profiter.

Je suis très honorée que Monsieur Harumi Isaka, professeur à l'Université de Clermont-Ferrand ait accepté de rapporter ce travail, qu'il en soit remercié.

Monsieur Marc Leroy, chercheur au CESBIO-CNES (Toulouse), a accepté la lourde tâche de rapporteur, qu'il trouve ici le témoignage de ma respectueuse reconnaissance.

Monsieur Jean-Luc Deuzé, professeur à l'Université de Lille 1, s'est toujours montré disponible. Son aide a été déterminante pour l'amorçage de ce travail. Je le remercie sincèrement.

Je remercie aussi Messieurs Bernard Rougé, chercheur au CNES (Toulouse), et Richard Santer, Professeur à l'Université du Littoral, de m'honorer de leur présence au sein de mon jury de thèse.

Je remercie particulièrement Monsieur Frédéric Lemire, informaticien au L.O.A., de son aide précieuse et sa gentillesse durant ces années.

Je n'oublierai pas de remercier Messieurs Philippe Goloub, maître de conférence à l'Université de Lille I, et Jean-Marc Nicolas, ingénieur de recherches au L.O.A., de leurs efforts de collaboration.

Je ne pourrais évidemment pas remercier individuellement tout le personnel du L.O.A. J'exprime néanmoins à chacun de vous ma profonde reconnaissance pour votre soutien moral et votre sympathie.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	1
<b>Chapitre I : Généralités</b>	
I- Introduction	5
II- L'instrument POLDER	6
III- Le modèle du glitter	10
IV- Diffusions dans l'atmosphère	15
V- Diffusion de l'eau de mer	21
VI- Réflectance de l'écume	22
VII- Ordres successifs de diffusion	22
<b>Chapitre II : Sensibilité des mesures POLDER aux paramètres du problème</b>	
I- Généralités	24
II- Sensibilité des mesures POLDER à la vitesse du vent : cas d'une atmosphère Rayleigh	27
III- Sensibilité des mesures POLDER à la vitesse du vent, au type et à l'épaisseur optique des aérosols	32
IV- Prise en compte de la réflexion diffuse de l'eau de mer	40
V- Prise en compte de l'écume	42
VI- Discussion	44

## **Chapitre III : Présentation de la méthode d'étalonnage proposée et validation théorique**

I- Introduction	46
II- Méthode d'étalonnage	47
III- Généralisation à deux dimensions	63
IV- Analyse des erreurs	73
V- Conclusion	83

## **Chapitre IV : Analyse de la campagne Médimar**

I- Introduction	86
II- Présentation de la campagne Médimar	87
III- Traitement des données	92
IV- Analyse des mesures	101
V- Discussion	123
VI- Conclusion	139

## **Chapitre V : Validation expérimentale de l'algorithme d'étalonnage**

I- Introduction	140
II- Procédure	140
III- Résultats	142
IV- Discussion	146
V- Conclusion	157

<b>Conclusion générale</b>	158
----------------------------	-----

<b>Références bibliographiques</b>	160
------------------------------------	-----

# **Introduction**

## **INTRODUCTION**

La télédétection consiste à acquérir des informations sur une cible sans interaction avec elle. Ces informations sont contenues dans le rayonnement électromagnétique réfléchi ou diffusé par la cible.

L'un des principaux avantages de la télédétection est la possibilité d'étudier des sites difficilement accessibles, d'où de nombreuses applications aussi bien dans les domaines de la médecine ou de la géologie que dans l'étude du climat ; la liste n'est pas exhaustive.

En ce qui concerne l'étude du climat, de nombreux projets ont été mis en place par le WCRP (World Climate Research Program, 1979). Le projet GEWEX (Global Energy and Water Cycle Experiment) intègre l'étude des nuages, du bilan radiatif de la terre, et du profil de température. Le projet ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) vise à établir une climatologie des nuages à l'échelle globale, et le projet IGBP (International Geosphere Biosphere Project, 1986) se propose d'étudier les processus chimiques et biologiques interactifs qui régulent le système terrestre.

Ces projets exigent des mesures à grande échelle et font intervenir de multiples variables nécessaires pour caractériser l'atmosphère, les terres émergées (identification de la couverture végétale, détection des modifications des couvertures de surface pour les études de modélisation), et l'univers marin (production marine de l'océan).

Dans ce contexte, le polarimètre-imageur POLDER, avec sa particularité de mesurer de façon simultanée la réflectance bidirectionnelle et la réflectance polarisée, grâce à certains canaux équipés de polaroïds (Deschamps et al., 1994), contribuera à la réalisation des objectifs de ces programmes internationaux.

L'appareil POLDER embarqué à bord de la plate-forme japonaise ADEOS à une altitude d'environ 800 km sur une orbite héliosynchrone, sera le premier instrument à transmettre des images de la terre en lumière polarisée. Il sera muni de neuf canaux dont trois polarisés et ses données serviront à l'étude :

- de la production primaire de l'océan, grâce aux canaux de courtes longueurs d'onde (443, 490, 565 nm) dont on déduira la concentration en chlorophylle de l'océan ;

- du cycle des aérosols (source, transport, dépôt), à partir de leurs propriétés optiques (type et épaisseur optique), elles-mêmes reliées à leurs propriétés physiques (indice, taille) ;
- de la dynamique de la biosphère continentale ;
- enfin, du bilan radiatif de la terre et des interactions nuage-aérosol-rayonnement.

Les résultats de cette mission dépendront beaucoup de la qualité de l'étalonnage de l'appareil. Or, pour des raisons techniques, il n'est pas prévu de dispositif d'étalonnage à bord de la plate-forme. Le contrôle en vol de la luminance et de la polarisation mesurées devra donc se faire indirectement, en utilisant comme référence des sites terrestres dont les caractéristiques sont connues (glitter, nuages, neige, sable, diffusion moléculaire, etc.).

Vermote (1992) a montré la faisabilité d'un étalonnage en luminance sur la diffusion moléculaire. La méthode consiste à étalonner en absolu les canaux de courtes longueurs d'onde au-dessus des zones océaniques non nuageuses, où l'essentiel du signal correspond à la diffusion moléculaire qui est connue. Pour tenir compte de la perturbation due aux aérosols, leurs propriétés de diffusion seront mesurées dans le proche infrarouge, où la mer est noire et la diffusion moléculaire faible, puis extrapolées dans le visible pour la correction de leur effet.

L'autre problème d'étalonnage en orbite concerne la validation des mesures de polarisation, qui seront réalisées pour la première fois depuis un satellite. Un étalonnage préalable sera fait au sol, avant lancement, mais le vieillissement des traitements antireflet des lentilles ou des polaroïds peut entraîner des dérives qu'on doit pouvoir contrôler. Cela nécessite donc un étalonnage en polarisation précis.

Le but de cette thèse est de préparer une méthode d'étalonnage en polarisation en vol. L'étalonnage sera fait sur le glitter, c'est à dire la tache de lumière intense plus ou moins large suivant l'état de surface de la mer, qui correspond à la réflexion spéculaire du faisceau solaire sur la surface des vagues. Le glitter a fait l'objet de nombreuses études par Cox et Munk (1954 ; 1956 ; 1965) : il est spectralement neutre en réflectance et en taux de polarisation. Le modèle proposé par Cox et Munk fait intervenir l'état de surface qui dépend lui-même de la vitesse du vent.

Pour connaître précisément le signal détecté au niveau du capteur, il faut toutefois tenir compte de l'influence de l'atmosphère qui est fonction des propriétés d'absorption et de diffusion des molécules gazeuses ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ) et des aérosols. La diffusion par les molécules

(Chandrasekar, 1950 ; Deirmendjian, 1969 ; Lenoble, 1993) est aujourd'hui parfaitement maîtrisée. Par contre, si les propriétés diffusantes des aérosols sont assez bien connues, en fonction de leur granulométrie (taille moyenne des particules et répartition en taille), de leur indice de réfraction, de leur quantité (Deirmendjian, 1965 ; Lenoble, 1993), ces particules sont très variables dans le temps et l'espace, et le signal qui arrivera sur le détecteur sera donc variable selon la nature et l'abondance des aérosols.

La prévision du signal au-dessus de l'atmosphère nécessite aussi la connaissance des propriétés diffusantes de l'eau de mer (Tanaka et al., 1977) et de la réflectance d'écume (Koepke, 1984). Pour ces deux derniers termes, on dispose de modèles plus ou moins représentatifs (le modèle de Koepke relie par exemple l'écume à la vitesse du vent). Ces modèles ne sont cependant pas totalement fiables et on devra envisager de larges variabilités autour des effets qu'ils prévoient.

Pour mieux simuler le signal observé au-dessus de l'atmosphère, Raschke et al. (1972), Plass et al. (1976), Nakajima et al. (1982), en supposant la mer plate et lambertienne, ont utilisé respectivement une méthode itérative, la méthode de Monte Carlo, et la méthode matricielle. Dans un code basé sur la "Adding Method", Takashima et al. (1985) ont amélioré le calcul en tenant compte de la rugosité de surface de la mer, et en introduisant la polarisation.

Nous utiliserons un code de transfert radiatif basé sur les ordres successifs de diffusion (OS), développé au LOA par Deuzé et al. (1989). Ce code suppose l'atmosphère plane-parallèle et intègre la rugosité de la surface de la mer ; les diffusions de l'eau de mer et de l'écume sont traitées comme une réflectance de Lambert. Le champ radiatif et la matrice de phase, qui représente les propriétés diffusantes des molécules et des aérosols (particules polydispersées supposées sphériques (diffusion de MIE)), sont développés en séries de Fourier. Ce code permet de simuler le signal en fonction des paramètres essentiels du problème : angles zénithaux solaire et de visée, altitude du capteur, vitesse du vent, propriétés de l'atmosphère, etc.

Le nombre de paramètres à définir est impressionnant. Heureusement, la connaissance de la plupart des variables est immédiate. Mais le problème principal vient de ce que la connaissance du type et de l'épaisseur optique des aérosols nécessite des mesures et des études spécifiques. En présence de l'atmosphère, l'idéal pour prévoir le signal du glitter serait une absence totale des aérosols.

Pour étalonner l'appareil en polarisation, on exploitera des mesures prises dans des zones non nuageuses et peu contaminées en aérosols, en observant dans des directions voisines de la direction spéculaire, là où le signal du glitter est prépondérant ; on minimisera ainsi l'impact de l'erreur due à une mauvaise connaissance des aérosols.

Avant d'élaborer une méthode d'étalonnage en polarisation, nous étudierons dans le premier chapitre l'effet de l'atmosphère sur le signal du glitter. On verra que, pour prédire la polarisation de la lumière reçue par l'instrument, on doit être capable de préciser à la fois, la rugosité de la surface, c'est à dire, en première approche, la vitesse du vent, et la quantité d'aérosols présents.

De nombreuses études de corrections atmosphériques (Griggs, 1975 ; Plass et al., 1976 ; Tanaka et al., 1977 ; Koepke et al., 1979 ; Takashima, 1983 ; Takashima et al., 1985 ; Kaufman, 1993) ont montré que la luminance atmosphérique, et donc la diffusion des aérosols, était directement accessible à partir de l'imagerie satellitaire en observant au-dessus des surfaces noires (surfaces non réfléchissantes). La réflectance propre de l'eau de mer est faible dans les directions abritées du glitter, où la mer peut être considérée comme une surface noire à 850 nm. Au contraire, dans les directions du glitter, la luminance est directement corrélée à la vitesse du vent (Cox et Munk, 1965; Plass et al., 1976 ; Nakajima, 1983).

Grâce à la multidirectionalité de POLDER, toute cible située dans la fauchée de l'instrument pourra être observée quasi simultanément sous plusieurs angles de visée. Ainsi, les luminances de l'atmosphère et du glitter pourront être simultanément accessibles, ce qui permettra d'obtenir des informations respectivement sur les aérosols et sur la vitesse du vent, et par suite de corriger la polarisation du glitter des effets d'atmosphère.

Compte tenu de ces considérations, on a développé un algorithme d'étalonnage ne nécessitant aucune donnée exogène. Cet algorithme, construit sur des modèles prédéfinis, et des vitesses de vent présélectionnées est décrit et validé théoriquement dans le chapitre III.

Pour valider expérimentalement cet algorithme d'étalonnage, on disposait de mesures acquises sur mer pendant la campagne MEDIMAR. Nous avons d'abord analysé ces mesures, pour nous assurer de leur qualité dans le chapitre IV. Le chapitre V présente la validation de l'algorithme proprement dit.

# **Chapitre I**

*Généralités*

<b>I- Introduction</b>	5
<b>II- L'instrument POLDER</b>	6
II.1- Concept instrumental	6
II.2- Mesures spectrales et polarisées	7
II.3- Principe de simulation des signaux	9
<b>III- Le modèle du glitter</b>	10
III.1- Définitions	10
III.2- Variation du taux de polarisation avec l'angle d'incidence	14
<b>IV- Diffusions dans l'atmosphère</b>	16
IV.1- Diffusion moléculaire	16
IV.2- Diffusion des aérosols	18
<b>V- Diffusion de l'eau de mer</b>	21
<b>VI- Réflectance de l'écume</b>	22
<b>VII- Ordres successifs de diffusion</b>	22

## I- INTRODUCTION

Le polarimètre-imageur POLDER est un instrument large champ qui devra mesurer l'information totale contenue dans la radiation électromagnétique. A bord de la plate-forme, POLDER ne sera pas muni d'un dispositif d'étalonnage qui permet de vérifier le vieillissement des polaroïds. Pour contrôler l'étalonnage en vol, on va donc se servir de la lumière du glitter, cible naturelle suffisamment stable et polarisée, dont les caractéristiques sont assez bien connues.

Cependant, la lumière que mesurera POLDER comportera les signatures de la surface (réflexions de surface) et de l'atmosphère (diffusions dans l'atmosphère). En outre, cette lumière subira les réflexions diffuses sur l'écume et dans l'eau de mer. Ces divers phénomènes rendront la modélisation des mesures POLDER complexe.

Dans ce chapitre, on commencera par décrire brièvement le principe de l'instrument POLDER. On précisera le type de mesures que donnera l'appareil, ainsi que les principaux objectifs de la mission.

On s'intéressera ensuite aux différents phénomènes qui rentrent dans la modélisation des mesures. Le glitter étant au centre de ce travail, il sera important de décrire le modèle utilisé et de rappeler ses caractéristiques principales.

Les mesures de POLDER dépendront aussi de la composition de l'atmosphère, essentiellement constituée de molécules et d'aérosols. La diffusion moléculaire étant bien connue, on se contentera de rappeler les propriétés principales. On présentera aussi les grandes lignes de la diffusion par les aérosols, et on se constituera une base de modèles d'aérosols qui seront utilisés dans les autres chapitres. On rappellera aussi les caractéristiques de la réflexion diffuse de l'eau de mer, et d'écume.

Enfin, on présentera le code de calcul qui permet de simuler les mesures de POLDER en tenant compte de l'ensemble de ces phénomènes.

## II- L'INSTRUMENT POLDER

Dans le cadre de la préparation de l'instrument spatial POLDER, une version aéroportée de l'instrument a été construite, et a servi dans plusieurs campagnes de mesures.

### II.1- Concept instrumental

POLDER est un instrument original, qui donnera sur une matrice de détecteurs, une image bidimensionnelle du diagramme de la lumière entrant dans l'appareil dans un large cône de visée, chaque direction de visée correspondant à un point de la surface différent. Ces images seront faites à différentes longueurs d'onde, et de plus on mesurera la polarisation de la lumière.

L'optique de l'instrument aéroporté consiste pour cela en :

- un objectif télécentrique de distance focale 3.56 mm ; c'est le principal élément de POLDER. Il permet une réduction de l'effet de pupille aux angles d'observation élevés et fournit un large champ d'observation ( $114^\circ$ ).
- une roue porte-filtres et porte-polariseurs qui supporte des filtres interférentiels pour la sélection des bandes spectrales ; pour les bandes spectrales polarisées, trois canaux différents sont définis et sont associés à trois polariseurs décalés les uns des autres de  $60^\circ$ . La combinaison de ces trois mesures est suffisante pour déterminer le taux et la direction de polarisation, celle-ci étant supposée rectiligne (Goloub, 1992). La roue est entraînée par un moteur pas à pas.
- une matrice de détecteurs CCD (Charge Coupled Device) de  $288 \times 384$  pixels carrés et dont la taille est de  $23 \mu\text{m}$ . L'image de POLDER est obtenue à l'aide de cette matrice, celle-ci comprend deux zones dont une zone d'intégration de l'image et une zone de stockage des données.

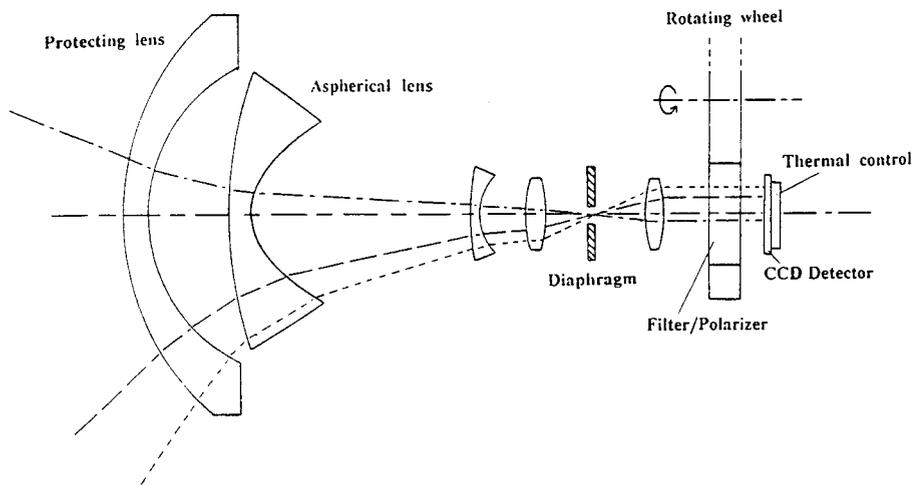


figure I-1: Système optique de l'instrument POLDER (Deschamps et al., 1994)

## II.2- Mesures spectrales et polarisées

La version spatiale de l'instrument sera équipée de neuf canaux spectraux, indiqués dans le tableau I-1a, la mesure de polarisation étant faite dans trois de ces canaux.

Nous utiliserons plus loin des mesures faites à l'aide de versions aéroportées de POLDER. L'instrument POLDER embarqué sur avion peut être équipé de différentes roues selon la mission spécifiée :

- une roue végétation
- une roue couleur de l'océan
- une roue nuage
- une roue aérosols

Les canaux de ces roues sont enregistrés dans le tableau I-1b.

Longueur d'onde (nm)	Largeur de bande (nm)	Polarisation	Mission principale
443	20	non	couleur de l'eau
443	20	oui	aérosols, bilan radiatif de la terre (BRT)
490	20	non	couleur de l'eau
565	20	non	couleur de l'eau
670	20	oui	végétation, aérosols, BRT
763	10	non	pression au sommet des nuages
765	40	non	aérosols, pression au sommet des nuages
865	40	oui	végétation, aérosols, BRT
910	20	non	vapeur d'eau

Tableau I-1a : Bandes spectrales de POLDER spatial.

Roues	Canaux
végétation	550P*, 650P, 850P
couleur de l'océan	450P, 500, 570, 670P, 850P
nuage	443P, 763, 765, 865P, 910
aérosols	443P, 550, 650, 865P, 910

Tableau I-1b : descriptif des différents types de roues pouvant être embarquées sur POLDER aéroporté.

\*P affecté au canal signifie que celui-ci est polarisé

### **II.3- Principe de simulation des signaux**

L'instrument spatial POLDER sera embarqué sur la plate forme japonaise ADEOS qui doit être lancée en Août 1996. Le satellite sera à une altitude d'environ 800 km et décrira une orbite héliosynchrone d'inclinaison égale à  $98.6^\circ$ . La durée d'un cycle sera de 41 jours au cours desquels le satellite effectuera 585 orbites. Ces paramètres permettent de déterminer la position du satellite à tout instant. Connaissant les caractéristiques de l'instrument et la position du satellite, on pourra déterminer pour chaque pixel de la matrice, la position du point visé, et la géométrie d'observation qui lui correspond (conditions d'observation d'un point géographique).

On pourra de la sorte simuler des images POLDER acquises en orbite, à l'aide du programme "d'orbitographie" existant au laboratoire, et donnant la géométrie d'observation associée à chaque point de l'image, pour une latitude donnée à une date donnée.

### III- LE MODELE DU GLITTER

#### III.1-Définitions

Le glitter correspond à la lumière réfléchiée sur l'interface air-mer. Son intensité et sa forme dépendent de la distribution de pentes des vagues, c'est à dire de l'état de surface de la mer, lequel est lié à la vitesse du vent (fig I-2a).

La lumière intrinsèque du glitter est caractérisée par sa réflectance  $\rho_g$ , et son taux de polarisation  $P_g$ .

Pour une géométrie d'observation donnée, la lumière du glitter est celle qui est réfléchiée spéculairement sur les facettes des vagues dont la normale est bissectrice entre la direction du soleil et la direction d'observation. L'intensité et le taux de polarisation de cette lumière sont caractérisés par les lois de Fresnel.

Pour des facettes inclinées d'un angle  $\theta_n$  sur la verticale, le modèle de Cox et Munk permet de relier la fraction des pentes de vagues à la vitesse du vent et d'en déduire la réflectance  $\rho_g$  du glitter (Cox et Munk, 1954b). Le taux de polarisation étant le rapport de la lumière polarisée sur la lumière totale, il est indépendant de la vitesse du vent et est simplement déterminé par les lois de Fresnel.

En première approche la réflectance propre du glitter  $\rho_g$  définie par le modèle de Cox et Munk est donnée par l'équation (I-1). Le modèle utilisé ici ne tient compte ni de l'anisotropie du glitter, ni de la directionalité du vent.

$$\rho_g = \frac{r(\omega) e^{-\frac{(\lg^2(\theta_n))}{\sigma^2}}}{4\sigma\mu_s\mu_v \cos^4(\theta_n)} \quad (I-1)$$

Cette loi est valable pour des  $\theta_n$  limités à 20°.

Dans la suite, on utilisera indifféremment la réflectance,  $\rho_g$ , ou la luminance normalisée  $L_g$  ( $L_g = \rho_g \cos(\theta_s)$ ). La luminance normalisée est reliée à la luminance  $L_0$  par  $L_g = \frac{\pi L_0}{E}$  où  $E$  est

l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère.

$\mu_s$  et  $\mu_v$  sont respectivement les cosinus des angles zénithaux solaire ( $\theta_s$ ) et de visée ( $\theta_v$ ).

$r(\omega)$  est le premier terme de la matrice de réflexion de Fresnel pour l'angle d'incidence  $\omega$  (c'est à dire le coefficient de réflexion pour de la lumière naturelle), il dépend de l'indice de réfraction de réfraction de l'eau de mer (Deuzé et al., 1989).

On a :

$$\cos(2\omega) = \cos\theta_s \cos\theta_v + \sin\theta_s \sin\theta_v \cos(\phi_v - \phi_s) \quad (\text{I-2})$$

et

$$\cos\theta_n = \frac{\cos\theta_v + \cos\theta_s}{2\cos\omega} \quad (\text{I-3})$$

où  $\phi_v$  et  $\phi_s$  sont des angles azimuthaux de visée et solaire

$\sigma$  est la rugosité de la surface, elle est liée à la vitesse du vent  $v$  par :

$$\sigma^2 = 0.00512v + 0.003 \quad (\text{I-4})$$

- le taux de polarisation  $P_g$  rapport de la lumière polarisée sur la lumière totale, s'obtiendra par application des formules de Fresnel.

$$P_g = \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{total}}} \quad (\text{I-5})$$

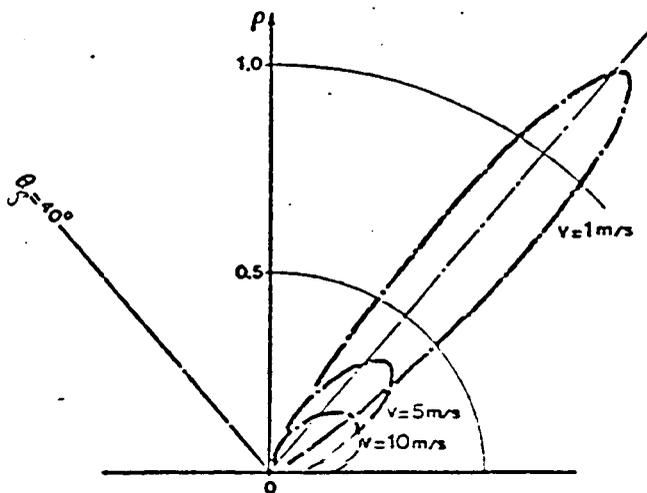


figure I-2a : Indicatrices de la réflectance du glitter, dans le plan d'incidence du soleil pour différentes valeurs de la vitesse du vent.  $\theta_s = 40^\circ$ .

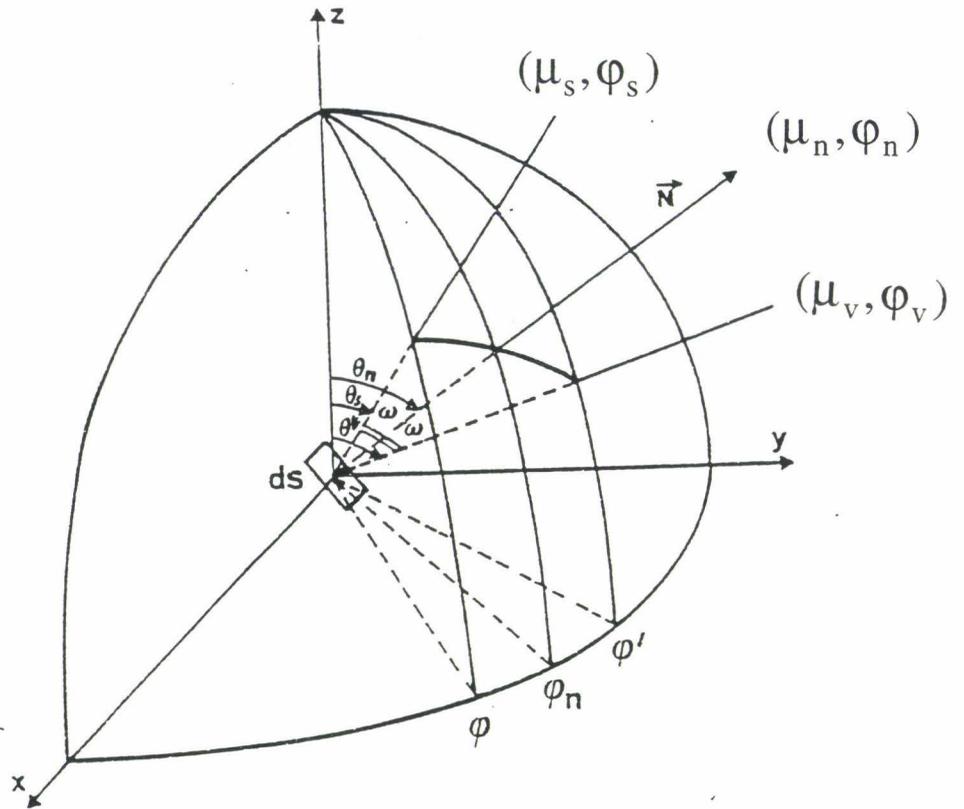


figure I-2b : géométrie de la réflexion sur une facette de vague ;  
 $\varphi_n$  est l'azimut de la normale de la facette.

### Rappels des lois de Fresnel

La lumière naturelle,  $I_0$ , arrivant sur un dioptre peut être considérée comme formée de deux composantes linéairement polarisées, incohérentes, d'égale intensité, perpendiculaires, et dont une est parallèle au plan d'incidence et l'autre perpendiculaire à ce plan.

$$I_0 = I_{0//} + I_{0\perp} \quad (\text{I-6})$$

La lumière réfléchie,  $I_R$ , sera aussi formée de deux composantes perpendiculaires, mais d'intensités différentes.

$$I_R = I_{R//} + I_{R\perp} \quad (\text{I-7})$$

Suivant les lois de Fresnel, le rapport de ces deux intensités est :

$$\frac{I_{R//}}{I_{R\perp}} = \frac{\cos^2(\omega + r)}{\cos^2(\omega - r)} \quad (\text{I-8})$$

$$\text{où } \sin \omega = n \sin r \quad (\text{I-9})$$

$\omega$  et  $r$  sont respectivement les angles d'incidence et de réfraction.

$n$  est l'indice de réfraction du milieu.

le taux de polarisation de la lumière réfléchi sera donné par :

$$P = \frac{I_{R\perp} - I_{R//}}{I_{R\perp} + I_{R//}} \quad (\text{I-10a})$$

ou

$$P = \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{total}}} = \frac{r_{\perp}^2(\omega) - r_{//}^2(\omega)}{r_{\perp}^2(\omega) + r_{//}^2(\omega)} \quad (\text{I-10b})$$

$$r_{\perp}(\omega) = \frac{n \cos r - \cos \omega}{n \cos r + \cos \omega} \quad \text{et} \quad r_{//}(\omega) = \frac{n \cos \omega - \cos r}{n \cos \omega + \cos r}$$

$r_{//}$  et  $r_{\perp}$  sont les composantes parallèle et perpendiculaire du coefficient de réflexion de Fresnel.

Les formules (I-8), (I-9) et (I-10 a et b) montrent que le taux de polarisation intrinsèque du glitter ne dépend effectivement que de l'angle d'incidence  $\omega$  sur une facette de la vague et de l'indice de réfraction du milieu. L'angle  $\omega$  est parfaitement défini si la direction du soleil et la direction de visée sont données. Le taux de polarisation  $P$  est donc indépendant de la distribution des pentes des vagues. Ceci est compréhensible car,  $P$  est le rapport de la luminance polarisée sur la luminance totale, deux termes proportionnels à la distribution des pentes de vagues.

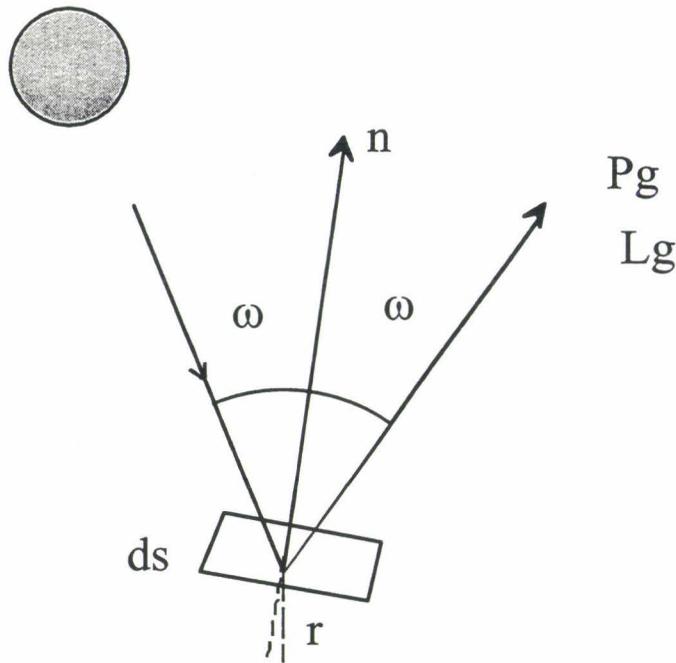


figure I-3 : réflexion d'un rayon lumineux sur une surface plane.

### III.2- Variation du taux de polarisation avec l'angle d'incidence

Le taux de polarisation intrinsèque du glitter ne dépend que de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction du milieu (ici l'indice de l'eau). Celui-ci reste constant dans l'intervalle spectral allant de 0.25 à 1.25  $\mu\text{m}$  et vaut 1.33 (Jerlov, 1968). Le seul paramètre variable reste donc l'angle d'incidence.

Comme la lumière polarisée observée au sommet de l'atmosphère viendra non seulement du glitter mais aussi de la diffusion moléculaire, il est intéressant de comparer le taux de polarisation intrinsèque du glitter,  $P_g$ , au taux de polarisation par diffusion des molécules,  $P_m$  bien défini (Coulson, 1959), pour l'angle de diffusion  $\Theta$  ( $\Theta = \pi - 2\theta_s$ ), c'est à dire, dans la même géométrie d'observation (cf. fig. I-4).

On les a donc reportés sur la figure I-5 en fonction de l'angle de diffusion.

Le maximum de lumière polarisée du glitter est atteint vers  $\theta_s = 53^\circ$ , ce qui correspond à l'incidence de Brewster ( $I_B + r = \frac{\pi}{2}$ ), pour lequel le taux de polarisation atteint 100%. Il reste

très élevé pour des angles d'incidence compris entre  $40^\circ$  et  $65^\circ$ .

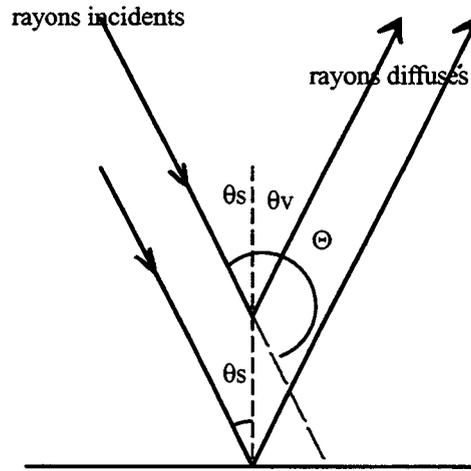


figure I-4

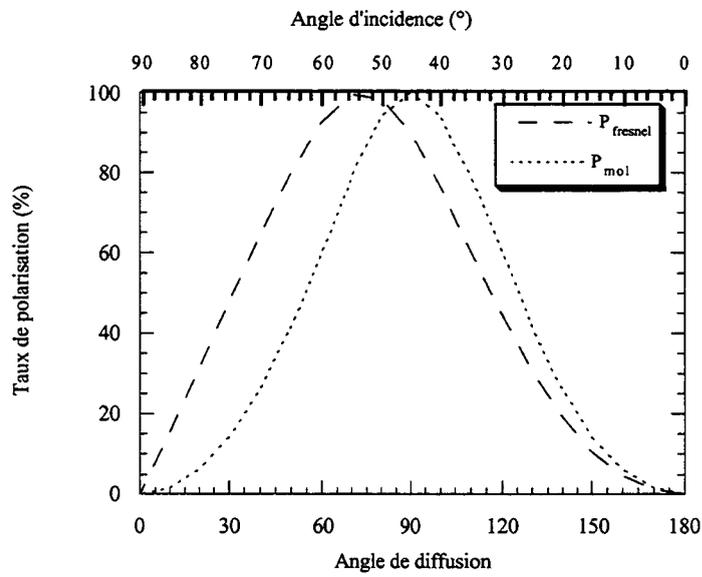


figure I-5 : évolution du taux de polarisation avec la géométrie : cas du glitter et des molécules.

## IV- DIFFUSIONS DANS L'ATMOSPHERE

### IV.1 - Diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire est calculée à l'aide de la théorie de RAYLEIGH. Dans ce contexte, la molécule est assimilée à un dipôle oscillant et donc à une source de rayonnement électromagnétique.

Le calcul exact de la réflectance de l'atmosphère sera expliqué plus loin, mais en première approximation, l'expression de la réflectance venant de la diffusion moléculaire, en haut de l'atmosphère est donnée par :

$$\rho_m = \frac{\tau_m p_m(\Theta)}{4\mu_s\mu_v} \quad (\text{I-11})$$

où  $\tau_m$  est l'épaisseur optique moléculaire

et  $p_m(\Theta)$  la fonction de phase moléculaire définie comme suit :

$$p_m(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \quad (\text{I-12})$$

avec  $\Theta$  angle de diffusion.

L'analyse de la formule (I-12) montre que les molécules diffusent le rayonnement aussi bien à l'avant qu'à l'arrière.

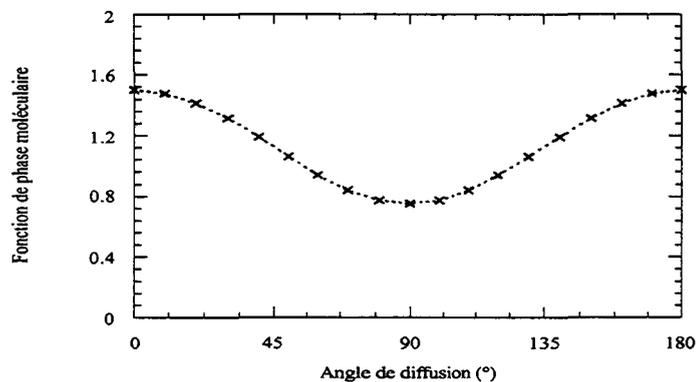


figure I-6 : représentation de la fonction de phase moléculaire

La formule (I-11) montre que la diffusion moléculaire est proportionnelle à l'épaisseur optique des molécules dont la variation spectrale est en  $\lambda^{-4}$  (Chandrasekar, 1950), d'où l'importance du phénomène dans le domaine des courtes longueurs d'onde (450, 500, 550 nm).

Si nous considérons donc un modèle très simple, formé de la surface de l'eau surmontée des molécules d'air, la réflectance observée dans les directions du glitter, au sommet de l'atmosphère, comprendra par ordre d'importance :

- un terme provenant du glitter proprement dit et atténué par l'atmosphère,
- un terme de diffusion moléculaire,
- et un terme couplant la diffusion atmosphérique et la réflexion de surface.

Globalement, le signal total en réflectance sera approximativement donné par :

$$\rho_{\text{total}} = \rho_g e^{(-M\tau_m)} + \rho_{\text{mol}} + \rho_{\text{couplage}} \quad (\text{I-13})$$

où M est la masse d'air

$$M = \frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v} \quad (\text{I-14})$$

et où  $\rho_g$  et  $\rho_{\text{mol}}$  désignent respectivement la réflectance propre du glitter et la réflectance moléculaire c'est à dire celle que l'on observerait si la surface de la mer était noire.

Soient  $P_m$  le taux de polarisation de l'atmosphère moléculaire et  $P_g$ , le taux de polarisation intrinsèque du glitter. Approximativement, si l'on néglige le terme de couplage, le taux de polarisation apparent  $P_a$  du signal capté en haut de ce modèle d'atmosphère s'exprimerait comme suit :

$$P_a = \frac{P_g \rho_g e^{(-M\tau_m)} + P_m \rho_m}{\rho_g e^{(-M\tau_m)} + \rho_m} \quad (\text{I-15})$$

On prévoit donc une mesure d'autant plus proche de  $P_g$  que la longueur d'onde sera plus grande ( $\tau_m$  et donc  $\rho_m$  tendant vers 0), ou quand la vitesse du vent sera plus faible c'est à dire quand le

terme  $\rho_g e^{(-Mr_m)}$  sera grand devant  $\rho_m$ . On verra que l'expression (I-15) est trop grossière et que les termes de couplage  $\rho_{\text{couplage}}$  et  $\rho_{\text{couplage}}^{\text{pol}}$  sont importants, mais ce comportement qualitatif prévu reste valable.

#### IV.2- La diffusion des aérosols

Les aérosols sont de petites particules en suspension d'origines diverses, dont les dimensions vont jusqu'à quelques microns (Deirmendjian, 1969 ; Lenoble, 1993). On suppose généralement qu'elles sont sphériques, on peut alors leur appliquer la théorie de MIE.

Dans cette théorie, la reconstitution de la lumière diffusée nécessite la connaissance du rayon, de l'indice de réfraction de la particule, et de la longueur d'onde à laquelle on étudie le phénomène.

Les aérosols constituent une des inconnues majeures du problème ; non seulement, leur abondance varie temporellement et spatialement, mais aussi leur nature (donc, la façon dont ils polarisent et diffusent). On doit donc essayer de maîtriser leur influence sur le signal étudié sans chercher toutefois à les caractériser complètement à partir des mesures POLDER, parce que cela est extrêmement délicat et fait l'objet d'algorithmes spécifiques lourds. Par conséquent, on se contentera, en première approche, de se donner quelques modèles assez différents, pour essayer de voir comment les différents paramètres "aérosol" influencent la polarisation du glitter.

A titre d'exemple, on a considéré sept modèles d'aérosols d'indice réel (donc des particules non absorbantes) : trois d'indice égal à 1.33 représentatifs des aérosols marins, et quatre d'indice égal à 1.5 représentatifs des aérosols continentaux. Ces modèles sont numérotés de 1 à 7, leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau I-2.

Ces modèles vérifient la loi de granulométrie log-normale définie de la façon suivante :

$$n(r) = \frac{N}{\sqrt{2\pi r} \text{Log}(\sigma)} \exp\left[-\frac{\text{Log}^2\left(\frac{r}{r_m}\right)}{2\text{Log}^2(\sigma)}\right] \quad (\text{I-16})$$

où  $r_m$  est le rayon modal et défini tel que :  $\left(\frac{dn(r)}{dr}\right)_{r=r_m} = 0$

et  $\sigma$  la répartition en taille des particules (ou écart-type)

Dans le tableau I-2, c'est le rayon effectif ( $r_{\text{eff}}$ ) des particules qu'on a reporté, il est défini par :

$$r_{\text{eff}} = r_m \exp\left[\frac{5}{2} \text{Log}^2(\sigma)\right] \quad (\text{I-17})$$

Le coefficient d'Angström des aérosols est un paramètre lié à l'évolution spectrale de leur coefficient d'extinction ; il décroît quand la taille des particules croît. On a donc choisi des modèles d'indice 1.33 et de coefficient d'Angström allant de 0 à 1, donc de grosses particules. On a élargi la base de modèles aux particules d'indice 1.5 et de coefficient d'Angström allant de 0 à 1.5, pour voir si la nature des aérosols était un paramètre pertinent.

indices	1.33			1.50			
modèles	1	2	3	4	5	6	7
rayon eff	0.5	0.33	0.25	0.45	0.3	0.2	0.27
écart-type	1.52	1.5	1.5	1.47	1.47	1.5	1.36
coeff d'Å	0	0.52	1	0	0.5	1	1.5

Tableau I-2: caractéristiques des modèles d'aérosols utilisés dans les simulations.

Les fonctions de phase et les taux de polarisation par diffusion primaire correspondant à ces différents modèles sont représentés sur la planche I-1, à 450, 650 et 850 nm. Ces courbes montrent que chaque modèle diffuse différemment la lumière ; on voit en particulier que les modèles choisis présentent des taux de polarisation par diffusion primaire très différents.

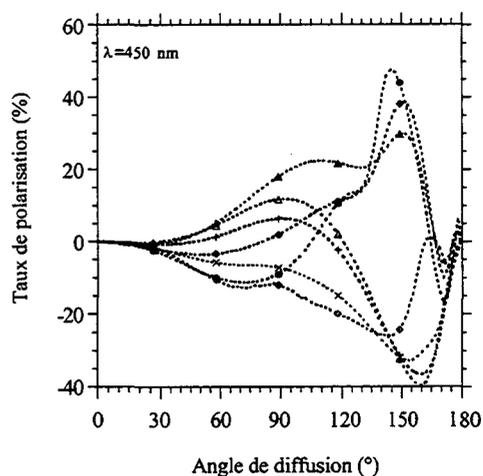
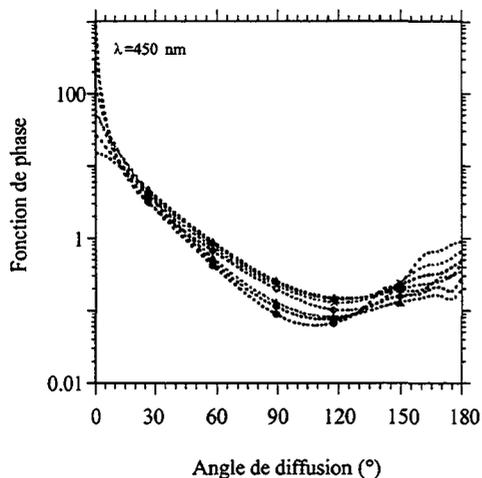
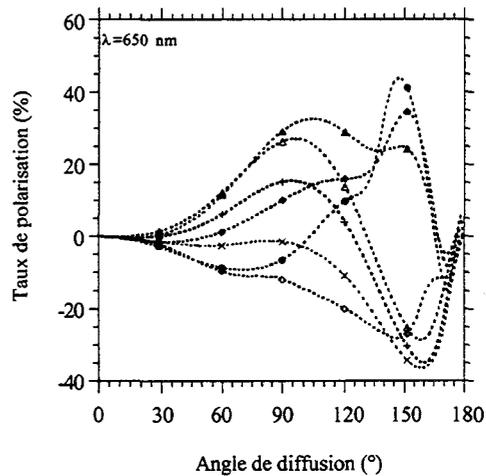
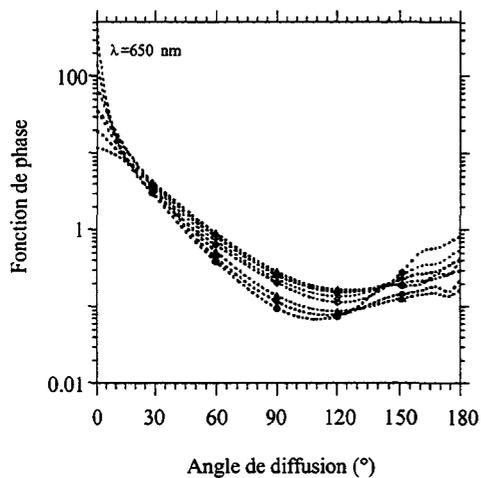
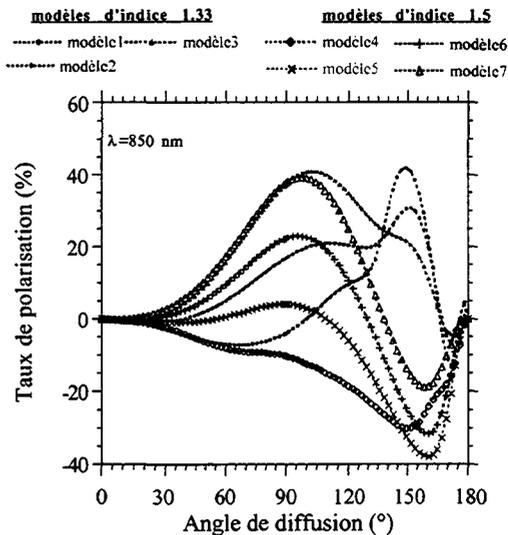
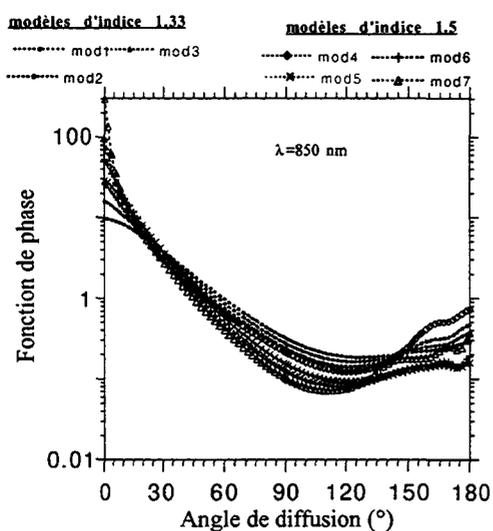


Planche I-1: fonction de phase et taux de polarisation primaires des modèles d'aérosols du tableau I-2

## V- DIFFUSION DE L'EAU DE MER

Dans les eaux océaniques non côtières (eaux du CAS I de Morel), c'est le phytoplancton et ses dérivés qui jouent le rôle prédominant pour la détermination des propriétés optiques de ces eaux. La diffusion de l'eau de mer est essentiellement liée à la diffusion de l'eau, à la rétrodiffusion et à l'absorption du phytoplancton et de ses dérivés (essentiellement les détritiques et les particules dissoutes). Elle dépend donc de la concentration en pigments chlorophylliens, ainsi que du coefficient de diffusion des molécules d'eau, variable avec la longueur d'onde (Morel, 1988 ; Gordon et al., 1988b). La figure I-7 montre la dépendance spectrale de la réflectance diffuse de l'eau de mer pour diverses concentrations en pigments chlorophylliens.

La réflectance diffuse de l'eau de mer est surtout importante dans les canaux de courtes longueurs d'onde, et négligeable à partir du proche infrarouge.

Dans le visible, cette réflectance diminue lorsque la concentration en pigments chlorophylliens augmente.

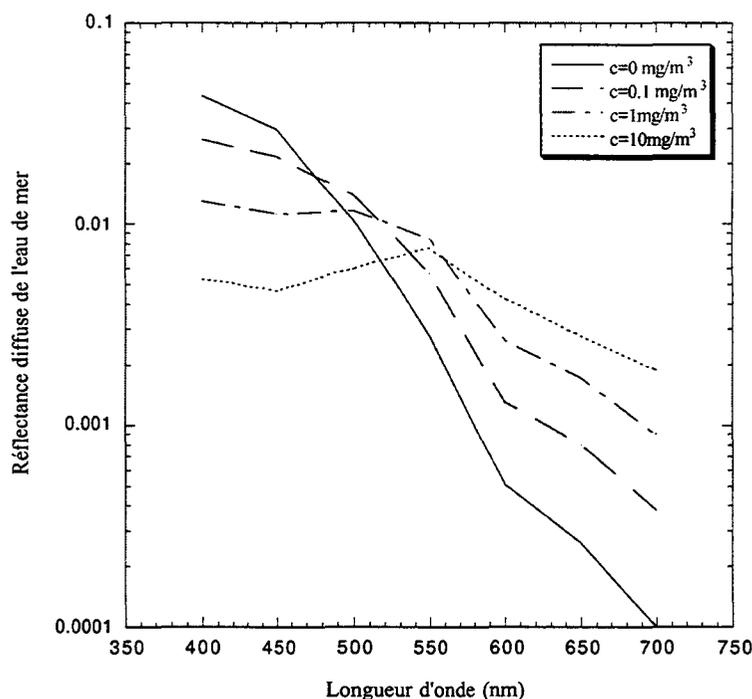


figure I-7: variation spectrale de la réflectance diffuse de l'eau de mer, pour différentes concentrations en pigments chlorophylliens (Morel, 1988).

## VI- REFLECTANCE DE L'ECUME

L'écume de mer contribue au signal observé au-dessus de l'atmosphère. Nous supposons sa réflectance lambertienne, et donc non polarisée, et spectralement neutre.

Elle dépend de la vitesse du vent (Monahan, 1971 ; Ross et al., 1974 ; Monahan et al., 1980 ; Koepke, 1984), et est donnée d'après le modèle de Koepke par l'équation (I-18).

$$\rho_{\text{écume}} = 0,22.W \quad \text{avec} \quad W = 2,95.10^{-6} \cdot v^{3,52} \quad (\text{I-18})$$

W étant la proportion de surface couverte par l'écume (Monahan et O'Muircheartaigh, 1980).

Cette modélisation ne donnera que l'ordre de grandeur de la réflectance d'écume ; on notera que sa précision n'est pas meilleure que 50%.

## VII- ORDRES SUCCESSIFS DE DIFFUSION

Une radiation lumineuse est complètement déterminée par son intensité et son état de polarisation. Dans une atmosphère diffusante, on sait que les processus de diffusion modifient l'état de polarisation du rayonnement. Dans le cas des diffusions multiples, la polarisation change après chaque processus de diffusion (Chandrasekar, 1950 ; Hovenier, 1968 ; Lenoble, 1993).

Les paramètres de Stockes permettent de représenter convenablement ces processus, et caractérisent complètement le rayonnement électromagnétique. Ces paramètres ont l'avantage d'être additifs quand on combine plusieurs ondes indépendantes.

Le champ électromagnétique  $\vec{E}$  peut être décomposé sur deux axes perpendiculaires respectivement parallèle et perpendiculaire à un plan de référence choisi arbitrairement.

$$\vec{E} = \vec{E}_{//} + \vec{E}_{\perp} \quad (\text{I-19})$$

Les paramètres de Stockes I, Q, U, V sont définis comme suit :

$$I = \overline{E_{\perp} E_{\perp}^*} + \overline{E_{//} E_{//}^*} \quad (\text{I-20})$$

$$Q = \overline{E_{//} E_{\perp}^*} - \overline{E_{\perp} E_{//}^*} \quad (\text{I-21})$$

$$U = i(\overline{E_{\perp} E_{//}^*} + \overline{E_{//} E_{\perp}^*}) \quad (\text{I-22})$$

$$V = i(\overline{E_{//} E_{\perp}^*} - \overline{E_{\perp} E_{//}^*}) \quad (\text{I-23})$$

I définit l'intensité totale du rayonnement

Q et U définissent la quantité de lumière polarisée :

V définit l'ellipticité

$$P = \frac{I_{\text{pol}}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad \text{si } V \text{ est négligeable} \quad (\text{I-24})$$

Plusieurs méthodes de transfert radiatif permettent de calculer les paramètres de STOCKES du rayonnement diffus, lorsque l'atmosphère est éclairée par le faisceau solaire parallèle d'éclairement propre E. Dans les simulations qui vont être faites, on les calculera dans une direction donnée, à partir d'un code basé sur les ordres successifs de diffusion (OS), développé au laboratoire par Deuzé et al. (1988). Ce code décompose l'atmosphère en n couches identiques de même épaisseur optique, supposées plane-parallèles ; il intègre la rugosité de la surface de l'océan dans le calcul de la réflexion de surface (effet directionnel du glitter), et tient compte des diffusions de l'écume et de l'eau de mer, supposées lambertiennes. Il exige donc la connaissance de l'inclinaison du soleil et de la vitesse du vent, et à une longueur d'onde donnée, de l'épaisseur optique et de la fonction de phase des molécules et des aérosols présents dans l'atmosphère. Ces paramètres étant donnés en entrée, la sortie du code des OS nous donnera les grandeurs  $L = \frac{\pi I}{E}$  et P, qui simuleront les grandeurs correspondantes mesurées par POLDER dans les mêmes conditions.

## **Chapitre II**

*Sensibilité des mesures POLDER aux paramètres du problème*

<b>I- Généralités</b>	24
<b>II- Sensibilité des mesures POLDER à la vitesse du vent : cas d'une atmosphère Rayleigh</b>	27
II.1- Etude sur le point spéculaire	27
II.2- Etude en deux dimensions	28
<b>III- Sensibilité des mesures POLDER à la vitesse du vent, au type et à l'épaisseur optique des aérosols</b>	32
III.1- Etude sur le point spéculaire	32
III.2- Etude en deux dimensions	36
<b>IV- Prise en compte de la réflexion diffuse de l'eau de mer</b>	40
<b>V- Prise en compte de l'écume</b>	42
<b>VI- Discussion</b>	44

## **I- GENERALITES**

Le glitter est une cible dont on maîtrise assez bien les caractéristiques. Sa réflectance est déterminée par le modèle de COX et MUNK ; elle est spectralement neutre. Son taux de polarisation est indépendant de la vitesse du vent.

Pour vérifier l'étalonnage en vol des capteurs de POLDER, on pense donc utiliser ce signal en utilisant les observations dans le voisinage de la direction de réflexion spéculaire, où la lumière du glitter est essentiellement localisée, et doit constituer la principale composante du signal.

S'il n'y avait pas d'atmosphère, le signal du glitter constituerait la totalité de la lumière détectée. Dans cette partie, on étudiera l'impact de l'atmosphère et des effets parasites de l'écume et de la diffusion de l'eau sur le signal détecté par le capteur. Pour cela, on considérera plusieurs modèles d'atmosphère en commençant par le plus simple c'est à dire celui ne contenant que des molécules. On le complétera ensuite en y ajoutant des aérosols ; les modifications apportées au signal global permettront de comprendre comment les aérosols doivent être caractérisés. La sensibilité des mesures POLDER aux effets d'atmosphère sera étudiée d'abord dans la direction d'observation spéculaire (c'est à dire symétrique du soleil par rapport à la verticale), puis l'étude sera généralisée à l'ensemble de la tache du glitter.

La planche II-1 donne un premier aperçu des images en taux de polarisation, que donnera POLDER au-dessus de la mer en supposant la mer et l'atmosphère uniformes. A 450 et 850 nm, on a simulé les signaux pour deux modèles d'atmosphère, un modèle purement moléculaire et un autre contenant des aérosols en plus des molécules. Les calculs sont faits à partir du code des ordres successifs. Les valeurs des paramètres indiquées sur la planche correspondent à des conditions d'observation moyennes. Sur la planche II-2, on a comparé les résultats obtenus pour deux valeurs de la vitesse de vent, dans le cas d'une atmosphère purement moléculaire.

La planche II-2 montre que à 850 nm, la polarisation est pratiquement insensible à la vitesse du vent quand l'atmosphère est presque transparente. Par contre, en la comparant à la planche II-1, on comprend que pour prévoir avec précision la polarisation dans les directions du glitter, on devra tenir compte de l'influence des aérosols. Ce sera la principale difficulté du problème. Dans la suite, ces différents aspects seront étudiés plus en détail.

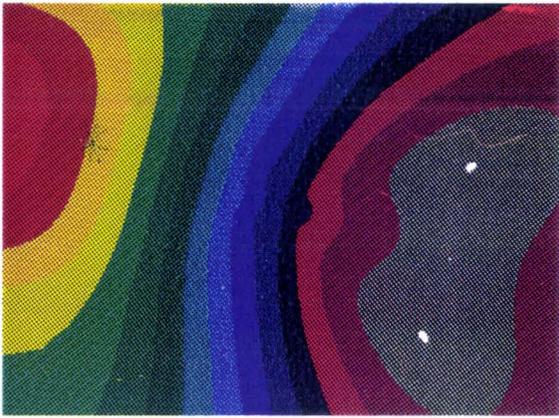


figure 1

Atmosphere Rayleigh

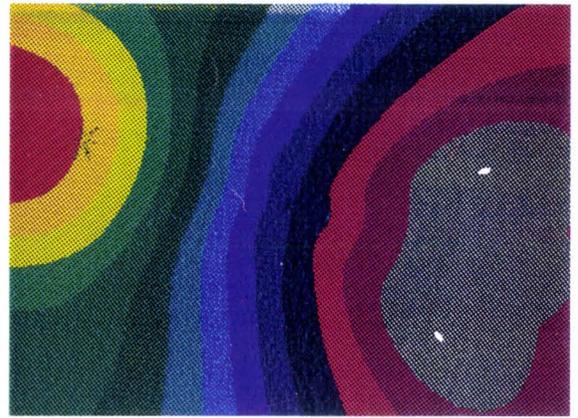


figure 2

Atmosphere Rayleigh+aerosols

450 nm

v=5m/s

tetas=43.6 degrees

da=0.10

modele 3

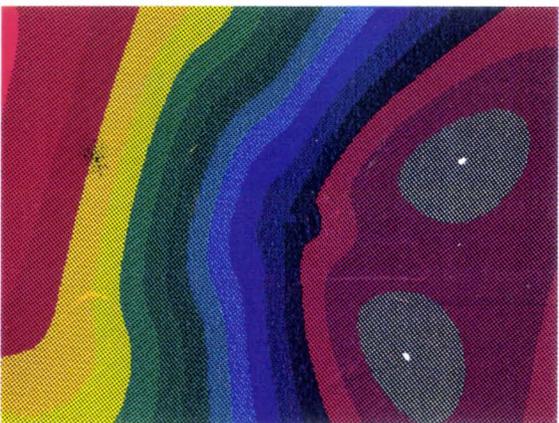


figure 3



figure 4

850 nm

Taux de polarisation (%)



\* point spéculaire



450 nm

figure 1

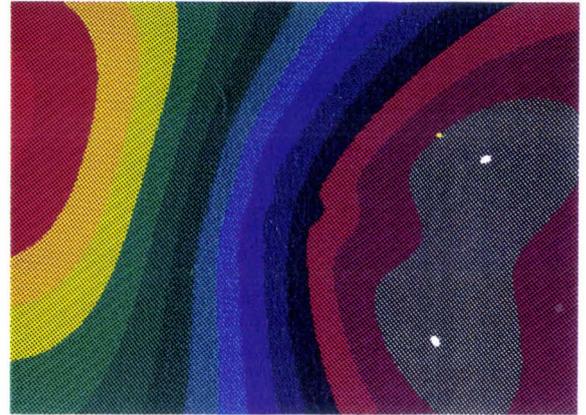


figure 2

5m/s

Atmosphere Rayleigh

10m/s

tetas=43.6 degrees



850 nm

figure 3



figure 4



## II- SENSIBILITE DES MESURES POLDER A LA VITESSE DU VENT : CAS D'UNE ATMOSPHERE PUREMENT MOLECULAIRE

Ce modèle qui ne tient compte que des molécules servira de référence. La diffusion moléculaire est connue et bien définie (Coulson, 1959 ; Dave et al., 1965).

Bien que le glitter soit spectralement neutre en réflectance et en taux de polarisation, et que son taux de polarisation  $P_g$  soit indépendant de la vitesse du vent, puisque l'effet moléculaire est constant (à une longueur d'onde donnée) tandis que l'effet du glitter varie avec la vitesse du vent  $v$ , le signal satellitaire variera avec  $v$ , qui est ici le seul paramètre du problème.

On néglige ici la diffusion de l'eau de mer et de l'écume.

### II.1- Etude sur le point spéculaire

Le signal satellitaire a été simulé, en fonction de la longueur d'onde, pour différentes vitesses de vent, à  $\theta_s$  constant (figure II-1), puis en fonction de la vitesse de vent, pour différentes hauteurs du soleil, à 450 nm (figure II-2).

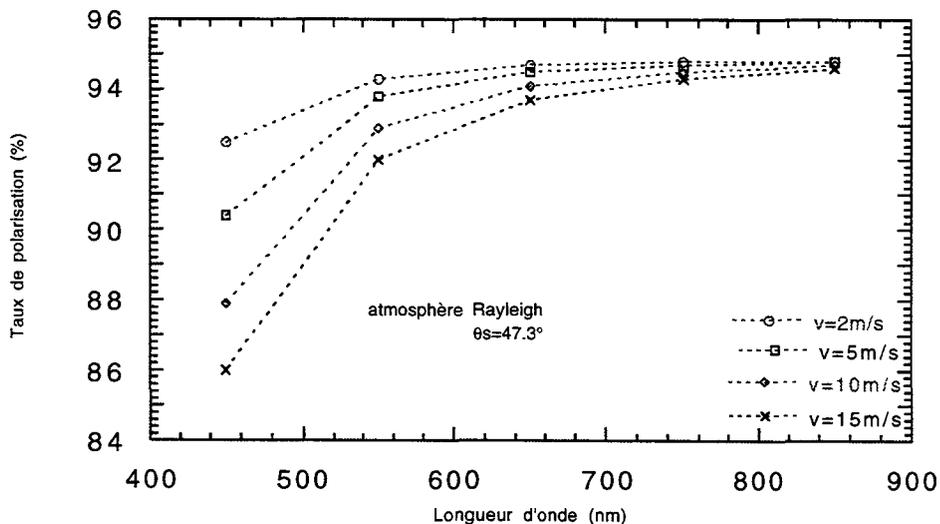


figure II-1 : réponse spectrale du taux de polarisation du glitter en présence d'une atmosphère purement moléculaire ;  $\theta_s = 47.3^\circ$ .

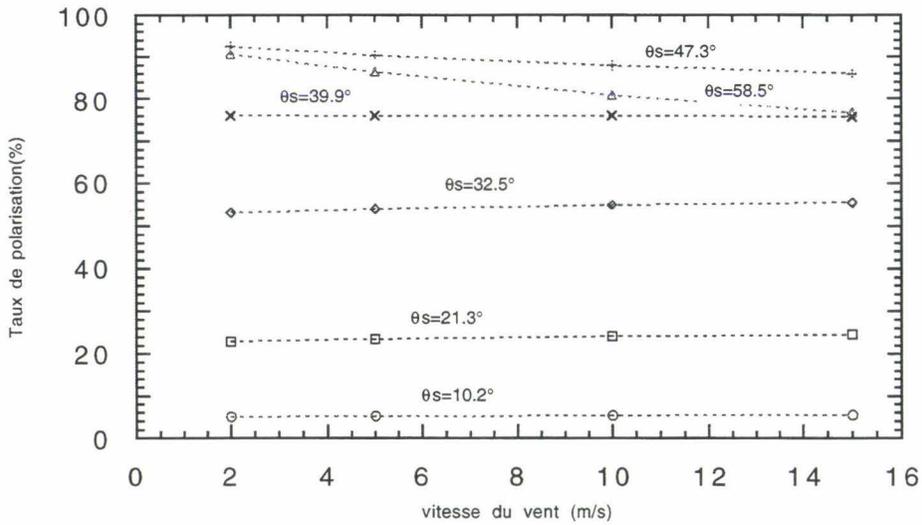


figure II-2 : atmosphère purement moléculaire, la longueur d'onde étudiée est 450 nm

Qualitativement, on comprend bien ces figures. La figure II-1 montre que l'effet d'atmosphère est négligeable à partir de 750 nm environ, où on observe pratiquement le signal propre du glitter, invariant avec  $v$ . Aux courtes longueurs d'onde au contraire, le signal se dépoliarise lorsque  $v$  augmente et donc lorsque la contribution de la lumière du glitter devient moins prépondérante.

La figure II-2 est a priori à rapprocher de la figure I-5. On y voit que l'effet de dépoliarisation observé sur la figure II-1 à  $\theta_s = 47.3^\circ$ , diminue et s'inverse même aux angles d'incidence plus faibles. Ceci peut se comprendre puisque, à  $\theta_s < 45^\circ$ , la diffusion moléculaire devient plus polarisante que le glitter (cf. figure I-5).

## II.2- Etude en deux dimensions

On a généralisé cette étude en modélisant des images à deux dimensions que donnerait POLDER, dans le cas où l'atmosphère ne contiendrait que des molécules (figure du type de la planche II-2). On a simulé des images en luminance et en taux de polarisation, aux longueurs d'onde 450 et 850 nm, pour trois angles zénithaux solaires :  $\theta_s = 32.5^\circ$ ,  $47.3^\circ$  et  $58.5^\circ$ , et pour trois vitesses du vent : 2, 5 et 10 m/s.

On s'est intéressé aux variations du signal pour différentes valeurs de l'angle d'observation dans le

plan solaire (soit la variation sur une radiale). Ces radiales sont reportées sur les planches II-3 et II-4 : luminances et taux de polarisation en fonction de  $\theta_v$ , pour les trois hauteurs du soleil. Les résultats confirment les remarques précédentes.

A 850 nm, le taux de polarisation est indépendant de la vitesse du vent dans la zone du glitter (sur les figures, cette zone correspond à la région où le signal est relativement fort). Il y est un peu plus sensible à 450 nm, surtout aux angles solaires élevés, en raison de la diffusion moléculaire plus importante, et de sa contribution au signal non négligeable. Par ailleurs, la figure I-5 et l'équation I-15 permettent de comprendre en partie pourquoi, à 450 nm le taux de polarisation est, pour de faibles angles solaires, insensible à la vitesse du vent, et y est sensible pour des angles solaires élevés. Il faut aussi garder à l'esprit que, pour de fortes vitesses de vent, le terme de luminance moléculaire peut être comparable au terme du glitter atténué de l'effet atmosphérique.

Quant à la luminance totale, elle est très sensible à la vitesse du vent dans la tache du glitter. Quand on s'éloigne de celui-ci, le couplage molécules-glitter devient de moins en moins fort, et le signal observé présente essentiellement la signature de l'atmosphère (soit des molécules dans ce cas précis), d'où la quasi-indépendance à la vitesse du vent de la luminance observée dans les directions abritées du glitter. L'allure des courbes de luminance montre par ailleurs que la contribution du glitter reste très majoritaire dans une plage de  $\pm 10^\circ$  environ autour du point spéculaire, quelle que soit la vitesse du vent.

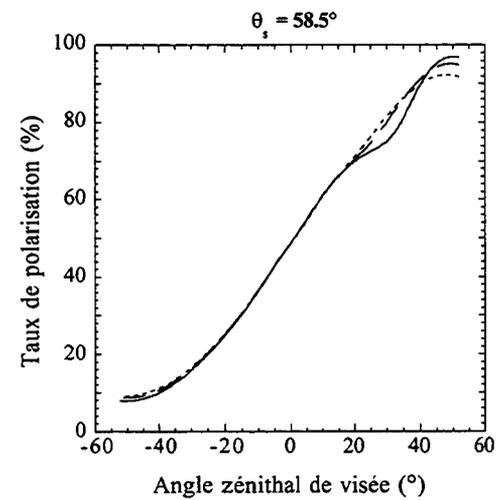
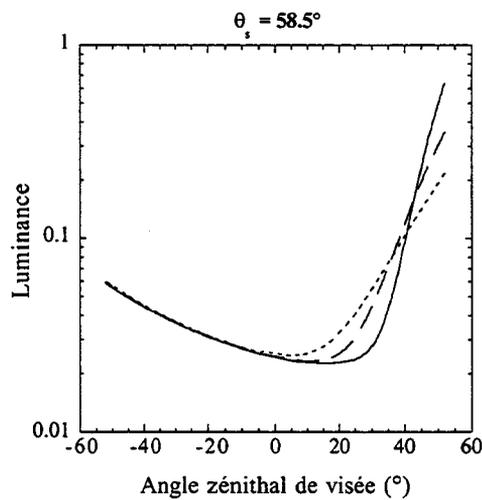
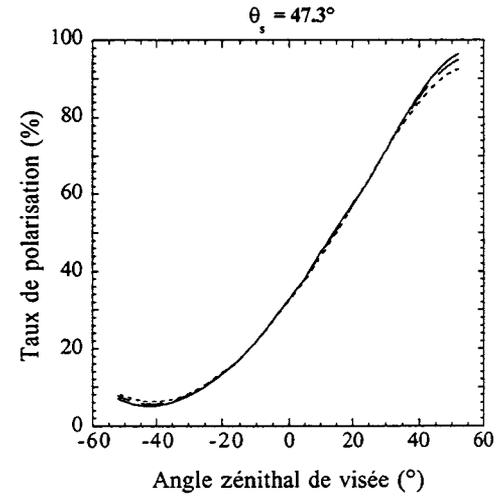
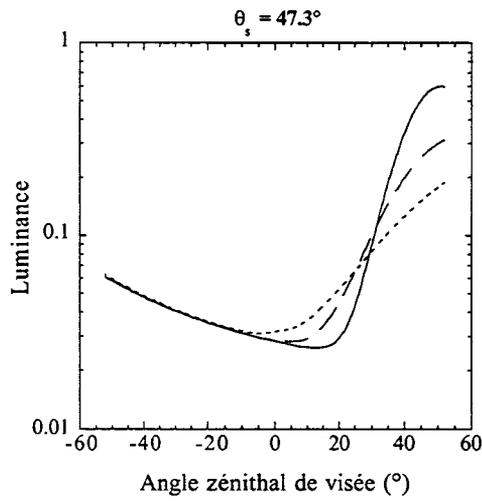
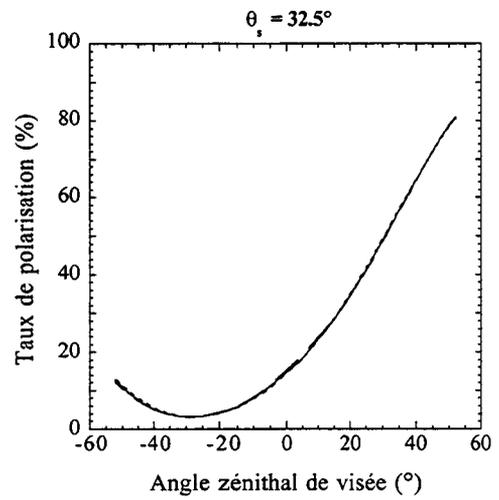
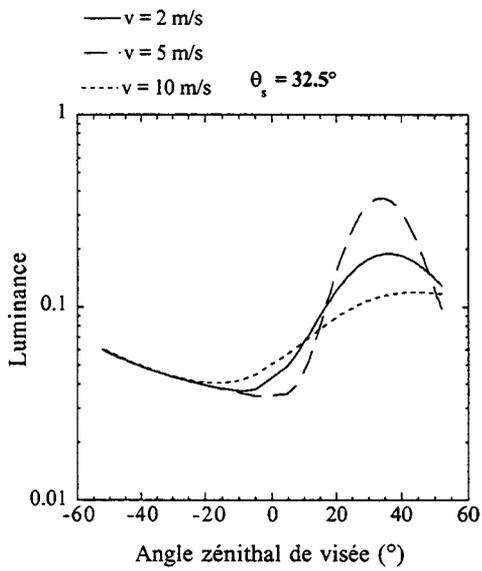


Planche II-3 : simulations faites dans une atmosphère purement moléculaire ;  $\lambda=450$  nm

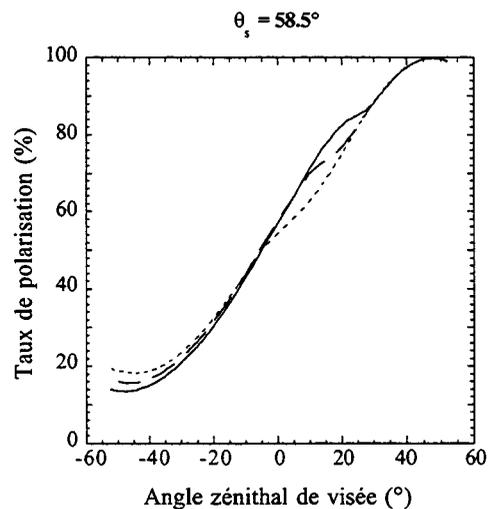
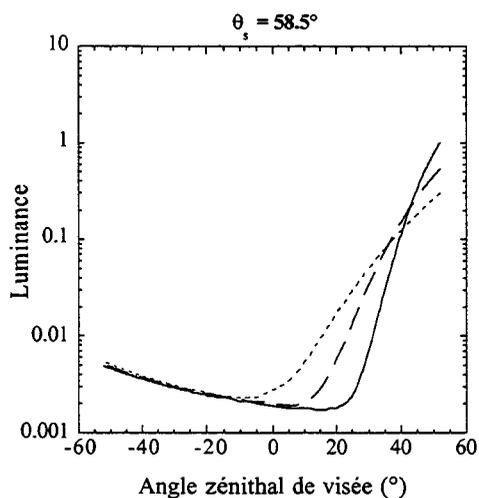
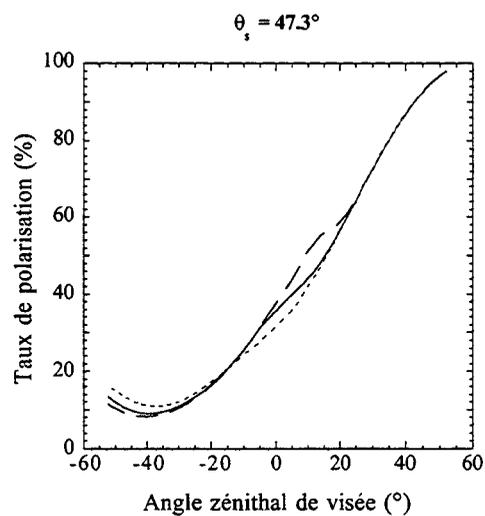
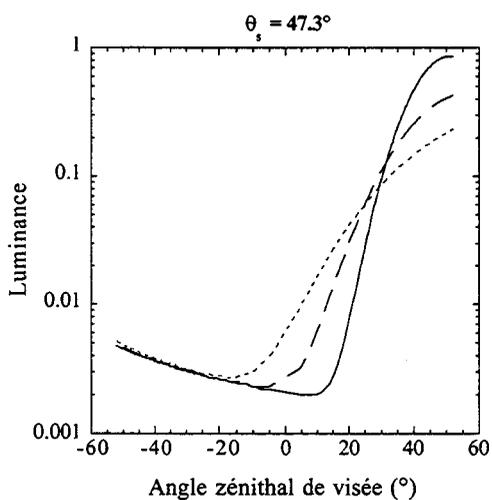
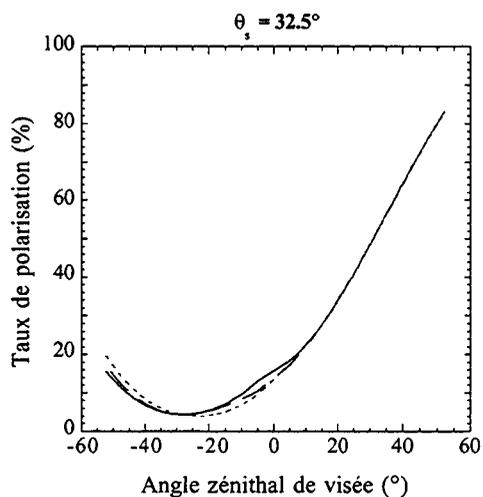
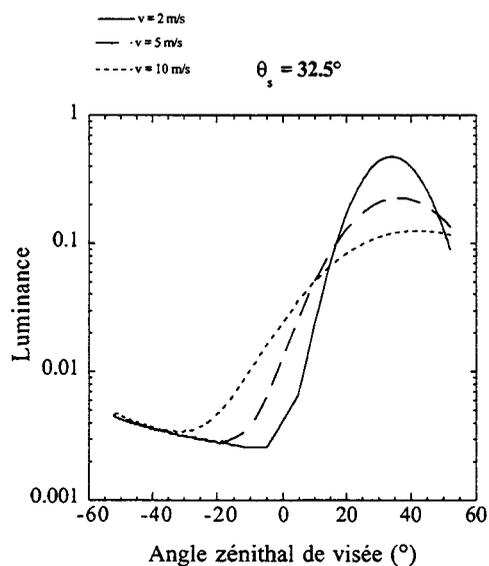


Planche II-4 : idem à II-3 ;  $\lambda = 850$  nm

### **III- SENSIBILITE DES MESURES POLDER A LA VITESSE DU VENT, AU TYPE ET A L'ÉPAISSEUR OPTIQUE DES AÉROSOLS**

On a complété le modèle de référence en y rajoutant des aérosols. Ceux-ci ont une grande capacité de diffusion, qui est d'autant plus forte vers l'avant que les particules sont plus grosses (Lenoble, 1993). Ceci nous a donc amenés à considérer plusieurs types d'aérosols. Les modèles utilisés dans les simulations sont ceux présentés dans le tableau I-3. On étudiera l'influence de la vitesse du vent, du type et de l'abondance des aérosols, en commençant par une étude préliminaire sur le point spéculaire pour passer ensuite à l'examen en deux dimensions.

#### **III.1- Etude sur le point spéculaire**

On a simulé la réflectance et le taux de polarisation sur le point spéculaire pour :

- trois modèles d'aérosols (n° 1, 2, 3)
- cinq épaisseurs optiques : 0, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20 (valeurs à 850 nm)
- quatre vitesses du vent : 2, 5, 10 et 15 m/s.

La limitation de l'épaisseur optique à 0.2 semble suffisante pour des observations au-dessus des zones océaniques claires. Pour des vitesses du vent supérieures à 15 m/s, le glitter est trop étalé et n'est plus adapté à notre étude.

Les résultats sont présentés sur les planches II-5 et II-6, pour deux angles zénithaux solaires (32.5°, 47.3°), et deux longueurs d'onde (450 et 850 nm).

A 850 nm, le taux de polarisation est peu sensible au type d'aérosols. A une vitesse de vent donnée, il décroît quasi-linéairement avec l'épaisseur optique des aérosols ; et à une épaisseur optique donnée, il décroît avec la vitesse du vent.

Le comportement de la luminance en fonction des paramètres géophysiques, est un peu différent de celui du taux de polarisation. Elle est aussi peu sensible à la nature des aérosols, mais fortement variable avec la vitesse du vent. Enfin, à une vitesse de vent donnée, la luminance est peu perturbée par une variation de l'épaisseur optique.

Pour prévoir l'influence de l'atmosphère sur la polarisation propre du glitter, il n'est donc pas nécessaire de connaître précisément la nature des particules. Les paramètres à déterminer, à partir

des mesures convenables, sont donc par ordre d'importance : (1) l'épaisseur optique des aérosols, (2) et la vitesse du vent (c'est à dire l'état de surface de la mer).

Pour de faibles épaisseurs optiques, la diffusion primaire prédomine, ce qui explique la valeur élevée du taux de polarisation ; par contre, dans une atmosphère où il y a beaucoup d'aérosols, les diffusions multiples augmentent et par conséquent le taux de polarisation diminue. De plus, cet effet est d'autant plus marqué que la vitesse du vent est forte, car le glitter est alors plus étalé, et donc sa lumière moins intense. Les particules d'aérosols ont aussi un effet d'assombrissement sur la réflectance du glitter, mais cet effet n'apparaît pas lorsque la vitesse du vent est forte. Qualitativement, pour de fortes vitesses de vent, la lumière diffusée par les aérosols compense leur effet d'atténuation sur le glitter, cet effet compensatoire étant absent sur la lumière polarisée (le pourcentage de polarisation propre des aérosols étant trop petit).

Par ailleurs, l'examen de ces courbes donne l'impression que, à 450 nm, le taux de polarisation dépend du modèle d'aérosols. Ceci est dû au fait que, le coefficient d'extinction étant dépendant du modèle, les épaisseurs optiques à 450 nm sur la planche II-5 sont différentes pour les trois modèles, mais à épaisseur optique égale, le taux de polarisation resterait très peu dépendant du type d'aérosols. Le taux de polarisation et la réflectance sont donc peu sensibles au type de particules aussi bien à 450 qu'à 850 nm.

- modèle 1
- × modèle 2
- ▲ modèle 3

- ⋯ v = 2 m/s
- v = 10 m/s
- · - · v = 5 m/s
- v = 15 m/s

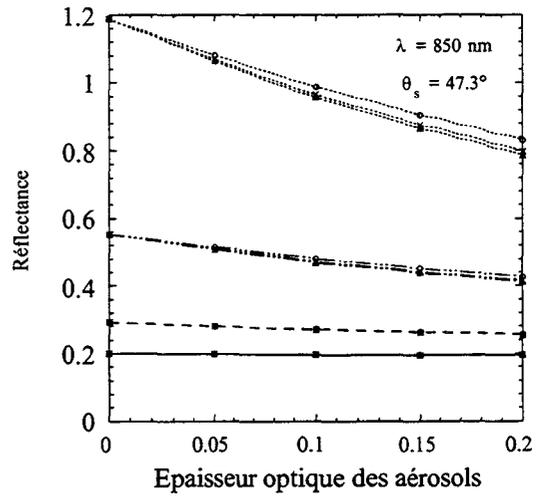
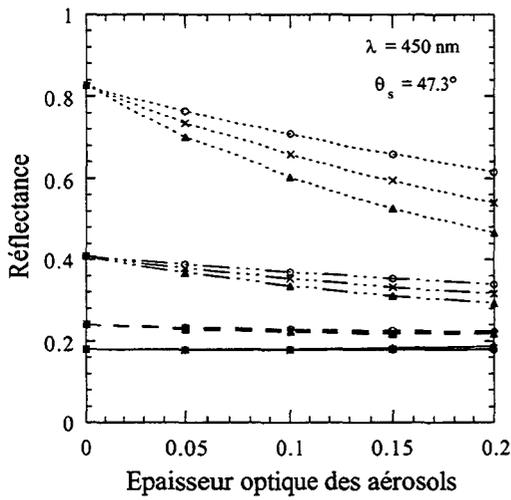
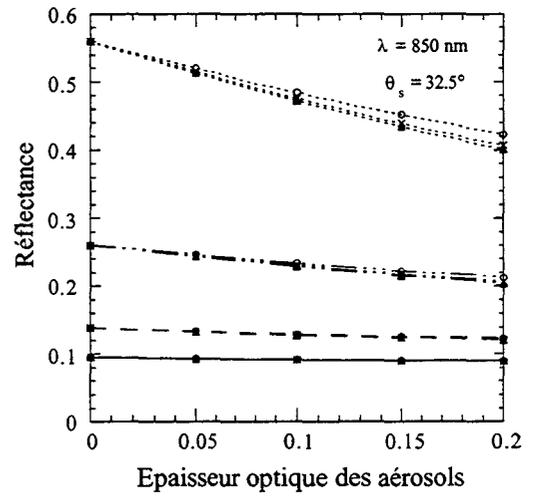
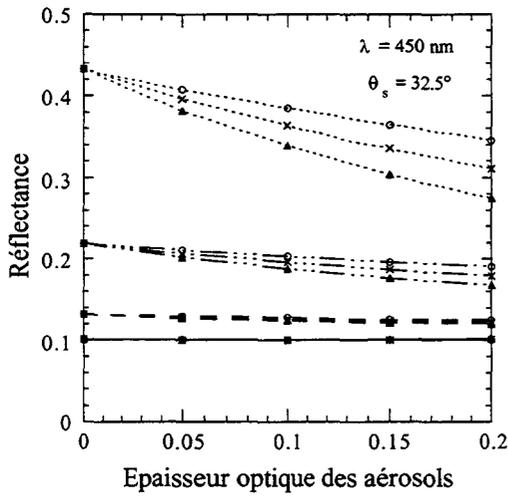


Planche II-5

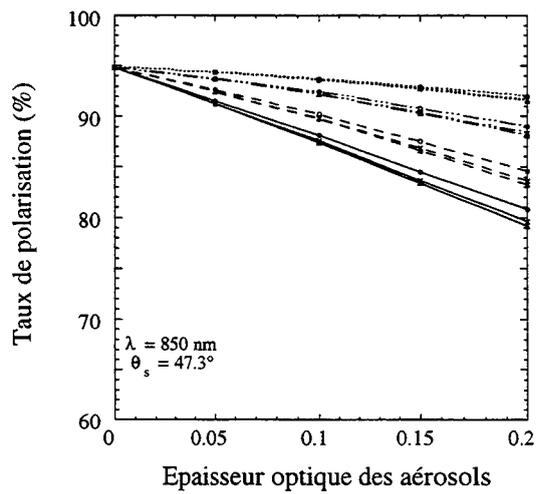
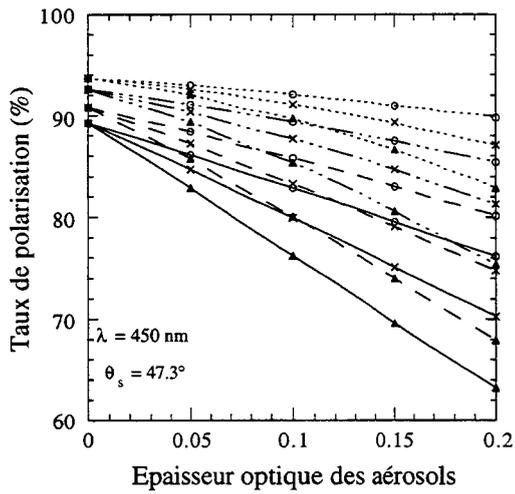
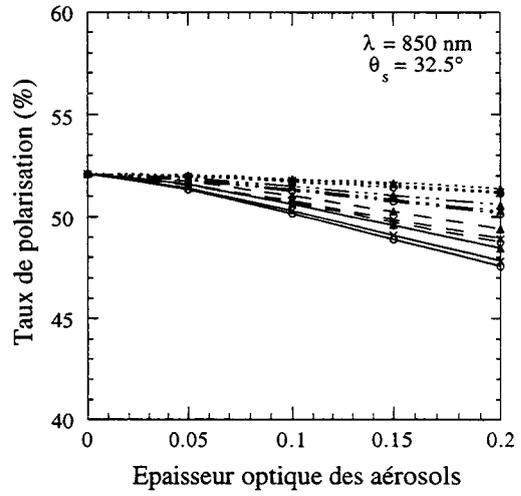
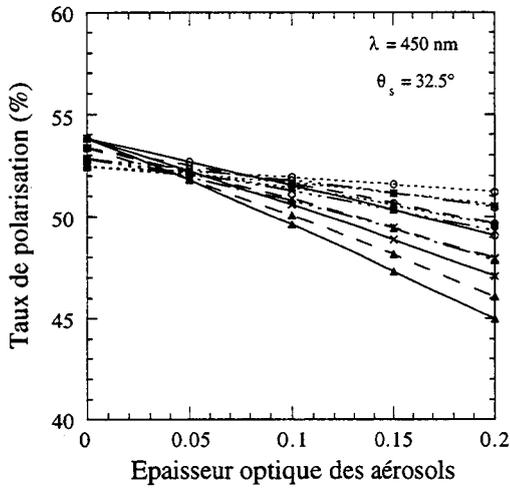


Planche II-6 : même légende que sur la planche II-5

### **III.2- Etude en deux dimensions**

Nous nous intéressons maintenant à l'influence des aérosols dans les autres directions du glitter et dans celles qui en sont abritées.

Pour étudier l'influence du type d'aérosols, on a modélisé des images pour trois modèles d'aérosols (modèles 1, 2 et 3 du tableau I-2), en fixant leur épaisseur optique à 850 nm à 0.1, et la vitesse du vent à 5 m/s. Cette situation correspond au cas d'une mer peu agitée et d'une atmosphère peu turbide.

D'autre part, pour examiner l'influence de la quantité des aérosols sur ce signal, on a simulé des images pour un même modèle d'aérosols (modèle 3), en fixant la vitesse du vent à 5 m/s, pour trois épaisseurs optiques d'aérosols : 0, 0.15 et 0.3 (à 850 nm).

On a représenté sur les planches II-7 et II-8, l'évolution de la luminance et du taux de polarisation au sommet de l'atmosphère le long d'une radiale, pour les différents modèles d'atmosphère.

On vérifie encore que, dans la tache du glitter, le taux de polarisation et la luminance sont, à 850 nm quasiment insensibles au modèle d'aérosols. La sensibilité à 450 nm est, ici encore, liée à la variation de l'épaisseur optique  $\tau_a$  avec le modèle de particules.

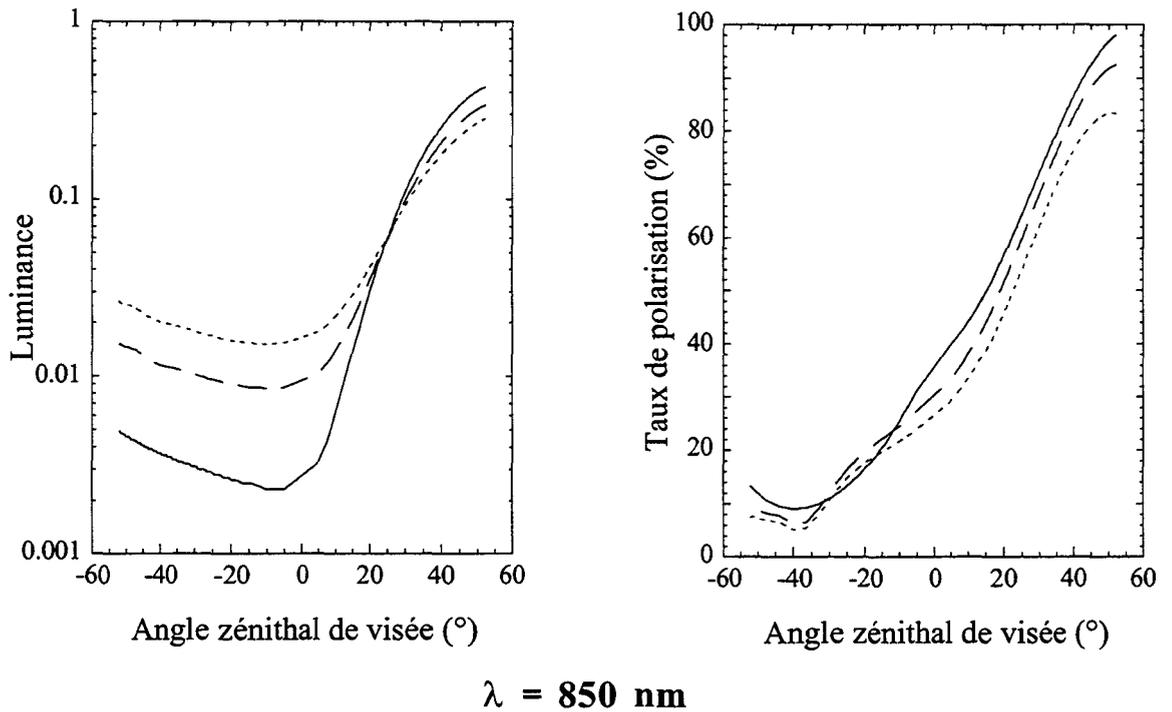
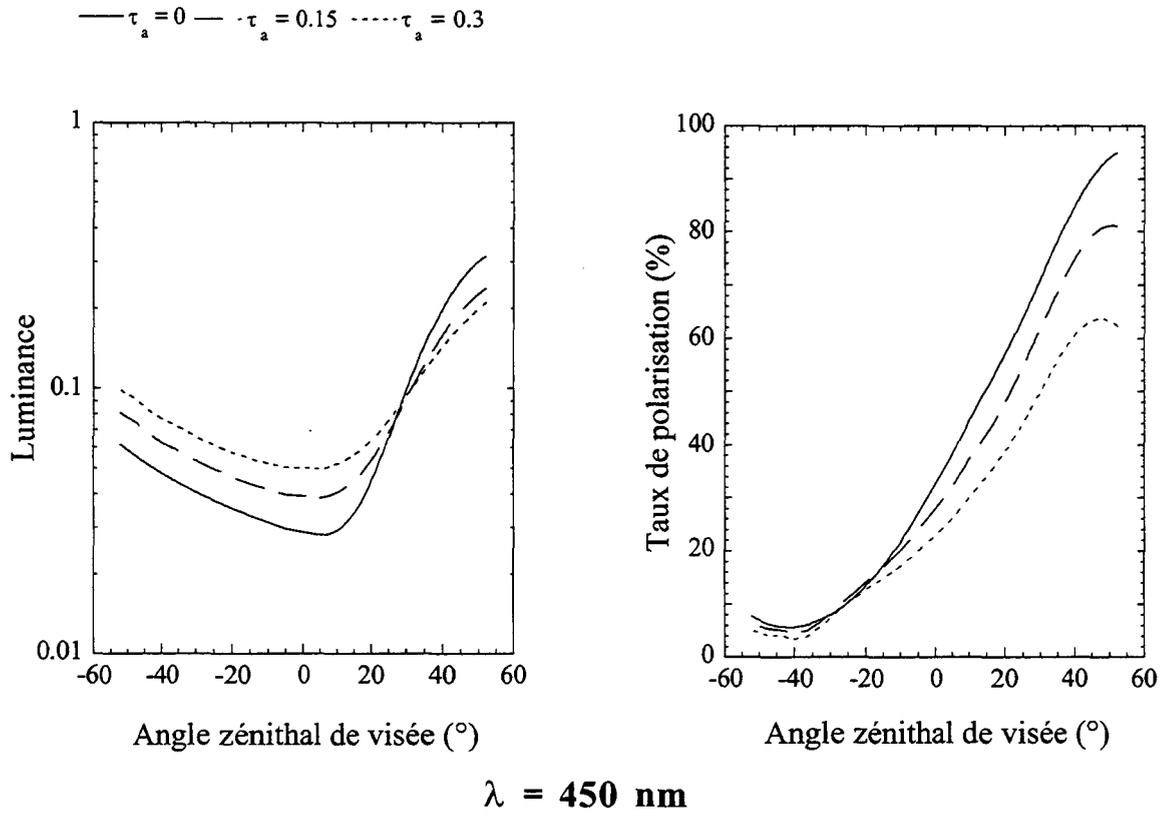
Quand on examine la partie atmosphérique de ces courbes, on remarque que la sensibilité au modèle est beaucoup plus marquée à 850 qu'à 450 nm. On peut expliquer cela par les phénomènes de diffusion à ces longueurs d'onde. En effet, la diffusion moléculaire étant très importante à 450 nm, c'est elle qui détermine la luminance atmosphérique, les aérosols ne jouant alors qu'un rôle secondaire, et par conséquent la luminance et le taux de polarisation atmosphériques contiennent essentiellement la signature des molécules.

Au contraire, la diffusion moléculaire étant négligeable à 850 nm, ce sont les aérosols qui renvoient l'essentiel de la lumière atmosphérique, d'où la différenciation des trois courbes correspondant au trois modèles d'aérosols dont les fonctions de phase sont différentes.

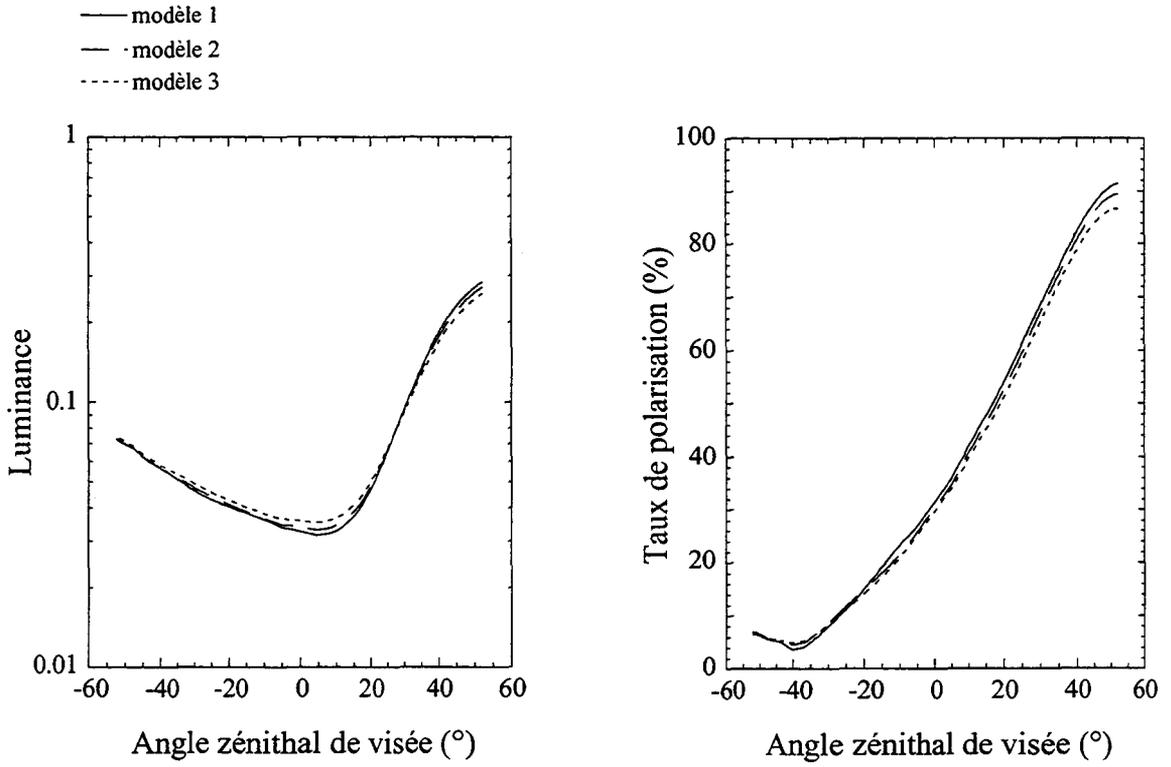
L'examen des courbes de la planche II-7 montre que la quantité d'aérosols est un paramètre très influent sur la luminance et encore plus sur le taux de polarisation apparent du glitter. Dans la tache du glitter, ce paramètre a un effet d'assombrissement sur ces deux grandeurs, effet qui est beaucoup plus accentué à 450 qu'à 850 nm (l'épaisseur optique des aérosols étant plus forte à 450

qu'à 850 nm). Dans les directions du glitter, la lumière diffusée par les aérosols compense partiellement leur effet d'atténuation sur le glitter, tandis qu'ils ne renvoient que très peu de lumière polarisée, d'où une plus forte extinction en polarisation.

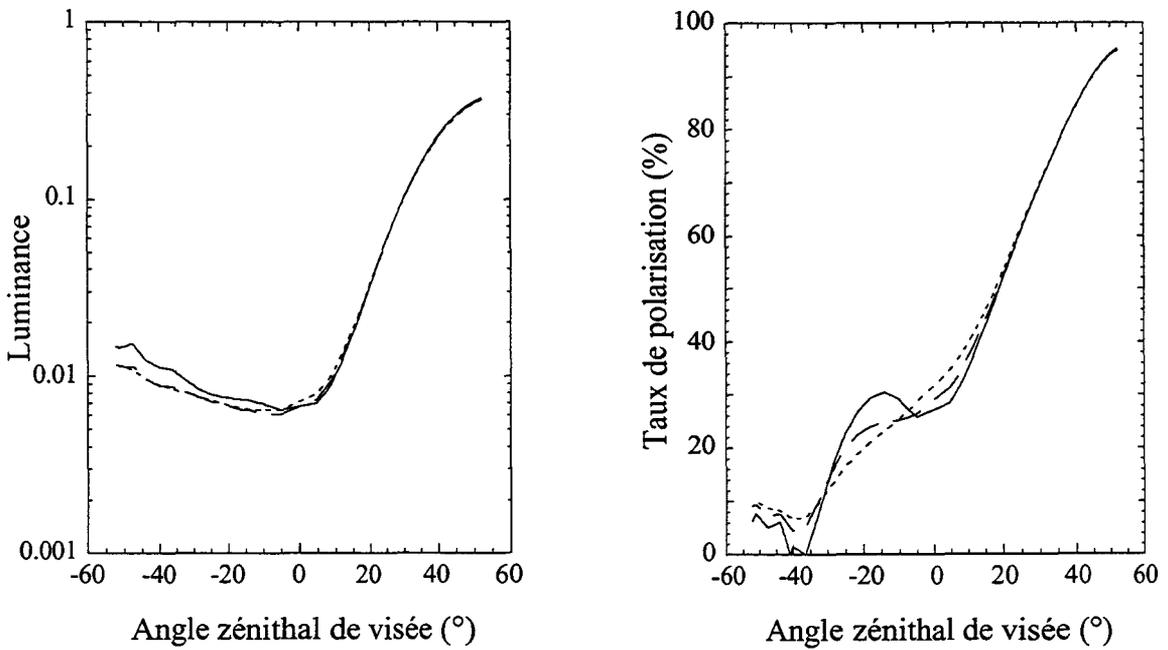
Quant au signal atmosphérique, on remarque qu'il est en luminance proportionnel à la quantité d'aérosols, et qu'au contraire, le taux de polarisation n'en dépend pas.



**Planche II-7** : les simulations sont faites pour  $v = 5 \text{ m/s}$ , le modèle 3 et  $\theta_s = 47.3^\circ$ .



$\lambda = 450 \text{ nm}$



$\lambda = 850 \text{ nm}$

**Planche II-8** : les simulations sont faites pour  $v = 5 \text{ m/s}$ ,  $\tau_a = 0.1$  et  $\theta_s = 47.3^\circ$ .

#### IV- PRISE EN COMPTE DE LA REFLEXION DIFFUSE DE L'EAU DE MER

La diffusion de l'eau de mer renvoie dans l'espace une luminance sensiblement isotrope, qu'on peut par conséquent caractériser comme un réflecteur de Lambert, de réflectance  $\rho_w$  adéquate.

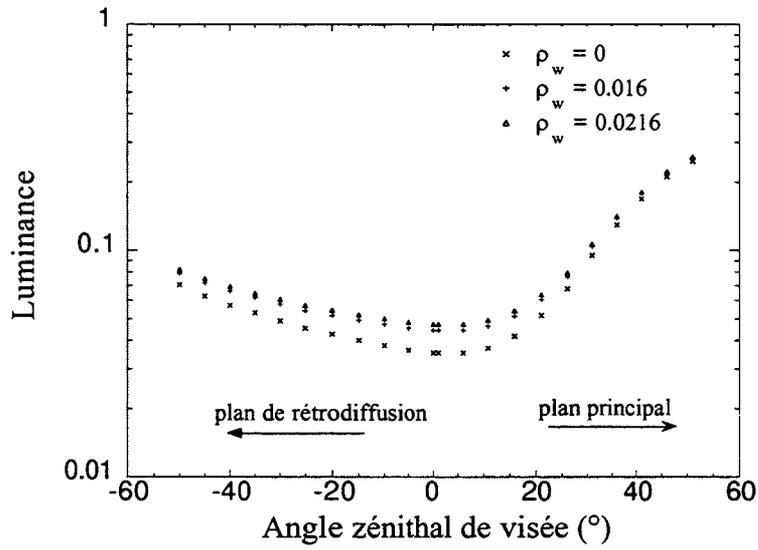
Pour étudier l'impact de ce phénomène sur le signal détecté au-dessus de l'atmosphère, on a simulé des images pour deux concentrations en phytoplancton (0.3 et 0.1 assez représentatives des eaux océaniques subtropicales), correspondant à une réflexion de l'eau de mer de 0.0164 et 0.0216 à 450 nm (tableau II-1). Ce phénomène est négligeable à 850 nm ( $\sim 10^{-3}$ ).

Dans ces images, on a choisi le modèle d'aérosols n°3 avec une épaisseur optique de 0.1 à 850 nm, on a fixé la vitesse du vent à 5 m/s, et  $\theta_s$  à 47.3°. Les figures II-3a et b, où on a indiqué l'évolution du signal le long d'une radiale, montrent l'apport de la réflexion diffuse de l'eau à la luminance totale (sa participation est d'autant plus importante que la concentration en pigments chlorophylliens est plus faible). On voit par ailleurs que, cette contribution relativement faible par rapport à celle du glitter (dans les directions où celui-ci est prépondérant) et non polarisée (Plass et al., 1976), dépolarise le signal du glitter de façon significative en augmentant la luminance totale. Elle devra être prise en compte dans l'étalonnage du canal à 450 nm.

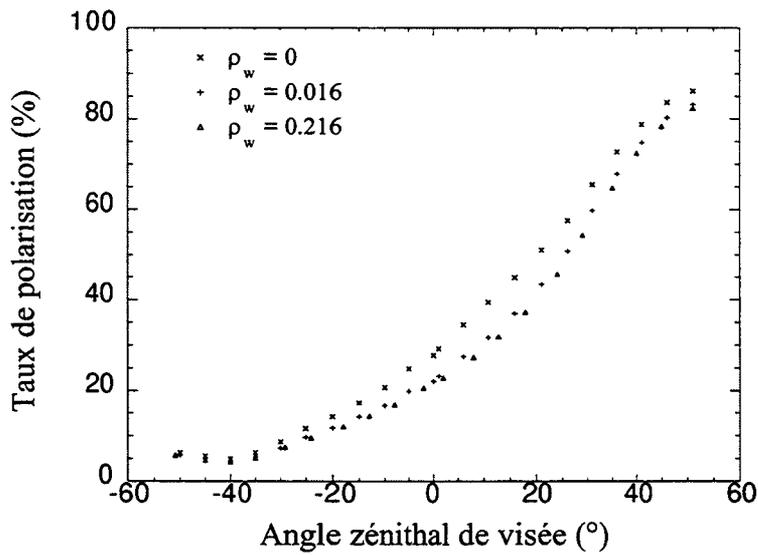
<b>c(mg/m3)</b>	<b>0</b>	<b>0.1</b>	<b>0.3</b>	<b>1</b>
$\rho_w$	0.0296	0.0216	0.0164	0.011

Tableau II-1 : quelques valeurs de réflectances de l'eau de mer calculées par la méthode de Morel, pour les eaux du CAS I.  $\lambda=450$  nm.

figures II-3



(a)



(b)

$\lambda = 450 \text{ nm}$

## V- PRISE EN COMPTE DE L'ECUME

On caractérise l'écume, comme la réflectance propre de l'eau, par un réflecteur de Lambert. Contrairement à l'eau de mer, elle est supposée blanche.

Afin d'examiner la sensibilité du signal du glitter au phénomène d'écume, on a simulé des images en luminance et en taux de polarisation, à la longueur d'onde de 850 nm, en considérant le modèle d'aérosols n° 3 avec une épaisseur optique de 0.1 à 850 nm. On a étudié un cas où l'angle solaire est de 47.3°, et la vitesse du vent de 15 m/s.

On a reporté sur les figures II-4 a et b, la variation du signal sur une radiale, en considérant dans un cas qu'il y a de l'écume, et dans l'autre cas qu'il n'y en a pas. Le modèle d'écume utilisé est celui de Koepke (cf. chapitre I, §. VI), donnant ici une réflectance de l'ordre de 0.01.

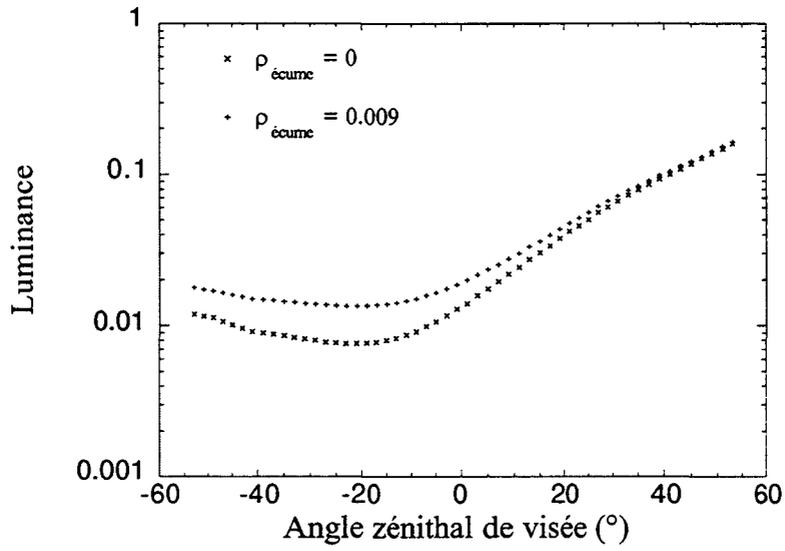
L'écume augmente la luminance totale, et l'effet est très visible dans les directions abritées du glitter. On y voit que la contribution de l'écume est comparable à celle de l'atmosphère dans le proche infrarouge. Cette lumière étant lambertienne, elle dépolairise sensiblement le signal du glitter.

La prise en compte de cette influence sera donc indispensable si la vitesse du vent est élevée. Comme les valeurs de la réflectance propre de l'écume sont peu précises, l'incertitude sur la modélisation de ce terme sera importante. Le tableau II-2 montre cependant qu'en dessous de  $v=7$  m/s, le terme d'écume sera négligeable, et la façon la plus fiable de s'affranchir de ce paramètre sera de sélectionner des situations correspondant à des vents de surface faibles.

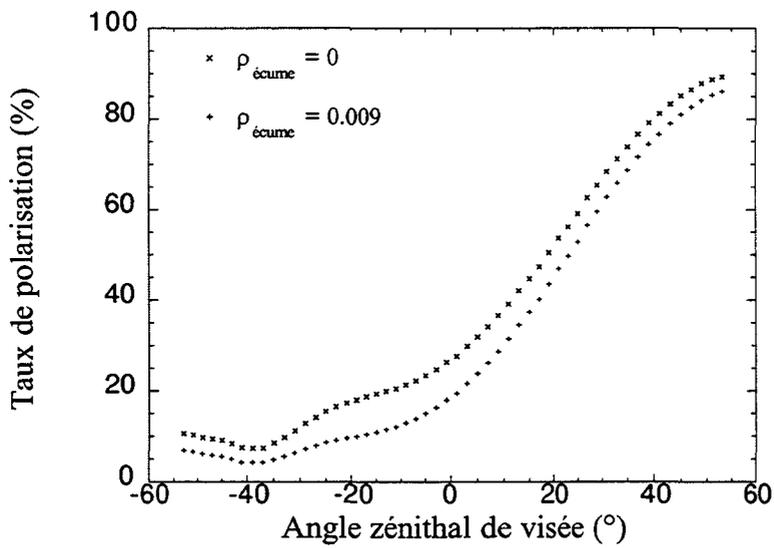
v (m/s)	2	5	10	15
$\rho_{écume}$	$7.10^{-6}$	$2.10^{-4}$	$2.10^{-3}$	$9.10^{-3}$

Tableau II-2 : quelques valeurs de réflectances d'écume calculées avec la formule de Koepke.

figures II-4



(a)



(b)

$$\lambda = 850 \text{ nm}$$

## VI- DISCUSSION

Contrairement au signal propre du glitter, spectralement neutre en réflectance et en taux de polarisation, le signal observé au-dessus de l'atmosphère dépend de la vitesse du vent, et des constituants de l'atmosphère. Ces effets sont variables avec la longueur d'onde.

On a étudié l'influence des différents paramètres du problème sur le signal atteignant le capteur.

Le cas le plus simple est celui d'un modèle ne contenant que les molécules et la surface. Ce modèle simple met déjà en évidence l'influence de la vitesse du vent sur le signal du glitter. Sauf aux longueurs d'onde supérieures à 650 nm, où le taux de polarisation est pratiquement celui du glitter même, aux courtes longueurs d'onde, la connaissance de l'état de surface est nécessaire pour prédire le taux de polarisation. Comme la réflectance est directement liée à la vitesse du vent (plus le vent est faible, plus le glitter est localisé, et plus sa réflectance est forte), elle constituera un bon indicateur de la vitesse du vent. On peut donc envisager de préciser le taux de polarisation au sommet de l'atmosphère en fonction du taux de polarisation intrinsèque du glitter et de la réflectance totale mesurée.

On a ensuite étudié l'influence des aérosols. On a examiné successivement l'impact du type de particules et celui de la quantité d'aérosols sur le signal arrivant sur le capteur. En présence d'aérosols, la réflectance atmosphérique devient notable à toutes les longueurs d'onde et le taux de polarisation spéculaire à 850 nm devient dépendant de la vitesse du vent.

Par ailleurs, la réflectance totale est aussi affectée par la quantité d'aérosols ; ceux-ci ont tendance non seulement à l'éteindre mais aussi à le dépolariiser ; ce phénomène est d'autant plus accentué qu'il y a davantage d'aérosols dans l'atmosphère.

Cependant, les aérosols augmentent la réflectance de l'atmosphère dans les directions où le glitter ne joue pas un rôle prédominant. Dans ces directions, la lumière qu'ils renvoient est directement proportionnelle à leur quantité, et en polarisation elle contient une signature de leur modèle (Takashima, 1975 ; Kriebel, 1978 ; Santer et al., 1988). Cette lumière est donc un indicateur de leur abondance.

Un résultat essentiel est que le type de particules a un effet modéré sur le taux de polarisation. On n'aura pas à retrouver précisément le type de particules pour prévoir la polarisation.

La couleur de l'eau joue un rôle non négligeable à 450 nm. Sa contribution, non polarisée, affecte essentiellement le signal du glitter en le dépolarisant, et participe à une augmentation de la réflectance totale (Viollier, 1980 ; Gordon et al., 1992).

L'écume joue un rôle identique, mais contrairement à l'eau de mer, son impact se répand à toutes les longueurs d'onde.

La connaissance de tous ces paramètres est donc en principe nécessaire pour estimer le taux de polarisation.

Cependant, l'étalonnage en vol de POLDER doit éviter d'avoir recours à des données exogènes, telles que la vitesse du vent, la quantité d'aérosols ou la concentration en pigments chlorophylliens qui supposent des mesures corrélatives de terrain complexes. Pour prévoir le taux de polarisation, il faudra donc faire appel à certains produits de substitution pouvant être directement accessibles par l'appareil POLDER. On pense alors se servir, d'une part, de la réflectance spéculaire, qui semble un bon indicateur de la vitesse du vent, et d'autre part, de la réflectance atmosphérique, observée dans les directions abritées du glitter qui doit servir d'indicateur de l'épaisseur optique des aérosols.

On élaborera donc une méthode d'étalonnage en vol, basée sur ces deux grandeurs. Les réflectances d'écume et d'eau de mer, dont l'impact est mineur comparativement à celui des aérosols ou de la vitesse du vent, y seront introduites par des valeurs standard car on ne voit pas de méthode simple permettant de les déterminer à partir des mesures POLDER.

## **Chapitre III**

*Présentation de la méthode d'étalonnage proposée  
et validation théorique*

<b>I- Introduction</b>	46
<b>II- Méthode d'étalonnage</b>	47
II.1- Principe de la méthode	47
II.2- Formule d'étalonnage	49
II.2.a- Expression de $\varepsilon_\lambda$ en fonction de la réflectance spéculaire	49
II.2.b- Expression de $\varepsilon_\lambda$ en fonction de la réflectance atmosphérique	52
II.2.c- Détermination de la direction de visée atmosphérique	54
II.3- Validation sur le point spéculaire	58
<b>III- Généralisation à deux dimensions</b>	63
III.1- Validité de la formule de correction	63
III.2- Validation	67
<b>IV- Analyse des erreurs</b>	73
IV.1- Biais dû à l'étalonnage en réflectance	73
IV.2- Biais dû à la réflectance diffuse de l'eau de mer	75
IV.3- Biais dû à la réflectance d'écume	79
IV.4- Erreur liée à la modélisation des coefficients de la formule de correction	82
<b>V- Conclusion</b>	84

## **I- INTRODUCTION**

L'étalonnage pré-lancement de POLDER en polarisation sera réalisé en laboratoire, à partir d'un dispositif donnant une lumière de polarisation connue, avec une précision de l'ordre de 0.005 en taux de polarisation.

A bord d'ADEOS, POLDER ne sera pas muni de ce dispositif d'étalonnage. Son étalonnage externe en vol se fera donc en comparant la modélisation à l'observation sur des cibles de référence terrestres. Notre choix s'est porté sur le glitter dont le taux de polarisation intrinsèque, spectralement neutre, ne dépend que des paramètres géométriques.

Cependant, ce signal étant comme on l'a vu plus ou moins perturbé par la présence de l'atmosphère, pour prévoir la polarisation de la lumière en entrée de POLDER il est nécessaire d'identifier indirectement et de tenir compte de la composition de l'atmosphère en aérosol, et de l'état de surface de la mer.

Le but de cette étude est d'élaborer une méthode d'étalonnage en polarisation de l'appareil POLDER, n'utilisant pas de données exogènes. On se propose donc de construire une méthode d'estimation du taux de polarisation ne nécessitant pas la connaissance explicite du type et de la quantité d'aérosols, ni de la vitesse du vent. Ces paramètres seront introduits implicitement par l'intermédiaire des grandeurs directement accessibles par l'appareil POLDER.

Au chapitre II, on a vu que la réflectance spéculaire est très sensible à la vitesse du vent ; elle sera donc un bon indicateur de celle-ci. Par ailleurs, la multidirectionnalité de POLDER permet à une même scène d'être vue sous plusieurs angles, et d'observer ainsi la réflectance atmosphérique dans des directions abritées du glitter. Celle-ci étant proportionnelle à l'épaisseur optique des aérosols, elle doit permettre d'estimer leur abondance.

On commencera donc par établir la formule d'étalonnage, puis on passera à sa validation sur des modélisations, enfin on analysera les différentes causes d'erreurs.

## II- METHODE D'ETALONNAGE - MISE AU POINT SUR LE CAS PARTICULIER D'UNE VISEE DANS LA DIRECTION SPECULAIRE

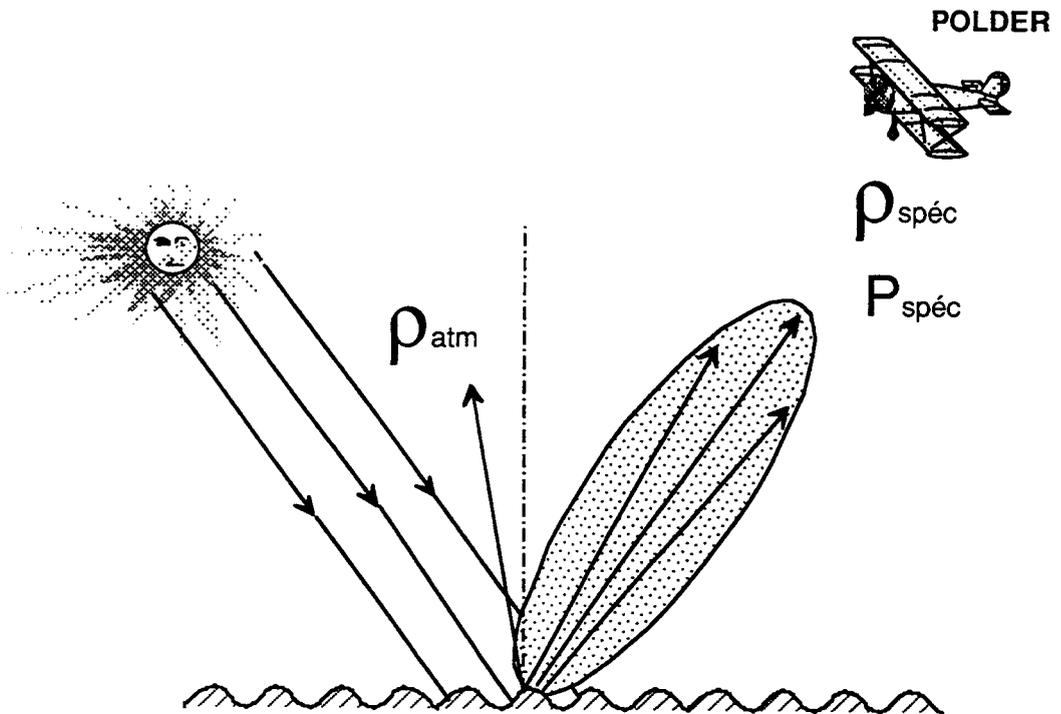


figure III-1 : schéma indiquant les directions des réflectances du glitter et de l'atmosphère

### II.1- Principe de la méthode

Les courbes de la planche II-6 ont montré que, pour des angles solaires supérieurs à  $20^\circ$ , le taux de polarisation observé dans la direction spéculaire, au-dessus de l'atmosphère, est toujours inférieur au signal intrinsèque du glitter. Pour cette direction d'observation, nous chercherons à exprimer le taux de polarisation au niveau du capteur en fonction de celui du glitter, pris comme valeur de référence (éq III-1).

A une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, on écrira :

$$P_{\lambda}^{\text{capteur}}(\text{spéc}) = P^{\text{glitter}}(\text{spéc}) \cdot (1 - \epsilon_{\lambda}(\text{aér, vent})) \quad (\text{III-1})$$

où  $P_{\lambda}^{\text{capteur}}(\text{spéc})$  est le taux de polarisation observé,  $P_{\text{glitter}}(\text{spéc})$ , le taux de polarisation propre du glitter (connu en fonction de la seule géométrie d'observation), et  $\varepsilon_{\lambda}(\text{aér,vent})$  le terme perturbateur, dépendant de la vitesse du vent et de la quantité d'aérosols.

Cette formulation suppose que le signal recherché, en taux de polarisation, est proportionnel au signal du glitter, à un facteur correctif près ; le terme perturbateur  $\varepsilon_{\lambda}$  caractérise complètement l'atmosphère, et renferme toute la dépendance en vitesse du vent et en quantité d'aérosols du taux de polarisation prévu.  $\varepsilon_{\lambda}$  dépend a priori de la géométrie du problème.

Le terme  $\varepsilon_{\lambda}$  dépend de la vitesse du vent ( $v$ ), de la quantité d'aérosols ( $\tau_a$ ), et dans une moindre mesure du type de particules. Comme ces paramètres ne sont pas directement accessibles par POLDER, on peut penser à leur substituer la réflectance dans la direction spéculaire ( $\rho_{\text{spéc}}$ ) et la réflectance dans une direction de visée dite atmosphérique ( $\rho_{\text{atm}}$ ) (cf. figure III-1), qu'on sait sensiblement proportionnelles respectivement à  $v$  et  $\tau_a$ . On cherchera donc à exprimer  $\varepsilon_{\lambda}$  en fonction de  $\rho_{\text{atm}}$  et  $\rho_{\text{spéc}}$  (éq III-2), soit

$$\varepsilon_{\lambda}(\text{aér,vent}) = \varepsilon_{\lambda}(\rho_{\text{atm}}, \rho_{\text{spéc}}) \quad (\text{III-2})$$

Bien que  $\rho_{\text{spéc}}$  dépende de l'épaisseur optique des aérosols, on peut essayer de séparer les variables  $\rho_{\text{spéc}}$  et  $\rho_{\text{atm}}$  ; on posera :

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{\Delta P_{\lambda}}{P_{\text{glitter}}} = \frac{P_{\text{glitter}}(\text{spéc}) - P_{\lambda}^{\text{capteur}}(\text{spéc})}{P_{\text{glitter}}(\text{spéc})} = f(\rho_{\text{atm}}) \cdot g(\rho_{\text{spéc}}) \quad (\text{III-3})$$

où  $\rho_{\text{atm}}$  et  $\rho_{\text{spéc}}$  sont respectivement la réflectance atmosphérique corrigée de la diffusion moléculaire et la réflectance dans la direction spéculaire. On étudiera séparément les fonctions  $f(\rho_{\text{atm}})$  et  $g(\rho_{\text{spéc}})$ , à partir de simulations numériques de  $P_{\lambda}^{\text{capteur}}$ ,  $\rho_{\text{atm}}$  et  $\rho_{\text{spéc}}$ , effectuées à l'aide des ordres successifs de diffusion pour différentes conditions expérimentales.

## **II.2- Formule d'étalonnage**

### **II.2.a- Expression de $\epsilon_\lambda$ en fonction de la réflectance spéculaire**

La relation entre  $\epsilon_\lambda$  et  $\rho_{\text{spéc}}$  est établie en fixant le modèle et la quantité d'aérosols, ce qui revient à fixer la réflectance atmosphérique.

Pour exprimer  $\epsilon_\lambda$  en fonction de la réflectance spéculaire, on a calculé ces deux grandeurs pour différentes vitesses du vent et épaisseurs optiques, en considérant le même type de particules (modèle 1 du tableau I-2). On a représenté sur les figures III-2a et III-2b, pour deux angles solaires différents ( $32.5^\circ$  et  $47.3^\circ$ ), le logarithme de  $\epsilon_\lambda$  en fonction du logarithme de  $\rho_{\text{spéc}}$ .

On remarque une variation quasi-linéaire de  $\text{Log}(\epsilon_\lambda)$  avec  $\text{Log}(\rho_{\text{spéc}})$ , à quantité d'aérosols fixe. La pente  $\alpha$  de cette droite est peu dépendante de la quantité d'aérosols et de l'angle zénithal solaire.

L'ordonnée à l'origine varie avec la quantité d'aérosols et l'angle d'incidence. Ces considérations nous amènent à poser :

$$\text{Log}(\epsilon_\lambda) = \alpha \text{Log}(\rho_{\text{spéc}}) + b(\text{aér}) \quad (\text{III-4})$$

Soit, avec

$$\text{Log}(\beta(\text{aér})) = b(\text{aér}),$$

$$\epsilon_\lambda = \rho_{\text{spéc}}^\alpha \cdot \beta(\text{aér}) \quad (\text{III-5})$$



L'examen des figures III-2a et III-2b donne l'impression que la pente  $\alpha$  est peu dépendante de la quantité d'aérosols et de l'angle d'incidence. Pour le confirmer, on a calculé  $\alpha$  pour trois modèles (modèles 1, 2, 3 du tableau I-2), deux épaisseurs optiques d'aérosols (0.05 et 0.10), et pour des angles solaires allant de  $32.5^\circ$  à  $48^\circ$ . On a tracé sur la figure III-3,  $\alpha$  en fonction de l'angle d'incidence. On voit que  $\alpha$  est pratiquement constant autour de  $45^\circ$  où il vaut -1.1, et peu dépendant des caractéristiques des aérosols. L'effet de ceux-ci sur  $\alpha$  augmente aux faibles incidences ; pour ces angles, on s'approche des directions de rétrodiffusion où fonctions de phase et taux de polarisation des différents modèles sont plus variables.

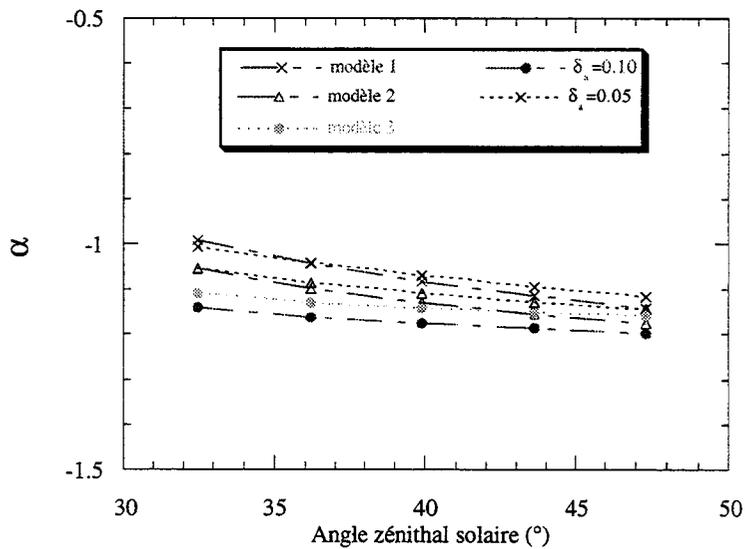


figure III-3 : évolution de  $\alpha$  avec l'angle solaire, pour différents modèles et épaisseurs optiques des aérosols ;  $\theta_s = \theta_v$ .  $\lambda = 850$  nm.

L'erreur qu'on commet sur  $\Delta P$  due à l'incertitude sur  $\alpha$ , est donnée par :

$$\frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \text{Log}(\rho_{\text{spéc}})$$

Cette erreur étant relativement faible (cf. tableau III-1), on pourra négliger l'incertitude sur  $\alpha$ . On utilisera donc par la suite l'équation (III-5) avec  $\alpha = -1.1$ , indépendamment de  $\tau_a$ , du type d'aérosols et de  $\theta_s$ .

$\theta_s(^{\circ})$	32.5	36.2	39.9	43.6	47.3
$\frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P}$	0.134	0.123	0.108	0.091	0.069

Tableau III-1 : incertitude relative sur  $\frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P}$  due à une erreur de 0.1 sur  $\alpha$ , pour différents éclairagements du soleil. Les calculs sont faits avec le modèle d'aérosols n° 3, une épaisseur optique de 0.1, et une vitesse du vent de 5 m/s.

### II.2.b- Expression de $\epsilon_{\lambda}$ en fonction de la réflectance atmosphérique

Pour établir la relation entre  $\epsilon_{\lambda}$  et  $\rho_{atm}$ , on a calculé le terme lié aux aérosols  $\beta(aér)$ , soit :

$$\beta(aér) = \frac{\epsilon_{\lambda}}{\rho^{\alpha}(spéc)} \tag{III-6}$$

On a représenté sur les figures III-4a et III-4b les valeurs obtenues pour différents modèles d'aérosols, et pour  $\theta_s = 32.5^{\circ}$  et  $47.3^{\circ}$ .

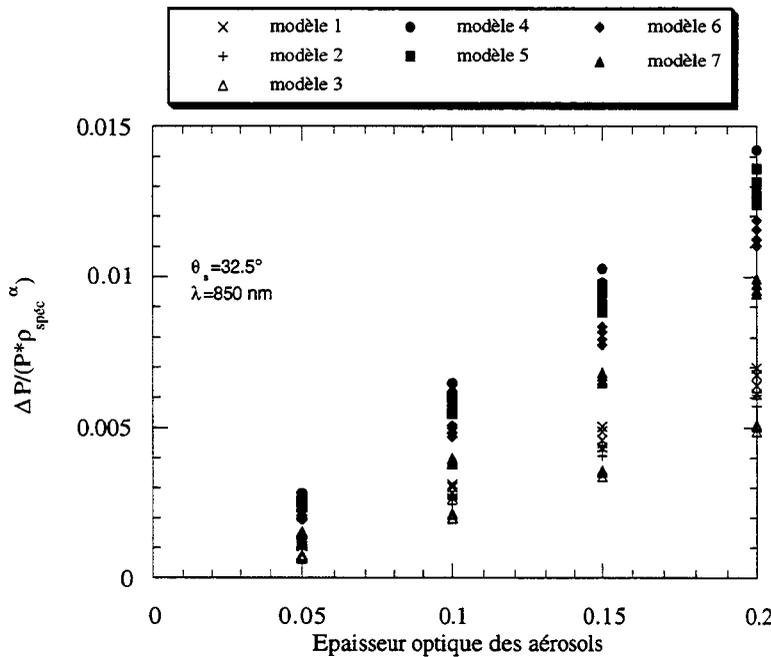


figure III-4a : évolution de  $\beta(aér)$  avec  $\tau_a$  pour différents modèles d'aérosols ;  $\theta_s = 32.5^{\circ}$ .

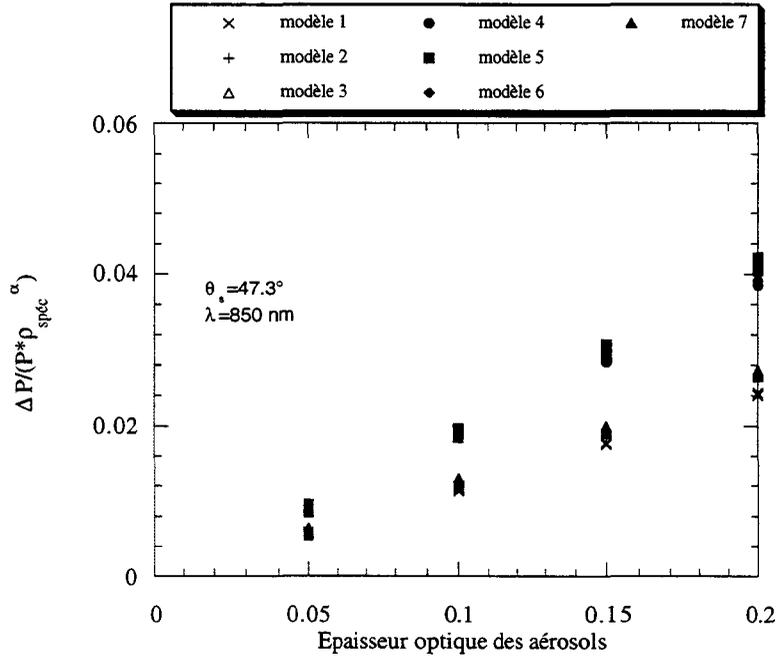


figure III-4b : idem à III-4a ;  $\theta_s=47.3^\circ$ .

Il est clair que  $\epsilon_\lambda$  dépend principalement de  $\tau_a$ .

Les figures III-4a et III-4b montrent cependant une certaine dépendance au modèle d'aérosols. A  $\theta_s=47.3^\circ$ , la dépendance se réduit à l'indice de réfraction des aérosols ; les différents modèles d'aérosols dans chaque groupe ne sont pas discernables. Pour  $\theta_s=32.5^\circ$ , la dispersion vient aussi de leur dimension. Si on cherche à ne faire appel à aucune information sur la nature des aérosols, et à faire abstraction de toute connaissance explicite de leurs caractéristiques, on exprimera simplement  $\beta(\text{aér})$  comme suit :

$$\beta(\text{aér}) = a \tau_a + b \quad (\text{III-7})$$

$$\text{avec une précision } \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} \approx \frac{\Delta \beta}{\beta} \quad (\text{III-8})$$

$$\text{à } \theta_s=32.5^\circ, \frac{\Delta \beta}{\beta} \approx 0.125$$

$$\text{à } \theta_s=47.3^\circ, \frac{\Delta \beta}{\beta} \approx 0.06$$

En fait, notre problème est d'exprimer  $\beta$  en fonction de la réflectance atmosphérique ( $\rho_{\text{atm}}$ ), qui est mesurée par POLDER et non en fonction de  $\tau_a$ . La réflectance atmosphérique étant en première approche proportionnelle à la quantité d'aérosols ( $\tau_a$ ), on cherche donc à écrire,

$$\epsilon_\lambda = \rho_{\text{spéc}}^\alpha \cdot (a \rho_{\text{atm}} + b) \quad (\text{III-9})$$

Pour évaluer la réflectance atmosphérique, il convient de choisir judicieusement la direction d'observation. On devra impérativement observer dans les directions hors glitter pour estimer cette grandeur. On ajustera a et b à partir des simulations, en fonction de l'angle de visée choisi.

### **II.2.c- Détermination de la direction de visée "atmosphérique"**

On a fait des simulations pour sept modèles d'aérosols, quatre épaisseurs optiques (de 0.05 à 0.2 par pas de 0.05), quatre vitesses de vent (2, 5, 10 et 15 m/s), et pour trois angles zénithaux solaires (21°, 32.5° et 47.3°).

On a écrit l'équation (III-9) sous une forme développée (éq. III-10), puis on l'a exprimée sous forme d'une fonction multilinéaire (éq. III-11) :

$$\epsilon_{\lambda} = a\rho_{\text{spéc}}^{\alpha} \cdot \rho_{\text{atm}} + b\rho_{\text{spéc}}^{\alpha} + c \quad (\text{III-10})$$

soit :

$$\epsilon_{\lambda} = a_0 + a_1x_1 + a_2x_2 \quad (\text{III-11})$$

où on a posé :

$$x_1 = \rho_{\text{spéc}}^{\alpha} \quad \text{et} \quad x_2 = \rho_{\text{spéc}}^{\alpha} \cdot \rho_{\text{atm}}$$

Pour ce jeu de simulations, on a calculé les variables  $x_1$  et  $x_2$ , ainsi que  $\epsilon_{\lambda}$  (d'après l'éq. III-3).  $\rho_{\text{atm}}$  a été calculée pour toutes les directions de visée "atmosphérique" ( $\theta_{\text{va}}$ ) allant de 2.8° à 80°, dans le plan de rétrodiffusion. On a ensuite, pour chaque direction  $\theta_{\text{va}}$ , déterminé les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  par la méthode des moindres carrés. Pour ces différentes géométries, on a calculé  $\epsilon(\theta_s, \theta_{\text{va}})$  (éq. III-12a), puis le taux de polarisation prévu (éq. III-13), et enfin la dispersion sur celui-ci. (éq. III-14).

$$\epsilon(\theta_s, \theta_{\text{va}}) = a_0(\theta_s, \theta_{\text{va}}) + a_1(\theta_s, \theta_{\text{va}}) \cdot x_1 + a_2(\theta_s, \theta_{\text{va}}) \cdot x_2 \quad (\text{III-12a})$$

Dans l'équation III-12a,  $a_2$  est le coefficient le plus important, il effectue plus de 95% de la correction. Dans certains cas, on utilisera donc l'expression simplifiée :

$$\varepsilon(\theta_s, \theta_{va}) = a_2(\theta_s, \theta_{va}) \cdot x_2 \quad (\text{III-12b})$$

$$P^{\text{prévu}}(\theta_s, \theta_v) = P^{\text{glitter}}(\theta_s, \theta_v) \cdot (1 - \varepsilon(\theta_s, \theta_v)) \quad (\text{III-13})$$

$$\sigma_P(\theta_{va}) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i^{\text{simulé}} - P_i^{\text{prévu}})^2} \quad (\text{III-14})$$

N est le nombre de situations (soient  $7 \times 4 \times 4 = 112$  cas) pour une géométrie donnée.

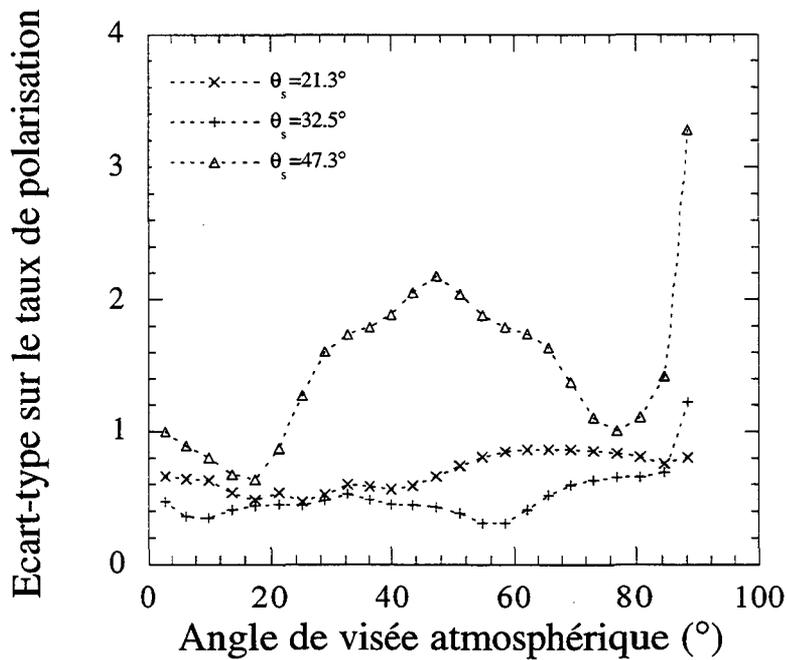


figure III-5 : dispersion sur le taux de polarisation pour différents angles zénithaux solaires.  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .

Sur la figure III-5, on a tracé la dispersion en fonction de l'angle de visée "atmosphérique". Elle est minimum autour de  $17^\circ$  dans le plan de rétrodiffusion. C'est donc cette direction que l'on retiendra par la suite pour la réflectance atmosphérique.

En fixant la direction de visée atmosphérique à cette valeur, on a étudié la fonction  $\beta$ (aér) donnée par l'équation (III-6), pour deux angles zénithaux solaires ( $32.5^\circ$  et  $47.3^\circ$ ), et on l'a représentée en fonction de la réflectance atmosphérique sur les figures III-6a et III-6b. Pour tracer ces courbes, on a fixé la vitesse du vent et fait varier l'épaisseur optique des aérosols pour

avoir des réflectances différentes.

La dispersion des points est réduite, on note en effet un meilleur regroupement sur les figures III-6a et III-6b que sur les figures III-4a et III-4b. Les points sont plus dispersés sur la figure III-6a où  $\theta_s=32.5^\circ$  que sur la figure III-6b ; ceci pourrait s'expliquer par la valeur de  $\alpha$  qui est plus sensible au type de particules, surtout aux faibles incidences solaires.

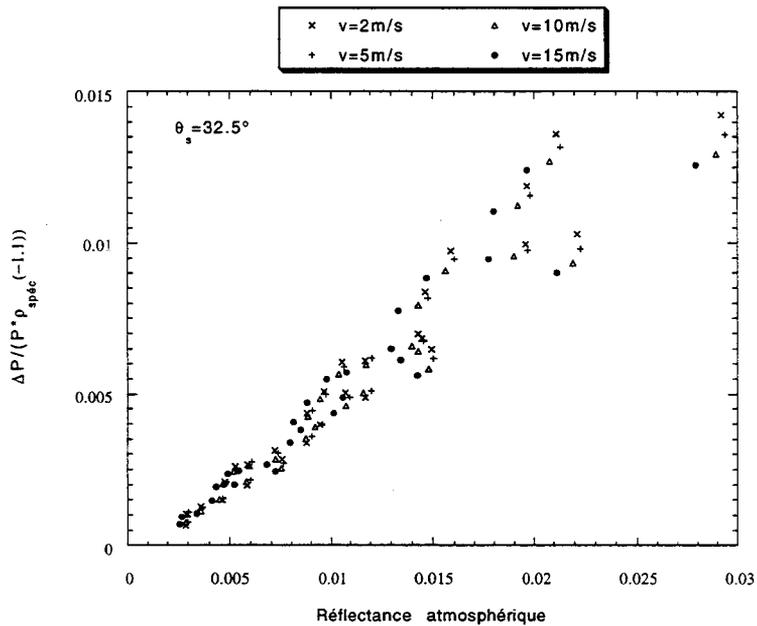
Ces figures permettent aussi de voir que toute la dépendance en la vitesse du vent de  $\epsilon$  est contenue dans l'expression  $\rho_{\text{spéc}}^\alpha$ , car les points s'alignent sur une seule droite de régression indépendamment de la vitesse du vent.

La comparaison des figures III-4 et III-6 montre que  $\Delta P$  est nettement mieux corrélé à  $\rho_{\text{atm}}$  qu'à  $\tau_a$ , ce qui est intéressant puisque c'est la réflectance atmosphérique qui est directement mesurée. On conservera dans tout ce qui suit la formulation précédente de  $\epsilon\lambda$  (éq. III-12a).

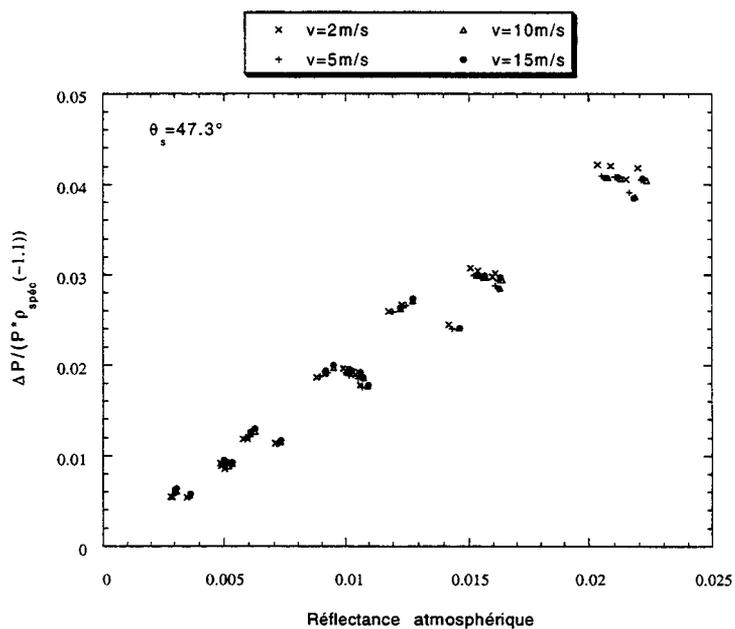
Bien entendu, puisque  $\rho_{\text{atm}}$  est proportionnelle à  $\tau_a p_a(\theta_{va})$ , cette amélioration vient de ce que les variations de  $p_a(\theta_{va})$ , d'un modèle d'aérosols à un autre, compensent partiellement l'effet perturbateur des aérosols sur  $P_g$ , dans la direction d'observation spéculaire (autre que leur simple atténuation en  $\exp(-M\tau_a)$ ). Cette compensation ne peut être garantie que si la nature des aérosols rencontrés est voisine de celle des modèles utilisés pour établir la formule de correction. En particulier, dans une version définitive de l'algorithme, on devra utiliser une banque de modèles représentatifs des aérosols marins. On reviendra sur ce point au chapitre V.

figures III-6

évolution de  $\beta$  avec la réflectance atmosphérique



(a) :  $\theta_s = 32.5^\circ$ .



(b) :  $\theta_s = 47.3^\circ$ .

### **II.3- Validation sur le point spéculaire**

Pour tester plus globalement notre méthode d'étalonnage, on a fait un jeu de simulations pour :

- sept modèles d'aérosols (cf. tableau I-2) ;
- quatre épaisseurs optiques des aérosols ;
- quatre vitesses du vent ;

soient 112 situations.

Cette étude a été faite à trois longueurs d'onde : 450, 650 et 850 nm.

Pour les 112 cas ci-dessus, on a simulé le taux de polarisation et la réflectance dans la direction spéculaire ( $\theta_s = \theta_v$ ,  $\phi = 0$ ), et la réflectance dans la direction atmosphérique retenue ( $\theta_{va} = 17.2^\circ$  dans le plan de rétrodiffusion).

On a d'abord comparé le taux de polarisation simulé au taux de polarisation propre du glitter, pour les trois longueurs d'onde (450, 650 et 850 nm). On a considéré les angles solaires compris entre  $21^\circ$  et  $48^\circ$ . On a exclu les incidences faibles ( $\theta_s < 21^\circ$ ), pour lesquelles le taux de polarisation dépend fortement du modèle d'aérosols et surtout de l'indice, et les angles d'incidence supérieurs à  $48^\circ$  pour lesquels les mesures de réflectance sont souvent saturées.

On a représenté sur les figures III-7 a, b et c, le taux de polarisation simulé en fonction du taux de polarisation intrinsèque du glitter, pour l'ensemble des simulations.

Il est clair que si l'on méconnaissait totalement les effets d'atmosphère, on ne pourrait pas utiliser directement le glitter pour l'étalonnage. On voit qu'en identifiant le signal arrivant sur le détecteur au signal propre du glitter, l'erreur sur le taux de polarisation peut dépasser les 50% dans le domaine de courtes longueurs d'onde, d'où la nécessité d'appliquer une méthode de correction des effets d'atmosphère.

Pour chaque valeur de  $\theta_s$ , on a ajusté les coefficients  $a_0(\theta_s)$ ,  $a_1(\theta_s)$  et  $a_2(\theta_s)$  par moindres carrés, et calculé le taux de polarisation prévu en appliquant l'équation (III-13). On a négligé la variation de  $\alpha$  avec l'angle solaire, et fixé  $\alpha = -1.1$ .

Sur les figures III-8 a,b,c, le taux de polarisation ainsi prévu est tracé en fonction du taux de polarisation exact (c'est à dire simulé par le code des OS), pour ces différents angles solaires. On a indiqué en encart la précision de l'étalonnage ( $\sigma_p$ ). On a par ailleurs reporté sur le tableau III-2

les paramètres statistiques des droites de régression (pente (a), ordonnée à l'origine (b), et coefficient de corrélation (r)).

L'algorithme corrige les effets d'atmosphère dans les 3 canaux avec une précision acceptable, meilleure que 2% (cf. figures III-8 a, b, c). Elle est moins bonne à 450 nm où on note une dispersion relativement forte par rapport aux autres canaux (1.2%), et un léger biais systématique sur l'étalonnage de l'ordre de 0.3% sur la pente de la droite de régression. Mais la précision de l'étalonnage s'améliore quand on passe du visible au proche infrarouge où le biais est réduit à 0.05% ; la perturbation atmosphérique étant plus faible à 850 nm qu'à 450 nm, et plus facile à corriger.

On pourrait encore améliorer la qualité de l'étalonnage en limitant la vitesse du vent à 5 m/s et l'épaisseur optique des aérosols à 0.1, ce qui nécessiterait des seuils sur les réflectances spéculaire et atmosphérique. On voit en effet (figures III-9 a, b et c et tableau III-3), que cette restriction affine l'étalonnage, et que les biais sont négligeables sauf peut-être à 450 nm. Cette possibilité dépend évidemment de la fréquence de vents aussi faibles en haute mer.

$\lambda$	450 nm	650 nm	850 nm
<b>a</b>	0.9967	0.9986	0.9995
<b>b</b>	0.1725	0.0739	0.0274
<b>r</b>	0.9983	0.9993	0.9997

Tableau III-2 : paramètres statistiques des droites de régression des figures III-8 ;  $v \leq 15$  m/s et  $\tau_a \leq 0.2$ .

$\lambda$	450 nm	650 nm	850 nm
<b>a</b>	1.001	0.99994	0.99998
<b>b</b>	-0.0711	0.0035	0.00138
<b>r</b>	0.99987	0.99997	0.99999

Tableau III-3 : paramètres statistiques des droites de régression des figures III-9 ;  $v \leq 5$  m/s et  $\tau_a \leq 0.1$ .

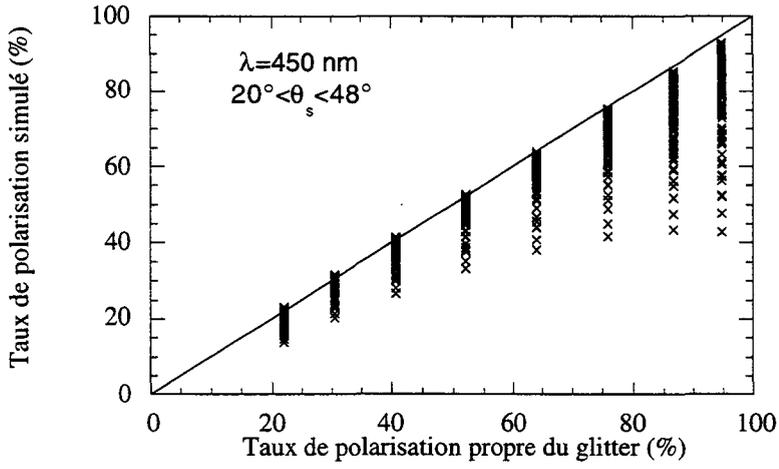


figure III-7a

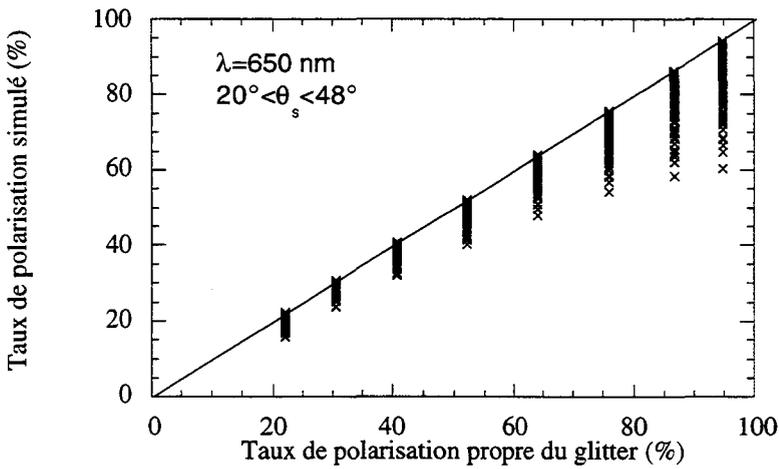


figure III-7b

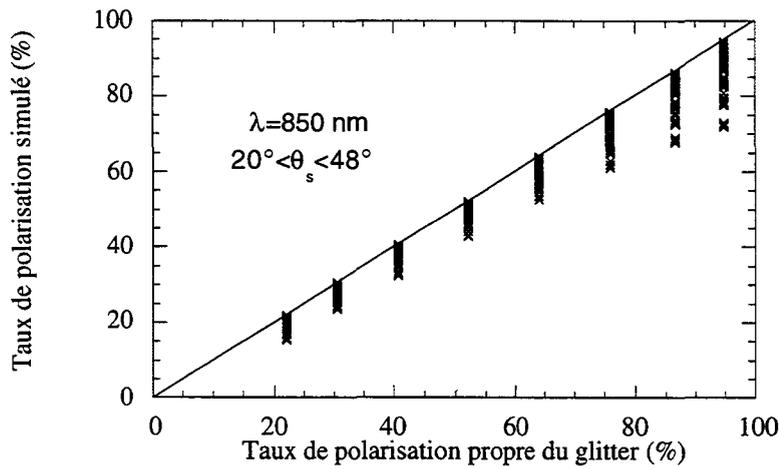


figure III-7c

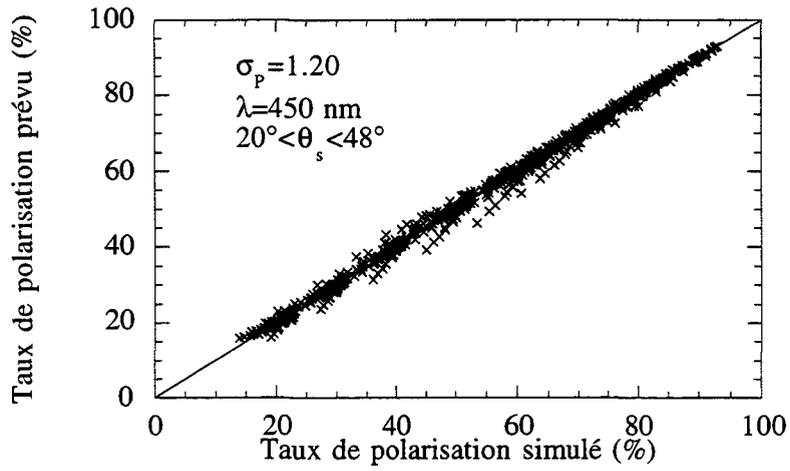


figure III-8a

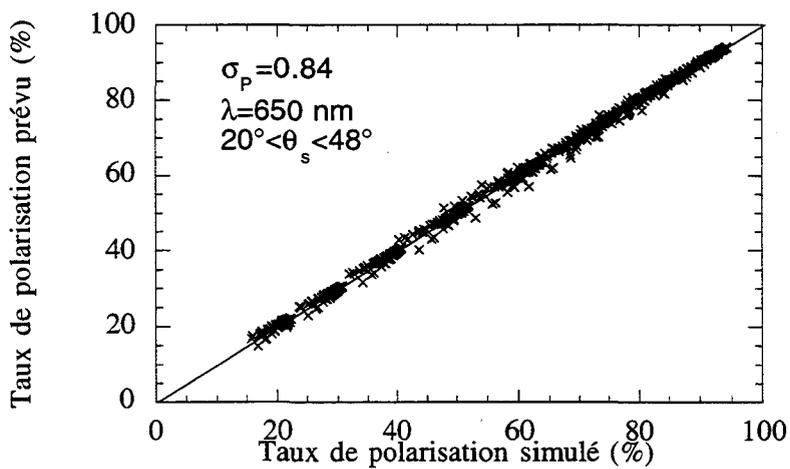


figure III-8b

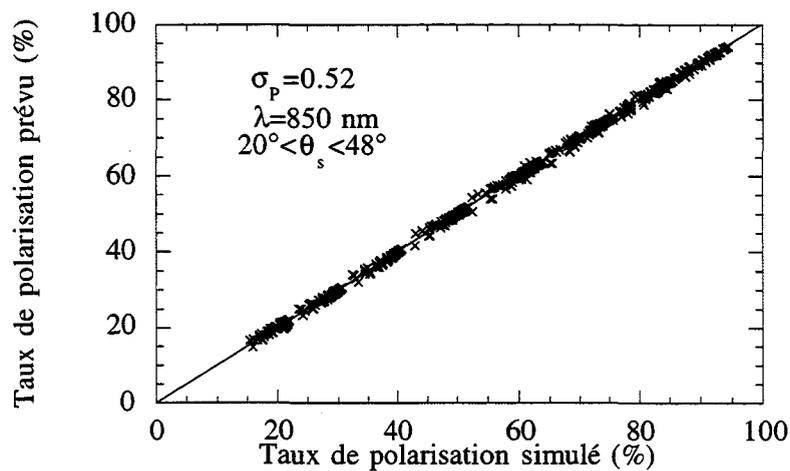


figure III-8c

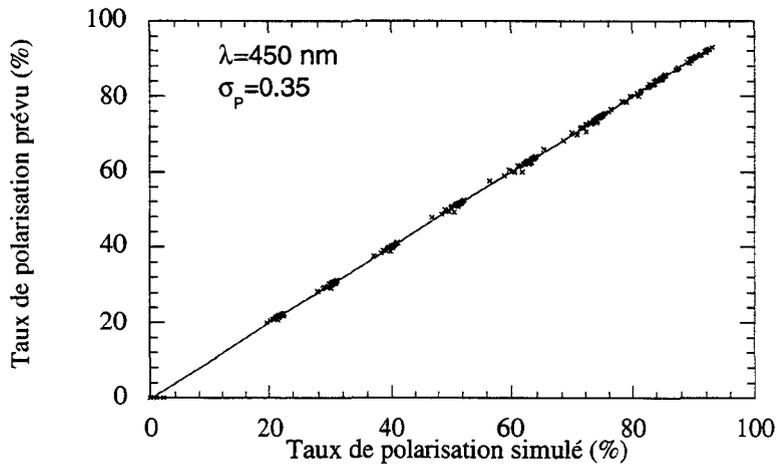


figure III-9a

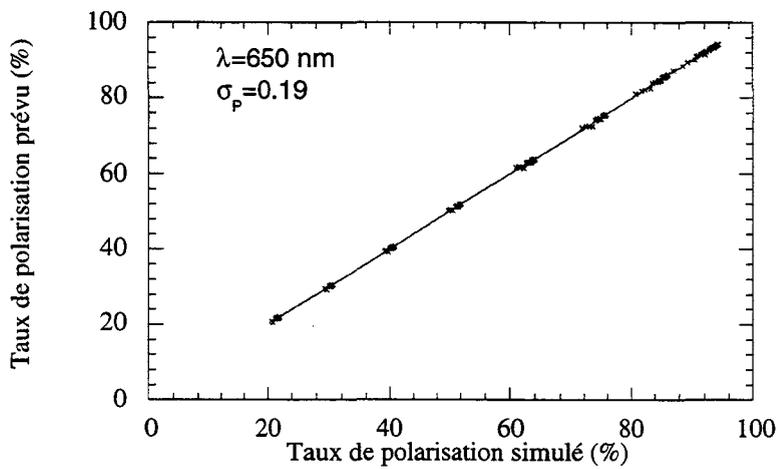


figure III-9b

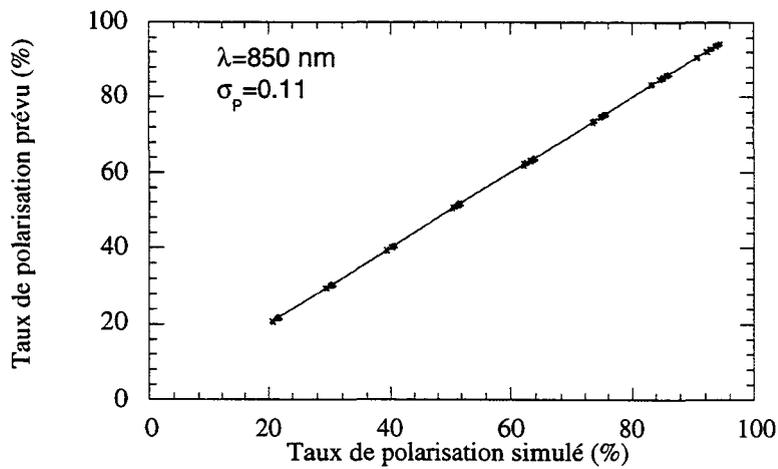


figure III-9c

### **III- GENERALISATION A DEUX DIMENSIONS**

Dans la partie II de ce chapitre, on a développé et validé la méthode d'étalonnage sur un point particulier qu'est le point spéculaire. Point où la lumière serait totalement localisée si la mer était rigoureusement plate, et s'il n'y avait pas d'atmosphère. Or, dans la réalité, les conditions dans lesquelles se feront les mesures POLDER seront différentes de ce cas idéal. La mer sera plus ou moins agitée ; par ailleurs, certains rayons du faisceau solaire subiront des diffusions avant et/ou après leur réflexion sur la mer. La lumière réfléchie ne sera donc plus localisée sur une seule direction, mais sur un ensemble de directions autour de la direction de réflexion spéculaire. Cette lumière localisée dans la tache du glitter étant connue, il sera plus aisé d'utiliser l'ensemble de la tache pour étalonner l'appareil. Ceci permettra d'améliorer la précision en moyennant les erreurs sur l'ensemble des points utilisés.

On a donc généralisé la méthode d'étalonnage dans la tache du glitter en suivant exactement la même démarche que celle utilisée sur le point spéculaire. Cependant, on introduit les angles de visées  $\theta_v$  et  $\phi_v$  dans les différentes équations.

#### **III.1- Validité de la formule de correction**

Dans cette partie, on notera  $\rho$ , la réflectance d'un point quelconque dans la tache du glitter.  $\rho(i,j)$  sera la réflectance du pixel de coordonnées (i,j).

On a d'abord cherché à voir si la variation linéaire de  $\text{Log}(\epsilon_\lambda)$  avec  $\text{Log}(\rho)$  était toujours vérifiée. Pour cela, on a fixé le modèle et la quantité d'aérosols, et fait varier successivement l'angle zénithal de visée  $\theta_v$ , et l'angle azimutal de visée  $\phi_v$ . Les courbes sont représentées sur les figures III-10a et III-10b.

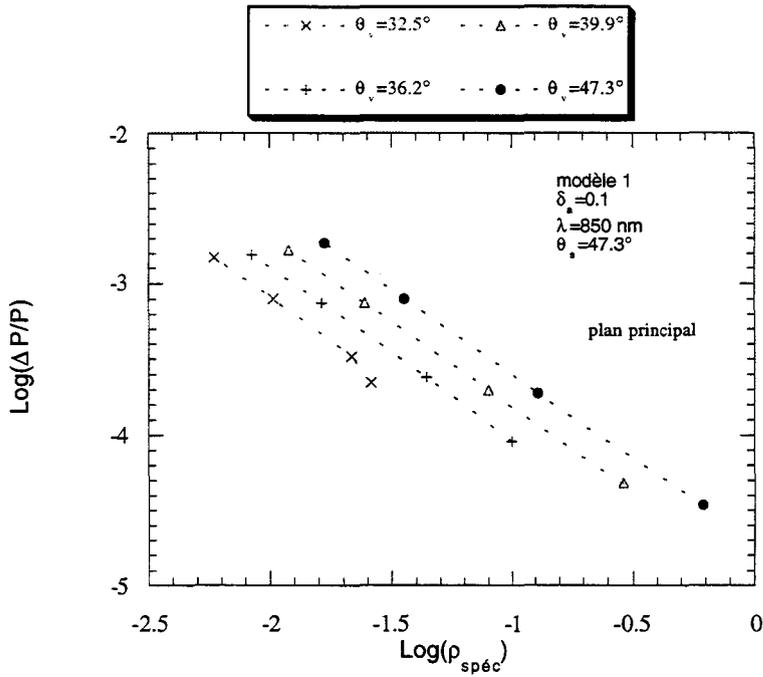


figure III-10a : évolution de  $\Delta P/P$  avec la réflectance spéculaire, pour différents angles zénithaux de visée.

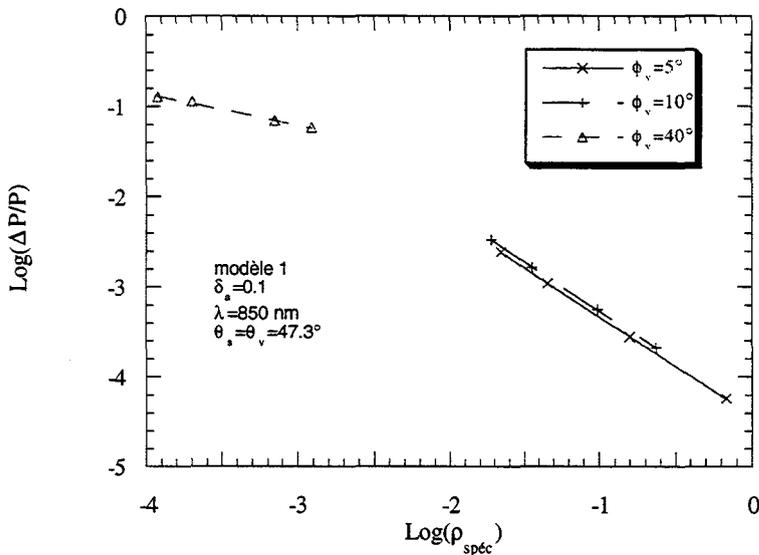


figure III-10b : évolution de  $\Delta P/P$  avec la réflectance spéculaire, pour différents angles azimutaux de visée.

Elles confirment la relation linéaire établie sur le point spéculaire (éq. III-4) ; elles montrent aussi que la pente  $\alpha$  de la droite est invariable avec l'angle zénithal de visée dans une plage d'angles comprise entre  $32^\circ$  et  $47^\circ$ , et toujours proche de -1.1. Cette pente est par ailleurs

indépendante de l'angle azimutal de visée lorsque celui-ci est inférieur à 10°, mais doit être calculée en fonction de  $\phi_V$  au-delà de 10° (cf. figure III-10b).

Enfin, les figures III-11a et III-11b où on a représenté  $\frac{\epsilon_\lambda}{\rho^{-1.1}}$  en fonction de la réflectance atmosphérique, montrent que la relation linéaire établie sur le point spéculaire reste valide sur toute la tache du glitter.

Pour tracer les figures III-11a et III-11b et établir la formule de correction, on a d'abord calculé  $\epsilon_\lambda$  en fonction de la géométrie suivant l'équation III-15, puis calculé les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  comme précédemment, dans l'équation III-16, et enfin comparé à la valeur exacte de  $\Delta P$  celle déduite de III-16. On notera qu'on a choisi une direction de visée atmosphérique constante ( $\theta_V=20^\circ$  dans le plan de rétrodiffusion). Ceci est justifié si on applique la méthode à des images aéroportées de POLDER. Dans la version satellitaire, on devra associer à chaque direction de visée dans la tache du glitter, une direction atmosphérique correspondant au même point de la surface.

Le terme perturbateur pour un pixel de coordonnées (i,j) sera exprimé comme le montre l'équation (III-15) et les coefficients de l'équation (III-16) seront régressés par la méthode des moindres carrés.

$$\epsilon(\theta_s, i, j) = \frac{P^{\text{glitter}}(\theta_s, i, j) - P^{\text{capteur}}(\theta_s, i, j)}{P^{\text{glitter}}(\theta_s, i, j)} \quad (\text{III-15})$$

$$\epsilon(\theta_s, i, j) = a_0(\theta_s, i, j) + a_1(\theta_s, i, j) \cdot \rho^\alpha(\theta_s, i, j) + a_2(\theta_s, i, j) \cdot \rho^\alpha(\theta_s, i, j) \cdot \rho_{\text{atm}}(\theta_s) \quad (\text{III-16})$$

Et si on remplace les pixels (i,j) par les angles zénithaux et azimutaux de visée ( $\theta_V, \phi_V$ ) correspondants, on obtient :

$$\epsilon(\theta_s, i, j) = \epsilon(\theta_s, \theta_V, \phi_V) \quad (\text{III-17})$$

$$\epsilon(\theta_s, \theta_V, \phi_V) = a_0(\theta_s, \theta_V, \phi_V) + a_1(\theta_s, \theta_V, \phi_V) \cdot \rho^\alpha(\theta_s, i, j) + a_2(\theta_s, \theta_V, \phi_V) \cdot \rho^\alpha(\theta_s, i, j) \cdot \rho_{\text{atm}}(\theta_s) \quad (\text{III-18})$$

Le taux de polarisation prévu pour un pixel de coordonnées (i,j) sera donné par la l'équation (III-19).

$$P^{\text{prévu}}(\theta_s, i, j) = P^{\text{glitter}}(\theta_s, i, j) \cdot (1 - \epsilon(\theta_s, i, j)) \quad (\text{III-19})$$

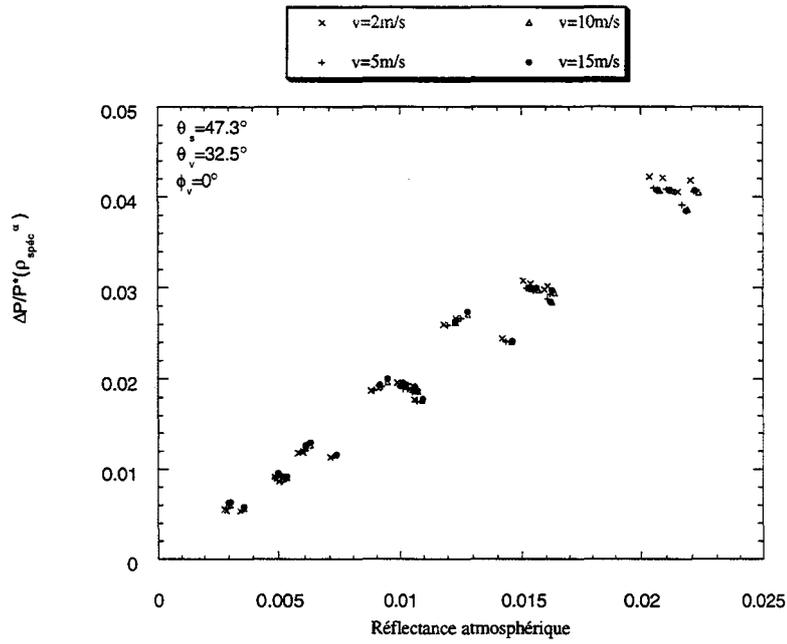


figure III-11a : évolution de  $\beta$  avec la réflectance atmosphérique, pour différentes vitesses du vent ;  $\theta_s \neq \theta_v$ .

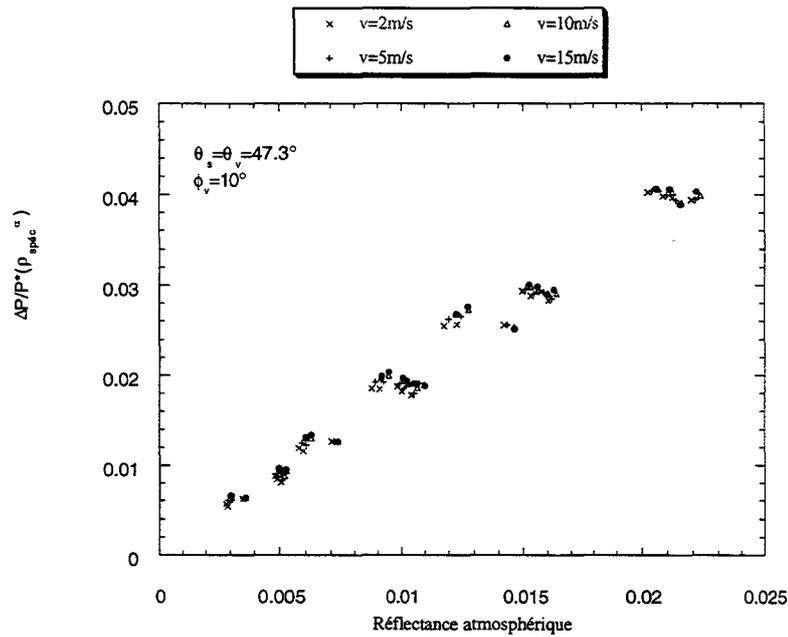


figure III-11b : évolution de  $\beta$  avec la réflectance atmosphérique, pour différentes vitesses du vent ;  $\theta_s = \theta_v$ .

### III.2- Validation

Pour tester la méthode d'étalonnage sur l'ensemble de la tache du glitter, on a préféré simuler des images POLDER à l'altitude moyenne de l'avion pendant Médimar ( $\approx 4500$  m). Les résultats seraient tout à fait similaires à l'altitude du satellite. On a calculé par régression linéaire les coefficients  $a_0(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ ,  $a_1(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ ,  $a_2(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ , pour  $\phi_v$  allant de 0 à 40°, par pas de 1° pour  $\phi_v < 10^\circ$  et par pas de 5° à partir de 10°, et pour des  $\theta_{vg}$  correspondant aux angles de Gauss (zéros de polynômes de Legendre) pour lesquels les simulations ont été faites.

A chaque pixel de coordonnées (i,j) d'une image POLDER, correspondent des angles de visée  $\theta_v(i,j)$  et  $\phi_v(i,j)$ . Pour chaque  $\theta_v(i,j)$  et  $\phi_v(i,j)$ , on utilisera les coefficients  $a_0(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ ,  $a_1(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ ,  $a_2(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$  correspondant aux valeurs de  $\theta_{vg}$  et  $\phi_v$  les plus proches, et on en déduira le terme perturbateur  $\varepsilon(\theta_s, \theta_{vg}, \phi_v)$  puis  $P^{prévu}$  en appliquant successivement les équations (III-15) et (III-19).

L'objectif étant de définir une zone dans la tache du glitter, où l'étalonnage pourra se faire indépendamment de la composition de l'atmosphère et de l'état de surface, on a calculé l'écart moyen entre simulations et prévisions sur un grand nombre d'observations obtenues dans des conditions diverses (différentes vitesses du vent, différentes épaisseurs optiques et types d'aérosols) ; soient 112 cas, indiqués précédemment.

On a simulé les 112 images correspondantes pour cinq inclinaisons du soleil (32.5°, 36.2°, 39.9°, 43.6° et 47.3°). On a calculé, pour chaque pixel (i,j), la dispersion (éq. III-20) sur l'étalonnage.

$$\sigma_p(\theta_s, i, j) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (P_n^{simulé}(\theta_s, i, j) - P_n^{prévu}(\theta_s, i, j))^2} \quad (\text{III-20})$$

La méthode d'étalonnage proposée n'étant pas précise pour de faibles angles de visée, on n'a retenu que ceux supérieurs à 21°. On a négligé la variation de  $\alpha$  avec la géométrie, et maintenu sa valeur à -1.1. Les résultats sont représentés sur les planches III-1a, b et c, sous le format des images POLDER.

A une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, l'étalonnage est d'autant meilleur, et la zone s'y prêtant d'autant plus large que le soleil est plus bas sur l'horizon.

A  $\theta_s$  fixé, la précision va en s'améliorant du visible au proche infrarouge, et la région se prêtant à

l'étalonnage est de plus en plus étendue.

Dans l'ensemble, la précision est acceptable (mieux que 2%) ; elle est surtout bonne autour du point spéculaire, mais se dégrade peu à peu quand on s'éloigne de celui-ci.

A  $\phi_v$  fixé, la fiabilité de l'étalonnage se détériore lorsque l'écart entre  $\theta_s$  et  $\theta_v$  augmente.

Dans la suite, on mettra un critère pour délimiter la plage de l'image utilisable, elle sera évidemment incluse dans la tache du glitter et conditionnée par la contribution du glitter dans la lumière totale. Il est évident qu'il faudra mettre un seuil sur  $\theta_v$  et  $\phi_v$ . On pourrait aussi mettre un seuil sur l'inclinaison des pentes de vagues (les ellipses reportées sur les planches III-1 a, b, c correspondent à des valeurs croissantes de  $\theta_n$ ), mais, cela supposerait que le modèle du glitter est parfait, or, on sait parfaitement qu'en présence de la houle le modèle du glitter utilisé ici n'est pas adapté. On imposera donc plutôt un seuil sur la luminance totale, en éliminant systématiquement tous les pixels dont la luminance est inférieure à ce seuil. On testera ce critère sur les images MEDIMAR dans le chapitre IV.

On a ensuite cherché à contrôler l'algorithme sur une portion de l'image dans la tache du glitter. Dans cette perspective, trois images ont été simulées en fixant la vitesse du vent à 4 m/s, l'épaisseur optique des aérosols à 0.14, et l'angle zénithal solaire à 39.9°. Ces images diffèrent par le type de particules introduit dans le modèle d'atmosphère. On a en effet utilisé les trois types de particules d'indice 1.33 définis dans le premier chapitre ; ces modèles font partie de la banque de modèles ayant servi à déterminer les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ .

Afin de bien se limiter à la zone du glitter, on a fixé arbitrairement un seuil sur la luminance totale ( $L_{\text{seuil}} = 0.15$ ) ; tous les pixels dont la luminance est inférieure à ce seuil sont systématiquement éliminés. On a également limité  $\phi_v$  à 10° et exclu tous les pixels dont  $\theta_v$  est inférieur à 20°.

L'algorithme a été appliqué successivement sur chacune des images. Pour chacun des modèles, on a représenté le taux de polarisation inversé en fonction du taux de polarisation simulé (planche III-2) . Les courbes de cette planche montrent que, dans la tache du glitter, l'algorithme restitue bien le taux de polarisation.

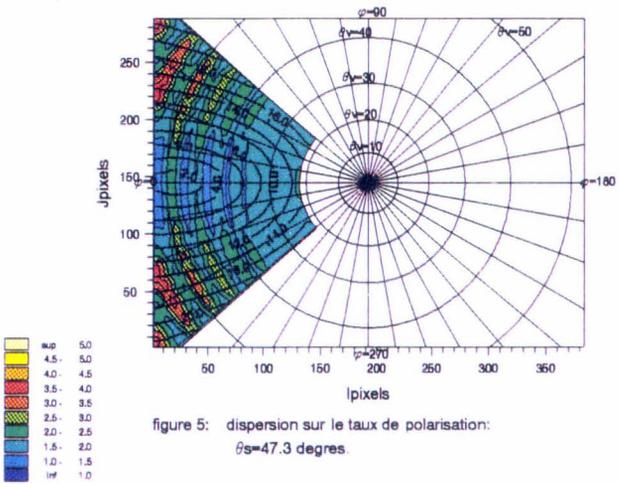
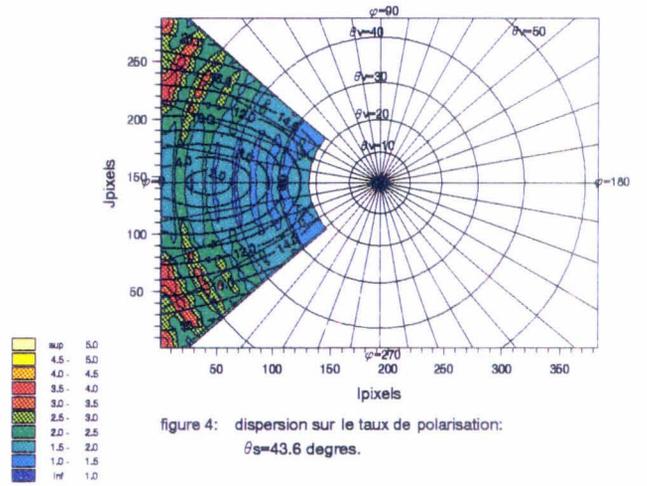
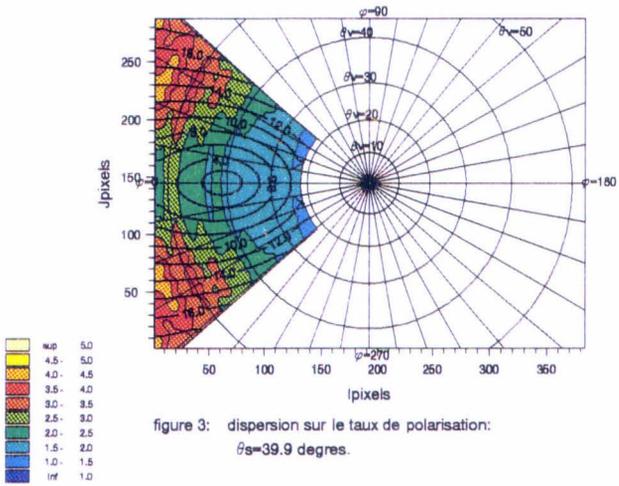
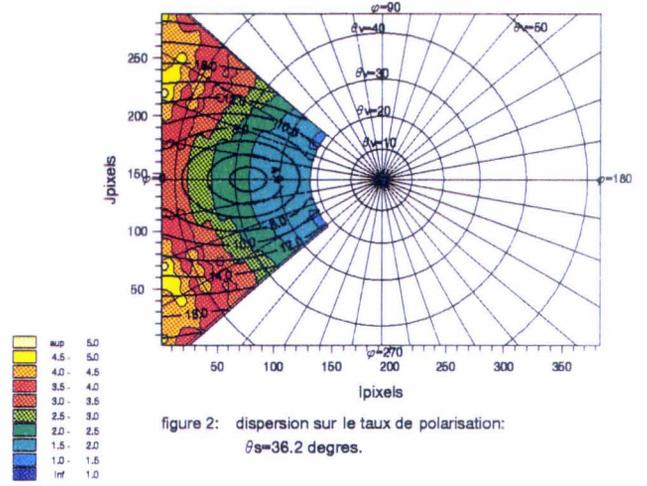
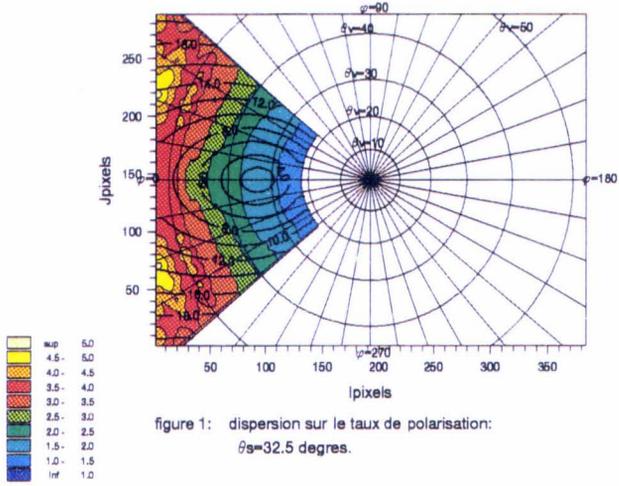


Planche III-1a :  $\lambda = 450$  nm

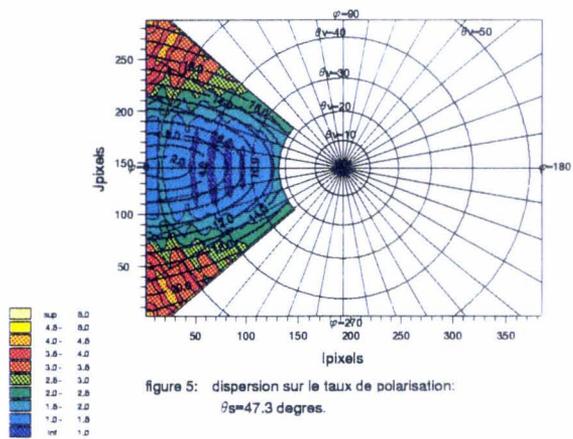
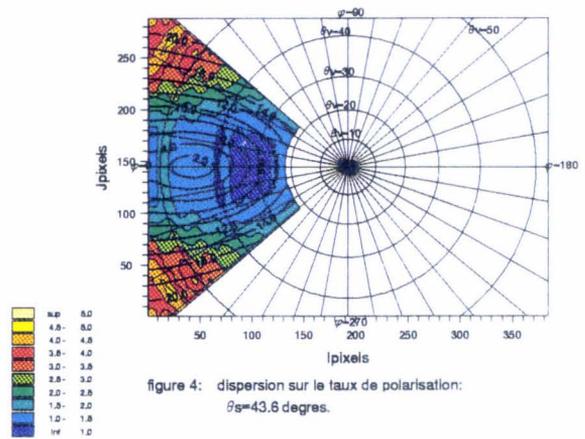
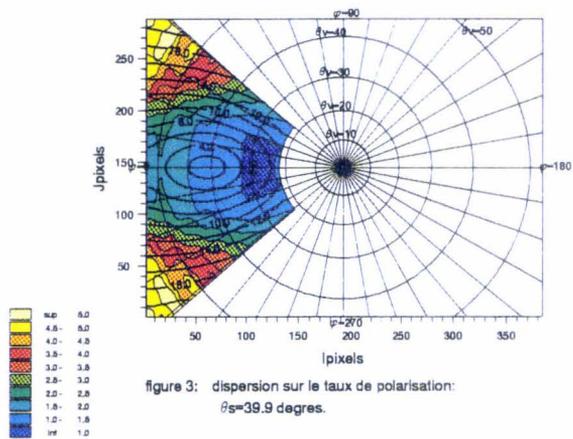
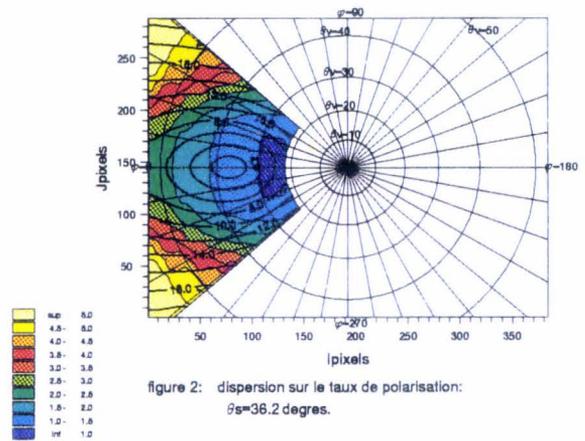
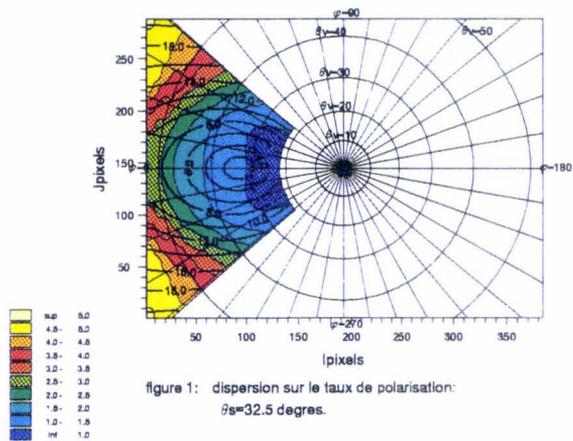


Planche III-1b :  $\lambda = 650$  nm

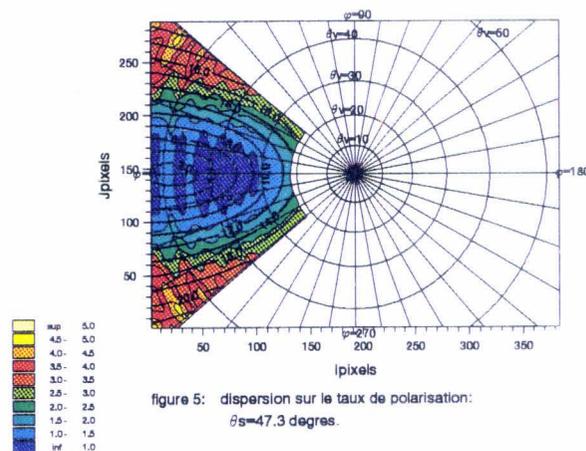
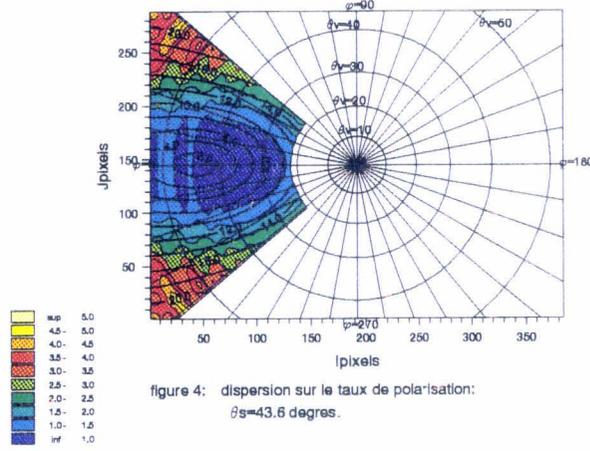
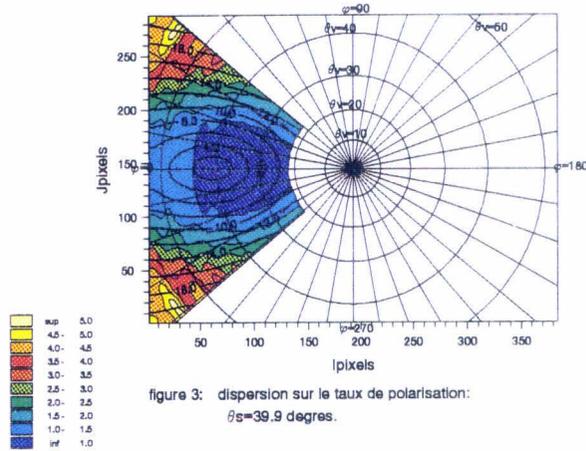
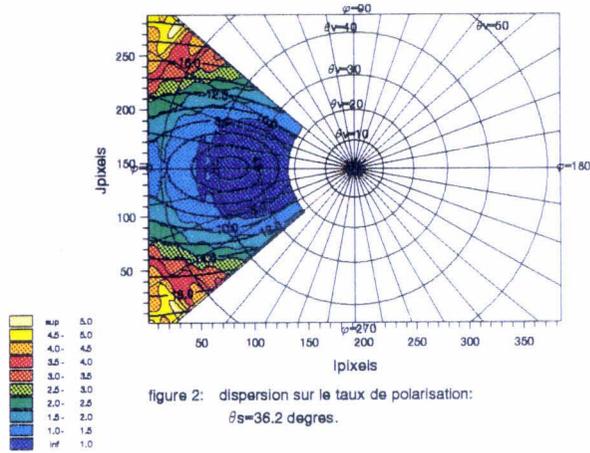
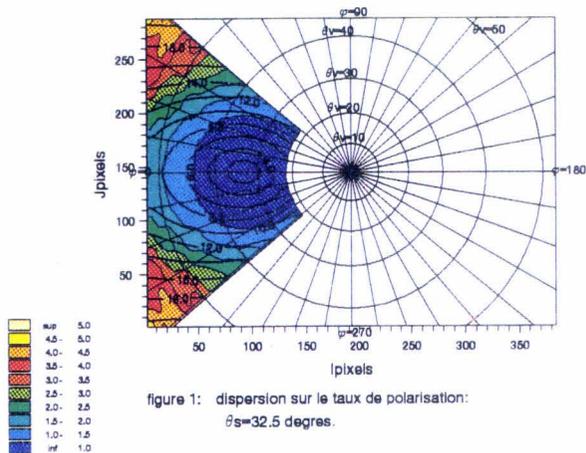
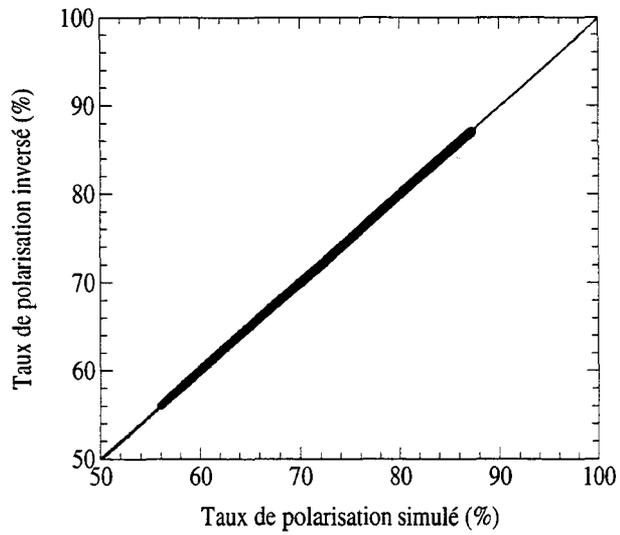
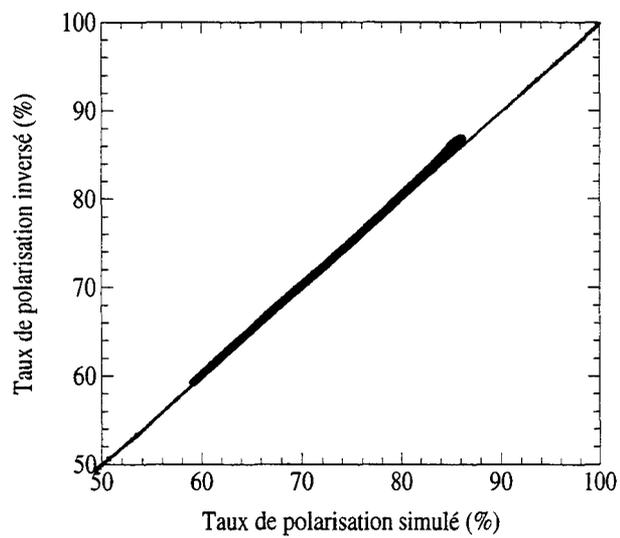


Planche III-1c :  $\lambda = 850$  nm

**Modèle 1**



**Modèle 2**



**Modèle 3**

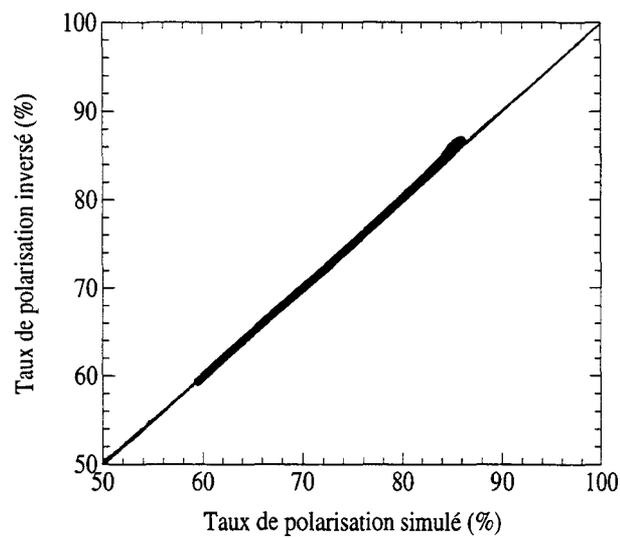


Planche III-2 :  $\lambda = 850 \text{ nm}$

#### **IV- ANALYSE DES ERREURS**

L'algorithme d'étalonnage utilisant des mesures de réflectance, on doit étudier le biais que peut introduire sur l'étalonnage en polarisation une erreur sur l'étalonnage absolu en réflectance.

Par ailleurs, l'algorithme a été développé sur des simulations faites en considérant que la réflectance diffuse de l'eau de mer et celle de l'écume étaient nulles ou connues. La réflectance de l'eau n'est négligeable que dans le proche infrarouge. On étudiera donc le biais qu'elle induit dans le canal à 450 nm si sa valeur s'écarte de la valeur présumée. Pour l'écume, sa réflectance n'est négligeable que pour de faibles vitesses du vent. Si on accepte celles atteignant 15 m/s, l'écume n'est plus négligeable. On examinera l'erreur qu'on commet si la réflectance d'écume s'écarte de sa valeur présumée, suivant le modèle de Koepke utilisé dans les calculs.

Notons que la réflectance diffuse de l'eau de mer et celle de l'écume ayant en partie le même comportement que les aérosols (elles augmentent la réflectance atmosphérique et dépolarisent le glitter), on peut espérer que ces deux termes seront interprétés comme tels, et partiellement corrigés par l'algorithme.

On étudiera enfin les erreurs qui pourraient être liées aux aérosols, si le type de particules rencontré s'écarte trop de la base de modèles qui a servi à bâtir la formule de correction.

##### **IV.1- Biais dû à l'étalonnage en réflectance**

Pour évaluer l'influence des erreurs d'étalonnage absolu du système, on a introduit des biais systématiques ( $\pm 10\%$  et  $\pm 5\%$ ) sur les valeurs de  $\rho_{\text{atm}}$  et  $\rho_{\text{spéc}}$ , entrées dans la formule de correction. On a comparé le taux de polarisation prévu au taux de polarisation vrai et évalué l'écart résultant donné par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_{\text{sim}}(i) - P_{\text{prévu}}(i))^2} \quad (\text{III-21})$$

On l'a reporté sur la figure III-12 en fonction du biais sur l'étalonnage absolu.

On a aussi reporté sur le tableau III-4, la pente, l'ordonnée à l'origine et le coefficient de

corrélation des droites de régression obtenues en portant  $P_{prévu}$  en fonction de  $P_{simulé}$ .

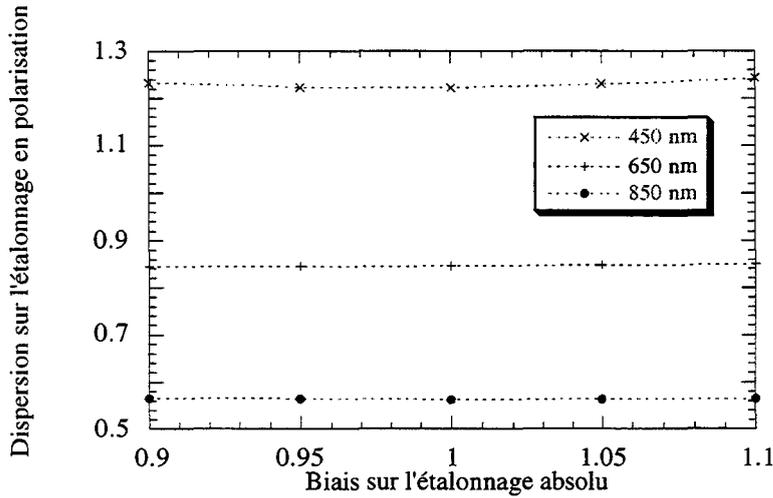


figure III-12 : Dispersion sur la polarisation résultant du biais sur l'étalonnage absolu en réflectance

$\lambda$	450 nm		650 nm		850 nm	
	5%	10%	5%	10%	5%	10%
$\Delta\rho$						
<b>a</b>	1.0045	1.0069	1.0029	1.0033	0.9997	1.0002
<b>b</b>	-0.328	-0.451	-0.243	-0.267	0.0236	0.0095
<b>r</b>	0.9983	0.9983	0.9993	0.9993	0.9992	0.9992

Tableau III-4 : coefficients des droites de régression pour différents biais sur l'étalonnage absolu en réflectance.

On voit que l'étalonnage en polarisation est à peine dégradé, et que les biais systématiques restent pratiquement constants. L'étalonnage en polarisation ne dépend donc pas de la qualité de l'étalonnage absolu. Compte tenu de l'équation III-12b ( $\varepsilon \approx \frac{a_2 \rho_{atm}}{\rho_{spéc}^{1.1}}$ ), les erreurs sur  $\rho_{atm}$  et  $\rho_{spéc}$  se compensent largement, de sorte que la méthode est extrêmement robuste.

## IV.2- Biais dû à la réflectance diffuse de l'eau de mer

La réflectance de l'eau de mer est négligeable dans le proche infrarouge, mais intervient dans les canaux du visible.

Pour évaluer l'influence de ce paramètre, on a simulé des mesures à 450 nm pour une réflectance de l'eau de mer  $R_w=0.024$ , et pour  $R_w=0$ .

On a comparé sur la figure III-13, les taux de polarisation obtenus dans la direction spéculaire.

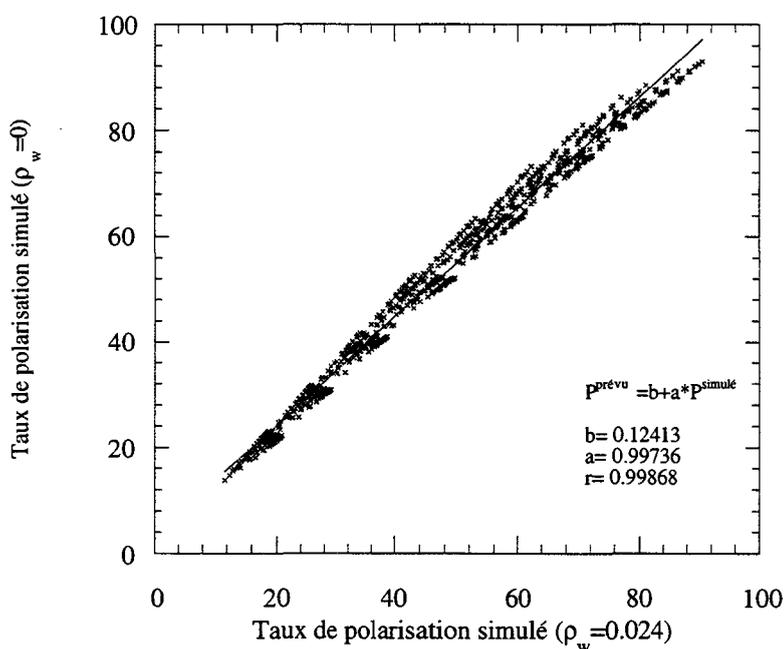


figure III-13

On voit que la réflectance de l'eau de mer, non polarisée, tend à dépolariiser le signal du glitter. On a fait les mêmes calculs, pour trois autres valeurs de réflectance d'eau de mer (correspondant aux concentrations en chlorophylle : 0, 1 et 10  $\text{mg/m}^3$ , suivant le modèle de Morel), et calculé l'écart moyen sur le taux de polarisation (calculé par rapport aux valeurs obtenues pour  $R_w=0$  suivant l'équation III-22). Les résultats sont reportés sur la figure III-14 (courbe (a)). L'écart atteint 7% si  $R_w=0.03$ .

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_{\text{sim}}^{(i)}(R_w \neq 0) - P_{\text{sim}}^{(i)}(R_w = 0))^2} \quad (\text{III-22})$$

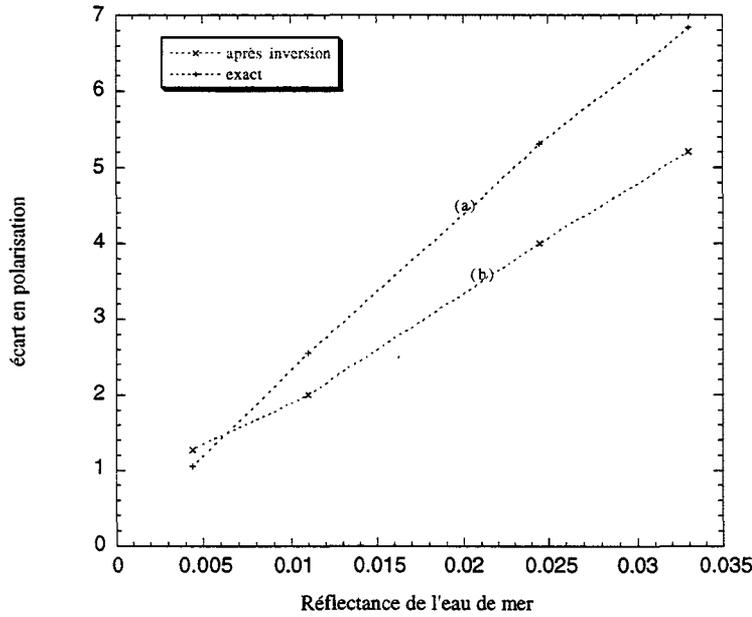


figure III-14 : écart en polarisation calculé :  
(a) par la formule III-22, (b) par la formule III-24.

Pour étudier l'erreur due à l'incertitude sur  $R_w$  dans le canal à 450 nm, on a inversé ces mesures, simulées en tenant compte de l'eau de mer, mais en utilisant les valeurs de  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  calculées pour  $R_w=0$ . On a donc déterminé le terme correctif  $\epsilon_w$  en appliquant l'équation (III-23).

$$\epsilon_w = a_0 + a_1 \rho_w^\alpha + a_2 \rho_w^\alpha \cdot \rho_w^{\text{atm}} \quad (\text{III-23})$$

où  $\alpha = -1.1$

en prenant pour  $\rho_w$  et  $\rho_{\text{atm}}$  les réflectances simulées en tenant compte de la réflectance de l'eau de mer. On a comparé les taux de polarisation prévus aux taux de polarisation vrais, et calculé

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_{\text{sim}}^{(i)}(R_w \neq 0) - P_{\text{prévu}}^{(i)})^2} \quad (\text{III-24})$$

On a comparé le taux de polarisation simulé à celui prévu par l'algorithme, sur la figure III-15, pour le cas de  $R_w=0.024$  et on a reporté l'écart moyen résultant (éq. III-24) sur la figure III-14 (courbe (b) ). On voit, en comparant les figures III-13 et III-15 que l'algorithme corrige un peu l'effet de réflectance de l'eau de mer, mais surestime la dépolarisation. Dans le cas de  $R_w=0.024$ , l'écart initial de 5.1% est passé à 4% (cf. figure III-14).

En pratique, la contribution de la réflectance de l'eau de mer dans le terme  $\rho_{atm}$ , est prise par l'algorithme comme une augmentation des aérosols, qui entraîne une augmentation de la dépolarisation prévue  $\Delta P$ . Mais cette dépolarisation est beaucoup plus forte que la légère dépolarisation réelle qu'entraîne la contribution de l'eau de mer dans la direction spéculaire.

L'algorithme ne pourra donc pas corriger de façon satisfaisante les erreurs induites par la méconnaissance de la réflectance de l'eau de mer. Bien sûr, si on recalcule les coefficients de la formule de correction à partir de simulations qui tiennent compte de la bonne valeur de  $R_w$ , la figure III-16 montre que la courbe d'étalonnage est bonne.

Dans la pratique, pour étalonner à 1% près le canal à 450 nm, on devra, suivant la figure, III-14 connaître  $R_w$  à  $\Delta R_w \approx \pm 0.007$ . Il faudra probablement envisager une procédure itérative, en réexaminant l'étalonnage après qu'une estimation de  $R_w$  ait été faite dans une première phase d'exploitation des données POLDER.

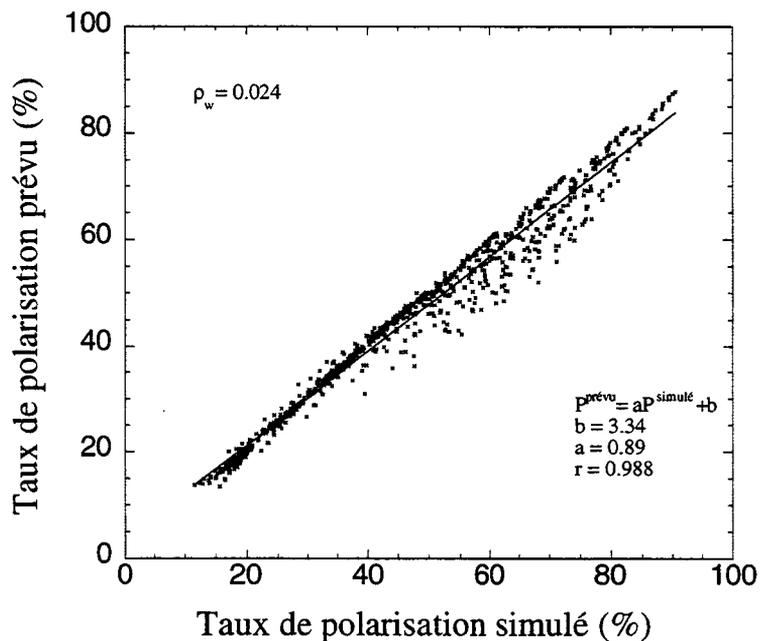


figure III-15 : la formule utilisée pour inverser le taux de polarisation a été établie sur des modélisations n'intégrant pas l'eau de mer.

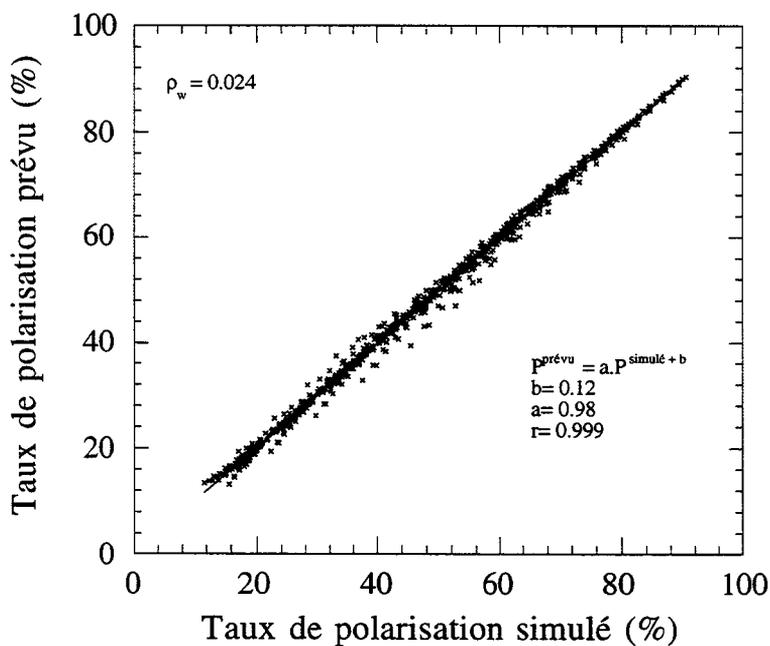


figure III-16 : la formule utilisée pour inverser le taux de polarisation a été établie sur des modélisations intégrant l'eau de mer.

### IV.3- Biais dû à la réflectance d'écume

L'écume a le même comportement que la réflectance diffuse de l'eau de mer (cf IV.2), mais on considère généralement qu'elle est spectralement neutre, de sorte que les erreurs d'étalonnage liées à une mauvaise estimation de sa réflectance,  $R_e$ , seront similaires à ce qu'on vient de voir, et apparaîtront dans tous les canaux.

Pour mettre en évidence le biais dû à une erreur sur  $R_e$ , on s'est servi de simulations faites en tenant compte de  $R_e$  pour calculer  $P_{spéc}$ ,  $\rho_{spéc}$  et  $\rho_{atm}$  la réflectance d'écume étant calculée en utilisant le modèle de Koepke, puis on appliqué à ces mesures la formule de correction établie en supposant  $R_e=0$ . Le taux de polarisation ainsi prévu est représenté en fonction du taux de polarisation vrai sur les figures III-17 a, b et c.

On note une légère dégradation de l'étalonnage, (dispersion plus forte que sur les figures III-8 a, b, c), mais, les pentes des droites de régression et les coefficients de corrélation restent tolérables (cf. tableau III-5 pour  $v \leq 15$  m/s).

Ce résultat s'explique par le fait qu'aux faibles vitesses du vent, l'écume est presque inexistante dans le modèle de Koepke, de sorte que les réflectances spéculaire et atmosphérique restent inchangées, et par conséquent le taux de polarisation inversé est comparable à celui inversé du modèle sans écume. La réflectance de l'écume n'apparaît qu'aux fortes vitesses du vent pour lesquelles on retrouve les erreurs du même type qu'en IV.2.

Une mauvaise estimation de l'écume dégradera donc la qualité de l'étalonnage. En limitant  $v$  à 5 m/s, à partir d'un seuil sur  $\rho_{spéc}$  (fig. III-18 a, b, c) dans les zones où on étalonnera, on pourrait conserver une précision acceptable sur l'étalonnage.

$\lambda$	450 nm		650 nm		850 nm	
	$\leq 15$ m/s	$\leq 5$ m/s	$\leq 15$ m/s	$\leq 5$ m/s	$\leq 15$ m/s	$\leq 5$ m/s
<b>a</b>	0.97	1.005	0.98	1.000	0.98	1.00
<b>b</b>	0.45	-0.06	0.93	0.02	0.91	0.01
<b>r</b>	0.9975	0.9995	0.9982	0.9998	0.9989	0.9999

Tableau III-5 : coefficients des droites de régression des figures III-17 ( $v \leq 15$  m/s) et III-18 ( $v \leq 5$  m/s).

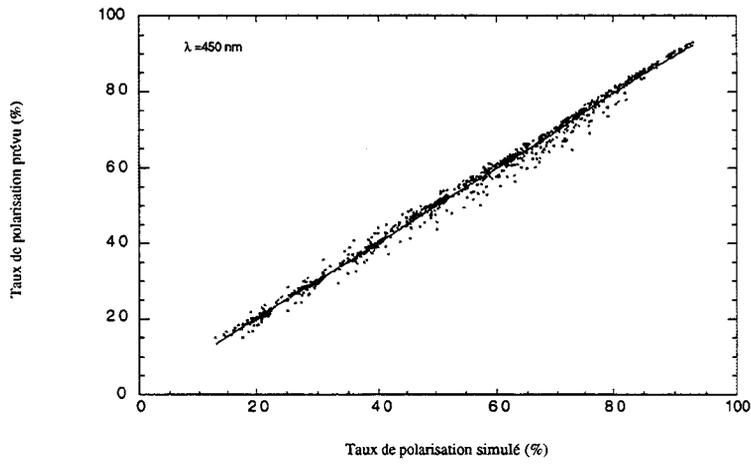


figure III-17a

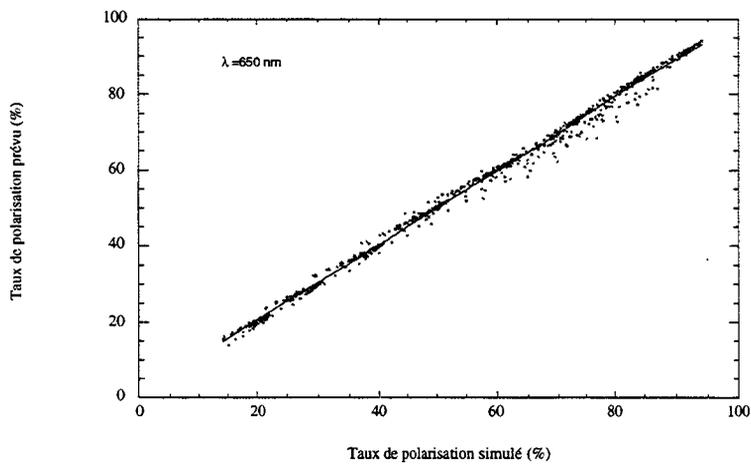


figure III-17b

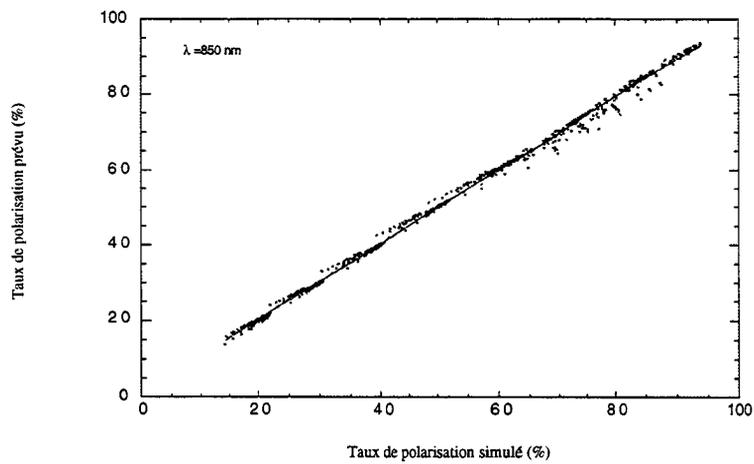
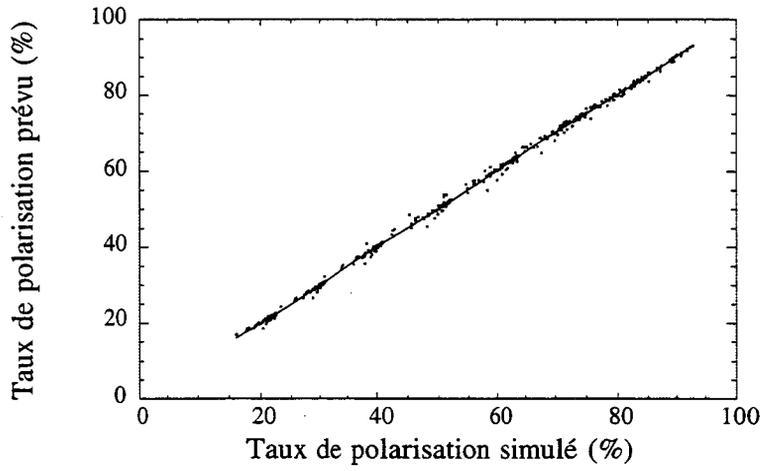
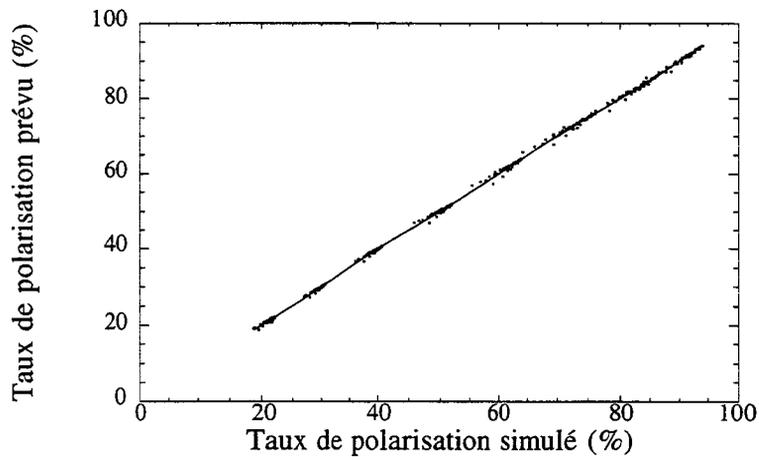


figure III-17c

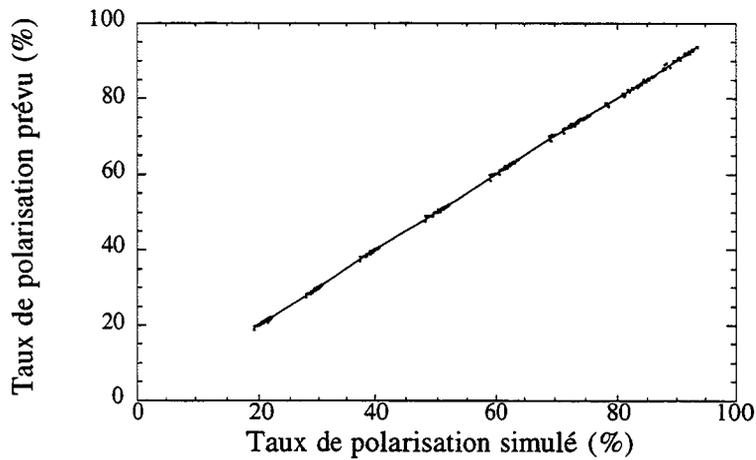
figures III-18 :  $v \leq 5 \text{ m/s}$



(a) :  $\lambda = 450 \text{ nm}$



(b) :  $\lambda = 650 \text{ nm}$



(c) :  $\lambda = 850 \text{ nm}$

#### **IV.4- Erreur liée à la modélisation des coefficients de la formule de correction**

La formule de correction a été bâtie sur une base de sept modèles choisis de façon à représenter les particules de type maritime (grosses particules), et avec deux indices de réfraction différents (1.33 et 1.5), pour éviter une erreur sur l'incertitude sur l'indice.

Pour un angle solaire de  $39.9^\circ$ , et un modèle d'aérosols (C ( $r_{\text{eff}}=0.07 \mu\text{m}$ ,  $\sigma=1.4$ ,  $\alpha=1.7$ )) différent des modèles de base, une vitesse de vent de 4 m/s et une épaisseur optique de 0.14, on a comparé dans la tache du glitter, le taux de polarisation simulé au taux de polarisation inversé. Les résultats sont représentés sur la figure III-19.

L'algorithme inverse mal le modèle C, dont les caractéristiques (petites particules,  $\alpha=1.7$ ) sont très différentes de celles des modèles de base choisis pour l'élaboration de la formule de correction. On pourrait améliorer l'inversion en calculant les coefficients de la formule d'étalonnage pour une autre fourchette de coefficients d'Ångstrom.

Une première solution consiste à tabuler les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ , pour différentes fourchettes de modèles. Pour adapter l'étalonnage en orbite, on devra alors itérer, c'est à dire, choisir la formule de correction adaptée au type de particules, celui-ci étant par ailleurs obtenu après un traitement complet des mesures à l'aide des algorithmes d'inversion des aérosols élaborés.

Une autre solution serait d'ajouter un terme supplémentaire dans la formule de correction. On pourra par exemple utiliser le rapport des réflectances dans les canaux du proche infrarouge (650 et 850 nm), afin d'introduire la dépendance spectrale du type de particules.

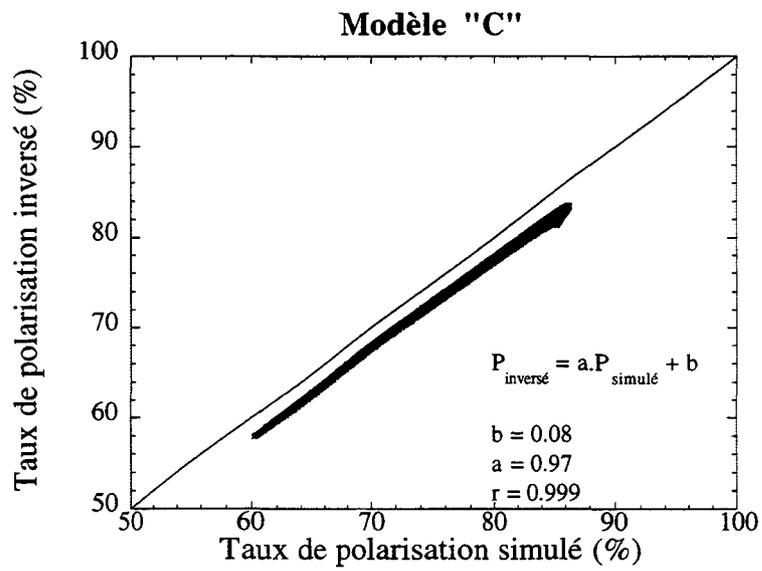


figure III-19 : inversion d'un modèle d'aérosols dont les caractéristiques sont différentes de celles de la fourchette de modèles utilisés pour calculer les coefficients de la formule de correction

## V- CONCLUSION

On souhaite que l'étalonnage en polarisation de l'instrument POLDER ne nécessite pas de données exogènes.

On a montré la faisabilité de cet étalonnage grâce la multidirectionnalité de POLDER qui permet d'observer une même cible dans des directions d'observations différentes. Pour étalonner, on propose d'utiliser la réflectance observée au-dessus de l'océan dans les directions du glitter et celle observée dans une direction atmosphérique. La combinaison de ces deux grandeurs permet d'évaluer l'essentiel des effets d'atmosphère et de retrouver le taux de polarisation de la lumière en entrée de POLDER.

On a construit une formule d'étalonnage permettant de prévoir le taux de polarisation au niveau du capteur quelle que soit la position du soleil. Cet algorithme corrige assez bien les effets d'atmosphère pour des géométries du soleil comprises entre  $20^\circ$  et  $48^\circ$ , et les meilleurs résultats sont obtenus à 850 nm, canal où la diffusion moléculaire est relativement faible. On pourrait encore améliorer les résultats en ajoutant des termes d'ordres supérieurs dans la formule de correction.

Cet algorithme présente un double intérêt ; non seulement son fonctionnement ne nécessite pas de mesures in-situ, mais il est indépendant de la qualité de l'étalonnage absolu en luminance.

Une première faiblesse vient de son incapacité à corriger de façon satisfaisante, des écarts entre les valeurs vraies et les valeurs standard utilisées dans les calculs, sur la réflectance d'écume, et la réflectance de l'eau de mer. La réflectance d'écume étant liée à la vitesse du vent, on devrait pouvoir s'en affranchir en ne conservant pour l'étalonnage que des observations faites lorsque la vitesse du vent est faible, et donc quand la réflectance d'écume est négligeable.

Le cas de l'eau de mer étant plus complexe, on devra introduire une réflectance diffuse moyenne de l'eau de mer dans les modèles d'atmosphère servant dans la construction de la formule de correction.

Le dernier problème recensé concerne le choix de la base de modèles utilisée pour calculer les coefficients de la formule de correction. Une grosse divergence des caractéristiques des modèles réels et ceux de la base, entraînera des biais sur l'étalonnage. Pour y remédier, on adaptera la

formule de correction, après une caractérisation complète des aérosols à partir des algorithmes ad hoc.

## **Chapitre IV**

*Analyse de la campagne Médimar*

<b>I- Introduction</b>	86
<b>II- Présentation de la campagne Médimar</b>	87
II.1- Objectifs	87
II.2- L'appareil	89
II.3- Mesures in-situ des aérosols	90
<b>III- Traitement des données</b>	92
III.1- Critères de sélection des images	92
III.2- Réduction du bruit radiométrique	92
III.3- Correction de la lumière parasite	96
III.4- Renavigation des images	97
<b>IV- Analyse des mesures</b>	101
IV.1- Généralités	101
IV.2- Etude comparative bidimensionnelle	102
IV.3- Synthèse de l'ensemble des vols	112
IV.3.a- Polarisation dans la direction spéculaire	112
IV.3.b- Luminances spéculaire et atmosphérique	115
<b>V- Discussion</b>	123
V.1- Anisotropie du glitter	124
V.2- Prise en compte de l'écume	129
V.3- Ajustement des paramètres géophysiques	132
V.3.a- Ajustement de la vitesse du vent	132
V.3.b- Ajustement de l'épaisseur optique des aérosols	136
V.4- Ajustement de la réflectance diffuse de l'eau de mer	138
<b>VI- Conclusion</b>	139

## **I- INTRODUCTION**

Une méthode d'étalonnage en vol de POLDER, en polarisation, a été élaborée dans le chapitre précédent. Nous aborderons dans le chapitre suivant, sa validation expérimentale sur des mesures réelles. Nous présenterons d'abord dans ce chapitre ces mesures, et nous les discuterons, non seulement dans le contexte du glitter, mais plus largement en comparant les observations globales aux observations annexes disponibles.

Plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées avec l'instrument aéroporté POLDER au-dessus des océans. On s'intéressera particulièrement à la campagne MEDIMAR, réalisée sur la Méditerranée au printemps 1991. Cette campagne est intéressante car, en même temps que des images de POLDER étaient acquises, des mesures in-situ de l'épaisseur optique des aérosols et de la vitesse du vent étaient faites. Grâce aux mesures spectrales d'épaisseur optique, on pourra préciser le modèle d'aérosols, et modéliser les images POLDER dans les conditions de l'expérience.

On commencera par présenter la campagne MEDIMAR, et les caractéristiques de l'appareil embarqué en précisant ses défauts.

On passera ensuite au dépouillement des mesures en précisant les traitements effectués et les critères de sélection des données retenues. Ces données seront minutieusement étudiées : on discutera en particulier leur sensibilité à une éventuelle variabilité des paramètres géométriques tels que l'attitude de prise de vue, ou des paramètres géophysiques tels que la vitesse du vent ou l'épaisseur optique des aérosols.

Enfin, on comparera les mesures aux prévisions déduites des données exogènes faites au sol. Cette étude comparative permettra d'apprécier la qualité des images acquises par l'appareil POLDER et de justifier leur utilisation pour valider notre procédure d'étalonnage.

## **II-PRESENTATION DE LA CAMPAGNE MEDIMAR**

Une version aéroportée de l'appareil POLDER a été développée pour tester la validité des différents concepts de l'expérience. Cet appareil peut être embarqué sur avion ou sur hélicoptère. On l'a utilisé pour différentes campagnes de mesures dont les objectifs scientifiques variaient d'une campagne à l'autre. On s'est intéressé à la campagne Médimar qui a eu lieu sur la Méditerranée et a permis d'acquérir des images du glitter.

### **II.1- Objectifs**

La campagne Médimar s'est déroulée du 29 Mars au 04 Avril 1991 en Méditerranée, et avait pour objectifs l'étude de la couleur de l'eau et l'étude des caractéristiques de l'atmosphère (épaisseur optique, indice et abondance des aérosols).

La campagne mettait en oeuvre un navire océanographique, le SUROIT ; POLDER était implanté sur l'avion scientifique l'ARAT (Avion de Recherche Atmosphérique et de Télédétection).

Le plan de vol complet de l'ARAT prévoyait 6 axes (fig. IV-1) couvrant la zone dans laquelle le SUROIT opérait. La réalisation de ces six axes définissait un vol de type "cartographique". Sept vols de POLDER, répartis en deux types ("radial" et "cartographique") ont été effectués, le vol radial ne conservant que les axes 5 et 6 du vol complet. Leurs caractéristiques sont consignées dans le tableau IV-1.

Vols	Axes	Vent moyen (m/s)	Remarques
29 Mars	4, 5, 6	11.5	X
30 Mars	5, 6	X	fortes brumes
31 Mars	5, 6	7	X
01 Avril	1, 2, 3, 4, 5, 6	14.5	vol au-dessus d'une couche d'aérosol
02 Avril	5, 6	4	X
03 Avril	5, 6	X	présence des nuages
04 Avril	1, 5, 6	X	présence des nuages

Tableau IV-1 : différents vols de la campagne Médimar et leurs caractéristiques.

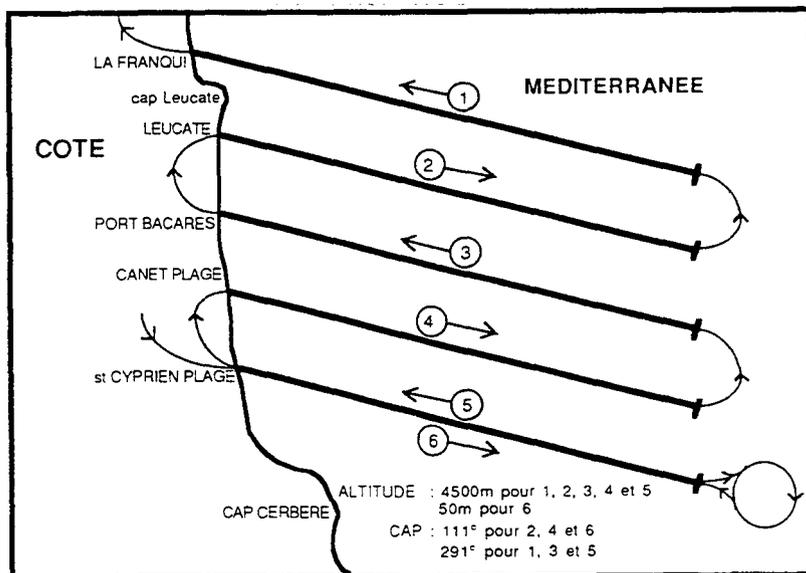


figure IV-1 : Plan de vol de l'ARAT. La longueur des axes est de 85 km, et l'écartement entre deux axes est de 9 km.

## II.2- L'appareil

Pour cette campagne, l'appareil POLDER était équipé de canaux spectraux à 450, 500, 570, 670 et 850 nm (voir tableau IV-2). Seuls les canaux à 450 et 850 nm étaient munis de polaroïds, ce qui a permis la mesure du taux de polarisation à ces deux longueurs d'onde.

On notera que la matrice de détecteurs CCD utilisée n'étant pas munie d'un dispositif anti-éblouissement, on observe dans certaines images une contamination des pixels voisins par les pixels saturé (phénomène de bavage).

Par ailleurs, les acquisitions de POLDER n'étaient pas encore synchronisées avec celles de la centrale d'inertie LITTON, et par conséquent, on ne pourra se fier aux valeurs des paramètres d'attitude de l'avion (roulis, tangage) indiquées par la LITTON qu'après une analyse minutieuse de ces paramètres.

Enfin, la dynamique du canal à 850 nm n'était pas optimisée sur le glitter, de sorte que ce canal était souvent saturé, et qu'un certain nombre d'images sont inexploitable.

Canaux	nombre de filtres	Largeur de bande (nm)	Canaux polarisés
450 nm	3	10	oui
500 nm	1	10	non
570 nm	1	10	non
670 nm	1	10	non
850 nm	3	40	oui

Tableau IV-2 : filtres utilisés pendant la campagne MEDIMAR.

### II.3- Mesures in-situ des aérosols

Pendant la campagne, deux radiomètres portables mesurant l'atténuation du faisceau solaire transmis au sol ont été utilisés ; l'un était embarqué sur le SUROIT tandis que l'autre opérait sur la plage de Saint Cyprien à la verticale de l'axe 6 de l'ARAT. Le traitement de ces mesures permet de déduire l'épaisseur optique des aérosols. Les tableaux IV-3a et b résument les résultats. Sauf pour le 31 Mars, on note plus d'aérosols sur la côte qu'au large, et d'après Bréon (1993) les modèles d'aérosols étaient différents dans ces deux sites.

Vols	Épaisseurs optiques observées			Coeff d'Å
	450 nm	650 nm	850 nm	
31/03	0.340	0.200	0.140	1.4
01/04	0.336	0.186	0.11	1.7
02/04	0.350	0.214	0.14	1.4

Tableau IV-3a : épaisseurs optiques mesurées sur le SUROIT, et coefficients d'Angström associés

Vols	Épaisseurs optiques observées			Coeff d'Å
	450 nm	650 nm	850 nm	
31/03	0.44	0.253	0.166	1.5
01/04	0.275	0.166	0.116	1.4
02/04	0.354	0.195	0.13	1.6

Tableau IV-3b : épaisseurs optiques mesurées à Saint Cyprien et coefficients d'Angström associés.

Ces mesures spectrales de l'épaisseur optique des aérosols permettent de préciser la distribution en taille des particules. L'inversion, assez grossière, consiste à représenter la droite du logarithme de  $\tau_a$  en fonction du logarithme de  $\lambda$ , et à estimer le coefficient d'Angström ( $\alpha$ ) du modèle d'aérosol

(fig. IV-2) en calculant la pente de cette droite. Les calculs donnent  $\alpha = 1.7$  pour le 1<sup>er</sup> Avril, pour les aérosols au-dessus du bateau.

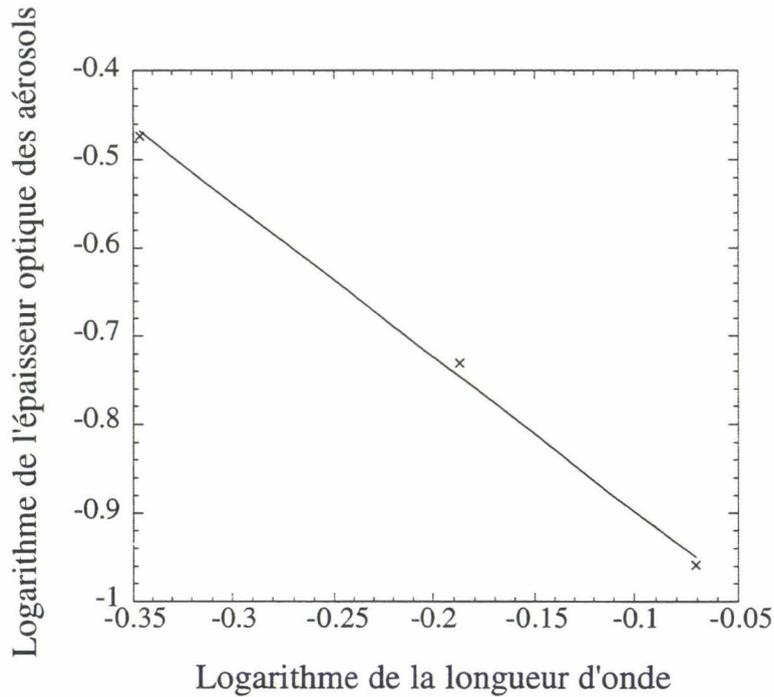


figure IV-2 : détermination du coefficient d'Ångström du modèle d'aérosol du 1<sup>er</sup> Avril.

On a ensuite choisi dans une bibliothèque de modèles d'indice 1.33, ceux dont le coefficient d'Ångström était proche de celui observé.

On a retenu a priori l'indice 1.33 comme le plus probable pour des particules rencontrées sur des zones océaniques. On les a choisies non absorbantes (partie imaginaire de l'indice nulle).

Dans la suite, pour faire des simulations, on retiendra pour toutes les journées un modèle moyen d'indice 1.33 avec  $\alpha=1.7$ , dont la granulométrie est de type log-normale avec pour coefficients :

$$\text{Log}(\sigma)=0.5$$

$$\text{Log}(r_{\text{eff}})=-2.6$$

### III- TRAITEMENT DES DONNEES

#### III.1- Critères de sélection des images

Les données obtenues sur les axes 1 à 5, axes "hauts", parcourus à 4500 mètres d'altitude, permettront de caractériser l'atmosphère étant donné que la quasi totalité des aérosols est répartie sur les tout premiers kilomètres. Les données de l'axe 6, axe "bas", survolé à 50 mètres d'altitude, ne seront pas exploitées ici.

Pour sélectionner les images, on a tenu compte de l'absence de nuages, de la possibilité de localiser le point spéculaire et de la non-saturation. La présence de nuages ou de forte brume masque le signal du glitter. On a donc exclu de l'étude les vols du 30 Mars, et des 3 et 4 Avril.

Pour étalonner l'appareil en polarisation, nous utiliserons dans un premier temps les mesures obtenues sur le point spéculaire. On a donc éliminé des images acquises avec un soleil trop bas.

Enfin, on a exclu de l'étude les images dont certains points dans la tache du glitter étaient saturés. C'est en particulier le cas des images des axes 4 et 5 du 29 Mars.

#### III.2- Réduction du bruit radiométrique

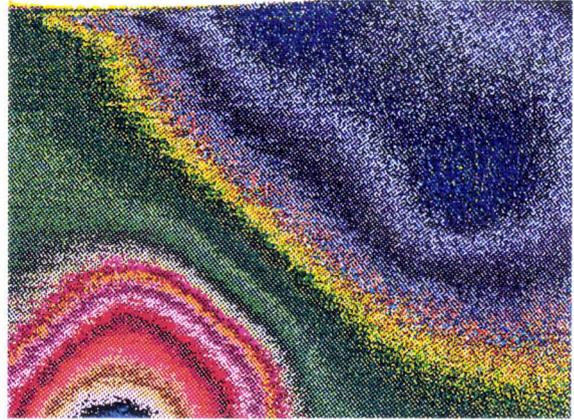
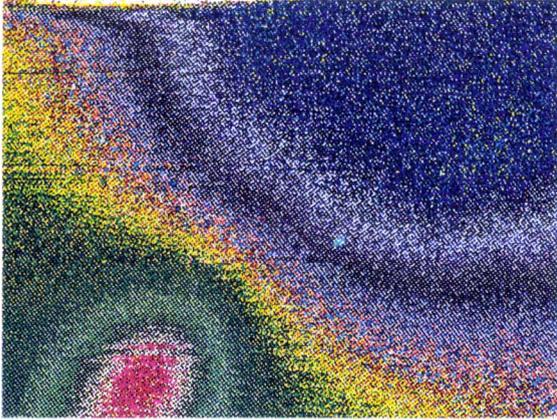
L'un des principaux défauts des détecteurs CCD est le bruit radiométrique. Goloub (1992) l'a estimé en moyennant le signal sur plusieurs acquisitions en chaque pixel de l'image. Ce bruit aléatoire est superposé à la réponse du détecteur.

On s'est efforcé de le supprimer en lissant d'abord séparément les images brutes des trois canaux de chaque bande spectrale polarisée, avant la reconstitution de l'image finale. Les images ont été lissées en faisant pour chaque pixel une moyenne arithmétique sur des pavés de 3x3 et 5x5 pixels autour du pixel considéré (éq. IV-1) :

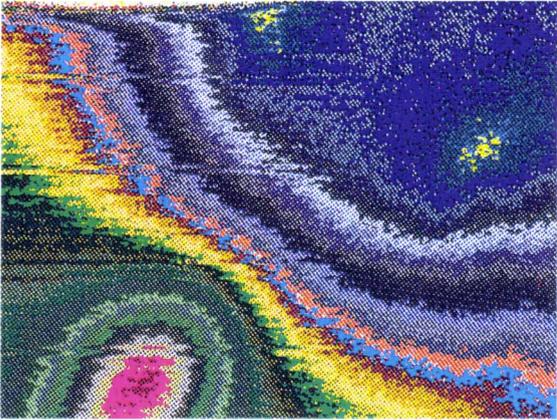
$$s_{i_0, j_0}^p = \frac{1}{N^2} \sum_{i_0-N}^{i_0+N} \sum_{j_0-N}^{j_0+N} s_{i,j}^p \quad (\text{IV-1})$$

où  $N=3$  ou  $5$ , et où  $s_{i_0,j_0}^p$  est le signal après lissage, du point de coordonnées  $(i_0,j_0)$ , dans la voie polarisée  $p$ .  $s_{i,j}^p$  est le signal avant lissage au point de coordonnées  $(i,j)$ , dans la voie polarisée  $p$ .

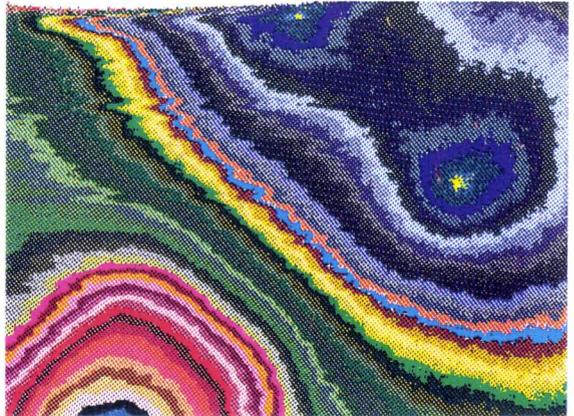
Trois exemples d'images en taux de polarisation sont reportés sur la planche IV-1a où elles sont comparées aux images pleine résolution. Les images lissées présentent un bruit résiduel plus faible que les images "pleine résolution" ; ceci est mis en évidence en traçant les radiales sur les images précédentes (planche IV-1b), radiales tracées dans le plan principal. Dans la suite de l'étude on utilisera exclusivement les images lissées  $5 \times 5$ .



images pleine resolution



images lissees sur des pavés de 3\*3 pixels

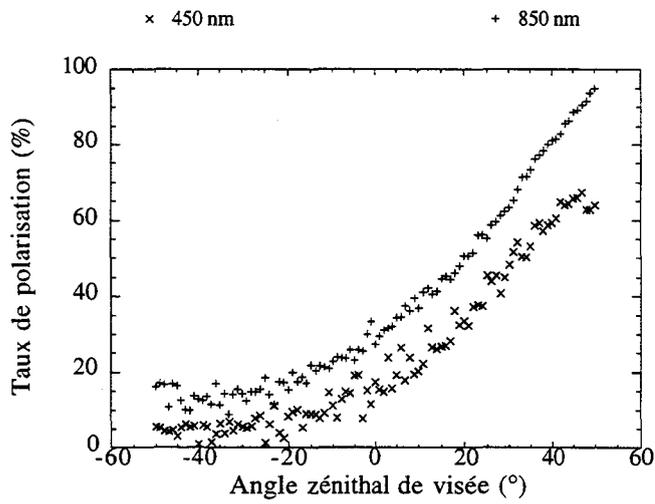


images lissees sur des pavés de 5\*5 pixels

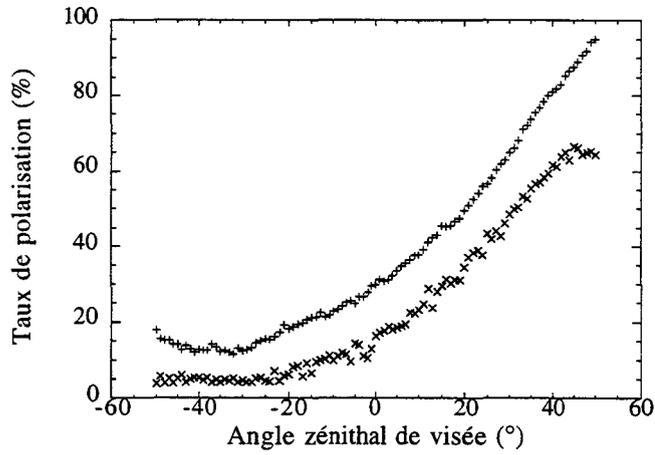
$\lambda=450$  nm

$\lambda=850$  nm

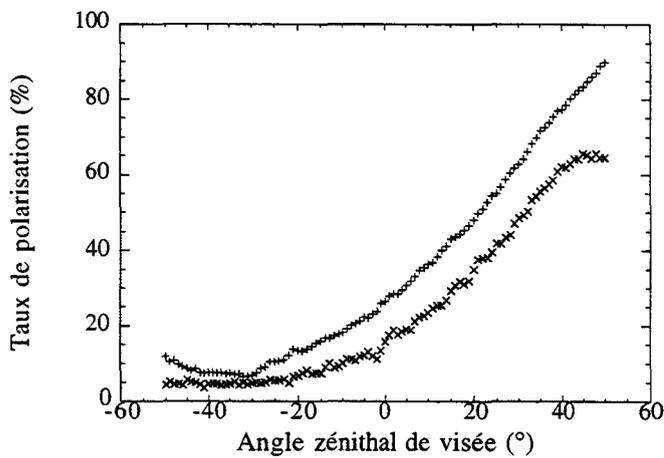
Planche IV-1a



(a)



(b)



(c)

Planche IV-1b : (a) pleine résolution, (b) lissage sur des pavés de 3x3 pixels, (c) lissage sur des pavés de 5x5 pixels.

### III.3- Correction de la lumière parasite

Malgré le traitement antireflet appliqué aux lentilles et aux filtres de POLDER, des réflexions internes entre les verres et la matrice CCD engendrent une faible lumière parasite qui contamine l'ensemble des détecteurs de la matrice. Dans le cas des images MEDIMAR, les luminances brutes mesurées dans les directions "atmosphériques" sont donc légèrement contaminées par la tache brillante du glitter.

Cette lumière parasite a été étudiée en laboratoire par Balois et Goloub (Communication interne), en éclairant par une tache d'intensité variable, à l'aide de la sphère intégratrice (éloignée de l'appareil), et en mesurant la luminance détectée hors de la tache.

Le signal parasite est à peu près constant sur toute la matrice, et les mesures montrent qu'il est proportionnel au produit de la luminance moyenne de la tache par sa surface relative  $S_R$  ( $S_R = \frac{\text{surface\_éclairée}}{\text{surface\_totale}}$ ).

$$\frac{L_{\text{parasite}}}{L_{\text{tache}}} = 0,1.S_R \quad (\text{IV-2})$$

Le signal du glitter étant bien localisé, on peut corriger facilement les images MEDIMAR, en évaluant  $\overline{L}_{\text{glitter}}$  et en soustrayant le signal parasite résultant dans les directions hors du glitter. Typiquement, avec  $\overline{L}_{\text{glitter}}=0,20$  et  $S_R=0,1$ , la correction est de l'ordre de 0,002 en luminance normalisée. Elle n'a été appliquée que dans le canal à 850 nm ; à 450 nm, elle est négligeable en raison de l'atténuation du glitter par la diffusion moléculaire.

### **III.4- Renavigation des images**

Pour connaître l'attitude de POLDER à l'instant de l'acquisition d'une image, on utilise en principe les données de la centrale d'inertie qui équipe l'avion (LITTON) et qui fournit régulièrement les différents paramètres du vol, en particulier l'angle de cap, le roulis et le tangage.

Conventionnellement, un tangage (T) positif et un roulis (R) positif correspondent respectivement à l'élévation du nez de l'avion, et à l'abaissement de l'aile droite de l'avion par rapport à l'aile gauche.

Les données de la centrale LITTON n'étant malheureusement pas encore synchronisées avec le système d'acquisition de POLDER pendant la campagne MEDIMAR, il s'avère nécessaire d'analyser les valeurs de roulis et tangage fournies par cette centrale, au cours du vol, afin de voir la tendance générale.

On a donc reporté sur la planche IV-2, les roulis et tangage propres à POLDER, et déduits des valeurs enregistrées, corrigées du calage initial de l'appareil, pour les différents vols de la campagne MEDIMAR.

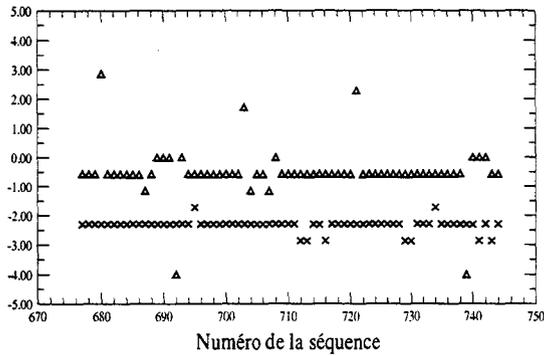
Les courbes montrent une assez bonne stabilité de ces paramètres sur les axes du vol. On remarque que le roulis est négatif et fluctue autour de  $-0.5^\circ$ . Le tangage est systématiquement négatif et varie légèrement autour de  $-2^\circ$ . Cette dernière valeur n'est pas fortuite. Prévoyant un basculement de l'appareil, Balois avait en effet anticipé un cabrage de  $+2^\circ$  de l'avion et décalé l'axe optique de POLDER de  $-2^\circ$  pour compenser.

Dans ce qui suit, pour créer à partir de simulations numériques des images synthétiques à comparer aux images de POLDER, on tiendra compte des valeurs de R et T (le cap varie beaucoup plus lentement) déduites des données LITTON correspondant au temps d'acquisition de POLDER. L'erreur de synchronisation est de l'ordre de une seconde. Compte tenu de l'assez bonne stabilité de l'avion, les erreurs systématiques  $\Delta R$  et  $\Delta T$  ne doivent pas dépasser  $\pm 0.5^\circ$  (cf. planche IV-2).

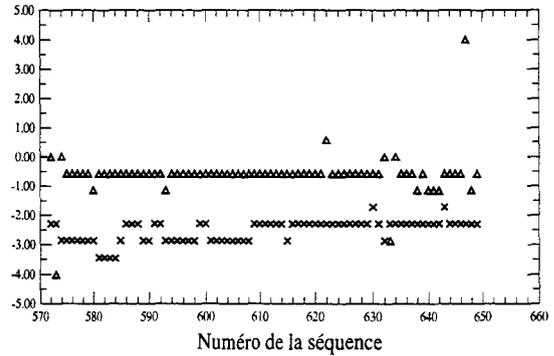
Pour évaluer les biais résultants, on a comparé les allures de la luminance spéculaire et du taux de polarisation spéculaire dans la tache du glitter (seuls les pixels dont la luminance est supérieure à 15% ont été retenus), sur un même détecteur, en supposant l'appareil horizontal puis décalée successivement de  $\pm 2^\circ$  en roulis et en tangage.

La planche IV-3 montre les résultats pour la géométrie du 2 Avril. Même pour une erreur aussi forte, les taux de polarisation restent très voisins, et les erreurs de renavigation sont négligeables.

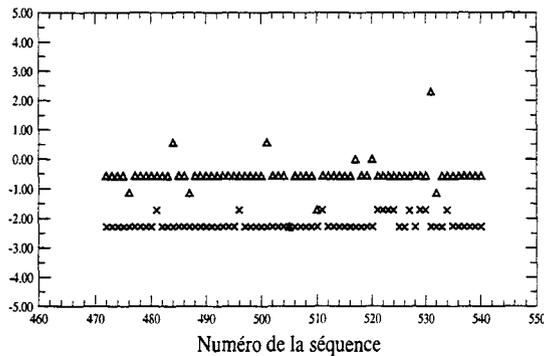
axe 1 du 1<sup>er</sup> Avril



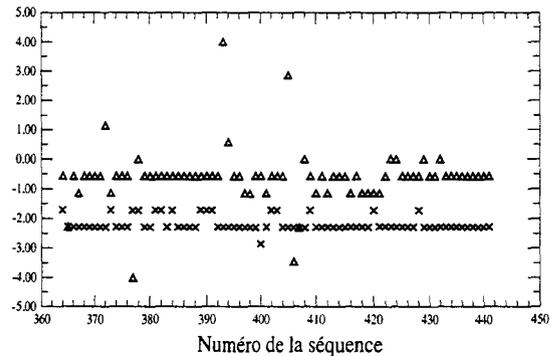
axe 2 du 1<sup>er</sup> Avril



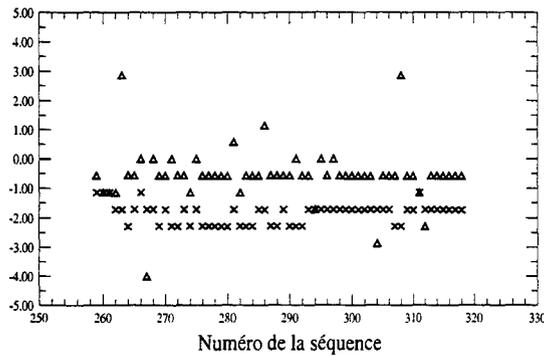
axe 3 du 1<sup>er</sup> Avril



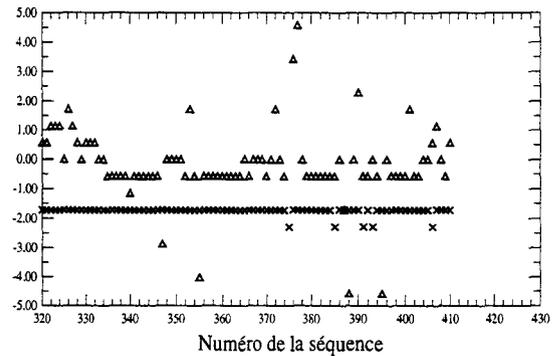
axe 4 du 1<sup>er</sup> Avril



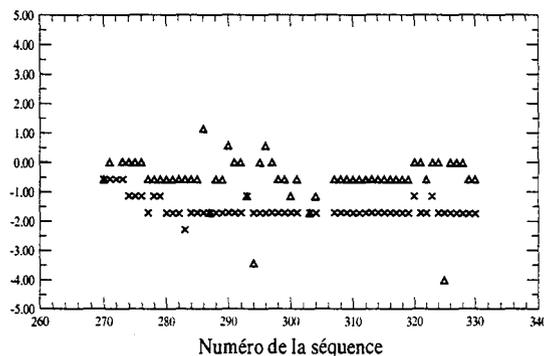
axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril



axe 5 du 2 Avril



axe 5 du 31 Mars



△ roulis  
× tangage

Planche IV-2 : roulis et tangage de l'avion en fonction du numéro de la séquence.



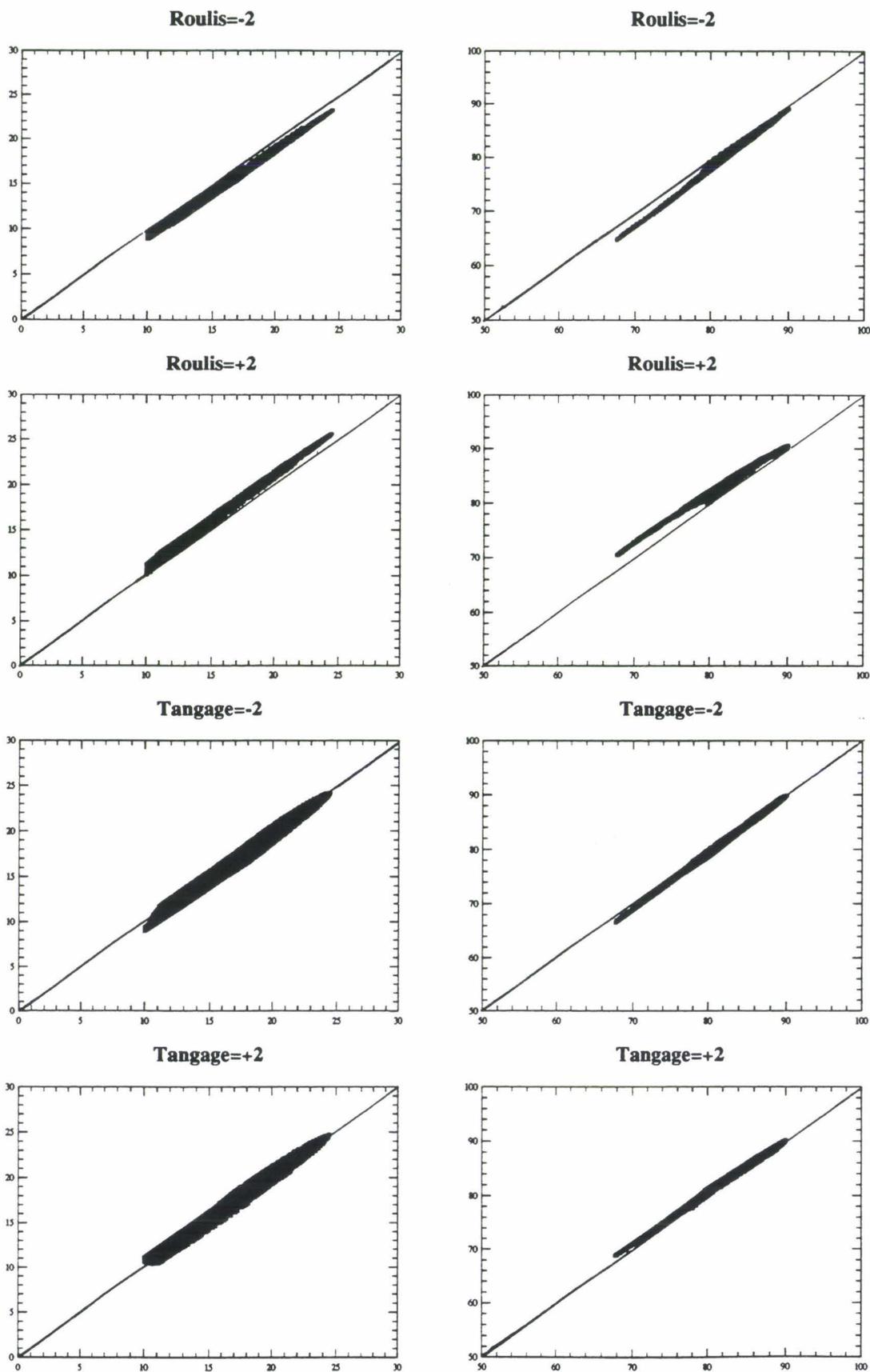


Planche IV-3 : Biais résultant d'une erreur de  $\pm 2^\circ$  sur le roulis ou le tangage. En abscisse sont représentés la luminance (figures à gauche) ou le taux de polarisation (figures à droite) pour  $R=T=0$ , et en ordonnée, la grandeur correspondante, pour  $R=\pm 2^\circ$  et  $T=0$ , ou  $T=\pm 2^\circ$  et  $R=0$ .

## IV- ANALYSE DES MESURES

### IV.1- Généralités

Lors du survol d'un axe quelconque, plusieurs séquences ont été enregistrées. Une séquence correspond à une série d'images d'une même scène, prises pratiquement au même instant, mais dans les différentes longueurs d'onde. Pour la campagne Médimar, et en polarisation, chaque séquence contient les images d'une même scène à 450 et 850 nm.

La durée de vol sur un axe a été d'environ une dizaine de minutes ce qui donne environ cent séquences de mesures par axe ; pendant cet intervalle de temps, on notera qu'il y a eu une faible variation de la hauteur du soleil.

On comparera les mesures de POLDER à des simulations basées sur les mesures indépendantes de l'épaisseur optique des aérosols et de la vitesse du vent. Les simulations seront faites à partir du code des ordres successifs, adapté à des observations faites à 4500 mètres d'altitude, altitude de l'avion pendant les acquisitions.

Pour les simulations à 850 nm, les épaisseurs optiques introduites seront celles indiquées dans le tableau IV-3a.

Pour simuler les images à 450 nm, l'épaisseur optique sera déduite des coefficients d'extinction à 450 et 850 nm du modèle utilisé et de l'épaisseur optique mesurée à 850 nm ; on calculera l'épaisseur optique à 450 nm en appliquant :

$$\tau_a(450) = \tau_a(850) \frac{k_{\text{ext}}(450)}{k_{\text{ext}}(850)} \quad (\text{IV-2})$$

où  $k_{\text{ext}}(\lambda)$  est le coefficient d'extinction à la longueur d'onde  $\lambda$ . Elle est en bon accord avec l'épaisseur optique directement mesurée dans ce canal.

La réflectance diffuse de l'eau de mer,  $R_w$ , a été mesurée pendant la campagne MEDIMAR à plusieurs reprises, sur le SUROIT. Ce paramètre, négligeable à 850 nm, est important à 450 nm. Mais pour l'instant, on le prend nul pour faire des simulations à 450 nm.

	$\tau_a^{\text{mesurée}}$	$\tau_a^{\text{calculée}}$
31 Mars	0.34	0.32
1 <sup>er</sup> Avril	0.336	0.30
2 Avril	0.35	0.33

Tableau IV-4 : Epaisseurs optiques des aérosols mesurées (sur le SUROIT) et calculées à 450 nm.

#### IV.2- Etude comparative bidimensionnelle

Une comparaison complète suppose qu'on simule des images à deux dimensions de POLDER. On a fait ce travail à 450 et 850 nm, en introduisant dans le code des ordres successifs de diffusion, les valeurs nominales de la vitesse du vent et des épaisseurs optiques, pour une seule image représentative de chacun des trois vols, sélectionnée sur l'axe 5 (tableau IV-5).

Vols	Axes	N° de l'image
31 Mars	5	280
1 <sup>er</sup> Avril	5	280
2 Avril	5	326

Tableau IV-5 : Images sélectionnées pour la comparaison.

On a comparé, pour chaque image sélectionnée, les mesures aux simulations sur les planches IV-4 a, b, c ; pour mettre en évidence l'influence des aérosols on a également simulé ce qu'on aurait observé sans aérosol.

A 850 nm, l'accord est qualitativement très bon. Les luminances calculées redonnent bien les gradients élevés et les niveaux observés dans les directions du glitter et dans les directions atmosphériques. Dans ce dernier cas, en comparant aux résultats sans aérosol, on vérifie bien qu'on dispose d'une bonne information sur les aérosols. Le défaut le plus notable concerne les luminances dans les directions du glitter pour la journée du 1<sup>er</sup> Avril ; on y reviendra plus loin.

L'accord en polarisation est encore plus spectaculaire puisque les simulations permettent de retrouver la structure complète des images, plus complexes qu'en luminance, en particulier avec l'apparition de deux points neutres ( $P=0$ ) liés à la rediffusion de la lumière réfléchie, elle-même polarisée.

A 450 nm, les conclusions sont très similaires mais ici, dans les directions atmosphériques, la luminance simulée trop faible et la polarisation simulée trop forte montrent bien que la réflectance de l'eau de mer,  $R_w$ , n'est pas prise en compte.

Pour confronter quantitativement ces simulations aux mesures, on a reporté, pour chaque pixel, les valeurs mesurées en fonction des valeurs calculées, sur les planches IV-5a et b. On a aussi représenté sur la planche IV-5c, les courbes similaires à 450 nm, en tenant compte de la réflectance de l'eau de mer, fixée à 0.02 (ce qui correspond à une concentration en pigments chlorophylliens de  $0.1 \text{ mg/m}^3$ ). On s'est efforcé de se limiter à la tache du glitter en fixant un seuil sur la luminance à 850 nm (tableau IV-6). Le critère délimitant la tache du glitter est un peu plus développé dans la section suivante.

A 850 nm, les taux de polarisation prédits et mesurés sont en accord à 1 ou 2% près pour les trois journées étudiées. L'accord est aussi bon en terme de luminance, sauf pour le 1<sup>er</sup> Avril, où la luminance simulée est très sous-estimée par rapport au signal mesuré.

A 450 nm, les calculs reportés sur la planche IV-5a donnent des taux de polarisation nettement surestimés et au contraire, des luminances sous estimées, ce qui provient évidemment de la non prise en compte de la réflectance diffuse de l'eau de mer dans les simulations. Les courbes de la planche IV-5c montrent bien que la prise en compte de l'eau de mer améliore nettement la corrélation en polarisation, mais en luminance l'accord reste insuffisant. On y reviendra plus loin.

Pour chaque image du tableau IV-5, on a aussi calculé l'écart sur le taux de polarisation et la luminance, soit

$$\sigma_x^\lambda = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i,j} [X_{\text{mes}}(i,j) - X_{\text{sim}}(i,j)]^2} \quad (\text{IV-3})$$

(X représente la luminance ou le taux de polarisation), étendu aux pixels ayant une luminance supérieure au seuil fixé.

Les résultats sont reportés sur les tableaux IV-7 a et b.

On peut voir que les mesures sont généralement beaucoup plus dispersées en luminance qu'en taux de polarisation, par ailleurs la dispersion est beaucoup plus forte à 450 qu'à 850 nm.

Vols	Axes	L <sub>seuil</sub> (850 nm)
31 Mars	5	10%
1 <sup>er</sup> Avril	5	10%
2 Avril	5	15%

Tableau IV-6 : luminances seuils des différents cas.

Vols	Axes	450 nm		850 nm	
		$\sigma$ Pol	$\sigma$ Lum	$\sigma$ Pol	$\sigma$ Lum
31 Mars	5	4.57	2.8	1.71	2.35
1 <sup>er</sup> Avril	5	4.51	5.18	1.14	2.92
2 Avril	5	5.7	3.59	0.97	3.37

Tableau IV-7a : Ecart entre simulations et mesures, pour les images étudiées. ( $R_w^{450} = 0$ ).

Vols	Axes	450 nm	
		$\sigma$ Pol	$\sigma$ Lum
31 Mars	5	0.88	1.7
1 <sup>er</sup> Avril	5	2.06	3.89
2 Avril	5	1.59	2.36

Tableau IV-7b : écarts en polarisation et luminance. ( $R_w^{450} = 0.02$ ).

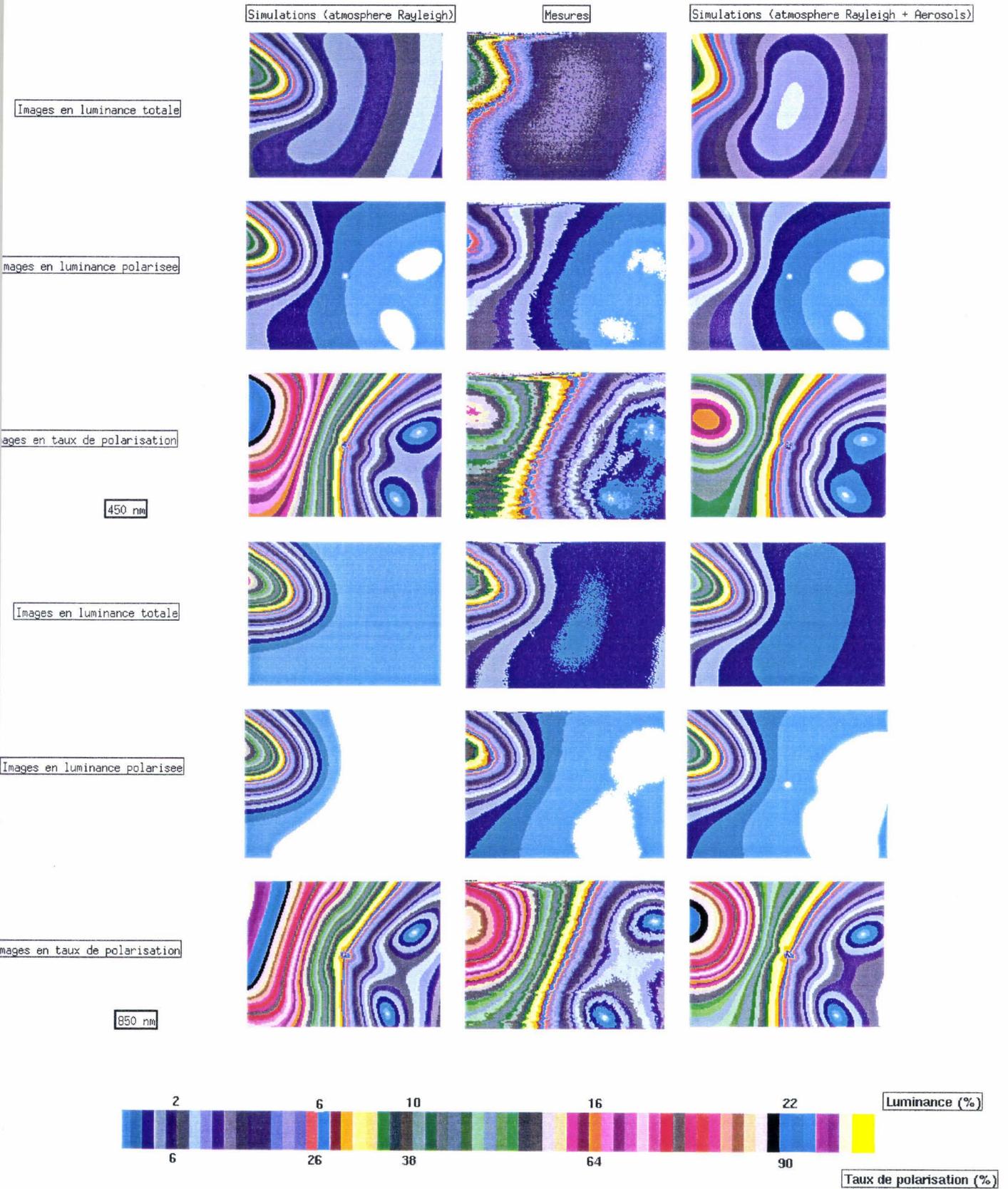


Planche IV-4a : Images expérimentales et théoriques du 31 Mars

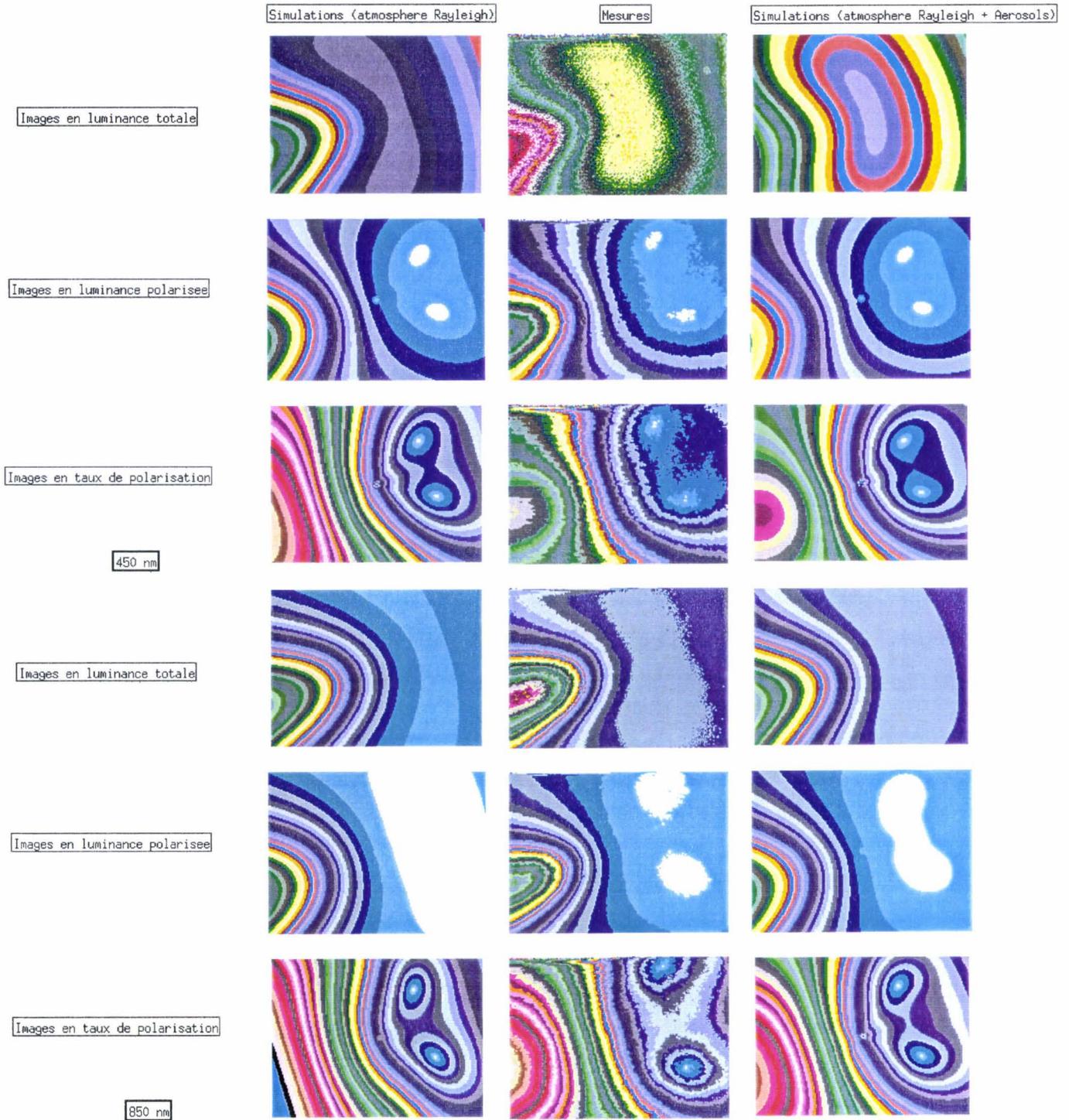


Planche IV-4b : Images expérimentales et théoriques du 1<sup>er</sup> Avril

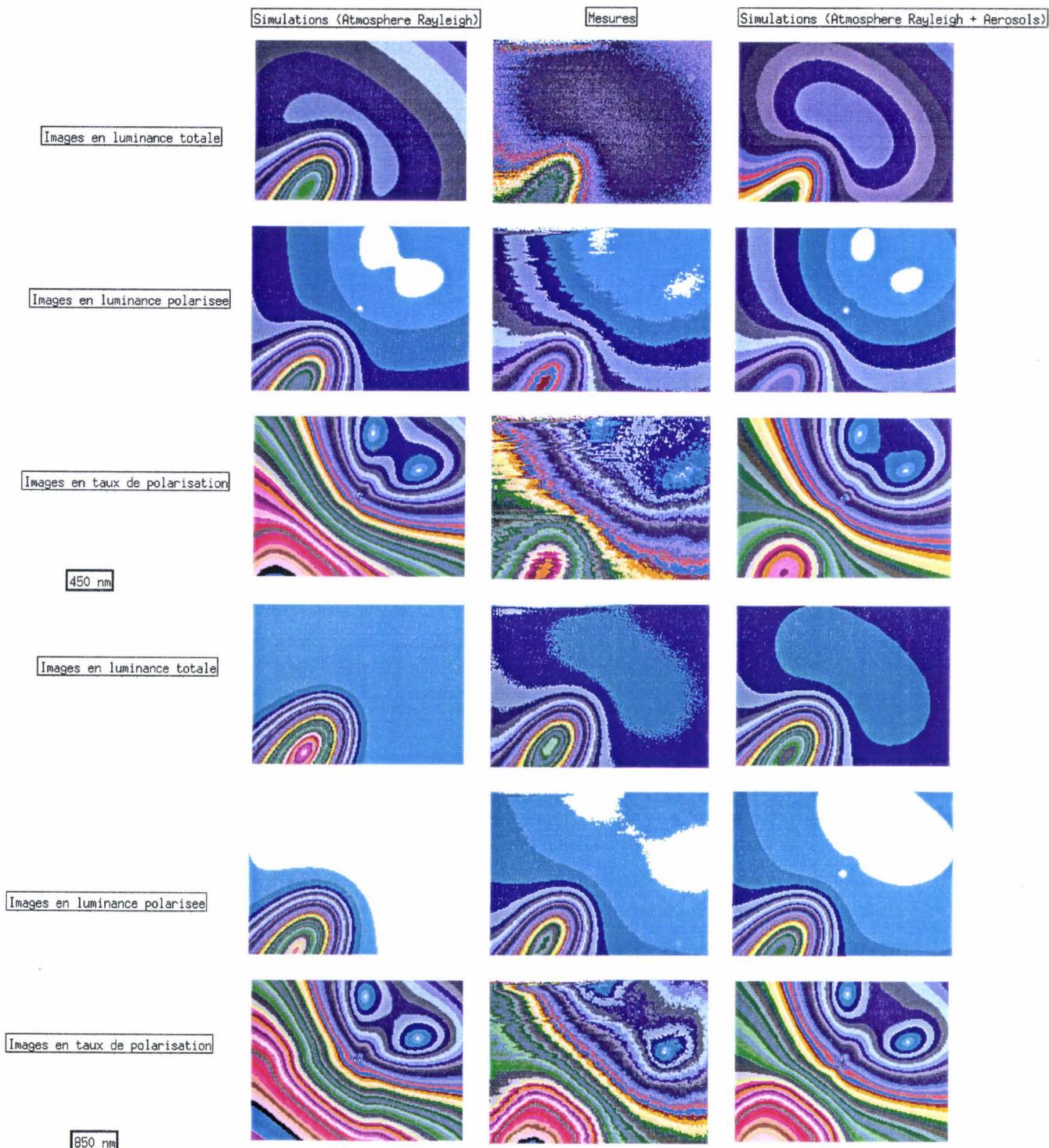


Planche IV-4c : Images expérimentales et théoriques du 2 Avril

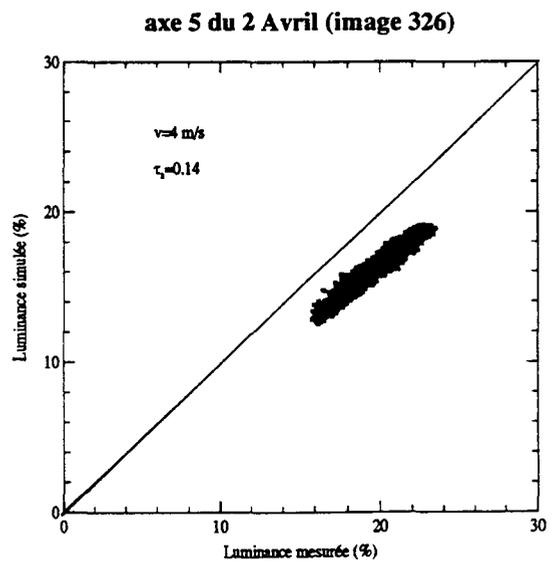
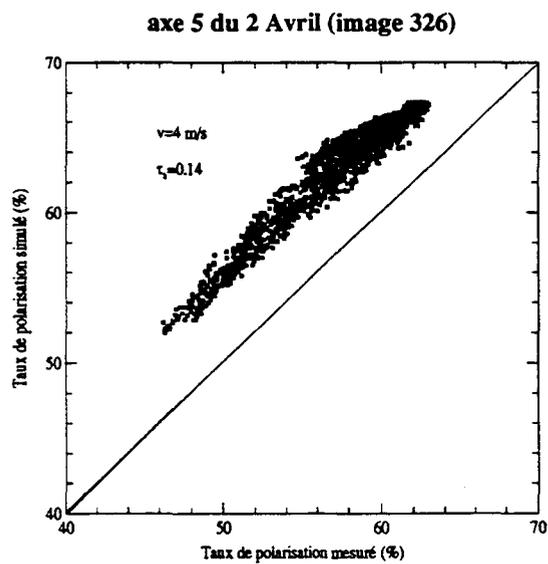
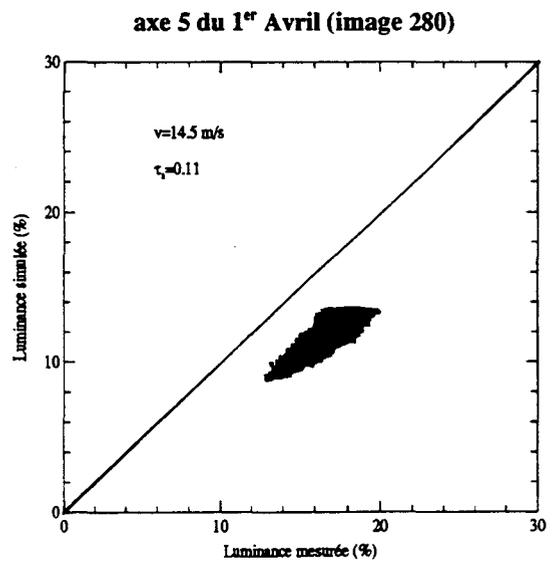
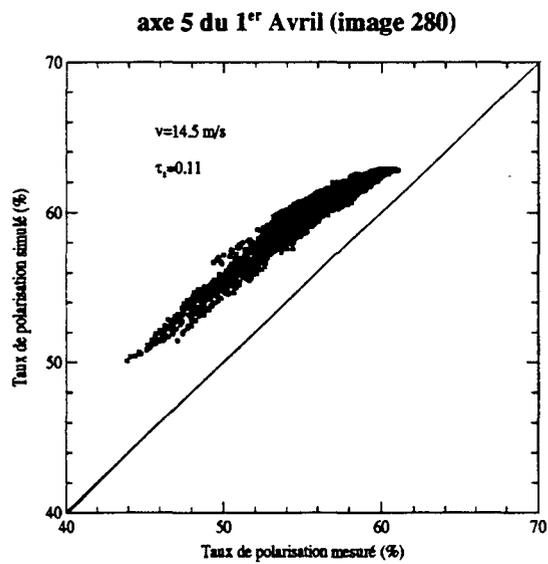
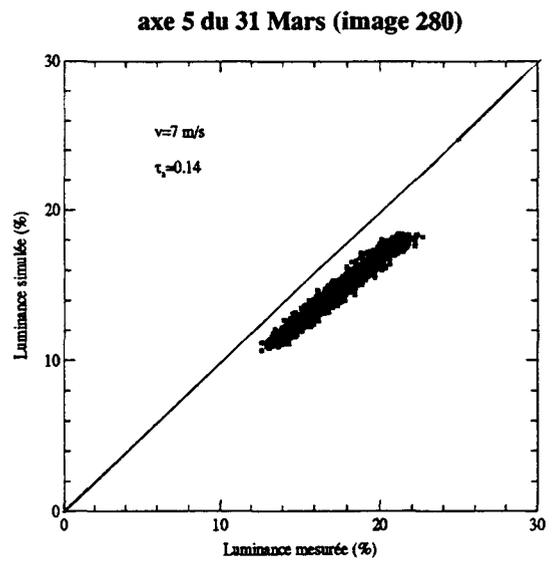
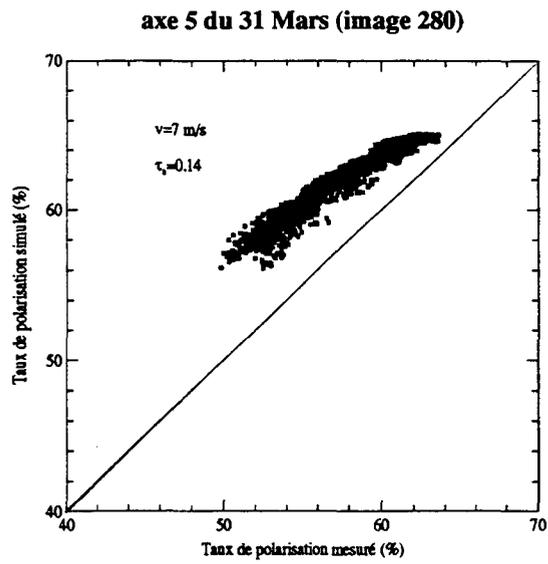


Planche IV-5a :  $\lambda=450 \text{ nm}$  ( $R_W = 0$ )

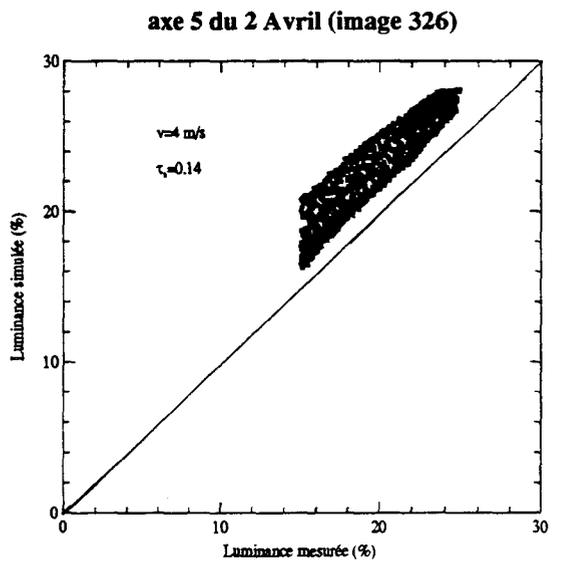
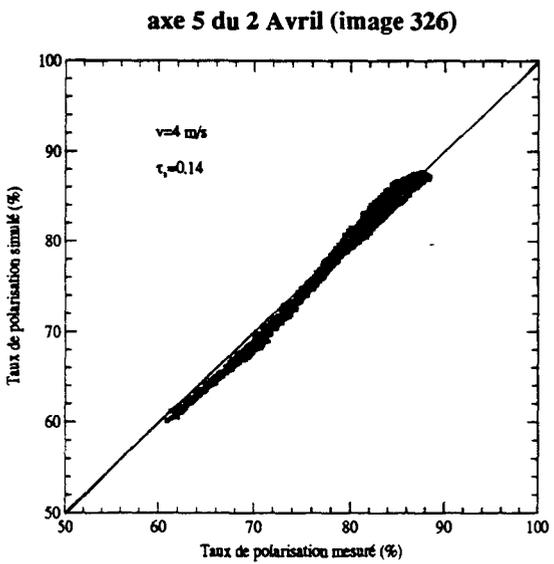
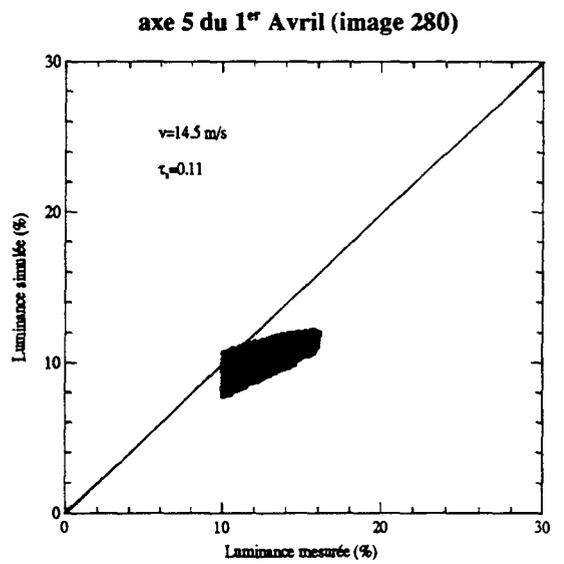
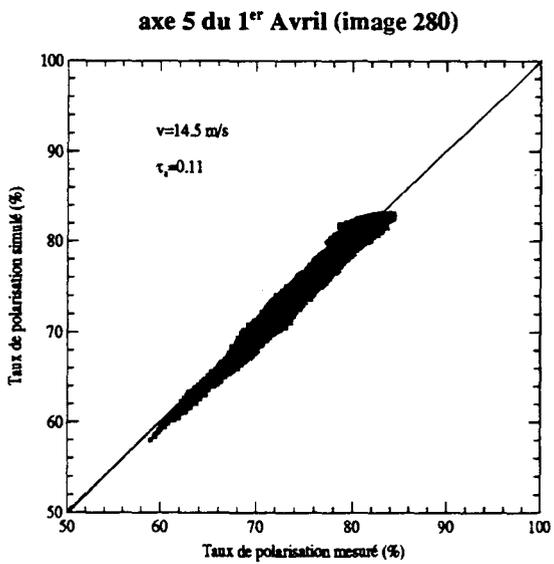
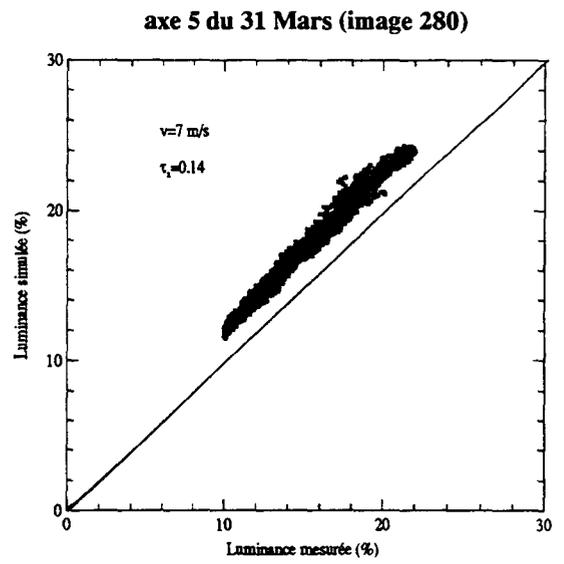
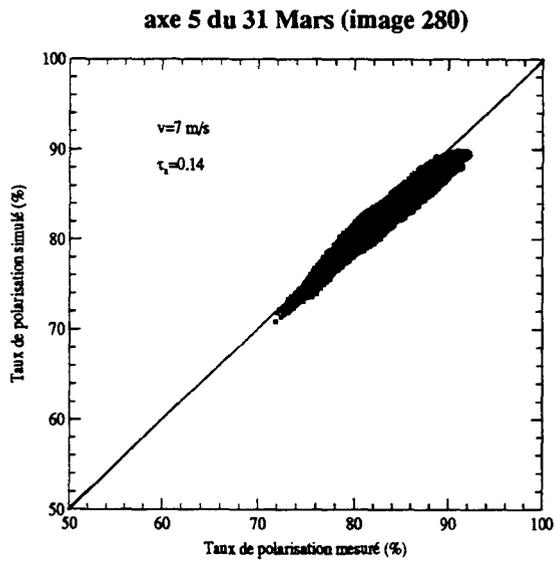


Planche IV-5b :  $\lambda = 850$  nm

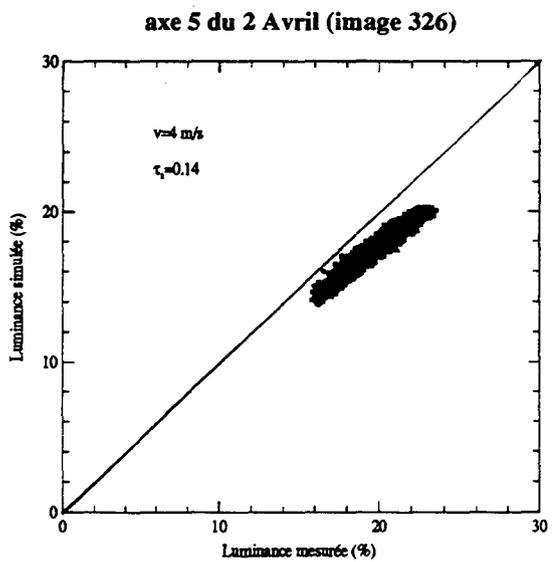
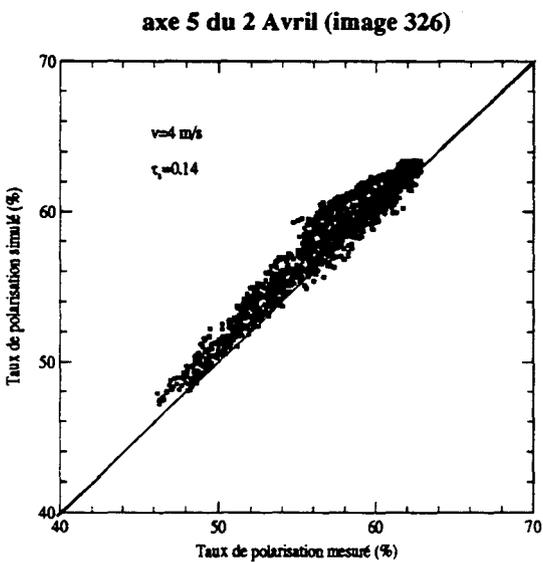
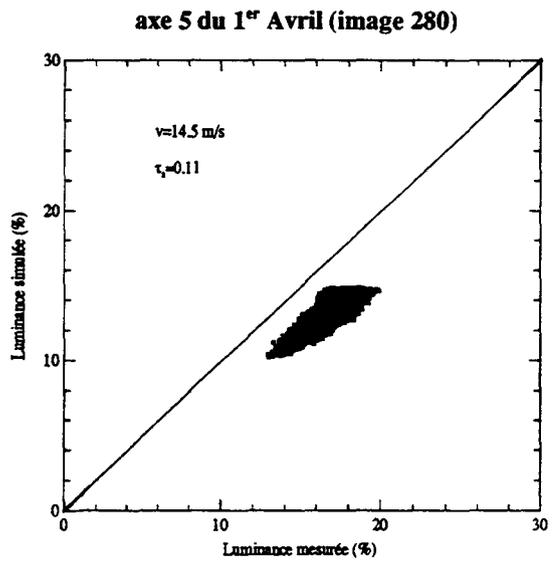
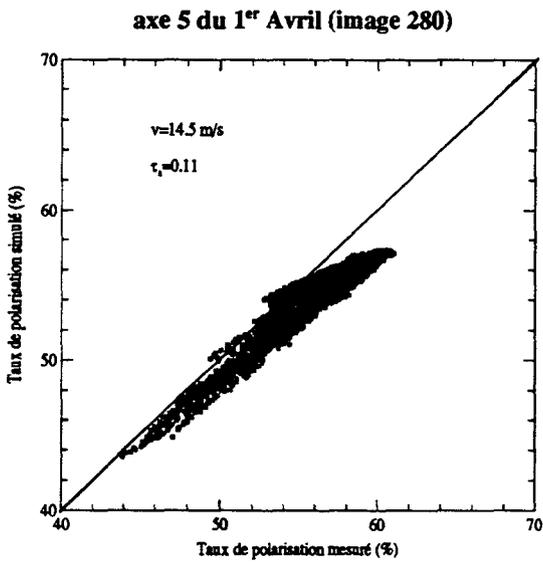
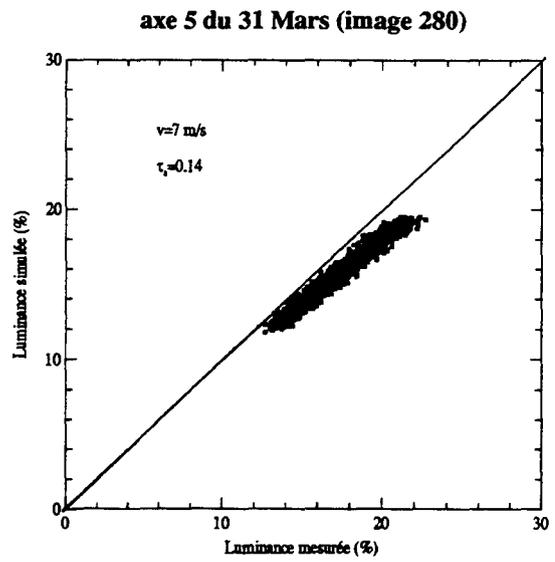
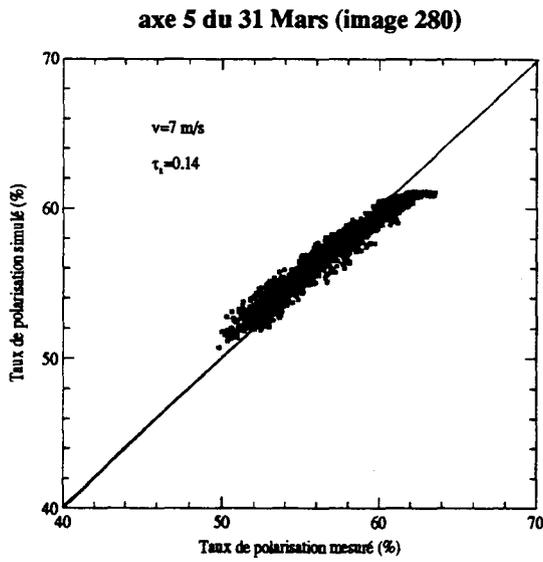


Planche IV-5c :  $\lambda=450$  nm ( $R_w = 0.02$ )

## **Critère de délimitation de la tache du glitter**

On aura besoin de se limiter à la tache du glitter pour étalonner l'instrument POLDER.

L'étalement du glitter dépend fortement de l'état de la surface, lié à la vitesse du vent. On sait que le glitter est d'autant plus localisé que le vent est faible, mais il n'existe aucun critère définissant la limite de la tache du glitter.

L'évolution de la luminance le long d'une radiale, dans les canaux à 450 et 850 nm (cf. figures II-3, 4, 7) montre par exemple qu'à 450 nm où la diffusion moléculaire est très forte, la luminance décroît progressivement du glitter vers l'atmosphère lorsque la vitesse du vent ou l'épaisseur optique des aérosols sont fortes. Il sera donc difficile de mettre un seuil sur la luminance à 450 nm, car le gradient en luminance à la frontière glitter-atmosphère est faible, le couplage glitter-atmosphère étant très fort.

A 850 nm, au contraire, le gradient en luminance du glitter vers l'atmosphère est fort, le couplage glitter-atmosphère étant faible. Il sera donc moins difficile de mettre un seuil sur la luminance à 850 nm.

En comparant les mesures du 2 Avril aux simulations, on a testé plusieurs seuils sur la luminance ; les résultats sont présentés sur la planche IV-5d. Les courbes montrent que si le seuil est trop faible, on sort du glitter et la comparaison devient délicate car on introduit des pixels sensibles au modèle d'aérosols. On a donc retenu un seuil de 0.15 pour les mesures du 2 Avril.

Une étude similaire pratiquée sur les images du 31 Mars et du 1<sup>er</sup> Avril aboutit à fixer un seuil de 0.1 pour ces deux jours.

Dans la suite, pour valider l'algorithme dans la tache du glitter, en plus du seuil sur la luminance, on limitera l'azimut de visée à 10° du plan principal, car au-delà la précision se dégrade rapidement (cf. planches III-2 a, b, c).

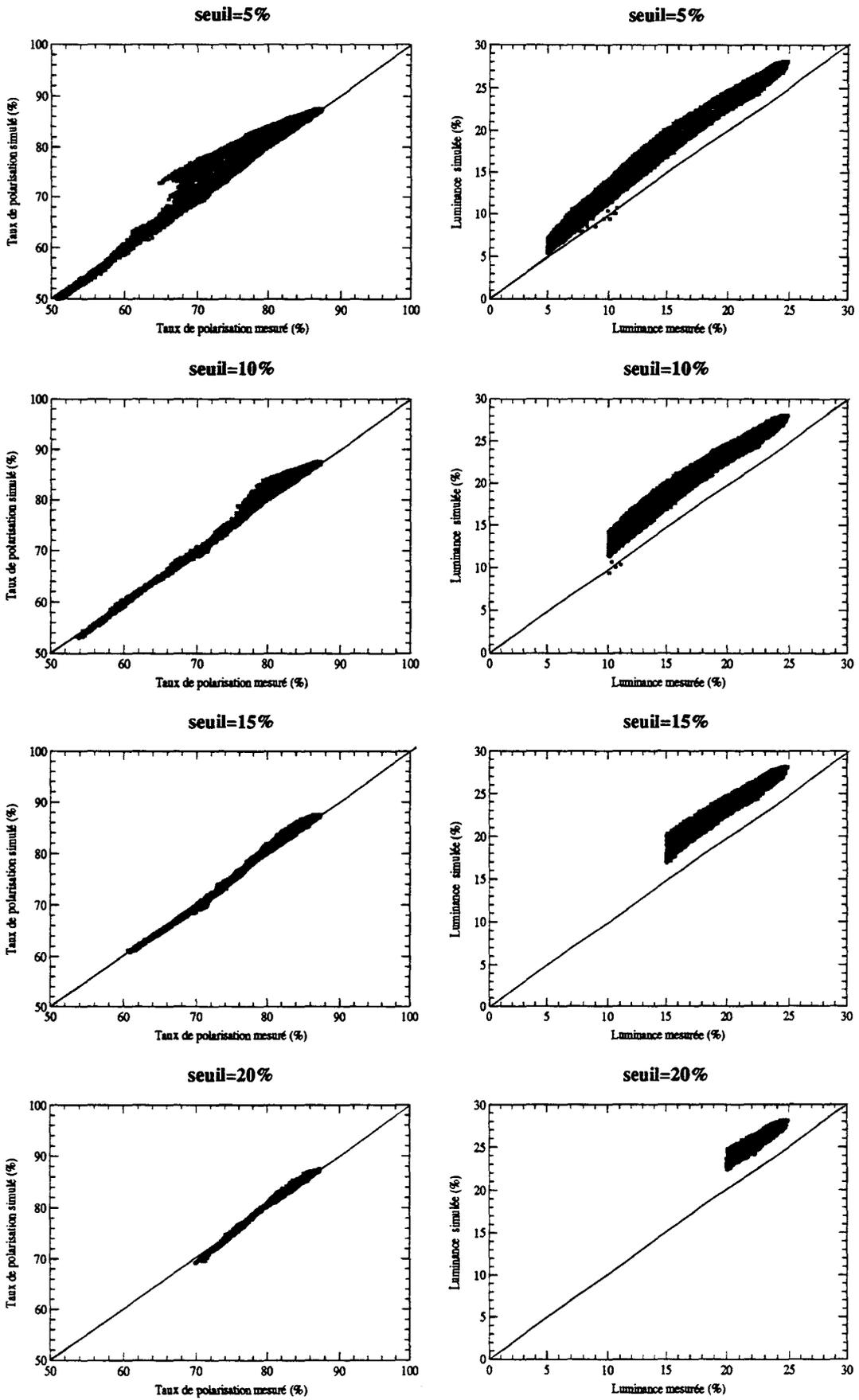


Planche IV-5d :  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .

### IV.3- Synthèse de l'ensemble des vols

Le nombre d'images à analyser étant considérable, on ne pourra pas faire une analyse détaillée de toutes les images. On se contentera d'étudier les données utiles au problème d'étalonnage, c'est à dire le taux de polarisation et la luminance spéculaires, et la luminance atmosphérique, qui sont d'ailleurs représentatifs de ce que donnent les images.

#### IV.3.a- Polarisation dans la direction spéculaire

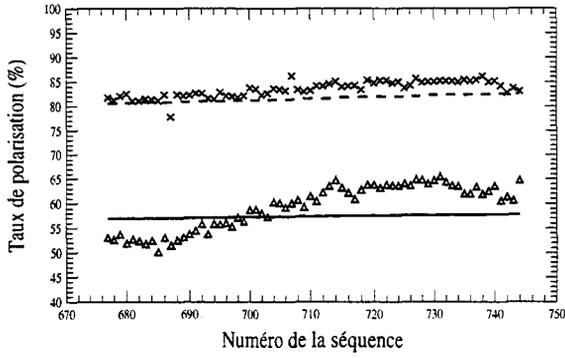
La figure IV-3 correspond à l'axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril. On a représenté en fonction du numéro de la séquence, (1) les mesures à 450 et 850 nm, (2) le taux de polarisation propre du glitter calculé à partir des lois de Fresnel, et indépendant des effets d'atmosphère, (3) les taux de polarisation simulés à 450 et 850 nm, en présence d'une atmosphère purement moléculaire, et (4) en présence d'une atmosphère contenant des aérosols en plus des molécules, en prenant en compte la vitesse moyenne du vent mesurée. Les simulations à 450 nm intègrent une réflectance de l'eau de mer  $R_w=0.02$ .

Le taux de polarisation est assez stable, surtout à 850 nm. La légère augmentation du début à la fin de l'axe est liée à la variation de la hauteur du soleil, en bon accord avec la variation prévue. Par rapport au cas moléculaire, les simulations faites en tenant compte des aérosols montrent la dépolarisation par ceux-ci, du signal du glitter dans les deux canaux.

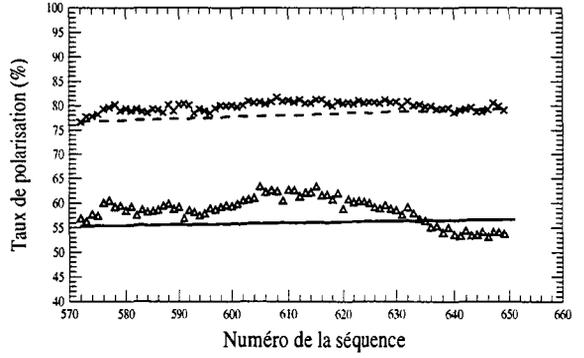
A 850 nm, les taux de polarisation mesurés et simulés sont bien accordés. A 450 nm, les ordres de grandeur sont bien respectés, mais les simulations sont sous-estimées.



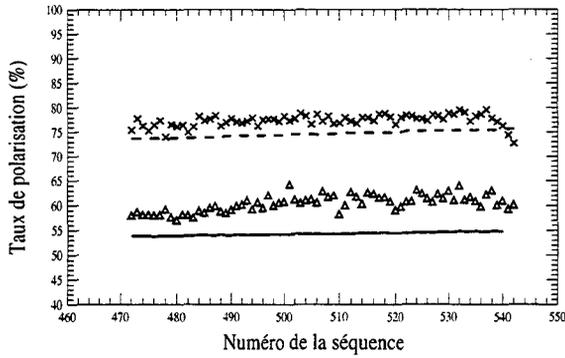
axe 1 du 1<sup>er</sup> Avril



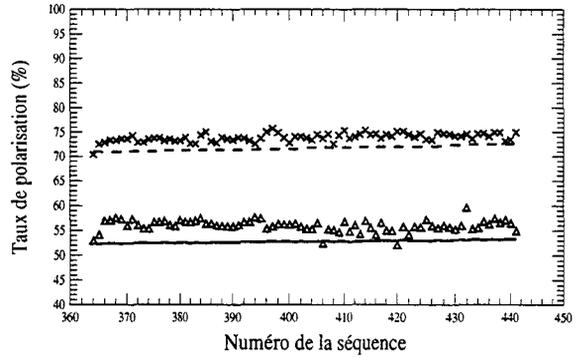
axe 2 du 1<sup>er</sup> Avril



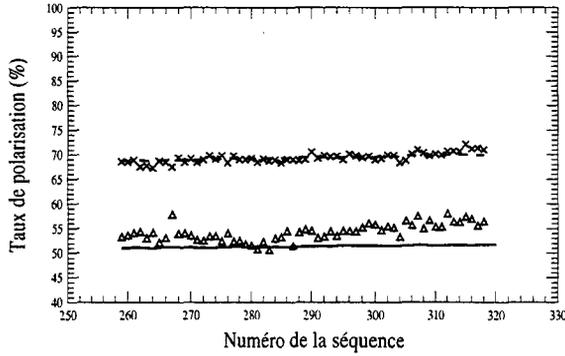
axe 3 du 1<sup>er</sup> Avril



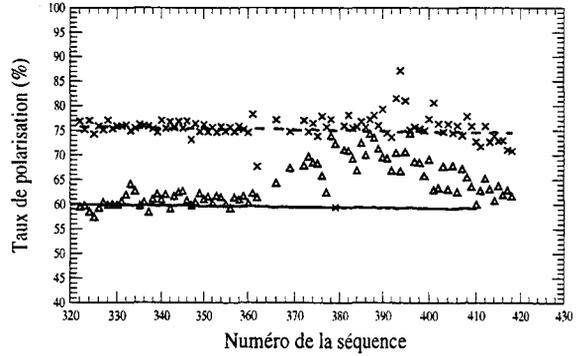
axe 4 du 1<sup>er</sup> Avril



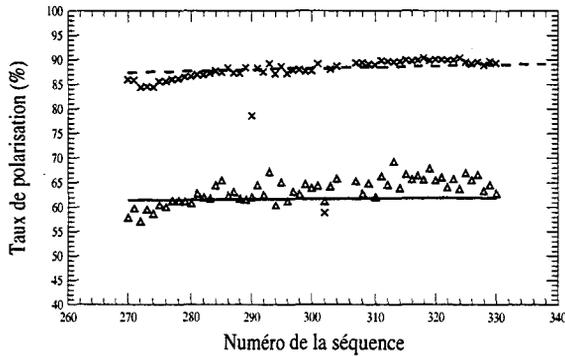
axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril



axe 5 du 2 Avril



axe 5 du 31 Mars



- △ mesures (450 nm)
- × mesures (850 nm)
- simulations (450 nm)
- - simulations (850 nm)

Planche IV-6

### IV.3.b- Luminances spéculaire et atmosphérique

On a reporté sur les planches IV-7 et IV-8, respectivement les luminances spéculaire (mesurée et simulée) et atmosphérique (mesurée et simulée) en fonction du numéro de la séquence.

Sur le point spéculaire, l'accord entre simulations et mesures est insuffisant ; les écarts relatifs sont de l'ordre de 30% à 850 nm et 25% à 450 nm.

Les courbes de la planche IV-8 montrent généralement un accord raisonnable entre luminances atmosphériques simulées et mesurées à 850 nm. A 450 nm, l'accord est moins bon, mais on pourrait l'améliorer en ajustant la réflectance de l'eau de mer et/ou l'épaisseur optique et/ou le type de particules.

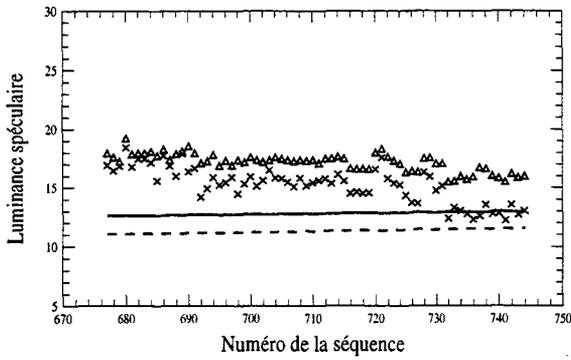
Sur certains axes (1<sup>er</sup> Avril, 31 Mars), on observe des gradients de la côte vers la mer, probablement liés à une variation du type ou de l'abondance des particules (à 850 nm) et peut-être de la couleur de l'eau (à 450 nm). La luminance atmosphérique étant sensible au modèle d'aérosols, il serait possible de mieux corrélérer les observations avec les mesures en modifiant les paramètres "aérosol" ; les simulations sont donc présentées à titre indicatif. Mais, globalement, la bonne stabilité des signaux tout au long des axes montre qu'il n'y a certainement pas de grosses variations de la réflectance de l'eau de mer ou des propriétés d'aérosols.

Les luminances spéculaires sont beaucoup bruitées. Une partie du bruit vient sans doute de la renavigation (non synchronisation du roulis et du tangage), et une autre partie, de variations locales ou de gradients de la vitesse du vent. Sauf erreur de mesure, par exemple, on ne peut comprendre ce qui se passe le 2 Avril, au-delà de l'image 360, qu'en admettant qu'on arrive sur une zone où la vitesse du vent est faible, de sorte que la luminance et le taux de polarisation spéculaires croissent très fortement. On remarque par ailleurs, pour tous les axes du 1<sup>er</sup> Avril, un désaccord systématique entre mesures et simulations, sur lequel on reviendra.

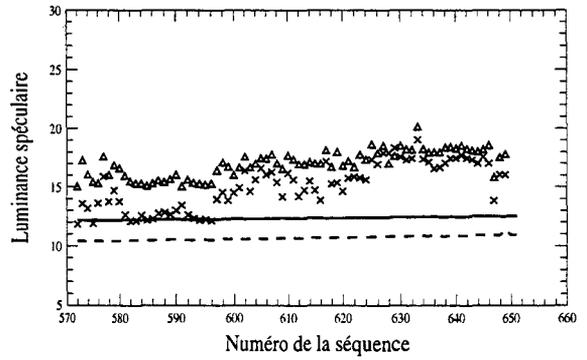
Indépendamment de ces différentes variabilités, les planches IV-6, 7, 8 montrent une assez grande stabilité des conditions de mesure au cours de chaque vol, de sorte qu'il suffira de sélectionner une image pour chaque jour de mesure pour tenir compte des conditions expérimentales rencontrées au cours de la campagne. Les planches IV-9 a, b, c, confirment la grande similitude des différentes images obtenues au cours d'un même vol. Dans la suite, on se contentera donc de discuter des

trois images, représentatives des trois vols, indiquées dans le tableau IV-5.

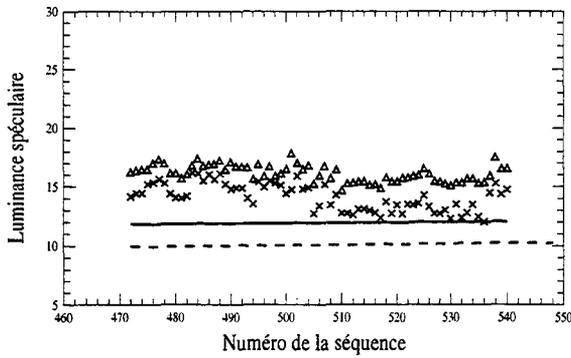
axe 1 du 1<sup>er</sup> Avril



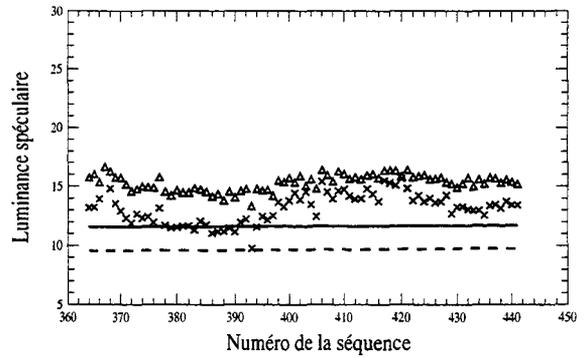
axe 2 du 1<sup>er</sup> Avril



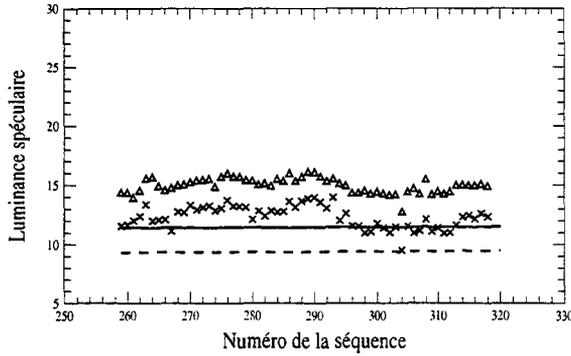
axe 3 du 1<sup>er</sup> Avril



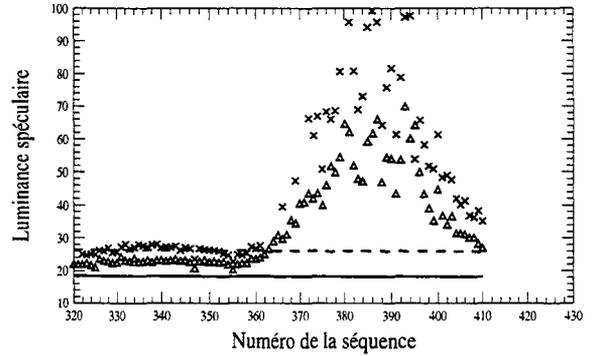
axe 4 du 1<sup>er</sup> Avril



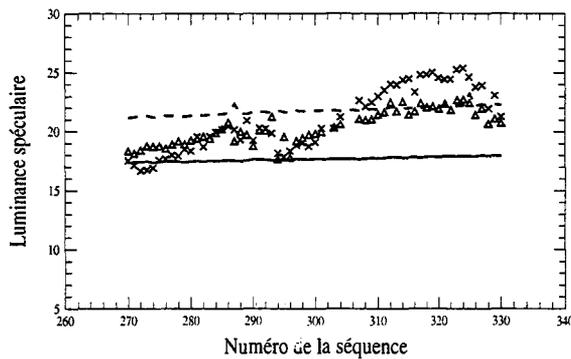
axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril



axe 5 du 2 Avril

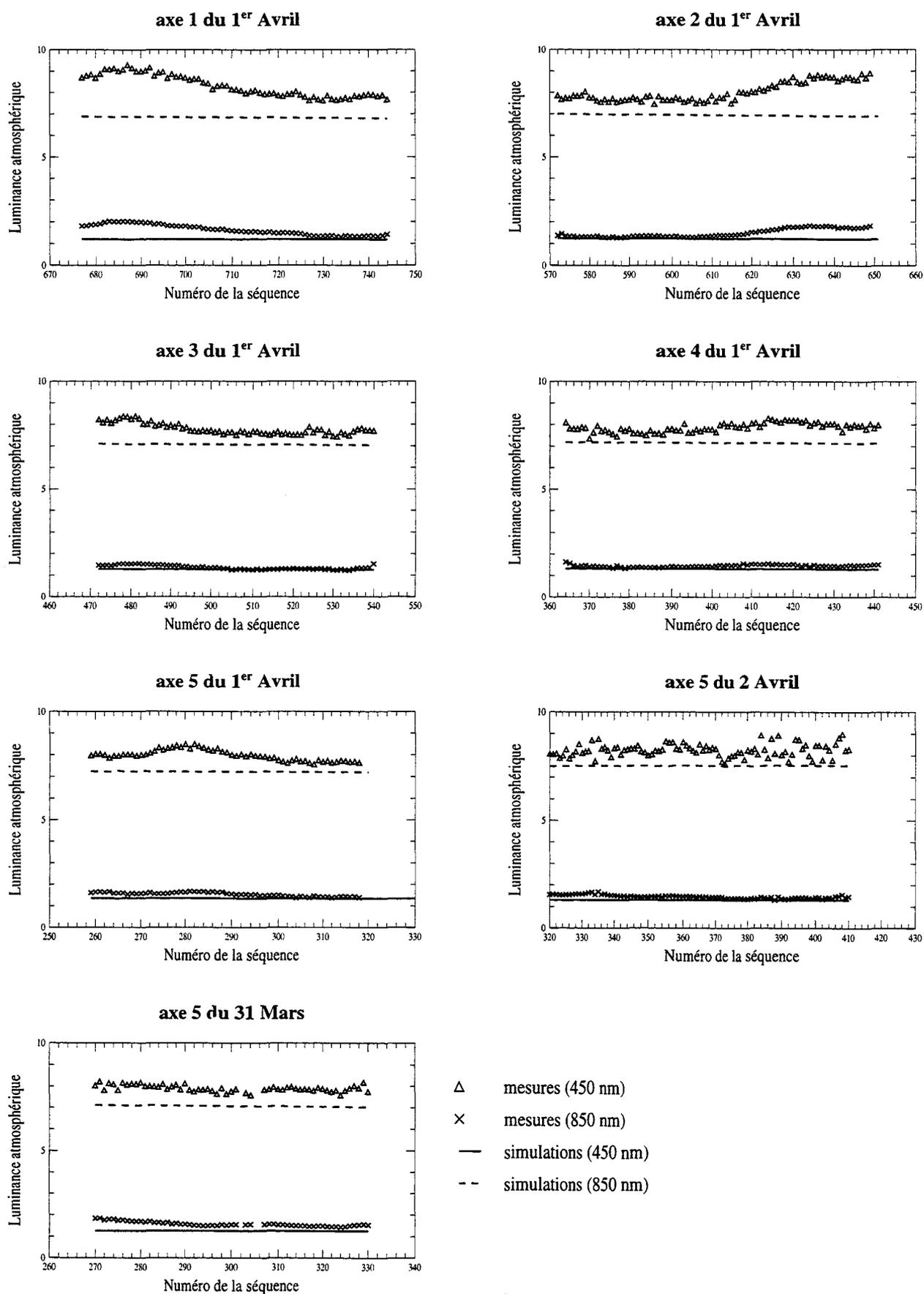


axe 5 du 31 Mars

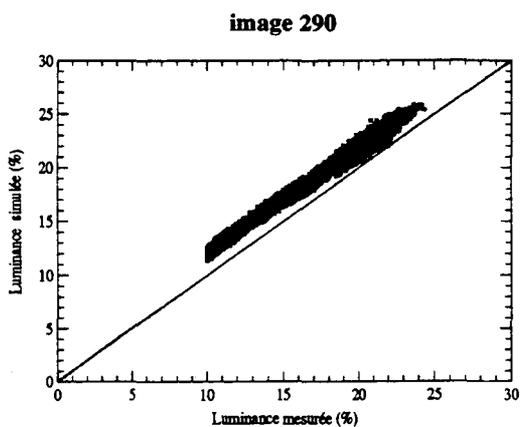
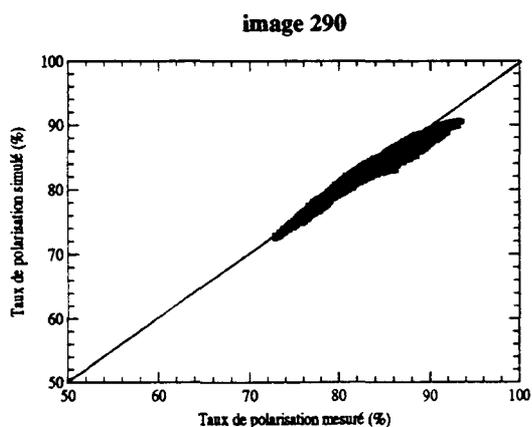
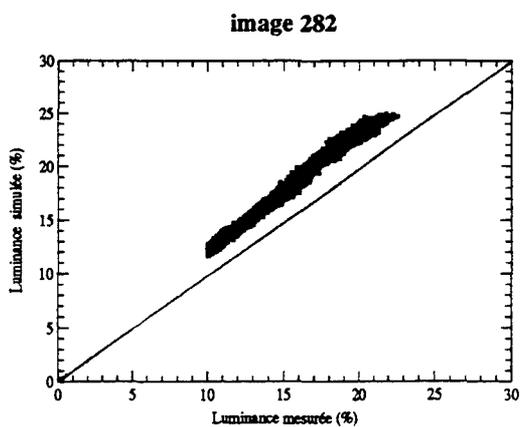
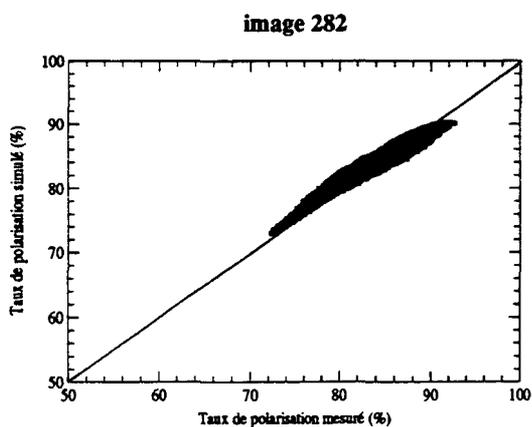
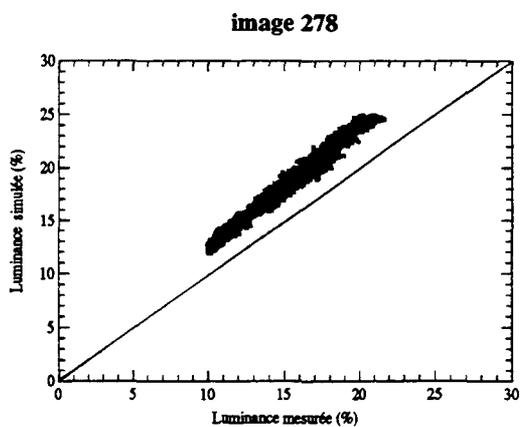
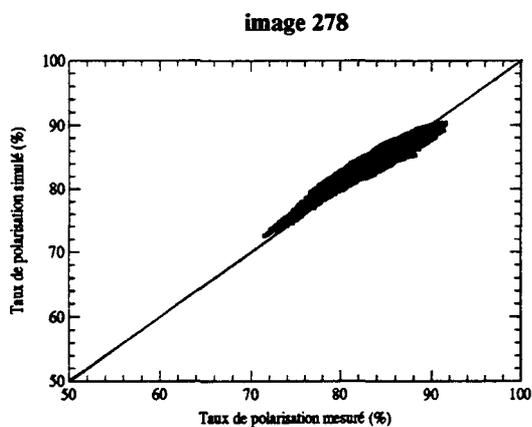
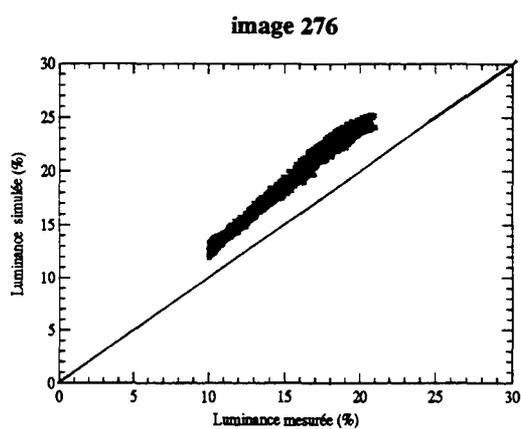
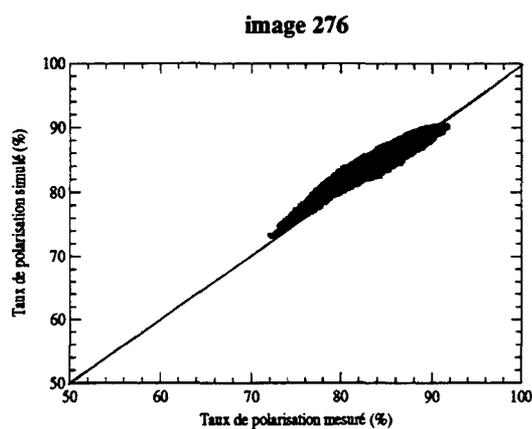


- △ mesures (450 nm)
- × mesures (850 nm)
- simulations (450 nm)
- simulations (850 nm)

Planche IV-7 : comparaison entre mesures et simulations sur le point spéculaire.  $\lambda = 450$  et  $850$  nm.



**Planche IV-8 :** comparaison entre mesures et simulations sur le point spéculaire.  $\lambda = 450$  et  $850$  nm.



**Planche IV-9a : comparaison entre mesures et simulations dans la tache du glitter ; cas du 31 Mars ;  $\lambda = 850$  nm.**

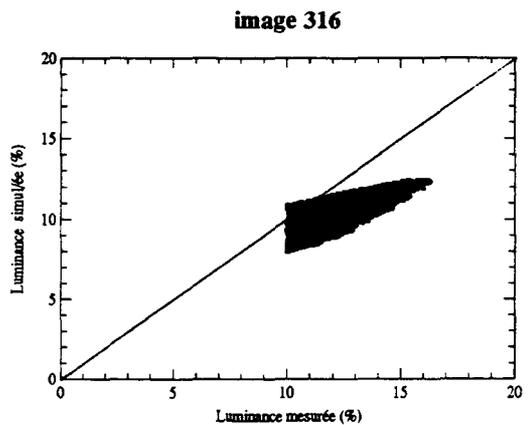
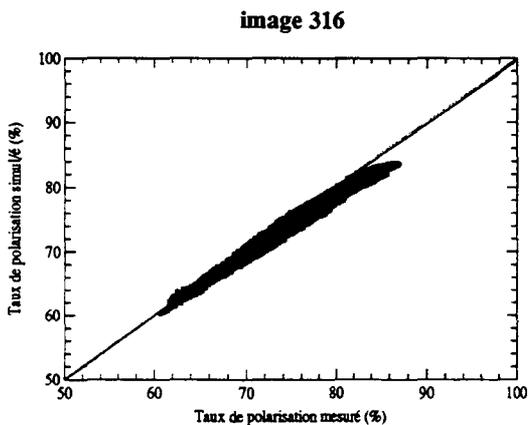
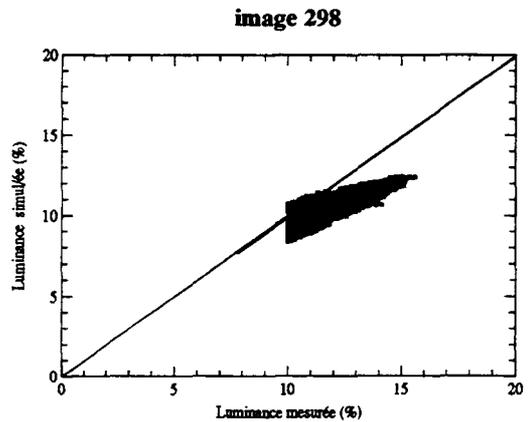
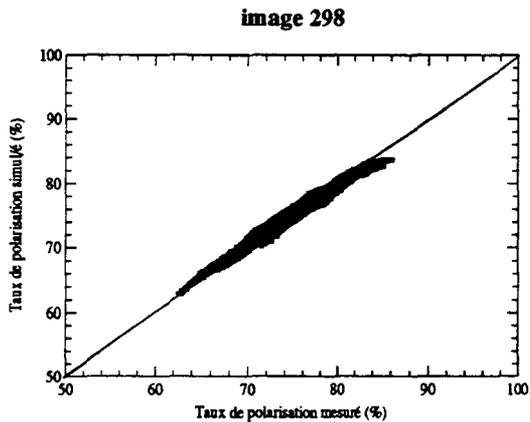
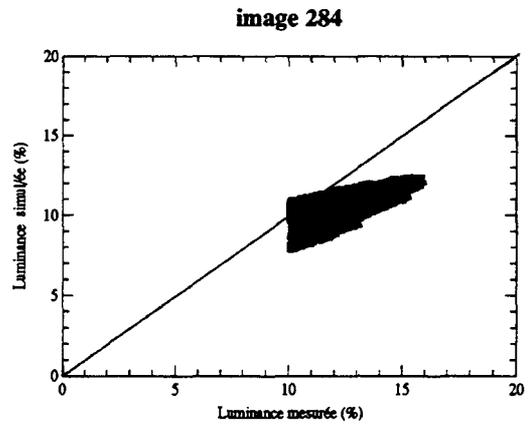
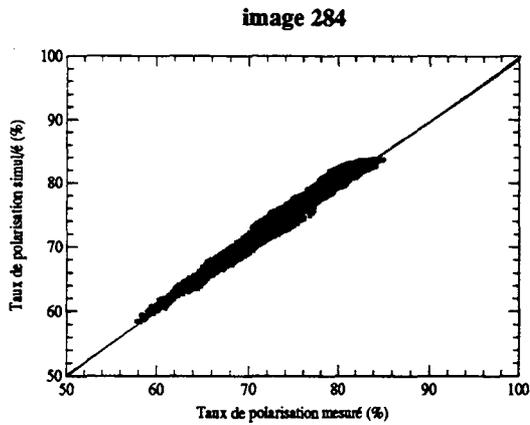
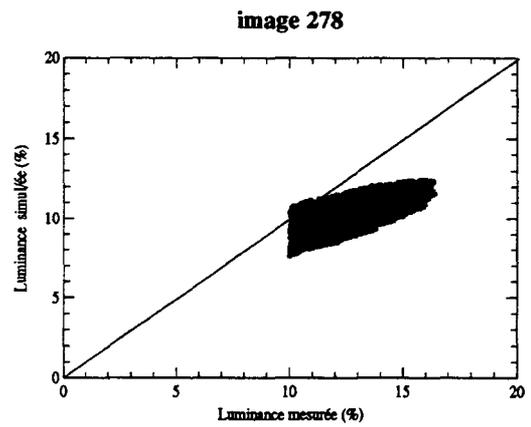
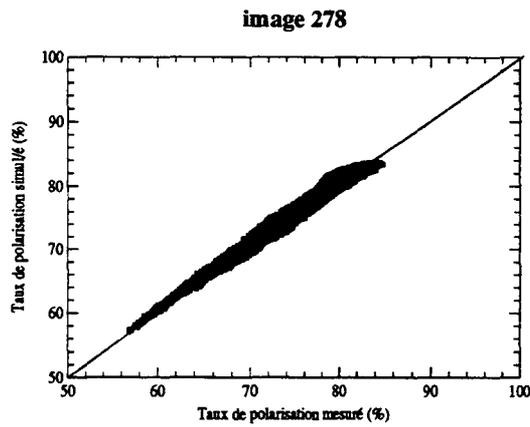
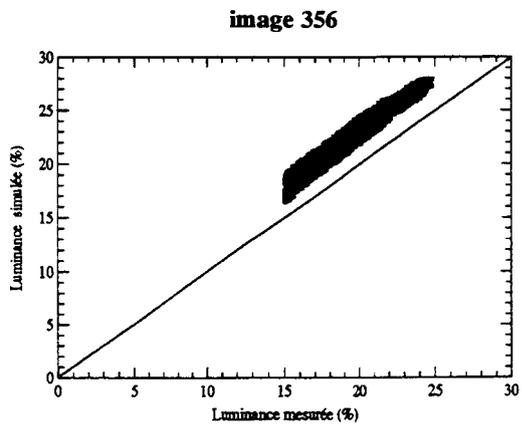
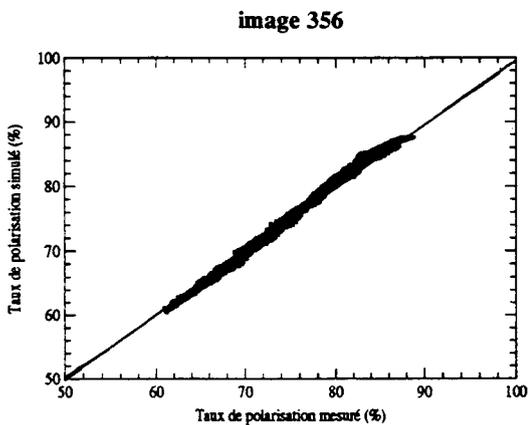
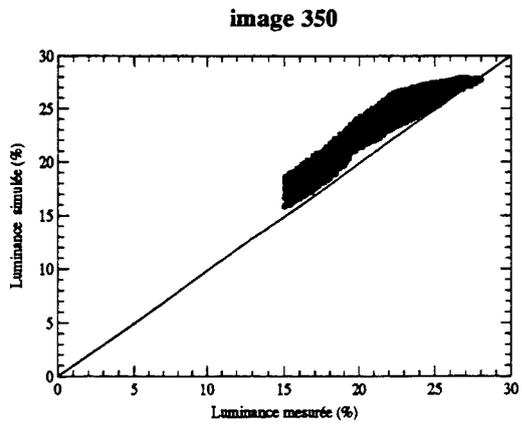
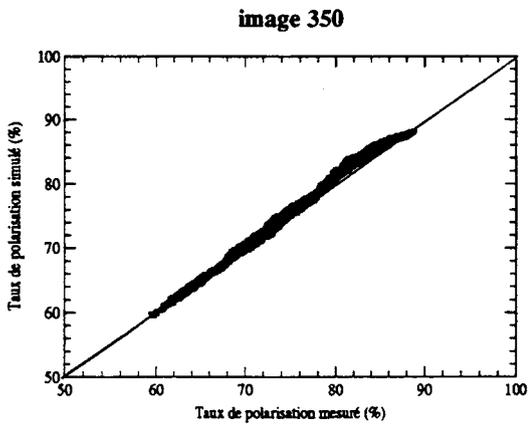
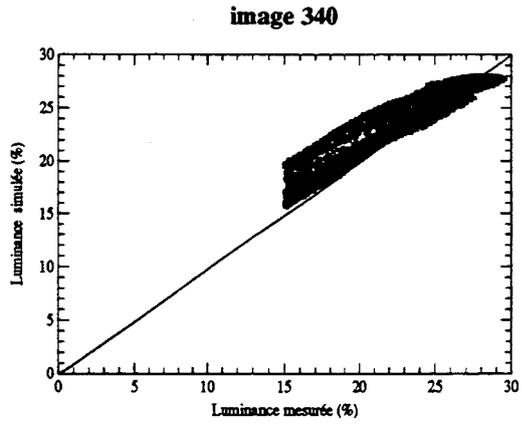
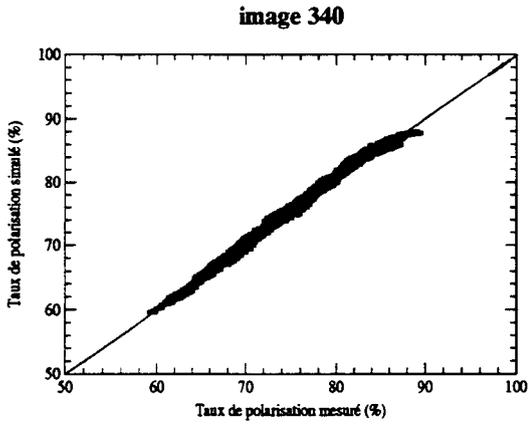
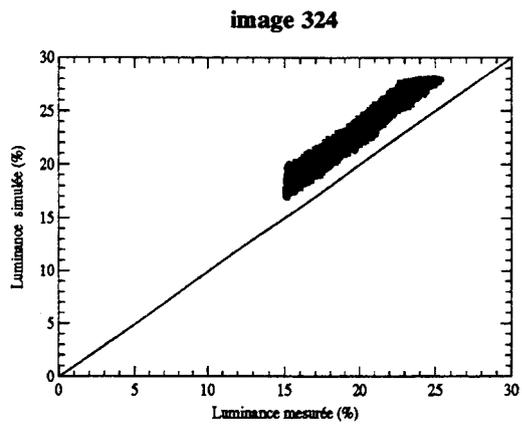
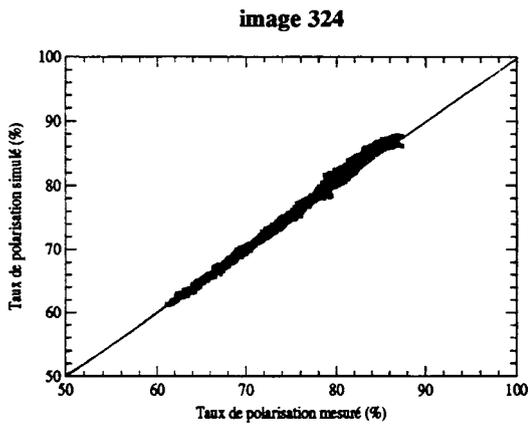


Planche IV-9b : comparaison entre mesures et simulations dans la tache du glitter ; cas du 1<sup>er</sup> Avril ;  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .



**Planche IV-9c : comparaison entre mesures et simulations dans la tache du glitter ; cas du 2 Avril ;  $\lambda = 850$  nm.**

## V- DISCUSSION

Les différentes comparaisons montrent que mesures et simulations sont du même ordre de grandeur en taux de polarisation, mais les écarts observés sur la luminance dépassent dans certains cas les 5%. En outre, les points sont assez dispersés, beaucoup plus en luminance qu'en taux de polarisation. Globalement, les meilleurs résultats sont obtenus dans le cas du 2 Avril, jour où la vitesse du vent était relativement faible (4 m/s), et le 1<sup>er</sup> Avril, jour où la vitesse du vent mesurée était relativement forte, le désaccord est total entre luminances simulée et mesurée.

Cox et Munk (1954) ont montré que, pour de fortes vitesses du vent, le glitter est anisotrope. Or, Le modèle du glitter dont nous disposons est symétrique. On devra donc vérifier cet aspect pour juger de l'adaptabilité du modèle.

Il sera également intéressant d'examiner l'influence de l'écume dans les simulations. Cet aspect sera de préférence étudié les jours où la vitesse du vent mesurée était relativement forte, plus précisément sur les images du 1<sup>er</sup> Avril.

On regardera enfin si un ajustement de la vitesse du vent et éventuellement de l'épaisseur optique des aérosols peut améliorer l'accord entre simulations et mesures.

Ces aspects seront étudiés sur des images, en se limitant dans la zone du glitter, ce qui permettra d'y mieux cerner le problème.

## V.1- Anisotropie du glitter

Pour simuler le signal océanique au-dessus de l'atmosphère, on a utilisé un modèle du glitter simplifié et isotrope, en négligeant la direction du vent. Or, les études faites par Cox et Munk (1954), et par Bréon (1993), ont montré l'asymétrie du signal du glitter, surtout pour de fortes vitesses du vent.

Nous disposons d'un ensemble d'images du glitter, prises dans des conditions de vent variées. Sur ces images, on va essayer de vérifier l'anisotropie du glitter en regardant l'évolution du taux de polarisation et de la luminance sur des radiales.

Sur chacune des images, on a tracé :

- une radiale sur le plan perpendiculaire ( $\phi_V - \phi_S = 90^\circ - 270^\circ$ ),
- une radiale sur les plans  $30^\circ - 210^\circ$  et  $150^\circ - 330^\circ$  ; ces deux plans sont symétriques par rapport au plan principal ;
- une radiale sur les plans  $60^\circ - 240^\circ$  et  $120^\circ - 300^\circ$ , symétriques par rapport au plan principal.

Sur la planche IV-10, on a représenté les images avec des radiales, et sur les planches IV-11 a, b, c, la réflectance et le taux de polarisation sur les différents plans en fonction de l'angle de visée.

Si le glitter était isotrope, les signaux des plans symétriques seraient confondus. Or, tel n'est pas le cas dans la partie de la courbe représentant le glitter, où on distingue nettement les deux courbes, ce qui traduit une anisotropie du glitter.

L'anisotropie est très marquée sur les courbes du 1<sup>er</sup> Avril, tandis que le 2 Avril on peut considérer le glitter symétrique. Ceci se comprend bien, car l'anisotropie du glitter est en partie due à une vitesse du vent élevée, et le 1<sup>er</sup> Avril le vent était relativement fort ( $v=14.5$  m/s).

Par ailleurs, les courbes en réflectance sont plus asymétriques que celles en taux de polarisation. En effet, la réflectance du glitter est directement proportionnelle à la distribution des vagues qui est liée à la vitesse et à la direction du vent. Or, le taux de polarisation du glitter étant le rapport de la réflectance polarisée sur la réflectance totale, il est moins affecté par l'anisotropie du glitter. Le modèle du glitter dont nous disposons n'est donc pas adapté, en luminance, aux cas où la vitesse du vent est forte, mais il reste valable en polarisation.

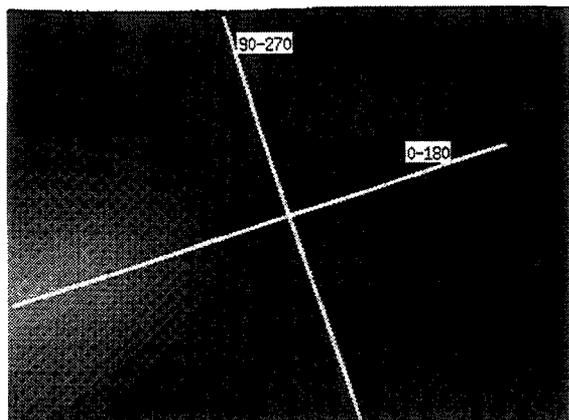


image du 1 Avril

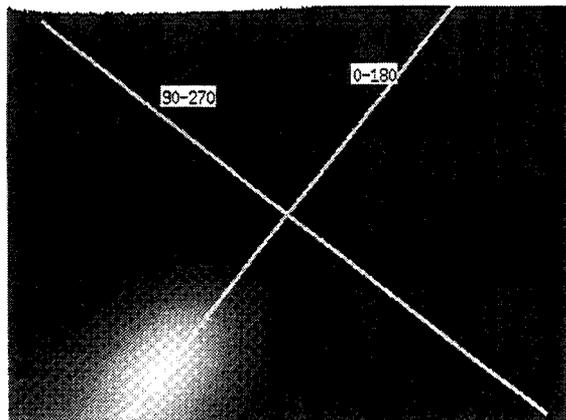


image du 2 Avril

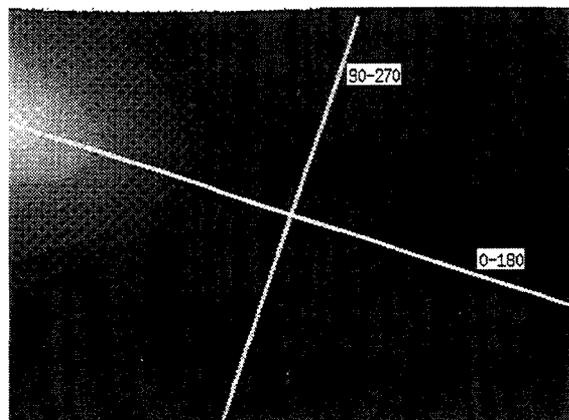


image du 31 Mars

Images avec radiales

Planche IV-10

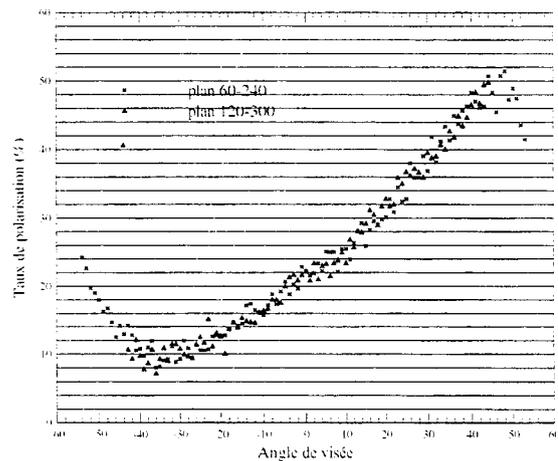
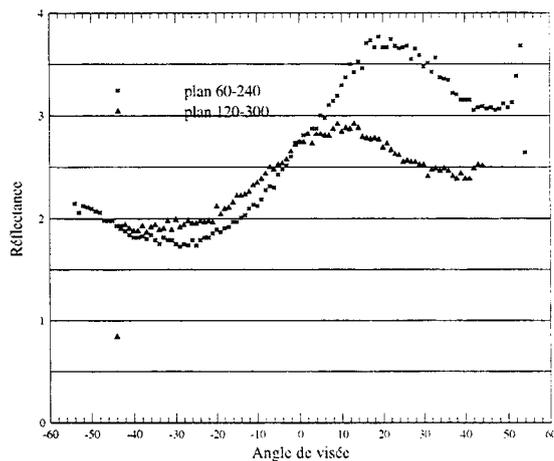
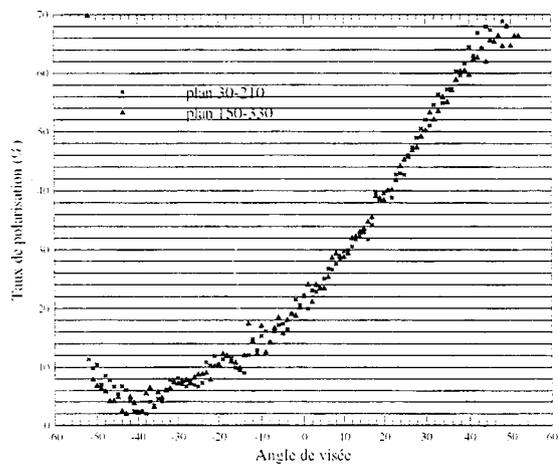
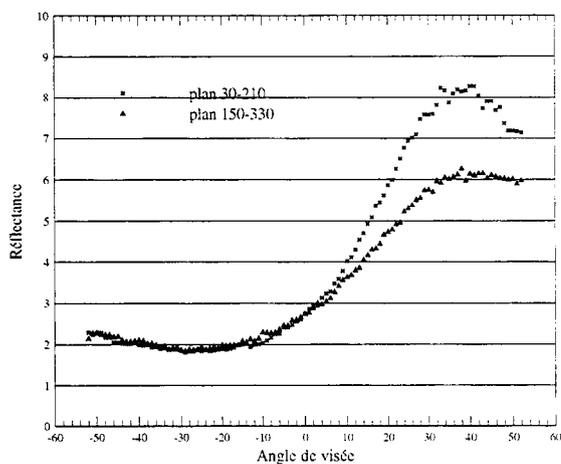
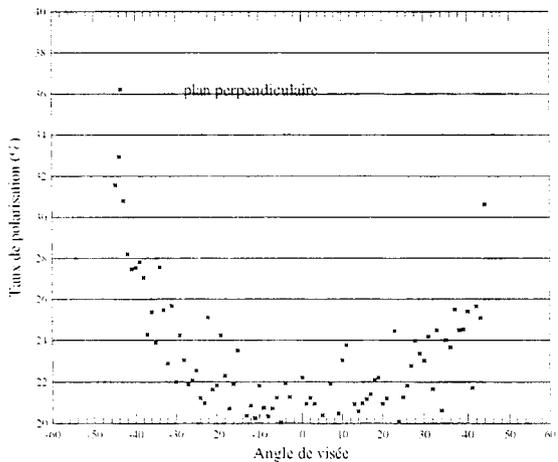
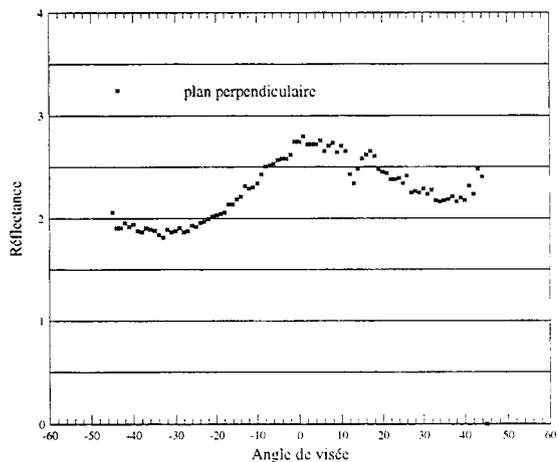


Planche IV-11a : cas du 1<sup>er</sup> Avril

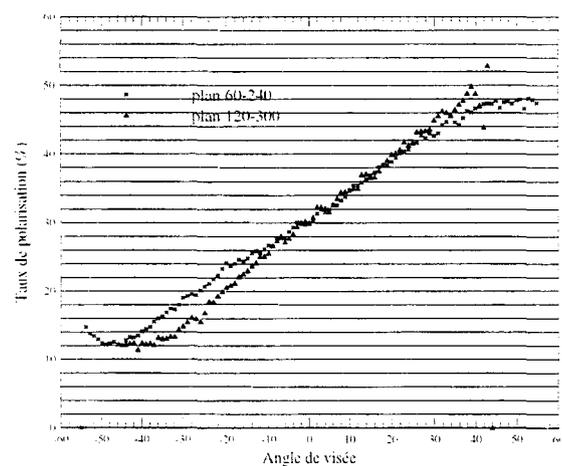
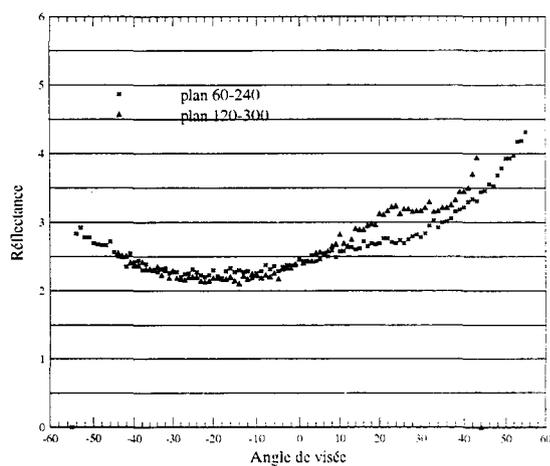
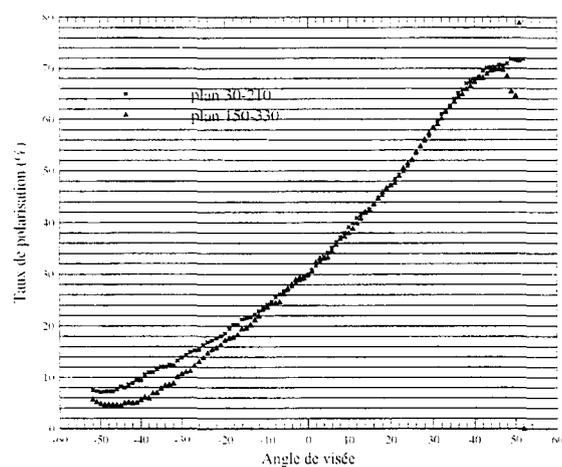
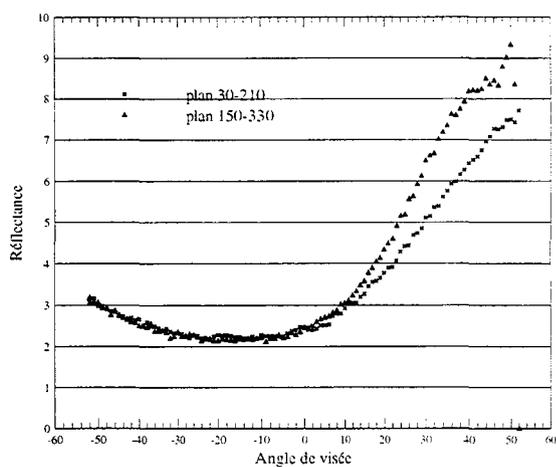
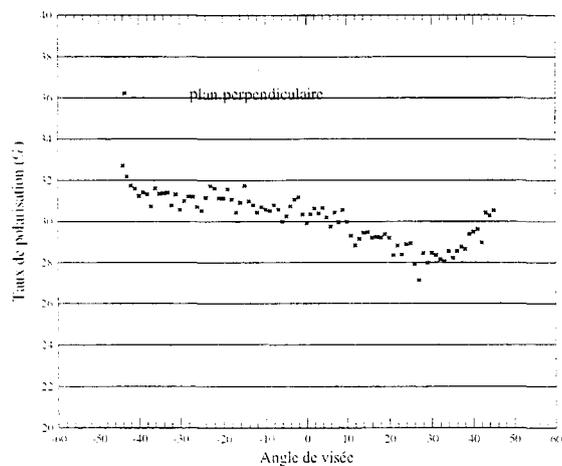
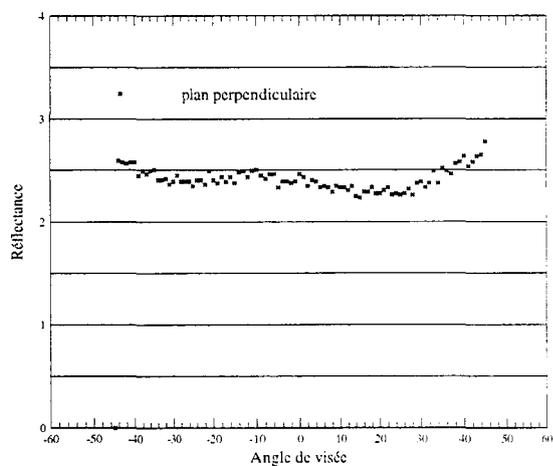


Planche IV-11b : cas du 31 Mars

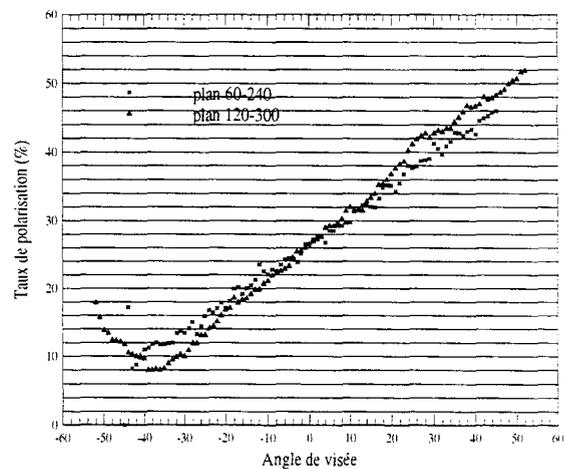
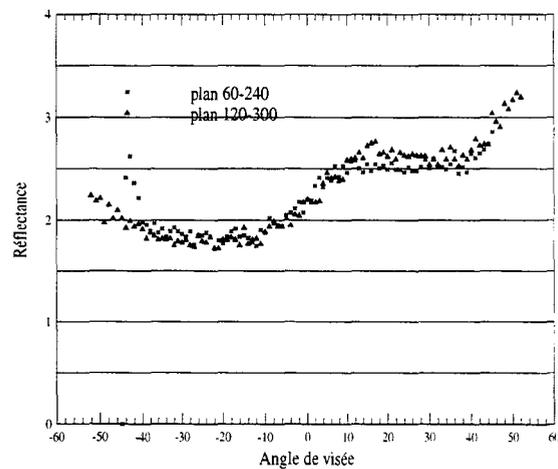
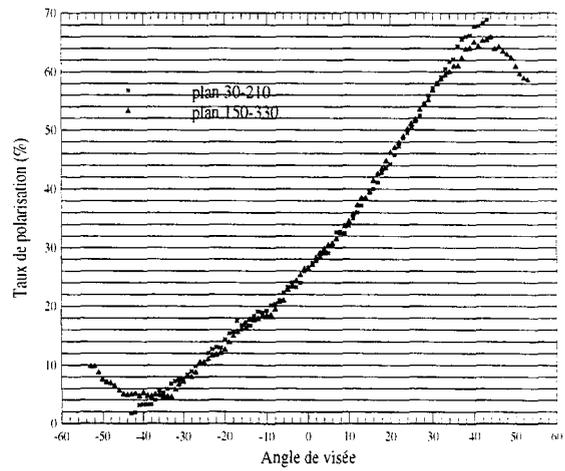
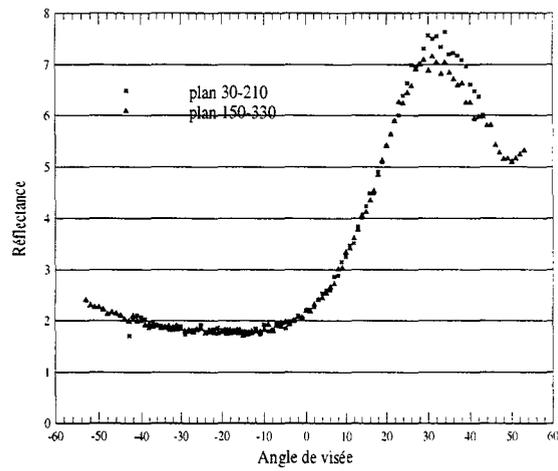
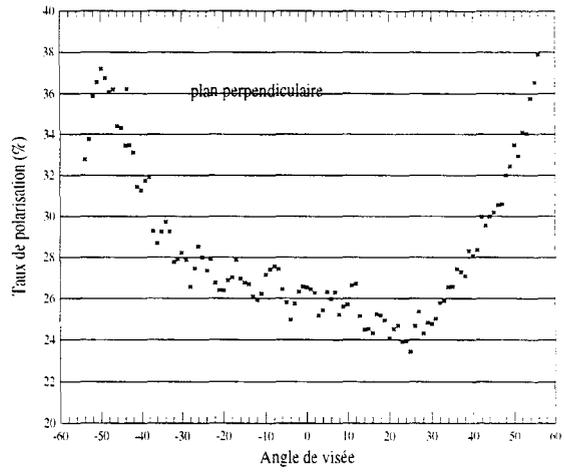
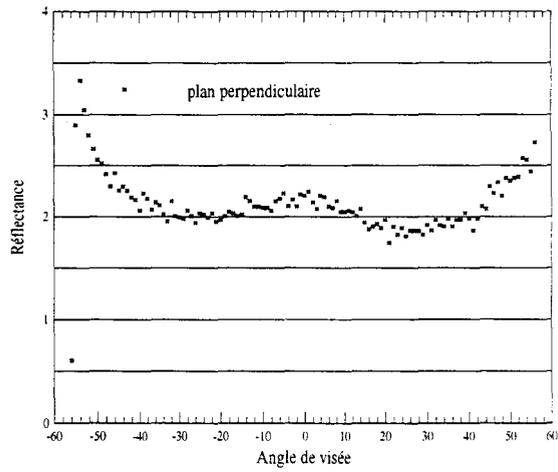


Planche IV-11c : cas du 2 Avril

## **V.2- Prise en compte de la réflectance d'écume**

Une des variables parasitant le signal du glitter est l'écume. Pourtant jusqu'ici, elle n'a pas été introduite dans le modèle de simulations. De nombreux auteurs ont proposé des modèles d'écume dans lesquels ils relient sa couverture à la vitesse du vent (Ross et al., 1974 ; Monahan et al., 1980 ; Koepke, 1984).

L'écume a le même comportement directionnel que la réflectance diffuse de l'eau de mer. Sa réflectance est lambertienne, mais contrairement à celle de l'eau de mer, on la suppose spectralement neutre.

En terme de luminance totale, l'écume augmente donc sensiblement le signal arrivant sur le capteur, mais son caractère lambertien induit une dépolarisation du signal du glitter.

Pour étudier la perturbation de l'écume sur le glitter, on a retenu le modèle de Koepke, modèle dans lequel l'écume n'apparaît qu'aux fortes vitesses de vent. Ceci exclut de l'étude les images des 31 Mars et 2 Avril, jours où la vitesse du vent mesurée était relativement faible (respectivement 7 et 4 m/s).

On a donc examiné l'apport de l'écume sur la polarisation, sur une image du 1<sup>er</sup> Avril, malgré l'asymétrie du glitter en luminance.

Les simulations ont été faites en conservant les valeurs nominales de la vitesse du vent et de l'épaisseur optique des aérosols (tableaux IV-1 et IV-3a). La valeur de la réflectance diffuse de l'eau de mer à 450 nm est fixée à 0.021.

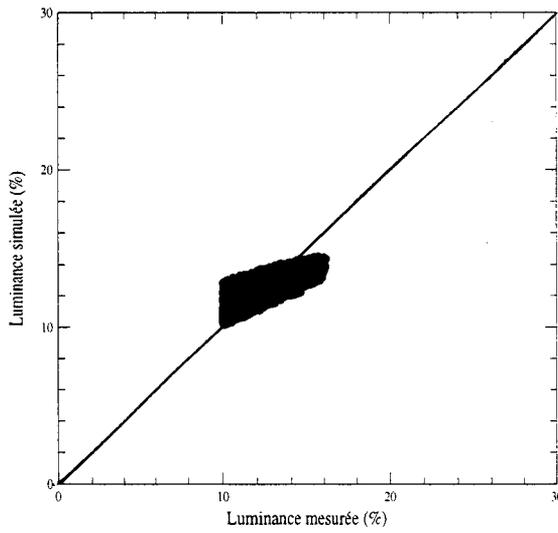
Si on se réfère aux courbes de la planche IV-5c où sont comparées simulations et mesures, on constate que, tout en améliorant légèrement l'accord en luminance, la prise en compte de l'écume dans le modèle dégrade fortement la corrélation en taux de polarisation (planche IV-2). Pour quantifier cette dégradation, les écarts entre simulations et mesures ont été calculés et reportés sur le tableau IV-9, on note qu'ils sont très élevés.

On peut s'attendre à un meilleur accord en ajustant finement des paramètres ayant une forte incidence sur le signal du glitter, il s'agit en l'occurrence de la vitesse du vent et de l'épaisseur optique des aérosols.

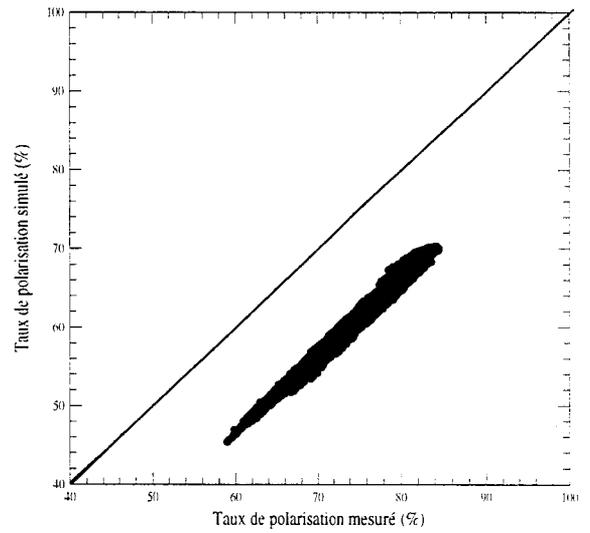
450 nm		850 nm	
$\sigma$ Pol	$\sigma$ Lum	$\sigma$ Pol	$\sigma$ Lum
2.27	3.85	4.60	2.43

Tableau IV-8 : écarts entre simulations et mesures calculées sur une image du 1<sup>er</sup> Avril.

axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril (image 280)

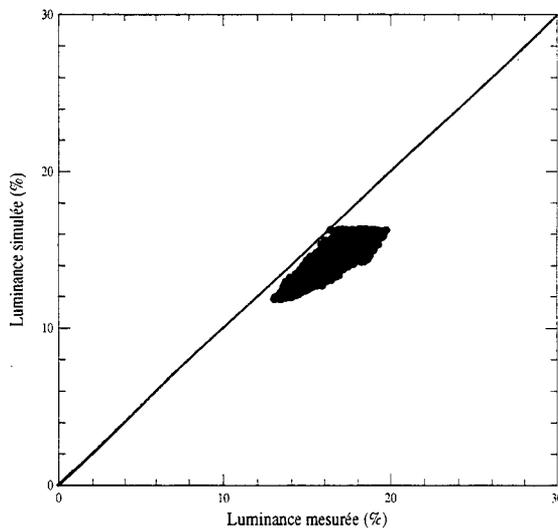


axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril (image 280)

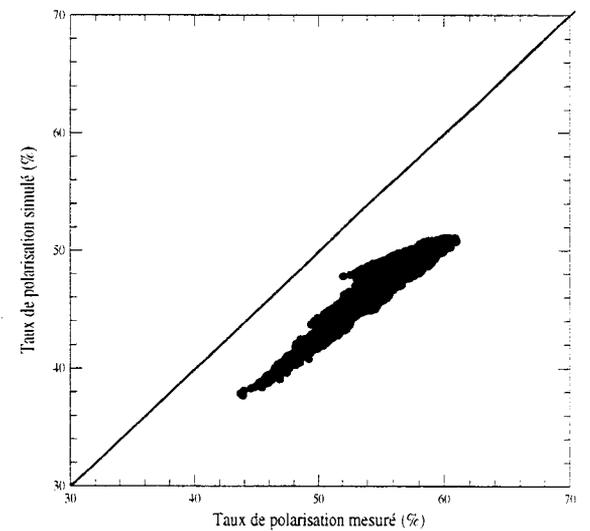


$\lambda=850$  nm

axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril (image 280)



axe 5 du 1<sup>er</sup> Avril (image 280)



$\lambda=450$  nm

### V.3- Ajustement des paramètres géophysiques

D'importantes dispersions entre simulations et mesures étant observées sur les images du 2 Avril, et essentiellement sur la luminance, on pense qu'elles pourraient être liées à un mauvais ajustement de la vitesse du vent ou de l'épaisseur optique des aérosols. On va donc essayer d'optimiser les paramètres géophysiques sur des images à 850 nm, et la valider sur celles obtenues à 450 nm.

#### V.3.a- Ajustement de la vitesse du vent

Les écarts sont surtout importants en luminance. Celle-ci étant très sensible à la vitesse du vent, une amélioration de la corrélation est possible en modifiant légèrement la vitesse du vent dans le modèle de simulation. La simulation étant supérieure à la mesure, a priori, on pourrait penser qu'il faudrait augmenter la vitesse du vent pour mieux accorder mesure et calcul.

On a donc négligé la réflectance d'écume et fixé la vitesse du vent successivement à 3, 3.4 et 4.5 m/s.

Pour ces différentes configurations, les simulations ont été comparées aux mesures (planche IV-13). C'est pour  $v=4.5$  m/s que les écarts entre mesures et simulations sont les plus faibles. Cependant, la meilleure corrélation sur la luminance est obtenue pour un vent de 3.4 m/s, valeur optimale qu'on retiendra par la suite. On note aussi que cet ajustement ne dégrade pas l'accord en polarisation. Par contre il implique un biais d'étalonnage important à 850 nm.

Après avoir ajusté la vitesse du vent, il est intéressant de voir ce qui se passe dans le canal à 450 nm. On a donc fait des simulations en introduisant la réflectance diffuse de l'eau de mer dans le modèle ; on a fixé  $R_w=0.02$ .

Sur les figures IV-3 a et b, les simulations faites pour cette dernière configuration sont confrontées aux mesures. Par rapport aux courbes de la planche IV-5c, on note une dégradation du taux de polarisation mais une amélioration de l'accord en luminance, néanmoins la luminance simulée reste sous-estimée. Le niveau faible de la luminance à 450 nm et la forte luminance à 850 nm indiquent que le déficit de luminance à 450 nm n'est certainement pas lié à

un mauvais ajustement de la vitesse du vent. En outre, le niveau relativement élevé du taux de polarisation à 450 nm pourrait amener à penser que la réflectance de l'eau de mer est elle aussi mal ajustée.

Mais avant cela, regardons ce qui se passe quand on ajuste l'épaisseur optique des aérosols.

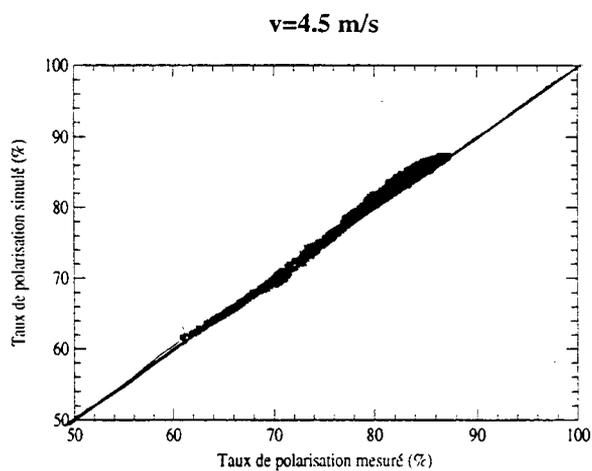
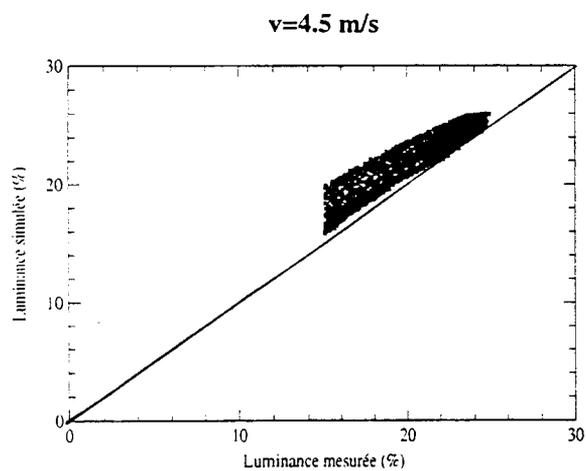
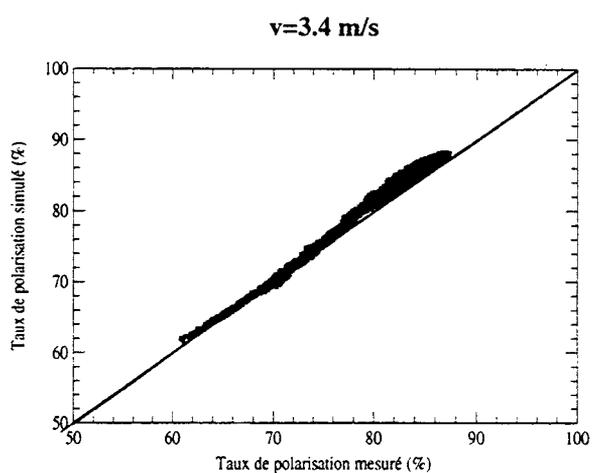
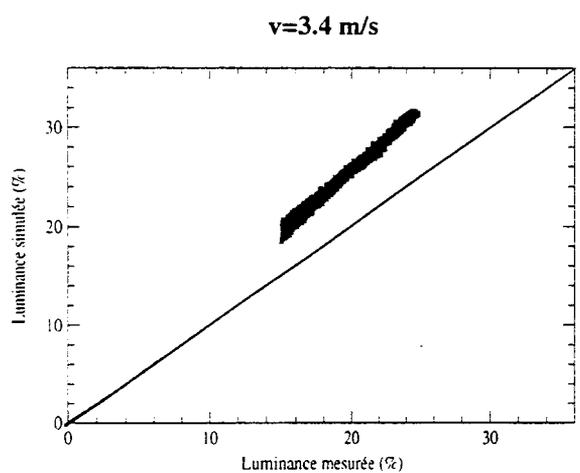
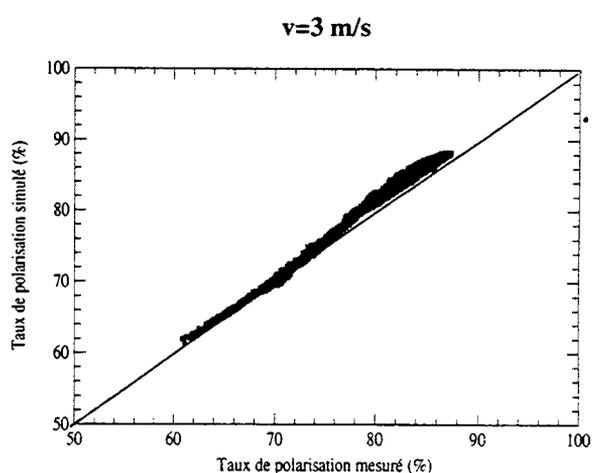
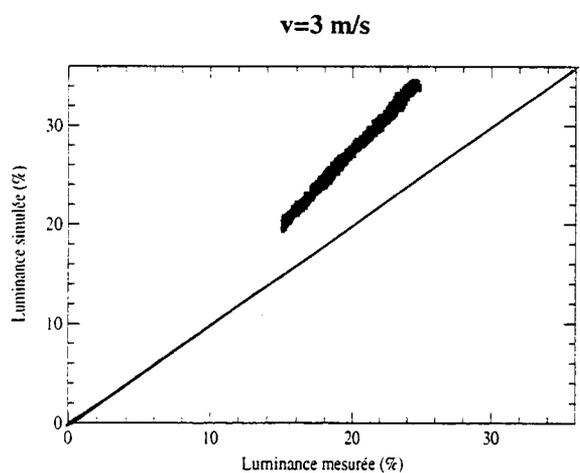


Planche IV-13 :  $\lambda = 850 \text{ nm}$

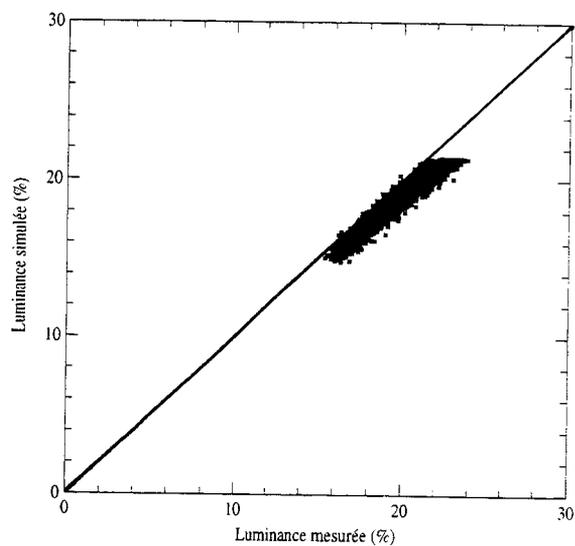


figure IV-3a : Luminance à 450 nm

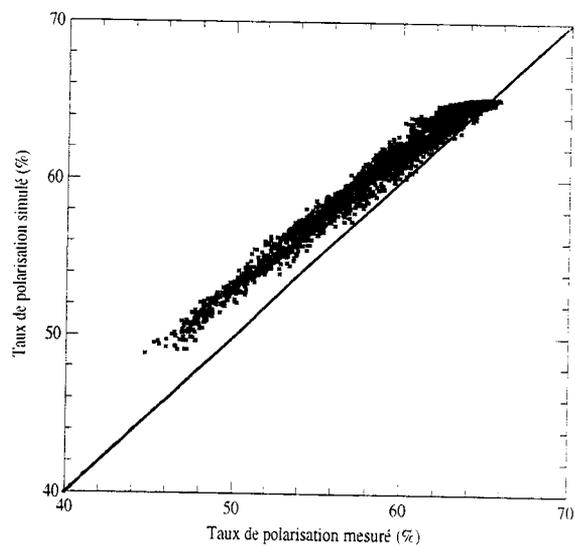


figure IV-3b : Taux de polarisation à 450 nm ( $v = 3.4$  m/s ;  $\tau_a = 0.14$  ;  $R_w = 0.02$ )

### V.3.b- Ajustement de l'épaisseur optique des aérosols

Les mesures de luminance du 2 Avril étaient fortement dispersées et inférieures aux simulations. Un ajustement de la vitesse du vent à 3.4 m/s permet de minimiser ces dispersions. Cependant l'accord entre mesures et simulations demeure insatisfaisant, ces dernières étant toujours, en luminance, bien surestimées par rapport aux mesures.

L'eau de mer étant négligeable à 850 nm, il ne reste plus qu'à examiner un ajustement de l'épaisseur optique des aérosols.

Les simulations étant supérieures aux mesures, on peut s'attendre à un meilleur accord en modifiant le modèle d'atmosphère en y introduisant des quantités d'aérosols supérieures à 0.14.

On a alors étudié deux configurations  $\tau_a=0.15$  et 0.16 (planche IV-14).

L'augmentation de la quantité d'aérosols augmente légèrement la dispersion sur le taux de polarisation et la luminance. Si l'accord est meilleur en polarisation, on ne décèle au contraire aucune amélioration notable en luminance, ce qui ne sera possible qu'en augmentant considérablement l'épaisseur optique des aérosols, au détriment de l'accord en taux de polarisation. On considère donc que l'épaisseur optique des aérosols la plus probable est 0.14, il est donc inutile de refaire les simulations à 450 nm.

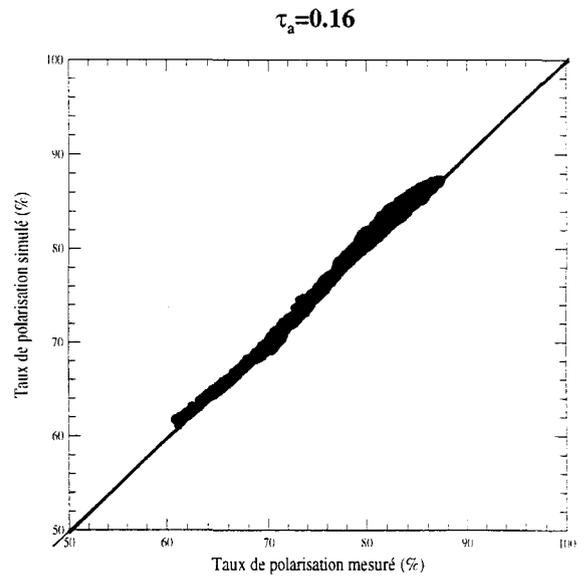
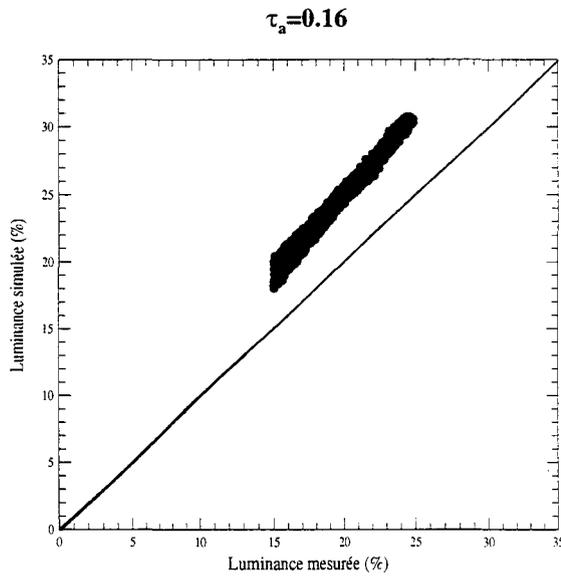
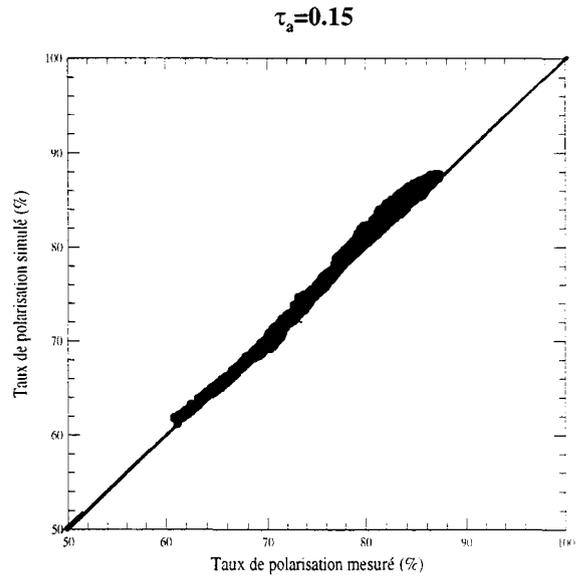
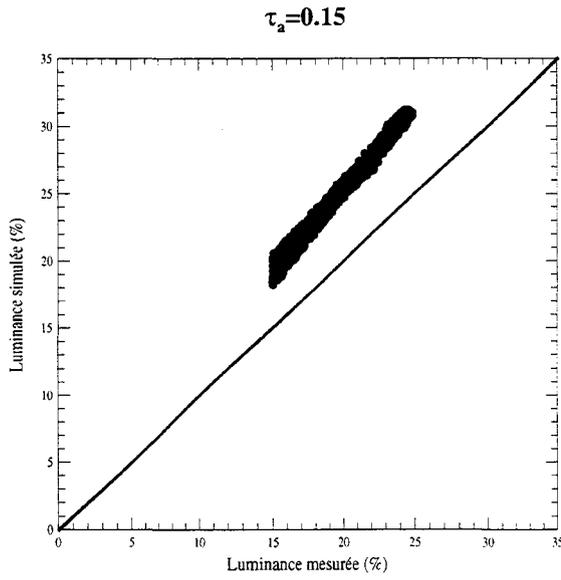


Planche IV-14 :  $\lambda = 850$  nm.

#### IV.4- Ajustement de la réflectance diffuse de l'eau de mer

L'accord obtenu sur les figures IV-3a et b, après ajustement de la vitesse du vent, donnant des résultats positifs mais insuffisants à 450 nm, on pense qu'il est nécessaire d'augmenter la réflectance diffuse de l'eau de mer, ce qui permettra de rattraper le déficit de luminance observé, et de dépolariser légèrement le signal du glitter.

On a donc refait des simulations en prenant  $R_w=0.025$  ; les courbes sont représentées sur les figures IV-4 a et b. L'accord est satisfaisant en polarisation, par contre la luminance simulée reste toujours sous-estimée.

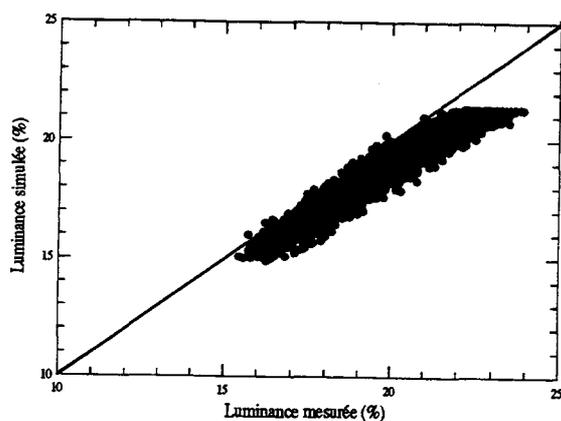


figure IV-4a :  $\lambda = 450$  nm.

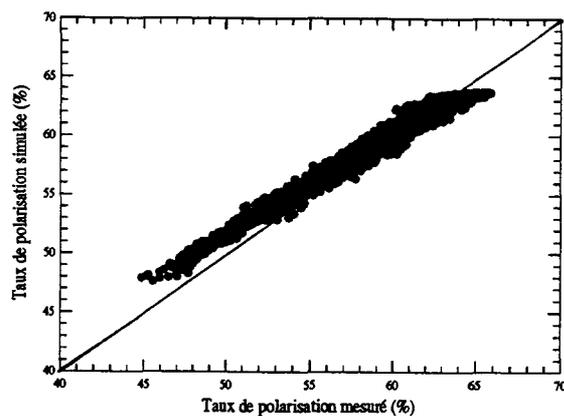


figure IV-4b :  $\lambda = 450$  nm.

## **VI- CONCLUSION**

L'analyse des données acquises par l'instrument POLDER pendant la campagne MEDIMAR montre un bon accord qualitatif entre les mesures et les modélisations basées sur les mesures-sol disponibles.

La comparaison quantitative est plus délicate et fait apparaître des biais sérieux. Ces biais apparaissent principalement sur les mesures de luminance. Les écarts dans le canal à 450 nm sont sans doute dus, en partie, à la méconnaissance de la couleur de l'eau, qu'on n'a pas cherchée ici à optimiser réellement, mais des défauts apparaissent aussi à 850 nm.

Si l'on accepte qu'un biais d'étalonnage soit possible, on peut ajuster la vitesse du vent de façon à mieux corréler la luminance mesurée à la luminance simulée. Il est cependant peu probable qu'un défaut d'interétalonnage aussi fort existe (Bréon et Deschamps ; 1993) ou qu'un biais similaire existe dans le modèle de Cox et Munk.

Il faut cependant noter que restituer avec précision la luminance dans la direction du glitter est un problème a priori difficile, puisqu'on sait que cette luminance est très sensible aux paramètres géophysiques. De plus, notre étude a montré que le modèle du glitter isotrope était mal adapté aux conditions de vents forts, ce qui peut expliquer en partie des difficultés rencontrées.

En tout état de cause, notre objectif principal porte sur le contrôle de la polarisation du glitter, beaucoup plus stable que la luminance, et sur cette grandeur, les résultats de l'étude sont très satisfaisants, même pour la journée anormale du 1<sup>er</sup> Avril où l'accord en polarisation est bon à mieux que 2%. Ces résultats valident donc bien les analyses théoriques précédentes et on utilisera l'ensemble de ces mesures au chapitre V, pour chercher une validation expérimentale de notre algorithme d'étalonnage.

## **Chapitre V**

*Validation expérimentale de l'algorithme d'étalonnage*

<b>I- Introduction</b>	140
<b>II- Procédure</b>	140
II.1- Interpolation	141
II.2- Calcul de la réflectance moléculaire	142
<b>III- Résultats</b>	142
<b>IV- Discussion</b>	146
IV.1- Ajustement de la réflectance atmosphérique	150
IV.2- Adaptation des modèles de référence	154
<b>V- Conclusion</b>	157

## I- INTRODUCTION

Une analyse des mesures disponibles, mise à part l'existence possible d'un biais sur l'étalonnage absolu, montre que les luminances et taux de polarisation sont en accord raisonnable avec les informations disponibles sur les aérosols et l'état de surface de la mer. On peut donc essayer de leur appliquer notre algorithme.

La validation entreprise dans cette partie nécessite :

- des données calculées telles que le taux de polarisation intrinsèque du glitter (qui est la grandeur de référence) et la réflectance totale dans une direction de visée atmosphérique et pour le cas d'une atmosphère purement moléculaire ;
- et les données expérimentales : luminance mesurée au niveau du capteur dans les directions où est localisé le glitter, et luminance dans une direction de visée atmosphérique.

Après une brève description de la procédure de validation, on présentera les résultats obtenus, et on clôturera par une discussion.

## II- PROCEDURE

On dispose d'images expérimentales en luminance et en taux de polarisation, obtenues dans des conditions d'éclairement ( $\theta_s$ ) variées (tableau V-1).

Ces géométries ne correspondant pas a priori à celles pour lesquelles les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  de l'algorithme ont été calculés, ceux-ci devront être interpolés en  $\theta_s$ .

Pour chaque image expérimentale en luminance, on s'intéresse aux luminances du glitter et de l'atmosphère qui sont ensuite converties en réflectances ( $\rho = \frac{L}{\cos\theta_s}$ ).

Pour chaque pixel de coordonnées  $(i,j)$  de la tache du glitter, on détermine le taux de polarisation prévu en appliquant les équations V-1 et V-2 :

$$P^{\text{prévu}}(i, j) = P^{\text{glitter}}(i, j) \cdot [1 - \varepsilon(i, j)] \quad (\text{V-1})$$

avec

$$\varepsilon(i, j) = a_0(i, j) + a_1(i, j) \cdot \rho_{\text{exp}}^{-1.1}(i, j) + a_2(i, j) \cdot \rho_{\text{exp}}^{-1.1}(i, j) \cdot \rho_{\text{atm}} \quad (\text{V-2})$$

où les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  sont calculés pour l'angle zénithal solaire observé.

$\rho_{\text{atm}}$  est la réflectance atmosphérique corrigée de la diffusion moléculaire, et calculée comme suit :

$$\rho_{\text{atm}} = \rho_{\text{atm}}^{\text{exp}} - \rho_{\text{mol}}^{\text{calculée}} \quad (\text{V-3})$$

$\rho_{\text{mol}}^{\text{calculée}}$  est la réflectance moléculaire.

	$\theta_s$ (°)	$\theta_g^{\text{inf}}$ (°)	$\theta_g^{\text{sup}}$ (°)
31 Mars	46	43.6	47.3
1 <sup>er</sup> Avril	38.5	36.2	39.9
2 Avril	40	39.9	43.6

Tableau V-1 : angles zénithaux solaires moyens et angles de Gauss les encadrant.

## II.1- Interpolation

Les coefficients  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  sont précalculés pour des angles de Gauss (angles correspondant aux zéros de polynômes de Legendre).

Pour déterminer ces coefficients pour un angle  $\theta_s$  quelconque, on procède à une interpolation linéaire en  $\theta_s$ .

$$a_i(\theta_s) = \frac{\theta_s - \theta_g^{\text{inf}}}{\theta_g^{\text{sup}} - \theta_g^{\text{inf}}} [a_i(\theta_g^{\text{inf}}) - a_i(\theta_g^{\text{sup}})] + a_i(\theta_g^{\text{inf}}) \quad (\text{V-4})$$

où  $i=0, 1, 2$

## II.2- Calcul de la réflectance moléculaire

La réflectance moléculaire est estimée dans la direction  $\theta_v=17.3^\circ$  dans le plan de rétrodiffusion. Au-dessus de la mer, cette grandeur est légèrement contaminée par la présence du glitter, bien qu'observant dans une direction où celui-ci est faible. Cette contamination est d'autant plus importante que le vent est fort, le glitter étant alors plus étalé. Cependant, Gordon (1992) a montré qu'en supposant la mer plate, l'erreur commise sur le calcul de la luminance moléculaire est très faible (du même ordre de grandeur que celle commise sur le calcul de la concentration d'ozone résultant d'une imprécision de 15 mb sur la pression atmosphérique).

La vitesse du vent pouvant atteindre 15 m/s dans les conditions d'étalonnage, on a calculé la luminance moléculaire pour un vent moyen de 5 m/s afin de réduire l'incertitude sur ce calcul pour les fortes vitesses du vent.

## III- RESULTATS

Afin d'examiner plusieurs configurations géométriques, on a testé l'algorithme sur l'image de chaque vol indiquée dans le tableau IV-6, en sélectionnant des pixels vérifiant la condition :

$$\rho^{850}(i, j) \geq \rho^{\text{seuil}} \quad (\text{V-5})$$

La formule de correction utilisée dans le canal à 450 nm, a été bâtie sur des simulations intégrant une réflectance moyenne de l'eau de mer, fixée à 0.021.

On a reporté sur les figures V-1 a et b, le taux de polarisation prévu en fonction du taux de polarisation expérimental. Les droites de régression ne sont pas représentées, mais leurs paramètres statistiques sont consignés dans les tableaux V-2 a et b.

On note que le taux de polarisation inversé est systématiquement inférieur à la mesure, et les écarts vont généralement de 1 à 7% à 450 nm, et de 3 à 10% à 850 nm, avec de fortes dispersions. Les résultats du 31 Mars sont les plus insatisfaisants, ceux du 2 Avril sont au contraire, à peu près acceptables.

	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	<b><math>\sigma</math></b>
<b>31 Mars</b>	0.82	4.18	0.930	0.99
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	0.87	1.31	0.945	0.72
<b>2 Avril</b>	0.93	3.97	0.982	0.83

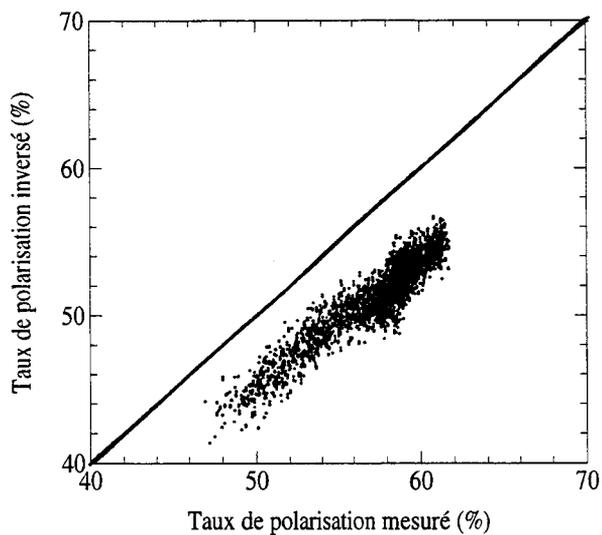
Tableau V-2a : paramètres statistiques des droites de régression des courbes de la planche V-1a

	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	<b><math>\sigma</math></b>
<b>31 Mars</b>	1.08	-10.30	0.996	0.38
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	0.96	-1.07	0.989	0.63
<b>2 Avril</b>	1.04	-4.90	0.998	0.40

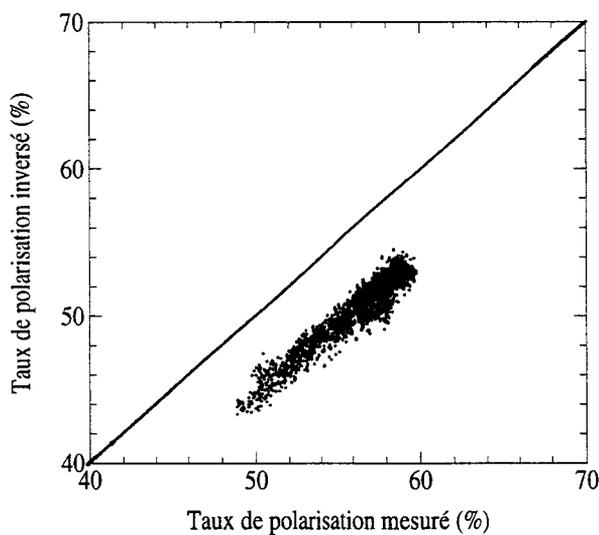
Tableau V-2b : paramètres statistiques des droites de régression des courbes de la planche V-1b

Bien que les précisions obtenues soient très insuffisantes vis-à-vis du cahier des charges de POLDER (précision annoncée de 1%), ces premiers résultats sont cependant encourageants, si l'on tient compte des nombreuses imperfections de l'appareil utilisé (première version) comme de la chaîne d'acquisition. Il est intéressant de remarquer, par exemple, que l'algorithme donne des résultats relativement corrects pour le vol du 1<sup>er</sup> Avril, où on a vu que le glitter était très anisotrope. Ceci confirme bien que l'algorithme ne dépend pas de la modélisation proprement dite du glitter, modélisation qui ne peut intervenir que par des termes de couplage réflexion-diffusion de très faible influence.

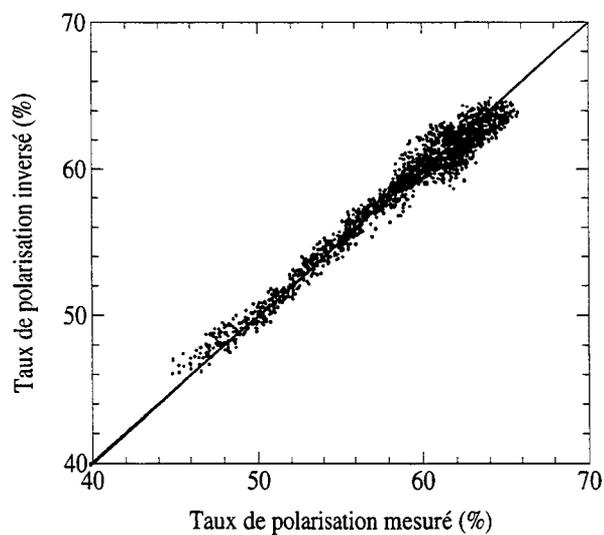
**31 Mars ( $v = 7 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**1<sup>er</sup> Avril ( $v = 15 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.11$ )**

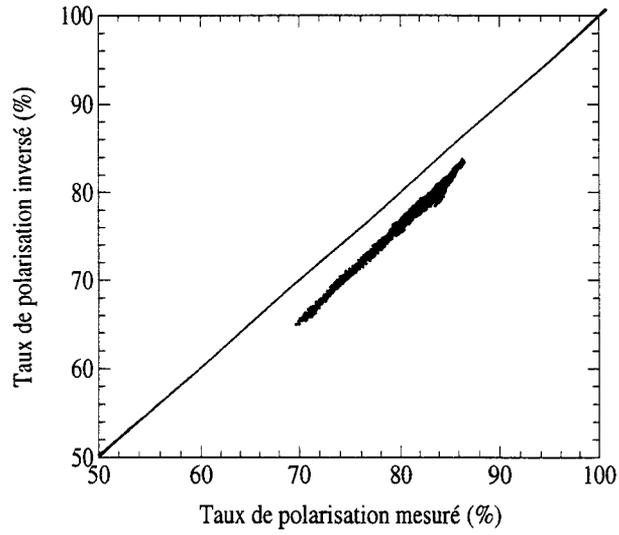


**2 Avril ( $v = 4 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**

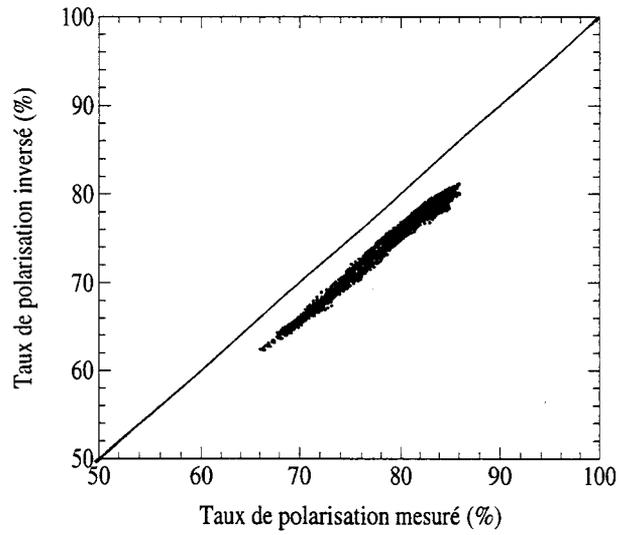


**Planche V-1a :  $\lambda = 450 \text{ nm}$**

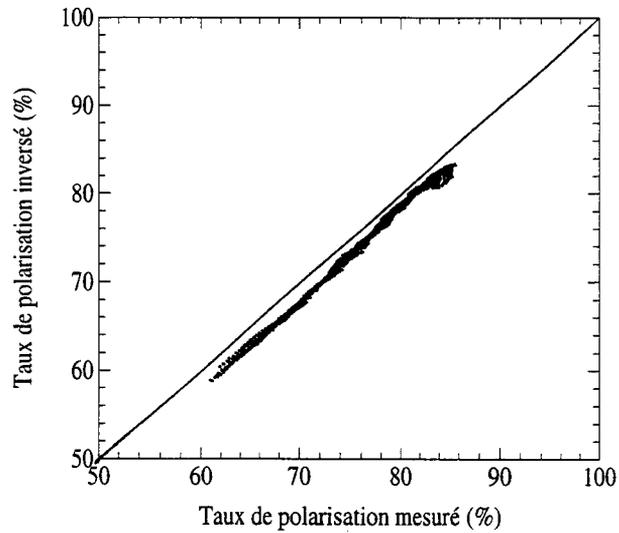
**31 Mars ( $v = 7 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**1<sup>er</sup> Avril ( $v = 15 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.11$ )**



**2 Avril ( $v = 4 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**Planche V-1b :  $\lambda=850 \text{ nm}$**

## IV- DISCUSSION

Les résultats de l'inversion sont cependant globalement très insuffisants, et on doit chercher l'origine de ces déficiences. Pour inverser le taux de polarisation, nous utilisons la luminance du glitter et la luminance atmosphérique. Dans le chapitre précédent, on s'est contenté de comparer aux mesures des simulations utilisant un modèle d'aérosols moyen, appliqué aux différents cas, ce qui semble justifié, vu le faible impact du type de particules au signal du glitter. Un biais d'étalonnage en luminance ne peut avoir aucune incidence sur l'inversion, conformément à l'étude faite au paragraphe IV.1 du chapitre III.

Pour essayer de comprendre les mauvais résultats de l'inversion, il est nécessaire de comparer la luminance atmosphérique mesurée à celle simulée. Cette grandeur étant sensible au type d'aérosols, on l'a simulée pour deux modèles : le modèle Médimar (c'est à dire celui utilisé dans les simulations du chapitre IV) et un modèle spécifique à chaque cas, ajusté sur la valeur du coefficient d'Angström mesuré le même jour (cf. tableau IV-3a pour les coefficients d'Angström).

Pour avoir une vue d'ensemble, on a aussi comparé aux calculs, la luminance et le taux de polarisation du glitter. On a donc représenté sur les planches V-2 a et b, les luminances et taux de polarisation sur la radiale du plan principal.

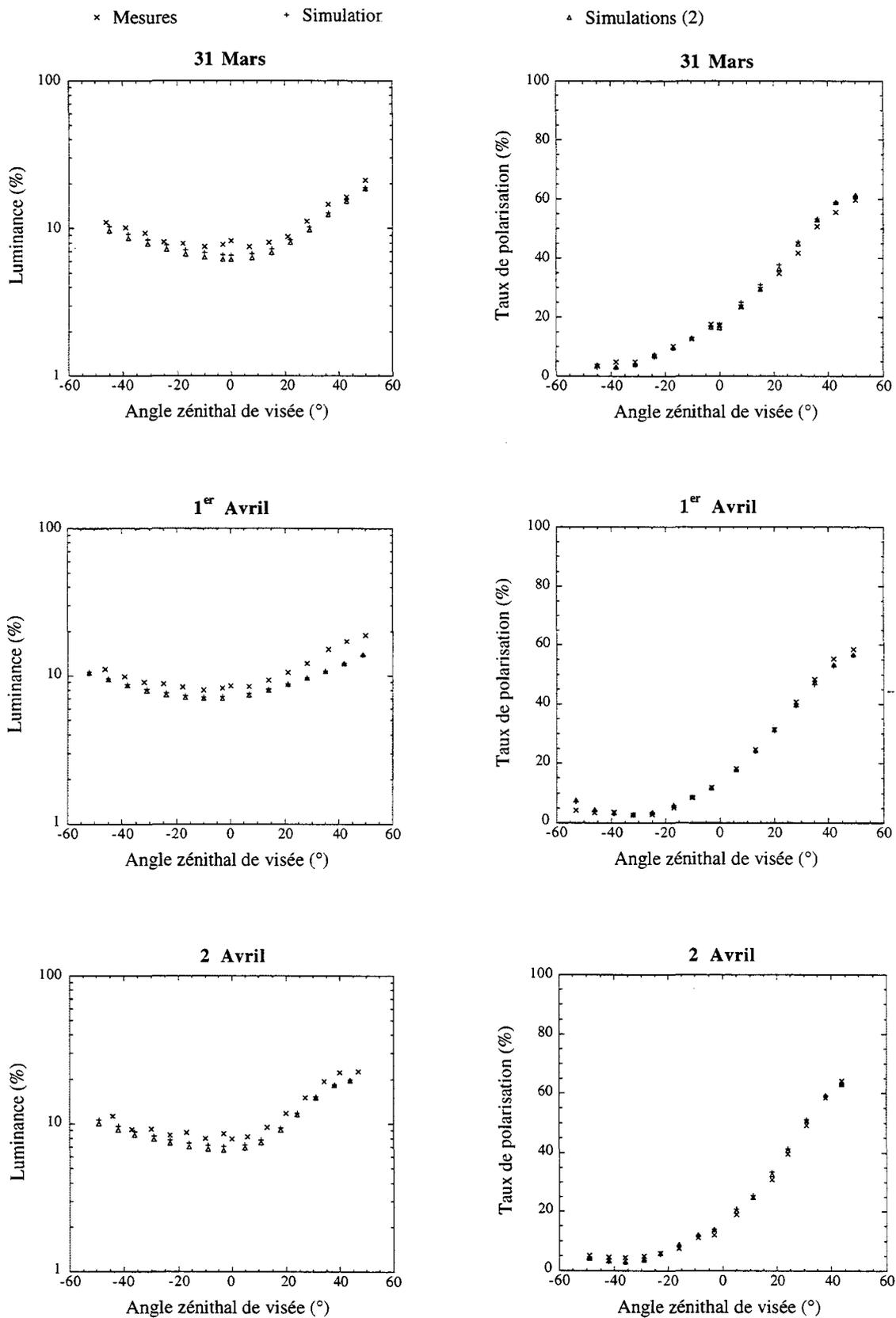
La luminance atmosphérique mesurée est assez systématiquement supérieure à la simulation, à 450 et 850 nm. Sauf pour le 1<sup>er</sup> Avril, à 850 nm, la luminance mesurée dans la tache du glitter est faible par rapport à la simulation, mais c'est l'inverse dans le canal à 450 nm. L'accord en polarisation est bon.

Les mauvais résultats de l'inversion pourraient donc être liés :

- d'une part, à un biais sur la réflectance atmosphérique mesurée qui serait trop élevée, ce qui pour l'algorithme signifie une forte présence d'aérosols, et par conséquent un taux de polarisation plus faible. Cette hypothèse n'est pas absurde ; elle pourrait correspondre à une mauvaise correction de la contamination par la lumière parasite, surtout à 450 nm où cette correction n'a pas été appliquée aux images.
- au choix des modèles de base utilisés pour construire la formule de correction. Cette seconde

hypothèse est certainement à envisager. L'ensemble des mesures in-situ indique des coefficients d'Angström autour de 1.5 pendant la campagne Médimar (ce qui correspond probablement à des aérosols de type continental transportés au-dessus de la Méditerranée) alors que l'algorithme a été conditionné pour des aérosols marins, plus gros et non absorbants.

On étudiera donc ces différents aspects.



**Planche V-2a :  $\lambda=450$  nm.** Comparaisons des mesures aux simulations réalisées :  
 (1) avec le modèle "Médimar"  
 (2) avec le modèle ajusté sur la valeur du coefficient d'Angström.

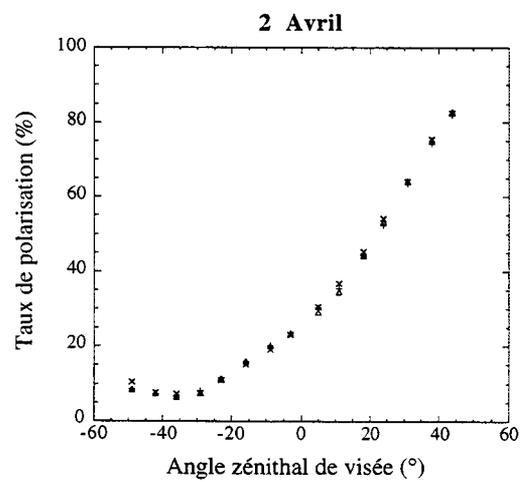
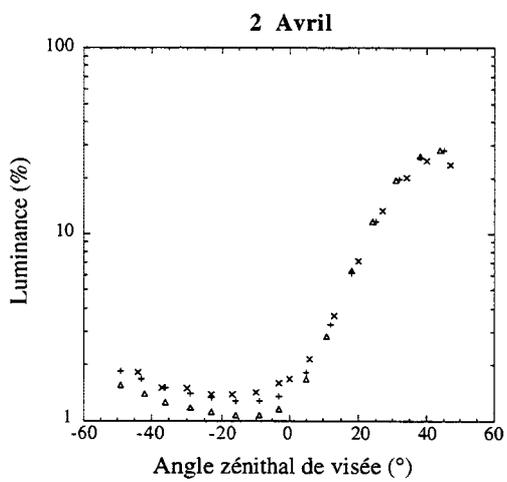
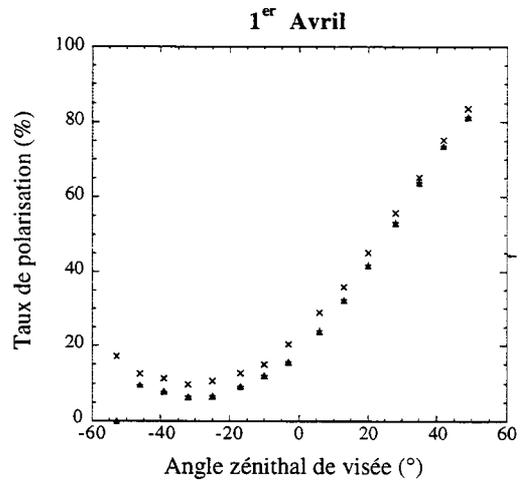
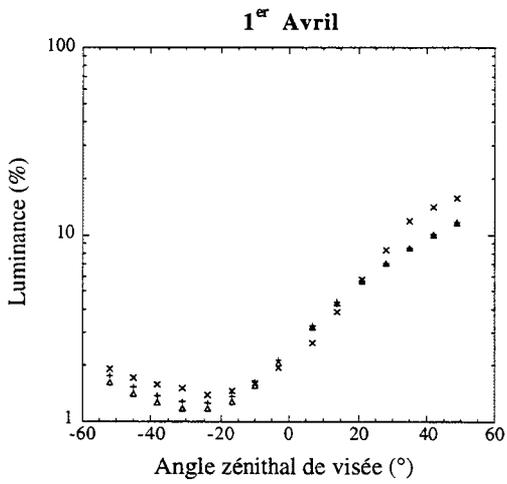
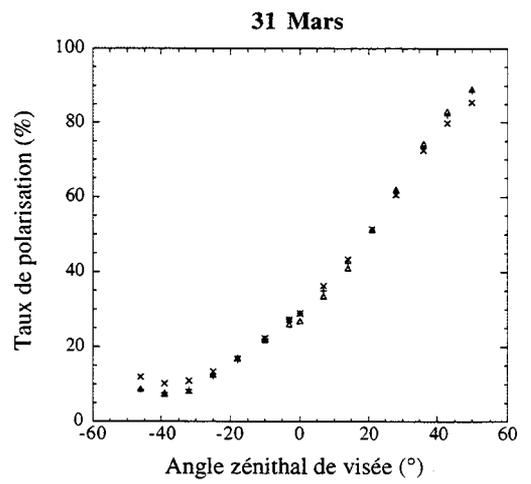
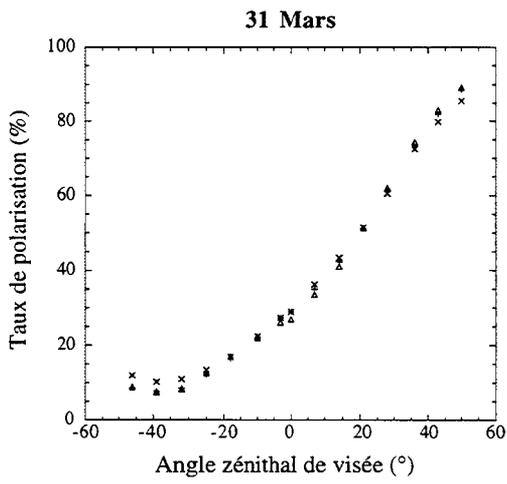


Planche V-2b :  $\lambda=850$  nm. même légende que sur la planche V-2a.

#### IV.1- Ajustement de la réflectance atmosphérique

Les courbes des planches V-2 a et b, montrent que la luminance atmosphérique mesurée est généralement supérieures aux simulations. On peut donc douter de l'exactitude de la luminance atmosphérique.

Dans cette section, on a donc supposé la mesure de la luminance atmosphérique biaisée, et on a fait une validation semi-expérimentale. On a introduit dans l'algorithme, à 850 nm, non pas la réflectance atmosphérique mesurée mais celle calculée avec le modèle d'aérosols inversé (cf. tableau IV-3a) et l'épaisseur optique mesurée. Ceci revient à diminuer la luminance atmosphérique. A 450 nm, on a de plus réajusté la luminance pour obtenir un meilleur accord.

Sur les planches V-3 a et b, le taux de polarisation ainsi prévu est tracé en fonction du taux de polarisation mesuré. Les paramètres statistiques des droites de regression sont consignés dans les tableaux V-4 a et b.

En substituant à la luminance atmosphérique mesurée la valeur "théorique", on améliore nettement l'inversion à 450 et à 850 nm. L'amélioration est surtout nette sur la journée du 31 Mars, où l'écart entre la valeur expérimentale et la valeur théorique de la luminance atmosphérique est de 50%. Cependant, on note toujours de fortes dispersions dans le canal visible, bien que celles-ci soient un peu résorbées.

	450 nm			850 nm	
	$L_a(\text{exp})$	$L_a(\text{théo})$	$L_a(\text{ajust})$	$L_a(\text{exp})$	$L_a(\text{théo})$
<b>31 Mars</b>	0.077	0.067	0.071	0.015	0.01
<b>1er Avril</b>	0.085	0.072	0.078	0.015	0.013
<b>2 Avril</b>	0.076	0.072	0.074	0.013	0.011

Tableau V-3a : Luminance atmosphérique expérimentale ( $L_a(\text{exp})$ ), théorique ( $L_a(\text{théo})$ ), et ajustée ( $L_a(\text{ajust})$ ).

	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	$\sigma$
<b>31 Mars</b>	0.99	0.68	0.970	0.77
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	1.15	-8.93	0.978	0.58
<b>2 Avril</b>	0.96	3.17	0.982	0.86

Tableau V-4a : paramètres statistiques des droites de régression des courbes de la planche V-3b (450 nm)

	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	$\sigma$
<b>31 Mars</b>	1.18	-11.79	0.998	0.25
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	1.06	-6.38	0.994	0.49
<b>2 Avril</b>	1.10	-8.12	0.998	0.36

Tableau V-4b : paramètres statistiques des droites de régression des courbes de la planche V-3b (850 nm)

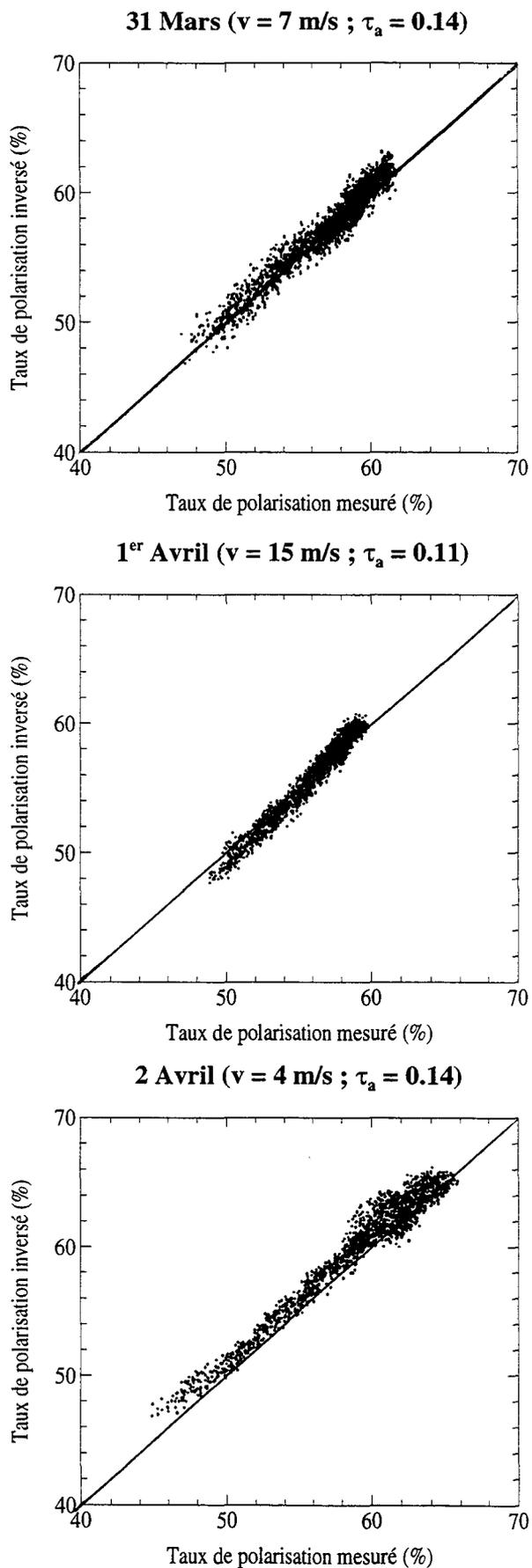
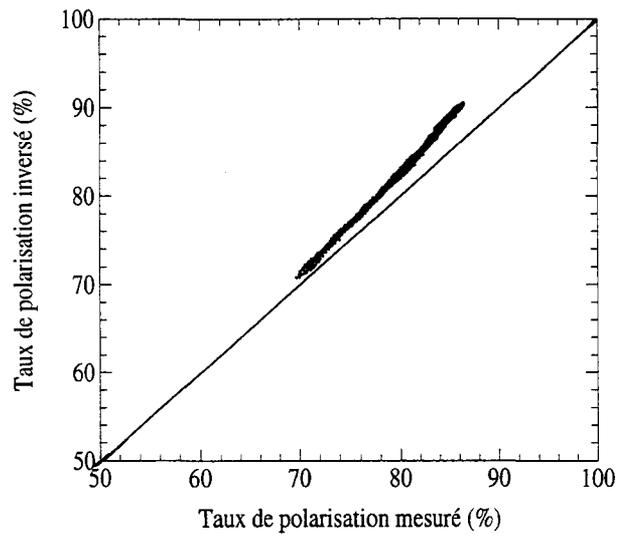
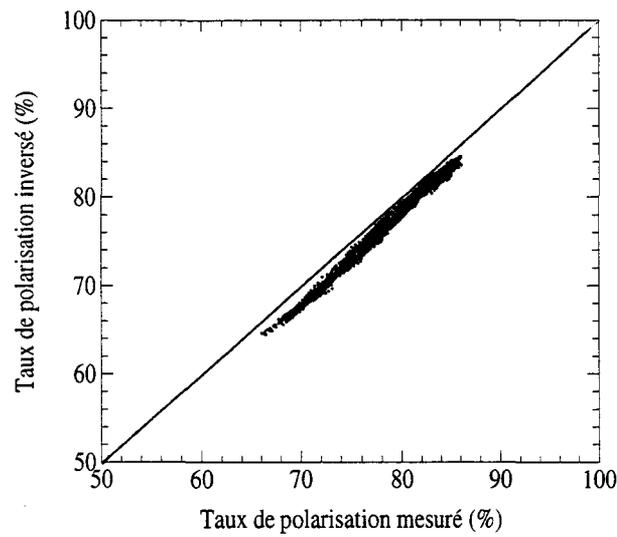


Planche V-3 a : inversion faite en ajustant la réflectance atmosphérique ;  $\lambda=450 \text{ nm}$ .

**31 Mars ( $v = 7 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**1<sup>er</sup> Avril ( $v = 15 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.11$ )**



**2 Avril ( $v = 4 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**

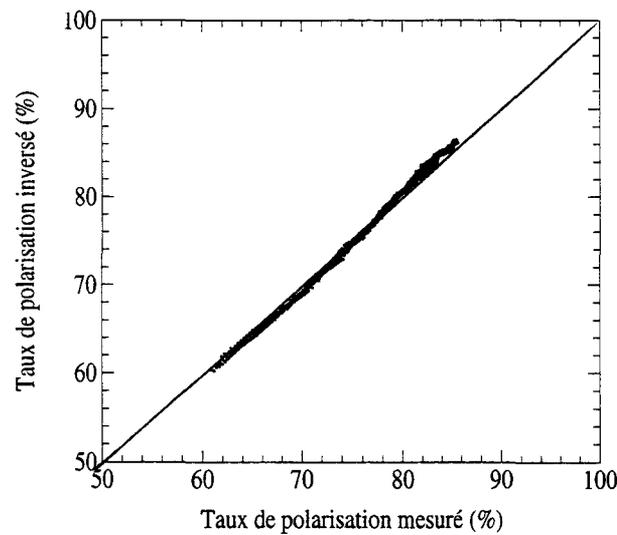


Planche V-3b : inversion faite en ajustant la réflectance atmosphérique ;  $\lambda=850 \text{ nm}$ .

## IV.2- Adaptation des modèles de référence

On a vu dans le paragraphe IV.4 du chapitre III, l'importance du choix des modèles de base utilisés pour calculer les coefficients  $a_j$  de la formule de correction. Comme les mesures sol indiquent un coefficient d'Angström de l'ordre de 1.5, on a recalculé les coefficients  $a_j$  de la formule de correction, en utilisant des modèles de référence ayant des caractéristiques proches des modèles d'aérosols rencontrés pendant la campagne Médimar. Les modèles sélectionnés sont d'indice 1.33 et ont des coefficients d'Angström allant de 1.2 à 2, c'est à dire des particules de petite taille.

On a appliqué la nouvelle formule de correction aux trois images retenues, et on a représenté sur les planches V-4 a et b, le taux de polarisation prévu en fonction de la mesure. Dans les tableaux V-5 a et b, on a reporté les paramètres statistiques des droites de regression.

On note une nette amélioration par rapport aux courbes de la planche V-1. Sauf pour le 1<sup>er</sup> Avril où on relève des biais d'à peu près 4 %, les résultats sont globalement satisfaisants. Dans le cas du 1<sup>er</sup> Avril, une adaptation des modèles de base est certes nécessaire, mais insuffisante. Pour espérer un meilleur accord, on devra aussi corriger la luminance atmosphérique.

Ces résultats confirment l'importance de la fourchette des modèles de base.

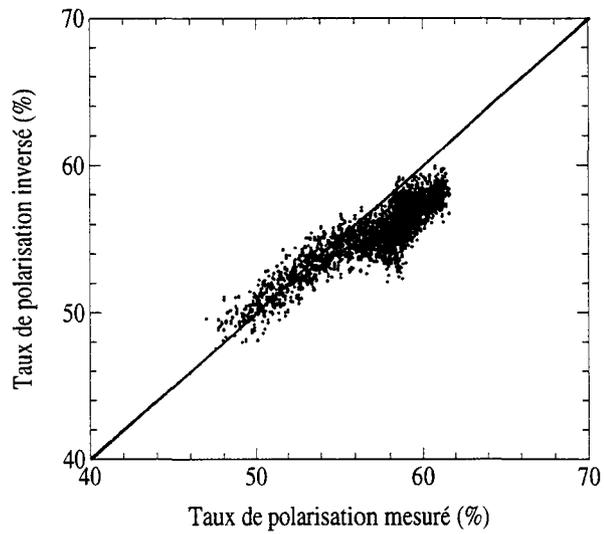
	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	<b><math>\sigma</math></b>
<b>31 Mars</b>	0.64	18.4	0.90	0.97
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	0.70	13.7	0.91	0.77
<b>2 Avril</b>	0.86	10.0	0.98	0.77

Tableau V-5a : paramètres statistiques des droites de regressions des courbes de la planche V-4a.  $\lambda=450$  nm

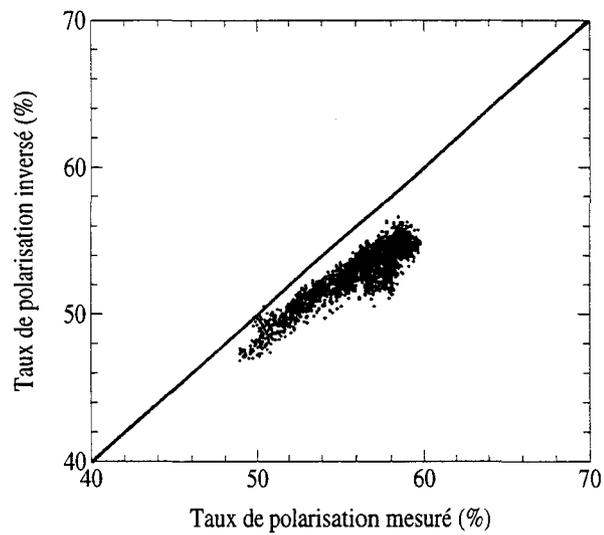
	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>r</b>	<b><math>\sigma</math></b>
<b>31 Mars</b>	1.00	-0.04	0.998	0.23
<b>1<sup>er</sup> Avril</b>	0.96	0.32	0.993	0.53
<b>2 Avril</b>	1.04	-3.64	0.998	0.34

Tableau V-5b : paramètres statistiques des droites de regressions des courbes de la planche V-4b.  $\lambda=850$  nm

**31 Mars ( $v = 7 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**1<sup>er</sup> Avril ( $v = 15 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.11$ )**



**2 Avril ( $v = 4 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**

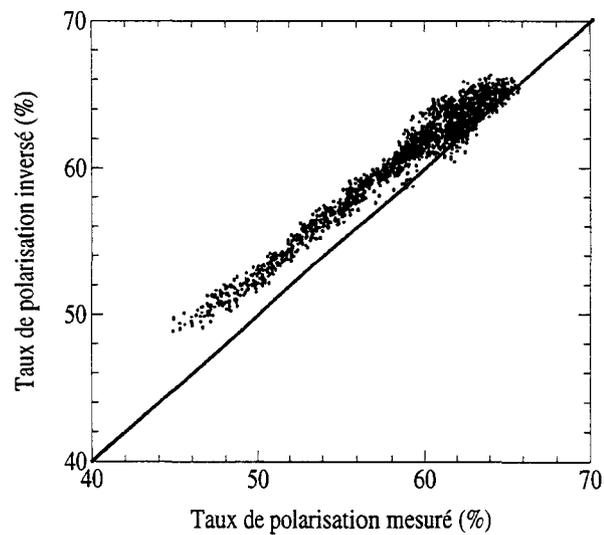
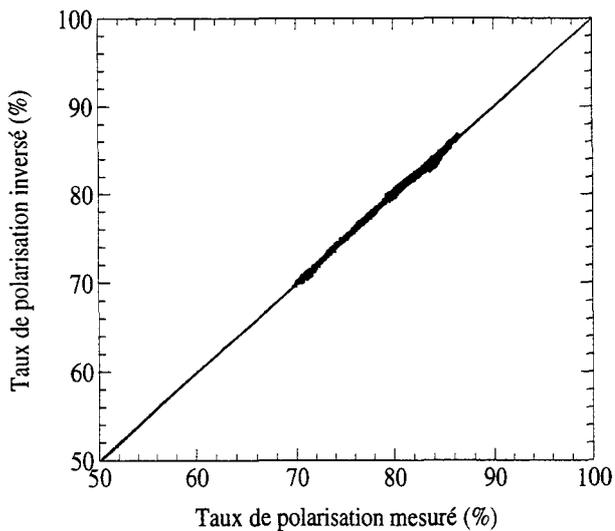
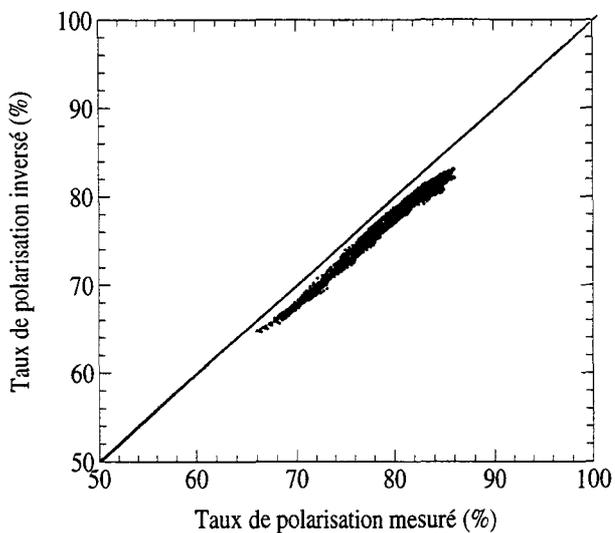


Planche V-4a :  $\lambda = 450 \text{ nm}$

**31 Mars ( $v = 7 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**



**1<sup>er</sup> Avril ( $v = 15 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.11$ )**



**2 Avril ( $v = 4 \text{ m/s}$  ;  $\tau_a = 0.14$ )**

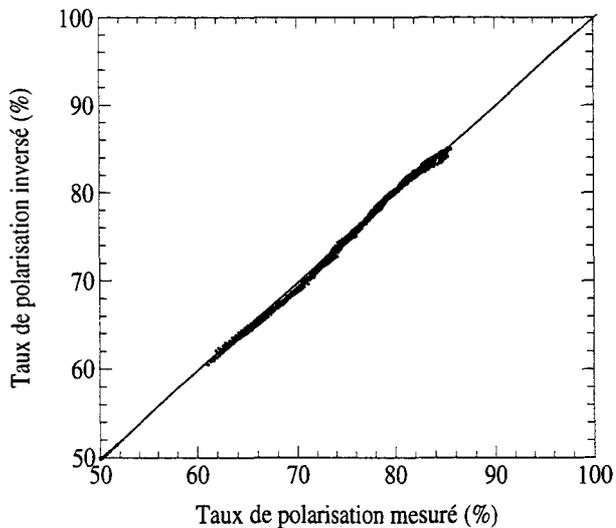


Planche V-4b :  $\lambda = 850 \text{ nm}$

## V- CONCLUSION

Un premier essai de validation expérimentale, de l'algorithme d'étalonnage en polarisation, a donné des résultats acceptables mais insuffisants. A 850 nm, on note un biais de l'ordre de 3% sur l'inversion, et à 450 nm, outre les biais, on a également relevé de fortes dispersions entre inversion et mesure.

L'analyse des mesures montre que la luminance atmosphérique est anormalement élevée par rapport aux simulations.

Deux hypothèses ont donc été posées. La première met en cause la qualité des mesures, la seconde, celle de l'algorithme.

Une diminution de la luminance atmosphérique attribuée à un résidu de lumière parasite permet d'améliorer un peu l'inversion, mais la précision n'est pas meilleure que 1%. Cette hypothèse semble d'ailleurs peu crédible. La lumière parasite totale est évaluée à environ 0.005, pendant la campagne Médimar et la correction envisagée consisterait à doubler cette lumière.

La seconde solution a consisté à recalculer les coefficients de la formule de correction à partir d'une nouvelle base de modèles. Cela a conduit à une meilleure inversion de la polarisation des images Médimar. Il subsiste néanmoins un biais d'environ 3% dans le cas du 1<sup>er</sup> Avril. Bien que la qualité finale des résultats soit similaire dans les deux hypothèses, il est à peu près certain que cette seconde hypothèse est plus réaliste. On sait que l'algorithme ne peut atteindre la précision souhaitée que s'il est ajusté sur une base de modèles représentatifs (cf. chapitre III, §. IV.4).

La planche V-4 qui intègre une telle base présente donc les résultats les plus fiables obtenus.

Les écarts résiduels pourraient être dus à une réflectance de l'écume (ou de sédiments), si le modèle de Koepke est en défaut pour les zones relativement proches des côtes survolées pendant Médimar.

## **Conclusion**

## CONCLUSION

De nombreuses études ont mis en évidence l'influence de l'atmosphère ainsi que l'importance de l'état de surface sur le signal océanique détecté au-dessus de l'atmosphère.

Si la mer est plate, le rayonnement solaire arrivant à sa surface se réfléchit suivant les lois de Descartes. Mais pour une mer un peu agitée, Cox et Munk ont montré que seule une fraction de vagues était convenablement orientée pour renvoyer la lumière dans une direction de visée, et cette fraction est reliée à la vitesse du vent par une loi statistique. Par ailleurs, la lumière réfléchie est surtout localisée autour de la direction spéculaire, et elle est fortement corrélée à la vitesse du vent.

La quantité de molécules présente dans l'atmosphère étant constante pour une température et une pression données, l'influence de l'atmosphère variera selon le type et la quantité de particules dont elle est constituée.

Dans le chapitre II, on a montré que la connaissance du taux de polarisation apparent du glitter, au-dessus de l'atmosphère, nécessitait des mesures in-situ de vitesse du vent et d'épaisseur optique des aérosols. On a aussi vérifié que les réflectances du glitter et de l'atmosphère étaient intimement liées respectivement à la vitesse du vent et à l'épaisseur optique des aérosols. Il a alors été possible d'exprimer le taux de polarisation apparent du glitter en substituant à la vitesse du vent et à l'épaisseur optique des aérosols ces deux réflectances, qui sont quasi-simultanément accessibles grâce à la multidirectionalité de l'appareil POLDER.

Partant de ces arguments, on a élaboré un algorithme d'étalonnage en vol en taux de polarisation, utilisant des réflectances précalculées pour différents modèles d'atmosphère et pour diverses rugosités de surface. Pour prévoir le taux de polarisation au niveau du capteur, cet algorithme ne nécessite que la connaissance de la géométrie du problème (angles zénithaux du soleil et d'observation, angle azimutal d'observation par rapport au plan solaire).

L'algorithme a été testé sur des simulations faites dans la tache du glitter. Les résultats obtenus sont assez satisfaisants, et la précision est acceptable pour des angles solaires compris entre 20 et 48°. Cependant celle-ci se dégrade légèrement quand on passe du proche infrarouge au visible.

L'un des avantages de cet algorithme est qu'il ne nécessite aucune donnée exogène. De plus, il est indépendant de la qualité de l'étalonnage absolu en luminance.

Cependant, il présente plusieurs défauts. L'algorithme ne corrige pas la réflectance d'écume; il ne sera possible de s'en affranchir qu'en limitant par exemple les conditions d'étalonnage aux cas où la vitesse du vent est faible ( $\leq 5$  m/s), c'est à dire en fixant un seuil sur la luminance spéculaire. Par ailleurs, à 450 nm, il ne corrige pas correctement la réflectance diffuse de l'eau de mer; on s'en affranchira partiellement en établissant la formule de correction sur des simulations intégrant une composante standard de l'eau de mer, puis en itérant éventuellement à partir des premiers "produits" de la chaîne "couleur de l'eau".

Enfin, la formule de correction établie n'est pas universelle. Elle suppose des aérosols ayant des caractéristiques voisines de celles des modèles de référence utilisés pour la bâtir. Par conséquent, pour la rendre opérationnelle, on devra procéder par itération en adaptant les modèles de base, après inversion des aérosols à partir des algorithmes spécifiques.

Un essai de validation de l'algorithme d'étalonnage sur des mesures expérimentales donne des résultats globalement acceptables, bien qu'à 450 nm on note de fortes dispersions.

Dans le chapitre IV, on a essayé d'analyser les mesures obtenues pendant la campagne MEDIMAR. Une étude comparative des mesures avec des simulations montre une bonne maîtrise de simulation d'images aéroportées. Par ailleurs, elle a permis de mettre en évidence un biais probable sur l'étalonnage absolu en luminance. L'analyse des images expérimentales de la campagne MEDIMAR a aussi montré que si le modèle isotrope du glitter était inapproprié pour le calcul de la luminance dans les cas où la vitesse du vent était forte, il restait valable pour le calcul de la polarisation.

# **Bibliographie**

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Austin R.W. and Moran S., 1974 :

Reflectance of whitecaps, foam and spray in ocean color analysis.

U. California, Vis-Lab., San Diego, SIO Ref. 74.10

Bahethi O.P., Fraser R.S., 1980.

Effect of molecular anisotropy on the intensity and degree of polarization of light scattered from model atmospheres.

Applied Optics, 19, 1333-1337.

Bréon F.M., 1993 :

An analytical Model for the cloud-free atmosphere-ocean system reflectance.

Remote Sensing of Environ., 43, 179-192.

Bréon F.M, Deschamps P.Y., 1993 :

Optical and physical parameter retrieval from POLDER measurements over the ocean using an analytical model.

Remote Sensing of Environ., 43, 193-207.

Chandrasekhar S., 1959 :

Radiative transfer

Dover publ., N.Y.

Coulson, K.L., 1959 :

Characteristics of the radiation emerging from the top of a Rayleigh atmosphere. Part I : Intensity and polarization.

Planet. Space Sci. 1, 265-276.

Coulson, K.L., 1959 :

Characteristics of the radiation emerging from the top of a Rayleigh atmosphere. Part II : total upward flux and albedo.

Planet. Space Sci. 1, 277-284.

Coulson K.L., 1980 :

Characteristics of skylight at the zenith during twilight as indicator of atmospheric turbidity. 1: Degree of polarization.

Applied Optics, 19, 3469-3479.

Cox C., Munk W., Nov. 1954a :

Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter.

J. of the optical society of America, vol. 44, No. 11.

Cox C, Munk W., 1954b :

Statistics of the sea surface derived from sun's glitter.

J. Opt. Soc. Am., 44, 838-850.

Cox C., Munk W., 1956 :

Slopes of the sea deduced from photographs of sun glitter.

University of Cal. Press, Berkley.

Dave J.V., Furukawa P.M., 1966 :

Intensity and polarization of the radiation emerging from and optically thick Rayleigh atmosphere.

J. Opt. Soc. America, 56, 394-400.

Deirmeidjian D., 1969 :

Electromagnetic scattering of spherical polydispersions.

Elsevier, N.Y.

Deschamps P.Y., Herman M., Tanré D., 1983 :

Modeling of the atmospheric effect and its application to the remote sensing of ocean color.

Applied opt., 23, 3751-3758.

Deschamps P.Y., Herman M., Podaire A., Leroy M., Laporte M., Vermande P., 1990 :

A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth reflectances : POLDER.

Remote Sensing for the nineties, Proc. 10th IGARSS, 20-24 May 1990, Washington.

DC, IEEE Catalog, No. 90CH2825-8, IEEE, N.Y., vol. 3, 1769-1774.

Deschamps, Bréon, Leroy, Podaire, Bricaud, Buriez, Sèze, May 1994 :

The POLDER Mission: Instrument characteristics and scientific objectives.

IEEE transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 32, No. 3.

Deuzé J.L., Herman M., Santer R., 1989 :

Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system.

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., vol. 41, No. 6, P. 483-494.

Eschelbach, 1971 :

A direct method for the integration of the equation of radiative transfer in a turbid atmosphere.

J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 21, 757-765.

Fraser R.S., Walker W.H., 1971 :

Effect of specular reflection at the ground on light scattered from a Rayleigh atmosphere.

J. opt. soc. Am., 58, 636-644.

Fraser, Kaufman, Mahoney, 1984 :

Satellite measurements of aerosol mass and transport.

Atmos. Environ., 18, 2577-2584.

Fraser R.S., Kaufman Y.J., 1986 :

Calibration of satellite sensors after launch.

Applied Optics, 25, 1177-1185.

Goloub P., 1992 :

Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ POLDER. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée.

Thèse d'Université.

University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France.

Gordon H.R., Clark D.K., (1981) :

Clear water radiances for atmospheric correction of coastal zone color scanner imagery.

Applied Optics, 20, 4175-4180.

Gordon H., Wang M., 20 July 1992 :

Surface Roughness considerations for atmospheric correction of ocean color sensors. I: The Rayleigh scattering component.

Applied Optics, vol. 31, No. 21.

Griggs, 1957 :

Measurements of atmospheric aerosol optical thickness over water using ERTS-1 data.  
J. Air pollution. Control Assoc., 25, 622-626

Holben B.N., Kaufman Y., Kendall J., 1990 :

NOAA-11 AVHRR visible and near-IR inflight calibration.  
Int. J. Remote Sensing, vol. 11, No. 8, 1511-1519.

Jerlov N.G., 1968 :

Optical Oceanography.  
Elsevier, N.Y.

Kattawar G.W., Plass G.N., Guinn J.A., 1973 :

Monte Carlo calculations of the polarization of radiation in the Earth's atmosphere-ocean system:  
J. Phys. Oceanogr. 3, 353-372.

Kaufman, Holben, 1992 :

Calibration of the AVHRR visible and near IR sensors using molecular scattering, ocean glint and desert reflection.  
Int. J. Remote Sens., in press.

Kaufman Y., Feb. 20, 1993 :

Aerosol optical thickness and atmospheric path radiance.  
J. of Geophys. Res. Vol. 98, No. D2, P. 2677-2696.

Kaufman Y., Nakajima T., 1993 :

Effect of Amazon smoke on cloud microphysics and albedo- Analysis from satellite imagery.  
J. of Applied Meteorology, Vol. 32, P. 729-744.

Koepke P., Kriebel K. T., 1978 :

Influence of measured reflection properties of vegetated surfaces on atmospheric radiance and its polarization.  
Applied optics. 17, 2.

Koepke P., Quenzel H., Dec. 20, 1979 :

Turbidity of the atmosphere determined from satellite : calculation of the optimum viewing geometry.  
J.of Geophysical Res. Vol. 84, No. C12, P. 7847-7856.

Koepke P., Quenzel H., 1982 :

Most suitable conditions for aerosol monitoring from space.  
Adv. Space Res. 2, 29.

Koepke P., 1 June 1984 :

Effective reflectance of the oceanic whitecaps.  
Applied Optics, vol.23, NO. 11.

Lenoble J., 1993 :

Atmospheric radiative transfer.  
A. Deepak, Hampton, USA.

Mitchell G., April 15, 1994 :

Coastal zone color scanner retrospective.  
J. of Geophysical Res., vol. 11, No. C4, P.7291-7292.

Monahan E.C., 1971 :

Oceanic Whitecaps.  
J. phys. ocean 1, 139.

Monahan E.C., O'Muircheartaigh, 1980 :

Optical power law description of oceanic whitecaps coverage dependence on wind speed.  
J. phys. ocean 10, 2094.

Morel A., Sept. 15, 1988 :

Optical Modeling of the Upper Ocean in relation to its Biogenous Matter Content (CASE I Waters).  
J. of Geophys. Res., vol. 93, No. C9, P. 10749-10768.

Nakajima T., Tanaka M., 1983 :

Effect of wind generated-waves on the transfer of solar radiation in the atmosphere-ocean system.  
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 29, 521.

Plass G.N., Kattawar G.W., Guinn J.A., 1975 :

Radiative transfer in the Earth's atmosphere and ocean: influence of ocean waves.  
Applied Optics, 14, 1924-1936.

Plass G.N., Kattawar G.W., Guinn J.A., Dec. 1976 :

Radiance distribution over a ruffled sea : contributions from glitter, sky, and ocean.  
Applied Optics, vol. 15, No. 12. 3161-3165.

Quenzel H., Kaestner M., 1980 :

Optical properties of the atmosphere. Calculated variability and application to satellite remote sensing of phytoplankton.

Applied Optics, 19, 1338.

Raschke E., 1972 :

Multiple scattering calculations of the transfer of solar radiation in an atmosphere-ocean system.

Beitr. Phys. Atmos. 45, 1.

Roger J.C., 1991 :

Etudes spatiales en lumière polarisée. Préparation de l'instrument POLDER.

Thèse d'Université.

University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France.

Ross D.B., Cardone V., 1974 :

Observations of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed.

J. Geophys. Res. 79, 444.

Santer R., Herman M., Tanré D., Lenoble J., 1988 :

Characterization of stratospheric aerosol from polarization measurements.

J. Geophys. Res. 93, 14209-14221.

Santer R., Herman M., Lenoble J., 1983 :

Retrieval of aerosol optical characteristics from polarization measurements of reflected solar radiation above the oceans.

Proc. XXIII Plenary Meeting of COSPAR, Ottawa, Canada 17 May -3 June 1982.

Adv. Space res. 2, 65-70.

Slater P.N., Bigger S.F., Holm R.G., Jakson, Mao, Moran, Palmer, Yuan, 1987 :

Reflectance and radiance based methods for in-flight absolute calibration of multispectral sensors.

Remote Sensing of Environ., 22, 11-37.

Smith, Levin, Abel, Jacobowitz, 1988 :

Calibration of the solar channels of the NOAA-9 AVHRR using high altitude aircraft measurements.

J. of Atmospheric and Oceanic Technology, 5, 631-639.

Takashima T., 1975 :

Polarimetric investigation of the size distribution and refractive index of the atmospheric aerosols by using remote sensing satellite measurements.

J. Meteol. Soc. Jap. 55, 458-466.

Takashima T., Masuda K., 1985 :

Degree of polarization and radiance of the upwelling radiation from an atmosphere ocean system.

Applied Optics, 24, 2423-2429.

Tanaka M., Nakajima T., 1977 :

Effect of oceanic turbidity and index of refraction of hydrosols on the flux of solar radiation in the atmospheric-ocean system.

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 18, 93.

Tanaka, Takamura M.T., Nakajima T., 1983 :

Refractive index and size distribution of aerosols as estimated from light scattering measurements.

J. Climate Appl. Meteor., 22, 1253-1261.

Teillet, Slater, Ding, Santer, Jackson, Moran, 1990 :

Three methods for the absolute calibration of the NOAA AVHRR sensors in flight.

Remote Sensing of Environ., 31, 105-120.

Vermote E., 1990 :

Effets d'atmosphère en Télédétection.

Thèse d'Université.

University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France.

Vermote E., Santer R., Deschamps P.Y., Herman M., 1992 :

In-flight calibration of large field of view sensors at short wavelengths using Rayleigh scattering.

Int. J. remote sensing, vol. 13, No. 18, 3409-3429.

Viollier M., 1980 :

Télédétection des concentrations de sestons et pigments chlorophylliens contenus dans l'océan.

Thèse d'Etat.

University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France.

Wu J., 1979 :

Oceanic whitecaps and sea state.

J. Phys. Ocean 9, 1064.

