

50376
1998
201

N° d'ordre: 2342

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

LASERS, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par

Bertrand FOUGNIE



Contribution à l'observation de la Couleur de l'Océan

à partir du capteur spatial POLDER :

Soutenue le 2 octobre 1998 devant Jury composé de

M. Maurice Herman	Professeur à l'Université de Lille	Président du jury
M. Howard Gordon	Professeur à l'Université de Miami	Rapporteur
M. Robert Frouin	Chercheur à SIO, La Jolla	Rapporteur
M. Pierre-Yves Deschamps	Chercheur au LOA, Lille	Directeur de thèse
Mme Anne Lifermann	Responsable scientifique de POLDER, CNES	Examinatrice
Mme Annick Bricaud	Chercheur au LPCM, Villefranche/mer	Examinatrice
M. Richard Santer	Professeur à l'Université du Littoral	Examineur
M. Michel Wartel	Professeur à l'Université de Lille	Examineur

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
U.F.R. de Physique Fondamentale
Université des Sciences et Technologies de LILLE
59655 Villeneuve d'Ascq - France

à Nathalie

Alexandre et Mathieu

Résumé

Cette étude, qui a évolué dans le contexte de l'expérience satellitale POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances, se concentre sur la télédétection de la Couleur de l'Océan.

L'observation de l'océan depuis l'espace ne peut s'affranchir des phénomènes de diffusion et d'absorption par les molécules, les aérosols et les nuages, qui règnent au sein de l'atmosphère terrestre. Un algorithme de correction atmosphérique est donc nécessaire.

En premier lieu, ce travail a contribué, par des mesures expérimentales appuyées de simulations numériques, à préciser un des facteurs entrant en jeu lors des corrections, à savoir la perturbation par l'écume de mer. Les propriétés spectrales et directionnelles de la réflectance d'écume sont étudiées.

Puis, dans le but d'évaluer les performances des corrections réalisées par l'algorithme, il a été nécessaire de constituer un jeu large de mesures in-situ de réflectances marines et de transmissions atmosphériques. Pour cela, un radiomètre de terrain, le Simbad, permettant une mesure rapide et facile de ces grandeurs, a été développé. La mesure de réflectance marine effectuée par Simbad par dessus la surface de l'océan, utilise la polarisation afin de s'affranchir des effets de réflexion du ciel et constitue de ce fait une innovation.

En se basant sur les meilleures comparaisons entre les données POLDER de niveau 1 (les luminances normalisées en haut de l'atmosphère) et des simulations réalisées à partir de mesures in-situ, l'étalonnage radiométrique du capteur POLDER a été contrôlé et ajusté. Finalement, la validation des paramètres POLDER de Couleur de l'Océan (réflectances marines et concentrations en pigments), encore actuellement en cours, a permis d'évaluer la précision sur ces différents produits. Cette précision, proche des objectifs de la mission, démontre que l'étude de la Couleur de l'Océan peut être envisagée, à l'échelle globale, à partir des données POLDER.

Abstract

This work, developed in the context of the POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances (POLDER) space mission, speaks about ocean color remote sensing.

The observation of the ocean from space is perturbed by scattering and absorption phenomenons by molecules, aerosols and clouds within the terrestrial atmosphere. Consequently, an algorithm for atmospheric correction is necessary.

In a first study, this work has contributed, by experimental measurements confortated by numerical computations, to specify one of the factors usefull in the correction, i.e., the perturbation by whitecaps. The spectral and directional properties of the whitecaps reflectance are described.

After this, with the intent to evaluate the performances of the corrections realized by the algorithm, it was necessary to constitute a large set of in-situ measurements of marine reflectances and atmospheric transmissions. Therefore, a hand-held radiometer, the Simbad, capable to make fastly and easily measurements of these magnitudes, was developed. The Simbad above-water measurement of marine reflectance, uses the polarization to reduce the skylight reflection and consequently represents an innovation.

Based on the best comparisons between the POLDER level 1 products (the top of the atmosphere normalized radiances) and computations made using in-situ measurements, the radiometric calibration of the POLDER sensor has been controled and adjusted. Finaly, the validation of the POLDER Ocean Color parameters, still in investigation, has permit to evaluate the accuracy on these differents parameters. This accuracy, short of the mission requierements, demonstrates that the ocean color study is possible, at a global scale, using POLDER data.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, sous la direction de Monsieur Pierre-Yves Deschamps, à qui je tiens à adresser mes très sincères remerciements pour m'avoir dirigé pendant cette thèse. Ses conseils, idées et encouragements m'ont énormément apporté.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Robert Frouin, chercheur à l'Institut Océanographique Scripps à La Jolla, qui a suivi avec intérêt la réalisation de cette étude, pour ses précieux conseils et ses constants encouragements. Je le remercie également d'avoir bien voulu accepter la lourde tâche de rapporteur.

Je suis très honoré que Monsieur Howard Gordon, Professeur à l'Université de Miami, ait également accepté de rapporter ce travail.

Je voudrais remercier, pour m'avoir fait l'honneur de constituer mon Jury, Madame Anne Lifermann, responsable scientifique du projet POLDER au CNES, Madame Annick Bricaud, chercheur au LPCM, Monsieur Maurice Herman, Professeur à l'Université de Lille, Monsieur Richard Santer, professeur à l'Université du Littoral, et Monsieur Michel Wartel, professeur à l'Université de Lille.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Marc Nicolas, qui s'est toujours montré disponible pour me renseigner ou me conseiller dans mon travail. Son aide m'a été, tout au long de ces trois années de thèse, d'une très grande utilité. Qu'il reçoive ici, l'expression de ma plus grande considération.

Je tiens à remercier Messieurs Pierre Lecomte et Christian Verwaerde pour la collaboration très efficace qu'ils ont su faire vivre afin de développer, en un temps record, le prototype et la série de radiomètres de terrain Simbad.

Je remercie tous les chercheurs du Laboratoire d'Optique Atmosphérique qui m'ont tous permis d'accomplir ce travail, à un moment ou à un autre, que ce soit de par leurs compétences scientifiques, techniques ou de par leur soutien. Je remercie tout particulièrement mes collègues du bureau 314 avec qui, travailler fut un plaisir quotidien.

Remerciements spéciaux à mes parents qui m'ont permis d'étudier dans d'excellentes conditions tout au long de mon cursus universitaire.

Je remercie enfin et surtout ma femme et mes deux fils, pour leur soutien et leur patience durant les dures heures de la rédaction de ce mémoire de thèse.

Ce travail a bénéficié du support financier du Centre National de la Recherche Scientifique, du Centre National d'Etudes Spatiales et de la Région Nord-Pas de Calais, que je remercie vivement pour la confiance qu'ils ont bien voulu m'accorder.

Sommaire

Résumé	1
Remerciements	3
Sommaire	5
Section A : Introduction et Généralités	9
Chapitre 1 : Introduction: l'Océan	11
1.1 L'océan	11
1.2 Qu'est-ce que la couleur de l'océan ?	12
1.3 Pourquoi observer la couleur de l'océan ?	15
1.4 Les expériences satellitales d'observation de l'océan	15
1.5 Positionnement du travail effectué	16
Chapitre 2 : Généralités, définitions et notations	18
2.1 Angles utilisés	18
2.2 Eclairage et Luminance	19
2.3 Eclairage total, direct et diffus au bas de l'atmosphère	19
2.4 Luminance réfléchie, luminance normalisée et réflectance	20
2.5 Réflectance de surface	20
Section B : Observation depuis l'espace de la Couleur de l'océan	23
Chapitre 3 : Le concept de mesure de la couleur de l'océan par télédétection	25
3.1 Qu'observe le satellite ?	25
3.2 Comment retrouver les réflectances marines à partir des observations spatiales ?	27
3.3 L'instrument POLDER	28
Chapitre 4 : Observation et modélisation de la réflectance de l'écume de mer.	33
4.1 Introduction: position du problème	33
4.2 Mesures expérimentales de réflectance d'écume dans les eaux côtières	35
4.2.1) Instrumentation	35
4.2.2) Procédure expérimentale	35
4.2.3) Traitement des données	36
4.2.4) Résultats	37
4.3 Interprétation de la chute spectrale observée	38
4.4 Simulation de la réflectance de l'écume de mer	39
4.4.1) La mousse de surface	39
4.4.2) La couche sous-marine de bulles	40
a) Granulométrie et fonction de phase	40
b) Transfert radiatif	41

4.4.3) Intégration du modèle	42
4.5 Discussion	43
4.6 Généralisation à l'écume de haute mer	44
4.7 Perspectives et études complémentaires sur l'écume	45
Section C : Constituer une base de mesures in-situ pour la Validation des produits Couleur de l'océan POLDER	55
Chapitre 5 : Etude d'un nouveau concept de mesure de la réflectance marine à l'aide de la polarisation	57
Présentation	57
Manuscrit "Reduction of Skylight Reflection Effects in the Above-Water Measurements of Diffuse Marine Reflectance"	59
5.1 Introduction	61
5.2 Théorie	63
5.3 Vérification expérimentale	70
5.3.1) Instrumentation	70
5.3.2) Etalonnage radiométrique	72
5.3.3) Mesures	74
5.3.4) Réflectance totale et polarisée	75
5.3.5) Réflectances marines diffuses	77
5.3.6) Comparaison avec des mesures de réflectances sous-marines	79
5.3.7) Polarisation de la réflectance marine diffuse	80
5.4 Conclusion	81
Chapitre 6 : Réalisation d'un radiomètre de terrain : le Simbad	103
6.1 L'instrument Simbad	103
6.2 Le protocole de mesure	104
6.3 Le traitement des données	105
6.3.1) Etalonnage radiométrique	105
6.3.2) Transformation des comptes numériques	105
6.3.3) Calcul des épaisseurs optiques et du modèle d'aérosol	106
6.3.4) Calcul de la transmission atmosphérique	107
6.3.5) Correction de la transmission atmosphérique et de la réflectance due à la réflexion du ciel	108
6.3.6) Amélioration de la correction à l'aide du canal 870 nm	109
6.3.7) Correction de polarisation du signal marin	111
6.3.8) Correction de bidirectionnalité	112
6.4 Validation des données Simbad	112
6.4.1) Validation des mesures d'épaisseurs optiques	112
6.4.2) Validation des mesures de réflectances marines	113
Chapitre 7 : Les mesures in-situ collectées	123
7.1) Les campagnes de mesures	123
7.2) Les mesures réalisées à partir de navires marchands	124
7.3) Les contributions étrangères	124

Section D: Etalonnage radiométrique et validation des produits POLDER de Couleur de l'Océan	129
Chapitre 8 : Etalonnage radiométrique des bandes spectrales d'observation de la couleur de l'océan	131
Présentation	131
Manuscip "Vicarious Calibration of the POLDER Ocean Color Spectral Bands Using In-situ Measurements"	133
1 Introduction	135
2 Matériels et méthodes	135
2.1 Le concept	135
2.2 Les données POLDER	137
2.3 Les mesures in-situ	137
2.4 Calcul des luminances TOA	139
2.5 Comparaison entre les luminances TOA mesurées et calculées	141
3 Résultats	142
4 Discussion	143
Chapitre 9 : La validation des paramètres de sortie de l'algorithme POLDER pour la couleur de l'océan	161
9.1) Présentation de l'étude	161
9.2) Estimation de la précision sur les réflectances marines directionnelles	162
9.3) Discussion sur la précision estimée	165
9.4) Estimation de la précision sur les réflectances marines diffuses	166
9.5) Le paramètre aérosol	167
9.6) Impact de l'écume	168
9.7) Estimation des précisions sur la concentration en pigments	169
Conclusion	171
Conclusion	189
Liste des symboles utilisés	191
Références bibliographiques	194
Annexe 1 : Les méthodes d'étalonnage	203
a) Bouguer-Langley	203
b) Sphère intégratrice	204
c) Plaque in-situ	205
d) Plaque labo	205
Annexe 2 : Synthèse des étalonnages des instruments Simbad	207
a) Etalonnage du gain fort	207
b) Etalonnage du gain faible	210
Quelques photos	211

Section A

Introduction

Dans cette section d'introduction, nous décrivons le rôle joué par l'océan, nous rappellerons brièvement ce qu'est la couleur de l'océan et l'intérêt que représente son observation. Ainsi, nous pourrions situer le travail effectué dans le contexte spatial international dans lequel il s'est déroulé et donc l'importance qu'il représente. Les principales grandeurs physiques ainsi que les notations et conventions rencontrées tout au long de cette étude seront redéfinies ou précisées.

Chapitre 1 : Introduction, l'océan

"La couleur est étroitement associée à la vie ... " (Reeves et al., 1996)

1.1 L'océan

Il y a 4.5 milliards d'années environ, apparaissaient dans les lagunes et les marécages, des chaînes de molécules très complexes : la vie est en train d'apparaître sur Terre. Dès lors, les cellules issues de ces assemblages vont se reproduire, se diversifier, foisonner et coloniser toute la planète (Reeves et al., 1996). Les océans qui recouvrent les deux tiers de la surface de la Terre, vont alors jouer un rôle fondamental dans la prolifération de la vie et dans la formidable évolution qui l'a accompagnée.

L'océan a directement participé à l'émergence de la vie en abritant et en favorisant le déplacement des cellules vivantes. Mais cependant, il n'a pu jouer ce rôle primordial que parce qu'il est sans cesse en interaction avec l'atmosphère et ce, sur toute sa surface, 70% de la surface du globe soit environ $3.5 \cdot 10^8 \text{ km}^2$, et plus localement sur les côtes, avec les continents par les plages et les embouchures de fleuves.

Les échanges gazeux et thermiques entre l'océan et l'atmosphère représentent des mécanismes de toute première importance . Ainsi, à l'échelle planétaire, l'océan va spontanément déplacer l'énergie thermique qu'il a emmagasinée en sa surface dans les eaux chaudes des Tropiques, les plus exposées au rayonnement solaire, vers les zones Polaires plus froides où il va petit à petit restituer cette énergie à nouveau par échange avec l'atmosphère. Ce courant océanique porte le nom de Ceinture Globale de Convection (Figure 1.1).

Par tous ces échanges avec l'atmosphère et ces transports d'énergie par courants, l'océan contribue fortement depuis toujours à la régulation du climat terrestre en amortissant (donc en adoucissant) les divers phénomènes climatiques. Ceci s'est une nouvelle fois avéré indispensable au développement de la vie telle que nous la connaissons aujourd'hui.

Les océans jouent également un rôle important dans le cycle du Carbone (Figure 1.2) en piégeant une grande quantité de CO_2 (EOS, 1988). En effet, suite aux échanges gazeux entre l'océan et l'atmosphère, une partie du CO_2 dissous dans l'eau (environ $30 \cdot 10^{15} \text{ gC.an}^{-1}$) à la surface de l'océan, est absorbé sous forme de carbohydrates par

le phytoplancton grâce au mécanisme de la photosynthèse. Ce mécanisme de la photosynthèse utilise l'énergie solaire et ne se produit donc qu'à l'intérieur de la zone euphotique (couche d'eau depuis la surface jusqu'à la profondeur à laquelle seule 1% de la lumière solaire disponible à la surface parvient). Puis, ce carbone est recyclé dans la couche de surface océanique par broutage et désagrégation, le reste, quantité mal connue mais estimée à environ $0.5 \cdot 10^{15}$ gC.an⁻¹, sédimente lentement au fond de l'océan sous forme de déchets solides ou de squelettes animaux où il rejoint les sédiments riches en carbone qui s'accumulent depuis des millions d'années. D'une certaine façon, l'océan lutte contre l'effet de serre en absorbant et stockant une partie du CO₂ sans cesse en augmentation dans notre atmosphère (+10% en 20 ans).

1.2 Qu'est-ce que la couleur de l'océan ?

Vue de l'espace, la Terre apparaît bleue et elle doit sa couleur si particulière, qui la différencie des autres planètes du système solaire, aux phénomènes de diffusion et d'absorption qui règnent au sein de son système Atmosphère-Océan et c'est la compétition entre ces deux phénomènes qui la caractérise optiquement.

L'eau pure étant très fortement absorbante dans le proche infrarouge (*Hale et Querry, 1973*) de même que fort diffusante vers l'ultra-violet (*Smith and Baker, 1981*), le spectre réfléchi par celle-ci est très dominé par la composante bleue.

Cependant, les océans ne sont pas constitués que d'eau pure, ils renferment des substances qui modifient leurs propriétés optiques. Parmi ceux-ci, les phytoplanctons, algues microscopiques constituant la base de toute la chaîne alimentaire marine, et les produits issus de leur dégradation organique, sont représentatifs de 98% des mers du globe identifiées par *Morel and Prieur (1977)* comme eaux du cas 1. Les cellules du phytoplancton sont caractérisées par leur couleur verte qu'ils doivent à leurs pigments chlorophylliens qui absorbent dans le bleu, leur diffusion propre restant peu sélective. Ainsi, la couleur de ces océans du cas 1 est corrélée à la quantité de phytoplancton qu'ils renferment : lorsque l'on s'éloigne des eaux côtières chargées en matières nutritives pour se diriger vers les eaux oligotrophiques du large (pauvres en phytoplancton), la couleur de l'océan passe progressivement du verdâtre à un bleu profond. Une modélisation optique des propriétés de ces eaux du cas-1 a été apportée par *Morel (1988, Figure 1.3)* et *Gordon et al. (1988)*.

D'autres substances telles que les substances jaunes et les sédiments (*Bricaud et al., 1981*) influencent les eaux du cas 2, principalement côtières (*Morel et Prieur, 1977*), et contribuent de façon dominante à leurs propriétés optiques. Leur modélisation reste cependant difficile (*Carder et Steward, 1985*).

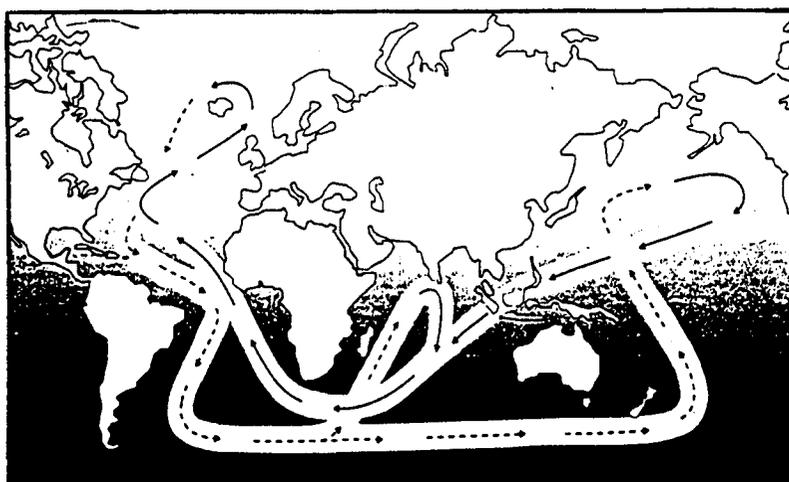


Figure (1.1). La Ceinture globale de Convection. Les eaux des Tropiques, chauffées en surface par le rayonnement solaire (trait plein), voyagent spontanément vers les pôles où par échanges avec l'atmosphère, elles se refroidissent et plongent en profondeur pour rejoindre ensuite les Tropiques (pointillés). La boucle s'effectue en environ 1000 années.

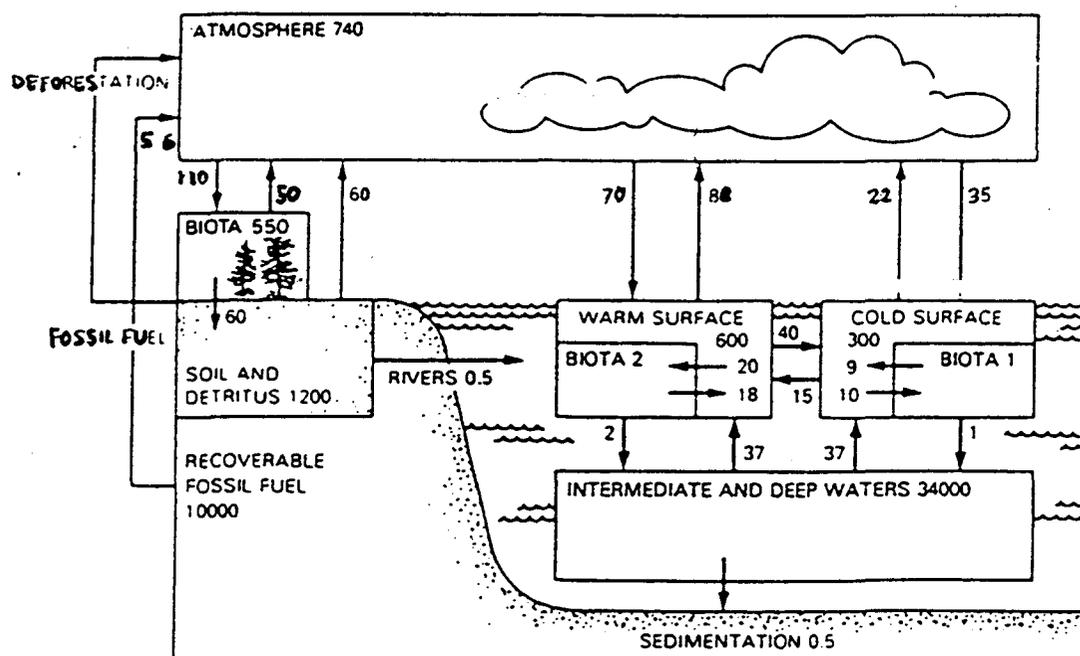


Figure (1.2). Cycle global du Carbone d'après EOS (1988). Les unités sont en 10^{15} gC.an⁻¹ pour les flux et 10^{15} gC pour les réservoirs.

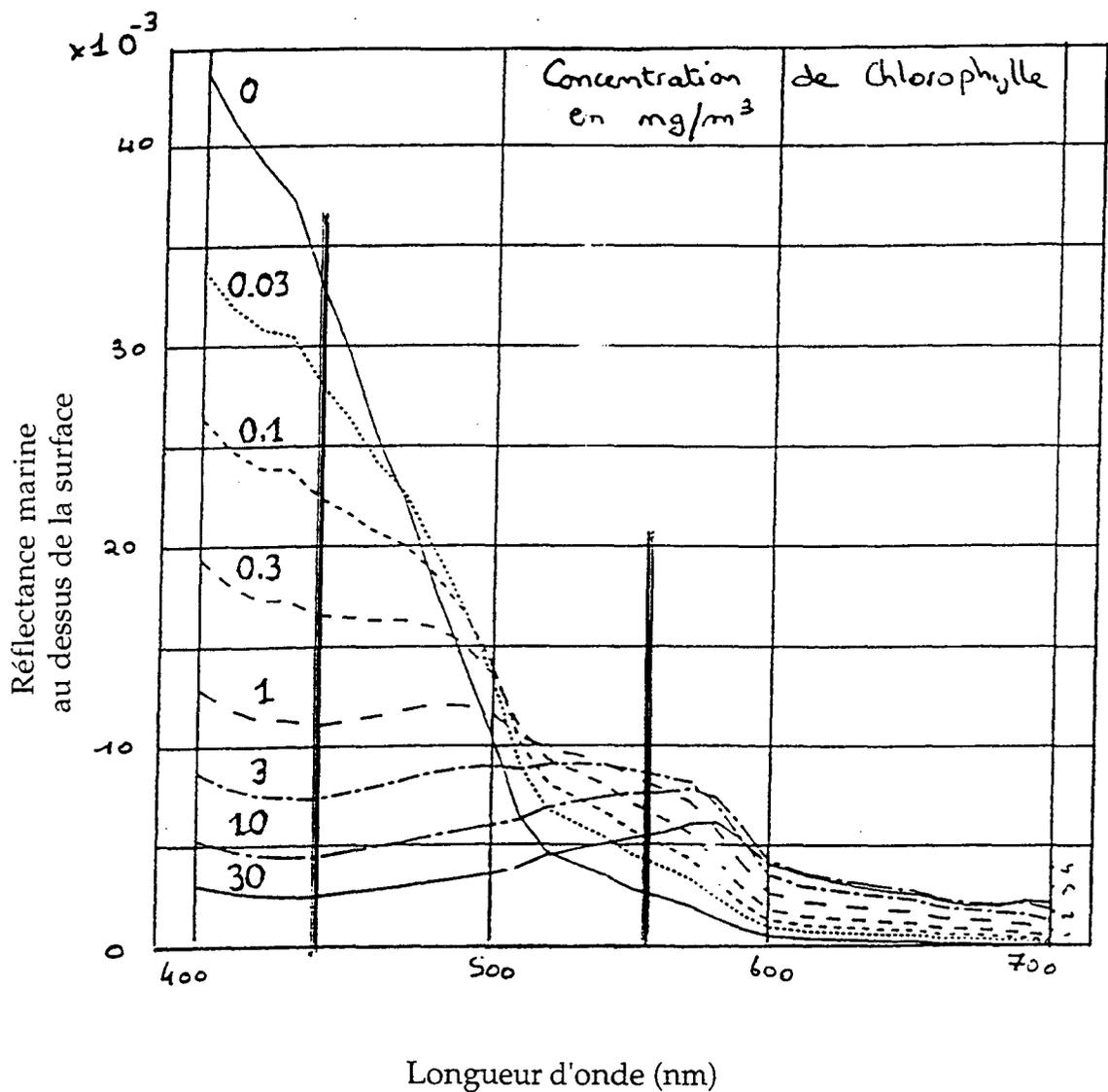


Figure (1.3). Réflectance de l'océan (cas 1) observée juste au dessus de la surface pour différentes concentrations en pigments, de 0.01 à $30 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$ et pour la gamme spectrale 400-700 nm (Morel, 1988).

1.3 Pourquoi observer la couleur de l'océan ?

Les propriétés optiques de l'océan permettent donc d'obtenir des informations sur la nature et la quantité des éléments qu'il renferme. C'est pourquoi, la couleur de l'océan observée, par exemple, depuis un bateau nous renseigne sur la concentration en phytoplancton du lieu où se trouve celui-ci. En généralisant à l'échelle d'un satellite, l'observation depuis l'espace de la couleur de l'océan permet l'estimation de la concentration en phytoplancton près de la surface de toutes les mers du globe.

Il devient alors possible, en suivant spatialement et temporellement les concentrations en phytoplancton, d'interpréter des processus physiques et biologiques (*McClain et al.*, 1990) sur des zones géographiques données. De plus, les événements de production tels que les blooms (*Brown and Yoder*, 1994), les marées rouges (*Carder et Steward*, 1985) et les remontées d'eaux froides (*McClain et al.*, 1991) pourront être étudiés, suivis et donc mieux compris. Les zones de très faible concentration en pigments peuvent aussi révéler certains processus géophysiques comme le passage d'El Niño dans le Pacifique Equatorial (*Feldman et al.*, 1984).

La connaissance de la concentration en phytoplancton sur tout le globe, permet une estimation de sa biomasse globale et donc de la production primaire marine qui est en fait la quantité de carbone produite, estimée à l'aide de modèles bio-optiques (*Balch et al.*, 1994; *Antoine et al.* 1995). Ces informations contribuent donc à une meilleure compréhension des sources et des puits dans l'étude du cycle du carbone.

Finalement, le phytoplancton étant transporté par les courants océaniques et les bancs de poissons ayant tendance à s'agréger à proximité des zones productives, des informations utiles pour le suivi des pollutions marines, la pêche et la navigation, peuvent ainsi être obtenues.

1.4 Les expériences spatiales d'observation de la couleur de l'océan.

L'intérêt d'une expérience spatiale, ou d'un instrument embarqué sur une plateforme satellitale, est de pouvoir réaliser une étude globale de l'océan aussi bien spatialement que temporellement.

L'expérience satellitale Coastal Zone Color Scanner (CZCS, de 1978 à 1986, *Hovis et al.*, 1980), embarquée sur la plateforme Nimbus-7, fût pionnière en matière d'observation de la couleur de l'océan grâce à ses six bandes spectrales dans les domaines visible et proche-infrarouge (443, 520, 550, 670, et 750 nm), en complément de celle en infrarouge thermique (de 10.5 à 12.5 μm) qui lui permettait d'étudier en parallèle la température de l'océan sur tout le globe (*Gordon et al.*, 1980 et 1983). A partir de ces données CZCS, les premières cartographies globales de la couleur de

l'océan ont pu être réalisées, de même que des estimations de la production primaire à l'échelle planétaire (Longhurst *et al.*, 1995; Antoine *et al.*, 1996).

Lancée en Août 1992, la mission Topex/Poseidon (Fu *et al.*, 1994) fournit depuis plusieurs années des mesures d'altimétrie (niveau de la mer) et d'émissivité de surface à partir desquelles il est possible d'étudier la circulation océanique (suivi de El Niño en 1997-1998). La relève de Topex/Poseidon devrait être assurée par la mission Jason-1 dont le lancement est prévu en 1999.

En août 1996 a été lancée la plateforme ADEOS-1, à bord de laquelle étaient embarqués deux capteurs d'observation de la couleur de l'océan, POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances (POLDER) et Ocean Color and Temperature Scanner (OCTS). La caméra POLDER (Deschamps *et al.*, 1994) innove en combinant les 3 types d'information, spectrale (avec les bandes spectrales 443, 490, 565, 670, 763, 765, 865, et 910 nm), polarisée (3 de ses bandes sont associées à des filtres polarisants) et directionnelle (l'instrument visant jusqu'à 14 fois la même scène). L'instrument OCTS possède huit bandes spectrales de 412 à 865 nm mais pas d'information directionnelle. Malheureusement, suite à un problème d'alimentation de la plateforme ADEOS-1, ces deux capteurs ont cessé leur activité fin juin 1997. Huit mois d'observation continue par POLDER, du 30 octobre 1996 au 30 juin 1997, sont donc disponibles.

En août 1997, l'expérience américaine Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS, Hooker *et al.*, 1992) embarquée sur la plateforme SeaStar, a été lancée. Les observations sont réalisées dans huit bandes spectrales (412, 443, 490, 520, 565, 670, 765 et 865 nm).

Prochainement, un certain nombre de capteurs vont participer à cette observation des océans. Citons MEdium Resolution Imaging Spectrometer (MERIS) à bord d'ENVISAT (lancement prévu fin 1999, début 2000), puis plus tard MODerate resolution Imaging Spectrometer (MODIS, Salomonson *et al.*, 1989) et Multiangle Imaging SpectroRadiometer (MISR, Diner *et al.*, 1989) embarqués sur EOS-AM (prévu vers 2000) et GLObal Imager (GLI) et POLDER 2 embarqués sur ADEOS-2 (prévu vers 2000).

1.5 Positionnement du travail effectué

Cette étude s'oriente autour de l'expérience POLDER. Sa principale tâche a consisté à vérifier la qualité des données recueillies et des paramètres de sortie des algorithmes de traitement de ces données.

Après avoir décrit très brièvement le fonctionnement de l'algorithme de correction atmosphérique relatif aux données Couleur de l'Océan de POLDER (Chapitre 3), nous nous attarderons sur l'aspect correction de la perturbation de l'écume de mer

(Chapitre 4; *Fougnie et Deschamps, 1997*), problème important (*Frouin et al., 1996*) et qui concerne tous les capteurs d'observation de la couleur de l'océan.

Puis, l'objectif sera de constituer une base de mesures in-situ de réflectances marines qui sera utilisée comme référence pour évaluer les performances de l'algorithme Couleur de l'Océan POLDER. Pour cela, nous avons développé un nouveau radiomètre de terrain, le Simbad, s'appuyant sur une technique de mesure innovante (Chapitre 5; *Fougnie et al., 1998a*), et capable de réaliser rapidement des mesures in-situ très complètes (Chapitre 6).

Enfin, ces mesures collectées (Chapitre 7) permettront tout d'abord de réaliser un étalonnage complémentaire du capteur POLDER (Chapitre 8, *Fougnie et al., 1998b*), puis d'évaluer les performances des corrections effectuées et les précisions sur produits obtenus, à savoir les réflectances marines et la concentration en pigment (Chapitre 9).

Chapitre 2 : Généralités, définitions et notations

Ce chapitre reprend les définitions de quelques grandeurs de base utilisées dans tout le manuscrit ainsi que les notations employées.

2.1 Angles utilisés

Il convient de préciser la notation utilisée tout au long du manuscrit pour les angles. Pour commencer, définissons:

- l'angle zénithal solaire par θ_s
- l'angle azimutal solaire par φ_s
- l'angle zénithal de visée par θ_v
- l'angle azimutal de visée par φ_v

à partir desquels nous pouvons définir:

- l'angle azimutal relatif entre les vecteurs propagation et observation

$$\varphi = \pi - (\varphi_v - \varphi_s) \quad (2.1)$$

- l'angle de diffusion Θ , l'angle pour lequel est dévié le photon incident et s'écrit donc

$$\cos(\Theta) = \cos(\theta_v)\cos(\theta_s) + \cos(\varphi)\sqrt{(1 - \cos^2(\theta_s))(1 - \cos^2(\theta_v))} \quad (2.2)$$

La définition de l'angle azimut relatif φ , Eq. (2.1), est couramment utilisée en transfert radiatif et c'est celle qui le sera tout au long de cette étude. Notons donc que pour un opérateur observant par exemple l'océan, soleil dans le dos, l'angle azimutal relatif sera de 180° . Il faut cependant signaler ici qu'une autre convention sur les azimuts est régulièrement utilisée en télédétection, il s'agit de l'angle azimutal relatif entre les directions d'éclairage et d'observation du point considéré à savoir $\varphi = (\varphi_v - \varphi_s)$.

Précisons de plus que pour un capteur, la notion d'angle incident n'est équivalente à la notion d'angle de visée que pour l'étude des systèmes à géométrie plan-parallèle ce qui n'est évidemment pas le cas pour les observations en orbite (pour POLDER par exemple).

2.2 Luminance et Eclairage

Soit une surface dS soumise à un rayonnement. L'éclairage énergétique monochromatique E (en $\text{W.m}^{-2}.\text{nm}^{-1}$) reçu par dS est défini comme le flux reçu par unité de surface et est donc proportionnel au nombre de photons de longueur d'onde λ , reçus par unité de surface et de temps.

La luminance L (en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$) reçue par dS de la direction faisant un angle θ avec la normale à dS , est définie par le flux reçu par unité de surface, pour la longueur d'onde considérée λ et par unité d'angle solide $d\omega$ autour de la direction incidente θ . On a donc pour la direction considérée θ

$$dE(\lambda) = L(\lambda)\cos(\theta)d\omega \quad (2.3)$$

et l'éclairage monochromatique E reçu par dS peut alors s'écrire comme la somme des contributions L de toutes les directions du demi-espace supérieur à dS . On a ainsi

$$E(\lambda) = \int_{1/2 \text{ espace supérieur } dS} L(\lambda) \cos(\theta) d\omega \quad (2.4)$$

2.3 Eclairage total, direct et diffus au bas de l'atmosphère

Plaçons dS horizontalement au sommet de l'atmosphère soumis à l'éclairage solaire monochromatique E_{so} (Neckel et Labs, 1984), simple faisceau parallèle, sous une incidence θ_s par rapport à la normale à dS , c'est à dire la verticale. L'éclairage E reçu par dS s'écrit alors

$$E(\lambda, \theta_s) = E_{so}(\lambda)\cos(\theta_s) \quad (2.5)$$

Déplaçons maintenant dS au bas de l'atmosphère diffusante, toujours horizontalement. Le rayonnement solaire va interagir fortement avec l'atmosphère (absorption + diffusion) avant d'atteindre la surface dS , il se décompose alors en deux termes. La première contribution E_{dir} du signal est transmise directement et voit donc l'éclairage solaire E_{so} atténué d'un facteur t_{dir} , les photons qui n'atteignent pas directement dS étant diffusés ou absorbés. Il s'ensuit une redistribution de tous les photons diffusés dans le demi-espace supérieur à dS et dont une partie finit par atteindre dS ce qui constitue la seconde contribution dite diffuse E_{dif} . L'éclairage monochromatique E_{tot} reçu par dS s'écrit donc

$$E_{tot}(\lambda, \theta_s, \varphi_s) = E_{dir}(\lambda, \theta_s, \varphi_s) + E_{dif}(\lambda, \theta_s, \varphi_s) \quad (2.6a)$$

$$E_{tot}(\lambda, \theta_s, \varphi_s) = t_{dir}(\lambda, \theta_s, \varphi_s)E(\lambda, \theta_s) + t_{dif}(\lambda, \theta_s, \varphi_s)E(\lambda, \theta_s) \quad (2.6b)$$

$$E_{tot}(\lambda, \theta_s, \varphi_s) = t_a(\lambda, \theta_s, \varphi_s)E(\lambda, \theta_s) \quad (2.6c)$$

où t_{dir} est appelée transmission atmosphérique directe, t_{dif} transmission atmosphérique diffuse et t_a transmission atmosphérique totale.

2.4 Luminance réfléchie, luminance normalisée et réflectance

Le rayonnement atteignant la surface dS peut être réfléchi ou transmis et la luminance $L(\lambda, \theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v)$, ainsi réfléchie dans la direction d'observation (θ_v, φ_v) dépendra de la nature de dS : surface de l'océan agitée, désert, végétation ... La luminance réfléchie ne dépendant que de l'angle azimutal relatif défini en Eq. (2.1), elle sera notée $L(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)$.

Il est commode de normaliser la luminance par l'éclairement solaire de façon à permettre une interprétation spectrale plus aisée. La luminance normalisée L_N est ainsi définie comme

$$L_N(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\pi L(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)}{E_{so}(\lambda)} \quad (2.7)$$

Il s'ensuit la définition de la réflectance bidirectionnelle observée par

$$\rho_o(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{L_N(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)}{\cos(\theta_s)} = \frac{\pi L(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)}{\cos(\theta_s)E_{so}(\lambda)} \quad (2.8)$$

qui est donc une grandeur sans dimension. Il est intéressant de noter ici qu'en permutant les directions d'éclairement et d'observation, le principe de retour inverse de la lumière nous permet d'écrire que $\rho_o(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)$ est équivalent à $\rho_o(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi)$.

2.5 Réflectance de surface

La réflectance bidirectionnelle $\rho_o(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)$ d'une surface située au bas de l'atmosphère dépend en partie de la transmission diffuse atmosphérique et donc des phénomènes d'absorption et de diffusion qui règnent au sein de l'atmosphère. On définit la réflectance de surface $\rho_s(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)$ par

$$\rho_s(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\pi L(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)}{\cos(\theta_s)E_{tot}(\lambda, \theta_s, \varphi_s)} = \frac{\pi L(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi)}{t_a(\lambda, \theta_s, \varphi_s)\cos(\theta_s)E_{so}(\lambda)} \quad (2.9)$$

utilisant ainsi les Eqs. (2.6) et (2.8), cette réflectance de surface ne dépendant plus de la transmission atmosphérique. Cette définition convient particulièrement pour l'étude des phénomènes de surface, entre autres comme la réflectance marine et la réflectance d'écume (qui nous concernent dans cette étude).

Rappelons que pour une surface réfléchissante lambertienne, la réflectance observée ρ_s est indépendante de la façon dont le système est éclairé de même que de l'angle d'observation (θ_v, φ_v) . On a donc $\rho_s = \text{constante}$.

Section B

Observation Spatiale de la Couleur de l'Océan

Cette section s'attarde sur le concept de la mesure depuis l'espace de la couleur de l'océan, c'est à dire de la mesure des réflectances marines à travers une atmosphère absorbante et diffusante, et en particulier pour l'algorithme de traitement du capteur POLDER. Puis, les résultats d'une investigation menée sur les propriétés optiques, spectrale et directionnelle, de l'écume de mer, une perturbation importante pour l'observation de la couleur de l'océan, sont présentés.

Chapitre 3 : Le concept de mesure de la Couleur de l'Océan depuis l'espace.

3.1 Qu'observe le satellite

Le signal reçu par un satellite observant l'océan, est une somme complexe de contributions de natures différentes et provenant du système Terre-Atmosphère éclairé par le rayonnement solaire. Ces contributions se regroupent en trois types selon le trajet du photon considéré : la réflectance de surface ρ_s , la réflectance atmosphérique ρ_{am} et les termes d'interactions entre la surface et l'atmosphère C_{sam} . La réflectance observée par le satellite du haut de l'atmosphère, s'écrit alors

$$\rho = \rho_s + \rho_{am} + C_{sam} \quad (3.1)$$

La réflectance de surface ρ_s , définie au sens de l'Eq. (2.9), est constituée (Figure 3.1) en l'absence de molécules et d'aérosols, d'une réflectance de l'océan ρ_w^+ (Morel, 1988; Gordon et al., 1988), d'une réflectance d'écume de mer ρ_{wc} (Fougnie et Deschamps, 1997; Koepke, 1984), et d'une réflectance de glitter ρ_g (Cox et Munk, 1954) c'est à dire la réflexion directe du soleil sur la surface agitée. Elle s'écrit donc

$$\rho_s \cong \rho_w^+ + \rho_{wc} + \rho_g \quad (3.2)$$

La réflectance atmosphérique ρ_{am} , définie au sens de l'Eq. (2.8), est composée en l'absence d'une réflexion sur la surface de l'océan (Figure 3.2), d'une réflectance ρ_m due à la diffusion simple ou multiple par le moléculaire (Gordon et al., 1988), et ρ_a due à la diffusion simple ou multiple par les aérosols (Shettle and Fenn, 1979) ainsi qu'un terme C_{am} de couplage aérosol-molécule (Deschamps et al., 1983). Elle s'écrit donc

$$\rho_{am} \cong \rho_a + \rho_m + C_{am} \quad (3.3)$$

Le terme C_{sam} d'interaction atmosphère-surface prend en compte (Figure 3.3) les effets suivants: i/ les photons qui interagissent avec l'atmosphère avant d'atteindre la surface ii/ les photons qui interagissent avec l'atmosphère après

Figure (3.1) Contribution de la surface : ρ_s

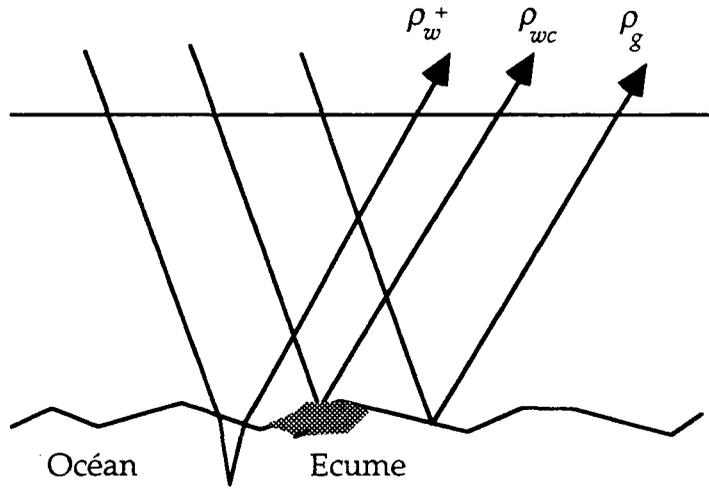


Figure (3.2) Contribution de l'atmosphère : ρ_{am}

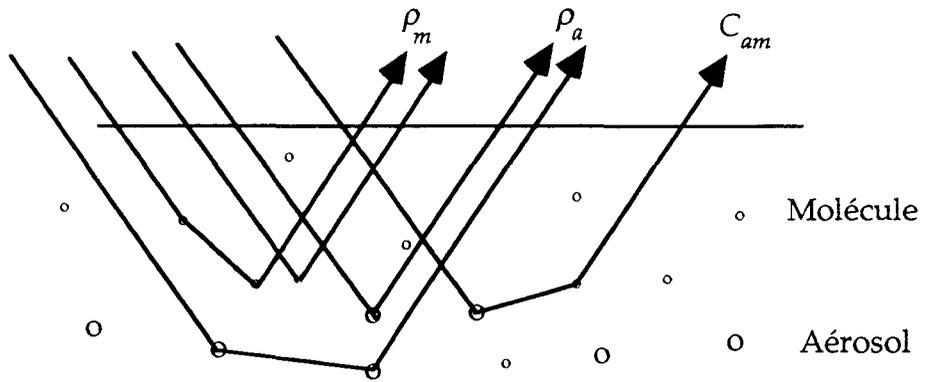
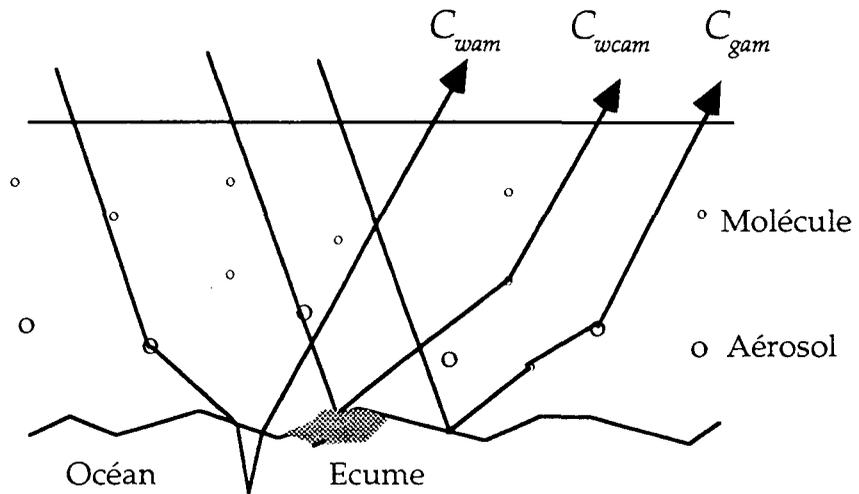


Figure (3.3) Interaction entre l'atmosphère et la surface : C_{sam}



avoir interagi avec la surface. Le couplage C_{sam} est ainsi composé de trois termes, C_{wam} pour l'interaction entre l'océan et l'atmosphère, C_{wcam} pour l'interaction entre l'écume et l'atmosphère et C_{gam} pour l'interaction entre le glitter et l'atmosphère. Il s'écrit finalement comme

$$C_{sam} \cong C_{wam} + C_{wcam} + C_{gam} \quad (3.4)$$

La réflectance de l'océan ou réflectance marine ρ_w^+ est la grandeur d'intérêt dans l'observation de la couleur des océans et il est important de noter qu'elle ne représente qu'environ 10% de la réflectance ρ observée par le satellite.

3.2 Comment retrouver les réflectances marines à partir des observations depuis l'espace ?

Les capteurs spatiaux d'observations de la couleur de l'océan sont tous confrontés au même problème: réaliser une correction propre des effets atmosphérique et de surface de façon à déterminer le plus précisément possible les réflectances marines.

Tout d'abord, un filtre nuage va sélectionner les données correspondant à des scènes claires et rejeter celles correspondant à des scènes nuageuses ou à des proximités de nuages. Puis, la correction de l'absorption gazeuse de la vapeur d'eau et de l'ozone est effectuée. Les données exogènes nous fournissent la quantité d'ozone correspondant à la scène étudiée; il s'agit des quantités déduites des observations du capteur Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS-ADEOS) pour POLDER ou à partir de climatologies (*Keating et al.*, 1989). La quantité de vapeur d'eau est pour POLDER déduite des observations dans la bande spectrale 910 nm.

La contribution du moléculaire ρ_m est ensuite calculée selon *Gordon et al.* (1988) pour chaque bande spectrale, la connaissance de la pression de surface à partir de données exogènes permettant une estimation précise. Les contributions de surface ρ_e et ρ_g , que sont l'écume et le glitter, sont également calculées à partir des données exogènes de vitesse de vent de surface et à partir de formulations analytiques *Cox et Munk* (1954) pour la réflectance de glitter et *Koepke* (1984) pour la réflectance d'écume.

Il s'ensuit la détermination du modèle géophysique d'aérosol, c'est à dire la quantité et le type spectral d'aérosol, qui s'effectue toujours par estimation de la réflectance aérosol ρ_a dans une ou plusieurs bandes spectrales proche-infrarouge où la réflectance de l'océan est noire ($\rho_w^+ = 0$). Pour le capteur CZCS, c'est la bande spectrale 670 nm qui fut utilisée (parfois 520 et 550 nm dans le visible pour les

eaux particulièrement oligotrophes); pour SeaWiFS sont utilisés les deux canaux à 765 et 865 nm et pour POLDER étaient utilisés les 3 canaux 670, 765 et 865 nm. Ces informations multispectrales permettent de déterminer soit une dépendance spectrale (un coefficient d'angström) de la réflectance d'aérosol, soit d'identifier celui-ci à l'un des modèles utilisés par *Gordon et Wang* (1994) pour l'algorithme de correction de SeaWiFS et modélisés par *Shettle et Fenn* (1979).

Les effets de couplages divers, C_{gam} et C_{am} , sont ignorés (pour CZCS) ou calculés puis tabulés (pour SeaWiFS et POLDER).

Les réflectances marines sont déduites pour les plus courtes longueurs d'onde, après extrapolation de la réflectance aérosol ρ_a dans le visible et calcul des différentes contributions. Finalement, à partir de ces réflectances marines estimées, la concentration en pigments peut être déterminée par le biais d'un algorithme bio-optique.

Il apparaît sur la Fig. (3.4), qu'une incertitude de 0.002 sur la réflectance marine à 443 nm se traduit par une imprécision de l'ordre de 50% sur la détermination de concentrations en pigments inférieures à 1 mg.m⁻³.

3.3 L'instrument POLDER

L'instrument POLARization and Directionality of the Earth's Reflectances a été lancé en août 1996 à bord de la plateforme ADVANCED Earth Observing Satellite (ADEOS-1). POLDER a fonctionné jusqu'en juin 1997 où une défaillance de la plateforme ADEOS a mis fin aux 8 mois d'observations.

POLDER, du haut de ses 796 km d'altitude, voyage sur une orbite héliosynchrone et réalise ainsi une couverture journalière de la surface terrestre, soit un tour du globe en environ 100 minutes. POLDER est constitué d'une matrice CCD (242*274 pixels), d'une roue porte filtre (1 tour en 4.9 seconde) et d'une optique grand champ, (de $\pm 43^\circ$ en largeur, $\pm 51^\circ$ en longueur et donc $\pm 57^\circ$ en diagonal). La particularité de POLDER est de pouvoir réaliser en plus de l'étude de la signature spectrale, les signatures bidirectionnelle et polarisée.

La caméra POLDER est équipée de 15 bandes spectrales permettant l'étude de différents phénomènes (Table 3.1). Neuf de ces bandes sont polarisées (3 à 443, 670, et 865 nm) et deux sont centrées sur les bandes d'absorption de l'oxygène (763 nm) et de la vapeur d'eau (910 nm).

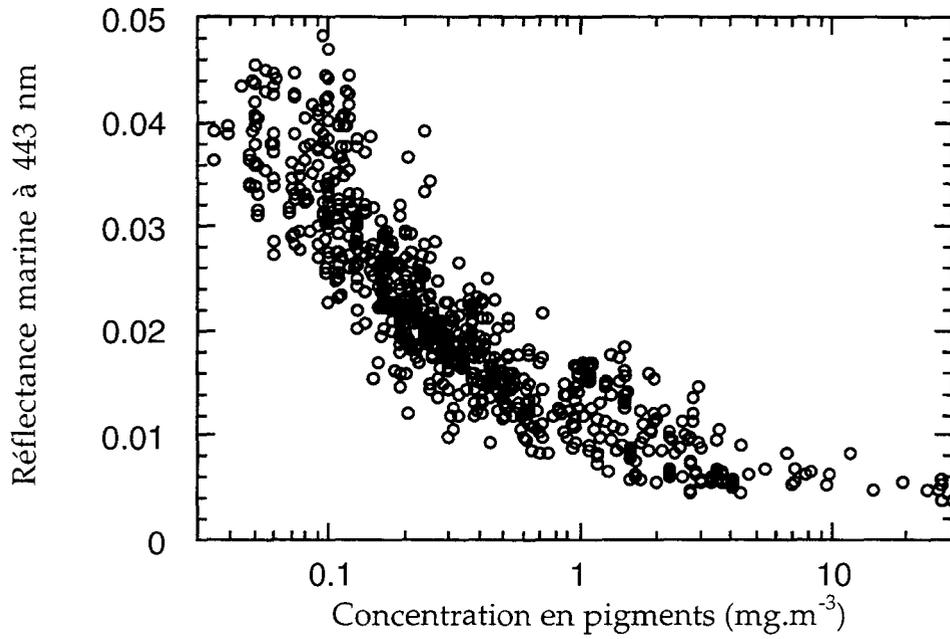


Figure 3.4: Réflectance marine mesurée in-situ au dessus de la surface en fonction de la concentration en pigments mesurée également in-situ (pour les eaux du cas-1). Cet ensemble de données (844 points) est tiré de la base SeaBam de mesures in-situ (*Robert Frouin, SIO, communication personnelle*).

Table 3.1
Bandes spectrales du capteur POLDER et leurs principales utilisations

Longueur d'onde centrale	Largeur (nm)	Polarisation	Domaine d'étude
443 nm	20	non	Couleur de l'océan
443 nm	20	oui	Aérosol, BRT
490 nm	20	non	Couleur de l'océan
565 nm	20	non	Couleur de l'océan
670 nm	20	oui	Aérosol, Végétation, BRT
763 nm	10	non	PSN
765 nm	40	non	Aérosols, PSN
865 nm	40	oui	Végétation, Aérosol, BRT
910 nm	20	non	Quantité de vapeur d'eau

BRT : Bilan Radiatif Terrestre

PSN : Pression au Sommet des Nuages

avec 3 bandes spectrales pour chaque bande polarisée.

POLDER est donc capable de viser jusqu'à 14 fois un même point de la surface de l'océan. Cet avantage lui permet de pouvoir éviter la réflexion directe du soleil sur la mer (le glitter) et donc de multiplier le nombre d'observations valides et, par conséquent, d'améliorer sensiblement la couverture des données réalisée. De plus, cette faculté de pouvoir observer la même scène pour un grand nombre d'angles de diffusion différents, permet a priori, en combinant les différentes directions, de mieux caractériser ou identifier l'aérosol observé.

Le traitement des données Couleur de l'Océan de POLDER est constitué de plusieurs blocs identifiés Figure (3.5). Les données POLDER de Niveau 1 (les luminances normalisées en haut de l'atmosphère) sont introduites en entrée du premier bloc du diagramme.

Après détection élimination des scènes nuageuses, les corrections gazeuses et correction d'aérosols stratosphériques sont réalisées. Puis, l'algorithme de correction atmosphérique (OC-24) effectue la correction des contributions aérosols troposphériques et moléculaire et estime les réflectances marines pour chaque visée POLDER. L'algorithme bio-optique (OC-26), effectue une synthèse directionnelle des réflectances marines et déduit une concentration en pigments. Enumérons ici les différents paramètres de sortie. Ceux de l'algorithme de correction atmosphérique, appelé OC24, sont:

- l'épaisseur optique aérosol
- le modèle d'aérosol
- l'indice de confiance I_a sur la correction atmosphérique réalisée
- les données exogènes: vitesse de vent et pression de surface

de même que pour chaque direction de visée valide

- la géométrie de visée: angles zénithal et azimutal de visée
- la réflectance marine directionnelle à 443, 490 et 565 nm
- la réflectance de correction à 865 nm

et ceux de l'algorithme bio-optique, appelé OC26, sont

- les réflectances marines diffuses à 443, 490 et 565 nm
- la concentration en pigments estimée
- indice de classification du type d'eau (*Morel et Prieur, 1977*)

Tous ces paramètres constituent les données POLDER de niveau 2.

L'objectif scientifique pour la couleur de l'océan POLDER, est d'obtenir une précision de l'ordre de 10^{-3} sur les réflectances marines dans les bandes spectrales 443, 490 et 565 nm, et d'atteindre une précision de 26% sur la détermination de la concentration en pigments, c'est à dire d'être capable de distinguer 30 classes sur la gamme $0.03-30 \text{ mg.m}^{-3}$ [*Deschamps et al., 1994*].

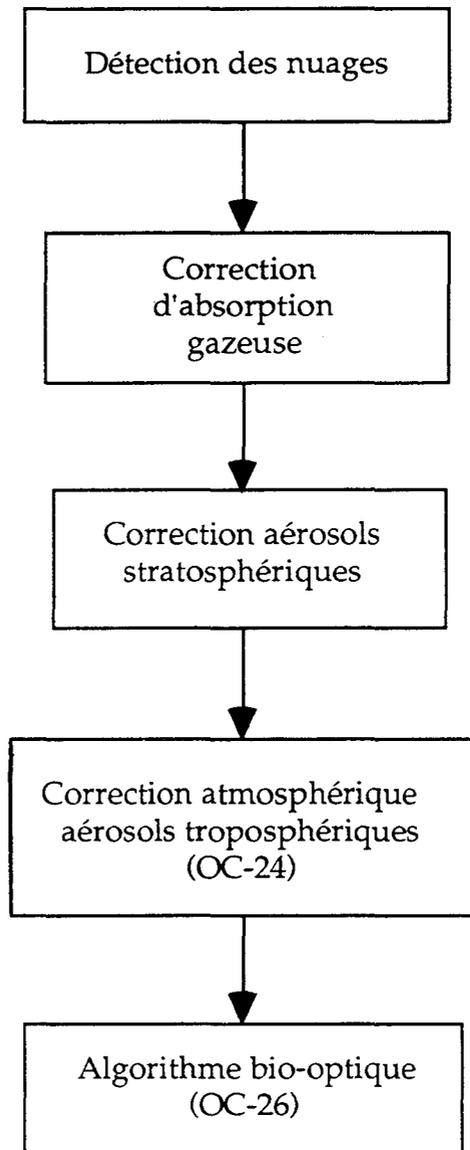


Figure 3.5
Diagramme des différents blocs qui
constituent le traitement des données POLDER
de Couleur de l'Océan

Chapitre 4: Observation et Modélisation de la Signature Spectrale de l'écume de Mer

4.1 Introduction : position du problème

Comme nous l'avons vu, l'observation de la couleur de l'océan par télédétection satellitale nécessite la correction et donc la connaissance approfondie des divers processus optiques interférants, à savoir la diffusion atmosphérique due aux molécules et aux aérosols et la réflectance de la surface de l'océan agitée par le vent donc les effets de glitter et d'écume. L'objectif est de soustraire ces processus du signal observé en haut de l'atmosphère pour retrouver les réflectances spectrales marine, dans les canaux 443 nm, 490 nm et 565 nm (pour POLDER), et d'en déduire une concentration de phytoplanctons.

Les corrections atmosphériques réalisées sur les mesures satellitales calculent les contributions du moléculaire, spectralement et quantitativement bien connues (*Gordon et al.*, 1988), et des aérosols, dont la signature spectrale est déterminée dans le domaine spectral 600 à 900 nm, là où la contribution de l'océan, c'est à dire la réflectance marine, est nulle. Cependant, lorsque la vitesse du vent à la surface de l'océan est suffisante, typiquement à partir de 5 m.s^{-1} , de l'écume de mer se forme par l'action du vent sur la crête des vagues. Or, cette écume n'est pas noire dans le domaine spectralement utile à la détermination des caractéristiques des aérosols (600 à 900 nm). Il est donc indispensable de prendre correctement en compte la réflectance de l'écume de mer qui peut atteindre 0.01 dans le canal centré à 443 nm (pour un vent de 15 m.s^{-1}) alors que les applications océaniques et biologiques nécessitent une précision meilleure que 0.001 sur la réflectance diffuse de l'eau. De plus, une imprécision sur cette réflectance spectrale de l'écume, considérée actuellement comme "blanche" dans le domaine spectral 400 à 900 nm, peut générer des erreurs sur la détermination des aérosols et donc sur la détermination des réflectances marines. Cette erreur introduirait donc des biais importants dans toute la chaîne de traitement algorithmique (*Frouin et al.*, 1996).

Les premiers travaux sur l'écume ont essentiellement caractérisé la dépendance de sa réflectance avec la vitesse du vent. *Monahan et Muircheartaigh* (1980) généralisent toutes les études menées entre autres par *Monahan* (1971),

Wu (1979) pour formuler la fraction de surface W d'océan couverte par l'écume par

$$W = 2.95 \cdot 10^{-6} V_s^{3.52} \quad (4.1)$$

où V_s est la vitesse du vent en m.s^{-1} .

D'autres travaux par *Whitlock et al.* (1982) et *Koepke* (1984), évaluent la réflectance de l'écume seule, c'est à dire pour W égal à 1. *Whitlock et al.* (1982) réalisent des mesures spectrales sur une écume générée par injection d'air dans une cuve d'eau. La dépendance spectrale alors observée montre que l'approximation de l'écume "blanche" est valable dans le domaine visible et proche infrarouge, ce qui représente le domaine spectralement utile pour l'observation de la couleur de l'océan. Les modélisations, réalisées par *Stabeno et Monahan* (1986) en appliquant l'optique géométrique à des couches planes de bulles, confirment ce résultat.

Koepke (1984), à partir de clichés réalisés depuis une plateforme, déduit de ses observations une réflectance maximale d'écume de 0.55, confortant ainsi les résultats de *Whitlock et al.* (1982), et une réflectance moyenne des paquets d'écume de 0.22. Cette formulation de *Koepke* (1984) pour la réflectance d'écume, est actuellement utilisée dans les algorithmes de corrections relatifs à l'observation de la couleur de l'océan.

$$\rho_{wc} = 0.22 W \quad (4.2)$$

La réflectance d'écume présentée par *Koepke* est celle d'une écume dite "blanche", c'est à dire considérée comme un corps gris dans le domaine 400 - 1000 nm. Or, de récentes mesures in-situ (*Frouin et al.*, 1996) effectuées sur de l'écume côtière, supposée plus représentative du milieu naturel que l'écume générée en laboratoire, ont montré que la dépendance spectrale apparaît plus prononcée. Cette chute représente 40% à 865 nm, 50% à 1020 nm et jusqu'à 90% à 1650 nm par rapport au canal 440 nm. En effet, les petites bulles d'air étant injectées dans un milieu composé d'eau absorbante, leur réflectance chute fortement dans le proche infrarouge.

Dans cette étude, nous avons réalisé des nouvelles mesures (spectrales et bidirectionnelles) de réflectances de l'écume de mer. Des résultats identiques à ceux de *Frouin et al.*, (1996) ont confirmé la rapide décroissance spectrale de la réflectance de l'écume de mer dans le proche infra-rouge. Puis, à partir de l'interprétation faite des mesures in-situ et de résultats expérimentaux d'autres études, un code de simulation de la réflectance de l'écume a été bâti. Il restitue

l'allure spectrale observée expérimentalement ce qui permet de déterminer un modèle géophysique d'écume.

4.2 Mesures expérimentales de réflectance d'écume dans des eaux côtières

4.2.1) *Instrumentation*

Nous disposons de trois radiomètres optiques MIR (Middle Infrared Radiometer), fabriqués au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, équipés chacun de quatre bandes spectrales. Les filtres utilisés et leurs largeurs sont présentés en Table (4.1).

Instrument	1		2		3		4	
	λ	$\Delta\lambda$	λ	$\Delta\lambda$	λ	$\Delta\lambda$	λ	$\Delta\lambda$
MIR-proto	440	40	650	40	850	40	1650	10
MIR-8	875	10	800	10	775	10	1000	10
MIR-7	850	10	875	10	1025	10	1050	10

Table 4.1: Longueur d'onde centrale (λ en nm) et largeur ($\Delta\lambda$ en nm) des quatre filtres montés sur chacun des instruments.

Le cycle de lecture séquentielle des 4 canaux spectraux d'un MIR est d'environ 1.2 seconde. Les comptes numériques enregistrés par les MIRs sont directement proportionnels aux luminances observées dans les 2° du champ de vue des appareils. Les instruments ont été étalonnés en luminance normalisée à l'éclairement solaire hors atmosphère par deux méthodes : en laboratoire, les instruments étant placés à la sortie d'une sphère intégrante délivrant une luminance normalisée connue (Annexe 1b), et sur le terrain, les instruments visant au zénith une plaque de spectralon de réflectance supérieure à 0.990 éclairée par un soleil à 45° de sa normale par un ciel dégagé (Annexe 1d).

4.2.2) *Procédure expérimentale*

Les mesures ont été réalisées sur la jetée (pier) de la Scripps Institution of Oceanography (SIO), La Jolla, lors de deux campagnes du 1 au 7 février (seul le radiomètre MIR-proto fut utilisé) et du 1 au 9 décembre 1995 (les trois radiomètres MIR furent utilisés). Il s'agissait de réaliser des mesures de réflectance directement sur les vagues déferlantes qui injectent une grande

quantité d'air dans l'eau et créent ainsi l'écume. La jetée de SIO est longue d'une centaine de mètres au delà du rivage et permet de se placer le plus justement possible à l'endroit où se brisait la vague, c'est à dire où la réflectance d'écume était maximale. Contrairement à l'océan ouvert où le déferlement est créé par l'action du vent sur la crête des vagues, le déferlement des vagues côtières se produit lorsque la remontée du fond marin freine la propagation et déstabilise la vague.

Pour la campagne de décembre, consacrée à l'étude spectrale de la réflectance de l'écume, les trois radiomètres, montés sur trois trépieds, pointaient le plus précisément possible la même zone sur les vagues déferlantes. Dans ces conditions, les trois axes optiques des 3 MIRs, c.a.d les trois angles de visée, pouvaient être considérés comme confondus. Cet angle de visée des 3 appareils fut fixé à 60° par rapport à la verticale. Les trois appareils étaient synchronisés à mieux que 0.5 s, mais la période du déferlement des vagues étant d'une dizaine de secondes, les mesures ne pourront pas être considérées comme simultanées. Pour la campagne de février, consacrée à l'étude de la bidirectionnalité de la réflectance d'écume, le radiomètre pointait la vague déferlante pour deux plans azimutaux de visée appelés Nord ($\varphi_v = 160^\circ$) et Sud ($\varphi_v = 340^\circ$), et pour 4 angles zénithaux de visée (40°, 50°, 60° et 70° au sud et 50°, 60°, 70° et 80° au nord).

4.2.3) Traitement des données

Pour un des filtres de longueur d'onde centrale λ , la réflectance observée ρ_o est déterminée par

$$\rho_o(\lambda) = \frac{K(\lambda) CN(\lambda)}{\cos(\theta_s)t_a(\lambda, \theta_s)} \left(\frac{d_o}{d}\right)^2 \quad (4.3)$$

où $CN(\lambda)$ sont les comptes numériques donnés par l'appareil, $K(\lambda)$ le coefficient d'étalonnage correspondant à la bande spectrale de longueur d'onde centrale λ , θ_s est l'angle zénithal solaire, $(d/d_o)^2$ la correction de la variation de la distance Terre-Soleil (*Paltridge et Platt, 1977*), et $t_a(\lambda, \theta_s)$ est la transmission atmosphérique totale. L'épaisseur optique totale n'excédant pas 0.1 à 870 nm les jours retenus, ce dernier terme est approximé pour une atmosphère moléculaire, et donc en négligeant les aérosols, par

$$t_a(\lambda, \theta_s) = \exp\left\{-0.48 \frac{\tau_r(\lambda)}{\cos(\theta_s)}\right\} \quad (4.4)$$

où τ_r est l'épaisseur optique Rayleigh selon *Gordon et al. (1988)*.

L'évolution temporelle des réflectances ainsi enregistrées (Figure 4.1) présente des pics successifs qui traduisent bien le déferlement des vagues. Cependant, l'écume étant une couche opaque recouvrant l'océan, la réflectance mesurée ρ_o doit être corrigée de celle de l'eau sans écume qui n'est autre que celle mesurée entre deux déferlements de vagues. Ainsi, pour chaque nouvelle position sur le pier ou chaque nouvelle condition de mesure, une valeur de réflectance d'eau sans écume peut être déterminée. La réflectance d'écume devient alors

$$\rho_{wc}(\lambda) = \rho_o(\lambda) - \min(\rho_o(\lambda)) \quad (4.5)$$

Finalement, afin de pouvoir comparer l'allure spectrale des mesures des différentes positions sur le pier, donc pour des déferlements et des valeurs de réflectance différents, les réflectances d'écume sont normalisées par la réflectance à 440 nm ce qui définit alors le facteur spectral F_{wc} par

$$F_{wc}(\lambda) = \frac{\rho_{wc}(\lambda)}{\rho_{wc}(440)} \quad (4.6)$$

De ce fait, $F_{wc}(440)$ est égale à l'unité quelque soit la valeur de la réflectance d'écume (et donc la quantité d'écume).

Pour cela, afin d'augmenter la précision sur le facteur spectral, seules les réflectances les plus élevées (la moitié) seront retenues.

4.2.4) Résultats

De la campagne sur l'étude de l'aspect spectral, la journée du 3 décembre 1995 a été retenue pour son ciel très dégagé, et la bonne visibilité sur le site, l'épaisseur optique totale étant de 0.07 à 850 nm. Des mesures ont été réalisées sur 4 positions nommées 16,17-18,17-18b et 18b correspondantes au mieux à l'endroit où la vague se brisait.

L'évolution temporelle de la réflectance d'écume (Figure 4.1) fait apparaître une série de pics caractérisant les déferlements des vagues et donc une production d'écume : la réflectance croît alors jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0.4 voire 0.5 ce qui correspond aux valeurs de réflectance d'écume mesurées par *Whitlock et al.* (1982) en laboratoire. *Koepke* (1984) caractérise cette écume de 'fresh foam' dans le sens où elle est associée à une vague qui vient juste d'éclater. De plus, les réflectances moyennées temporellement à 440 nm sur toute la série de la Figure 4.1 sont de l'ordre de 0.25, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celles estimées par *Koepke* (1984).

Ce résultat illustre donc bien l'interprétation de *Koepke* (1984), à savoir que la réflectance moyenne de l'écume varie jusqu'à un facteur 2 suivant l'échelle de temps considérée c'est à dire suivant l'âge de l'écume considérée.

Nos mesures pour les 4 positions sur le pier (Figure 4.2) montrent une chute spectrale de la réflectance par rapport à 440 nm, de 10% à 650 nm, de 25% à 800, nm de 30% à 850 nm, de 55% à 1050 nm et de 85% à 1650 nm. Ces résultats confirment donc les résultats obtenus par *Frouin et al.* (1996) (Figure 4.3) dans des conditions de mesures identiques aux nôtres.

L'aspect bidirectionnel de ce facteur spectral, objet de la campagne de mesures de février 1995, fut aussi étudié pour 2 plans azimutaux de visée Nord (160°) et Sud (340°), et pour 4 angles zénithaux de visée, 40°, 50°, 60° et 70° au sud et 50°, 60°, 70° et 80° au nord, pour lesquels la réflectance d'écume fut mesurée par le radiomètre MIR-Proto. Le facteur spectral, ainsi déterminé pour 8 directions différentes (Figure 4.4), présente une nouvelle fois une décroissance nette à 650 (environ 10%) et 850 nm (environ 30%) en accord avec les mesures précédemment exposées et ce pour les 8 directions de visée. Aucun effet bidirectionnel n'est observé mis à part le fait que la chute spectrale à 650 et 850 nm est de 5 à 10% plus prononcée pour les observations dans le demi-espace de diffusion arrière (nord) que dans le demi-espace de diffusion avant (sud). Cette différence peut être attribuée aux effets de glitter, plus important côté sud, et généralement considérés comme spectralement blanc entre 440 et 850 nm (φ_s étant de l'ordre de 190°). La faible variation bidirectionnelle du facteur spectral d'environ 5% que nous observons sur les 8 directions de visée ne permet pas de conclure à l'existence d'un effet directionnel important. A la précision des mesures près, l'approximation habituellement faite d'une écume Lambertienne ne semble donc pas devoir être remise en question.

4.3 Interprétation de la chute spectrale

Les mesures in-situ de la réflectance d'écume révèlent donc une chute spectrale entre 440 et 850 nm. Cette chute signifie que l'écume devient plus absorbante lorsque l'on observe vers le proche infrarouge. L'écume est en fait habituellement assimilée à de la mousse, c'est à dire des bulles d'air à paroi d'eau assez fine (quelques micromètres) et qui constitue l'interface air-océan. Or, le phénomène est en réalité plus complexe. Lorsqu'une vague éclate, elle injecte en profondeur (de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres) une quantité importante de petites bulles d'air qui résident plusieurs secondes sous la surface. Puis, à leur arrivée en surface, les bulles éclatent pour certaines ou forment la mousse de surface pour les autres. La présence de ces bulles en

profondeur se révèle bien à l'oeil, quelques secondes après que la vague ait éclaté, sous forme de tâches laiteuses et assez étendues. Ces bulles constituent donc un milieu très diffusant qui, par augmentation du trajet des photons sous la surface (et donc dans l'eau), va donner beaucoup plus d'importance à l'absorption de l'eau (voir schéma ci-dessous). Il convient donc d'associer à la mousse de surface, une sous-couche de bulles d'air résidantes sous la surface, cette discrimination ayant déjà été avancée par *Frouin et al.* (1996). Le milieu écume ainsi constitué se révèle être plus absorbant dans le proche infrarouge que la mousse de surface seule habituellement considérée.

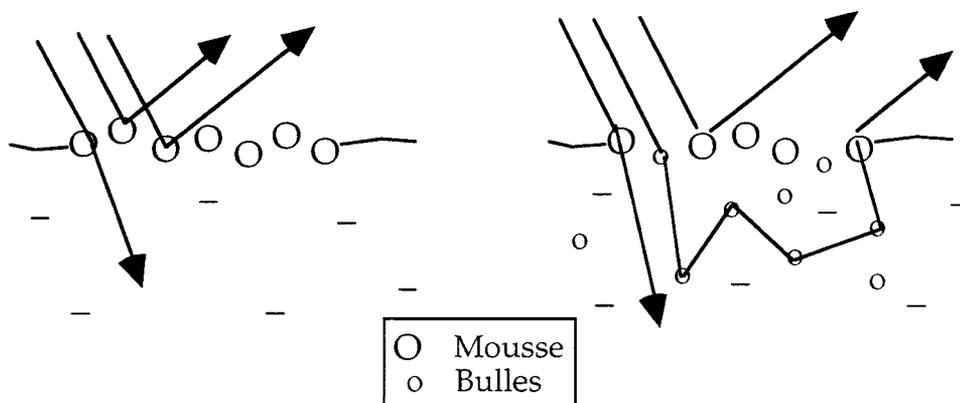


Schéma d'interprétation de la chute spectrale de la réflectance d'écume.

4.4 Simulation de la réflectance de l'écume de mer

Afin de mieux comprendre les mécanismes qui contribuent à cette chute spectrale observée expérimentalement, un modèle de simulation du transfert radiatif dans une couche d'écume a été établi. Suite à l'interprétation apportée en 4.3, ce modèle est basé sur deux processus physiquement différents et qui sont décrits ci-dessous : une mousse de surface (Surface Foam Reflectance en anglais) et une couche sous-marine de bulles (Underlayer Bubbles Reflectance).

4.4.1) *La mousse de surface*

La mousse de surface est assimilée à une couche semi-transparente composée de cavités d'air emprisonnées par de fines parois d'eau (quelques micromètres). *Whitlock et al.* (1982), en injectant de l'air dans une cuve contenant de l'eau et diverses substances, a recréé en laboratoire une écume de ce type, et a décrit l'allure spectrale de sa réflectance que l'on appellera par la suite *SFR* (Figure 4.5). Cette mousse de surface apparaît blanche dans le domaine spectral 400 - 850 nm. C'est cette dépendance spectrale qui est généralement utilisée comme dépendance spectrale de la réflectance d'écume dans les algorithmes relatifs à l'observation de la couleur de l'océan par télédétection.

4.4.2) La couche sous-marine de bulles

Il est aisément observable à l'oeil nu que sous la surface de l'océan, en plus de la mousse de surface, une sous-couche d'aspect laiteuse, apporte une contribution non négligeable à la réflectance observée. Cette sous-couche est composée de petites bulles qui résident plusieurs secondes dans l'eau et donc qui baignent dans un milieu beaucoup plus absorbant que la mousse de surface. L'absorption de l'eau et la diffusion des bulles d'air jouent ici des rôles primordiaux qui entrent en ligne de compte dans notre simulation.

a) Granulométrie et fonction de phase

Pour étudier cette couche de bulles, nous avons simulé le transfert radiatif dans une couche d'eau contenant une population de bulles en suspension caractérisée par sa fonction de phase et sa densité. A l'aide de la théorie de Mie, les propriétés optiques d'une bulle d'air (coefficients de Mie) ont été calculées à partir des indices respectifs du milieu ambiant, l'eau, et de la bulle, l'air. Les coefficients de Mie ainsi obtenus pour une bulle sont ensuite associés à une granulométrie $n(z,r)$ représentative de la population de bulles, la combinaison résultante fournissant une fonction de phase caractéristique de cette population. La granulométrie, à savoir la densité de bulles de rayon r à une profondeur z donnée, est définie par

$$n(z,r) = N(z).f(r) = dN(z)/dr \quad (4.7)$$

où $N(z)$ est la concentration de bulles, tous rayons confondus, à une profondeur z et $f(r)$ la probabilité d'existence d'une bulle de rayon r . D'après les travaux de *Kolovayev* (1988), *Johnson et Cooke* (1979) puis *Baldy* (1993), il apparaît que cette probabilité $f(r)$ peut être représentée par une loi de *Junge* en puissance -4. Nous considérons donc que

$$\begin{aligned} f(r) &= f_0 && \text{pour } 10 < r < 50 \text{ mm} \\ f(r) &= f_0.(r/50)^{-4} && \text{pour } 50 < r < 500 \text{ mm} \end{aligned} \quad (4.8)$$

où r est en micromètre et où f_0 est défini par $(\int f(r)dr) = 1$.

$N(z)$ dépendant fortement de la vitesse du vent à la surface de l'océan, la granulométrie pourra sensiblement varier : un vent fort de 12 m.s^{-1} créera de grosses vagues injectant beaucoup plus de bulles dans l'eau qu'un vent faible de 5 m.s^{-1} (*Wu*, 1988). Les travaux de *Baldy* (1993) décrivent les populations de bulles à différentes profondeurs et permettent d'obtenir une estimation réaliste de $N(z)$.

La fonction de phase ainsi obtenue possède un pic de diffusion vers 80° , similaire à l'effet d'arc-en-ciel des gouttes d'eau dans l'air, et qui fut déjà mis en évidence par *Davis* (1955) et *Marston et Kingsbury* (1979). De plus, la fonction de phase des bulles (Figure 4.6) présente deux régimes que l'on peut interpréter à l'aide de l'optique géométrique, car le rayon des bulles étant très supérieur à la longueur d'onde, nous sommes à la limite de la théorie de Mie: i/ La moitié du rayonnement diffusé se concentre dans la pointe avant, à savoir un cône de quelques degrés autour de la direction de diffusion avant (pour un angle de diffusion inférieur à 5°). Cette très forte probabilité de diffusion avant est assimilée au phénomène de diffraction du rayonnement incident par les bulles. ii/ Lorsque le rayonnement incident est intercepté par la bulle, ce sont les phénomènes de réflexion et de réfraction de l'optique géométrique qui interviennent. La diffusion s'effectue alors dans toutes les directions : elle est plus importante avant l'arc de diffusion (pour un angle de diffusion entre 5 et 80°) qu'après (pour un angle de diffusion entre 85 et 180°).

L'indice optique réel de l'eau n'évolue pas entre 400 et 1000 nm, et de plus, du fait de la grosse taille des bulles par rapport à la longueur d'onde, la section efficace de diffusion des bulles reste constante et égale à 2 . La fonction de phase des bulles calculée pour plusieurs longueurs d'onde (440 , 850 et 1200 nm) [Figure 4.6] reste alors la même sur tout le domaine visible et proche infrarouge.

b) transfert radiatif

Nous avons adapté le code des ordres successifs de diffusion (*Deuzé et al.*, 1989) à l'étude du transfert radiatif dans cette couche de bulles. L'océan est choisi très profond de telle sorte qu'il puisse être considéré comme semi-infini. On y introduit alors sur une profondeur H_b , une population de bulles caractérisée par sa fonction de phase, et son épaisseur optique τ_b . Le code, après avoir découpé le milieu en 300 sous-couches, résout l'équation de transfert radiatif pour chaque ordre de diffusion et pour chaque sous-couche. Les paramètres d'entrée du code sont donc : l'épaisseur optique τ_b des bulles, l'albédo de diffusion ω_0 du système (c'est à dire bulle + eau), l'angle zénithal θ_s du rayonnement solaire incident. En sortie du code, la luminance normalisée à l'éclairement solaire hors atmosphère L_n de chaque ordre n de diffusion, est exprimée en fonction des angles zénithal de visée et azimutal relatif θ_v et ϕ . Ces luminances L_n sont initialement calculées pour un albédo de diffusion ω_0 égal à 1 , c'est à dire pour un milieu uniquement diffusant. La réflectance (appelée *UBR*) observée au dessus d'une couche de bulles d'albédo ω_0 différent de 1 peut être calculée de façon approchée par la somme des luminances L_n de chaque ordre de diffusion pondérées par la probabilité d'être diffusé à cet ordre n , à savoir ω_0^n . On a donc

$$UBR(\theta_v, \varphi) = \frac{1}{\cos(\theta_s)} \sum_n \bar{\omega}_o^n L_n(\theta_s, \theta_v, \varphi) \quad (4.9)$$

où l'albédo de diffusion est défini dans le cas le plus général par

$$\bar{\omega}_o = \frac{k_{diff}}{k_{diff} + k_{abs}} \quad (4.10)$$

Pour l'écume, les bulles sont considérées comme diffusantes de même que l'eau essentiellement absorbante. Dans ces conditions, l'albédo devient simplement

$$\bar{\omega}_o = \frac{k_{diff}(bulle)}{k_{diff}(bulle) + k_{abs}(eau)} \quad (4.11)$$

où le coefficient d'absorption de l'eau est donné par *Hale et Querry* (1973). Le coefficient de diffusion des bulles pouvant être écrit comme

$$\tau_b = k_{diff} H_b \quad (4.12)$$

l'albédo de diffusion $\bar{\omega}_o$ peut alors se réécrire comme

$$\bar{\omega}_o = \frac{\tau_b}{(\tau_b + H_b k_{abs})} \quad (4.13)$$

A 440 nm, l'absorption de l'eau k_{abs} étant faible, l'albédo de diffusion $\bar{\omega}_o$ vaut typiquement 1 alors qu'à 1000 nm, l'absorption de l'eau étant typiquement 100 fois plus importante qu'à 440 nm, $\bar{\omega}_o$ chute rapidement.

L'écume (c'est à dire la couche sous-marine de bulles) apparaît comme un milieu très diffusant (Figure 4.7): la décomposition de la réflectance totale par ordres successifs de diffusion montre que : i) la diffusion primaire joue un rôle faible, car elle représente moins de 5% de la réflectance totale pour des épaisseurs optiques supérieures à 2, et ii) le nombre moyen de diffusion d'un photon par la couche de bulles est important : supérieur à 14 pour une épaisseur optique de 3.

4.4.3) Intégration du modèle

Notre modèle d'écume est composé de l'addition de deux écumes de comportement spectral différent et nécessite trois paramètres en entrée

a) la couche semi-transparente de mousse de surface est caractérisée par sa réflectance à 400 nm et sa dépendance spectrale selon *Whitlock et al.*. Cette réflectance représente, à 400 nm, l'importance de la *SFR* par rapport à la *UBR*

b) la sous couche de bulles est définie par une épaisseur géométrique H_b

c) la quantité de bulles dans cette sous-couche est donnée par l'épaisseur optique τ_b des bulles

La couche de mousse étant semi-transparente, la réflectance *WSR* du modèle final d'écume peut s'écrire

$$WSR(H_b, \tau_b, SFR) = SFR + UBR(H_b, \tau_b) \frac{(1-SFR)^2}{(1-SFR \cdot UBR(H_b, \tau_b))} \quad (4.14)$$

Les trois paramètres du modèle sont ajustés de façon à simuler une allure spectrale de *WSR* proche de celle mesurée in situ par les instruments *MIR* et ceci sur le domaine spectral 400-1600 nm.

Un bon accord fut trouvé pour une *SFR* de 0.11 à 400 nm, une épaisseur optique τ_b de 3 et une profondeur géométrique H_b de 15 cm (Figure 4.8).

Les trois réflectances, *UBR*, *SFR* et *WSR* du modèle obtenu, sont présentées en Figure 4.8. Le modèle considère 50% de bulles et 50% de mousse de surface. Ce résultat aboutit à une réflectance d'écume simulée de l'ordre de 0.22 ce qui correspond aux estimations réalisées par *Koepke* (1984).

4.5 Discussion

Nos mesures in-situ ont montré qu'une rapide décroissance spectrale de la réflectance d'écume devait être prise en compte dans le proche infrarouge pour des longueurs d'onde inférieures à 1000 nm, confortant ainsi les résultats de *Frouin et al.* (1996). Cette chute spectrale est en contradiction avec les observations d'écume décrite comme blanche par *Whitlock et al.* (1982). Il ne s'agit donc pas du même type d'écume et nécessairement, il convient de considérer en plus de l'écume de type *Whitlock et al.* une écume de type 'sous-marine', constituée de bulles injectées par le déferlement en profondeur. Deux phénomènes permettent alors d'expliquer la chute spectrale observée : i/ la diffusion des photons par les bulles d'air, ce qui augmente le parcours de ceux-ci dans le milieu aquatique, et ii/ l'absorption de l'eau qui, du fait du long trajet des photons dans l'eau, va prendre une importance déterminante surtout dans le proche-infrarouge. Le rôle important joué par l'absorption s'illustre (Figure 4.9) par une simple comparaison entre la réflectance d'écume observée in-situ par les instruments *MIR* et l'inverse du coefficient d'absorption de l'eau selon *Hale et*

Querry (1973). Le coefficient d'absorption de l'eau est, pour 850 nm, 150 fois plus élevé qu'à 400 nm, c'est à dire qu'à 850 nm, le photon devra parcourir une distance 150 fois moins importante qu'à 400 nm pour que l'effet de l'absorption soit comparable. Notre modèle d'écume, construit en additionnant deux couches, l'une de mousse de surface, et l'autre d'une sous-couche de bulles, permet de restituer l'allure spectrale déduite des mesures in-situ. Ses paramètres sont : une couche de 15 cm constituée de bulles d'épaisseur optique 3. Ces paramètres sont en accord avec les différentes études trouvées dans la littérature et qui caractérisent les bulles. En effet, Baldy (1988) a montré que la majorité des bulles se trouvent localisées près de la surface dans une couche de 10 à 15 cm d'épaisseur, où la concentration de bulles est la plus élevée. De plus, les spectres de taille de bulles étudiés par Baldy permettent de prédire une épaisseur optique de l'ordre de 1 ou 2 ce que considère notre modèle.

Lorsqu'une vague éclate, elle génère : de la mousse de surface, très abondante au début, et des bulles d'air injectées sous la surface de l'océan. Celles-ci résident quelques secondes dans l'eau et participent activement à la réflectance d'écume (*WSR*). L'évolution spectrale de la *WSR* (Figure 4.10) comporte trois régimes : i/ de 400 à 600 nm, la *WSR* restant constante, les contributions de la *SFR* et de la *UBR* sont du même ordre de grandeur, ii/ de 600 à 1000 nm, la chute spectrale de la *WSR* est entièrement due à la présence des bulles sous la surface de l'océan, iii/ à partir de 1mm, les bulles n'étant plus visibles, seule la mousse de surface (*SFR*) contribue à la *WSR*.

L'étude de la réflectance de l'écume de mer doit cependant être maintenant élargie aux eaux du large. D'autres mesures aéroportées, à l'aide des radiomètres Pushbroom et Polder (du CNES), semblent généraliser cette chute spectrale au cas de l'écume de pleine mer.

4.6 Généralisation à l'écume de haute mer

Les résultats obtenus en section (4.2), sont observés sur de l'écume côtière. Or, est-ce que cette écume côtière est représentative de l'écume que l'on peut trouver en haute mer et qui parasite les mesures de réflectance de surface de l'océan depuis l'espace ?

En pleine mer, l'écume est uniquement créée par l'action du vent sur les crêtes des vagues contrairement à l'écume côtière créée par les vagues qui se brisent par la brusque remontée des fonds marins. Il n'y a donc a priori pas de raison pour que le mélange mousse de surface-bulles sous-marines décrit en paragraphes (4.3) et (4.4) soit le même sur la côte et en pleine mer. Divers vols aéroportés ont été

réalisés dans des conditions permettant d'observer des taches d'écume (ciel dégagé, vent de surface important).

L'instrument Push-Broom, caméra CCD haute résolution de 2560 pixels développée par le CNES et embarquée sur un avion, a réalisé des prises de vue le 4 Juin 1994 à 3000 m d'altitude au large de Toulon. Ses bandes spectrales sont 555, 665, et 855 nm et ont été interétalonnées sur le glitter. Après corrections atmosphériques, l'étude préliminaire de taches d'écume a mis en évidence une chute spectrale de la réflectance d'écume (Fig. 4.11) de 10% à 665 nm et 35% à 865 nm par rapport au canal 555 nm.

D'autres mesures ont été réalisées pendant la campagne MEDECUME par l'instrument aéroporté POLDER, le 14 avril 1995, toujours au large de Toulon. Les bandes spectrales sont 443, 670, et 865 nm. Les premiers résultats (Fig. 4.12) laissent apparaître une chute spectrale d'environ 9% à 670 nm et 30% à 865 nm, donc du même ordre de grandeur de celle observée par l'instrument Push-Broom et les mesures in-situ.

Ces deux expériences aéroportées ont donc montré que la chute spectrale observée en pleine mer est du même ordre de grandeur que celle mesurée in-situ dans des eaux côtières (*Fougnie et Deschamps, 1997*) avec les conséquences que cela implique pour la télédétection de la couleur de l'océan (*Frouin et al., 1996*).

4.7 Perspectives et études complémentaires sur l'écume

Dans le but de compléter et de préciser les résultats observés, des mesures in-situ et aéroportées ont été réalisées et devraient permettre de comprendre encore mieux le phénomène d'écume de mer.

Tout d'abord, des mesures de réflectance d'écume de mer ont été effectuées sur le pier de la Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, par le radiomètre Simbad décrit en Chapitre 6. Ces mesures faites à une cadence très rapide de 0.1s, devraient permettre l'étude du comportement du facteur spectral de l'écume dans le temps, ceci 5 bandes spectrales. En effet, ce facteur dépend (section 4.4) du mélange de mousse et de bulles. Or, selon l'âge de l'écume, ce mélange évolue : essentiellement mousse pendant que le vague se brise et plutôt bulles résidantes par la suite.

Puis, dans le souci de généraliser cette étude à la haute mer, des mesures de réflectance d'écume ont été réalisées pendant la campagne CalCOFI-9610 toujours avec le radiomètre Simbad (prototype).

Enfin, nous disposons d'images aéroportées acquises pendant un vol AVIRIS. Ces données multispectrales permettront une étude spectrale affinée grâce à la résolution de l'instrument (5 nm).

Des améliorations pourront être apportées au code de simulation de la réflectance d'écume. La couche de bulles sous-marine (section 4.4.2) considérée homogène, pourra être remplacée par un profil exponentiellement décroissant avec la profondeur. De même, nous envisageons de simuler aussi le transfert radiatif dans la couche de mousse de surface à partir de la fonction de phase de la mousse et de reproduire de ce fait les résultats de *Whitlock et al.* (1982). Finalement, ce code permettra une étude supplémentaire sur les effets directionnels de la réflectance d'écume. En effet, les procédures expérimentales n'ont permis d'étudier les effets directionnels que sur le facteur spectral de l'écume et non de la réflectance d'écume directement. Cette étude devient possible grâce au code de simulation qui rend possible l'étude du même échantillon sous plusieurs géométries de visée.

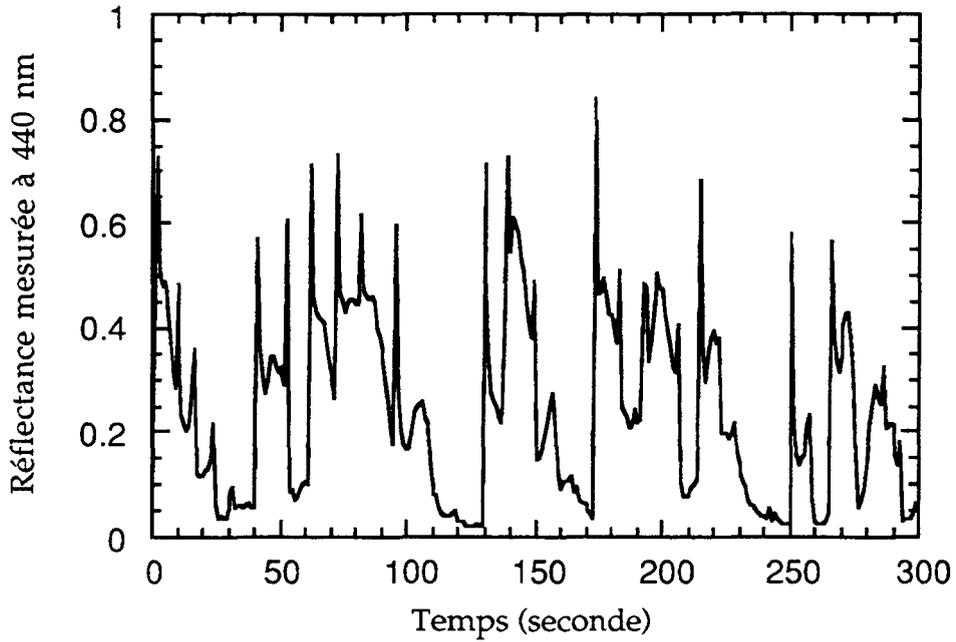


Figure 4.1: Evolution temporelle de la réflectance mesurée à 440 nm par les instruments MIR en décembre 1995.

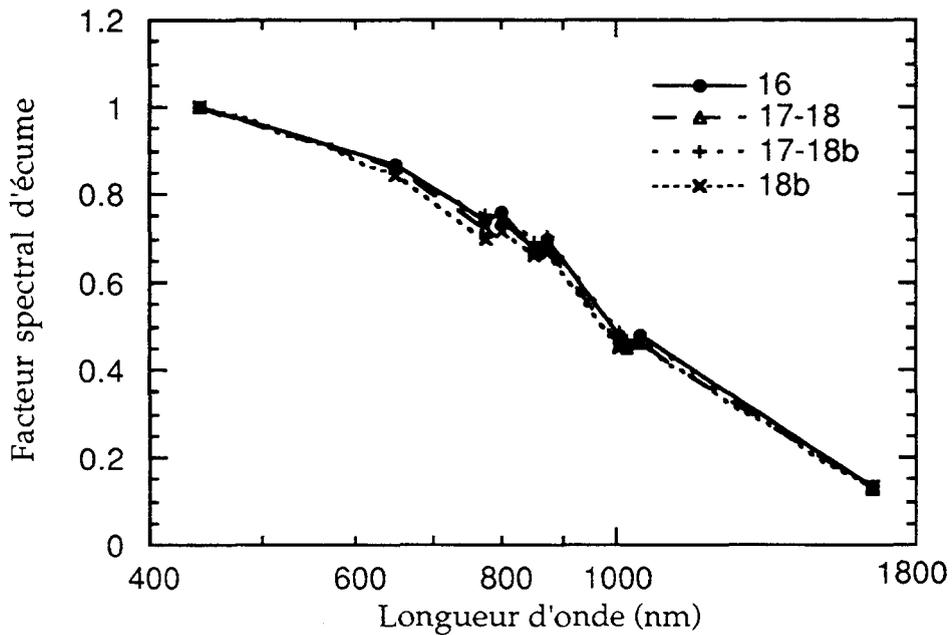


Figure 4.2: Facteur spectral de l'écume dérivé des mesures in-situ de décembre 1995, pour 10 longueurs d'onde et pour 4 positions sur le pier (16, 17-18, 17-18b, et 18b).

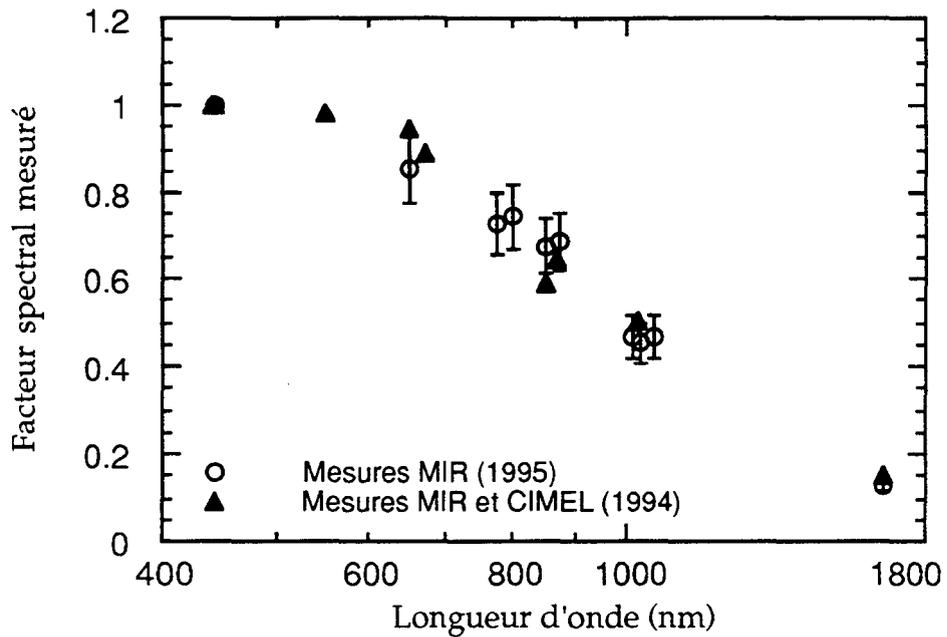


Figure 4.3: Facteur spectral de l'écume: a) moyenne et écart type, pour 10 longueurs d'onde, des réflectances dérivées des mesures MIR de décembre 1995, b) moyennes spectrales de réflectances d'écume selon Frouin et al. (1996) avec 2 instruments MIR et CIMEL en février 1994.

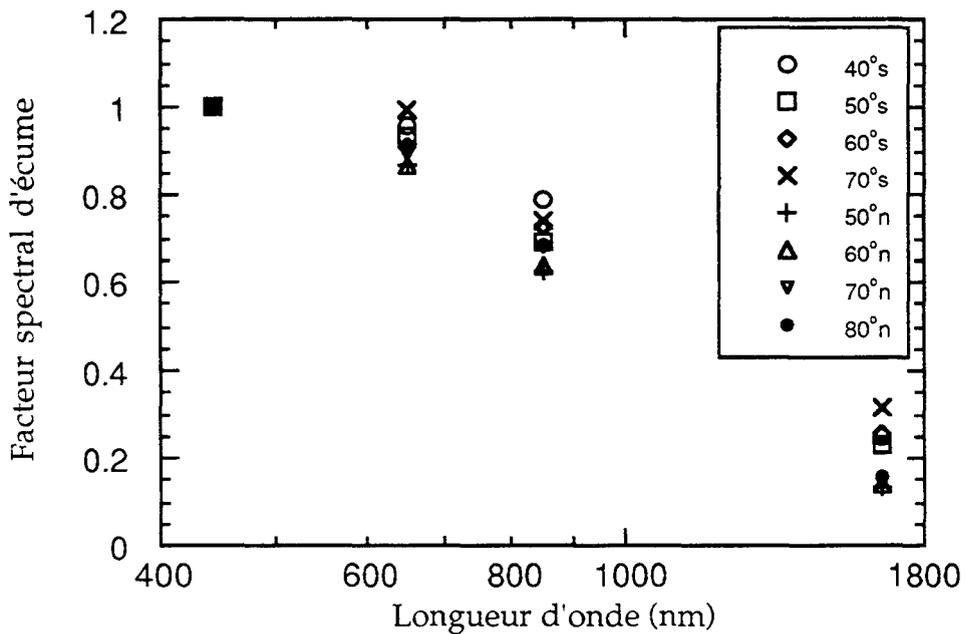


Figure 4.4: Facteur spectral de l'écume dérivé des mesures in-situ de février 1995 pour des angles zénithaux de visées de 40, 50, 60, 70 et 80° et pour 2 plans azimutaux vers le nord (appelé 'n') et vers le sud (appelé 's').

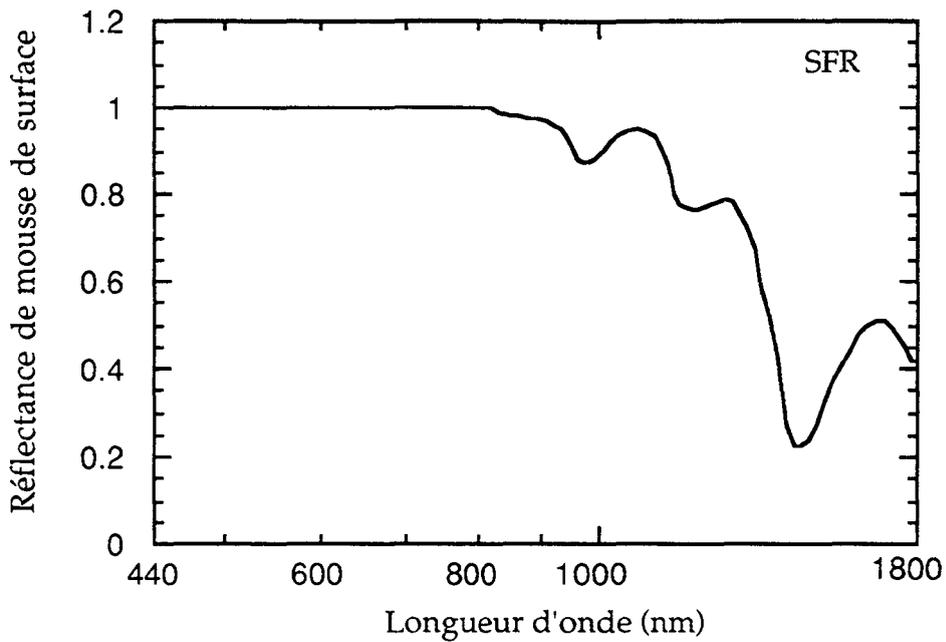


Figure 4.5: Facteur spectral de l'écume selon *Whitlock et al.* (1982) pour le domaine spectral 400-1800 nm .

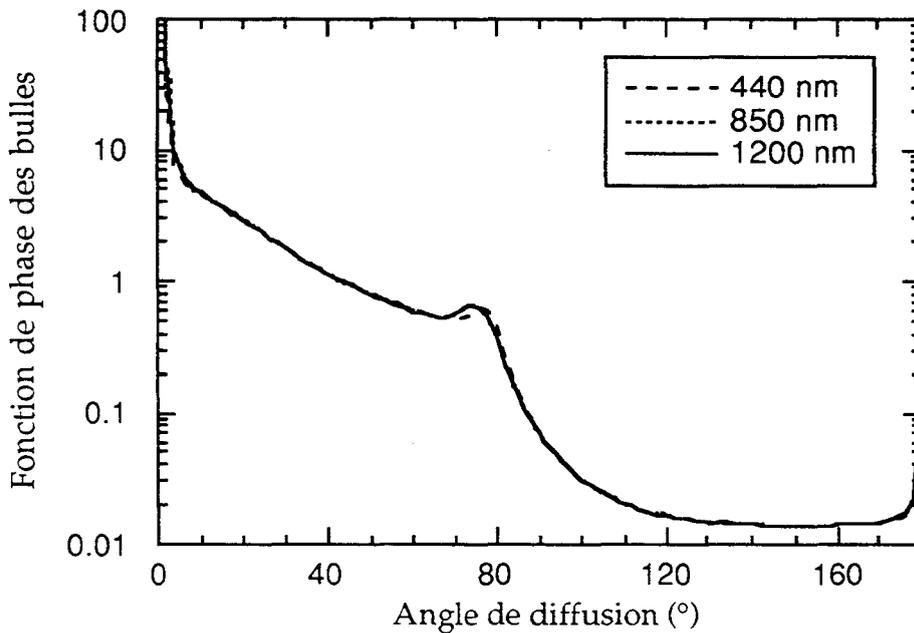


Figure 4.6: Fonction de phase des bulles d'air dans l'eau pour 3 longueurs d'onde (400, 850 et 1020 nm), calculée par la théorie de Mie et en prenant en compte les spectres de taille des bulles étudiés par *Baldy* (1987). Le demi-espace de rétrodiffusion correspond à des angles de diffusion supérieurs à 90° et l'angle critique est égale à 80°.

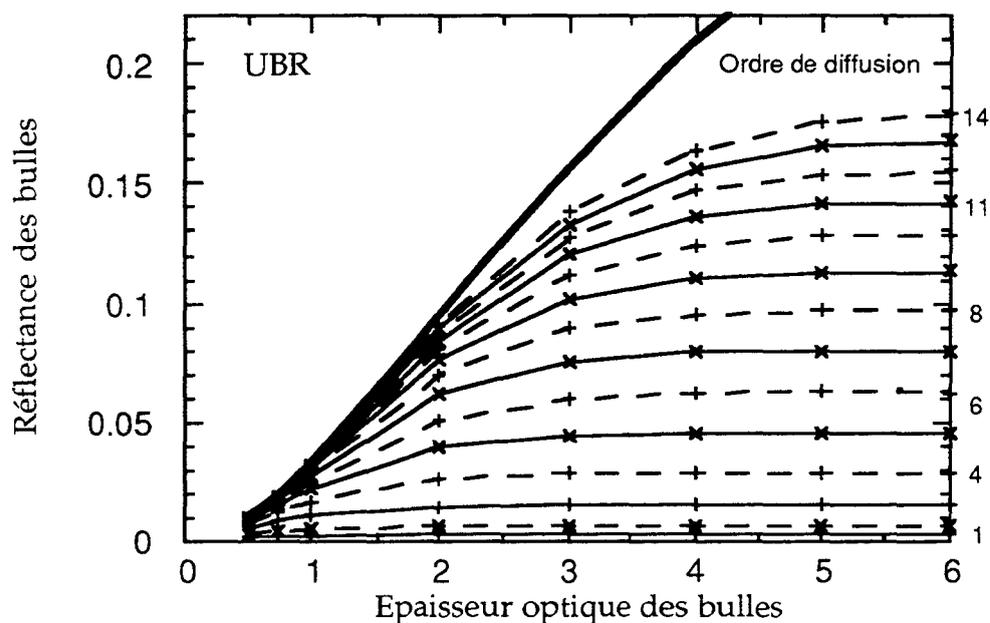


Figure 4.7: Décomposition en ordres successifs de la réflectance observée au dessus d'une couche de bulles de différentes épaisseurs optique (de 0.5 à 6) et pour un albédo de diffusion de 1, un angle zénithal solaire de 45° et un angle azimutal de visée de 180° (rétrodiffusion). La diffusion primaire est caractérisée par l'ordre d'indice 1.

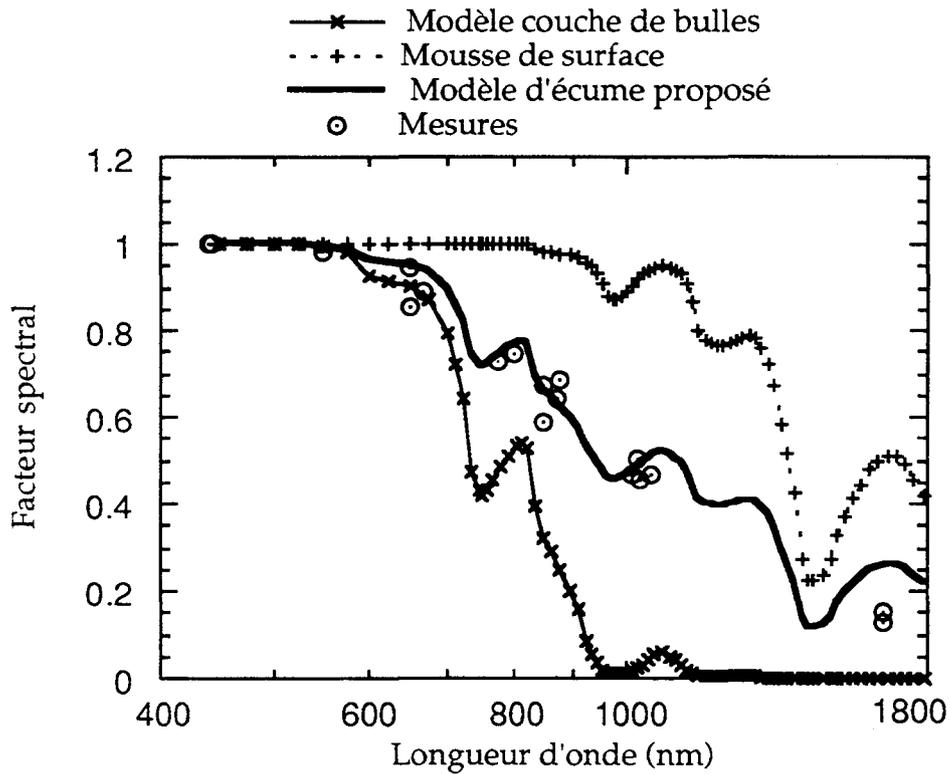


Figure 4.8: Comparaison entre les différents facteurs spectraux de: a) la réflectance de la mousse de surface (*SFR*) selon *Whitlock* (1982) [en pointillé], b) la réflectance de la sous-couche de bulles (*UBR*) de 15 cm de hauteur et d'épaisseur optique 3 [croix], c) la réflectance du modèle d'écume (*WSR*) résultant de l'addition de la mousse et des bulles [traits gras] et d) la réflectance dérivée des mesures MIR de février 1994 (*Frouin et al.*, 1996) et de décembre 1995 [cercles pointés].

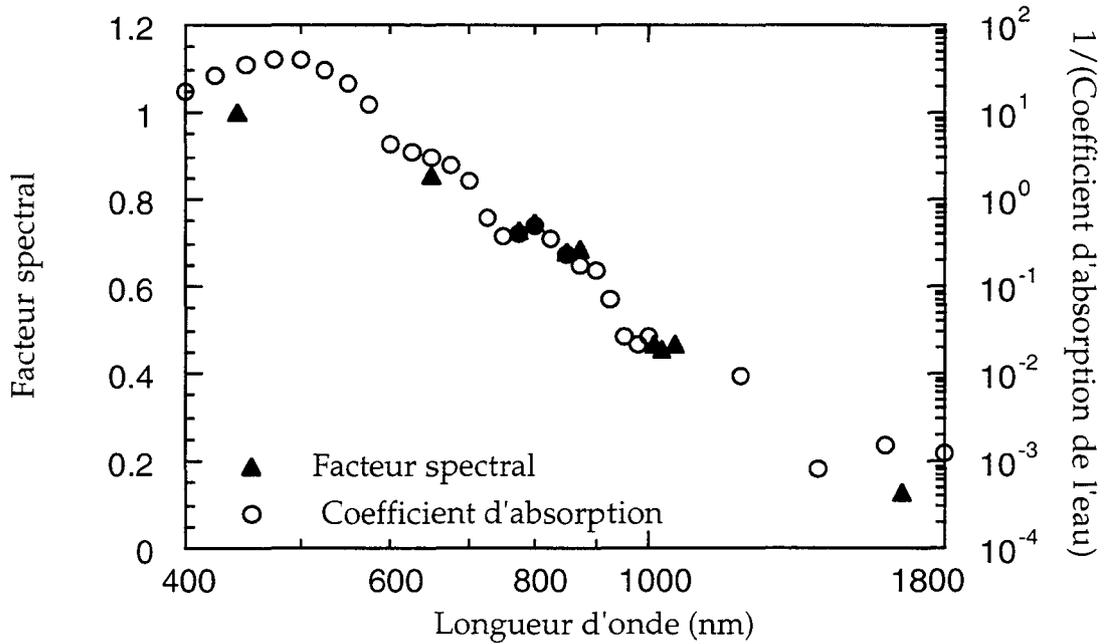


Figure 4.9: Comparaison, dans le domaine spectral 400-1800 nm, du facteur spectral déduit des mesures MIR de décembre 1995 et de l'inverse du coefficient d'absorption de l'eau selon *Hale et Querry* en m⁻¹ (1973).

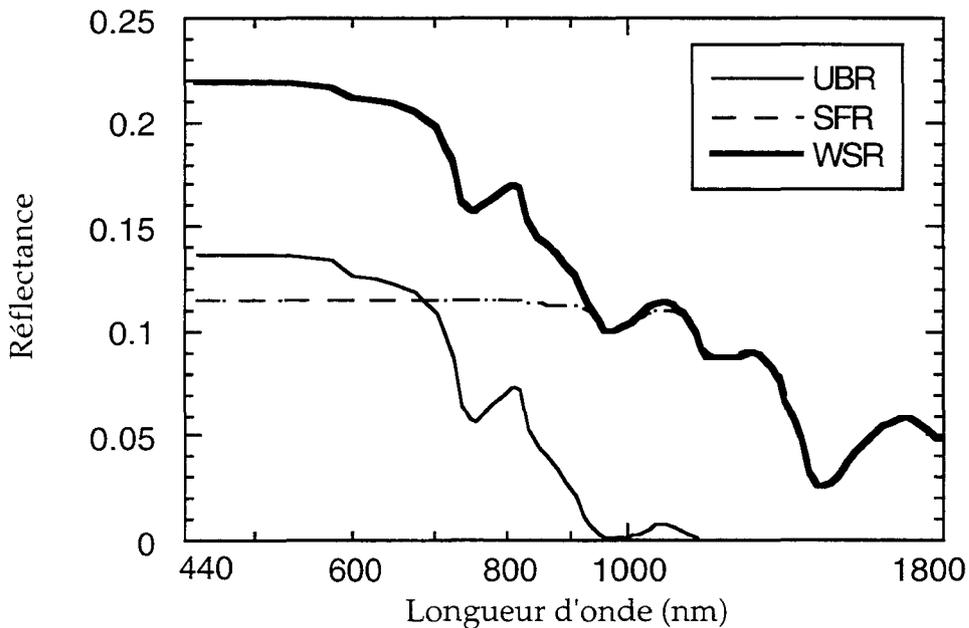


Figure 4.10: Comparaison, dans le domaine spectral 400-1800 nm, entre: a) la réflectance spectrale (*SFR*) de la mousse de surface selon *Whitlock et al.* (1982), b) la réflectance spectrale (*UBR*) de la sous-couche de bulles de 15 cm de hauteur et d'épaisseur optique 3, et c) la réflectance spectrale (*WSR*) résultant du couplage de la mousse et des bulles avec, pour 440 nm, une contribution égale de la *SFR* et de la *UBR*.

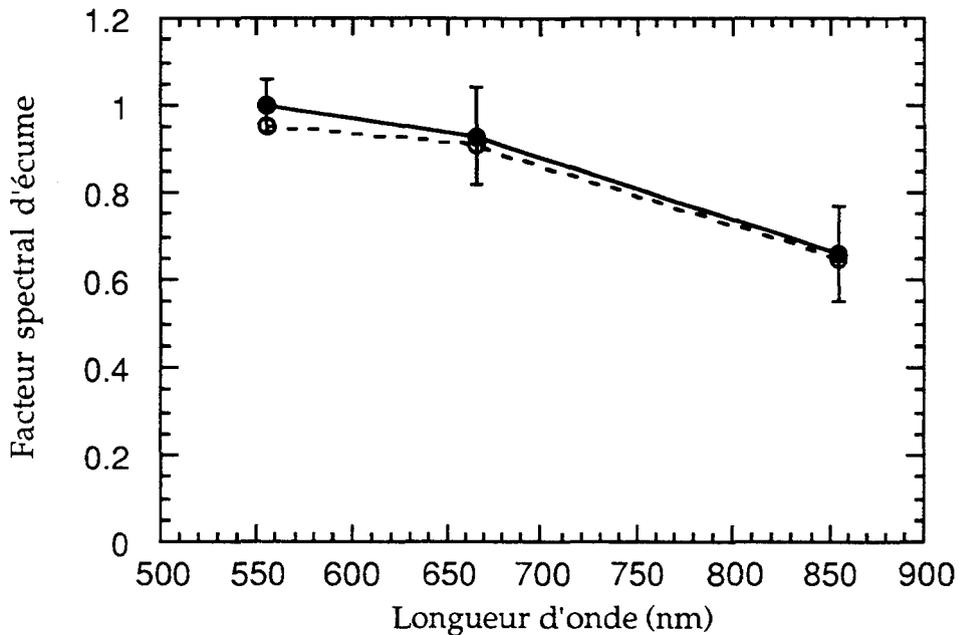


Figure 4.11: Facteur spectral de l'écume déduit des mesures du radiomètre aéroporté Push-broom du 4 juin 1994. Moyenne écart type [courbe pleine] et moyenne après correction de la transmission atmosphérique [pointillés].

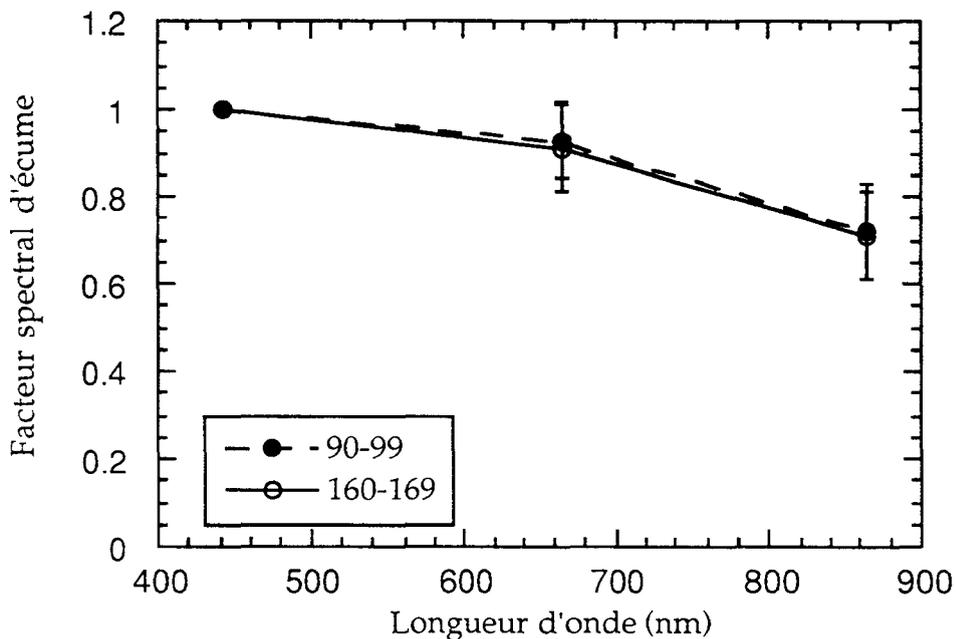


Figure 4.12: Facteur spectral de l'écume déduit des mesures du radiomètre aéroporté POLDER pendant la campagne MEDECUME, le 14 avril 1995. Moyenne et écart type sur deux séries de prises de vue: (90-99) et (160-169).

Section C

Constitution d'un jeu de mesures in-situ pour la Validation des produits POLDER

A l'aube du lancement de la plateforme ADEOS-1, se prépare également la phase de validation de l'étalonnage du capteur et des produits POLDER. Pour cela, les campagnes de mesures in-situ en prévision, portent principalement leurs efforts sur la mesure de concentration en pigments de surface. Or, les concentrations en pigments estimées par l'algorithme POLDER sont dérivées des réflectances marines, elles mêmes obtenues suite aux corrections des perturbations atmosphériques qu'il faut donc également valider. Un important besoin de mesures in-situ décrivant la surface (réflectances marines, vitesse de vent agitant la surface) mais aussi l'atmosphère (transmission atmosphérique et donc contenu en aérosol) se fait ressentir.

La simple mesure spectrale d'intensité solaire, techniquement facile à réaliser, permet de déduire l'abondance et le type d'aérosol présent, suffisants pour caractériser optiquement l'atmosphère et permettre la validation de la détermination des modèles d'aérosols par l'algorithme de correction atmosphérique (*Schwindling et al.*, 1998). Pour la mesure de réflectance marine, la principale complexité d'une mesure par la méthode classique (MER), consiste à stopper le navire, à plonger une sonde, à réaliser un profil en profondeur de la réflectance marine, et enfin à extrapoler cette valeur en surface (*Mueller et Austin*, 1995; *Clark et al.*, 1997). Pour ce type de mesure, la logistique reste difficile à mettre en place pour une rentabilité parfois faible (peu de mesure par temps clair).

C'est dans cette optique que nous avons cherché à développer une nouvelle méthode rapide et simple de mesure de la réflectance marine (*Fougnie et al.*, 1998a). Suite à cette étude, un radiomètre de terrain, capable de réaliser une mesure suffisamment complète (réflectance marine et transmission atmosphérique) a été mis au point et développé.

Chapitre 5: Etude d'un nouveau concept de mesure de la réflectance marine utilisant la polarisation

Présentation

La réflectance observée par un radiomètre visant la surface de l'océan, par exemple depuis un bateau, est la somme d'une composante provenant de l'océan (et donc proportionnelle à la réflectance marine) et d'une composante simplement due à la réflexion du ciel sur sa surface. Si la réflectance marine représente typiquement 0.01 à 443 nm, la réflectance due à la réflexion du ciel représente, selon les géométries de visée, une contribution au moins du même ordre de grandeur. Cette contribution de la réflexion du ciel sur l'océan constitue donc une perturbation importante à la mesure in-situ, par dessus la surface, de réflectance marine, perturbation qu'il faut chercher à corriger (*Carder and Steward, 1993; Lee et al., 1997*). Dans cette étude, nous avons démontré qu'en observant à travers un polariseur vertical la réflectance due à la réflexion du ciel sur la surface se trouve considérablement affaiblie et donc que la détermination par dessus la surface de la réflectance marine s'en trouve améliorée.

A partir d'un code de calcul du transfert radiatif à travers l'atmosphère, basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion [*Deuzé et al., 1989*], nous avons simulé les composantes polarisées de la réflectance due à la réflexion du ciel sur la surface et au glitter, pour différentes géométries, différentes vitesses de vent de surface, différents contenus atmosphériques en aérosols et différentes longueurs d'onde. Il apparaît que pour une observation à travers un polariseur vertical (on observe alors la composante polarisée parallèle) près de l'angle de Brewster, la réflexion du ciel sur la surface et les effets de glitter se trouvent considérablement diminués, d'un facteur 3 ou 4 suivant l'angle zénithal solaire. De plus, l'impact sur la réflectance due à la réflexion du ciel, d'une incertitude sur la connaissance de la vitesse du vent, de l'épaisseur optique en aérosol, et des angles zénithal et azimutal de visée, diminue de même d'un facteur 3-4. Au vu des résultats théoriques, nous pouvons faire la recommandation d'effectuer les mesures de réflectance marine à travers un polariseur vertical, en visant près de l'angle de Brewster et pour un angle azimutal relatif d'environ 135°.

Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement par des mesures in-situ à l'aide du radiomètre polarisant Refpol. Les effets angulaires et spectraux prédits

par la théorie ont ainsi été confirmés par les mesures. De plus, les réflectances marines déduites des mesures polarisées du radiomètre Refpol apparaissent cohérentes avec celles déduites des mesures de l'instrument MER d'optique sous-marine (*Gregg Mitchell et Mati Kahru, communication personnelle*). Il apparaît également que la répétitivité des mesures effectuées depuis le pier par Refpol est nettement meilleure que celle des mesures effectuées depuis l'océan par la sonde MER.

Tous ces résultats sont détaillés dans le manuscrit "*Reduction of Skylight Reflection Effects in the Above-Water Measurements of Diffuse Marine Reflectance*".

**Reduction of Skylight Reflection Effects
in the Above-Water Measurement of
Diffuse Marine Reflectance**

Bertrand Fougnie *
Robert Frouin **
Pierre Lecomte *
Pierre-Yves Deschamps *

** Laboratoire d'Optique Atmosphérique
Université des Sciences et Technologies de Lille
59655 Villeneuve d'Ascq, France*

*** Scripps Institution of Oceanography
University of California San Diego
La Jolla, California 92093-0221*

June 16, 1998

Abstract

Reflected skylight in above-water measurements of diffuse marine reflectance can be reduced substantially by viewing the surface through an analyzer transmitting the vertically polarized component of incident radiance. For maximum reduction of the effects, the radiometric measurements should be made at a viewing zenith angle of about 45° (near the Brewster angle) and a relative azimuth angle between solar and viewing directions greater than 90° (backscattering), preferably 135° . In this case, the residual reflected skylight in the polarized signal exhibits minimum sensitivity to sea state and can be corrected to within a few 10^{-4} in reflectance units. For most oceanic waters, the resulting relative error on the diffuse marine reflectance in the blue and green is less than 1%. Since the water body polarizes incident skylight, the measured polarized reflectance differs from the total reflectance. The difference, however, is small for the considered geometry. Measurements made at the Scripps Institution of Oceanography pier in La Jolla, California, with a specifically designed scanning polarization radiometer confirm the theoretical findings and demonstrate the usefulness of polarization radiometry for measuring diffuse marine reflectance.

1. Introduction

Accurate field measurements of diffuse marine reflectance, or the radiance backscattered by the ocean normalized to the incident solar irradiance, times π , are necessary to check the calibration of satellite ocean color sensors, while they operate in orbit and evaluate schemes that correct atmospheric and surface effects in the satellite data [e.g., *Viollier, 1982; Clark et al., 1997; Fougnie and Deschamps, 1998*]. The measurements are not made directly, but via upwelled and downwelled components. Under-water instrumentation is traditionally used, such as the MER class of radiometers, and the upwelled radiance and downwelled irradiance data acquired at depth are extrapolated to the surface and propagated upward through the interface. The incident solar irradiance above the surface is also measured directly in most cases, using standard pyranometers. Accuracy in the surface quantities depends on exposure errors (e.g., ship shadow, instrument self-shading) and uncertainties in the extrapolation scheme. In turbid waters, or in the red, where the absorption coefficient is large, the extrapolation to the surface may be particularly difficult [see *Mueller and Austin, 1995*].

In part because of the inherent difficulties in the under-water techniques, above-water techniques have been developed as an alternative to measure diffuse marine reflectance [e.g., *Carder and Steward, 1985; Lee et al., 1997*]. In these techniques, the ocean surface is viewed radiometrically at a nadir angle of 30° and a relative azimuth angle between solar and viewing directions of 90° . Normalization to incident solar irradiance is performed by measuring the radiance reflected by a diffuse plaque of known optical properties, positioned horizontally in front of the radiometer. A major problem, however, is to remove the effect of skylight reflection by the wavy interface, and, eventually, residual sunglint. In the "Quick-and-Easy" procedure of *Carder and Steward* [1985], reflected skylight is removed by subtracting the sky radiance measured at 30° from zenith (i.e., in the direction of the skylight reflected into the sensor by a flat

surface), after multiplication by the Fresnel coefficient at the same angle. The residual sunglint at any visible wavelength is derived by assuming that the water-leaving radiance at 750 nm is equal to zero.

As pointed out by *Lee et al.* [1997a], one difficulty with the “Quick-and-Easy” procedure is that, due to the uneven surface, the skylight reflected into the sensor may originate from a large solid angle. Furthermore, in turbid waters the water-leaving radiance at 750 nm may not be close to zero. For better correction of the reflected skylight, *Lee et al.* [1997a] partition the skylight into molecular and aerosol contributions, remove the molecular contribution using an average Fresnel coefficient, and estimate the aerosol contribution using an optimization algorithm. *Carder et al.* [1993], on the other hand, used a vertical polarizer in front of the radiance sensor to reduce the reflected skylight. Since reflected sunlight is polarized horizontally at the Brewster angle, one expects that radiance measurements obtained with a vertical polarizer near that angle will be minimally affected by reflected sunlight. *Lee et al.* [1997b] compared the two types of measurements, but could not evidence any improvement in diffuse marine reflectance accuracy by using a vertical polarizer. Polarized and unpolarized measurements both made at a viewing zenith angle of 30° and a relative azimuth angle of 90° , yielded very close results. The lack of improvement, however, might be due to the viewing angle selected (30°), far from the Brewster angle (53°).

In the present article, the effects of skylight reflection on the measurement of diffuse marine reflectance from above the surface are investigated theoretically as a function of solar and viewing angles, atmospheric conditions, and sea state. Improvements obtained by using a vertical polarizer are quantified, and the optimum geometries to minimize the reflected skylight is identified. The theoretical findings are verified experimentally at the Scripps Institution of Oceanography (SIO) pier, by viewing the ocean surface with a specifically designed, scanning polarization

radiometer. Recommendations are made about the adequacy of polarization radiometry for routine measurements of diffuse marine reflectance.

2. Theory

The radiance L_o measured by a radiometer viewing the ocean just above the surface can be considered as the sum of two components : i) a radiance due to backscattering by the water body, L_w^+ , otherwise known as the water-leaving radiance and ii) a radiance due to the Fresnel reflection of the downward solar irradiance at the air-sea interface, L_c . Thus the observed radiance can be written:

$$L_o(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) = L_w^+(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) + L_c(\lambda, \theta_s, \theta_v, \varphi) \quad (1)$$

where θ_o is the viewing zenith angle, θ_s the solar zenith angle, φ the azimuth angle relative to the solar plane, and λ the wavelength, hereafter omitted for clarity. Neglecting the radiance due to surface whitecaps (case of wind speed less than 5 m.s⁻¹ [Koepke, 1984]), the radiance L_c can be written:

$$L_c(\theta_s, \theta_v, \varphi) = L_s(\theta_s, \theta_v, \varphi) + L_g(\theta_s, \theta_v, \varphi) \quad (2)$$

where L_g is the radiance due to reflection of the direct solar irradiance on the sea surface, called glitter, and L_s the radiance due to reflection of the diffuse solar irradiance or sky radiance. In Eq. (1), the interaction between water-leaving radiance and atmospheric scatterers, whose effect on L_o is small, has been neglected. In Eq. (2), the radiance L_g includes the interaction between the glitter radiance and molecules/aerosols, a process that cannot be neglected. The radiance L_w^+ is the component of interest for bio-

optical applications and L_c , therefore, is a perturbation that needs to be corrected, hence estimated accurately.

For a specular reflection of the sky radiance at the air-sea interface (case of the flat ocean surface), L_s is simply the downward radiance, L_s^d , in the specular direction, multiplied by the Fresnel reflection coefficient. The parallel-polarized component of L_s , however, becomes nil at the Brewster viewing angle, i.e. at 53° for a water-air refractive index of 1.33. Thus, at this angle, L_s is totally perpendicular-polarized and can be completely eliminated using a polarizer. When viewing the sea surface, the parallel axis is defined as the intersection line between the vertical plane (contains vertical and viewing directions) and the vibration plane (perpendicular to the viewing direction). The perpendicular axis is perpendicular to both the parallel axis and the viewing direction and, therefore, is horizontal.

In reality, the reflection is not specular because of the wavy surface. The ocean surface, however, can be considered as a sum of small planes with an orientation described statistically by *Cox and Munk* [1954] and for which reflection is assumed to be specular. The reflected radiance, L_s , therefore, is no longer dependent upon the downward radiance, L_s^d in the specular direction, but upon the downward radiance in a finite solid angle around the specular direction. The more agitated the surface, the wider the solid angle. This can be written as:

$$L_s(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \int_0^{2\pi/\theta} \int_0^{\theta} L_s^d(\theta, \theta_s, \varphi) p(V, \theta_v, \theta, \varphi) r(\theta_v, \theta, \varphi) \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\varphi \quad (3-a)$$

where $r(\theta_v, \theta, \varphi)$ is the Fresnel reflection coefficient corresponding to the geometry $(\theta_v, \theta, \varphi)$, and $p(V, \theta_v, \theta_s, \varphi)$ the probability (in s.r⁻¹) for the incident ray, with a zenith angle of θ , to be reflected in the viewing zenith angle, θ_v , by the surface of roughness characterized by wind speed V [*Cox and Munk*, 1954]. In Eq. (3-a), L_s^d can be computed

from the optical properties of the atmospheric constituents (molecules and aerosols) and their vertical distribution.

The glitter radiance, L_g in Eq. (2), due to reflection of the direct solar irradiance at the ocean surface, can be written:

$$L_g(\theta_s, \theta_v, \varphi) = E_{so} \cos(\theta_s) \exp\left\{-\frac{\delta}{\cos(\theta_s)}\right\} p(V, \theta_v, \theta_s, \varphi) r(\theta_v, \theta_s, \varphi) \quad (3-b)$$

where E_{so} is the extraterrestrial solar irradiance, $p(V, \theta_v, \theta_s, \varphi)$ the probability defined in Eq. (3-a), and δ the atmospheric optical depth. It is convenient to normalize the radiance observed at the bottom of the atmosphere, L_o in the Eq. (1), and the reflected radiance, L_c , to the solar irradiance at the top of the atmosphere and to express them in terms of reflectance according to:

$$\rho_{o,c}(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\pi L_{o,c}(\theta_s, \theta_v, \varphi) d^2}{\cos(\theta_s) E_{so} d_o^2} \quad (4)$$

where E_{so} is the extraterrestrial solar irradiance perpendicular to a plane surface at the mean sun-earth distance of d_o , and d is the sun-earth distance at the time of the measurement. Introducing polarized components of ρ_o and ρ_s by normalizing the polarized components of the radiances L_o and L_c to half of the solar irradiance at the top of the atmosphere, E_{so} , considered unpolarized, we have:

$$\rho_{o,c}^{//,\perp}(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{2\pi L_{o,c}^{//,\perp}(\theta_s, \theta_v, \varphi) d^2}{\cos(\theta_s) E_{so} d_o^2} \quad (5)$$

Consequently, Eq. (1) becomes:

$$\rho_o(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \rho_c^{//}(\theta_s, \theta_v, \varphi) + \rho_c^{\perp}(\theta_s, \theta_v, \varphi) + t_a(\theta_s) \rho_w^+(\theta_s, \theta_v, \varphi) \quad (6)$$

where t_a is the atmospheric transmittance, sum of direct and diffuse components, and ρ_w^+ is the diffuse marine reflectance, i.e. the water-leaving radiance L_w^+ multiplied by π and normalized to the solar irradiance at the bottom of the atmosphere. Therefore, ρ_w^+ can be expressed as:

$$\rho_w^+(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\rho_o(\theta_s, \theta_v, \varphi) - \rho_c(\theta_s, \theta_v, \varphi)}{t_a(\theta_s)} \quad (7-a)$$

or, using polarized components:

$$\rho_w^+(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\rho_o''(\theta_s, \theta_v, \varphi) - \rho_c''(\theta_s, \theta_v, \varphi)}{t_a(\theta_s)} \quad (7-b)$$

where ρ_c'' is a perturbation term in the determination of the diffuse marine reflectance that can be corrected. The estimation of ρ_w^+ in Eq. (7-b) assumes that the radiance scattered by the ocean is unpolarized.

Computations of ρ_c and its polarized components were made for various geometric, atmospheric and surface conditions using the successive orders of scattering code of *Deuzé et al.* [1989]. The water body reflectance was assumed to be equal to zero. Surface roughness was parameterized as a function of wind speed, following *Cox and Munk* [1954], and wind speed was varied from 2 to 12.5 m.s⁻¹. Solar zenith angles of 32, 47, and 58°, relative azimuth angles of 90, 135, and 180° (backscattering) and viewing zenith angles ranging from 2 to 88° were used in the calculations. The atmosphere contained either molecules only, or molecules and aerosols (aerosol optical depths of 0.1 and 0.2 at 865 nm).

The results are summarized in Figs. 1 to 5, which present the total reflectance, ρ_c , and its parallel-polarized component, ρ_c'' , as a function of viewing zenith angle. The

parallel-polarized component is expected to be reduced due to Fresnel reflection at the interface and, therefore, is the component to compare with ρ_c . According to the definition of polarized components (Eqs. (4) and (5)), $\rho_c'' > \rho_c$ means that the parallel-polarized component of the reflectance is larger than the perpendicular-polarized component. Average values over the range of selected wind speeds are displayed in the figures and the error bars represent the minimum and maximum values of ρ_c and ρ_c'' for those wind speeds.

In Fig. 1, ρ_c and ρ_c'' at 443 nm are displayed as a function of viewing zenith angle for relative azimuth angles of 90° (the plane perpendicular to the solar plane, Fig. 1a), 135° (Fig. 1b), and 180° (solar plane, Fig. 1c), and for an atmosphere containing only molecules. Skylight reflection and glitter effects are reduced substantially in the polarized component near the Brewster angle, with minimum values observed near 45°. At this viewing angle, ρ_c'' is about 0.001, compared to 0.004-0.006 for ρ_c . Because the surface is not flat, the minimum values of ρ_c'' are not obtained at exactly the Brewster angle, but at a smaller angle (about 45°). As the relative azimuth angle increases, ρ_c'' also becomes minimum near 45° viewing zenith angle, and remains smaller than ρ_c . At small viewing zenith angles (< 30°), the influence of glitter makes both the total and polarized component of ρ_c strongly dependent on wind speed, especially when the relative azimuth angle is 90°. This indicates that accurate correction of skylight reflection and glitter effects in measurements of water-leaving radiance made at 30° viewing zenith angle and 90° relative azimuth angle and without a polarizer [Carder *et al.*, 1993; Lee *et al.*, 1997a] requires a precise knowledge of the wind speed. Variability due to wind speed, on the other hand, can be neglected by using a polarizer and viewing the surface at a 45° zenith angle.

When the solar zenith angle is increased from 32 to 58° (Figs. 2a-c), both ρ_c and ρ_c'' are much less influenced by wind speed below viewing zenith angles of 30°. Again, the minimum value of ρ_c'' is obtained near 45° viewing zenith angle, but the values do

not vary significantly from 10 to 55° when the relative azimuth angle is 180°. Note that the values of ρ_c and ρ_c'' are similar at 30° viewing zenith angle in the plane perpendicular to the sun, which may explain, at least partly, why *Lee et al.* [1997b] did not find significant differences in above-water measurements of diffuse marine reflectance made with and without a vertical polarizer. Using a polarizer and measuring at 45° viewing zenith angle, however, the skylight reflection and glitter effects are reduced by a factor 3-4, depending on the solar zenith angle.

In Fig. 3a-c, ρ_c and ρ_c'' are displayed for wavelengths of 443, 565 and 865 nm. The solar zenith angle is 47°, the relative azimuth angle 135°, and as in Figs. 1 and 2 the atmosphere contains only molecules. For a fixed viewing zenith angle, both ρ_c and ρ_c'' decrease with increasing wavelength, because molecular scattering is less efficient at longer wavelengths (the diffuse part of incident irradiance at the surface is smaller). At 865 nm, the glitter contribution dominates ρ_c and ρ_c'' below 30° viewing zenith angle, and the effect, white spectrally, is also present at the other wavelengths, explaining the similarity in shape of the spectral dependence of ρ_c and ρ_c'' . Note that at 865 nm, the reflected skylight signal is practically eliminated between 30 and 50° viewing zenith angle, which may be useful to detect the presence of whitecaps and other anomalies (presence of clouds) in measurements at shorter wavelengths.

The presence of aerosols (Figs. 4 and 5) increases both ρ_c (Figs. 4a and 5a) and ρ_c'' (Figs. 4b and 5b), but the increase is much less for ρ_c'' and minimum around 45° viewing zenith angle. The aerosol effect in ρ_c is reduced by a factor 3-4 in ρ_c'' at this angle. More variability due to aerosol amount is observed for maritime aerosols (Fig. 4) than for coastal-type aerosols (Fig. 5), but the effect on ρ_c'' at 45° viewing zenith angle can be neglected for practical purposes.

Based on the above simulations, an estimate of the budget error on the retrieval of marine reflectance has been derived, due to uncertainties on the skylight reflection correction under clear sky. The two viewing geometries of interest were considered,

namely unpolarized measurements at a viewing zenith angle of 30° and a relative azimuth angle of 90°, and parallel-polarized at a viewing zenith angle of 45° and a relative azimuth angle of 135°. The following assumptions were made: (i) the mean wind speed is 8.75 m.s⁻¹ and known with an accuracy of ± 2.5 m.s⁻¹, (ii) the aerosol optical thickness is 0.1 at 865 nm and known with an accuracy of ± 0.05, and (iii) the azimuth and zenith angles of the measurements are known with an accuracy of ± 5°. The error on the retrieved marine reflectance $\Delta\rho_w^+$ is computed using the following formula:

$$\Delta\rho_w^+(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{\Delta\rho_c(\theta_s, \theta_v, \varphi)}{t_a(\theta_s)} \quad (8)$$

where t_a is the diffuse atmospheric transmission defined in Eq. (6), which, neglecting the effect of aerosols and the gaseous absorption, is approximated by:

$$t_a(\theta_s) \cong \exp\left\{-\frac{0.48\delta_r}{\cos(\theta_s)}\right\} \quad (9)$$

where δ_r is the atmospheric optical depth of molecules [Deschamps *et al.*, 1983]. Table 1 gives the quadratic sum of the four errors at 443 and 565 nm for the two types of measurements. At high solar elevations or low solar zenith angles, the parallel-polarized method is very efficient - nearly 10 times more accurate than the unpolarized method at 443 nm, mainly because of its larger efficiency to eliminate the glitter. At low solar elevation or high solar zenith angles, the best accuracy again is obtained with the polarized method, but the improvement is smaller. A similar behaviour can be observed at 565 nm, but with smaller errors. Thus above-water polarized measurements should allow one to achieve a reduction of the skylight reflection effects and a retrieval of the diffuse marine reflectance with an accuracy better than 0.001 for most experimental conditions, an accuracy not achieved by above-water unpolarized measurements.

In summary, the simulations of ρ_c and ρ_c'' indicate that viewing radiometrically the ocean surface at 45° from zenith with a vertical polarizer should reduce dramatically the perturbing skylight reflection and glitter effects in the measurements of water-leaving radiance or diffuse marine reflectance, by a typical factor of 4-5. Since much smaller, the residual effects can be corrected more easily, all the more as the impact of wind speed and aerosols is minimized. Based on the analysis of Figs. 1 through 5, the choice of relative azimuth angle between 90 and 180° is not an issue : the residual effects are very close in the entire angular range. However, shadows might be a problem at large relative azimuth angles, while the minimum skylight reflection and glitter effects occur over a much shorter range of viewing zenith angles at small relative azimuth angles and uncertainties in the viewing zenith angle might be significant. Furthermore, glitter effects are more likely to contaminate the measurements at small relative azimuth angles when the solar zenith angle is small. It appears, therefore, that a relative azimuth angle of 135° is a good compromise.

3 . Experimental verification

3.1. Instrumentation

Spectral water-leaving radiance was measured with a polarization scanning radiometer designed by and built at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) of the University of Lille, France, and hereafter referred to as Refpol. This radiometer is composed of an optical head mounted on a scanner and executing a revolution (360°) in a vertical plane perpendicular to the horizontal rotating axis of the scanner. An inclinometer attached to the optical head measures the viewing zenith angle. Optical head and scanner are connected to a personal computer for control of the system and data acquisition.

The optical head has four collimators fitted with interference filters. The central wavelengths of the filters are 443, 550, 665, and 870 nm (Fig. 6). The total field-of-view is 2° (see Table 2 for Refpol characteristics). Behind the interference filters are silicon photodiodes, a separate photodiode for each filter. Between the filters and the detectors, a rotating wheel bears polarizer sheets separated by a band of optically black material (Fig. 7). One of the polarizer sheets is suitable for 443, 550, and 665 nm filters, the other for the 870 nm filter. The optically black surface allows measurements of the dark current. The rotating wheel has eight positions located 45° apart, and data are acquired sequentially for each of the eight positions. A complete turn of the wheel is accomplished in 1.2 second, and the scanner rotates at the speed of 45° per minute (in 1.2 second, the viewing zenith angle changes by about one degree).

If L_1 , L_2 , and L_3 denote the specific intensities measured by Refpol in the three possible directions of polarization (Fig. 7), the sequence of measurements is given in Table 3. One can see that, for each filter, L_1 , L_2 , and L_3 are not acquired simultaneously. To minimize errors, only consecutive acquisitions of L_1 , L_2 , and L_3 are used. A complete data set (i.e. three intensities and optical zero for all filters) is obtained in about 0.5 second.

The incident radiance is partially polarized, and can be decomposed into natural and polarized components [Chandrasekhar, 1950]. For earth observations, the approximation of linear polarization (no ellipticity) is accurate, hence commonly used [e.g., Lenoble, 1993]. With this approximation, the orthogonal directions \vec{i}_1 , \vec{i}_2 , and \vec{i}_3 (Fig. 6) define a system of axis in which the Stokes parameters of the incident wave can be written as:

$$I = L_3 + L_1 \tag{10-a}$$

$$Q = L_3 - L_1 \tag{10-b}$$

$$U = 2L_2 - L_1 - L_3 \tag{10-c}$$

When viewing the surface, the optical axis rotates in the vertical plane, and the wave oscillates in the plane perpendicular to the optical axis, the axis of propagation. Since surface reflection induces horizontal polarization, it is convenient to express the Stokes parameters in another base, with axes parallel and perpendicular to the viewing plane. The angle between the optical axis of the polarizers and the reference axis is denoted by α (see Fig. 7). When the rotating axis is horizontal, the reference axis is the horizontal direction. In the new base, the Stokes parameters become:

$$I' = I \tag{11-a}$$

$$Q' = Q \cos(2\alpha) + U \sin(2\alpha) \tag{11-b}$$

$$U' = -Q \sin(2\alpha) + U \cos(2\alpha) \tag{11-c}$$

and the parallel (vertical) and perpendicular (horizontal) components of the incident radiance are:

$$L'' = (I' + Q')/2 \tag{12-a}$$

$$L^\perp = (I' - Q')/2 \tag{12-b}$$

Thus by measuring L_1 , L_2 , and L_3 , one can obtain L'' and L^\perp , and hence the total radiance $L'' + L^\perp$, from Eqs. (10) through (12).

3.2. Radiometric calibration

Refpol was radiometrically calibrated in the laboratory, at LOA, Lille, and at Biospherical Instruments Inc., San Diego. At LOA, the instrument was placed at the entrance of an integrating sphere delivering a known spectral radiance. At Biospherical Instruments Inc., the instrument viewed at 45° a Spectralon plaque illuminated by a

lamp of known spectral irradiance. The spectral radiance reflected from the plaque was calculated as the product of the bi-directional reflectance of the plaque (≥ 0.983 for the viewing angle considered) and the spectral irradiance from the lamp.

A second type of calibration was performed in the field, at the SIO pier, La Jolla. Refpol was positioned vertically above a Spectralon plaque illuminated by the sun in clear sky conditions. The reflectance of the plaque was greater than 0.990, and the incident solar irradiance on the plaque was calculated using the successive orders of scattering code of *Deuzé et al* (1989). Spectral aerosol optical thickness, an input parameter to the code, was measured by a CIMEL Electronique sunphotometer (see below). The small effect of the coast and pier on the diffuse irradiance reaching the plaque was neglectible.

Table 4 gives the calibration coefficients obtained by the various methods. For convenience, the calibration coefficient, K , is computed in reflectance units as:

$$\rho = \frac{\pi L}{E_{so}} = K (NC - NC_o) \quad (13)$$

where L is the given radiance reflected by the plaque used for calibration, NC the measured numerical count, and NC_o the measured dark current count. Using this definition, the field data NC_i corresponding to polarization state i ($i = 1, 2, 3$) are converted into reflectances, ρ_i , using:

$$\rho_i = \frac{K (NC_i - NC_{o_i}) d^2}{\cos(\theta_s) d_o^2} \quad (14)$$

Note that the extraterrestrial solar irradiance does not appear explicitly in Eq. 14 because the calibration coefficients for ρ (Table 4) are already normalized for mean

extraterrestrial solar irradiance. The ρ_i were finally transformed into perpendicular- and parallel-polarized components, $\rho^{//}$ and ρ^{\perp} , using Eqs. (10) through (12).

A total of four calibrations were performed, three in the laboratory and one in the field. Note that no value is reported at 870 nm for the Biospherical Instruments Inc. calibration because the lamp used was not well characterized at that wavelength. The agreement is good between laboratory and field calibration coefficients, except at 870 nm : standard deviations are between ± 1 -2% at 443, 550, and 665 nm, but $\pm 7\%$ at 870 nm. Since no temporal trend can be detected in the calibration coefficients, average values were used in our study.

The sunphotometer had interference filters centered at 440, 670, 870 and 1020 nm, and was radiometrically calibrated on April 11, 1996, at Stephenson Peak, Laguna Mountains (1896 m altitude) using the Bouguer-Langley method. The site was atmospherically stable, with negligible aerosols, making a determination of the calibration coefficients accurate. Note that aerosol optical thickness data is necessary not only for SIO pier calibration of Refpol, but also for normalization of the Refpol measurements and correction of skylight reflection effects.

3.3. Measurements

Refpol measurements were made on April 8 and 10, 1996 at the SIO pier. The radiometer was installed on a horizontally rotating boom at the end of the pier, about 10 m above the sea surface. This allowed for selection of various relative azimuth angles between sun and view directions. Data were collected in the solar plane (180°), in the plane at 135° from the solar plane, and in the plane perpendicular to the solar plane (90°). For each of these planes, Refpol scanned the sea surface from horizon to horizon. One scan was accomplished in 4 minutes.

The sky was partly cloudy during April 8 and 10, with cumulus and/or strato-cumulus, but cloud cover did not exceed a few octas. Data acquired when the sun disk

was obscured by the clouds were systematically discarded. Sunphotometer measurements were made when the sun disk was free of clouds and were processed into aerosol optical thickness using standard techniques. The average optical thickness at 870 nm was 0.06 ± 0.01 and 0.18 ± 0.01 on April 8 and 10, and the Angström coefficient between 440 and 870 nm was 1.18 ± 0.07 and 1.12 ± 0.05 , respectively. These values for the Angström coefficient are characteristic of continental aerosols, often encountered at the coastal site of La Jolla [Schwindling *et al.*, 1998].

Due to a red tide, the amount of phytoplankton was high during the Refpol measurements, giving the ocean a dark appearance. In fact, chlorophyll-a concentration was about $45 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$ on April 9 [Tiffany Moisan and Greg Mitchell, personal communication]. Waves were not breaking at the end of the pier, and, so, there was no foam on the ocean surface.

3.4 Polarized and total reflectances

In Fig. 8, the parallel-polarized and total reflectances in the four spectral bands of Refpol are displayed as a function of viewing zenith angle. The sun zenith angle is 27° , and the relative azimuth angle is 180° . The viewing zenith angles correspond to the backscattering half plane. Two consecutive scans, separated by about 4 minutes, are presented. Despite the non-simultaneity of the measurements (spectral bands, polarization states), the consecutive scans exhibit consistent variations, as well as spectral features, except at low viewing zenith angles where glitter effects become important. As indicated by theory (see section 2), the parallel-polarized reflectance is much smaller than the total reflectance at viewing angles near the Brewster angle, especially in the 443 nm spectral band (a factor of 2 smaller). Unlike the simulations presented in section 2 (Figs. 1 through 5), the measurements include the signal backscattered by the water-body, resulting in higher reflectances (Fig. 8).

A similar dependence with viewing zenith angle is obtained when the relative azimuth angle is 135° instead of 180° (Fig. 9). The glitter effect, however, is more pronounced at higher viewing zenith angles (until about 30°), even though the solar zenith angle in Fig. 9 is higher than the one in Fig. 8 (36° instead of 27°). Surface roughness, however, though generally similar, was not strictly the same on April 8 (Fig. 8) and April 10 (Fig. 9). The glitter effect is especially apparent at 870 nm, where molecular scattering becomes small, in agreement with theory. Skylight reflection in the parallel-polarized component is also reduced dramatically near the Brewster angle, the reduction being more pronounced at the shorter wavelengths where the diffuse atmospheric transmittance is larger.

When the relative azimuth angle is changed to 90° (Fig. 10), the glitter influence is felt strongly below about 40° viewing zenith angle. Figs. 9 and 10 are directly comparable because the Refpol measurements were made on the same day, at approximately the same time (the solar zenith angle only changed by 2°). The minimum of parallel-polarized reflectance near the Brewster angle is well defined, and appears to occur over a shorter range of viewing zenith angles than the range for the cases of 135° and 180° relative azimuth angles, as predicted by theory. Because of the glitter effects, it is difficult to make measurements of total diffuse marine reflectance at viewing zenith angles below 40° in the vertical plane perpendicular to the solar plane. The viewing geometry selected by *Carder and Steward* [1985] and *Lee et al.* [1997], therefore, is not optimum; it would be easier to correct glitter contamination in the measurements by viewing the surface at relative azimuth angles greater than 90° .

In Fig. 11, Refpol measurements again are displayed as a function of solar zenith angle, but for a higher solar zenith angle, 55° . Both the parallel-polarized and total reflectances do not increase with decreasing viewing zenith angle, as in the case of a solar zenith of 36° (Fig. 8). The glitter effect is minimal, and the variations with viewing zenith angle are smooth, except at 550 nm where some unexplained fluctuations in the

signal occurred below 50° viewing zenith angle, perhaps due to some instrumental malfunction or some inadvertent, yet brief, displacement of the boom during the measurements. At 443 nm, the parallel-polarized reflectance slightly decreases with increasing viewing zenith angle, in agreement with theory (see Fig. 2), and there is again a substantial reduction in sky reflection near the Brewster angle. At 665 nm and 870 nm, the parallel-polarized and total reflectances are constant below 40° viewing zenith angle, and they have approximately the same value. Thus, when the solar zenith angle is high, there is no significant advantage in using a polarizer. Even viewing the surface vertically would be acceptable, although this might pose some practical problems with a hand-held radiometer.

3.5. Derived diffuse marine reflectance

The diffuse marine reflectance was derived from the Refpol scans using Eqs. (7-a) and (7-b). It was assumed in the derivation that the diffuse marine reflectance ρ_w^+ is lambertian and unpolarized. This assumption is wrong and will be discussed later. The atmospheric transmittance t_a , in Eqs. (7-a) and (7-b), was computed for a molecular atmosphere neglecting the aerosols contribution justified by the low level on aerosol loading (see section 3.3). However, no correction was effected to account for the presence of clouds which increase the atmospheric transmittance when the sun is not obscured by clouds. This effect is small when the cloud coverage is only a few octas, the conditions of the experiment. In addition, for each Refpol measurement, the total and parallel-polarized skylight reflection terms, ρ_c and ρ_c'' , was computed for a molecular atmosphere and in the absence of glitter (because wind speed was unknown during the measurements).

Fig. 12 gives examples of the derived marine reflectance at the four wavelengths after the above processing was done. The derived marine reflectance is plotted versus the viewing angle for parallel-polarized and unpolarized measurements. Unpolarized

measurements have been treated in the same way as parallel-polarized measurements, i.e. by computing and subtracting the skylight reflection effects and dividing by the atmospheric total transmittance for a molecular atmosphere. The geometry is characterized by a solar zenith angle of 36° , and the corresponding above-water measurements are those in Fig. 9. The effect of glitter is obvious when viewing close to nadir. One should observe a constant value of the diffuse marine reflectance if it were lambertian, and if the skylight reduction were perfect. This is obviously not the case for viewing zenith angles greater than 60° . Viewing at these angles and at nadir should be definitively excluded. Using parallel-polarized measurements, a stable estimate of the diffuse marine reflectance is obtained at viewing zenith angles roughly between 30° and 60° viewing angles, so it seems that there is some flexibility in the choice of the viewing conditions around the Brewster angle. For unpolarized measurements, the correction is much less accurate, and this accuracy decreases at the shorter wavelengths, especially 443 nm, for which the skylight radiation increases. The curves in Fig. 12 give the general visual impression that (i) the estimate of the diffuse marine reflectance is the same using the two methods, and (ii) the estimate of the diffuse marine reflectance is easier and more accurate using parallel-polarized measurements rather than unpolarized ones.

Around the Brewster viewing angle, the measured reflectance is about 0.007 at 443 nm, 0.022 at 550 nm, 0.006 at 665 nm, and about 0.001 at 870 nm. For comparison, in oligotrophic waters, the diffuse marine reflectance of the water body may reach 0.03 at 443 nm, about 0.003 at 550 nm, and nearly zero at 665 and 870 nm [e.g. *Morel*, 1988, 1997]. The small signal observed in the 443 nm spectral band and the significant signal observed at longer wavelengths in the visible, are explained by the presence of a red tide during the Refpol measurements and may also be due, mainly in the 870 nm spectral band, to the presence of small clouds which can modify the atmospheric diffuse transmittance approximated by Eq. (9).

3.6. Comparison with under-water measurements of marine reflectance

Concomitant with the Refpol measurements, vertical profiles of downwelled irradiance and upwelled radiance in spectral bands centered at 443, 555, and 665 nm were obtained using an under-water instrument, the MER radiometer [*Greg Mitchell and Mati Kahru, personal communication*]. Diffuse marine reflectances were computed as the ratio of upwelled radiance and downwelled irradiance, measured at different depths, and extrapolated to the surface. Tables 5 and 6 give the mean and standard deviation of the diffuse marine reflectances derived from the Refpol and MER measurements made during April 8 and 10. Both under-water and above-water methods yield reflectances that are in general agreement, with high values at 550 nm and low values at 443 and 665 nm. The standard deviation, an indicator of the repeatability of the measurements made by Refpol, is very small, about 0.001 in reflectance at 443, and 665 nm, where the skylight reflection correction is relatively large because of the low diffuse marine reflectances (0.006-0.007 at 443 and 665 nm). At 550 nm, the higher variability of the diffuse marine reflectance derived from Refpol measurements (standard deviation of above 0.003) can be attributed to high water body signal. A comparison of standard deviations of the measurements made by the two radiometers suggests that Refpol measurements may be duplicated.

It is difficult to investigate further the comparison. Both Refpol and MER instruments measure directional reflectance, and the data should be normalized before comparison [*Morel and Gentili, 1993*]. This was not done because of difficulties in this situation of a red tide. In addition, the MER data were not corrected for instrument self shadowing, and the effects may be substantial due to the large phytoplankton concentration, hence absorption [*Muller and Austin, 1995*]. Furthermore, since the water-body may polarize incident sunlight [e.g., *Ivanoff, 1975; Masuda and Takashima, 1988; Frouin et al., 1994*], the polarized diffuse marine reflectance measured by Refpol is not

exactly the total diffuse marine reflectance measured by the MER radiometer, in fact obtained in Eq. (7-b), and this may affect the comparison (see below).

3.7. Polarization of the diffuse marine reflectance

As we measure the parallel-polarized component of the light scattered by the water body, we must be aware of an eventual bias due to the polarization of the scattering. Even though polarization by ocean constituents is little known, except by water molecules, it is nevertheless possible to make a crude estimate of the effect. Let us assume that (i) incident solar irradiance is only direct, (ii) the main source of polarization is molecular scattering, with no depolarization factor, and (iii) water absorption is large enough so that multiple scattering can be neglected. Then we can easily obtain the maximum effect of polarization, i.e. the ratio α_{pol} of estimates of ρ_w^* using parallel-polarized and unpolarized measurements. For a sun at the zenith, we have:

$$\alpha_{pol} = \frac{2 \cos^2 \chi}{(1 + \cos^2 \chi)} \quad (15)$$

where χ is the under-water scattering angle. At lower sun elevations, the scattering and viewing planes are no more coincident, and Eq. (15) only approximates the actual polarization factor. For the geometry under consideration, i.e. viewing zenith angle of 45° and relative azimuth angle of 135° , the under-water scattering angle varies only between 148° and 158° , and, thus, the maximum polarization factor α_{pol} varies from 0.83 to 0.92. Obviously, more precise computations are necessary to assess polarization effects better. The α_{pol} values provided here are only rough estimates. However, we should be able to correct the effects with a good accuracy, say, $\pm 5\%$ relative accuracy, which compares with other errors, such as those due to bidirectional effects and radiometric calibration errors.

4. Conclusions

The theoretical calculations presented in section 2 have shown that reflected skylight in the field-of-view of a radiometer viewing the ocean surface from above can be reduced substantially by using a vertical polarizer, i.e. by measuring the polarized component of the reflectance in the viewing plane. For maximum reduction of skylight reflection effects, the measurements must be made near the Brewster angle, at about 135° viewing zenith angle, and at relative azimuth angles greater than 90° . In this configuration, reflected skylight can be reduced to typically 10^{-3} at 443 nm. This represents 2 to 10% of the diffuse marine reflectance, the signal of the interest. Furthermore, the effects of surface roughness on skylight reflection and, hence, uncertainties in sea state (wind speed) are minimized. Taking into account typical uncertainties on wind speed and geometry, the residual reflected skylight may be corrected to a few 10^{-4} in reflectance units. The theoretical results have been verified experimentally at the SIO pier, by viewing the ocean surface with the Refpol radiometer. The various angular and spectral effects predicted by theory have been evidenced in the measurements.

In the study of *Lee et al.* [1997b], the use of a vertical polarizer did not improve the measurements of diffuse ocean reflectance. Our theoretical and experimental results indicate that for a viewing zenith angle of 30° and a relative azimuth angle of 90° , i.e. the geometry selected by *Lee et al.* [1997b], the parallel-polarized and total skylight reflection signals are nearly the same; the reduction of skylight reflection effects, substantial near the Brewster angle, becomes nil for a viewing zenith angle of about 30° .

In view of the theoretical and experimental results discussed above, one can make the following recommendations for the measurement of diffuse ocean reflectance from above the surface. First, to minimize surface reflection effects that are generally

important at low solar zenith angles, a vertical polarizer may be used, and the surface must be viewed at 45° from zenith (near the Brewster angle) and at a relative azimuth angle of 135° . Measuring at larger relative azimuth angles is acceptable but might be difficult from a ship (shadow effects). The recommended configuration is more practical, making it easy to perform measurements with a hand-held instrument on any platform at sea, including moving ships. Furthermore, when the relative azimuth angle is increased to 180° , the diffuse marine reflectance is increasingly sensitive to the backward peak of the phytoplankton phase function, whose magnitude is generally unknown yet variable, and making angular corrections to match the viewing geometry of a satellite ocean color sensor, or using the data to develop bio-optical algorithms becomes difficult. Second, a spectral band in the near-infrared where the ocean is black (e.g., 865 nm) would help detect and correct eventual cloud and whitecap effects, even residual sunglint, by assuming in a first approximation that the effects are spectrally white. Third, measurements without a polarizer should not be made in the perpendicular to the solar plane, but at a relative azimuth angle greater than 90° (e.g., 135°), so that the effects of sunglint and skylight reflection can be reduced at low solar zenith angles. A 30° viewing angle is adequate in this case, since the surface reflection effects are minimum at this angle, or not a problem (when the solar zenith angle is high). If a relative azimuth angle of 90° is used, a viewing zenith angle of 40° is preferable.

Acknowledgments

This work has been supported by the Centre National d'Etudes Spatiales, the Centre National de la Recherche Scientifique, the Région Nord-Pas-de-Calais, and by the National Aeronautic and Space Administration under contract NAS5-97135 (to R. Frouin) and grant NAG5-6202 (to R. Frouin). We thank B. G. Mitchell, M. Kahru, and T. Moisan from the Scripps Institution of Oceanography for providing phytoplankton concentration and diffuse marine reflectance data, and J. Mc Pherson from Scripps Institution of Oceanography for programming support.

References

- Carder, K. L., and R. G. Steward, A remote-sensing reflectance model of a red tide dinoflagellate off West Florida, *Limnol. Oceanogr.*, 30, 286-298, 1985.
- Carder, K. L., P. Reinersman, R. F. Chen, F. Muller-Karger, C. O. Davis, and M. Hamilton, AVIRIS calibration and application in coastal oceanic environments, *Remote Sens. Environ.*, 44, 205-216, 1993.
- Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, Oxford Univ. Press, Oxford, republished by Dover, New York (1960), 393 pp., 1950.
- Clark, D. K., H. R. Gordon, K. J. Voss, Y. Ge, W. Broenkow, and C. Trees, Validation of atmospheric correction over the oceans, *J. Geophys. Res.*, 102, 17,209-17,217, 1997.
- Cox, C., and W. Munk, Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 11,838-11,850, 1954.
- Deschamps, P. Y., M. Herman, and D. Tanre, Modeling of the atmospheric effects and its application to the remote sensing of ocean color, *Appl. Opt.*, 22, 3751-3758, 1983.
- Deuze, J.-L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, 41, 6,483-6,494, 1989.
- Fougnie, B., P. Y., Deschamps, and R. Frouin, Vicarious calibration of the POLDER ocean color spectral bands using in-situ measurements, *submitted to IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, ADEOS special issue, 1998.
- Frouin, R., E. Pouliquen, and F.-M. Bréon, Ocean color remote sensing using polarization properties of reflected sunlight. in *Proc. 6th Int. Coll. on "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, January 17-21, 1994, Val d'Isère, France, ISPRS. 665-674, 1994 (available from Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France).
- Koepke, P., Effective reflectance of oceanic whitecaps, *Appl. Opt.*, 23, 1816-1824, 1984.
- Ivanoff, A., *Introduction à l'océanographie: Tome II*, Vuibert, Paris, 208 pp., 1975.

- Lee, Z. P., K. L. Carder, R. G. Steward, T. G. Peacock, C. O. Davis, and J. L. Mueller, 1997a: Remote sensing reflectance and inherent optical properties of oceanic waters derived from above-water measurements, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE#2963, 160-166, 1997a.
- Lee, Z. P., K. L. Carder, T. G. Peacock, and R. G. Steward, 1997b: Remote-sensing reflectance measured with and without a vertical polarizer, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE#2963, 483-488, 1997b.
- Lenoble, J., *Atmospheric radiative transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 532 pp., 1993.
- Masuda, K., and T. Takashima, Dependence of the radiation just above and below the ocean surface on atmospheric and oceanic parameters, *Appl. Opt.*, 27, 4891-4898, 1988.
- Morel, A., Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (case 1 waters), *J. Geophys. Res.*, 93, 10,749-10,768, 1988.
- Morel, A., and B. Gentili, Diffuse reflectance of oceanic waters (2) : Bi-directional aspects., *Appl. Opt.*, 32, 6864-6879, 1993.
- Morel, A., Optical properties of oceanic Case 1 waters, revisited, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE #2963, 108-114, 1997.
- Mueller, J.L., and R.W. Austin, Ocean optics protocols for SeaWiFS validation, Revision 1, *SeaWiFS Technical Report Series*, 25, pp., 1995.
- Schwindling, M., P. Y. Deschamps, and R. Frouin, Validation of aerosol models for satellite ocean color remote sensing, *J. Geophys. Res.*, in revision, 1998.
- Viollier, M., Radiometric calibration of the Coastal Zone Color Scanner on Nimbus-7: a proposed adjustment, *Appl. Opt.*, 21, 6142-6145, 1982.

Figure Captions

Figure 1: Parallel-polarized (dot) and total (circle) reflectances of the ocean at 443 nm computed as a function of viewing zenith angle for 3 relative azimuth angles : 90° (a), 135° (b), and 180° (c). The solar zenith angle is 47°. The water body reflectance is assumed to be equal to zero and the atmosphere contains only molecules. The error bar represents the minimum and maximum values for varied wind speed from 2 to 12.5 m.s⁻¹.

Figure 2: Same as Fig. 1, but for a relative azimuth angle of 135° and for 3 solar zenith angles : 32° (a), 47° (b), and 58° (c).

Figure 3: Same as Fig. 1, but for a relative azimuth angle of 135°, a solar zenith angle of 47°, and for 3 wavelengths : 443 nm (a), 565 nm (b), and 865 nm (c).

Figure 4: Total (a) and parallel-polarized (b) reflectances of the ocean at 443 nm as a function of viewing zenith angle, for a solar zenith angle of 47° and a relative azimuth angle of 135°. The atmosphere contains Maritime aerosols characterized by their optical depth at 865 nm (0.0.1, and 0.2) and the atmospheric relative humidity (90%).

Figure 5 : Same as Fig. 4, but for a Coastal aerosol with an atmospheric relative humidity of 70%.

Figure 6: Spectral response of the Refpol interference filters.

Figure 7: Rotating wheel characteristics : two polarizers (VIS for 443, 550, and 670 nm, and IR for 870 nm) and an optically black area. In the depicted configuration, L_3 is acquired at 550 nm and L_1 at 670 and 870 nm. Data at 443 nm are rejected, because the polarizer sheet is not in the right position (443 nm must correspond to VIS).

Figure 8: Above-water Refpol measurements of parallel-polarized (dot) and unpolarized (circle) reflectances, as a function of viewing zenith angle, for 4 wavelengths (443, 550, 665, and 870 nm). The solar zenith angle is 27° and the relative azimuth angle 180° . Two successive scans separated by about 4 minutes are presented. The measurements were performed at the SIO pier on April 8, 1996 at 18H55 GMT.

Figure 9: Same as Fig. 8, but for a relative azimuth angle of 135° , and for a solar zenith angle of 36° . The measurements were performed on April 10, 1996 at 17H53 GMT.

Figure 10: Same as Fig. 8, but for a relative azimuth angle of 90° , and a solar zenith angle of 34° . The measurements were performed on April 10, 1996 at 18H04 GMT.

Figure 11: Same as Fig. 8, but for a relative azimuth angle of 135° , and a solar zenith angle of 55° . The measurements were performed on April 8, 1996 at 23H23 GMT.

Figure 12: Diffuse marine reflectance derived from the parallel-polarized (dot) and unpolarized (circle) Refpol measurements of Fig. 9 as a function of viewing zenith angle for the 4 wavelengths (443 nm (a), 550 nm (b), 665 nm (c), and 870 nm (d)). The solar zenith angle is 36° and the relative azimuth angle is 135° .

Table 1: Error budget (in reflectance unit) on the diffuse marine reflectance derived from the two types of measurements, at 443 and 565 nm, and for several solar zenith angles, θ_s .

θ_s	Parallel-polarized		Unpolarized	
	$\theta_v = 45^\circ, \varphi = 135^\circ$		$\theta_v = 30^\circ, \varphi = 90^\circ$	
	443 nm	565 nm	443 nm	565 nm
32°	0.00032	0.00023	0.00279	0.00304
47°	0.00041	0.00025	0.00101	0.00093
58°	0.00055	0.00033	0.00089	0.00080

Table 2: Characteristics of the Refpol radiometer.

Parameter	Value
Wavelengths (bandwidths)	443, 550, 665, 870 nm (20, 40, 20, 40 nm)
Detector	Silicon Photodiode
Dynamic Range	1-500,000 NC
Noise	± 50 NC
Integration Time	16 ms
Field-of-view	2°
Cadence of Measurements	1.2 s
Rotation Rate	0.125 rpm

Table 3: Sequence of Refpol measurements for the eight positions of the rotating wheel.

Position	wavelength (nm)			
	443	550	665	870
1	-	L3	L1	L1
2	zero	zero	L2	L2
3	L1	-	L3	L3
4	L2	-	zero	zero
5	L3	-	-	-
6	zero	zero	-	-
7	-	L1	-	-
8	-	L2	zero	zero

Table 4: Refpol calibration coefficients, in reflectance unit ($\times 10^6$), obtained in the laboratory at the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille (LOA), and at Biospherical Instruments Inc., San Diego (BSI), and in the field at the Scripps Institution of Oceanography SIO Pier.

Date	Place	Method	Wavelength (nm)			
			443	550	665	870
09/25/96	LOA	Sphere	3.58	2.25	1.30	1.67
10/04/96	BSI	Plaque	3.44	2.26	1.30	
04/08/96	SIO Pier	Plaque	3.57	2.22	1.34	1.92
11/25/96	LOA	Sphere	3.51	2.29	1.31	1.70
Mean			3.53	2.25	1.32	1.76
Standard Deviation/Mean			$\pm 1.8\%$	$\pm 1.2\%$	$\pm 1.6\%$	$\pm 7.2\%$

Table 5: Mean and standard deviation of the marine reflectance estimated using the above-water Refpol radiometer measurements. The measurements were made on April 8 and 10, 1996, from about 20 to 24 UT.

Date	Wavelength (nm)		
	443	550	665
04/08/96	0.0080 ± 0.0013	0.0215 ± 0.0028	0.0061 ± 0.0015
04/10/96	0.0073 ± 0.0010	0.0214 ± 0.0015	0.0077 ± 0.0008

Table 6: Mean and standard deviation of the marine reflectance measured by the under-water MER radiometer. The measurements were made at the same time that the Refpol radiometer.

Date	Wavelength (nm)		
	443	555	665
04/08/96	0.0068 ± 0.0054	0.0237 ± 0.0145	0.0072 ± 0.0057
04/10/96	0.0052 ± 0.0010	0.0183 ± 0.0129	0.0047 ± 0.0063

Figure 1

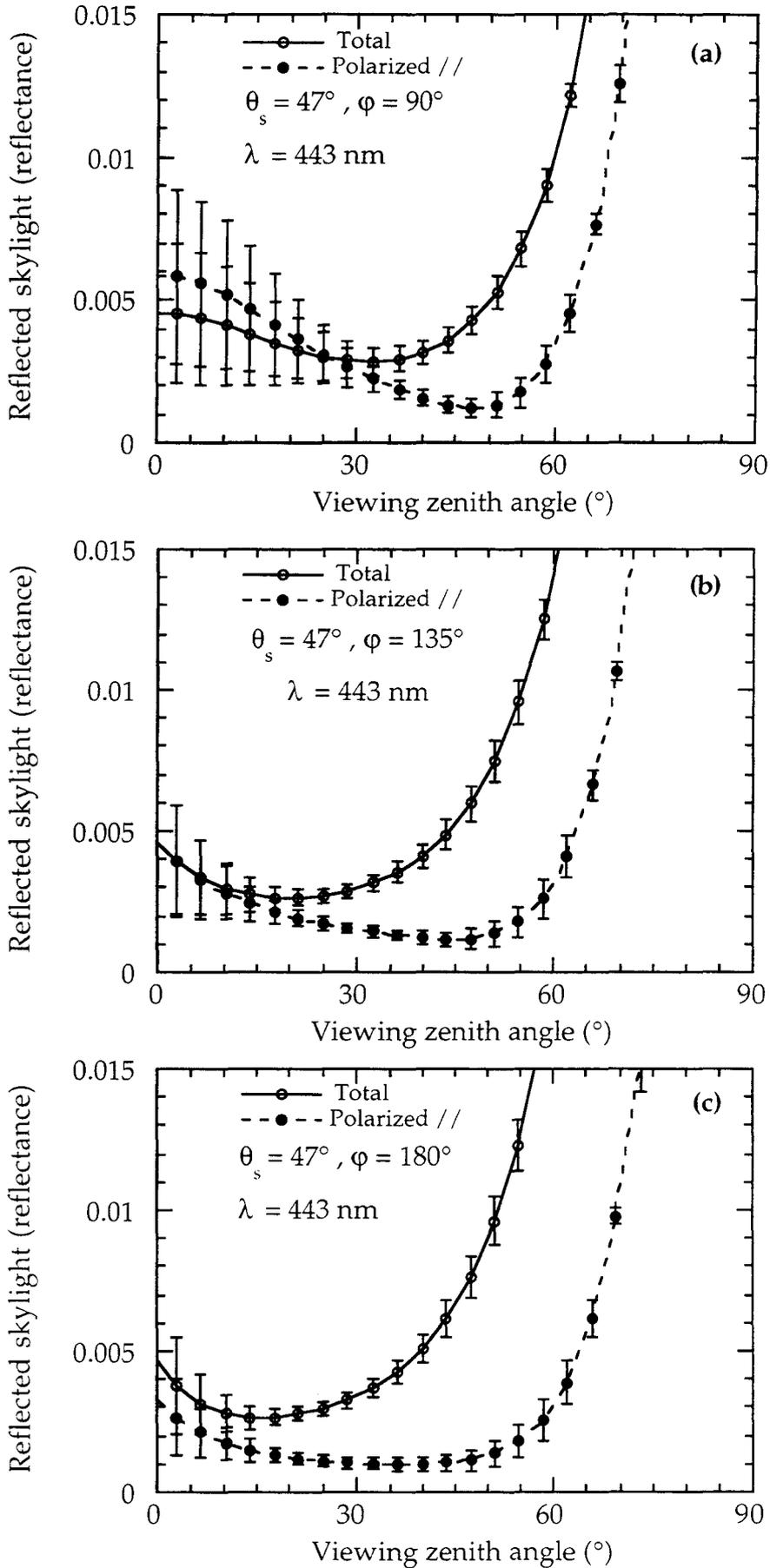


Figure 2

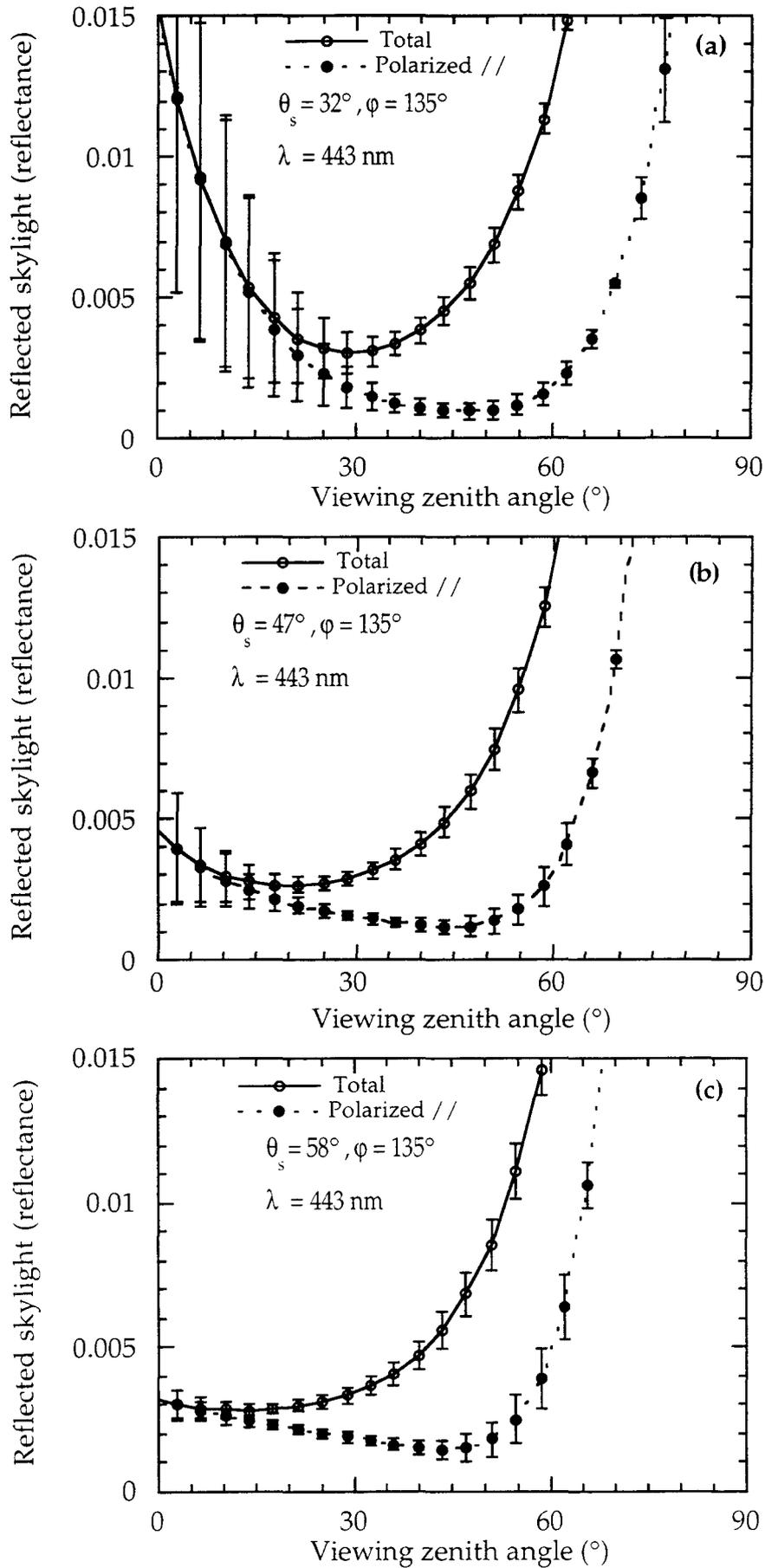


Figure 3

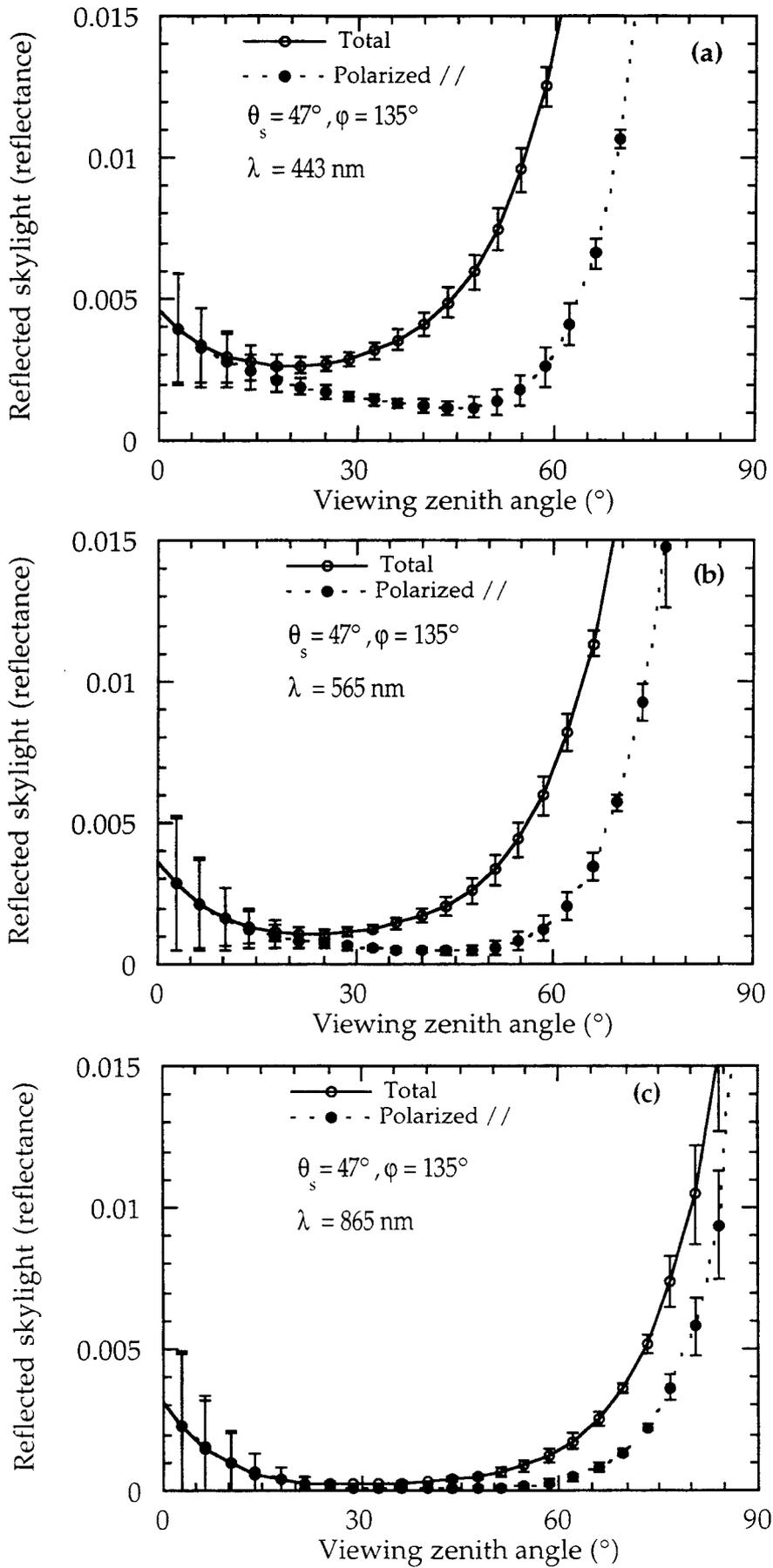


Figure 4

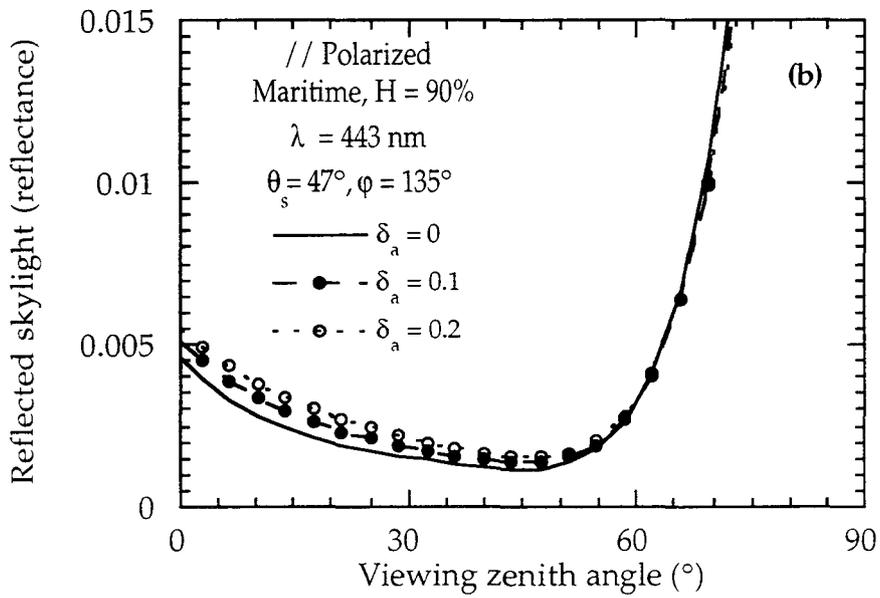
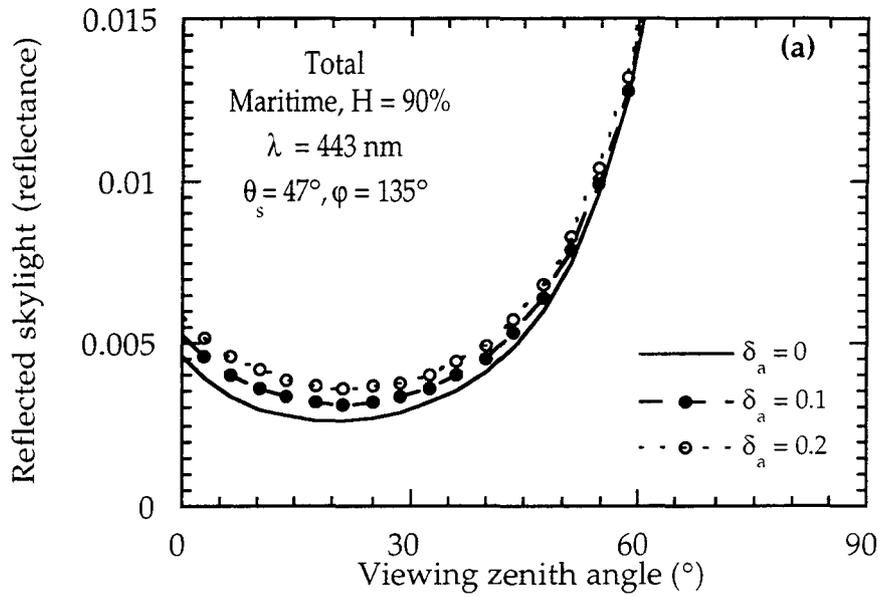


Figure 5

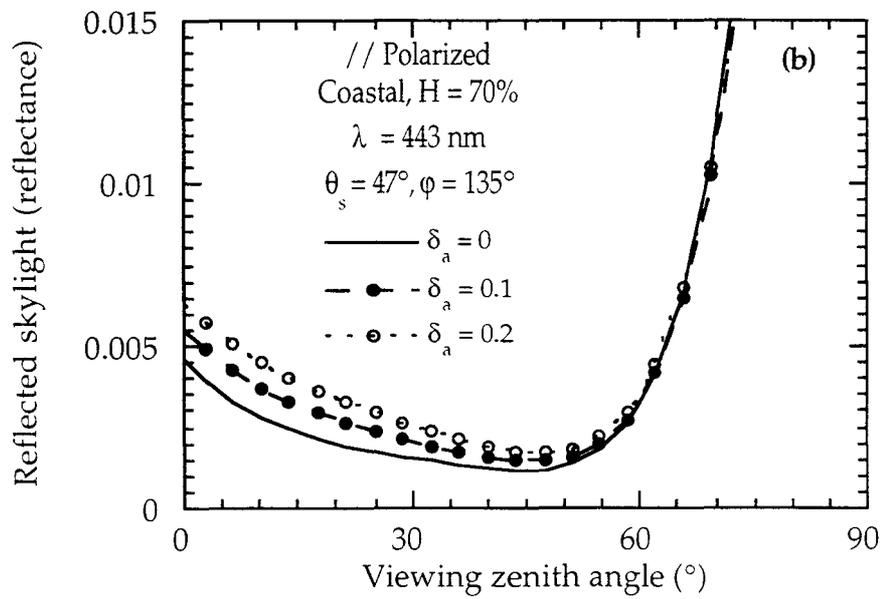
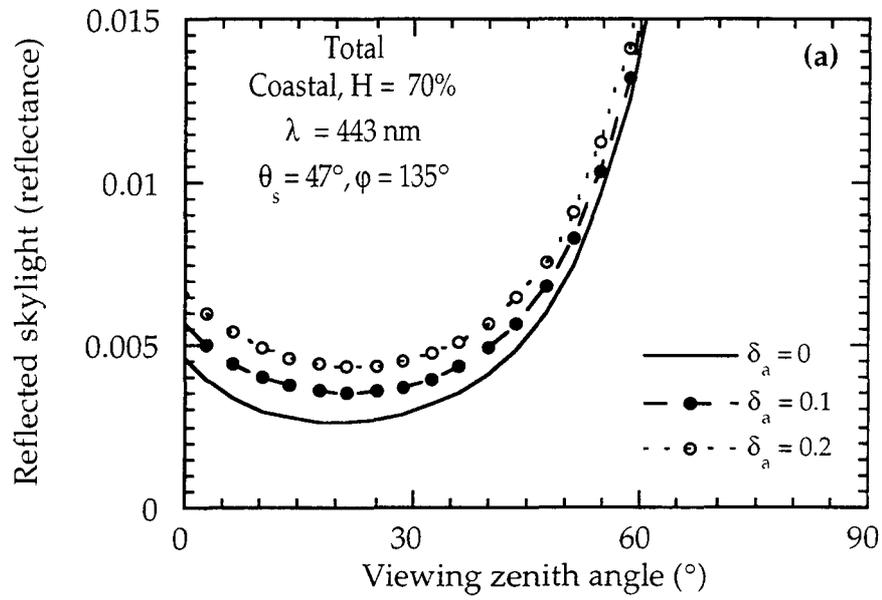


Figure 6

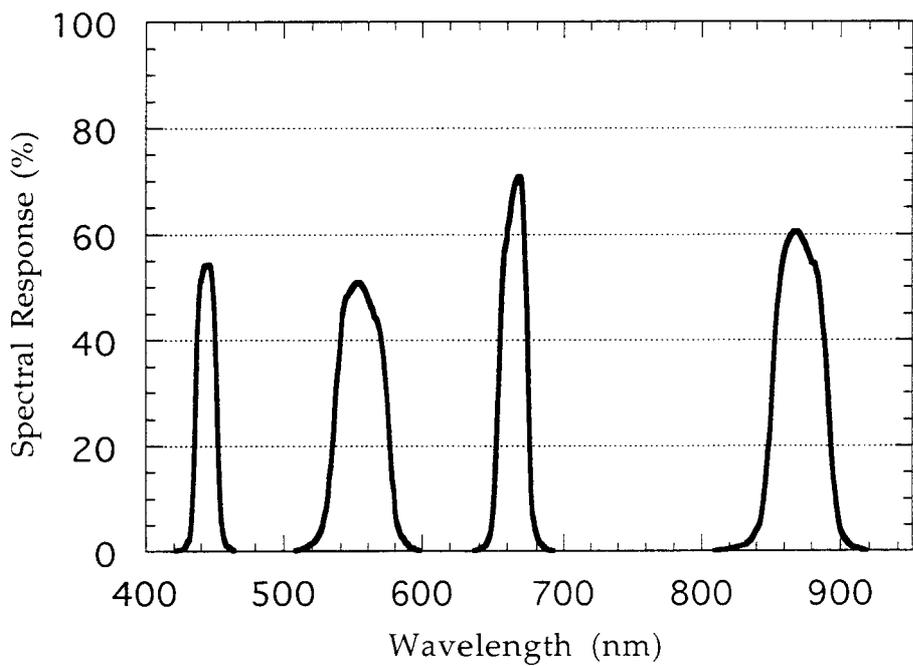


Figure 7

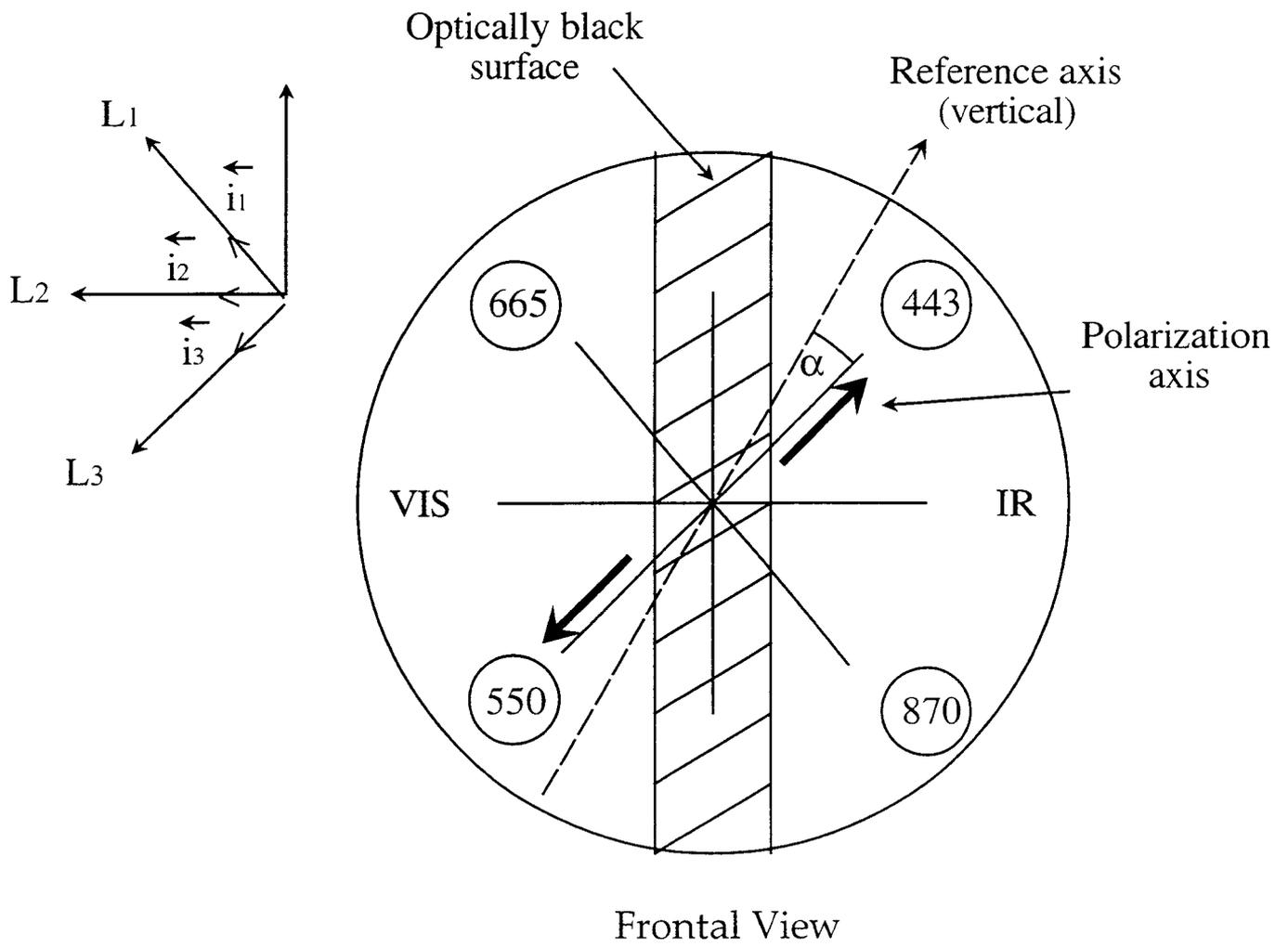


Figure 8

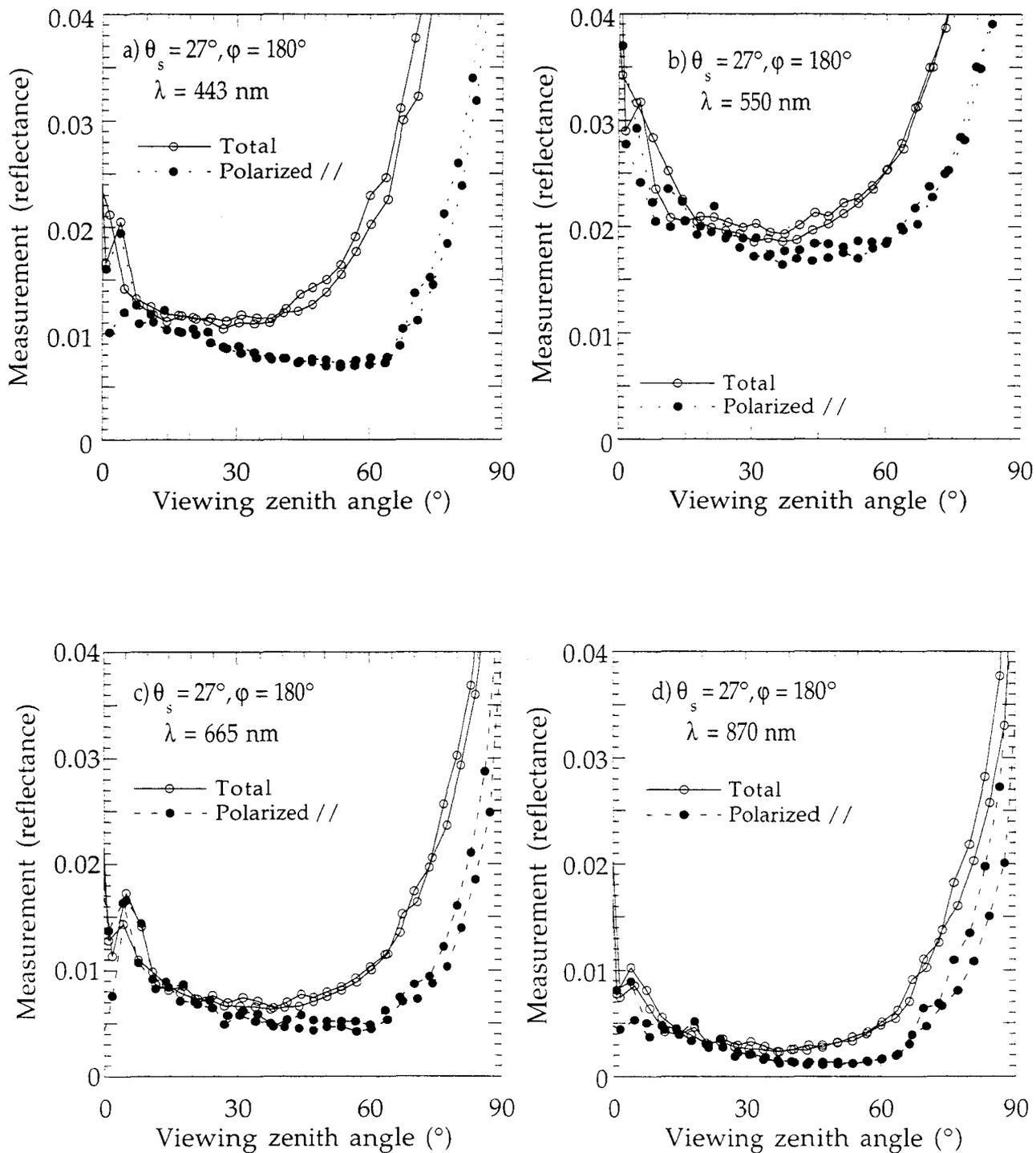


Figure 9

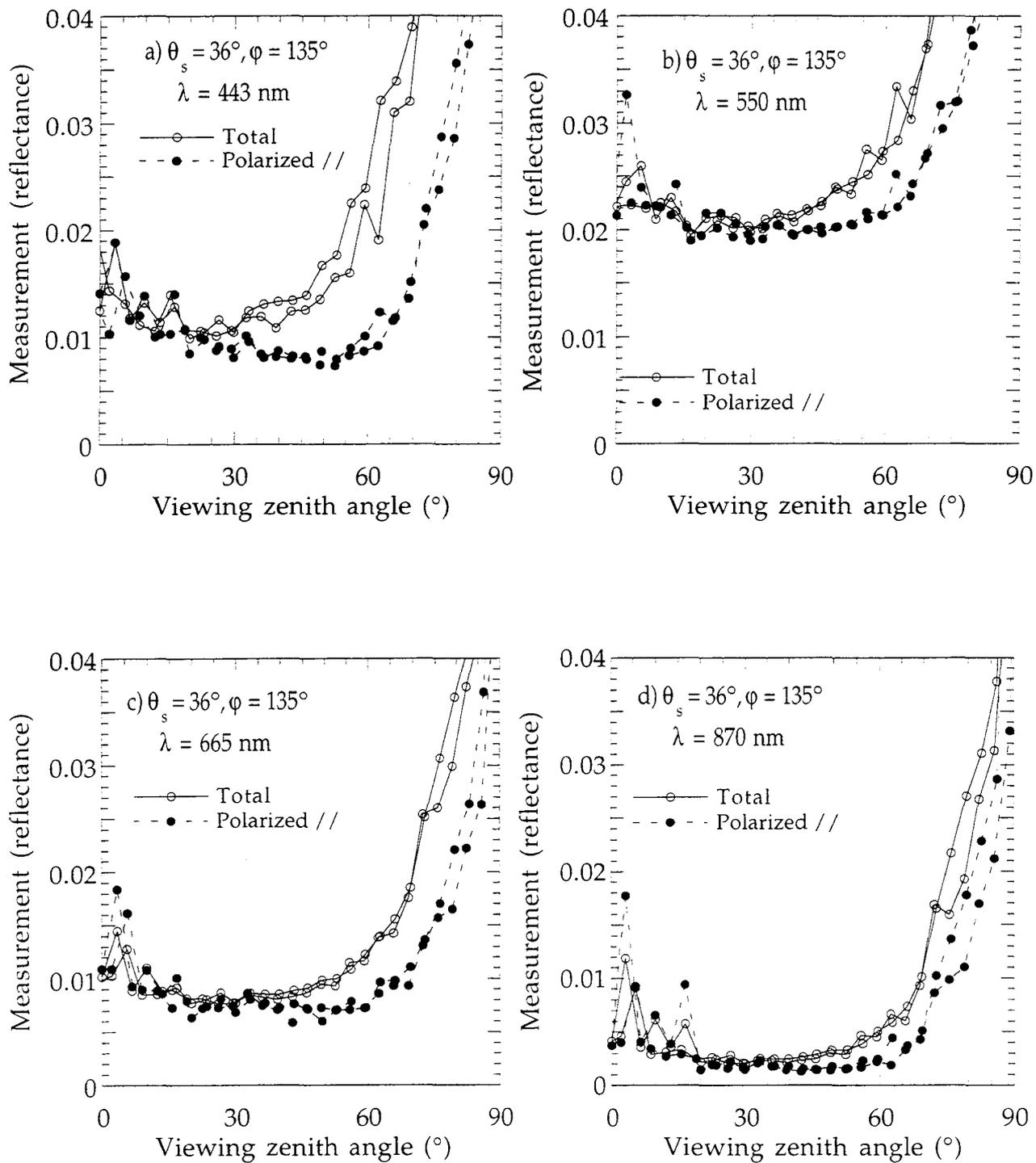


Figure 10

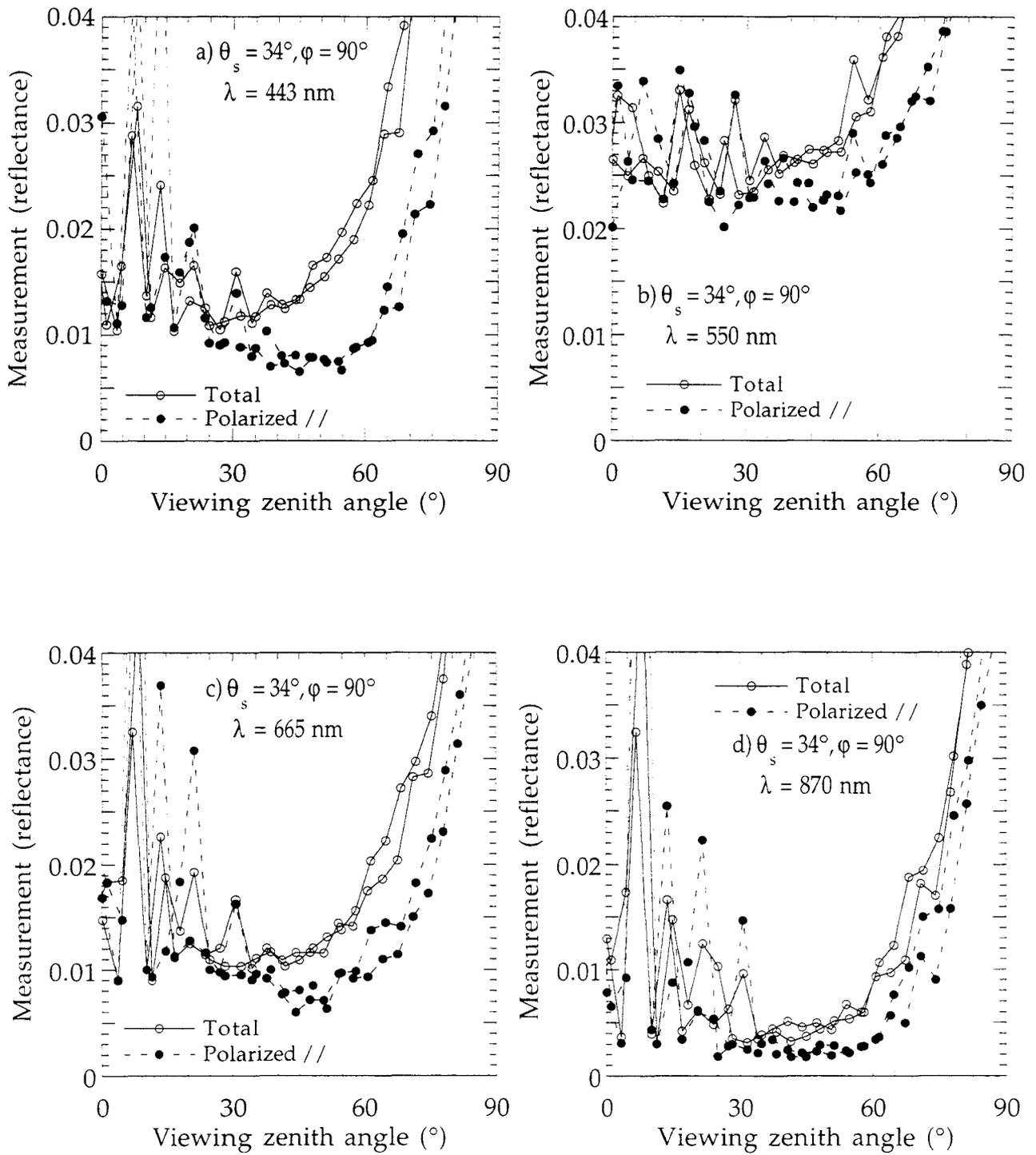


Figure 11

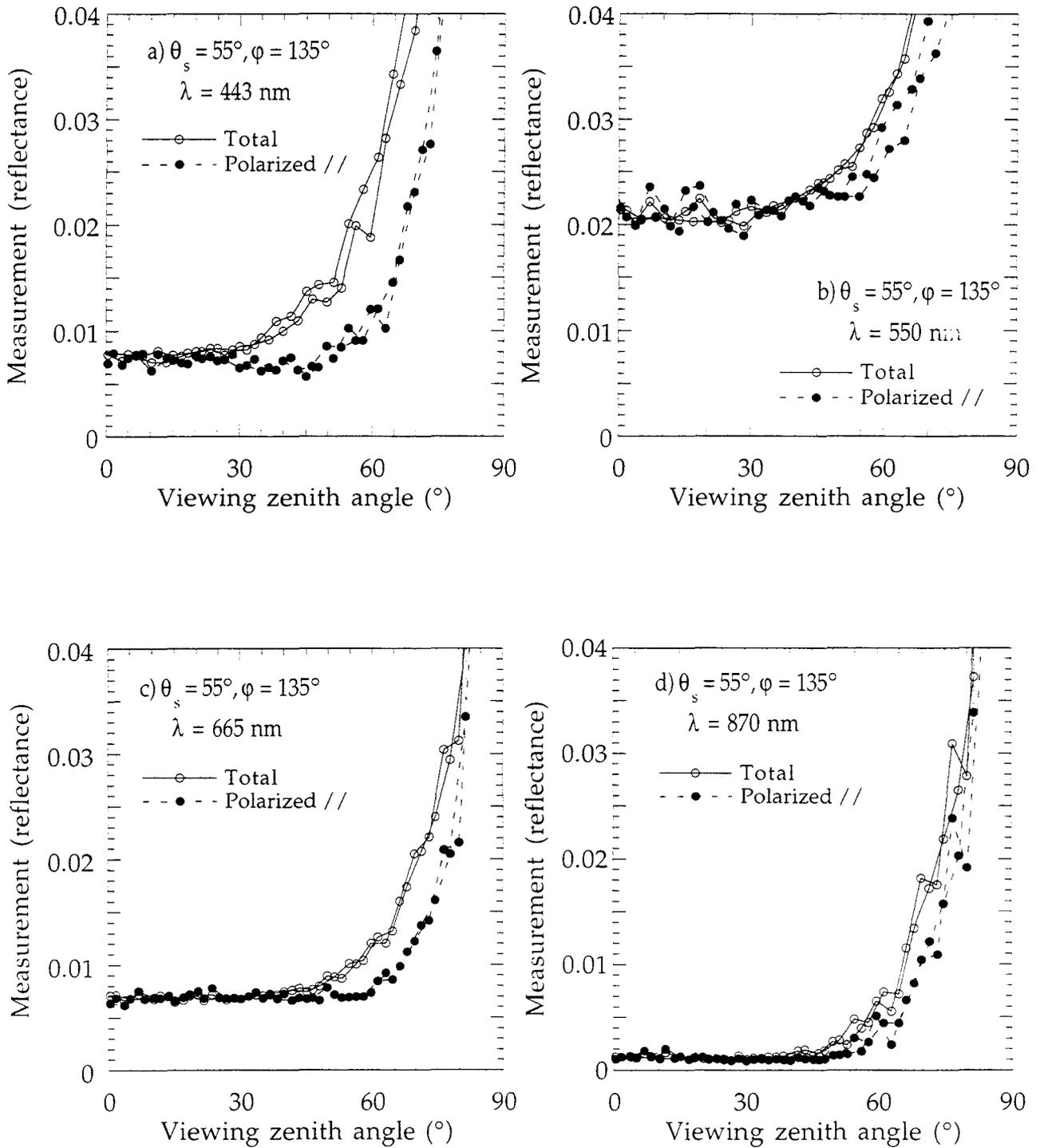
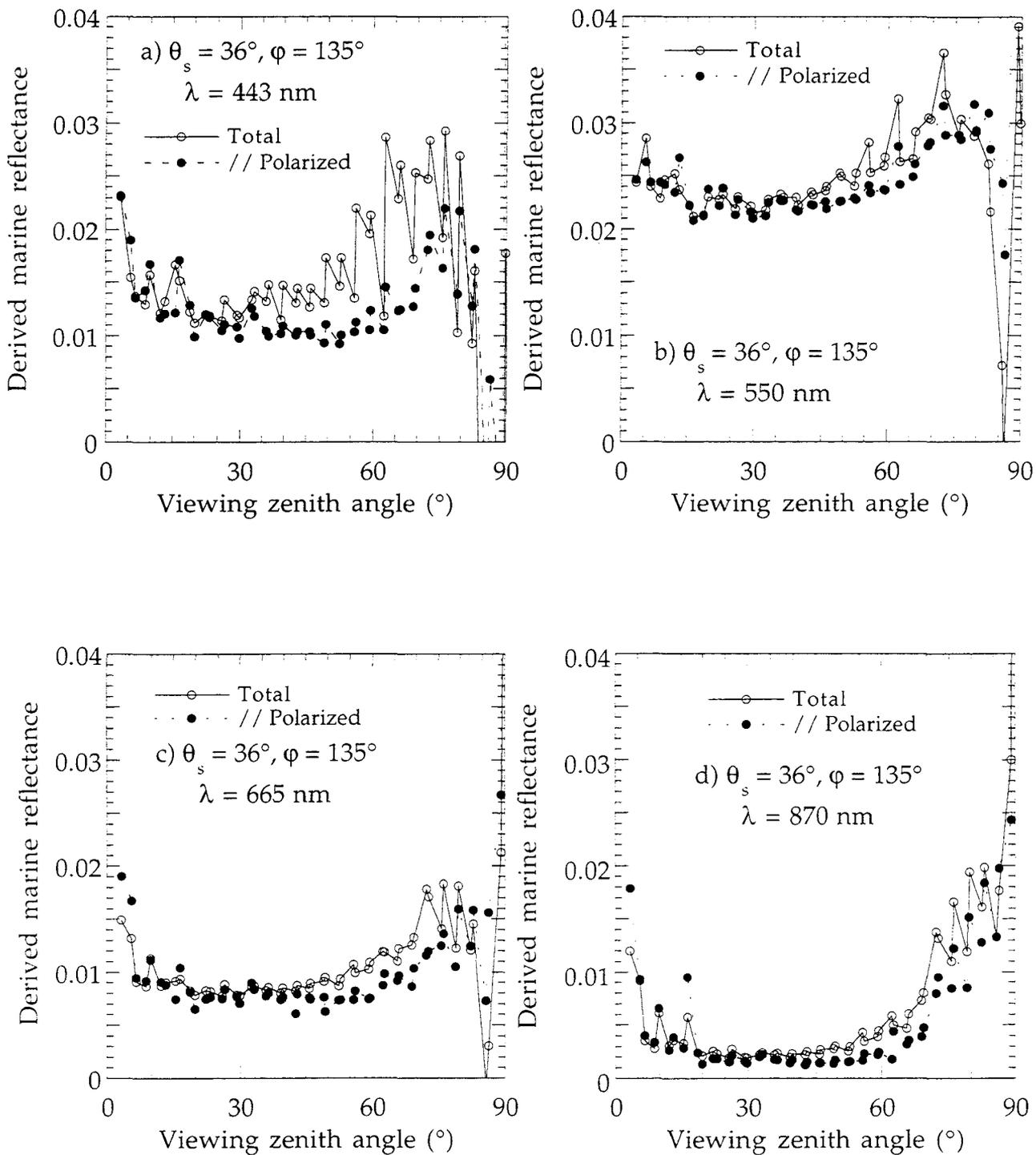


Figure 12



Chapitre 6 : Réalisation d'un radiomètre de terrain: Le Simbad

6.1 L'instrument Simbad

L'objectif initial est d'être capable d'effectuer rapidement un grand nombre de mesures in-situ constituées d'une mesure de réflectance marine et d'une mesure de transmission atmosphérique. Pour cela, la méthode d'observation polarisée, près de l'angle de Brewster et pour un angle azimutal de visée de 135° (Chapitre 5, *Fougnie et al.*, 1998a; *Fougnie et al.*, 1998c) s'imposait comme une alternative très avantageuse par rapport aux méthodes classiques de mesures sous-marines (*Mueller et Austin*, 1995; *Clark et al.*, 1997). Celle-ci a l'avantage d'être très facile à réaliser et permet une minimisation des coûts (mesures possibles depuis les navires marchands). De plus, le deuxième gain offert à l'instrument permet la mesure de transmission atmosphérique.

A partir d'essais préliminaires réalisés sur le Ferry entre Calais et Douvres à l'aide du radiomètre MIR et sur le pier de la Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, à l'aide du radiomètre Refpol (Chapitre 5), tous deux construits au LOA, nous avons pu définir un nouvel instrument possédant toutes les qualités nécessaires à cette mesure de réflectance marine. Christian Verwaerde et Pierre Lecomte (LOA) ont assuré la conception et la réalisation respectivement des parties électronique et optique-mécanique de l'instrument. L'appareil est robuste, maniable, autonome et effectue une acquisition simultanément sur 5 bandes spectrales et ce pour 2 gains (gain fort pour la mesure de réflectance marine et gain faible pour la mesure de transmission atmosphérique). Les exigences et les spécifications de l'instrument Simbad sont résumées dans la Table (6.1). Le champ total de l'instrument est de 3° . Les caractéristiques des bandes spectrales, Figure (6.2), choisies de manière à représenter au mieux celles des différents capteurs satellitaires d'observation de la couleur de l'océan, sont détaillées en Table (6.2). Un polariseur est placé verticalement devant chaque détecteur de façon à minimiser la réflexion du ciel lors de la mesure de réflectance marine. Les 5 détecteurs sont des photodiodes en silicone. L'acquisition est faite sur 500 000 comptes numériques.

Mesurer l'intensité solaire et la réflectance marine	2 dynamiques: gains fort et faible
Rapidité d'acquisition	Cadence d'acquisition de 0.1s
Connaître et contrôler l'angle zénithal de visée	1 inclinomètre tangage (+ 2 voyants guides pour l'opérateur).
Connaître et contrôler la polarisation	1 inclinomètre roulis.
Connaître et contrôler l'angle azimutal de visée	1 magnétomètre (+ 2 voyants guides pour l'opérateur).
Connaître précisément la position	1 GPS
Maniabilité requise	Appareil monobloc (3 kg)
Autonomie requise	Batteries et mémoire internes

Table (6.1). Exigences et spécifications de l'instrument Simbad

λ (nm)	443 nm	490 nm	560 nm	670 nm	870 nm
$\Delta\lambda$	10 nm				

Table (6.2). Longueur d'onde centrale et largeur à mi-hauteur des filtres Oriel de l'instrument Simbad

Notons que le Simbad prototype ne comportait pas de bande spectrale à 490 nm (de même que le Simbad présérie). L'absence de cette bande spectrale centrée à 490 nm explique pourquoi par la suite, pour la validation de l'étalonnage et des produits POLDER notamment, les points de comparaison pour ce canal sont moins nombreux que pour les canaux 443 et 565 nm.

6.2 Le protocole de mesure

La mesure Simbad est composée de

- une mesure de courant d'obscurité sur les 2 gains fort (voie mer) et faible (voie soleil).
- une série de 10 mesures d'intensité solaire sur le gain faible avec une cadence de 1 maximum par seconde. Pour cela, le pointage sur le soleil est réalisé à l'aide du viseur.

- une série de 100 mesures de réflectances marines sur le gain fort, à une cadence de 0.1s par mesure, et en visant la surface de l'océan pour un angle azimutal relatif de 135° et un angle zénithal de visée de 45°, ceci à l'aide des 4 voyants guides.

Pour chaque série de mesure, l'instrument enregistre la position, l'heure, les comptes numériques pour les 5 bandes spectrales (des 10 mesures en gain faible et 100 mesures en gain fort) et les valeurs des deux inclinomètres et du magnétomètre.

6.3 Le traitement des données

6.3.1) *Étalonnage radiométrique*

Les instruments Simbad sont étalonnés selon plusieurs méthodes détaillées en Annexe 1. L'étalonnage du gain fort est en général réalisé au LOA par visée d'une sphère d'intégration de manière à déterminer le coefficient $K(\lambda)$ (en luminance normalisée par compte numérique). L'étalonnage du gain faible est réalisé par la méthode de Bouguer-Langley par laquelle nous obtenons la valeur $\ln\{CN_o(\lambda)\}$. L'Annexe 2 présente une synthèse des étalonnages des instruments de la série Simbad.

6.3.2) *Transformation des comptes numériques*

Tout d'abord, les comptes numériques $cn^h(\lambda)$ (pour le gain fort) et $cn^l(\lambda)$ (pour le gain faible) sont convertis respectivement en réflectance observée $\rho_o(\lambda)$ et en épaisseur optique totale $\tau(\lambda)$, après correction des courants d'obscurité $dark^h(\lambda)$ et $dark^l(\lambda)$, selon

$$\rho_o(\lambda) = \frac{K(\lambda) \{cn^h(\lambda) - dark^h(\lambda)\}}{\cos(\theta_s)} \left(\frac{d}{d_o}\right)^2 \quad (6.1)$$

pour le gain fort et

$$\tau(\lambda) = \frac{\ln\{CN_o(\lambda)\} - 2\ln\left\{\frac{d_o}{d}\right\} - \ln\{cn^l(\lambda) - dark^l(\lambda)\}}{m(\theta_s)} \quad (6.2)$$

pour le gain faible. L'angle zénithal solaire θ_s permet de calculer la masse d'air $m(\theta_s)$ selon la formulation de *Kasten et Young* (1989). Les distances Terre-Soleil moyenne et au moment de la mesure, d et d_o , sont calculées selon *Paltridge et Platt* (1977).

Le bruit radiométrique est d'environ 10 comptes numériques pour le gain fort et de quelques comptes numériques pour le gain faible et ce, sur tous les canaux. Le rapport signal sur bruit des deux gains est de l'ordre de 1000 (le bruit équivalent en réflectance représente typiquement 10^{-4} pour un angle zénithal solaire de 60°). Ces erreurs restent négligeables devant l'imprécision des étalonnages $\Delta K/K$ et $\Delta \ln(CN_o)$ exposés en Annexe 2. Les erreurs commises sur la réflectance observée et l'épaisseur optique se résument à la Table (6.3).

λ (nm)	443	490	565	670	870
$\Delta K/K$	5.0%	8.6%	5.4%	6.9%	7.9%
$\Delta \ln(CN_o)$	0.007	0.005	0.003	0.005	0.005

Table (6.3). Précision sur l'étalonnage des instruments Simbad

6.3.3) Calcul des épaisseurs optiques et détermination du modèle d'aérosol

Les épaisseurs optiques en aérosols τ_r sont calculées par

$$\tau_a(\lambda) = \tau(\lambda) - \tau_r(\lambda) - \tau_{o_3}(\lambda) \quad (6.3)$$

où τ_r est l'épaisseur optique Rayleigh connue de façon assez précise (Coulson, 1959; Gordon et al., 1988) et τ_{o_3} l'épaisseur optique en ozone calculée à partir de sa quantité en Dobson, elle même estimée soit à partir de climatologie (Lenoble, 1993, Keating et al., 1989) ou à partir des observations de TOMS (ADEOS-1), estimation communément supposée connue à environ 20 Dobsons près. L'épaisseur optique aérosol variant spectralement comme

$$\tau_a(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha} \quad (6.4)$$

où α est le coefficient d'Angström de l'aérosol (α variant typiquement de 0 à 2), celui-ci sera déterminé par une régression linéaire entre $\ln(\tau_a)$ et $\ln(\lambda)$ de façon à minimiser l'impact des erreurs sur l'étalonnage (maximale à 443 et 490 nm) et sur la correction d'ozone (maximale à 560 et 670 nm).

Il faut remarquer ici que le champ total de l'instrument Simbad est de 3° , ce qui représente un bon compromis entre un champ suffisamment large pour une observation confortable lors des visées mer (signal mesuré assez intense) tout en étant pas trop large afin d'éviter le plus possible le rayonnement atmosphérique diffus lors des visées solaires et se limiter ainsi à la simple mesure de transmission atmosphérique directe. Cependant, les visées solaires sont toujours plus ou moins perturbées par cet effet qui dépend du champ de l'instrument et des constituants atmosphériques (les diffusants). La Table (6.4) présente, à titre

indicatif, les ordres de grandeur des erreurs relatives commises sur la détermination de l'épaisseur optique τ_a à 865 et 443 nm pour divers types d'aérosols (Gordon et Wang, 1994) et un soleil à 45° de la verticale.

Modèle	M98	M90	C98	C90	T90	U90
$\Delta\tau_a/\tau_a$ (865)	-20.6%	-10.6%	-20.2%	-11.4%	-0.6%	-4.6%
$\Delta\tau_a/\tau_a$ (443)	-21.9%	-13.2%	-24.1%	-13.9%	-2.0%	-9.9%

Table (6.4). Erreur relative sur τ_a , due à l'effet de large ouverture, pour divers modèles d'aérosols.

Le signe négatif signifie que l'épaisseur optique mesurée sous-estime l'épaisseur optique vraie. Pour les aérosols de type M98 ou C98, spectralement les plus neutres, l'erreur commise est donc d'environ 20% sur toutes les bandes spectrales. A l'avenir, nous pouvons espérer corriger cet effet en tabulant l'erreur associée à chaque modèle d'aérosol et au champ de l'instrument. L'erreur quadratique résultante $\Delta\tau_a$ commise sur la détermination d'une épaisseur optique de 0.05 à 865 nm de l'aérosol Maritime 90%, somme des erreurs d'étalonnage (Annexe 2 et Table 6.3), de correction d'ozone $\Delta\tau_{o_3}$ et d'effet de large ouverture (Table 6.4, c.a.d 10%), est présentée dans la Table (6.5).

λ (nm)	443	490	560	670	870
$\Delta\tau_{o_3}$	<0.001	<0.001	0.002	0.001	<0.001
$\Delta\tau_a$	0.008	0.007	0.006	0.007	0.007

Table (6.5). Erreur totale $\Delta\tau_a$, commise sur la détermination d'une épaisseur optique de 0.05 à 865 nm pour un Maritime 90%.

6.3.4) Calcul de la transmission atmosphérique

Le calcul des épaisseurs optiques aérosol nous permet d'estimer la transmission atmosphérique totale (directe + diffuses) avec une bonne approximation par la formule approchée (Tanré et al., 1979; Deschamps et al., 1983)

$$t_a(\theta_s, \lambda, \tau_a) \cong t_{gaz}(\lambda) \exp\left\{-\alpha_r \frac{\tau_r(\lambda)}{\cos(\theta_s)}\right\} \exp\left\{-\alpha_a \frac{\tau_a(\lambda)}{\cos(\theta_s)}\right\} \quad (6.5)$$

où t_{gaz} représente le coefficient d'absorption gazeuse (ozone et vapeur d'eau), α_r vaut typiquement 0.48 et pour α_a , qui dépendrait en fait du type d'aérosol, la valeur moyenne de 0.16 peut être adoptée (Tanré et al., 1979). Notons cependant que cette approximation de t_a n'est valable que dans le cas où le soleil n'est pas

masqué (le calcul de la contribution directe est alors précis) et pour un ciel totalement dégagé (le calcul de la contribution diffuse est alors précis).

En supposant la contribution du moléculaire bien connue, l'erreur sur t_a peut être calculée à partir des erreurs sur l'épaisseur optique totale et sur le coefficient α_a des aérosols (erreur qui est typiquement de 0.02 sur l'ensemble des modèles d'aérosols Maritime, Côtiers et Troposphérique). Cette incertitude sur t_a représente environ 2% pour un angle zénithal solaire de 60° et pour tous les canaux.

Cependant, la contribution directe de la transmission représentant environ 70% de la transmission totale, il est intéressant de se poser la question de l'impact d'une faible couverture nuageuse sur cette approximation que constitue l'Eq. (6.5). La Fig (6.3) présente le facteur F_{cloud} qui transforme la transmission atmosphérique t_a estimée Eq (6.5) par ciel totalement clair, en transmission atmosphérique $t_{a-réel}$ pour un ciel de couverture nuageuse N caractérisée par une épaisseur optique de τ_c . Ces calculs ont été effectués par *Robert Frouin* (SIO, communication personnelle).

$$t_{a-réel}(\lambda, \theta_s, \tau_a, N, \tau_c) = F_{cloud}(\theta_s, N, \tau_c) * t_a(\lambda, \theta_s, \tau_a) \quad (6.6)$$

Ces résultats montrent que pour une couverture nuageuse inférieure à 20% (c'est à dire $N < 0.2$), l'erreur sur la transmission atmosphérique reste typiquement inférieure à 10% pour des angles zénithaux solaires ne dépassant pas 50°. Pour une faible couverture nuageuse, la transmission atmosphérique exprimée en Eq. (6.5) reste donc valable dans la mesure où, nous le verrons, le signal résiduel dû aux nuages peut être en bonne partie corrigé. Il s'ensuit que les mesures Simbad faites en présence d'une couverture nuageuse large ou dense, pourront être entachées d'une erreur importante.

6.3.5) Correction de la transmission atmosphérique et de la réflectance due à la réflexion du ciel

La correction de réflectance due à la réflexion du ciel ρ_c nous permet d'estimer la réflectance marine polarisée à partir de la formule analogue à (6.1), qui s'écrit

$$\rho_w^{+//}(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) = \frac{\rho_o^{+//}(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) - \rho_c^{+//}(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi, \tau_a, V_s)}{t_a(\lambda, \theta_s, \tau_a)} \quad (6.7)$$

où V_s est la vitesse du vent en surface et $\rho_c^{+//}$ est calculée à l'aide du même code de transfert radiatif que celui décrit au Chapitre 5. Notons cependant, que les simulations sont réalisées pour les longueurs d'onde 443, 490, 565, 665 et 865 nm,

alors que les bandes spectrales de Simbad sont centrées sur 443, 490, 560, 670 et 870 nm. Par conséquent, le signal réfléchi provenant principalement de la diffusion moléculaire qui varie spectralement en λ^{-4} , une extrapolation peut être réalisée: par exemple, correction d'un facteur $(560/565)^{-4}$ pour l'extrapolation de 565 vers 560 nm. L'erreur sur $\rho_c^{//}$, due à des imprécisions de 2 m.s^{-1} sur la connaissance de la vitesse de vent, de 0.05 sur la connaissance de l'épaisseur optique en aérosol et de 5° sur les angles zénithal et azimutal de visée (Fougnie et al., 1998a), est présentée en Table (6.6).

λ (nm)	443	490	560	670	870
$\Delta\rho_c^{//}$	0.0004	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001

Table (6.6). Erreur commise sur la réflectance due à la réflexion du ciel

L'erreur relative commise sur la détermination d'une réflectance marine de 0.01 à 443, 490 et 560 nm, de 0.002 à 670 nm et de 0.001 à 870 nm est alors, en rassemblant l'erreur d'étalonnage de la Table (6.3), l'erreur sur l'estimation de la transmission atmosphérique totale (2%, section 6.3.4) et l'erreur sur le calcul de la réflectance due à la réflexion du ciel (Table 6.6), de

λ (nm)	443	490	560	670	870
$\Delta\rho_w^{+//}/\rho_w^{+//}$	11.5%	14.4%	10.4%	17.9%	19.8%

Table (6.7). Erreur relative sur $\rho_w^{+//}$ pour un ciel parfaitement clair.

6.3.6) Amélioration de la correction à l'aide du canal à 870 nm

Dans ce paragraphe 6.3.6), les variables θ_s , θ_v , τ_a et φ des différentes réflectances sont omises par souci de clarté, la discussion portant essentiellement sur l'aspect spectral.

Malgré la correction de ciel réfléchi, la réflectance résultante dans les bandes spectrales à 670 et 870 nm, n'est pas toujours nulle. Si à 670 nm, cela peut s'expliquer par une réflectance marine faible et non nulle, ceci est exclu à 870 nm sauf dans certains cas très particuliers de marée rouge ou *red tide* (Carder et Steward, 1985; Fougnie et al., 1998). Tout d'abord, la surface de l'océan est souvent parsemée d'écume de mer optiquement caractérisée par sa réflectance ρ_{wc} (Koepke, 1984, Frouin et al., 1996, Fougnie et Deschamps, 1997). Si, nous désirons tenir compte dans le calcul de la transmission totale de l'atmosphère (Eq. (6.6)) des petits nuages perturbateurs souvent présents pendant les campagnes, ceci nécessite une description assez précise des caractéristiques de ceux-ci (épaisseur optique τ_c , couverture N) ce qui n'est en général pas aisément accessible, du fait d'une variation temporelle et spatiale rapide. Les nuages contribuant à

augmenter la réflectance observée (lorsque le soleil n'est pas voilé), ils peuvent être simplement pris en compte en introduisant une réflectance de nuage ρ_{cld} . Il nous est donc possible de réécrire plus précisément la réflectance observée comme

$$\rho_o''(\lambda) = \rho_c''(\lambda) + t_a(\lambda) \{ \rho_w^{+''}(\lambda) + \rho_{cld}''(\lambda) + \rho_{wc}''(\lambda) \} \quad (6.8)$$

Cette formulation simple nous permet d'utiliser la réflectance observée dans la bande spectrale 870 nm, dans laquelle la réflectance marine est nulle et la réflectance de ciel réfléchi faible, afin d'estimer la somme des contributions des nuages et de l'écume de mer qu'il nous est malheureusement difficile de décorréler plus en détail. Les mesures dont la réflectance observée à 870 nm est supérieure à un seuil fixé (0.004 par exemple) sont rejetées car elles correspondent à des mesures très perturbées, l'extrapolation qui suit serait alors entachée d'une forte erreur.

En considérant au premier ordre les réflectances ρ_{cld} et ρ_{wc} spectralement blanches, ces 2 contributions peuvent être soustraites dans les autres bandes spectrales. Comme nous l'avons montré, l'écume n'est pas spectralement blanche entre 443 et 870 nm (Frouin et al., 1996; Fougnie et Deschamps, 1997), mais comme seules les mesures les moins perturbées sont gardées, l'impact de l'erreur sur cette approximation est faible. Cette extrapolation du signal à 870 nm semble donc raisonnable à 10-20% près selon la longueur d'onde. Nous pouvons alors écrire

$$\rho_w^{+''}(\lambda) \cong \frac{\{ \rho_o''(\lambda) - \rho_c''(\lambda) \}}{t_a(\lambda)} - \frac{\{ \rho_o''(870) - \rho_c''(870) \}}{t_a(870)} \quad (6.9)$$

où λ correspond aux bandes spectrales à 443, 490, 560 et 670 nm. Cette formulation n'a de sens que si les réflectances sont acquises simultanément dans toutes les bandes spectrales, ce qui est le cas pour Simbad. La Fig. (6.4) illustre l'impact de cette correction supplémentaire sur la réflectance observée à 443 nm au milieu du Pacifique par une journée de ciel légèrement nébuleux et une mer légèrement écumeuse (vent de 8 m.s⁻¹). La dispersion des mesures, donc la réduction du bruit, est spectaculaire alors que l'erreur supplémentaire commise sur les réflectances marines polarisées est de l'ordre de 1 à 2 %. On aboutit donc au bilan d'erreur relative (Table 6.8) sur la mesure d'une réflectance marine de 0.01 à 443, 490 et 560 nm, de 0.002 à 670 nm et de 0.001 à 870 nm par ciel couvert jusqu'à environ 20% (mais un soleil non voilé)

Notons que cette correction (Eq. (6.9)) perd son sens lors de mesure de réflectance marine non nulle à 870 nm, par exemple lors de marées rouges.

λ (nm)	443	490	560	670	870
$\Delta\rho_w^{+//}/\rho_w^{+//}$	13.4%	16.3%	12.3%	27.8%	19.8%

Table (6.8). Erreur relative sur $\rho_w^{+//}$ (ciel couvert jusqu'à environ 20%).

6.3.7) Correction de polarisation du signal marin

Simbad effectuant ses mesures à travers un polariseur, c'est la réflectance marine polarisée qui est déterminée en Eq. (6.7) et (6.9). La réflectance marine recherchée s'écrit donc

$$\rho_w^+(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) = \frac{1}{\alpha_{pol}(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi)} \rho_w^{+//}(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) \quad (6.10)$$

où le coefficient α_{pol} caractérise l'importance de la polarisation : α_{pol} égal à 1 signifie que le signal observé n'est pas polarisé.

Le coefficient α_{pol} a été simulé par Robert Frouin de la Scripps Institution of Oceanography (SIO, communication personnelle), La Jolla, à 450 nm à partir d'un code de Monte-Carlo et d'une fonction de phase polarisée pour le phytoplancton calculée à partir d'une distribution en taille suivant une loi de Junge en $r^{-3.6}$ sur des rayons de 0.2 à 50 μm et pour un indice de réfraction égal à $1.10 - 10^{-5}i$ à 450 nm (Morel, 1973; Zaneveld et al., 1974; Aas, 1981). Pour les faibles concentrations en pigments (cas le plus courant), un angle zénithal solaire de 30° et pour la géométrie de visée Simbad, il apparaît que α_{pol} vaut environ 0.87 (Figure 6.5). Les effets de polarisation sont minimaux pour les fortes concentrations en pigments, ou les grands angles solaires. Spectralement, les ordres de grandeurs de α_{pol} sont les mêmes. Le coefficient α_{pol} est connu avec une précision meilleure que 2% mais il nous faut connaître la concentration en pigments, ou du moins, lorsque celle-ci n'est pas disponible, une estimation de son ordre de grandeur à partir du rapport $\rho_w^{+//}(443) / \rho_w^{+//}(560)$.

Cette incertitude sur α_{pol} nous conduit au bilan d'erreur final sur la mesure de réflectance marine par ciel peu couvert

λ (nm)	443	490	560	670	870
$\Delta\rho_w^+/\rho_w^+$	15.4%	18.3%	14.3%	29.8%	21.8%

Table (6.9). Erreur relative sur ρ_w^+

L'erreur légèrement plus large à 490 nm qu'à 443 ou 560 nm est due à une faiblesse de l'étalonnage à cette longueur d'onde. Ce résultat reste donc perfectible.

6.3.8) Correction de bidirectionnalité

Il est souvent utile de ramener la réflectance marine estimée à partir de la mesure de Simbad et donc réalisée pour un angle de visée de 45° et un azimut relatif de 135°, à une réflectance marine diffuse R telle qu'elle est définie par *Morel et Gentili*, (1991) c'est à dire s'écrivant comme

$$R(0^-, \lambda, \theta_s) = \frac{E_u(0^-, \lambda, \theta_s)}{E_d(0^-, \lambda, \theta_s)} \quad (6.11)$$

où E_u est l'éclairement montant et E_d l'éclairement descendant, tous deux définis à la profondeur nulle et juste au dessous de la surface de l'océan. Cette réflectance peut donc être exprimée en fonction de la réflectance marine directionnelle obtenue par Simbad par

$$R(0^-, \lambda, \theta_s) = \frac{1}{\pi} Q_d(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) t(\theta_v, \theta_s, \varphi) \rho_{iw}^+(\lambda, \theta_v, \theta_s, \varphi) \quad (6.12)$$

où t est le coefficient de passage de l'interface atmosphère-océan (typiquement 1.85) et Q_d le facteur de bidirectionnalité étudié par *Morel et Gentili*, (1993) et vaut typiquement entre 2 et 6.

6.4 Validation des mesures Simbad

6.4.1) Validation de mesures d'épaisseurs optiques

Pendant la campagne ACE-2, des mesures d'épaisseur optique atmosphérique ont été réalisées par *Robert Frouin* (SIO) à l'aide du Simbad 05. Une autre équipe américaine dirigée par *Phill Russel* (NASA-Ames, Muffett Field, Californie) a effectué le même type de mesure avec un autre photomètre similaire au Simbad (méthode de mesure d'intensité solaire, largeur de champ). La Figure (6.6) présente une régression entre les épaisseurs optiques aérosols (EOA) dérivées des mesures Simbad et des mesures de l'équipe américaine et ce sur trois belles journées, les 24, 25 et 30 juin 1997.

La Table (6.10) suivante présente l'accord entre ces deux mesures d'EOA sur ces trois journées de campagnes qui explorent une large gamme d'épaisseur optique (de 0 à 0.3) et de coefficient d'angström (de 0.15 à 1.3). Il s'ensuit une erreur sur le coefficient d'angström d'environ 0.17.

λ (nm)	443	490	565	670	865
$\Delta\tau_a$	0.0210	0.0160	0.0167	0.0111	0.0189

Table (6.10). Désaccord entre les deux mesures d'épaisseur optique.

La journée pour laquelle le désaccord est le plus prononcé est le 30 juin qui correspond à des faibles épaisseurs optiques inférieures à 0.07 à 443 nm et des coefficients d'angström de l'ordre de 0.5 pour lesquels l'imprécision sur les étalonnages des 2 instruments devient perceptible.

6.4.2) Validation des mesures de réflectance marine

Grâce à notre collaboration avec l'équipe de *Gregg Mitchell* (SIO) et ce pendant plusieurs campagnes CalCOFI, nous avons pu comparer nos mesures de réflectances marines avec celles d'optique sous-marine réalisées par le radiomètre MER selon une technique classique qui consiste à mesurer verticalement la luminance remontante et l'éclairement descendant à différentes profondeurs et à extrapoler ensuite le rapport de ces deux grandeurs à la surface de l'océan (*Mueller et Austin, 1985; Clark et al., 1997*).

Les premiers essais comparatifs réalisés en avril 1996 sur le pier à SIO entre l'instrument Refpol (à l'époque) et le MER, ont permis de vérifier la faisabilité de la mesure Simbad, en comparant les ordres de grandeurs des réflectances marines mesurées par ces 2 méthodes. Cependant, la présence d'une marée rouge avait rendu les résultats difficiles à interpréter plus en détail.

Les eaux rencontrées pendant la campagne CalCOFI sont adéquates pour ce type de comparaison car elles sont très chargées en pigments près de la côte (environ 10 mg.m⁻³), puis elles s'appauvrissent progressivement jusqu'à 0.05 mg.m⁻³ lorsque l'on s'éloigne jusqu'à 500 km au large. Pendant la campagne d'Octobre 1996, des mesures de réflectances marines ont donc été effectuées par l'instrument Simbad suivant le protocole décrit en section 6.2.2 et ce en parallèle avec des mesures sous-marines par le radiomètre MER et des prélèvements d'échantillons d'eaux afin d'en déterminer la concentration en chlorophylle. Le MER ne possédant pas de bande spectrale à 560 nm, nous avons interpolé entre ses bandes à 555 et 570 nm. Les mesures de la sonde MER ne sont pas corrigées de l'effet de d'ombre ou 'self-shadow' (*Gordon et Ding, 1992*), effet de l'ordre de 10-20%. Le Simbad ne comportait pas de bande spectrale à 490 nm.

Les réflectances marines diffuses obtenues simultanément à partir des mesures de réflectances directionnelles du dessus de la surface avec Simbad et du dessous de la surface avec l'instrument Mer, sont reportées sur la Figure (6.7). Une bonne concordance est observée sur les 2 longueurs d'onde : l'écart type entre les 2

méthodes est de 0.0016 à 443 nm et de 0.0010 à 560 nm, soit en relatif de 14.0% à 443 nm et de 13.6% à 560 nm. De plus, l'évolution de ces réflectances diffuses en fonction de la concentration en pigments suit un comportement similaire à celui du modèle décrit par *Morel* (1988) (Figure 6.8 et 6.9) avec cependant, du côté des eaux oligotrophes (concentration d'environ 0.1 mg.m^{-3}) un désaccord des deux méthodes avec le modèle. Ce désaccord tend à disparaître si l'on considère la version révisée de ce modèle (*Morel*, 1997) à partir de nouvelles mesures du coefficient d'absorption de l'eau (*Pope*, 1993). Cette dernière remarque se vérifie à l'aide de la Fig. (3.4), à partir de laquelle on peut s'apercevoir que les réflectances mesurées à 443 nm par le MER et Simbad (typiquement 0.04) pour des concentrations inférieures à 0.1 mg.m^{-3} et celles contenues dans la base de données SeaBam, sont parfaitement cohérentes. N'oublions pas de plus, qu'une erreur est commise sur la mesure des concentrations en pigments, ce qui permet probablement d'expliquer une partie des écarts résiduels observés.

Conclusion

La nouvelle méthode de mesure de réflectance marine développée ici et utilisant la polarisation afin d'éliminer la réflexion du ciel, a été validée par comparaison avec la méthode classique sous-marine. L'instrument Simbad conçu pour réaliser ce type de mesure par dessus la surface, permet donc bien de réaliser un jeu de données précises et suffisantes (transmission atmosphérique et réflectance marine), et ceci dans des conditions de mesures avantageuses (mesures en route, facilité d'utilisation, coûts réduits).

Figure 6.1
Instrument Simbad

PHOTO DU
SIMBAD

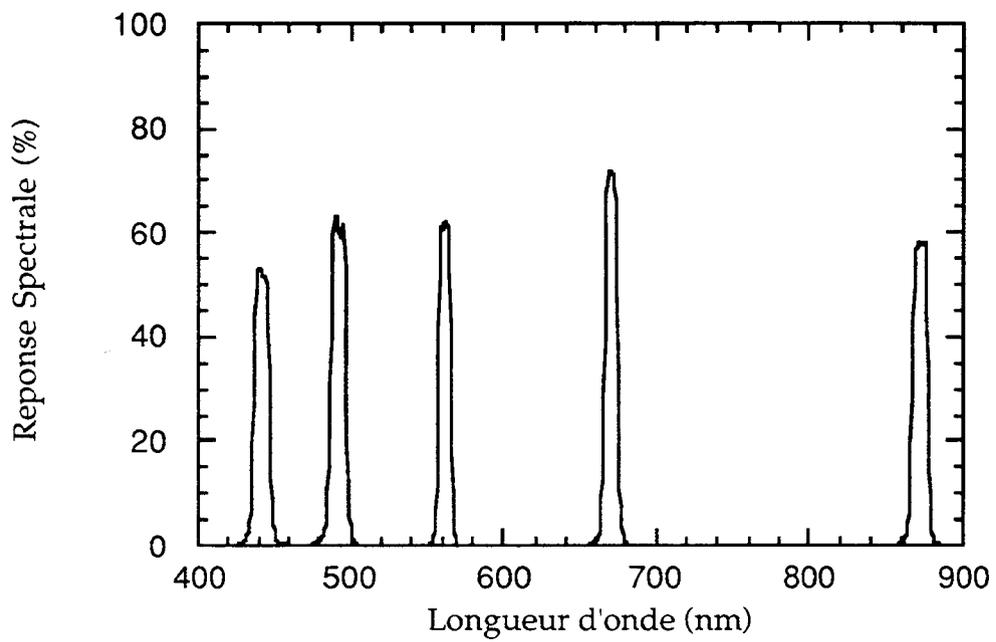


Figure 6.2: Réponse spectrale des bandes spectrales de l'instrument Simbad centrées sur 443, 490, 560, 670 et 870 nm et de largeur à mi-hauteur 10 nm.

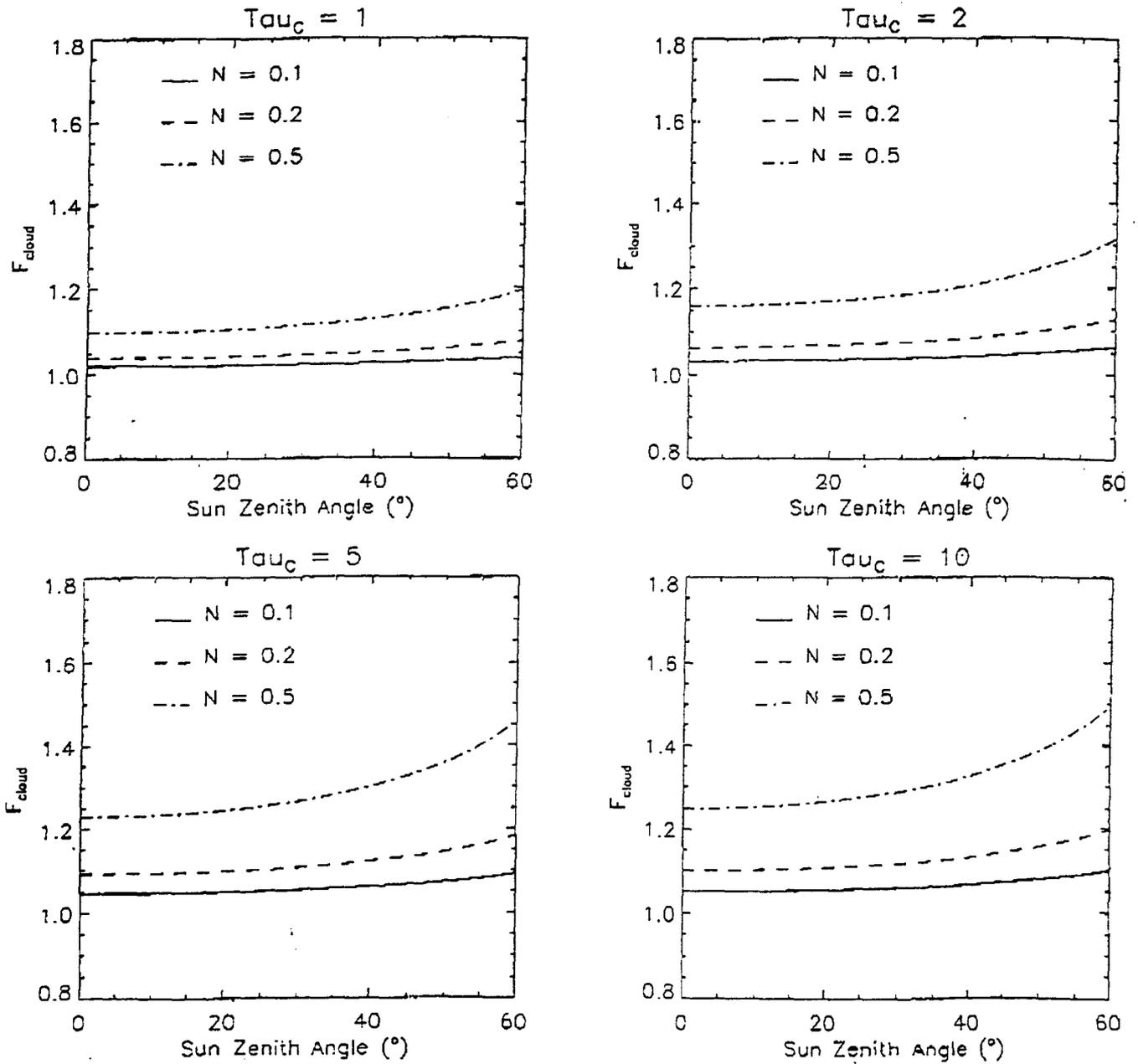


Figure 6.3: Facteur F_{cloud} de conversion de la transmission atmosphérique calculée par ciel totalement clair en transmission atmosphérique pour un ciel dont la couverture en nuage d'épaisseur optique τ_c (1, 2, 5 et 10) est N (0.1, 0.2 et 0.5), en fonction de l'angle zénithal solaire. Pour le calcul de F_{cloud} , le soleil n'est pas masqué.

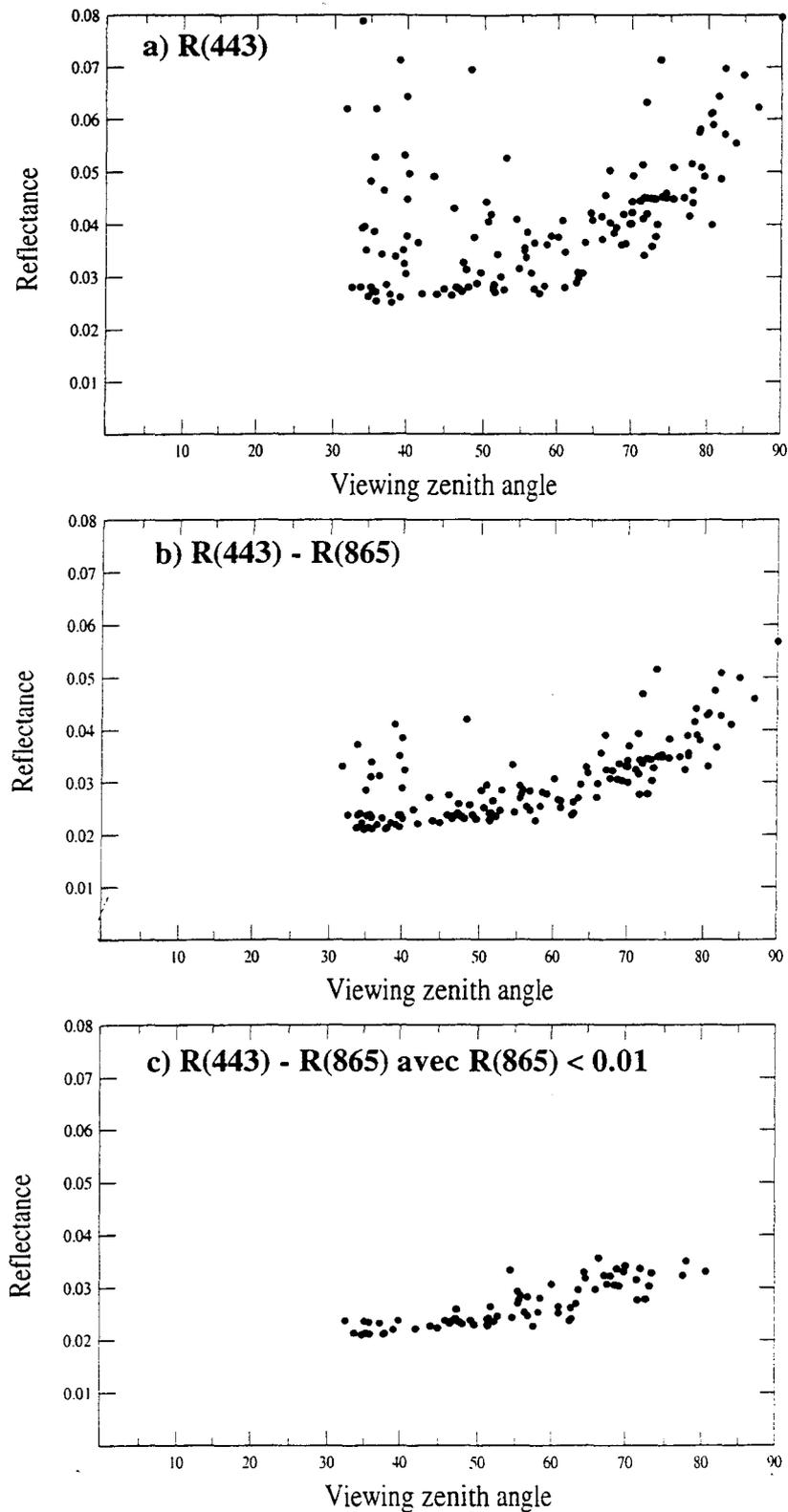


Figure 6.4: Amélioration apportée par la correction utilisant le canal 870 nm (865 nm pour le Simbad prototype) sur des mesures réalisées sur le Ronsard, le 31 décembre 1996, dans le Pacifique Sud: a) réflectance observée à 443 nm, b) réflectance observée à 443 nm corrigée de la réflectance à 865 nm et c) réflectance observée à 443 nm corrigée de la réflectance à 865 nm uniquement pour les faibles valeurs inférieures à 0.01.

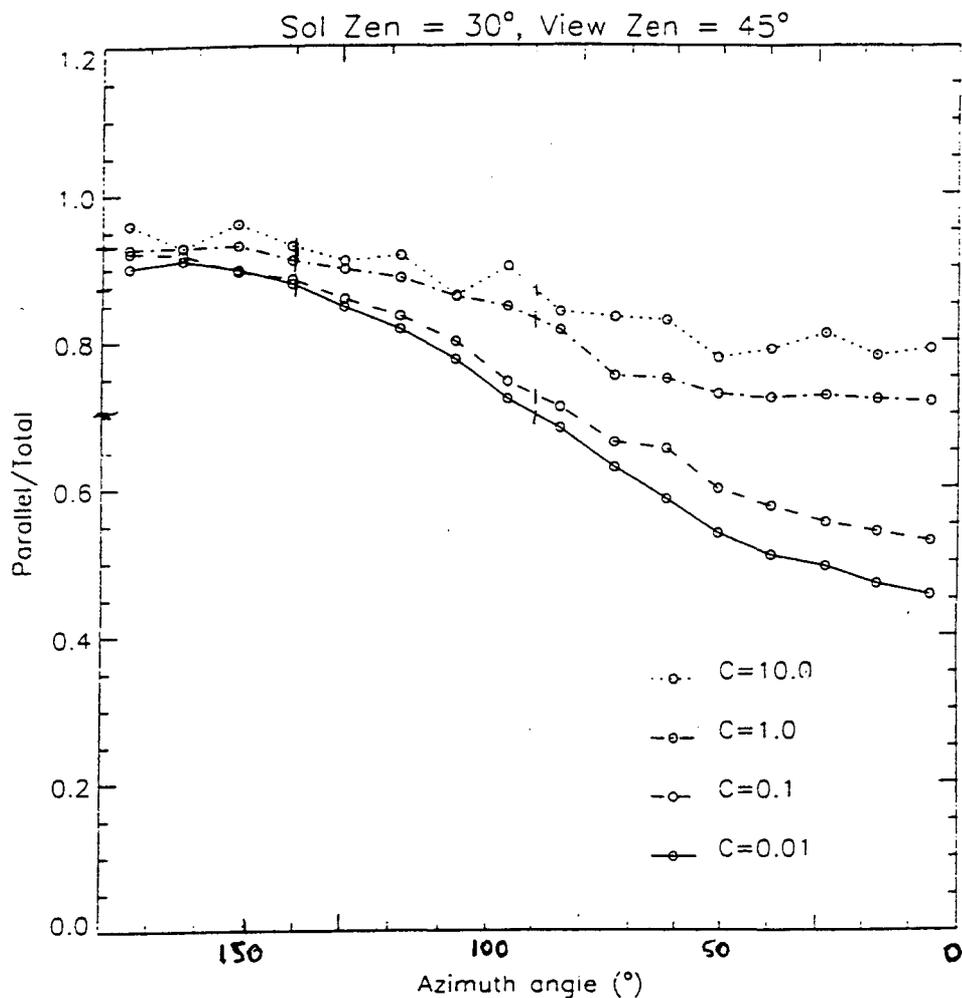


Figure 6.5: Simulation à 440 nm, du facteur de polarisation α_{pol} , rapport de la composante polarisée parallèle et de la réflectance totale (juste au dessus de la surface), à partir d'un code de Monte-Carlo (Robert Frouin, communication personnelle), en fonction de l'angle azimutal relatif, pour un angle zénithal solaire de 30° et un angle zénithal de visée de 45°. Un α_{pol} égal à 1 signifie que le signal marin observé n'est pas polarisé. L'océan contient des concentrations en chlorophylle-a variées, de 0.01, 0.1, 1 et 10 mg.m⁻³.

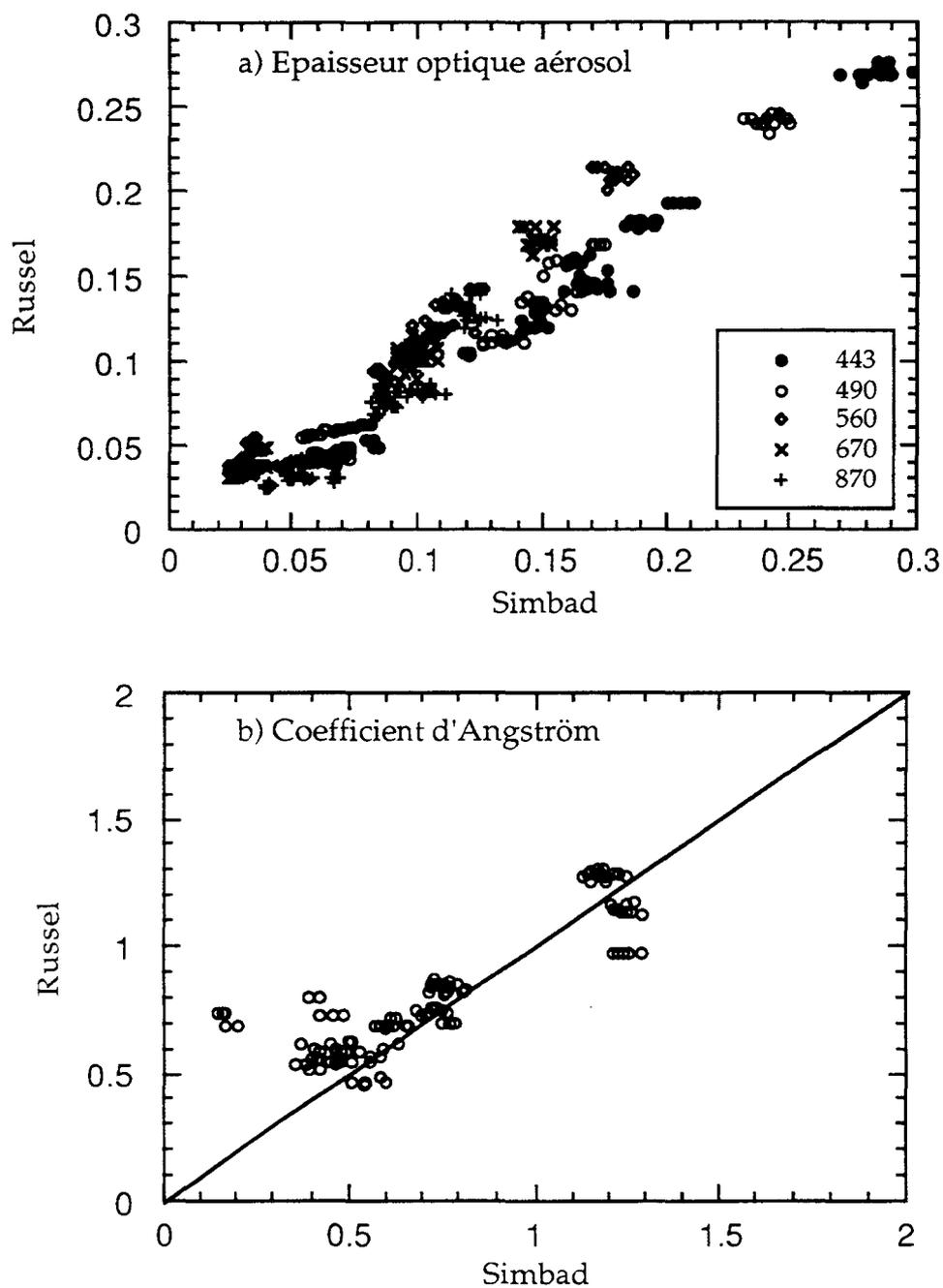


Figure 6.6: Comparaison pour les 24, 25 et 30 juin 1997 entre les mesures réalisées par le radiomètre Simbad et les mesures réalisées à l'aide d'un autre radiomètre par l'équipe de P. Russel : a) comparaison des épaisseurs optiques aérosols et b) comparaison des coefficients d'angström calculés.

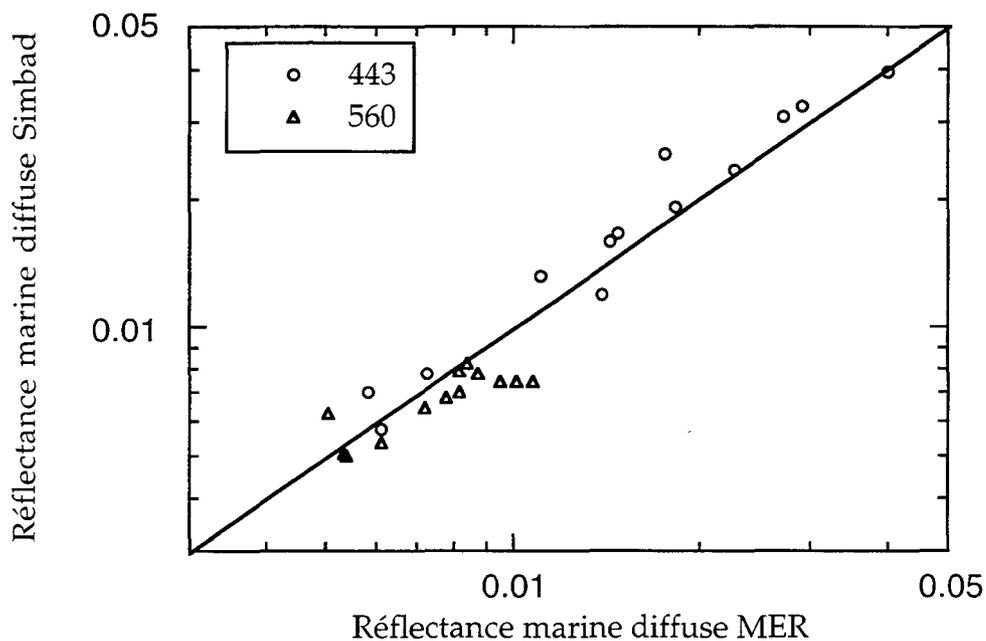


Figure 6.7: Comparaison entre les réflectances marines diffuses calculées à partir des mesures du dessus de la surface du radiomètre Simbad et du dessous de la surface du radiomètre MER à 443 et 560 nm. L'accord est de 14.0% à 443 nm et de 13.6% à 560 nm.

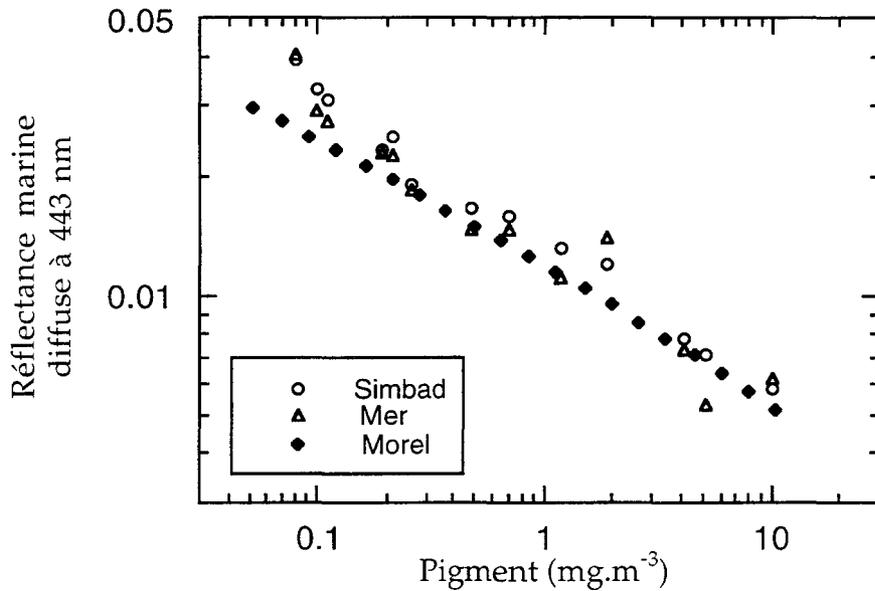


Figure 6.8: Réflectances marines diffuses (au dessus de la surface) mesurées à 443 nm par Simbad, mesurées par le radiomètre MER et estimées par le modèle de *Morel* (1988) en fonction de la concentration en pigments mesurée in-situ.

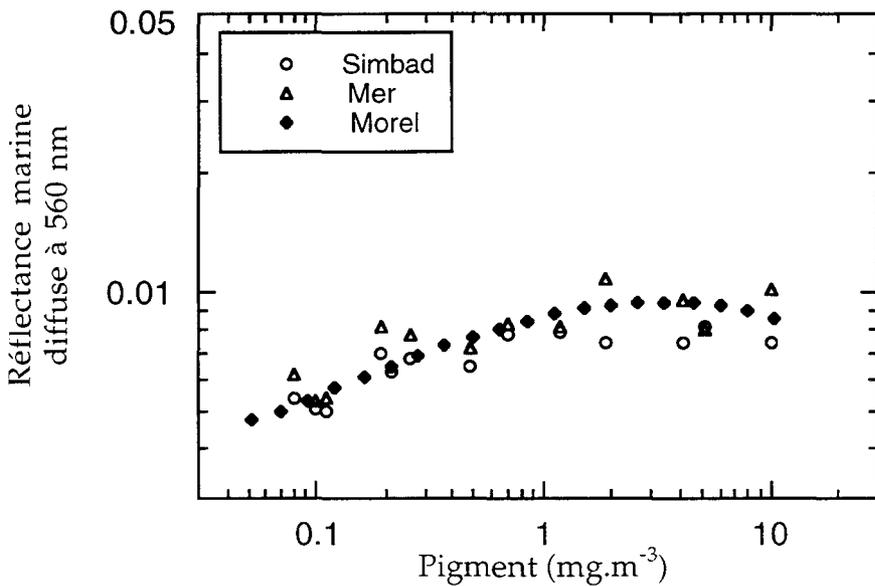


Figure 6.9: Réflectances marines diffuses (au dessus de la surface) mesurées à 560 nm par Simbad, mesurées par le radiomètre MER et estimées par le modèle de *Morel* (1988) en fonction de la concentration en pigments mesurée in-situ.

Chapitre 7: Les mesures collectées

En Août 1996, POLDER est lancé et il délivrera ses données à partir du 30 octobre 1996. Dès lors, l'instrument Simbad étant mis au point, il fut embarqué sur plusieurs campagnes jusqu'en juin 1997. De plus, de nombreux investigateurs étrangers ont collecté de leur côté un certain nombre de mesures in-situ dans le cadre de leur propre recherche scientifique, mesures mises à notre disposition. Ces campagnes 'Simbad' ainsi que les contributions étrangères sont résumées ici.

7.1) Les campagnes de mesures

a) *Les campagnes CalCOFI*

Les campagnes CalCOFI (California Cooperative Oceanic Fisheries Investigations) sont organisées par la Scripps Institution of Oceanography (SIO), La Jolla, avec une cadence de 4 campagnes par an. Le parcours en mer est toujours le même (Carte 7.1), une série de 6 radiales au large de la côte Californienne. Les expériences réalisées à bord des bateaux de recherche sont des mesures de concentration en chlorophylle, de la surface jusqu'à des grandes profondeurs, des mesures de salinité et de température (CTD) à différentes profondeurs, des mesures d'optique sous-marine (instrument MER).

Les trois campagnes CalCOFI qui nous concernent sont la campagne d'octobre 1996 (CalCOFI-9610, du 10 octobre au 14 novembre 1996) à bord du R/V Roger Revelle, celle de février 1997 (CalCOFI-9702, du 1 au 19 février 1997) à bord du R/V David Starr Jordan et celle d'avril 1997 (CalCOFI-9704, du 2 au 18 avril 1997) à bord du R/V New Horizon.

La campagne CalCOFI-9610 à bord du R/V Roger Revelle, nous a permis de tester le prototype Simbad (Robert Frouin, SIO, et moi même), d'effectuer ensuite des améliorations sur l'instrument, et enfin de réaliser une comparaison entre les mesures d'optique Simbad depuis le bateau avec celles du radiomètre MER de Gregg Mitchell (SIO). La campagne CalCOFI-9702 n'a pas fourni de mesures Simbad, l'instrument n'ayant pas été embarqué.

b) *La campagne AMT-4*

La campagne AMT-4 (Atlantic Meridional Transect) s'est déroulée du 29 avril 1997 au 24 mai 1997 à bord du RRS James Clark Ross. Cette campagne organisée par le Plymouth Marine Laboratory, a réalisé des jeux de mesures assez semblables à ceux des campagnes CalCOFI et ceci en remontant tout l'océan Atlantique des îles Falklands au Royaume-Unis. Des mesures avec le Simbad Présérie ont été réalisées par Sylvie Carlier du LOA, en plus de mesures Refpol et Cimel. Des mesures d'optique sous-marine SeaOPS ont été effectuées par Stanford Hooker (NASA).

c) *La campagne ACE-2*

La campagne ACE-2 (Aerosol Characterization Experiment) s'est déroulée du 16 juin au 23 juillet 1997 à bord du R/V Vodyanitskyi. Cette campagne fut organisée dans le but de réaliser des mesures d'optique atmosphérique. Robert Frouin (SIO) a effectué des mesures de réflectances marines à l'aide du Simbad 05 ainsi que des mesures de concentration en chlorophylle.

7.2) Les mesures réalisées depuis des navires marchands

Plusieurs navires marchands ont été utilisés pour la réalisation de mesures Simbad. Citons par ordre chronologique le Ronsard (LeHavre-Nouméa, du 10 décembre 1996 au 15 janvier 1997), à bord duquel Dorothée Bakker (LODYC) réalisa des mesures à l'aide du prototype Simbad en complément de ses mesures de concentration en pigments. Le Toucan (LeHavre-Kourou, du 3 au 24 juin 1997), à bord duquel Claude Tosca (Université de Toulouse) réalisa des mesures avec le Simbad 02. Enfin le PICOLO, à bord duquel Yves Dandonneau (LODYC) réalisa des mesures avec le Simbad 01 du 9 au 30 juin 1997.

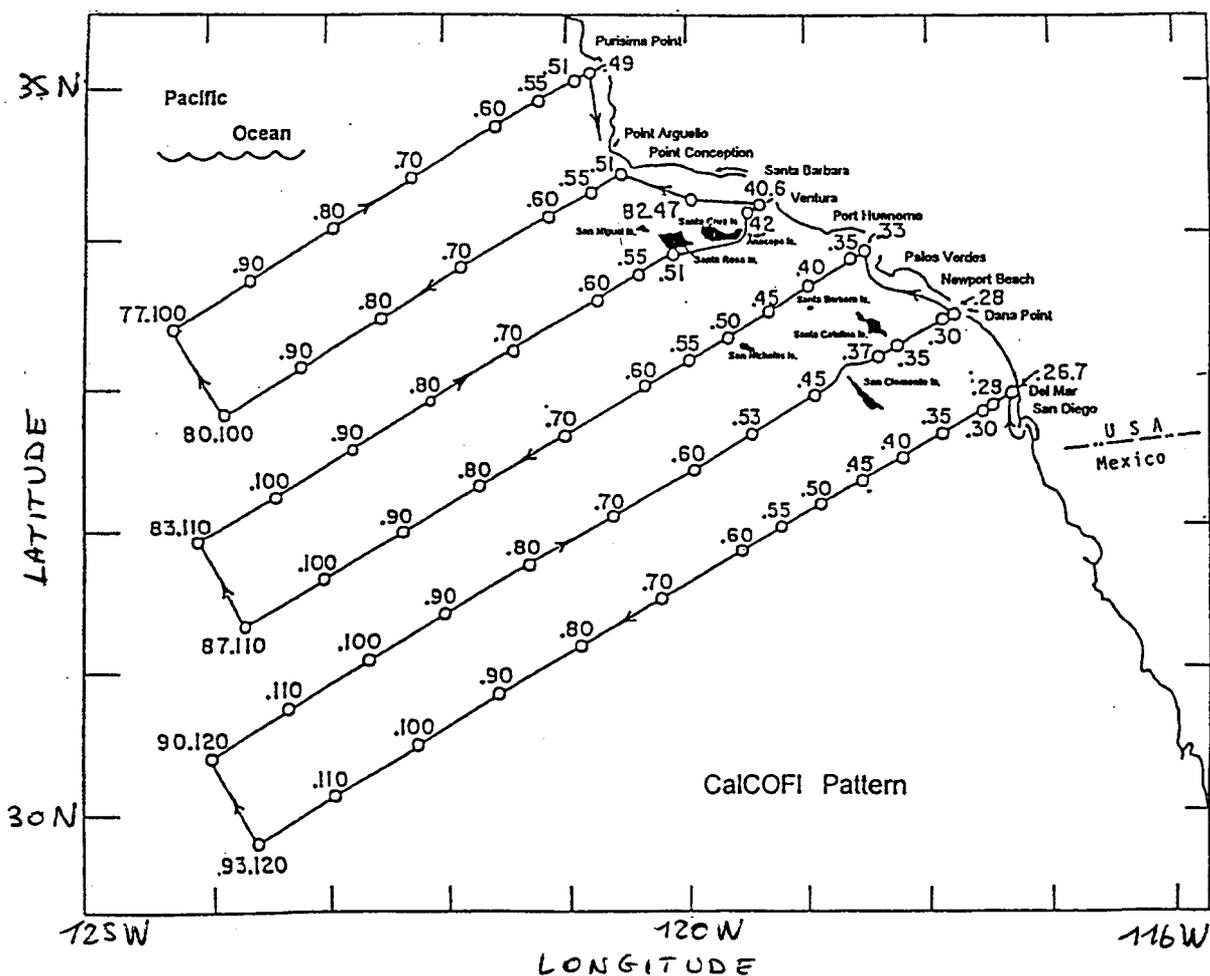
7.3) Les contributions étrangères

Ces contributions proviennent d'investigateurs américains participant pour la plupart à l'expérience satellitale américaine SeaWiFS qui sera alors lancée en août 1997. Il s'agit donc essentiellement de mesures ponctuelles plus que de campagnes de mesures, celles-ci n'étant pas spécifiques au programme de validation des données POLDER.

Le Tableau (7.1) résume l'ensemble des campagnes, des localisations, des investigateurs et des types de mesures de réflectance marine. Ces mesures sont localisées sur la Figure (7.2). Les mesures d'optique marine affectées d'une étoile

'*' sont accompagnées de mesures de transmission atmosphérique. C'est par défaut le cas pour Simbad.

C'est donc a priori un jeu de mesures in-situ large (environ 500 mesures) réparties dans les océans Atlantique et Pacifique, aussi bien dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord. Certaines campagnes de mesures (CalCOFI, ACE-2) fournissent des observations complètes mais restent limitées à une zone géographique peu étendue (environ 500*500 km). Par contre les navires marchands (Ronsard, Toucan) permettent des observations sur de larges zones mais fournissent en général nettement moins de mesures par ciel très clair.



Carte (7.1). Détail des 6 radiales des campagnes CalCOFI.

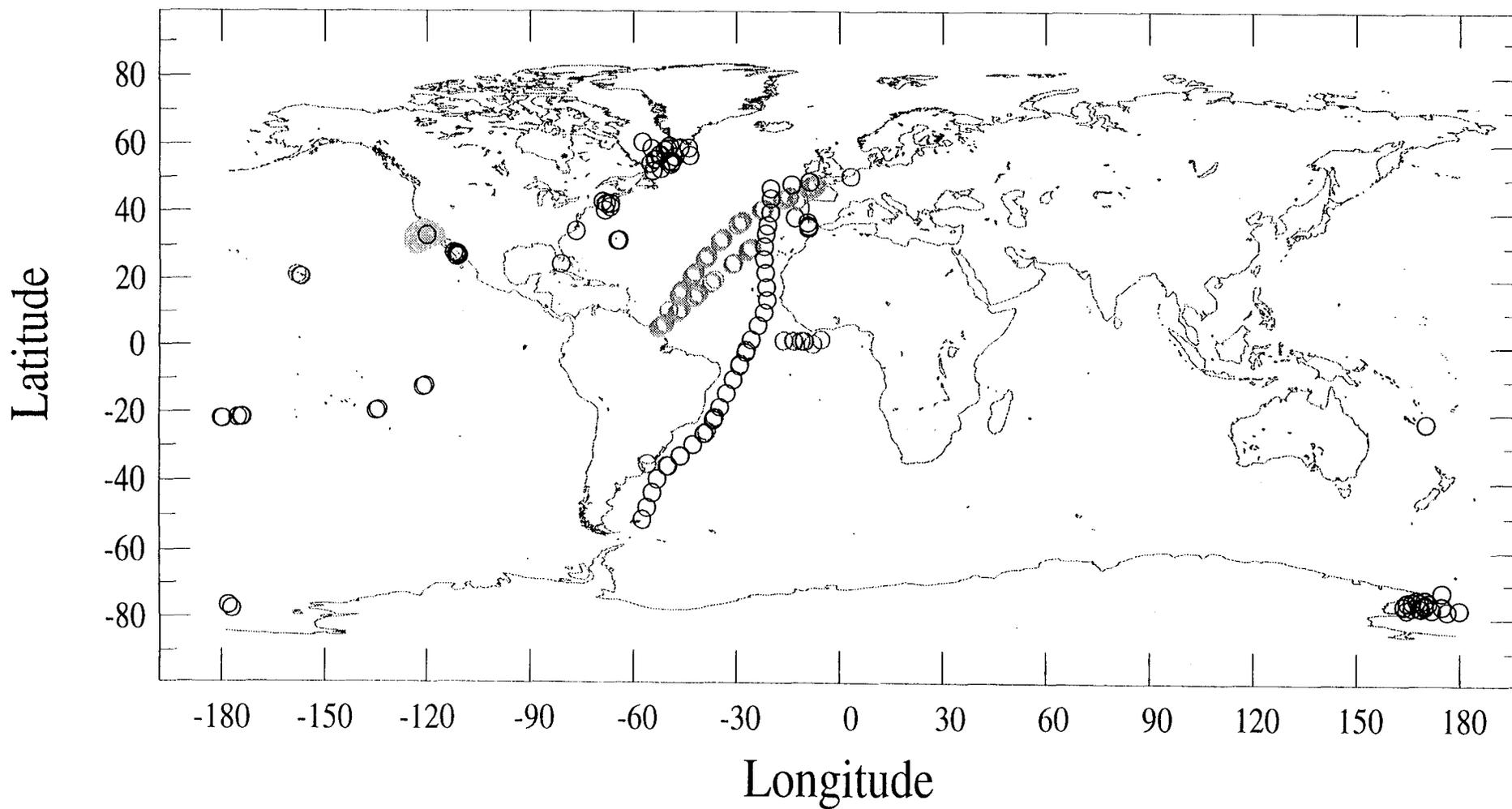
Nom-Localisation	Investigateur(s)	Optique Marine
CALCOFI-9610 (Côte Calif. S.)	B.Fougnie R. Frouin G.Mitchell	SIMBAD * SIMBAD * Profils MER
EOA-Ronsard (LeHavre-Nouméa)	Y.Dandonneau D.Bakker	SIMBAD *
CALCOFI-9704 (Côte Calif. S.)	R. Frouin G.Mitchell	SIMBAD * Profils MER
AMT-4 (Falklands-UK)	S.Carlier S.Hooker	SIMBAD * Optique sous-marine
TOUCAN (LeHavre-Kourou)	C.Tosca	SIMBAD *
PICOLO (Atlantique Eq.)	Y.Dandonneau	SIMBAD *
ACE-2 (Iles Canaries)	R. Frouin	SIMBAD *
CALCOFI-9702 (Côte Calif. S.)	G.Mitchell R. Frouin	Profils MER *
MOCE (Iles Hawaiï)	D.Clark	Optique sous-marine *
(Océan du Sud)	M.Abbott	Optique sous-marine
(Mer de Ross)	K.Arrigo	Profils MER
(Mer du Labrador)	G.Cota	Profils MER
(Bassin de Cariaco)	F.Muller-Karger	Optique sus-surface
(Golf de Californie)	S.Pegau	Profils MER
(Gulf de Maine)	D.Phinney	Profils MER
(Bermudes)	D.Siegel	Profils MER

Table (7.1)

Liste, localisation, investigateurs et type de mesures de réflectance marine des diverses campagnes de mesures in-situ (* pour les mesures de transmission atmosphérique)

Figure 7.2: Mesures in-situ collectees

(Reflectance Marine et Epaisseur Optique Aerosol)



Section D

Etalonnage radiométrique et validation des produits POLDER de Couleur de l'Océan

Dans cette section, à partir des meilleures mesures in-situ obtenues lors des campagnes décrites Chapitre 7, nous allons tout d'abord vérifier l'étalonnage radiométrique du capteur POLDER établi au CNES (*Hagolle et al., 1998*). Puis, en utilisant l'ensemble du jeu de données disponibles, nous allons évaluer les performances de l'algorithme de correction atmosphérique en estimant la précision sur les produits obtenus, c'est à dire les réflectances marines. Les résultats de la validation de l'algorithme bio-optique utilisé pour l'estimation des concentrations en pigments, sont aussi exposés brièvement.

Chapitre 8: Etalonnage radiométrique des bandes spectrales d'observation de la couleur de l'océan de POLDER

Présentation

Les étalonnages après lancement des capteurs d'observation de la couleur de l'océan sont indispensables car ils permettent, en comparant aux étalonnages avant lancement, de vérifier la réponse du capteur (optique, filtres, détecteur) et éventuellement de rendre compte d'une dégradation de celui-ci suite, par exemple, au bombardement des photons très énergétiques (tels que les UV solaires) auquel il est soumis dans son environnement spatial (*Viollier, 1982*).

Nous avons réalisé un étalonnage des bandes spectrales Couleur de l'Océan de POLDER, c'est à dire 443, 490 et 565 nm, à partir de mesures in-situ dans le but de contrôler l'étalonnage après lancement dont les résultats ont été exposés à la revue d'étalonnage de Juin 1997 (*Hagolle et al., 1998*).

Le concept de l'étude est basé sur le calcul des luminances qu'observerait POLDER au sommet de l'atmosphère, à l'aide d'un code de simulation du transfert radiatif basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion et des mesures in-situ qui caractérisent le système atmosphère-océan. Ces luminances sont ensuite comparées à celles qu'observe POLDER, c'est à dire, les données de niveau 1.

Dans le code, les mesures in-situ de réflectances marines, réalisées par les instruments SIMBAD (radiomètre; *Fougnie et al., 1998a*), MER et MOBY (sonde sous-marine; *Mueller et Austin, 1985; Clark et al., 1997*) et de vitesses et directions du vent de surface, relevées depuis les bateaux, permettent de caractériser la réflexion sur la surface de l'océan. De même, les mesures de la transmission atmosphérique réalisées grâce aux photomètres solaires SIMBAD, CIMEL ou HHCRM et de la pression de surface, relevée aussi par les bateaux permettent de décrire la diffusion atmosphérique.

La sélection des points des comparaisons se fait sur plusieurs critères. La mesure in-situ doit être complète et réalisée dans une fenêtre de ± 3 heures de l'heure de passage du satellite. Afin de limiter les risques d'erreurs sur le calcul

de la luminance TOA, les fortes épaisseurs optiques et vitesses de vents sont exclues. Les points côtiers sont éliminés car la forte variabilité spatiale des paramètres géophysiques représente une source d'erreur à l'échelle du pixel POLDER (environ 7*7 km). Finalement, le ciel déclaré clair par l'observateur, doit l'être aussi pour POLDER (c'est à dire que l'inspection visuelle des luminances à 865 nm ne révèle pas de structure nuageuse sur un pavé assez large de 10*10 pixels autour du point considéré).

Neuf points de comparaison ont été sélectionnés et pour chacun d'entre eux, jusqu'à 14 visées POLDER ont été acquises, c'est à dire 14 géométries différentes.

La comparaison des luminances TOA calculées et observées par POLDER laisse apparaître, en dehors des visées contaminées par le glitter, un biais systématique sur les bandes spectrales 443, 490 et 565 nm. Les coefficients A_k (rapport du coefficient d'étalonnage après lancement sur le coefficient avant lancement) obtenus sont de 0.90 à 443 nm, 0.95 à 490 nm et 1.03 à 565 nm. Si la valeur à 565 nm est en accord avec celle obtenue par les autres méthodes d'étalonnage (*Hagolle et al., 1998*), les valeurs à 490 et 443 nm remettent en cause ces méthodes. Les erreurs commises sur les mesures in-situ ne suffisent pas à expliquer cette large décroissance des coefficients d'étalonnage et ce problème reste à l'heure actuelle ouvert.

Si la limitation de cette méthode est ici d'utiliser un faible nombre de points, 9 pour 443 et 565 nm et 4 pour 490 nm, elle représente néanmoins la méthode la plus 'physique' du fait qu'elle se base sur les grandeurs physiques (réflectances marines et épaisseur optique) que l'on espère retrouver par la suite en sortie des algorithmes. C'est pourquoi, ces coefficients d'étalonnage sont utilisés par le projet POLDER pour générer les paramètres de Niveau 2 POLDER pour la Couleur de l'Océan.

Tous ces résultats sont détaillés dans le manuscrit "*Vicarious Calibration of the POLDER Ocean Color Spectral Bands using in-situ Measurements*"

**Vicarious Calibration of the POLDER Ocean Color Spectral Bands
Using In-Situ Measurements**

Bertrand Fougnie, Pierre-Yves Deschamps
Laboratoire d'Optique Atmosphérique, CNRS-UMR713
Université des Sciences et Technologies de Lille
Villeneuve d'Ascq, France

Robert Frouin
Scripps Institution of Oceanography
University of California San Diego
La Jolla, California

November 25, 1998

Abstract

The radiometric sensitivity of the POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances (POLDER) instrument in the ocean color spectral bands (443, 490, and 565 nm) was checked vicariously by comparing top-of-atmosphere normalized radiances measured by the instrument with those computed for the same geometries using a radiative transfer model. *In-situ* measurements of aerosol optical thickness and marine reflectance at the time of the satellite overpass were used as input to the model. The accuracy of the vicarious calibration coefficients was estimated to better than 3%. A large decrease in the POLDER instrument response was found in the blue, confirming the results previously obtained using alternative techniques.

1. Introduction

Postlaunch radiometric calibration of any ocean color space sensor is necessary to check for any change in the optics during launch and to monitor the degradation of the optics under the illumination by energetic ultraviolet photons. Onboard devices such as lamps and solar diffusers, as well as alternative methods such as the method using molecular scattering [1] - [2], attempt to address the issue. Any onboard calibration device, however, has its own limits of accuracy. An accurate retrieval of the marine reflectances would require an absolute calibration accuracy better than 1% for the spectral bands in the blue region of the spectral spectrum. This is beyond the performance of any onboard device. The vicarious calibration method, presented and applied hereafter, makes use of *in-situ* measurements and should be viewed as a backup solution to ultimately control the accuracy of the postlaunch calibration.

In the vicarious calibration method, the radiances measured by the sensor are compared with those computed by a radiative transfer model of the atmosphere-ocean system with, as inputs, the necessary geophysical parameters: ozone amount, wind speed, aerosol properties, and marine reflectances. For application to the POLDER instrument onboard ADEOS [3], ozone amount is taken from the Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS), also onboard ADEOS, and the other parameters are obtained from *in-situ* measurements performed at (or close to) the time of the satellite overpass.

2. Material and methods

2.1. Concept

As explained just above, we intend to compare the top-of-atmosphere (TOA) radiances measured by the POLDER instrument to those computed by a radiative transfer model making use of *in-situ* measurements to describe the variable

scattering/reflecting component of the Earth's atmosphere-ocean system. The radiative transfer computation is similar to the one performed in the atmospheric correction algorithm. Any error affecting the radiative transfer computation would affect the absolute accuracy of the TOA radiances, but nevertheless, the effect would be canceled at first order if the same error was made for the retrieval of the marine reflectance. This is the case for example for ozone absorption modeling. We used the total ozone content from the TOMS/ADEOS instrument. The lower boundary of the radiative transfer model, i.e. the ocean surface, is characterized by a diffuse reflectance $\rho_w^+(\lambda)$ which is taken isotropic from (directional) radiometric measurements, either underwater (MER instrument), or above water (SIMBAD instrument). The radiative transfer model also requires aerosol properties, namely optical thickness and type, which are derived from sun intensity measurements made from the sea surface by a SIMBAD radiometer or any other sun photometer (CIMEL, HHCRM). Wind speed, taken from the shiplog, is necessary to compute the glitter, direct solar radiation reflected by wave slopes, and the whitecap reflectance, which also define the bottom conditions of the atmosphere-ocean radiative transfer model.

Let us denote by α_k the radiometric sensitivity of the POLDER instrument in the spectral band k. Radiometric sensitivity characterizes the instrument response to incident radiance. The higher the radiometric sensitivity, the larger the digital count (for a given change in input radiance, the corresponding change in digital count is larger). The prelaunch α_k 's were determined in the laboratory using Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) integrating sphere [3]. In the following, we shall examine the change in α_k after launch, expressed as

$$A_k = \frac{\alpha_k(\text{postlaunch})}{\alpha_k(\text{prelaunch})}$$

2. 2. POLDER data

The POLDER radiometer [4] is basically a spectral which takes spectral images of the Earth at regular time intervals while its satellite platform ADEOS is moving along the orbit. Consequently, a target at the surface is viewed by the POLDER radiometer, forward and backward, under 12 to 14 different angles during a single orbit overpass.

We have analyzed POLDER Level 1 data, processed by CNES at the Centre de Production POLDER (CPP), Toulouse, and calibrated using the prelaunch calibration, at ocean color wavelengths, i. e. the POLDER spectral bands at 443, 490, 565, 670, 865 nm. Level 1 were corrected by CPP for the optics polarization and stray light, and they were geometrically resampled on the POLDER earth reference grid. Level 1 data are normalized radiances, i. e. the spectral radiances, times π , divided by the (spectral) solar constant corrected for the sun-Earth distance variations. This is convenient because a Lambert white reflector with an albedo of 1, would have a reflected normalized radiance of 1 for a sun at zenith, 0.5 for a solar zenith angle of 60° , thus the interpretation of multispectral behavior is more straightforward.

After the launch of ADEOS on August 18, 1996, the POLDER instrument was continuously turned on from October 30, 1996, and systematic data acquisition started until the loss of the ADEOS platform on June 30, 1997; a global 8-months ocean color data set was acquired. Thus, the object of our vicarious method is the calibration of Level 1 normalized radiances to be used in the processing of the POLDER Level 2 data. Note that one *in-situ* measurement (latitude and longitude) corresponds to one POLDER pixel (line, column) and up to 14 POLDER views as described by [4], i.e. up to 14 geometries (solar zenith angle, viewing zenith angle, relative azimuth angle, and consequently scattering angle).

2. 3. *In-situ* measurements

A program of *in-situ* measurements was conducted in order to calibrate the POLDER radiances and to validate the derived products, marine reflectances and phytoplankton pigment concentration. Atmospheric optics as well as marine optics

are necessary to characterize the geophysical conditions of the earth-atmosphere system at the time of POLDER observation. The various cruises that provided useful *in-situ* measurements during the 8 months of the POLDER data acquisition are listed in the Table 1, and location is shown in Fig. 2. The underwater MER radiometer and the CIMEL sunphotometer have been used for these measurements, as well as the SIMBAD radiometer specifically designed to perform both these observations quasi-simultaneously.

SIMBAD dataset

The SIMBAD radiometer was originally designed and realized by the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, University of Lille, France, for the radiometric calibration of the POLDER instrument and the validation of the POLDER products. The same SIMBAD radiometer works as a sunphotometer when aiming at the sun, and makes above-water measurement of the marine reflectance when aiming at the sea. For the latter measurement, the instrument is equipped with a polarizer to reduce reflected sky radiance and glitter when the measurement is made at a viewing angle close to the Brewster zenith angle [5]. The wavelengths of the 5 SIMBAD spectral bands, centered at 443, 490, 560, 670 and 870 nm, fit the POLDER ocean color spectral bands (Fig. 1). The aerosol optical thickness in five spectral bands, and the marine reflectances in the 443, 490, and 565 nm POLDER bands are derived from the measurements. The aerosol model is deduced from the spectral dependence of the aerosol optical thickness between 443 and 870 nm. Note that during some of the campaigns, a prototype of the SIMBAD radiometer was used, and spectral band centered at 490 nm was not available. The reflectance measured by the SIMBAD radiometer at 560 nm is used to compute the TOA radiance at 565 nm. Measurements were made only when the sun was not obscured by clouds and the cloud coverage was estimated to be less than 30%.

Other datasets

The second set of *in-situ* measurements involves underwater radiometers used for the calibration and validation of the Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor (SeaWiFS). Data were obtained from a MODIS Ocean Characterization Experiment (MOCE) cruise in the vicinity of Hawaii Islands (courtesy of Dennis Clark, NOAA, [6]) and from CALifornia COoperative Fisheries Investigation (CALCOFI) cruises using a MER underwater radiometer (courtesy of Gregg Mitchell, Scripps Institution of Oceanography). These instruments sample the vertical profile of upwelling radiance and of downwelling irradiance at different depths, from typically 100 m to the surface. The (spectral) marine reflectance is determined from the ratio of the (spectral) upwelling radiance to the (spectral) downwelling irradiance extrapolated just below the surface, and adjusted for the transmission factor of the surface. The MER spectral bands are centered at 443 nm, 490 nm, 555 nm, 570 nm, and 665 nm, and a linear interpolation between MER data at 555 and 570 nm is done to estimate the marine reflectance at 565 nm. During the MOCE cruise, the high spectral resolution spectrometer Marine Optical System (MOS) made acquisitions at 443 nm, 490 nm, 565 nm, and 670 nm. The CIMEL and HHCRM sunphotometers were used during 2 of the cruises (Table 1). The CIMEL spectral bands are centered at 440 nm, 670 nm, and 870 nm, and the HHCRM ones at 440 nm, 490 nm, 560 nm, and 670 nm. All the measurements were made in the Northern Pacific (Fig. 2).

During each cruise, surface wind speed and direction, and surface atmospheric pressure, were taken from the shiplog. The surface pigment concentration was also measured, except during the MS TOUCAN transect. We assume that the small dataset given in Table 1 is representative of different seasons (November to June), oceanic waters (Atlantic and Pacific), and aerosols contents.

2. 4. Computation of TOA radiances

The TOA normalized radiances are computed using a radiative transfer code based on the Successive Orders of Scattering (SOS) method [7] applied to the Earth's

atmosphere-ocean system. This code consider multiple scattering and polarization into the atmosphere [7] and reflection by the wavy surface. The atmosphere-ocean system is described by geophysical inputs from *in-situ* measurements, i.e. marine reflectances at 443, 490, and 565 nm, aerosol optical thickness at 865 nm, aerosol model, and surface wind speed. The computations are made for the geometry of all the (14) view directions and for the 5 POLDER spectral bands centered at 443, 490, 565, 670, and 865 nm.

The atmosphere scattering is described by a mixture of aerosol particles and molecules, with concentrations decreasing exponentially with altitude and a scale height of 2 and 8 km, respectively. The atmospheric molecular optical thickness, as a function of wavelength, follows the law given in Gordon et al. [8] from Hansen and Travis [9]. This law is weighted by the spectral response of the POLDER spectral bands, and by the solar extraterrestrial spectral irradiance, see values given in Table 2. The molecular optical thickness has been adjusted to the actual surface air pressure at the time of measurement. The aerosol amount is characterized by the aerosol optical thickness measured *in-situ* at 870 nm. We select an aerosol model in the aerosol model set defined by Gordon and Wang [10] for SeaWiFS, based on the work by Shettle and Fenn [11], as the one giving the best fit of the wavelength dependence of the measured aerosol optical thicknesses. The aerosol optical thicknesses used in the computation at the short wavelengths is the extrapolation of the measured optical thickness at 870 nm for the identified aerosol model. An absorbing ozone layer is added above the molecular and aerosol scattering layer. Ozone absorption affects the spectral bands centered at 490, 565, and 670 nm and is computed for the total ozone content obtained from TOMS on ADEOS. Other gaseous absorption is neglected.

The surface reflection at the bottom of the scattering atmosphere is described by Fresnel's law; the wave slope statistics is computed as a function of wind speed using the Cox and Munk's model [12] (this gives intense specular reflection at low wind speed, otherwise known as glitter). To this surface reflection component is added the

marine diffuse reflectance. The water body is assumed to be Lambertian, and the marine reflectance is taken from the measurements.

Finally, the outputs of the code are the TOA normalized radiances.

2. 5. Comparison between TOA measured and computed normalized radiances

Matchup data set

A matchup is considered when:

- POLDER data have been acquired, i.e. data are available at the time of this study;
- POLDER data show clear sky condition, i.e. the visual inspection of the 865 nm spectral band data does not show any cloud in a 10 by 10 pixel square centered on the matchup pixel;
- *in-situ* measurements, marine reflectances and aerosol optical thicknesses, exist on the same day, and within 3 hours of the satellite overpass;
- the *in-situ* measurements correspond to high solar elevation (above 55 degrees);
- the *in-situ* optical thickness is less than 0.1 at 865 nm; and
- the *in-situ* wind speed is less than 10 m.s⁻¹.

Because the POLDER pixel size is 7 by 7 km², we have to assume that the pixel is homogeneous, i.e., that the *in-situ* measurements, marine reflectances and aerosol optical properties, are constant inside the pixel. This approximation appears reasonable for most of the open sea, but may become hazardous near the coast. This explains why a few coastal matchup data had to be rejected.

Nine matchup data sets are finally selected. The corresponding geophysical parameters are given in Table 3 and matchup location is shown in Fig. 2.

During overpass, the POLDER instrument views 12 to 14 times the same point on the ocean surface. Therefore, from one given *in-situ* measurement (of water-leaving radiance, aerosol optical thickness, surface pressure, and wind speed, i.e., from one selected day), 12 to 14 computations of TOA normalized radiance are made, one

for each of the 12 to 14 POLDER views. Thus, up to 14 points of comparison can be obtained for each selected matchup day.

3. Results

Computed and measured TOA radiances normalized to the extraterrestrial solar irradiance are presented in Figs. 3-d, for 4 of the matchups. The TOA normalized radiances are plotted versus the scattering angle (the angle between the solar incident direction and the viewing direction) in order to identify the multi-angular observations, and for 443, 565, 670, 865 nm, and 490 nm when available. The selected matchups illustrate various viewing geometries and the different shapes in the dependence with scattering angle observed can be usefully interpreted with the help of Figs 4. In this figure, the directions of POLDER observation (open circle) close to the direction of specular reflection (solid circle) are susceptible to be contaminated by glitter. Figs 3a and 3b correspond to cases of large solar zenith angle and a viewing to the West; these cases are mostly uncontaminated by glitter, except marginally (Fig. 3a). Figs 3c and 3d, on the other hand, correspond to cases of small zenith angle and a viewing to the East, and for several directions of observation there is a variable and significant glitter contamination (Figs 4c and 4d). The glitter-contaminated observations are rejected because an accurate glitter modeling would be extremely difficult. Only the observations corresponding to a POLDER reflectance (i.e. the normalized radiance observed by POLDER divided by the cosine of the solar zenith angle) of less than 0.02 at 865 nm are retained for the comparison. These observations correspond mainly to the backward scattering directions. For convenience, the scattering angles of the selected directions are marked by an interval, $\langle - \rangle$, on the x-axis of Figs. 3 and are identified by crosses in Figs. 4. Assuming that the postlaunch calibration at 865 nm has changed by 5% from its prelaunch value, as reported by Hagolle et al. [2], a Lambertian white normalized radiance R_c is added to the surface

signal in order to adjust the computed TOA normalized radiances at 865 nm in the selected directions. In doing that, the geophysical model determined *in-situ* from the ship or the buoy (Table 3), is adjusted for all the POLDER pixels (7 * 7 km) : in particular, whitecap and sub-pixel cloud effects, difficult to estimate for all the pixels ([13]) are indirectly assessed from the 865 nm observation. The R_c values for each of the selected matchups are reported Table 3. The fact that computed normalized radiances at shorter wavelengths are systematically superior to those obtained using prelaunch calibration coefficients (i.e., loss of radiometric sensitivity) is not surprising as we generally expect some degradation of the optics during and after launch.

A systematic discrepancy exists between computed and prelaunch-calibrated normalized radiances at 443, 490, and 565 nm. This is best shown by forming the ratio A_k of the prelaunch-calibrated and computed normalized radiances (Fig 5). The A_k values are more or less independent of the viewing geometry expressed by the scattering angle. All the selected POLDER observations correspond to scattering angle between 85 and 170°. Table 4 gives the mean and standard deviation of the A_k estimates, as well as the number of estimates. The smaller A_k values (larger decrease of sensitivity) are obtained in the blue region, which is generally expected. The standard deviation of the A_k estimates, is about 0.03 or less, whatever the wavelength.

4. Discussion and Conclusion

We have found a large decrease of the sensor response after launch in the blue spectral bands (443 and 490 nm). This decrease has also been observed by Hagolle et al. [2] using alternative techniques; the A_k values found by Hagolle et al. are 0.970 at 443 nm, 0.995 at 490 nm, and 1.035 at 565 nm. If our results are in agreement with those of Hagolle et al. [2] for the 565 nm spectral band (small bias of 3%), they reveal a larger decrease in sensor response in the blue part of the spectrum, i.e. for the 443 nm (bias of about 10% instead of 3%) and 490 nm (bias of about 5% instead of 0.5%) spectral bands.

The matchup data set is limited, particularly for the 490 nm spectral band, making it difficult to investigate further the discrepancies. There does not appear to be any residual effect linked to the geometry (the scattering angle or the viewing zenith angle), the wind speed, aerosol optical thickness, or to the Lambertian white normalized radiance, R_c .

We tried to assess the accuracy of the computed TOA normalized radiances by altering several steps of our processing, i.e. by introducing

- a 5 % bias error on the POLDER calibration of the spectral band centered at 865 nm, used to assess the whitecap and sub-pixel cloud normalized radiance, R_c ;
- a 10% bias error on the measured marine reflectances;
- an 0.01 bias error on the measured optical thickness at 865 nm; and
- an 0.2 bias error on the measured aerosol Angström coefficient. This bias error was calculated for the matchup of May 9, 1997, for which the aerosol optical thickness was 0.06 at 865 nm.

In Table 5 are displayed the resulting errors on the estimated A_k . The specified errors of 0.01 on aerosol optical thickness and of 0.2 on aerosol Angström coefficient correspond to accurate SIMBAD [14] or CIMEL [15] measurements, and they affect the A_k determination by less than 0.008 at 443 and 490 nm and by about 0.01 at 565 nm. The error of 10% on the measured marine reflectances at 443 nm, 490 nm, and 565 nm, is typical for the SIMBAD above-water technique as shown in [14], and for the classic under-water techniques (see [16]). This error on the marine reflectance includes the calibration error of the radiometers, typically 5-6% for those 3 wavelengths, as well as the processing error due to varied corrections (see [14] and [16]). This error has the largest effect on the A_k determination at 443 nm, i.e. about 0.01. The POLDER interband calibration accuracy at 865 nm also affects the A_k determination, especially at 490 and 565 nm, and the resulting error on A_k is typically 0.01 or less for all the spectral bands. Thus the postlaunch calibration change and necessary adjustment documented above and summarized in Table 4, should be accurate to about 2-3 %.

Inaccurate adjustment of the radiometric sensitivity of the POLDER

instrument will result in erroneous marine reflectances and, ultimately, phytoplankton pigment concentration. The vicarious method applied here would be preferred to alternative methods (i.e. those of Hagolle et al. [2]), because it makes use of the same radiative transfer model as the atmospheric correction algorithm. We propose the adjustment of the radiometric sensitivity with the A_k 's coefficient of Table 4 to generate the POLDER Level 2 ocean color products.

Acknowledgments

This work has been supported by the Centre National d'Etudes Spatiales, the Centre National de la Recherche Scientifique, the Région Nord-Pas de Calais, and the National Aeronautics and Space Administration under contract NAS5-97135 (to R. Frouin). We would like to thank Jean-Marc Nicolas from the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, for his contribution to computations and POLDER data accessibility, and everybody involved in the *in-situ* measurements and its collection including Gregg Mitchell, Mati Kahru, Dennis Clark, Dorothée Bakker, Sylvie Carlier, Debra Fruetel, Claude Tosca, Christophe Menziés, Yves Dandonneau, and the crews of MS Ronsard, MS Toucan, R/V Roger Revelle, R/V David Starr Jordan, R/V Vodyanitskyi, and RRS James Clark Ross.

References

- [1] - E. Vermote, R. Santer, P. Y. Deschamps, and M. Herman, "In-flight calibration of large field of view sensors at shorter wavelengths using Rayleigh scattering," *Int. J. Remote Sensing*, vol. 13, pp. 3409-3429, 1992.
- [2] - O. Hagolle, P. Goloub, P. Y. Deschamps, T. Bailleul, J. M. Nicolas, Y. Fouquart, A. Meygret, J. L. Deuzé, M. Herman, F. Parol, and F. M. Bréon, "Results of POLDER in-flight absolute calibration," submitted to *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, this issue.
- [3] - T., Bret-Dibat, Y. André, and J. M. Laherrere, "Preflight calibration of the POLDER instrument," in *SPIE proc. Remote Sensing and Reconstruction of the Three Dimensional Objects and Scenes*, San Diego, July 1995, vol. 2572, 1995.
- [4] - P. Y Deschamps, F. M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez, and G. Sèze, "The POLDER Mission: Instrument characteristics and scientific objectives," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 32, pp. 598-615, 1994.
- [5] - B. Fougnie, R. Frouin, P. Lecomte, and P. Y. Deschamps, "Reduction of Skylight Reflection Effects in the Above-Water Measurements of Diffuse Marine Reflectance," manuscript submitted to *Appl. Optics*, July 15, 1998.
- [6] - D. K. Clark, H. R. Gordon, K. J. Voss, Y. Ge, W. Broenkow, and C. Trees, "Validation of atmospheric correction over the oceans," *J. Geophys. Res.*, vol. 102, pp. 17,209-17,217, 1997.

- [7] - J. L. Deuzé, M. Herman, and R. Santer, "Fourrier series expansion of the transfert equation in the atmosphere-ocean system," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 41, pp. 483-494, 1989.
- [8] - H. R. Gordon, J. W. Brown, and R. H. Evans, "Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner," *Appl. Opt.*, vol. 27, pp. 862-871, 1988.
- [9] - J. E. Hansen, and L. D. Travis, "Light Scattering in Planetary Atmospheres," *Space Sci. Rev.*, vol. 16, pp. 527, 1974.
- [10] - H. R. Gordon, and M. Wang, "Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS : a preliminary algorithm," *Appl. Opt.*, vol. 33, pp. 443-452, 1994.
- [11] - E. P. Shettle, and R. W. Fenn, "Models for Aerosols of the Lower Atmosphere and Effects of Humidity Variations on Their Optical Properties," *Rep. AFGL-TR-79-0214*, (U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Mass., 94 pp, 1979).
- [12] - C. Cox, and W. Munk, "Measurements of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter," *Jour. Opt. Soc. of Am.*, vol. 44, pp. 838-850, 1954.
- [13] - P. Koepke, "Effective reflectance of oceanic whitecaps," *Appl. Optics*, vol. 23, pp. 1816-1824, 1984.
- [14] - B. Fougnie, "Contribution à l'observation de la Couleur de l'Océan à partir du capteur spatial POLDER," *Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille*, n° 2342, France, 208 pp., 1998.

[15] - M. Schwindling, P. Y. Deschamps, and R. Frouin, "Validation of aerosol models for satellite ocean color remote sensing," *J. Geophys. Res.*, vol. 103, pp. 24,919-24,935, 1998.

[16] - J. L. Mueller, and R. W. Austin, "Ocean Optics protocols for SeaWiFS validation, Revision 1," *SeaWiFS Technical Report Series*, vol. 25, 25 pp., 1995.

Figure Captions

Figure 1: Normalized response of the spectral bands of POLDER and SIMBAD radiometers.

Figure 2: Location of the *in-situ* campaigns.

Figure 3: TOA radiances normalized to the extraterrestrial solar irradiance as a function of the scattering angle for 4 days (November 11, 1996 [3a], February 13, 1997 [3b], April 9, 1997 [3c], and June 27, 1997 [3d]), and for the POLDER spectral bands centered at 443 (open circle), 490 (square, when available), 565 (triangle down), 670 (triangle up), and 865 nm (solid circle). Prelaunch calibrated POLDER data are indicated by a (- -) dashed line and computed values using *in-situ* measurements indicated by a solid line. The higher normalized radiances are for 443 nm, the lower, for 865 nm. The scattering angle range of the selected directions is marked by an interval, <->, on the x-axis.

Figure 4: Viewing geometries of the 4 matchups of Figs. 3. In each polar plot, the radius represents the viewing zenith angle, θ_v , and the polar angle the azimuth relative to the sun direction, ϕ . The solid circle indicate the specular direction, and each open circle indicates one direction of POLDER observation for November 11, 1996 [4a], February 13, 1997 [4b], May 9, 1997 [4c], and June 27, 1997 [4d]. The selected POLDER views are identified by a cross. The scattering angle, θ , is given for some of the directions of observation.

Figure 5: Ratio of prelaunch- and postlaunch-calibrated (this study) POLDER normalized radiances, $A_k(\lambda)$, as a function of scattering angle, for the spectral bands centered at 443, 490, and 565 nm, and for the whole matchup data set.

Table 1: In-situ campaigns for POLDER ocean color calibration and validation

Name	Location	Date	Marine Optics	Atmospheric Optics
CALCOFI-9610	S. Calif. Coast	Oct. 30, 1996- Nov. 14, 1996	SIMBAD	SIMBAD
MOCE	Hawaii Islands	Nov. 18, 1996	MOCE	HHCRM
RONSARD	LeHavre-Nouméa	Dec. 10, 1996- Jan. 15, 1997	SIMBAD	SIMBAD
CALCOFI-9702	S. Calif. Coast	Feb. 1, 1997- Feb. 15, 1997	MER	CIMEL
CALCOFI-9704	S. Calif. Coast	Apr. 2, 1997- Apr. 18, 1997	MER/ SIMBAD	SIMBAD
AMT-4	Falklands-UK	Apr. 29, 1997- May 24, 1997	SIMBAD	SIMBAD
TOUCAN	LeHavre-Kourou	Jun. 3, 1997- Jun. 24, 1997	SIMBAD	SIMBAD
PICOLO	Eq. Atlantic	Jun. 6, 1997- Jun. 30, 1997	SIMBAD	SIMBAD
ACE-2	S. Portug. Coast	Jun. 16, 1997- Jun. 30, 1997	SIMBAD	SIMBAD

Table 2: Equivalent molecular optical thickness for the POLDER spectral bands centered at 443, 490 , 565, 670 and 865 nm. The molecular optical thickness given by Gordon et al. [8] is weighted by the spectral response of the POLDER spectral bands and by the solar extraterrestrial irradiance.

	Wavelength (nm)				
	443	490	565	670	865
Molecular optical thickness	0.231404	0.152700	0.087186	0.043396	0.015806

Table 3: The 9 selected days for the vicarious calibration: date and location of the in-situ measurements, aerosol optical thickness measured at 865 nm, $\tau_a(865)$, Shettle and Fenn's aerosol model derived from the best fit of the wavelength dependence of the measured aerosol optical thickness, measured marine reflectances, $\rho_w^+(\lambda)$, at $\lambda = 443, 490,$ and 565 nm, surface wind speed from the shiplog, V_s (in m/s), normalized radiance correction, R_c (see text), and the number of selected POLDER views, N_{sv} , for the comparison.

Date	Latitude (°)	Longitude (°)	$\tau_a(865)$	Model	$\rho_w^+(443)$	$\rho_w^+(490)$	$\rho_w^+(565)$	V_s (m.s ⁻¹)	R_c	N_{sv}
7 Nov. 96	33.70 N	118.80 W	0.012	C70	0.0130	-	0.0050	5.0	0.00009	10
11 Nov. 96	31.60 N	121.10 W	0.016	C70	0.0200	-	0.0050	7.5	0.00027	8
18 Nov. 96	20.67 N	156.93 W	0.020	C70	0.0172	0.0174	0.0070	8.2	0.00000	9
31 Dec. 96	12.01 S	120.50 W	0.080	M98	0.0280	-	0.0090	6.9	0.00437	4
13 Feb. 97	34.50 N	122.20 W	0.012	M80	0.0110	0.0100	0.0068	8.1	0.00072	11
12 Apr. 97	31.30 N	123.75 W	0.030	T98	0.0170	-	0.0052	8.8	0.00232	6
9 May. 97	1.45 S	27.11 W	0.060	M80	0.0274	-	0.0043	4.3	0.00003	5
24 Jun. 97	35.46 N	8.96 W	0.090	C70	0.0324	0.0208	0.0043	5.9	0.00116	3
27 Jun.97	38.46 N	12.89 W	0.060	M80	0.0248	0.0172	0.0040	4.6	0.00375	4

Table 4: Ratio of prelaunch and postlaunch POLDER sensor response, $A_k(\lambda)$.

	443 nm	490 nm	565 nm
Mean $A_k(\lambda)$	0.8954	0.9495	1.0296
Standard deviation	0.0155	0.0196	0.0307
N of $A_k(\lambda)$ estimates	60	27	60

Table 5: Influence of POLDER interband calibration inaccuracy, error measurements on the aerosol optical thickness ($\tau_a(865)$), aerosol Angström coefficient (α_a), and marine reflectances ($\rho_w^+(\lambda)$) on the estimated A_k .

Error Amount/Type	Wavelength (nm)		
	443	490	565
5% interband calibration error @ 865 nm	0.0026	0.0102	0.0106
0.01 measurement error on $\tau_a(865)$	0.0040	0.0063	0.0085
0.2 measurement error on α_a	0.0062	0.0079	0.0123
10% measurement error on $\rho_w^+(\lambda)$	0.0091	0.0047	0.0092

Figure 1.

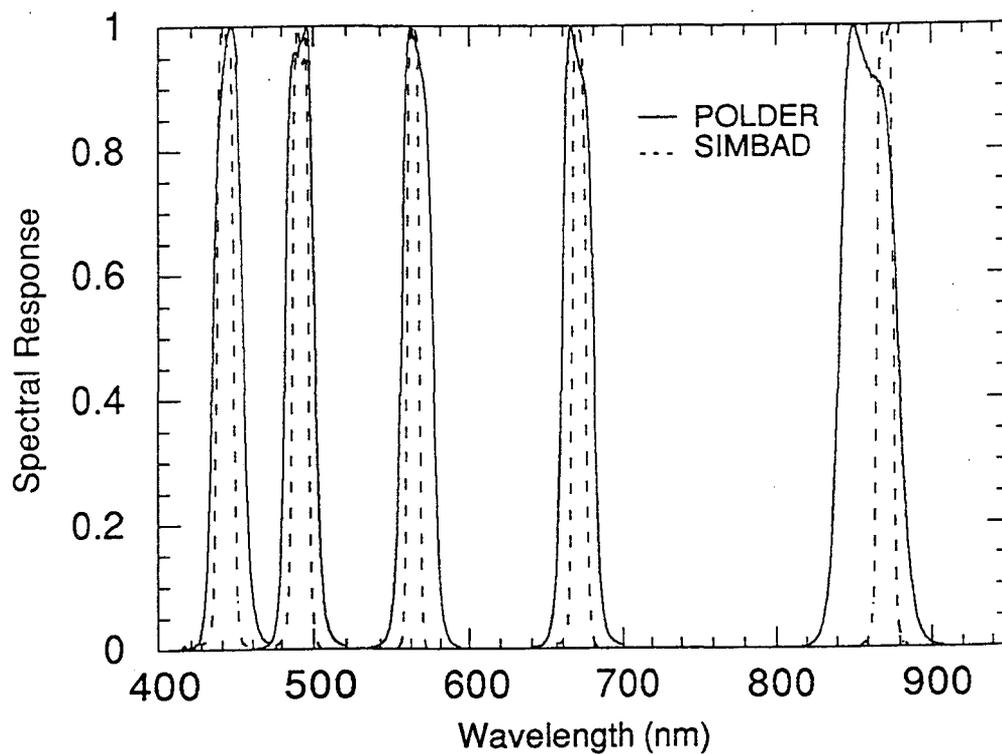
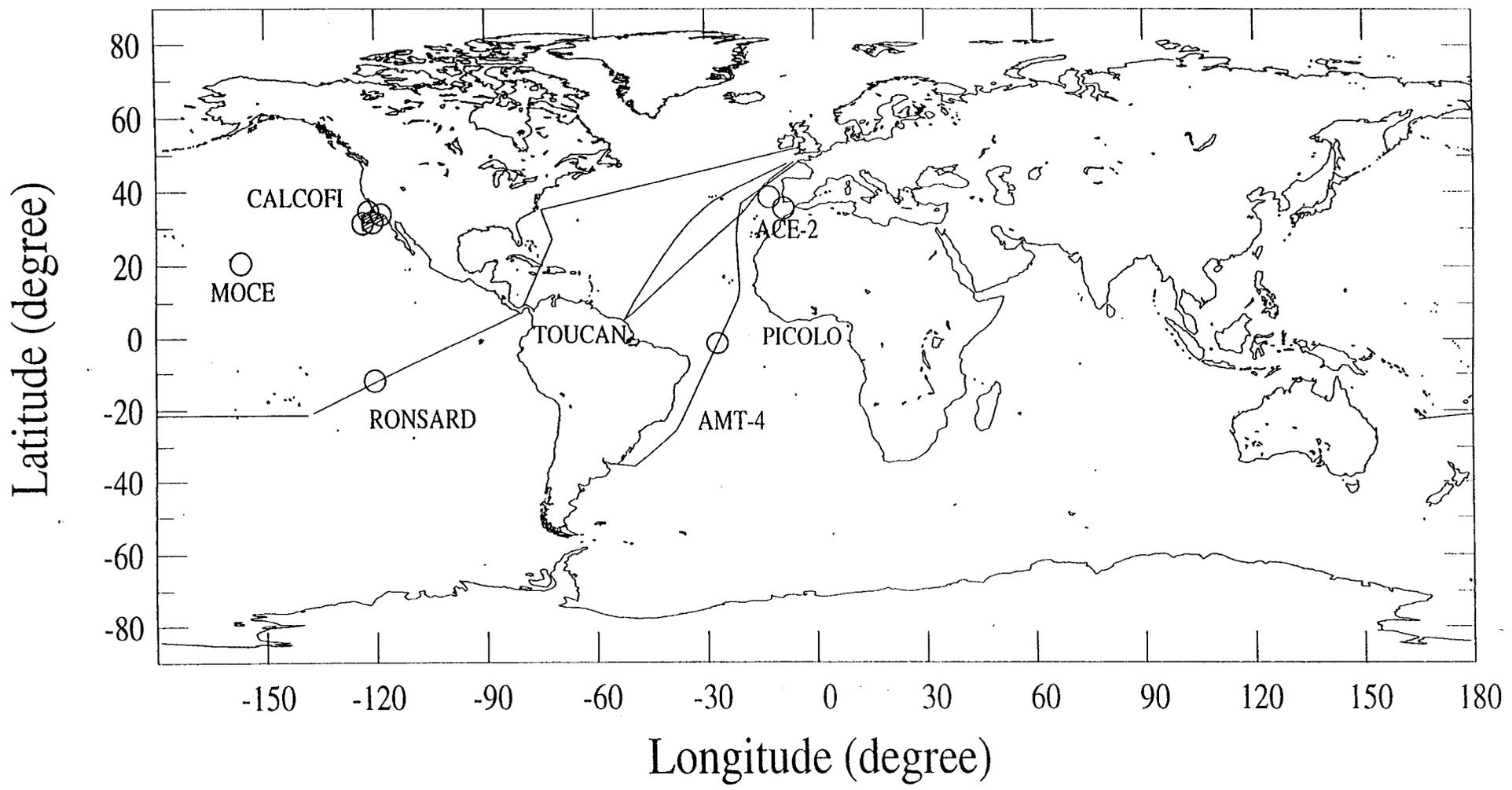
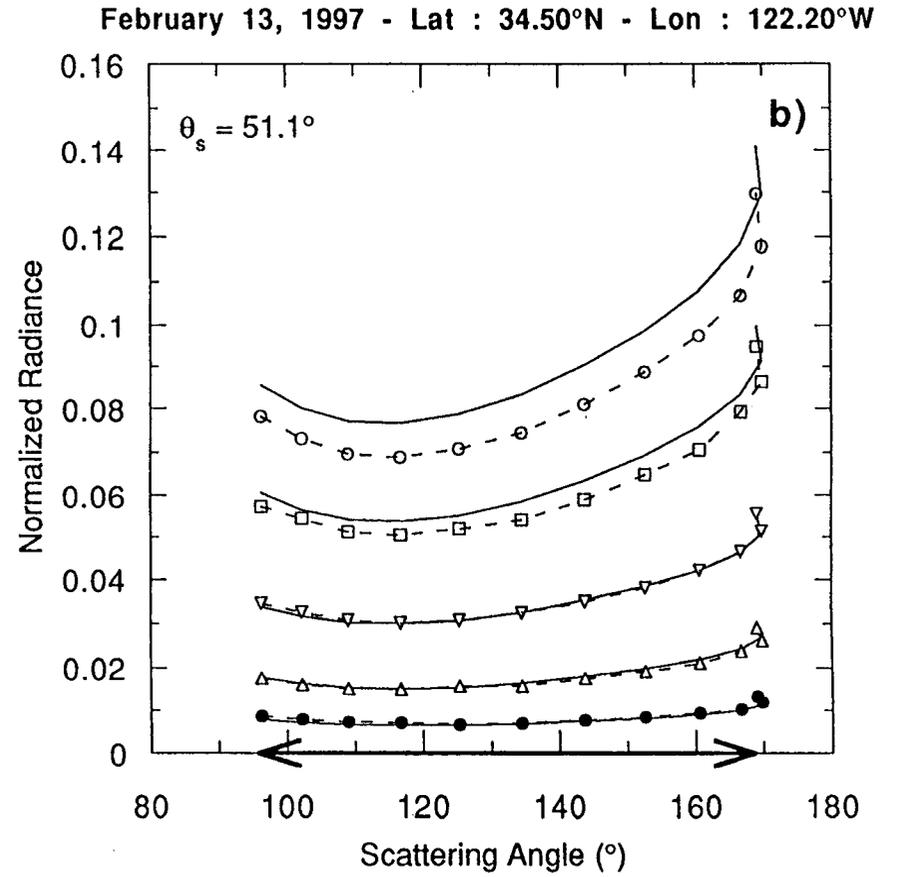
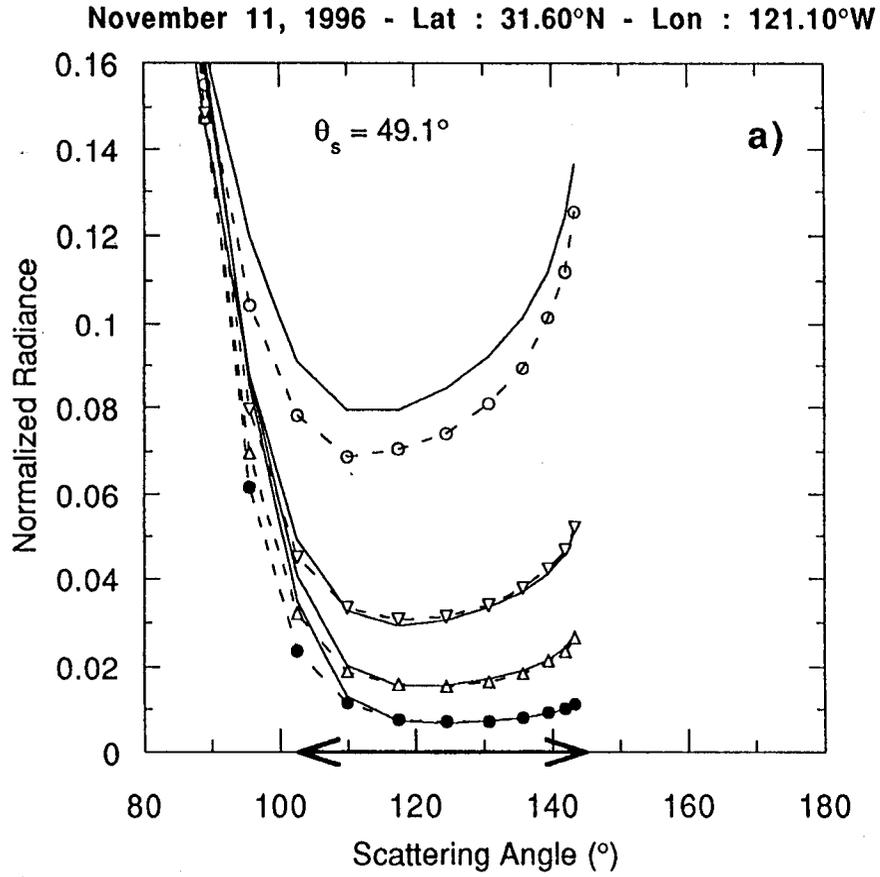


Figure 2.



Figures 3a and 3b.



Figures 3c and 3d.

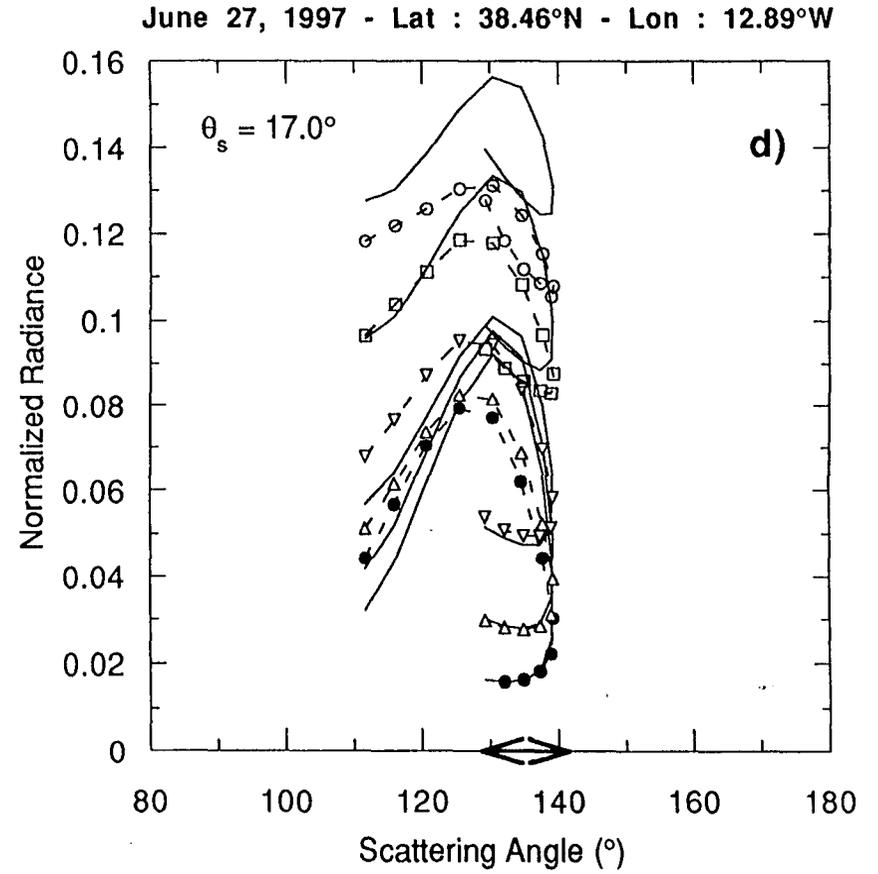
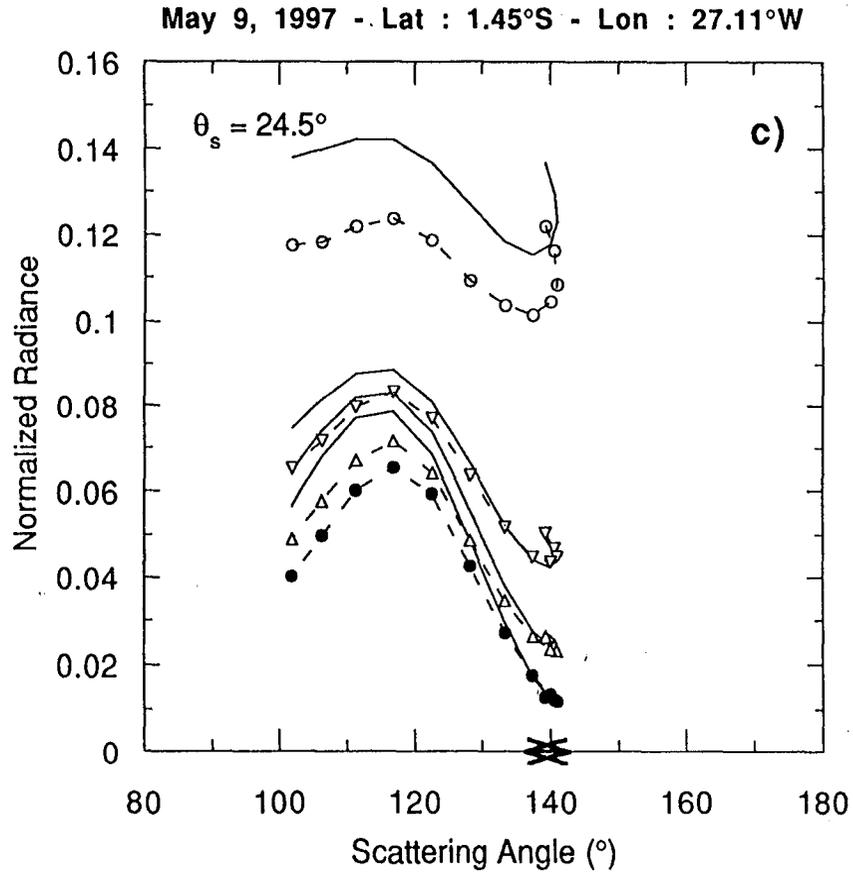


Figure 4.

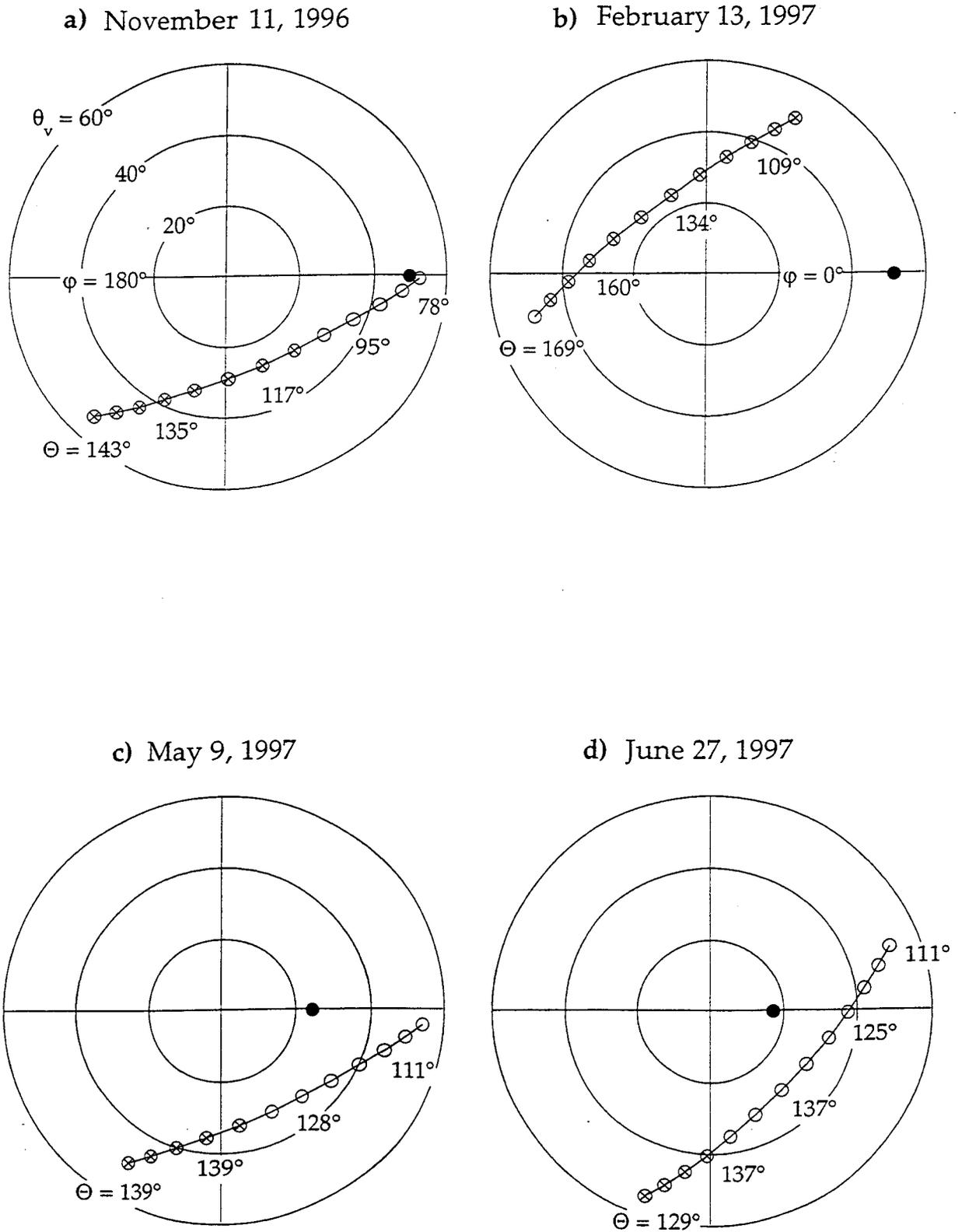
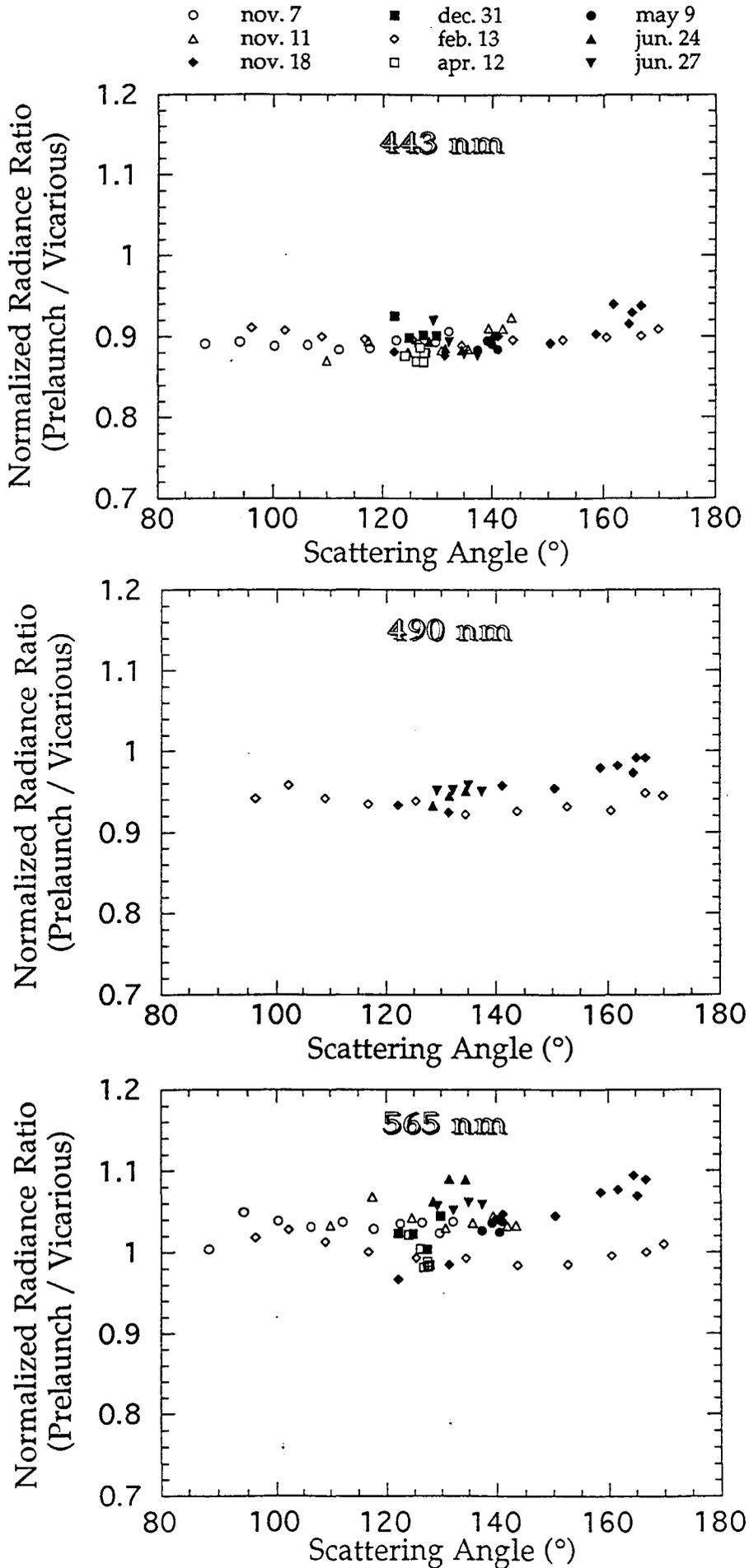


Figure 5.



Chapitre 9: Validation des paramètres de sortie de l'algorithme POLDER pour la Couleur de l'Océan

9.1) Présentation de l'étude

Les résultats exposés dans ce chapitre, et présentés lors de la revue de validation du 2 juillet 1998 au CNES, ne constituent pas la validation définitive des données Couleur de l'Océan POLDER, mais plutôt un état de l'art au moment de la revue de validation.

Le but de cette étude est de comparer les paramètres de sortie de l'algorithme de correction atmosphérique Couleur de l'Océan POLDER (appelé par la suite OC-24) aux mesures in-situ afin d'évaluer le comportement et les performances de cet algorithme (voir section 3.2.3). Il s'agit donc essentiellement de comparer les réflectances marines directionnelles estimées par l'algorithme POLDER OC-24 et celles mesurées in-situ. Ce chapitre présentera les performances obtenues en sortie de l'algorithme bio-optique (appelé OC-26), c'est à dire la précision sur les concentrations en pigments estimées.

Pour ce travail de validation de l'algorithme de correction atmosphérique, une base de données de mesures in-situ de réflectance marine et de transmission atmosphérique aussi complète que possible est donc essentielle (voir Section C). Remarquons ici que pour un nombre N_{tot} de mesures in-situ potentielles (c'est à dire effectuées, Chapitre 7, Figure (7.1)), seul un nombre N_u de mesures (dont la localisation est reportée Figure (9.1)) a été utilisé lors de cette validation (disponibilité immédiate de la mesure in-situ, disponibilité du niveau 1 POLDER), un nombre N_{eff} donnera effectivement lieu à une comparaison (disponibilité du niveau 2 POLDER, scène non nuageuse) alors qu'un nombre N_{sel} de mesures permettra finalement l'estimation de la précision sur les réflectances marines en sortie d'OC-24 et d'OC-26 (sélection des meilleurs points de comparaison). Ces N_{sel} mesures correspondent à N_{vv} visées POLDER valides. La Table (9.1) donne une évaluation de ces chiffres et met en évidence le fait que seulement environ 3% des mesures potentiellement utilisables le sont réellement. La validation requiert donc des efforts importants.

Mesures in-situ effectuées	$N_{tot} = 532$
Coïncidence mesure in-situ / donnée POLDER de niveau 1	$N_u = 75$
Coïncidence mesure in-situ / donnée POLDER de niveau 2	$N_{eff} = 34$
Idem après sélection des meilleures coïncidences	$N_{sel} = 19$
Nombre de visées POLDER valides correspondantes à N_{sel}	$N_{vv} = 71$ (490 nm) $N_{vv} = 126$ (443 - 565 nm)

Table (9.1). Evolution du nombre des coïncidences entre les mesures in-situ (réflectance marine et épaisseur optique aérosol) et les données POLDER (de niveau 1 et 2). Nombre de visées POLDER finalement sélectionnées pour la comparaison.

9.2) Estimation de la précision sur les réflectances marines directionnelles

Les réflectances marines directionnelles $\rho_w^+(\lambda, \text{POLDER})$ déterminées par l'algorithme OC-24 sont ici comparées aux mesures in-situ de réflectance marine $\rho_w^+(\lambda, \text{In-situ})$ également directionnelles. On étudiera dans un premier temps, la différence $\Delta\rho_w(\lambda)$ définie par

$$\Delta\rho_w(\lambda) = \rho_w^+(\lambda, \text{POLDER}) - \rho_w^+(\lambda, \text{In-situ}) \quad (9.1)$$

et que l'on va chercher à minimiser. Cette comparaison a un sens du fait que POLDER vise l'océan pour des géométries (angles de diffusions) assez proches de celles des radiomètres effectuant les mesures in-situ (Figure (9.2)). Notons donc qu'une seule mesure in-situ de réflectance marine directionnelle est comparée aux N réflectances marines des N visées valides du pixel POLDER correspondant.

La Table (9.2) ainsi que les Figures (9.3) à (9.9) illustrent comment en appliquant successivement plusieurs sélections sur le jeu initial de points de comparaison visée POLDER/mesure in-situ, la précision sur les réflectances marines directionnelles POLDER peut être estimée.

Tout d'abord, sur l'ensemble du jeu de données, Figure (9.3), les écarts entre les réflectances POLDER et in-situ sont parfois grands et l'écart type résultant est proche de 0.01 en réflectance à 443 et 490 nm (Table 9.2).

Les réflectances marines en sortie d'OC-24 sont caractérisées par un indice de confiance I_a , défini en combinant la réflectance de correction à 865 nm et le nombre de visées valides, indice qui varie entre 0 et 100 et qui se rapproche de 0

lorsqu'il y a peu de visées valides, un modèle de correction imprécis ou lorsque la correction effectuée est importante. Une sélection basée sur cet indice permet donc d'éliminer une bonne partie des mesures perturbées. Le seuil sur I_a (Figure 9.4), au dessous duquel la mesure (visée) est rejetée, a été fixé arbitrairement à 5. L'écart type sur $\Delta\rho_w$ est sensiblement amélioré à 443 et 490 nm et de façon plus spectaculaire à 565 nm (Table 9.2).

L'étape suivante consiste à éliminer toutes les mesures pour lesquelles les 8 pixels voisins ne sont pas tous valides. L'indice N_p , nombre de pixels valides dans le pavé 3*3 pixels autour du pixel étudié, doit donc être égal à 9 (Figure (9.5)). Cette sélection, même si elle n'améliore pas significativement les biais et écarts type sur $\Delta\rho_w$ (Table (9.2)), a l'avantage d'éliminer encore plus proprement les données perturbées par d'éventuels nuages ou susceptibles de l'être par la présence du glitter.

Il subsiste néanmoins un biais important, essentiellement à 443 nm, sur les mesures correspondant à des grands angles zénithaux de visées (supérieurs à 60°). C'est pourquoi, afin de s'affranchir des effets de bords de la matrice où les spécifications ne sont peut être plus tenues, les visées θ_v supérieures à 57°, seuil fixé arbitrairement, sont rejetées (Figure 9.6). L'amélioration est notable à 443 nm mais plus discrète à 490 et 565 nm (Table (9.2)).

La faible résolution de POLDER, 7*7 km, pose un problème lorsque le pixel étudié correspond à une mesure in-situ assez proche de la côte. En effet, le modèle géophysique (transmission atmosphérique et réflectance marine) est susceptible de ne pas être homogène sur tout le pixel POLDER. La comparaison entre les réflectances marines POLDER et in-situ risque donc de ne pas avoir de sens puisque la mesure POLDER sera représentative du pixel tout entier et non de l'endroit précis où aura été réalisée la mesure in-situ. La Figure (9.7) présente la valeur moyenne et l'écart type $\delta\rho_w$ de la réflectance marine sur le pavé 3*3 pixels autour du pixel étudié en fonction de la réflectance estimée sur ce pixel. Il apparaît clairement que certains cas présentent une variabilité locale importante et seront donc rejetés: les pixels dont le bruit local $\delta\rho_w$ excède 0.002 à 443 nm sont éliminés. Ce test est redondant avec le test sur l'écart type local de la luminance normalisée en haut de l'atmosphère lors de la détection initiale des pixels nuageux (Section 3.3), il est cependant plus sévère. L'amélioration est très sensible à 443 et 490 nm (Table (9.2)).

Table 9.2: Nombre de mesures (N), moyenne (Mean), RMS, et écart type (Stdev.) sur la différence $\Delta\rho_w = \rho_w$ (POLDER) - ρ_w (in-situ) après les sélections successives réalisées sur le jeu de données.

	443 nm				490 nm				565 nm			
	<u>N</u>	<u>Mean</u>	<u>RMS</u>	<u>Stdev.</u>	<u>N</u>	<u>Mean</u>	<u>RMS</u>	<u>Stdev.</u>	<u>N</u>	<u>Mean</u>	<u>RMS</u>	<u>Stdev.</u>
Ensemble du jeu de données	273	0.0035	0.0095	0.0088	155	0.0023	0.0086	0.0083	264	0.0014	0.0066	0.0064
Sélection $I_a < 5$	217	0.0022	0.0070	0.0067	115	0.0019	0.0043	0.0038	217	0.0004	0.0020	0.0019
Sélection $N_p = 9$	197	0.0020	0.0068	0.0065	106	0.0019	0.0041	0.0036	197	0.0005	0.0019	0.0018
Sélection $\theta_v < 57^\circ$	167	0.0010	0.0052	0.0051	97	0.0019	0.0040	0.0035	167	0.0005	0.0019	0.0018
Sélection $\delta\rho_w < 0.002$	126	0.0003	0.0046	0.0046	73	0.0015	0.0032	0.0028	126	0.0003	0.0018	0.0018

9.3) Discussion sur la précision estimée

La précision finalement obtenue sur les réflectances marines directionnelles est de 0.0046 à 443 nm, 0.0032 à 490 nm et de 0.0018 à 565 nm. Une partie de ces erreurs est due aux incertitudes sur les mesures in-situ de réflectances marines ainsi qu'aux effets directionnels sur celles-ci qui peuvent représenter jusqu'à typiquement 0.0030 à 443, 0.0022 à 490 nm, et 0.0015 à 565 nm (Chapitre 6).

Après élimination des cas présentant une variabilité géophysique importante (variabilité spatiale de l'atmosphère et de l'océan, Figure (9.7)), il subsiste pour l'ensemble des pixels sélectionnés, un bruit local. Ce bruit local, du même ordre de grandeur sur l'ensemble des pixels sélectionnés (environ 0.0012 à 443 nm, 0.0010 à 490 nm et 0.0007 à 565 nm), peut être attribué en grande partie au bruit radiométrique amplifié par l'algorithme de correction OC-24.

	443 nm	490 nm	565 nm
Incertitudes sur les réflectances marines mesurées in-situ	0.0030	0.0022	0.0015
Bruit radiométrique amplifié par l'algorithme	0.0012	0.0010	0.0007
<i>Bruit résiduel</i>	<i>0.0032</i>	<i>0.0022</i>	<i>0.0007</i>
Précision obtenue	0.0046	0.0032	0.0018

Table (9.3) Décomposition des sources d'erreurs sur la comparaison réalisée entre les réflectances marines directionnelles mesurées in-situ et celles obtenues en sortie de l'algorithme de correction atmosphérique.

Un bruit résiduel de 0.0032 à 443 nm, de 0.0022 à 490 nm et de 0.0007 à 565 nm persiste donc. Ce bruit comprend le bruit apporté par la correction atmosphérique réalisée, qui extrapole la contribution aérosol (section 3.2) du proche-infrarouge vers les canaux 443, 490 et 565 nm. Le bruit radiométrique multi-temporel (lumière parasite) contribue aussi probablement à ce bruit résiduel.

Est-ce que ce bruit est corrélé avec la masse d'air, la Figure (9.8) semblant montrer un effet angulaire (forme de cône) sur la dispersion de $\Delta\rho_w$? Cependant, $\Delta\rho_w$ ne présente pas de dépendance significative avec la masse d'air totale (Figure (9.9)) définie par

$$\text{masse d'air totale} = 1/\cos(\theta_s) + 1/\cos(\theta_v) \quad (9.2)$$

Ceci nous réconforte, l'importance de la correction atmosphérique réalisée étant proportionnelle à cette masse d'air totale, aucun biais n'apparaît lors des fortes corrections.

La Figure (9.10) confirme ce résultat: aucun biais ne semble apparaître pour les points de comparaison correspondant à des fortes épaisseurs optiques en aérosols.

Est-ce que l'erreur $\Delta\rho_w$ commise sur la détermination de la réflectance marine dépend de celle-ci ? Si à 443 et 490 nm, l'erreur commise ne semble pas s'aggraver pour les faibles valeurs de réflectance (Figure (9.11)), c'est ce qui est observé à 565 nm. Pour être plus précis, l'erreur $\Delta\rho_w$ s'amplifie pour les très faibles réflectances pour lesquelles les imperfections de la correction atmosphérique deviennent sensibles.

Cette dernière remarque s'illustre de même par la Figure (9.12) où, alors que la réflectance mesurée in-situ à 565 nm varie de 0.003 à 0.008, celle retrouvée par OC-24 semble assez constante et proche de 0.007; elle surestime donc la réflectance mesurée in-situ. A 565 nm, l'algorithme de correction atmosphérique ne semble donc plus être sensible aux très faibles réflectances. On voit très bien apparaître à 443 et 490 nm, les groupes de visées pour lesquelles les effets directionnels des réflectances marines restent faibles, de l'ordre de 10-20%, alors que pour d'autres groupes de visées (d'autres journées), certains problèmes de corrections atmosphériques significatifs se traduisent par des effets directionnels dramatiques: mauvaises corrections du glitter ?... Ces cas limitent la précision des résultats, présentés sous une autre forme Figure (9.13), à 30% pour 443 et 565 nm et 20% pour 490 nm (Table (9.4)).

λ (nm)	N	Erreur absolue	Erreur relative
443	126	0.0046	30.4%
490	71	0.0028	20.6%
565	126	0.0018	31.2%

Table (9.4). Précisions absolue et relative sur les réflectances marines directionnelles POLDER

9.4) Estimation de la précision sur les réflectances marines diffuses

Les réflectances diffuses (sous-marines), appelées R_{443} , R_{490} et R_{565} , et estimées par l'algorithme à partir d'une synthèse directionnelle (combinaison des différentes visées valides), sont maintenant confrontées, Figure (9.14), aux

réflectances marines diffuses calculées à partir des réflectances marines directionnelles mesurées in-situ et corrigées du facteur de bidirectionnalité qui convient (*Morel et Gentili, 1993*). Les précisions obtenues sont en absolu de 0.011 à 443 nm, 0.006 à 490 et 565 nm (Table (9.5)).

λ (nm)	N	Erreur absolue	Erreur relative
443	19	0.011	42.2%
490	11	0.006	23.8%
565	19	0.006	47.3%

Table (9.5). Précisions absolue et relative sur les réflectances marines diffuses POLDER

Ces précisions relatives sur les réflectances marines diffuses POLDER apparaissent dégradées par rapport aux réflectances directionnelles (Table 9.4). Cette constatation a contribué très récemment à mettre en évidence une erreur dans l'algorithme POLDER lors de la synthèse directionnelle, c'est à dire lors de la pondération des différentes visées pour l'estimation de la réflectance marine diffuse du pixel. C'est pourquoi, les réflectances marines directionnelles seront utilisées dans la suite de cette étude, le retraitement des données POLDER (réflectance marine diffuse et concentration en pigments) n'étant pas encore, à l'heure actuelle, effectué.

9.5) Le paramètre aérosol

Comme expliqué en section (3.2.2), l'algorithme identifie un modèle d'aérosol et une épaisseur optique (EOA) pour chaque observation. Cette grandeur est essentielle à une bonne correction atmosphérique et c'est pourquoi il convient de s'assurer de la cohérence de ce paramètre de sortie.

La présence de petits nuages de taille inférieure à la résolution de POLDER (c.a.d 7*7 km), contribue à augmenter l'EOA observée par le capteur, en d'autres termes, POLDER assimile ces petits nuages à des aérosols maritimes. C'est pourquoi, sur les 19 points de comparaison étudiés, 5 présentent une forte EOA de l'ordre de 0.3 alors que la mesure in-situ propose environ 0.1. Pour les 14 points restants, les EOA déterminées par OC-24 et mesurées in-situ s'accordent à 0.023 près (Figure 9.15a), OC-24 surestimant légèrement les EOA mesurées in-situ. Une partie de cette différence observée résulte du fait que OC-24 détermine une épaisseur optique moyenne sur 7*7 km alors que la mesure in-situ n'est que ponctuelle. A l'approche des côtes par exemple, réside une légère variabilité spatiale et temporelle des épaisseurs optiques qui peut se traduire par des erreurs

sur la détermination des EOA. Ce biais peut aussi s'expliquer par la présence de petits nuages résiduels qu'OC-24 assimile donc à des aérosols.

L'algorithme OC-24 identifie un modèle d'aérosol toujours plus neutre spectralement que celui observé in-situ (Figure (9.15b)) ce qui permet probablement d'expliquer une partie des biais sur les réflectances (Table 9.2). De plus, le produit coefficient d'Angström par EOA, apparaît toujours pour ces 15 valeurs, assez bien restitué avec une précision de 0.018 (Figure 9.15c). Ceci s'explique par le fait que cet indice, donnant beaucoup moins de poids aux grosses particules, permet de diminuer l'impact des résidus de nuages sub-pixels identifiés par l'algorithme comme des aérosols humides (de coefficients d'Angström très faibles).

9.6 Impact de l'écume

L'algorithme OC-24 est configuré en mode 'sans boucle d'écume', c'est à dire qu'il calcule une réflectance d'écume à 865 nm selon la formulation de *Koepke* (1984). Il peut arriver parfois que l'épaisseur optique estimée par l'algorithme soit négative si cette réflectance calculée surestime la contribution réelle de l'écume. Dans ce cas, l'algorithme OC-24 divise par 2 la réflectance d'écume calculée.

Comme nous l'avons vu (Section B), une mauvaise prise en compte de cette réflectance d'écume ou de son allure spectrale peut entraîner des biais sur les réflectances marines. Nous avons donc testé l'algorithme OC-24 en mode 'Boucle d'écume' et en mode 'Boucle d'écume spectrale'. Pour la boucle d'écume, l'algorithme va alors chercher la valeur de réflectance d'écume qui minimise l'écart type sur la réflectance aérosol des (au moins 5) directions valides. Cette valeur de la réflectance d'écume spectralement blanche est calculée à partir de la formulation de *Koepke* affectée d'un facteur 0, 0.5, 1, 2 ou 3. Pour la boucle d'écume spectrale, le facteur spectral obtenu en section B est appliqué sur la réflectance d'écume calculée (facteur 0.65 à 865 nm).

λ (nm)	443	490	565
Nombre de points	19	11	19
Erreur relative sur les réflectances marines directionnelles			
- sans boucle d'écume	30.4%	20.6%	31.2%
- avec boucle d'écume blanche	29.5%	20.9%	32.2%
- avec boucle d'écume spectrale	29.6%	20.9%	31.4%

Table (9.6). Impact de la boucle d'écume sur la précision des réflectances marines

L'impact sur les réflectances marines est, pour ce jeu de comparaison, très limité (Table (9.6)) : seul un nombre restreint de 6 mesures sont concernées par la boucle d'écume (vent supérieur à 5 m.s⁻¹ et au moins 5 directions valides). De plus, ces 6 cas correspondent tous à des vitesses de vent de surface inférieures à 8.2 m.s⁻¹, c'est à dire à des cas modérément contaminés par l'écume. On peut néanmoins être rassuré du fait que la correction qui est réalisée, ici très faible, ne dégrade a priori pas la précision obtenue.

Afin de mieux rendre compte de l'impact d'une prise en compte correcte de l'écume (quantitativement et spectralement), cette étude demande à être renforcée sur un jeu plus large comprenant des cas correspondants à des vitesses de vents plus importantes, ou par une méthodologie alternative comme l'étude de séries temporelles de zones stables (par exemple, sur le Pacifique).

9.7 Estimation des précisions sur les concentrations en pigments

L'algorithme bio-optique POLDER utilise les réflectances marines diffuses sous forme d'indices $R443/R565$ et $R490/R565$. Il existe plusieurs formulations pour retrouver la concentration en pigments à partir de ces indices:

$$1/ \log(C) = a_0 + a_1 \log(R443/R565) + a_2 (\log(R443/R565))^2 + a_3 (\log(R443/R565))^3$$

$$2/ \log(C) = b_0 + b_1 \log(R490/R565) + b_2 (\log(R490/R565))^2 + b_3 (\log(R490/R565))^3$$

L'algorithme bio-optique POLDER utilise initialement l'algorithme 1/ basé sur l'indice $R443/R565$ pour les concentrations en pigments inférieures à 2 mg.m⁻³ et l'algorithme 2/ basé sur l'indice $R490/R565$ pour les concentrations en pigments supérieures à 2 mg.m⁻³.

L'efficacité d'un nouvel indice appelé Normalized Derived Phytoplankton Index (*NDPI*, *Frouin et al.*, 1998) est aussi actuellement testée. L'algorithme bio-optique se basant sur le *NDPI* prend la forme:

$$3/ \log(C) = c_0 + c_1 NDPI \quad \text{avec } NDPI = (R443 - R565) / R490$$

Les travaux préliminaires se rapportant au *NDPI* tentent à montrer que cet algorithme est moins sensible au bruit de mesure sur les réflectances marines diffuses (*NDPI*, *Frouin et al.*, 1998).

Pour ces 3 formulations, nous allons évaluer la précision relative $\Delta C / C$ que l'on devrait observer sur la concentration en pigments en sortie de l'algorithme

bio-optique POLDER. Les erreurs sur les logarithmes des rapports ($R443/R565$) et ($R490/R565$) de même que l'erreur sur le NDPI, sont évaluées à partir des réflectances marines directionnelles POLDER (Table (9.4)). Ces erreurs permettent une estimation directe de la précision $\Delta C/C$ par:

Algorithme 1/	$\Delta C/C \cong a_1 \Delta \log(R443/R565)$	avec $a_1 \cong 1.66$
Algorithme 2/	$\Delta C/C \cong b_1 \Delta \log(R490/R565)$	avec $b_1 \cong 2.23$
Algorithme 3/	$\Delta C/C \cong c_1 \Delta(NDPI)$	avec $c_1 \cong 2.41$

La précision estimée sur la concentration est de l'ordre de 50% pour les algorithmes 1/ et 3/. L'algorithme basé sur le rapport $R490/R565$ semble apporter une amélioration significative sur cet échantillon.

Algorithme	Précision obtenue	Précision estimée $\Delta C/C$
1/ $\log(R443/R565)$	0.285	0.473
2/ $\log(R490/R565)$	0.180	0.402
3/NDPI	0.221	0.532

Table (9.7). Erreur relative estimée sur la concentration en pigments à partir des comparaisons réflectances marines directionnelles POLDER et in-situ.

Une autre évaluation de la précision sur la concentration a été par ailleurs effectuée par comparaison entre les concentrations obtenues en sortie de l'algorithme bio-optique POLDER (donc à partir des réflectances marines diffuses) et les mesures in-situ de concentration en pigments collectées (*POLDER Validation Review*, July 2, 1998). Sur un échantillon de 216 points, les performances obtenues pour les concentrations en pigments inférieures à 1 mg.m^{-3} , sont les suivantes (*Pierre-Yves Deschamps et Myriam Lecourt, LOA, communication personnelle*)

Algorithme	Précision sur la concentration
1/ R443/R565	0.474
2/ R490/R565	0.508
3/ NDPI	0.490

Table (9.8). Erreur relative sur la concentration en pigments obtenue à partir d'une comparaison entre les concentrations estimées par POLDER et celles mesurées in-situ.

Les résultats des Tables (9.7) et (9.8) sont cohérents. Les algorithmes 1/ et 3/ ont une nouvelle fois des résultats comparables. L'algorithme utilisant le *NDPI* ne semble donc pas, pour le moment, apporter une amélioration significative par rapport à l'algorithme utilisant *R443/R565*. L'algorithme 2/ apporte la précision la moins bonne, ce qui n'est pas surprenant, du fait que pour les faibles concentrations, la réflectance à 490 nm varie en fonction de la concentration beaucoup moins que la réflectance à 443 nm (typiquement de 0.02 à 0.08 à 443 nm contre 0.02 à 0.05 à 490 nm), l'estimation sera donc plus incertaine.

Bien que les concentrations soient estimées par l'algorithme à partir des réflectances diffuses dont la qualité, nous l'avons constaté, est sensiblement dégradée, la précision observée en Table (9.8) est déjà une performance. La correction de l'erreur sur la synthèse directionnelle devrait permettre de pouvoir amener la précision sur les réflectances diffuses de la Table (9.5) à la hauteur, si ce n'est mieux, de celles des réflectances marines directionnelles de la Table (9.6). Cette correction, qui permettra de gagner environ 10% sur la précision des réflectances marines, devrait permettre également de pousser la performance de l'algorithme bio-optique jusqu'à une précision sur la concentration en pigments d'environ 35% ...

Ces résultats sont donc très encourageants.

Conclusion

Les mesures in-situ de réflectances marines nous ont permis d'estimer la précision des corrections atmosphériques réalisées et de mettre en évidence un bruit important sur les réflectances marines directionnelles estimées par l'algorithme. Puis, en étendant la comparaison aux réflectances marines diffuses, nous avons pu identifier une erreur de traitement dans l'algorithme bio-optique. Finalement, toujours à partir des mesures in-situ de réflectances marines, nous avons estimé la précision sur la concentration que l'on devrait observer en sortie de cet l'algorithme bio-optique à environ 45-50%. Ce dernier résultat constitue déjà une performance. Ces résultats sont encourageants et nous pensons pouvoir améliorer encore la précision sur les concentrations d'une dizaine de pourcents.

La phase de validation durera encore quelques mois de façon à approfondir cette étude notamment sur un jeu de données in-situ plus large, par exemple pour les réflectances. De plus, à partir de l'étude de séries temporelles, une validation des modèles de surface tels que le glitter (*Cox et Munk, 1954*), la réflectance d'écume (*Koepke, 1984; Fougnie et Deschamps, 1997*) mais aussi des effets directionnels des réflectances marines (*Morel et Gentili, 1993*) pourra être abordée.

Figure 9.1: Validation des données POLDER - Points de comparaison

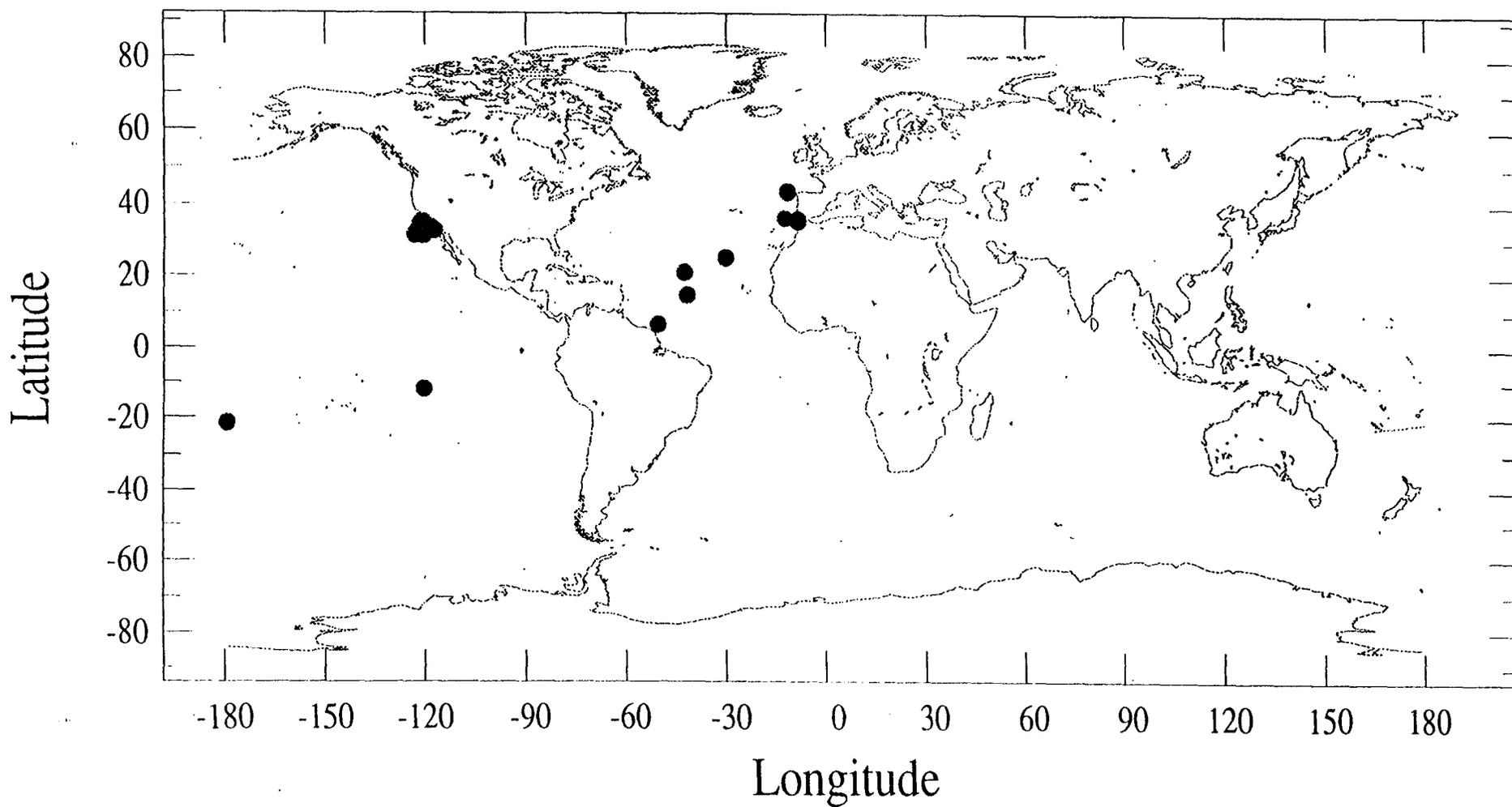


Figure 9.2: Angles de diffusion pour chaque visée POLDER en fonction de l'angle de diffusion de la mesure in-situ (de réflectance marine) mise en coïncidence

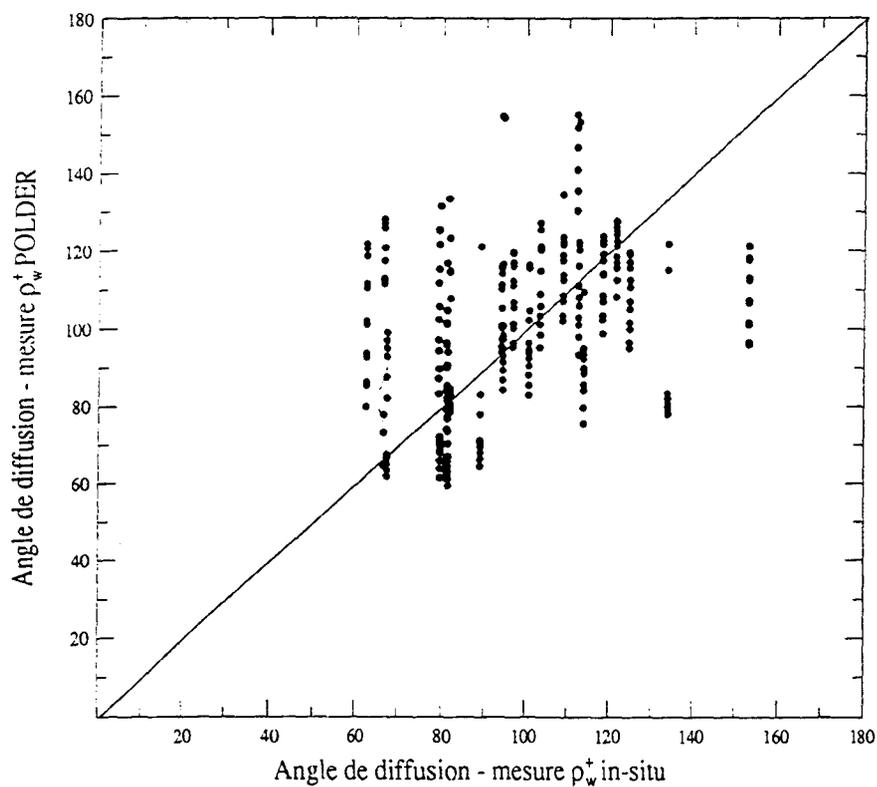


Figure 9.3: Ecart entre la réflectance marine directionnelle observée par POLDER et la réflectance marine directionnelle mesurée in-situ pour les $N_{eff}=34$ coïncidences en fonction de l'angle zénithal de visée POLDER.

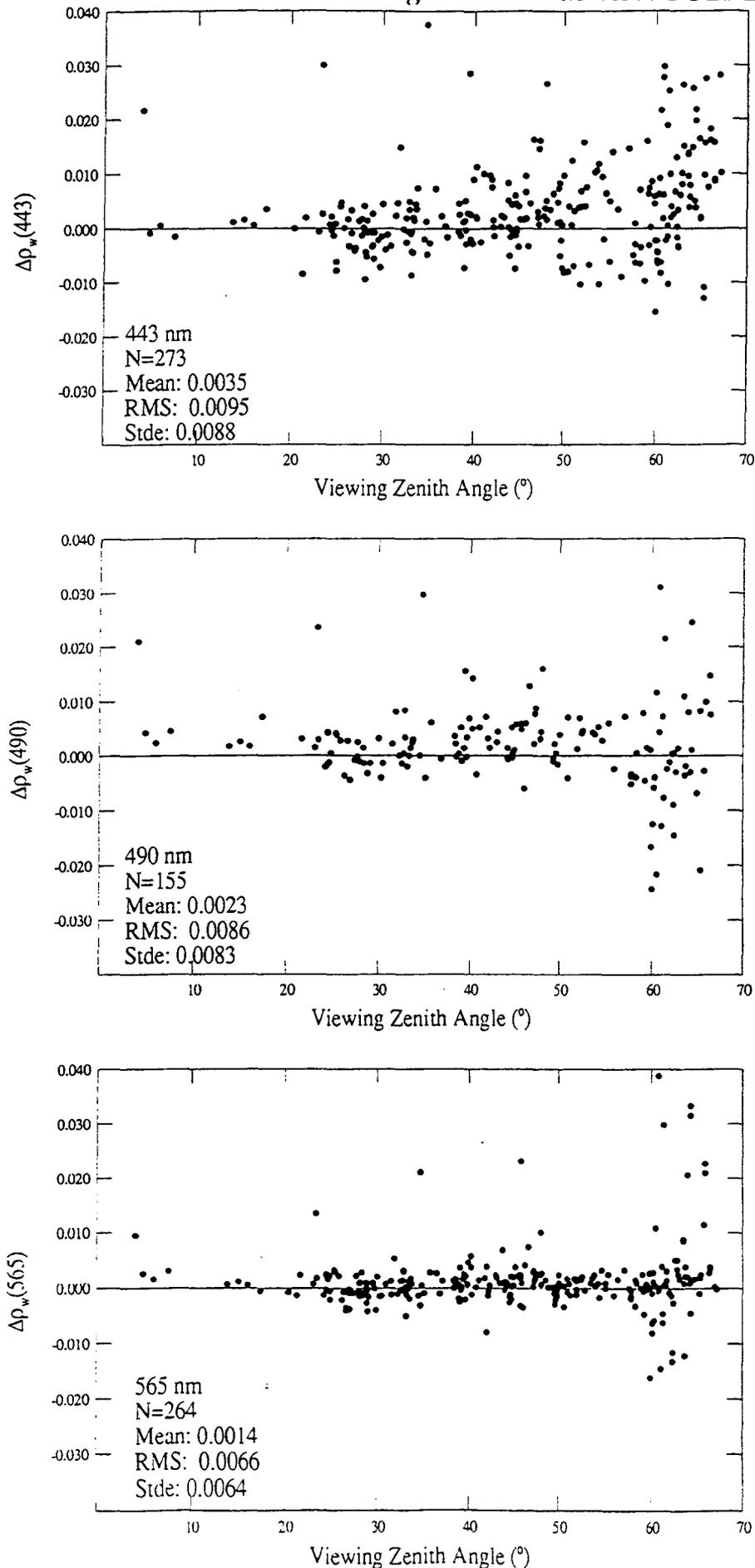


Figure 9.4: Idem Fig. (9.3), pour les coïncidences pour lesquelles l'indice de confiance I_a sur l'observation POLDER est supérieur à 5.

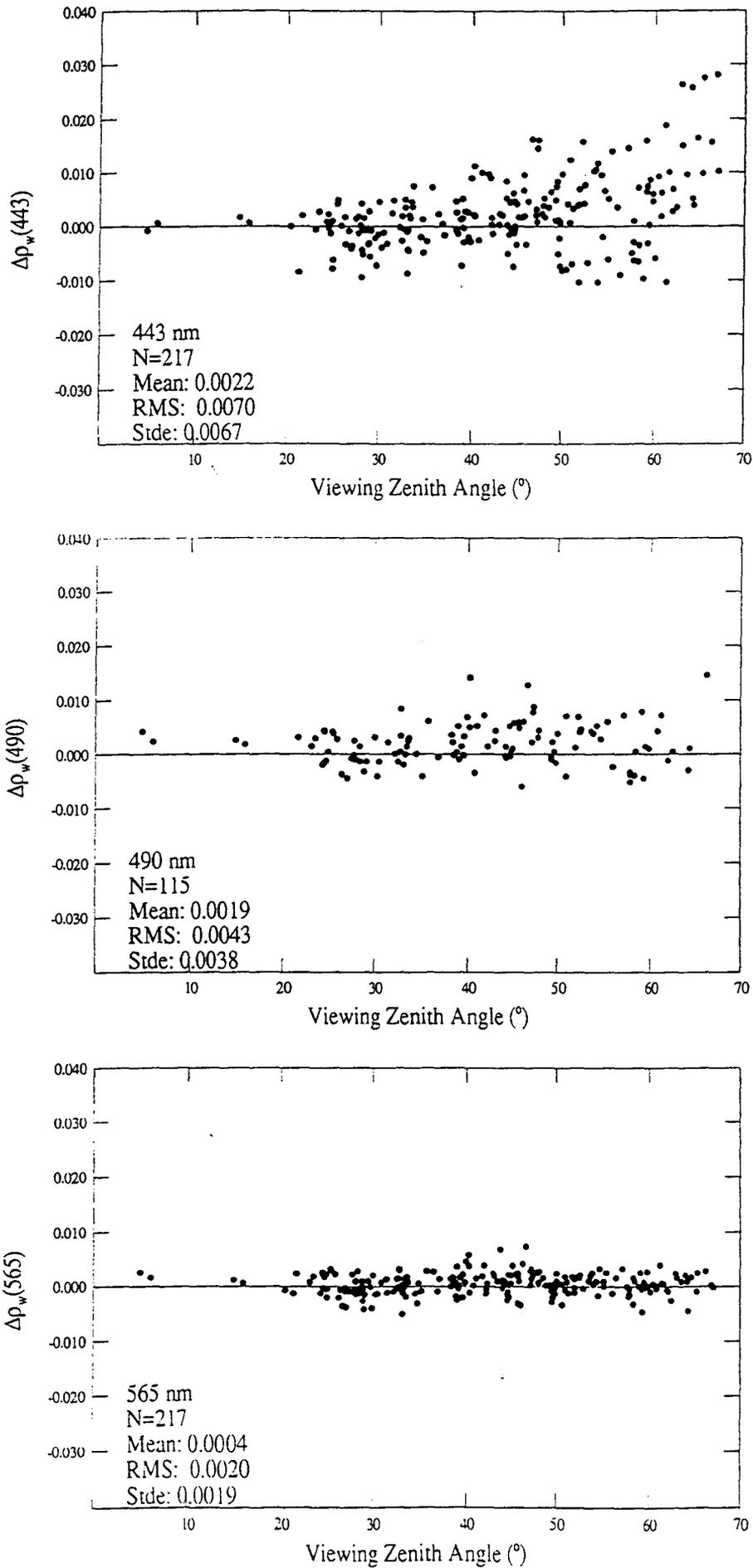


Figure 9.5: Idem Fig. (9.4), pour les coïncidences pour lesquelles le nombre N_p de pixels valides dans le pavé 3*3 pixels autour du pixel considéré est égale à 9.

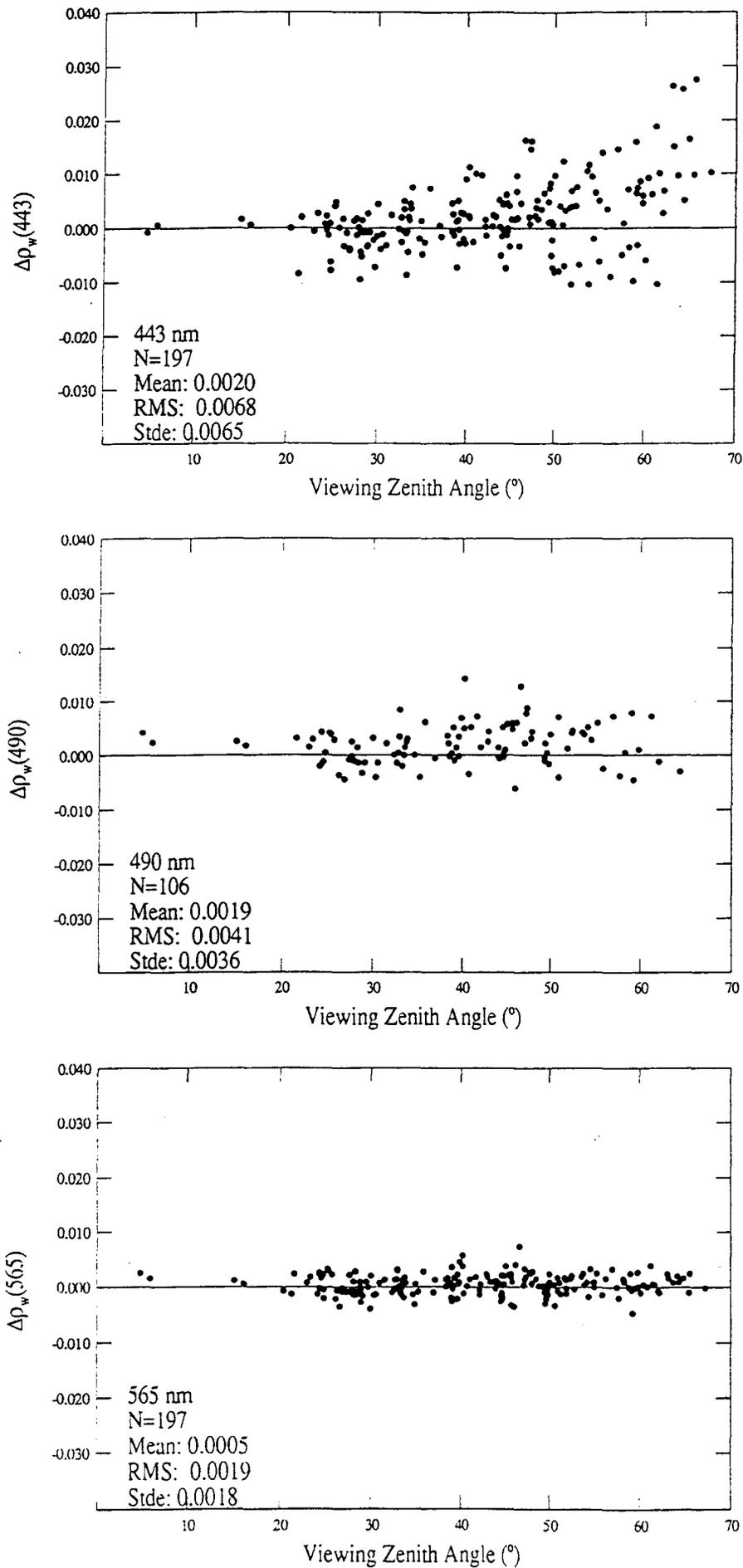


Figure 9.6: Idem Fig. (9.5), pour les coïncidences pour lesquelles l'angle zénithal de la visée POLDER est inférieur à 57°.

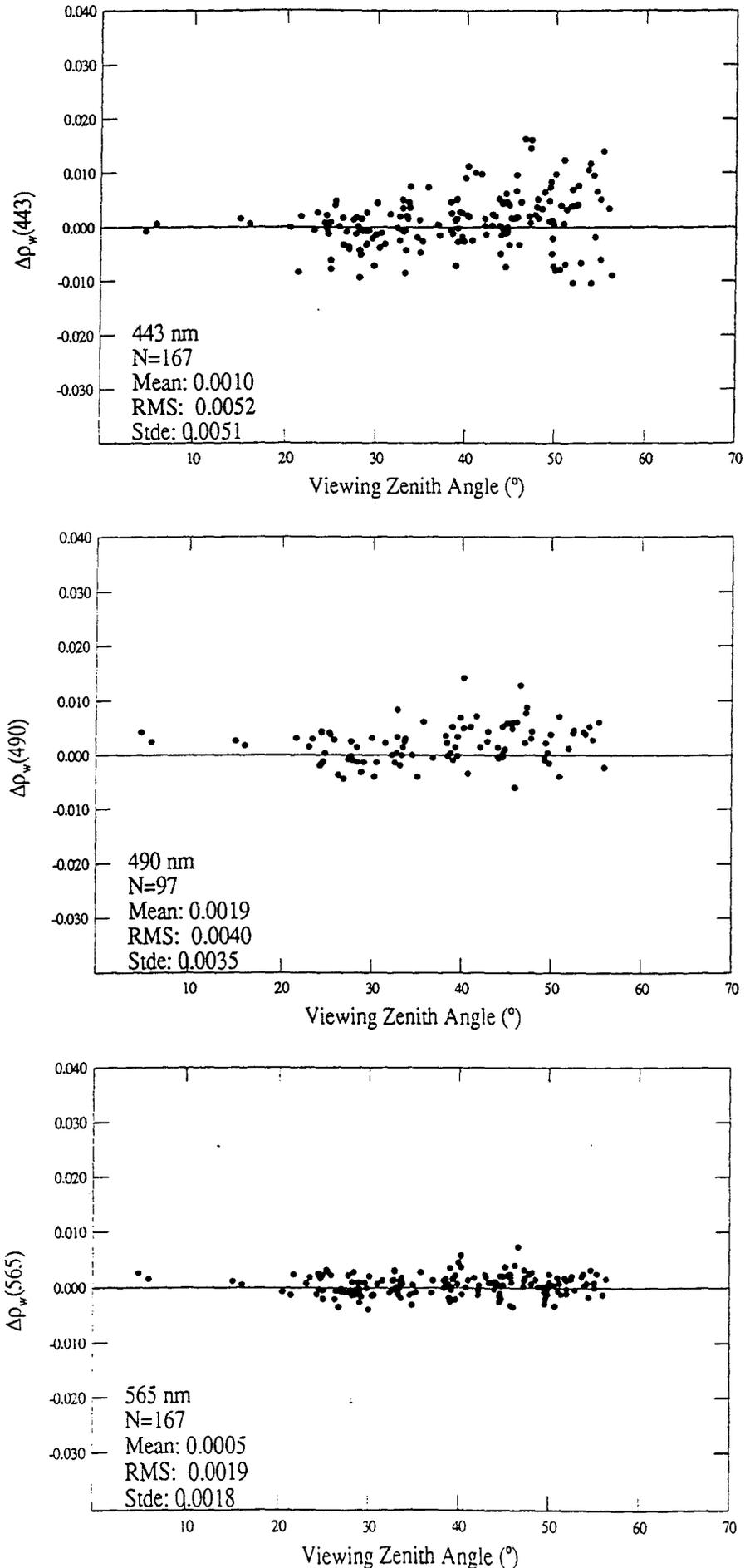


Figure 9.7: Réflectance marine POLDER (moyenne et écart type) du pavé 3*3 pixels en fonction de la réflectance marine POLDER du pixel central.

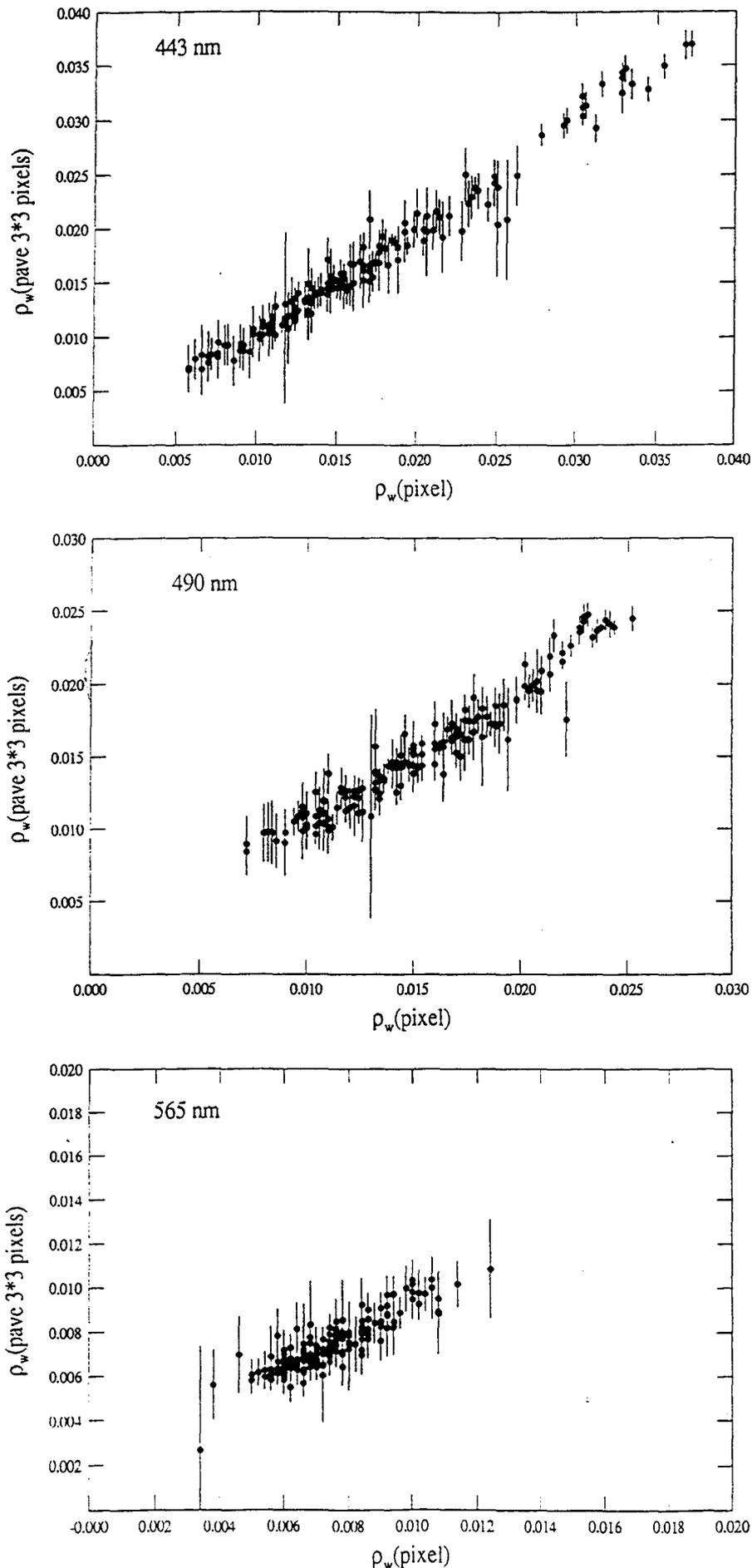


Figure 9.8: Idem Fig. (9.6), pour les coïncidences pour lesquelles l'écart type sur la réflectance marine du pavé 3*3 pixels est inférieur à 0.002 à 443 nm.

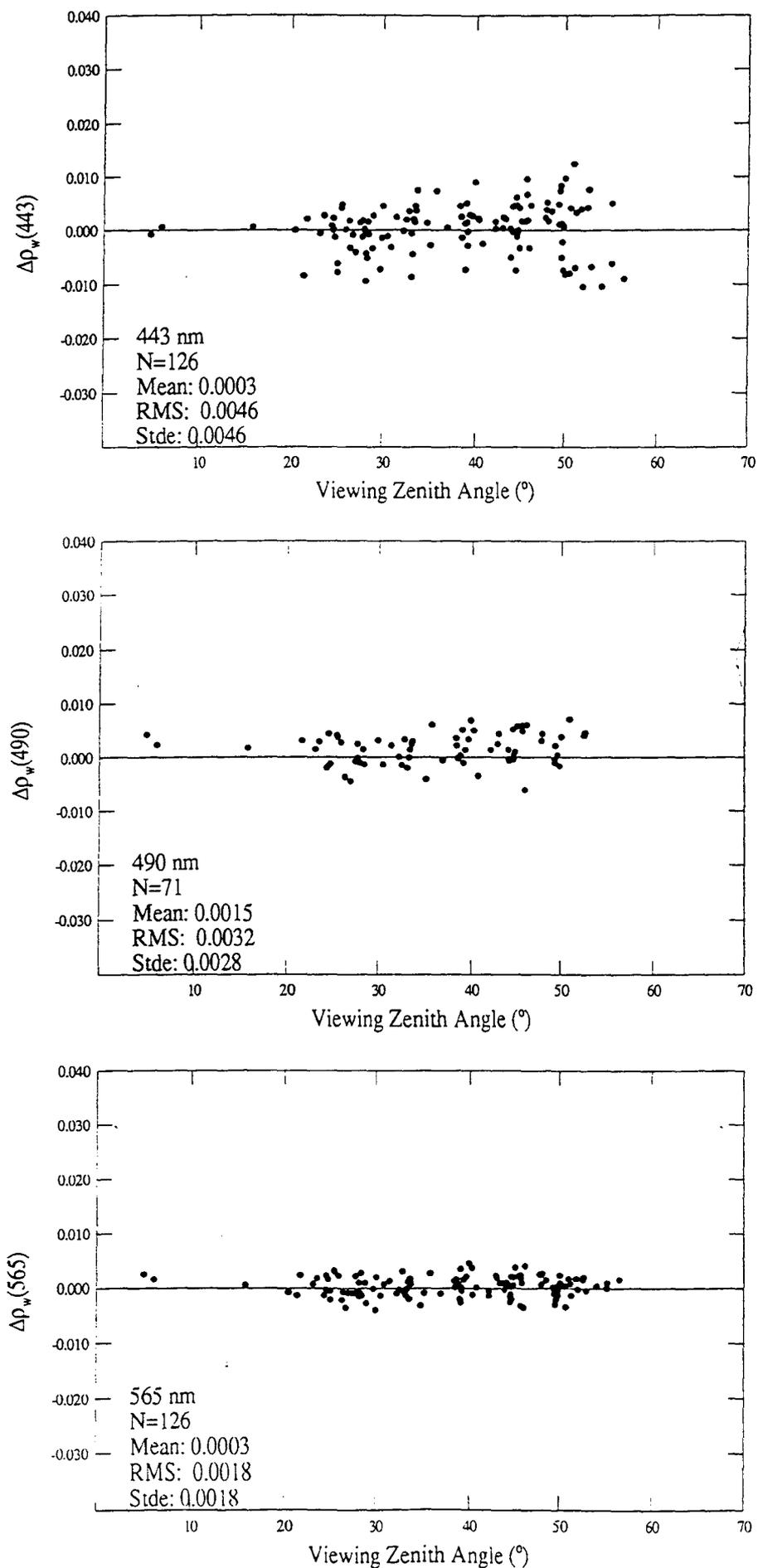


Figure 9.9: Idem Fig. (9.6), mais en fonction de la masse d'air totale.

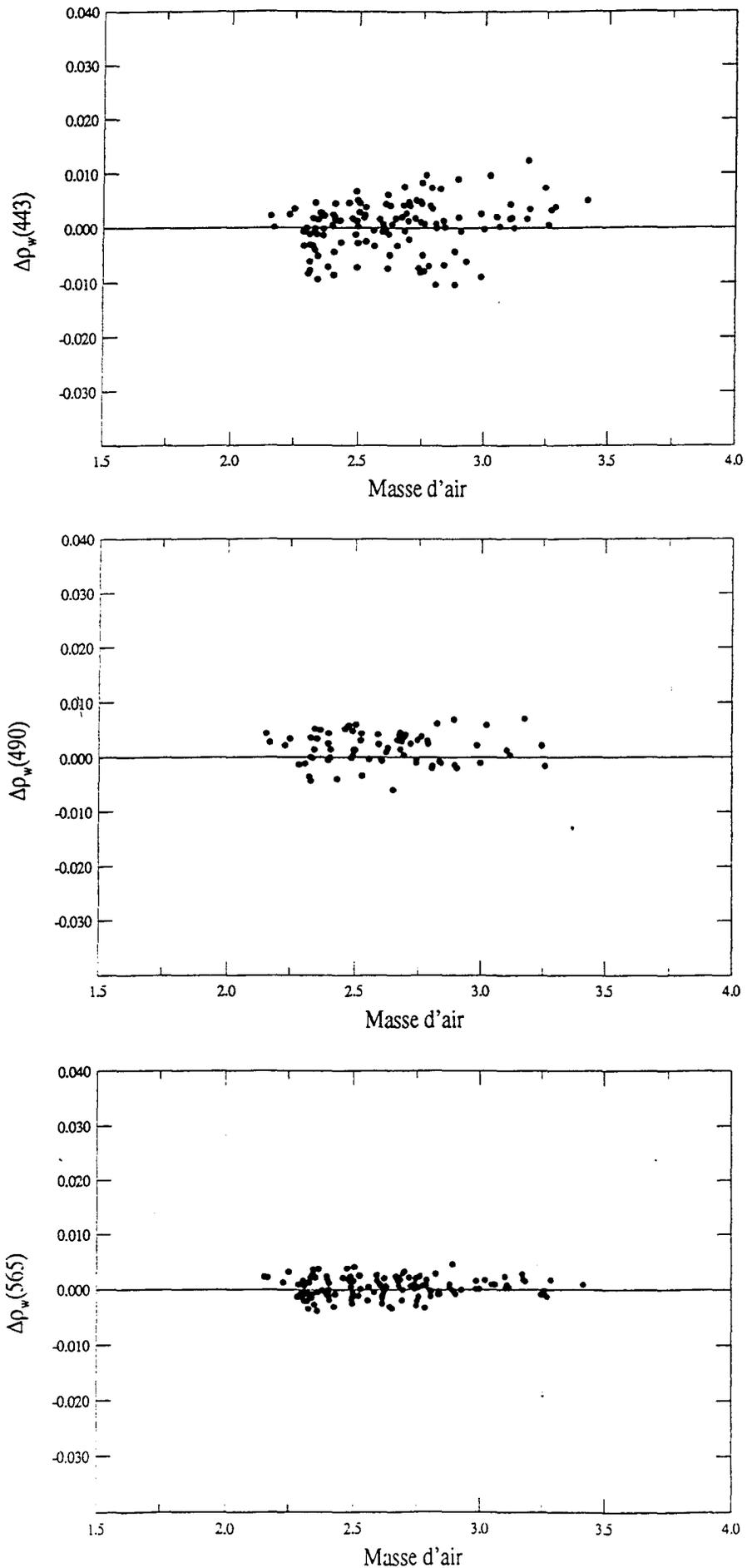


Figure 9.10: Idem Fig (9.9), mais en fonction de l'épaisseur optique aérosol déduite par l'algorithme de correction atmosphérique POLDER.

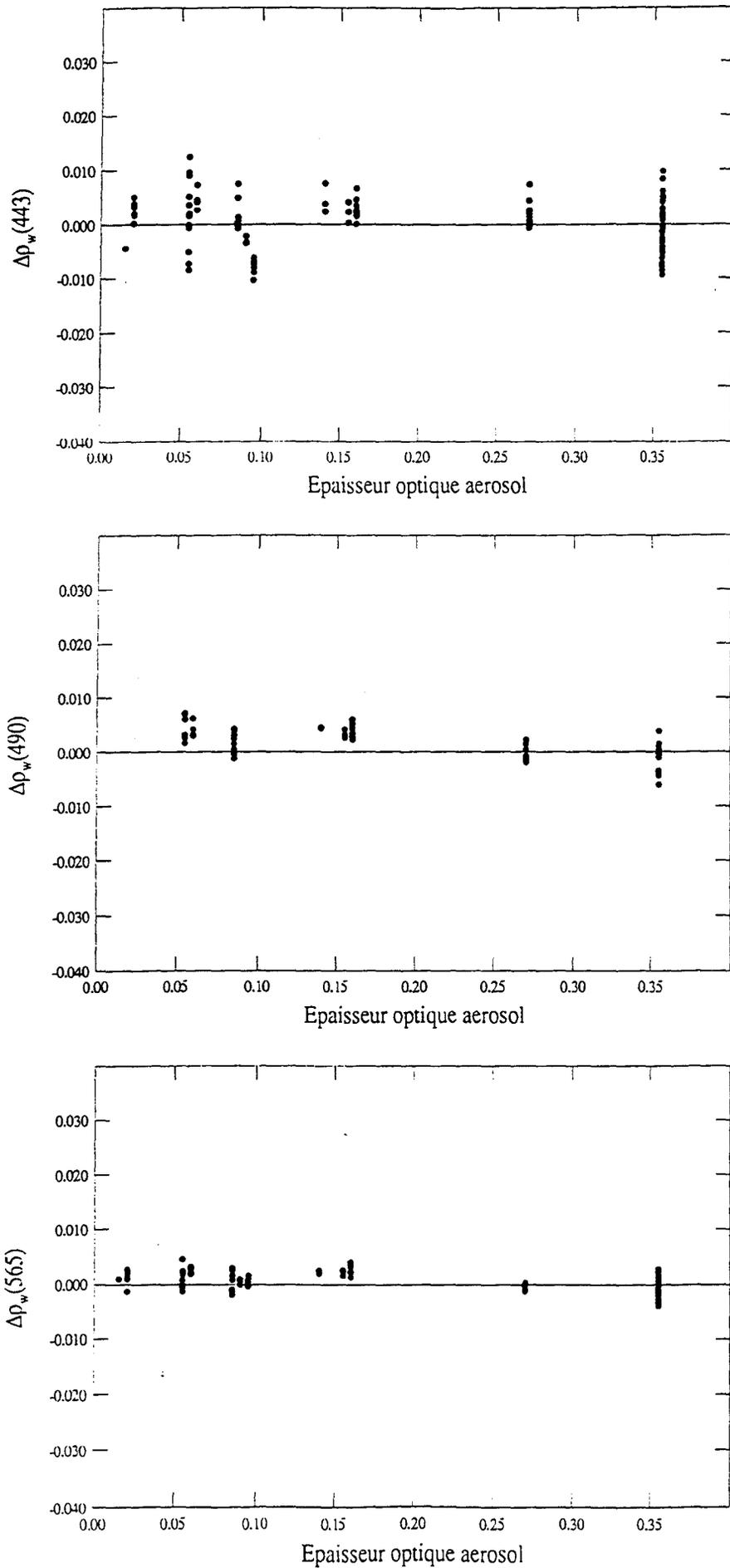


Figure 9.11: Idem Fig (9.10), mais en fonction de la réflectance marine directionnelle mesurée in-situ.

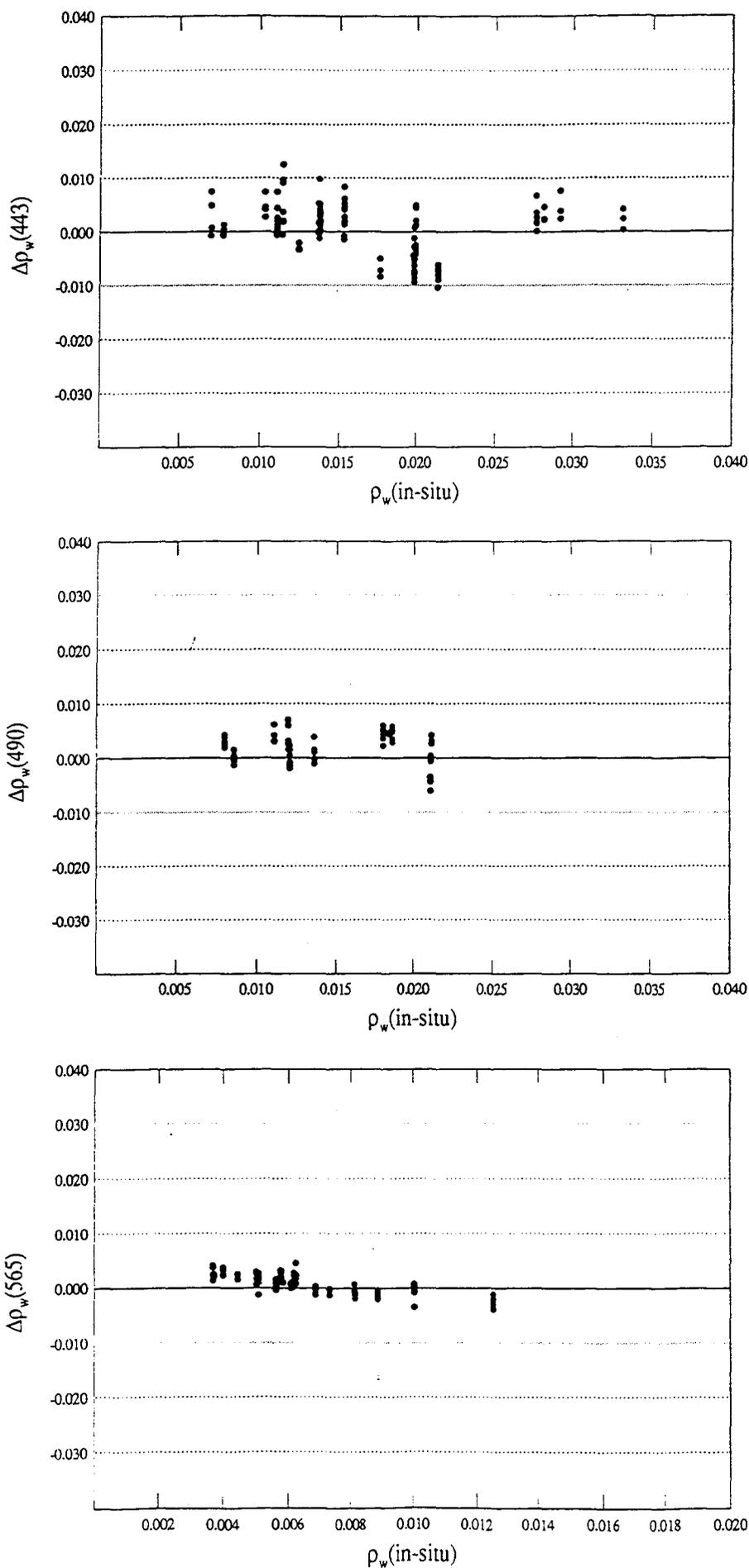


Figure 9.12: Réflectance marine directionnelle POLDER en fonction de la réflectance marine directionnelle mesurée in-situ.

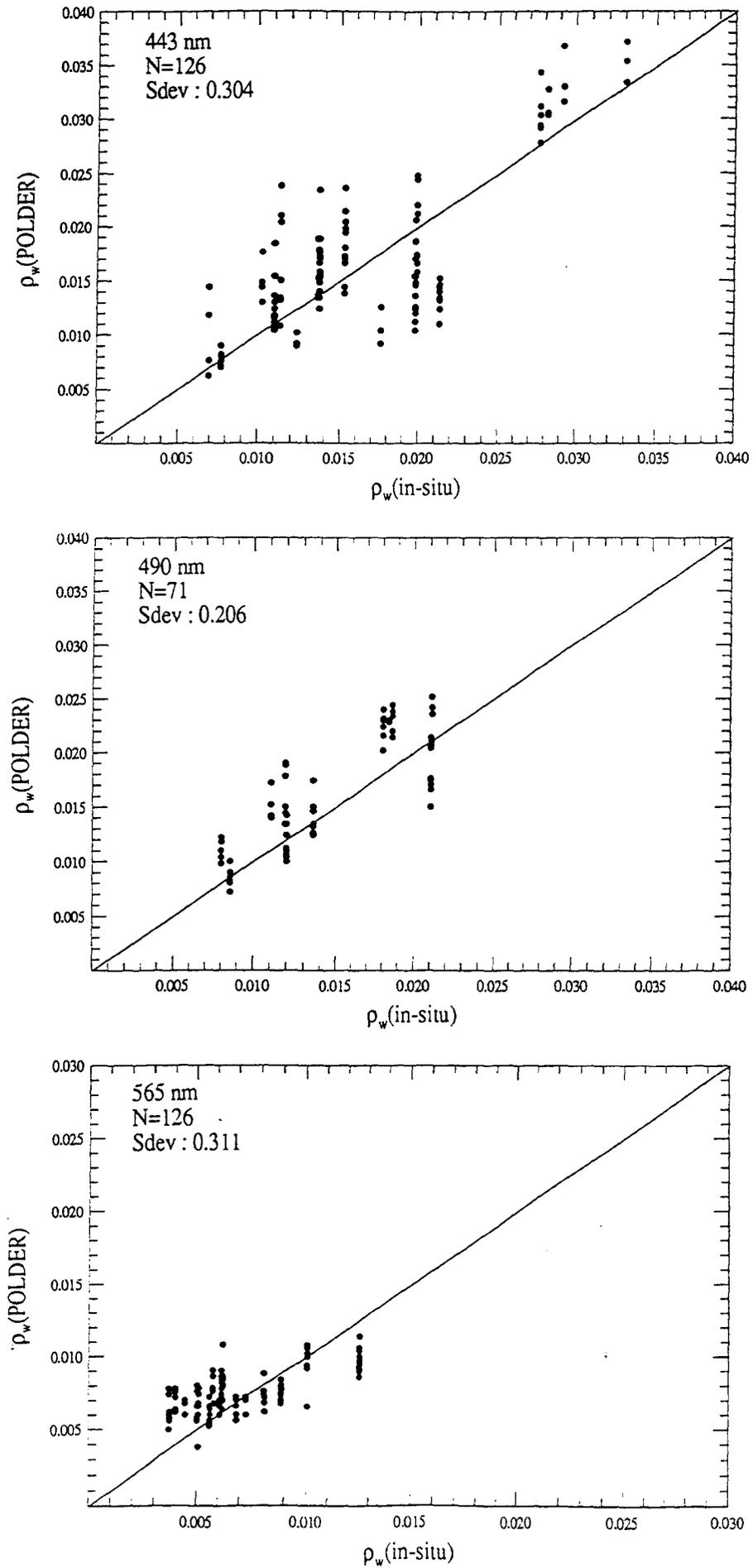


Figure 9.13: Rapport réflectance marine directionnelle POLDER sur réflectance marine mesurée in-situ en fonction de l'angle zénithal de visée POLDER.

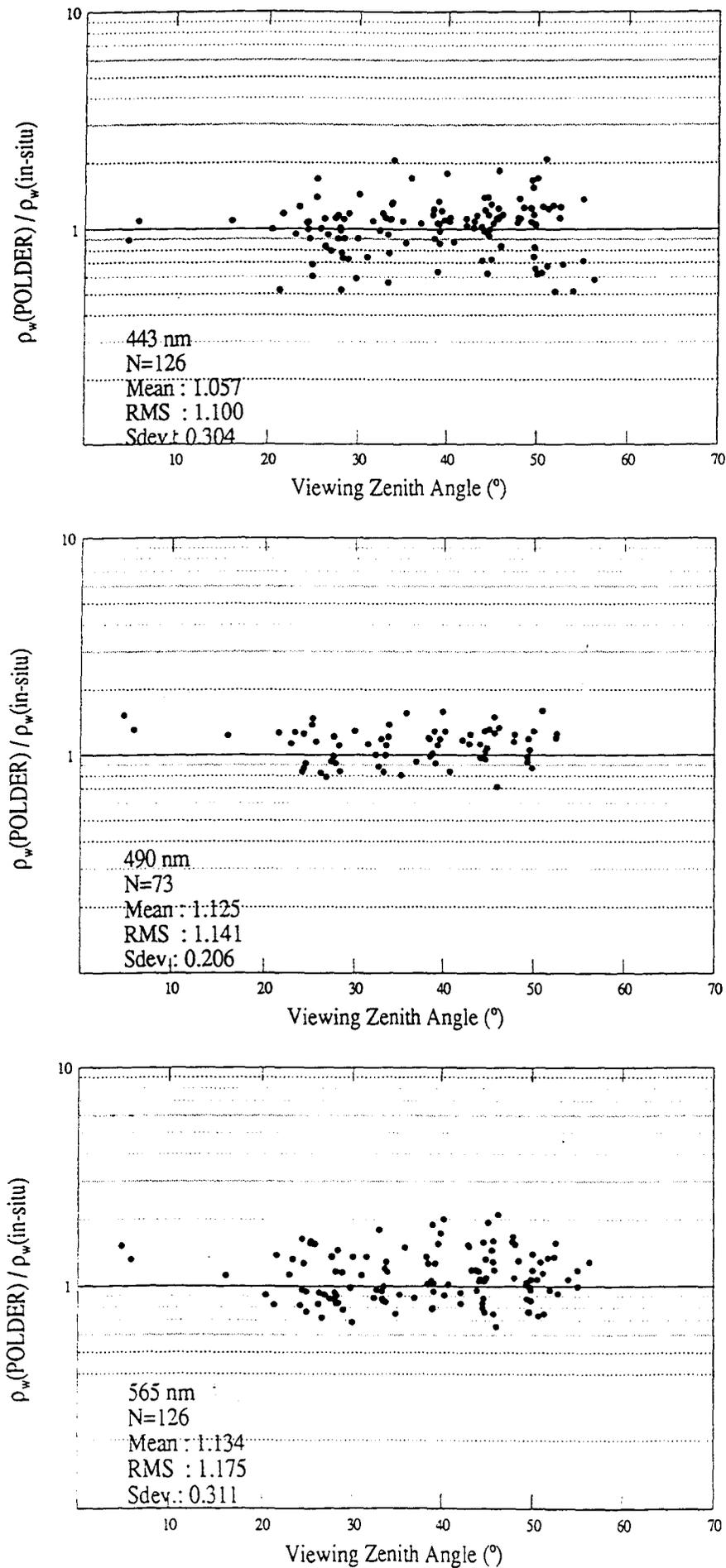


Figure 9.14: Réflectance marine diffuse POLDER en fonction de la réflectance marine diffuse déduite des mesures in-situ.

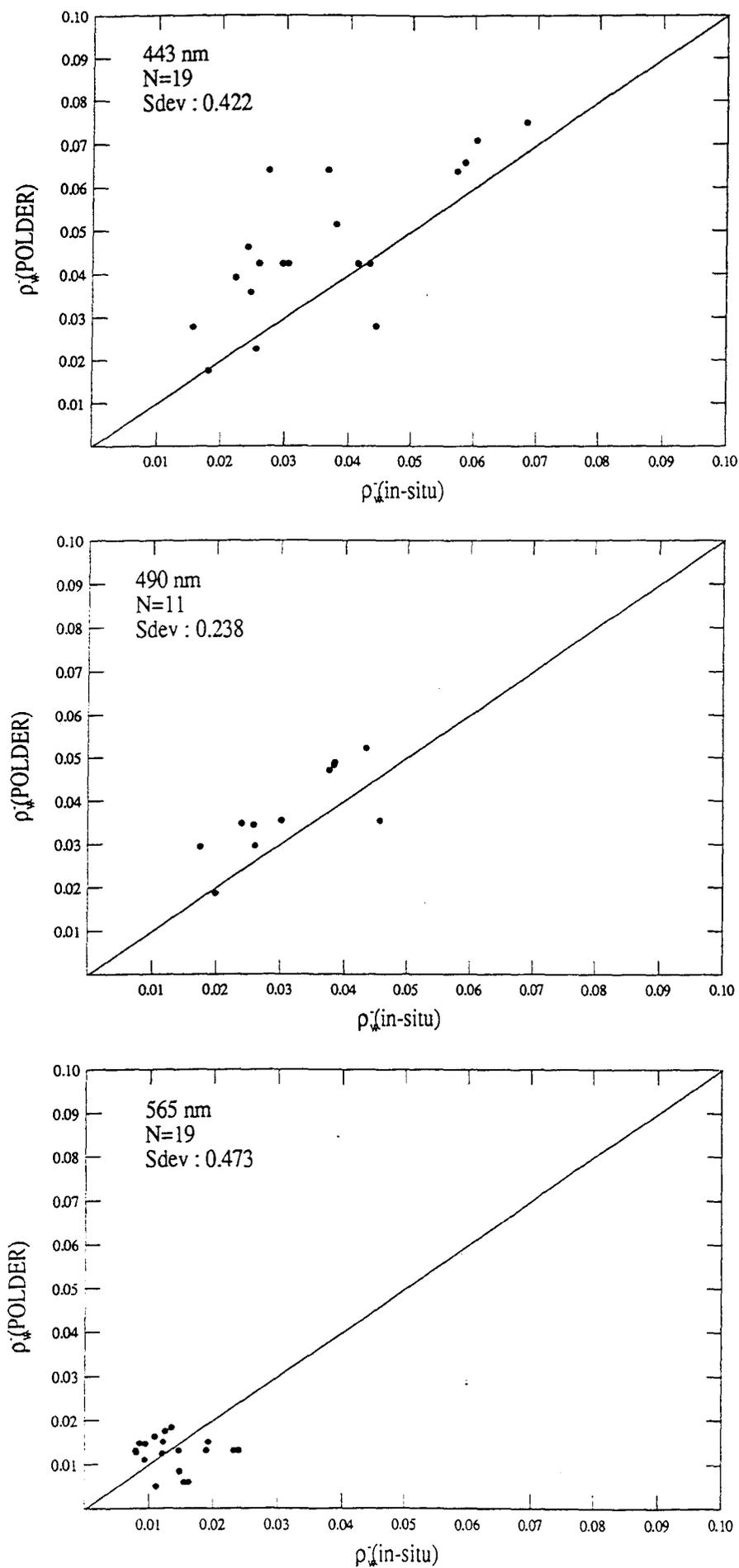
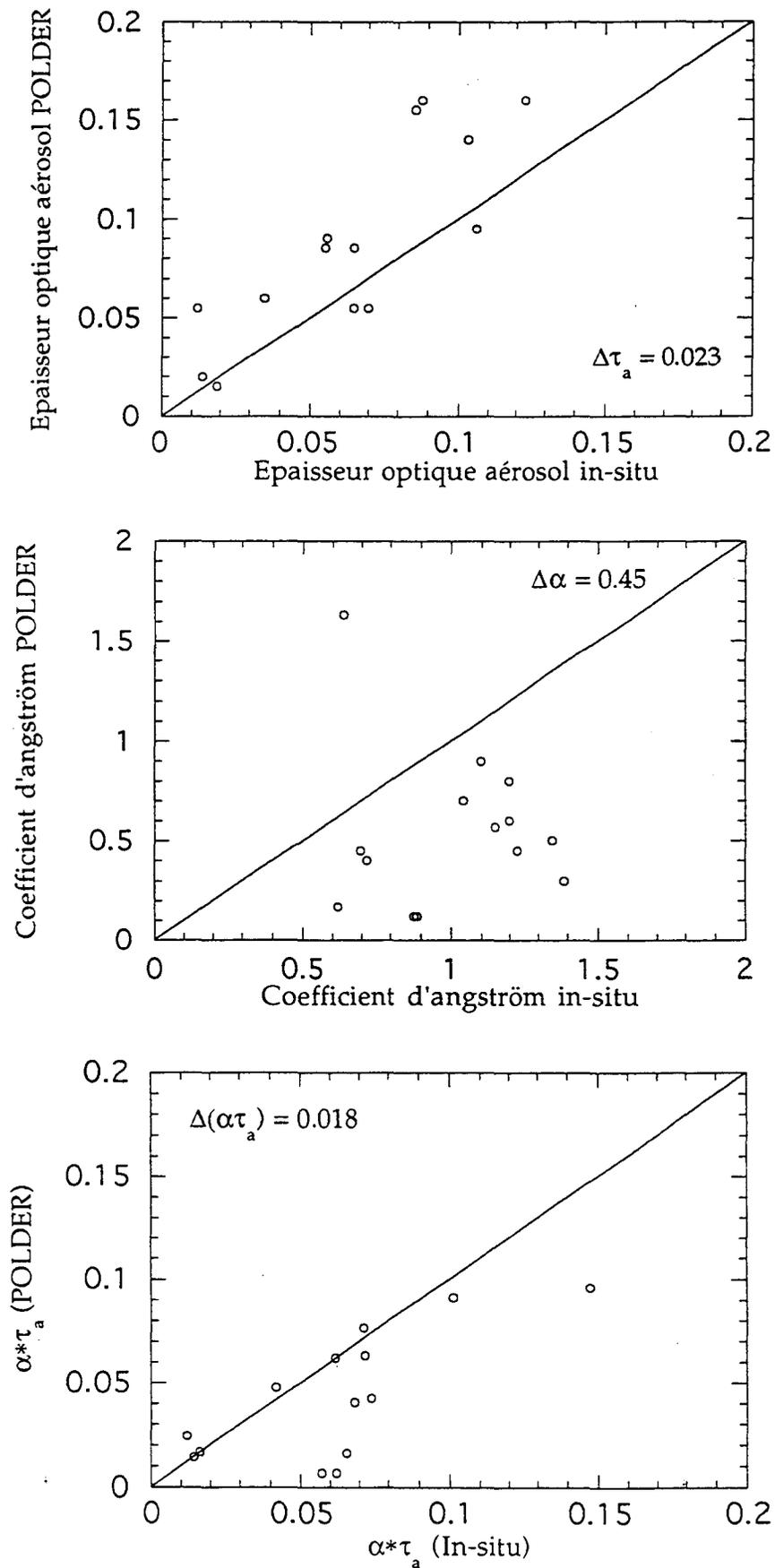


Figure 15.



Conclusion

Dans cette étude, la couleur de l'océan a été abordée sous un grand nombre de facettes, que ce soit sur le terrain par des mesures in-situ, en laboratoire à travers des calculs numériques et des algorithmes, ou encore à travers la télédétection spatiale.

Tout d'abord, les propriétés optiques de l'écume de mer ont été précisées : celle-ci se révèle être lambertienne et spectralement non-blanche dans le domaine visible. L'impact de ces résultats est essentiel, l'écume de mer étant à l'échelle satellitale impossible à éviter quelle que soit l'expérience satellitale d'observation de la Couleur de l'Océan. Le travail de simulation numérique de la réflectance de l'écume de mer a permis d'interpréter en terme de transfert radiatif (diffusion par les bulles et absorption par l'eau) la chute spectrale observée sur le domaine spectral 400-1600 nm. Pour l'avenir, ces résultats permettront de pouvoir chercher à mieux identifier les contributions aérosols et écume de mer à l'aide des nouvelles bandes spectrales (dans le proche- et moyen-infrarouge) qu'offriront les futurs capteurs d'observation de la Couleur de l'Océan.

Les développements théoriques et instrumentaux relatifs au projet Simbad ont également une très large portée. Nous avons tout d'abord démontré la faisabilité d'une mesure de réflectance marine depuis le pont d'un bateau en utilisant la polarisation à l'angle de Brewster par le biais de simulations solidement confortées de mesures expérimentales. Cette nouvelle méthode de mesure de réflectance marine, s'avérant beaucoup moins contraignante que la mesure classique immergeant des sondes, a donné naissance à un nouveau type de radiomètre, le Simbad. Cet instrument nous a ensuite permis de collecter rapidement un jeu significatif de mesures in-situ de réflectances marines et de

transmissions atmosphériques. Après avoir contribué très efficacement à la validation des données de POLDER, le radiomètre Simbad participe activement à la validation des données du capteur SeaWiFS. Simbad s'annonce donc comme un nouvel outil indispensable à la validation des produits des nombreux futurs capteurs spatiaux d'observation de la couleur de l'océan.

Dès lors, cette étude s'est concentrée sur les données du capteur satellital POLDER. Nous avons tout d'abord réalisé un étalonnage complémentaire des bandes spectrales 443, 490 et 565 nm de POLDER qui a finalement été retenu pour la production des données POLDER de Couleur de l'Océan. Pour cela, à partir des meilleures mesures in-situ disponibles, nous avons calculé les luminances qu'aurait dû observer POLDER et nous les avons comparées à celles qu'il observait réellement. Le désaccord trouvé avec la méthode d'étalonnage moléculaire reste un problème ouvert: faiblesse des hypothèses sur les réflectances marines utilisées, absorption des aérosols

Finalement, nous avons estimé la précision obtenue sur les réflectances marines par l'algorithme de correction atmosphérique ainsi que sur les concentrations en pigments par l'algorithme bio-optique. Cette validation, bien qu'elle ne soit pas encore complètement achevée, nous permet déjà d'apprécier les performances des données POLDER: la précision est actuellement de 45-50% sur les concentrations.

Le travail d'étalonnage et de validation des produits POLDER (encore non totalement terminé) a été d'une toute première importance et est généralisable lui aussi à d'autres missions spatiales d'observation de l'océan.

Liste des symboles utilisés

- $A_k(\lambda)$ Rapport entre le coefficient d'étalonnage avant lancement et le coefficient d'étalonnage après lancement du satellite.
- $CN(\lambda)$ Comptes numériques mesurés par l'instrument
- d Distance Terre-soleil à un instant donné (au moment de la mesure)
- d_o Distance Terre-soleil moyenne
- $E(\lambda)$ Eclairement hors atmosphère de longueur d'onde λ en $W.m^{-2}.nm^{-1}$
- $E_{so}(\lambda)$ Eclairement solaire hors atmosphère de longueur d'onde λ (Neckel et Labs, 1984)
- $E_{dif}(\lambda)$ Eclairement reçu au bas de l'atmosphère par une surface unité et provenant uniquement de la diffusion atmosphérique
- $E_{dir}(\lambda)$ Eclairement reçu au bas de l'atmosphère par une surface unité et transmis directement par l'atmosphère
- $E_{tot}(\lambda)$ Eclairement total reçu au bas de l'atmosphère par une surface unité: $E_{tot}(\lambda) = E_{dir}(\lambda) + E_{dif}(\lambda)$
- $E_d(\lambda)$ Eclairement descendant
- $E_u(\lambda)$ Eclairement montant
- $f(r)$ Probabilité d'existence d'une particule de rayon r
- $F_{wc}(\lambda)$ Facteur spectral de l'écume de mer
- F_{cloud} Facteur de conversion de la transmission atmosphérique totale par ciel clair en transmission atmosphérique totale par ciel partiellement couvert.
- H_b Hauteur de la sous-couche de bulles
- I Intensité: 1er paramètre de Stokes
- I_a Indice de confiance sur les réflectances marines POLDER
- $k_{abs}(\lambda)$ Coefficient d'absorption (en m^{-1})
- $k_{diff}(\lambda)$ Coefficient de diffusion (en m^{-1})
- $K(\lambda)$ Coefficient d'étalonnage de l'instrument pour la longueur d'onde λ
- $L(\lambda)$ Luminance de longueur d'onde λ en $W.m^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}$
- $L_n(\lambda)$ Luminance d'ordre de diffusion n
- $L_o(\lambda)$ Luminance observée à la longueur d'onde λ

$L_N(\lambda)$	Luminance normalisée pour la longueur d'onde λ
m	Masse d'air atmosphérique (<i>Kasten et Young, 1989</i>)
$n(z,r)$	Densité de particule de rayon r à la profondeur z
$N(z)$	Nombre de particules à la profondeur z
N	Couverture nuageuse
Q	2ème paramètre de Stokes
Q_d	Facteur de bidirectionnalité de la réflectance marine
$R(\lambda)$	Réflectance marine diffuse
SFR	Réflectance de la mousse de surface
t	Coefficient de passage de l'interface atmosphère-océan
$t_{dif}(\lambda)$	Transmission atmosphérique diffuse pour la longueur d'onde λ
$t_{dir}(\lambda)$	Transmission atmosphérique directe pour la longueur d'onde λ
$t_a(\lambda)$	Transmission atmosphérique totale pour la longueur d'onde λ : $t_a(\lambda) = t_{dif}(\lambda) + t_{dir}(\lambda)$
U	3ème paramètre de Stokes
UBR	Réflectance de la sous-couche de bulles
V_s	Vitesse du vent en $m.s^{-1}$
W	Fraction de surface couverte par l'écume de mer
WSR	Réflectance du modèle d'écume (mousse et sous-couche de bulles)
α	Coefficient d'Angström de l'aérosol considéré
α_{pol}	Facteur de polarisation de la réflectance marine
θ_s	Angle zénithal solaire
θ_v	Angle zénithal de visée
φ_s	Angle azimutal solaire
φ_v	Angle azimutal de visée
φ	Angle azimutal relatif: $\varphi = \pi - (\varphi_s - \varphi_v)$

Θ	Angle de diffusion
λ	Longueur d'onde de la lumière considérée
$\rho(\lambda)$	Réflectance bidirectionnelle à la longueur d'onde λ
$\rho_c(\lambda)$	Réflectance due à la réflexion du ciel sur la surface de l'océan
$\rho_i^{\parallel}(\lambda)$	Composante polarisée parallèle de la réflectance considérée i
$\rho_i^{\perp}(\lambda)$	Composante polarisée perpendiculaire de la réflectance considérée i
$\rho_o(\lambda)$	Réflectance bidirectionnelle observée: $\rho_o(\lambda) = \pi L(\lambda) / \mu_s E_o(\lambda)$
$\rho_s(\lambda)$	Réflectance bidirectionnelle de surface: $\rho_s(\lambda) = \pi L(\lambda) / \mu_s E_{tot}(\lambda)$
$\rho_m(\lambda)$	Réflectance Rayleigh
$\rho_g(\lambda)$	Réflectance de surface due au glitter
$\rho_a(\lambda)$	Réflectance aérosols
$\rho_{clad}(\lambda)$	Réflectance de nuage
$\rho_w^+(\lambda)$	Réflectance de surface marine
$\rho_{wc}(\lambda)$	Réflectance de surface d'écume
μ_s	Cosinus de l'angle zénithal solaire
μ_v	Cosinus de l'angle zénithal de visée
τ	Épaisseur optique atmosphérique totale
τ_r	Épaisseur optique moléculaire
τ_a	Épaisseur optique aérosol
τ_{o3}	Épaisseur optique ozone
τ_b	Épaisseur optique des bulles
τ_c	Épaisseur optique du nuage
$\bar{\omega}_o$	Albédo de diffusion
χ	Angle de diffusion sous-marin

Références

- Aas, E., The refractive index of phytoplankton, *Institute for Geophysikk report series No. 46, Oslo University*, 1981.
- Antoine, D., A. Morel, and J.-M. André, Algal pigment distribution and primary production in the eastern Mediterranean as derived from coastal zone color scanner observations, *J. Geophys. Res.*, vol. 100, pp. 16,193-16,209, 1995.
- Antoine D., J.-M. André, and A. Morel, Oceanic primary production 2. Estimation at global scale from satellite (coastal zone color scanner) chlorophyll, *Global Biogeochem. Cycles*, vol. 10, pp. 1,57-1,69, 1996.
- Balch, W. M., C. F. Byrne, Factors affecting the estimate of primary production from space, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, pp. 7,555-7,570, 1994.
- Baldy, S., and M. Bourguel, Bubbles between the wave trough and wave crest levels, *J. Geophys. Res.*, vol. 92, pp. 72919-2929, 1987.
- Baldy, S., A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in the close vicinity of breaking waves, *J. Geophys. Res.*, vol. 98, pp. 18, 277-18,293, 1993.
- Bret-Dibat, T., Y. André, and J. M. Laherrere, Preflight calibration of the POLDER instrument, in *SPIE proc. Remote Sensing and Reconstruction of the Three Dimensional Objects and Scenes*, San Diego, July 1995, vol. 2572, 1995.
- Bricaud, A., A. Morel, and L. Prieur, Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains, *Limnol. Oceanogr.*, vol. 26, pp. 43-53, 1981.
- Brown, C. W., and J. A. Yoder, Coccolithophorid blooms in the global ocean, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, pp. 7,467-7,482, 1994.
- Carder, K. L., and R. G. Steward, A remote-sensing reflectance model of a red-tide dinoflagellate off west Florida, *Limnol. Oceanogr.*, vol. 30, pp. 286-298, 1985.

- Carder, K. L., P. Reinersman, R. F. Chen, F. Muller-Karger, C. O. Davis, and M. Hamilton, AVIRIS calibration and application in coastal oceanic environments, *Remote Sens. Environ.*, vol. 44, pp. 205-216, 1993.
- Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, Oxford Univ. Press, Oxford, republished by Dover, New York (1960), 393 pp., 1950.
- Clark, D. K., H. R. Gordon, K. J. Voss, Y. Ge, W. Broenkow, and C. Trees, Validation of atmospheric correction over the oceans, *J. Geophys. Res.*, vol. 102, pp. 17,209-17,217, 1997.
- Coulson, K. L., *Polarization and intensity of light in the atmosphere*, A. Deepak Publ., Hampton, Virginia, USA, 596 pp., 1988.
- Cox, C., and W. Munk, Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 44, pp. 11,838-11,850, 1954.
- Davis, G. E., Scattering of light by an air bubble in water, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 45, pp. 7, 572-7,581, 1955.
- Deschamps, P.-Y., M. Herman, and D. Tanré, Modeling of the atmospheric effects and its application to the remote sensing of ocean color, *Appl. Opt.*, vol. 22, pp. 3751-3758, 1983.
- Deschamps, P.-Y., F.-M. Bréon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J.-C. Buriez, and G. Sèze, The POLDER mission: Instrument Characteristics and Scientific Objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 32, pp. 3,598-3,615, 1994.
- Deuzé, J.-L., M. Herman, and R. Santer, Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 41, pp. 483-494, 1989.
- Diner, D. J., C. J. Bruegge, J. V. Martonchik, T. P. Ackerman, R. Davies, S. A. W. Gerstl, H. R. Gordon, P. J. Sellers, J. Clark, J. A. Daniels, E. D. Danielson, V. G. Duval, K. P. Klaasen, G. W. Lilienthal, D. I. Nakamoto, R. J. Pagano, and T. H. Reilly, MISR: A Multiangular Imaging SpectroRadiometer for Geophysical and Climatological Research from EOS, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 27, pp. 2,200-2,212, 1989.

- Earth Observing System Reports, Science steering committee report, *From pattern to process : the strategy of the earth observing system*, vol II, NASA, 1988.
- Feldman, G., D. Clark, and D. Halpern, Satellite color observations of phytoplankton distribution in the eastern equatorial Pacific during the 1982-1983 El niño. *Science*, vol. 226, pp. 1,069-1,071, 1984.
- Fougnie, B., and P.-Y. Deschamps, Observation et modélisation de la signature spectrale de l'écume de mer, in *Proc. 7th Int. Coll. on "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, April 7-11, Courchevel, France, vol. 1, pp. 227-234, 1997.
- Fougnie, B., R. Frouin, P. Lecomte, and P.-Y. Deschamps, Reduction of Skylight Reflection Effects in the Above-Water Measurements of Diffuse Marine Reflectance, *submitted to Appl Opt.*, 1998a.
- Fougnie, B., P.-Y. Deschamps, and R. Frouin, Vicarious calibration of the POLDER ocean color spectral bands using in-situ measurements, *submitted to IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, ADEOS special issue, 1998b.
- Fougnie, B, P.-Y. Deschamps, R. Frouin, and B. G. Mitchell, Measuring Water-Leaving Radiance with a Polarization Radiometer: Theory and Experimental Verification, *EOS Trans.*, 79, No. 1, 99, 1998c.
- Frouin, R., E. Pouliquen, and F.-M. Bréon, Ocean color remote sensing using polarization properties of reflected sunlight. in *Proc. 6th Int. Coll. on "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing"*, January 17-21, Val d'Isère, France, ISPRS. 665-674, 1994 (available from Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France), 1994.
- Frouin, R. , M. Schwindling, and P.-Y. Deschamps, Spectral reflectance of sea foam in the visible and near-infrared: In-situ measurements and remote sensing implications, *J. Geophys. Res.*, vol. 101, pp. 14,361-14,371, 1996.
- Frouin, R., P.-Y. Deschamps, B. G. Mitchell, and M. Kahru, The Normalized Derived Phytoplankton Index for satellite ocean color applications, *EOS Trans.*, 79, No. 1, 161, 1998.

- Fu, L.-L., E. Christensen, C. A. Yamarone Jr., M. Lefebvre, Y. Menard, M. Dorrer, and P. Escudier, TOPEX/POSEIDON mission overview, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, pp. 24,369-24,381, 1994.
- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. L. Mueller, and W. A. Hovis, Phytoplankton pigments from the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner. Comparisons with surface measurements, *Science*, vol. 210, pp. 63-66, 1980.
- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. W. Brown, O. B. Brown, R. H. Evans, and W. W. Broenkow, Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: Comparison of ship determinations and CZCS estimates, *Appl. Opt.*, vol. 22, pp. 3,929-3,931, 1983.
- Gordon, H. R., J. W. Brown, and R. H. Evans, Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner, *Appl. Opt.*, vol. 27, pp. 862-871, 1988.
- Gordon, H. R., and K. Ding, Self shading of in-water optical instruments, *Limnol. Oceanogr.*, vol. 37, pp. 491-500, 1992.
- Gordon, H. R., and M. Wang, Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm, *Appl. Opt.*, vol. 33, pp. 443-452, 1994.
- Hagolle, O., P. Goloub, P.-Y. Deschamps, T. Bailleul, J.-M. Nicolas, Y. Fouquart, A. Meygrat, J.-L. Deuzé, M. Herman, F. Parol, and F.-M. Bréon, Results of POLDER in-flight absolute calibration, *submitted to IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, ADEOS special issue, 1998.
- Hale, G. M., and M. R. Querry, Optical constants of water in the 200 nm to 200 μ m wavelength region, *Appl. Opt.*, vol. 12, pp. 3,555-3,563, 1973.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. K. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, and Y. A. Kaufman, Multi-band automatic sun and sky scanning radiometer system for measurements of aerosols, in *Coll. Signatures Spectrales, Janvier 1994, Val d'Isère, France, ESA 75-83*, 1994.
- Hooker, S. B., and W. E. Esaias, An overview of the SeaWiFS Project, Rapport NASA, draft, 1992.

Hovis, W. A., D. K. Clark, F. Anderson, R. W. Austin, W. H. Wilson, E. T. Baker, D. Ball, H. R. Gordon, J. L. Mueller, S. Y. El Sayed, B. Sturm, R. C. Wrigley, and C. S. Yentsch, Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner: System description and initial imagery, *Science*, vol. 210, pp. 60-63, 1980.

Ivanoff, A., *Introduction à l'océanographie: Tome II*, Vuibert, Paris, 208 pp., 1975.

Johnson, B. D., and R. C. Cooke, Bubble populations and spectra in coastal waters, *J. Geophys. Res.*, vol. 84, pp. 3761-3766, 1979.

Kasten, F., and A. T. Young, Revised optical air mass tables and approximation formula, *Appl. Opt.*, vol. 28, pp. 22,4735-22,4738, 1989.

Keating, G. M., M. C. Pitts, and D. F. Young, Ozone reference models for middle atmosphere (New CIRA), *Handbook for MAP, vol. 31*, G. M. Keating ed., SCOSTEP, pp. 1-36, 1989.

Koepke, P., Effective reflectance of oceanic whitecaps, *Appl. Opt.*, vol. 23, pp. 1816-1824, 1984.

Kolovayev, D. A., Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near surface ocean, *Oceanology, Engl. Transl.*, vol. 15, pp. 659-661, 1976.

Lee, Z. P., K. L. Carder, R. G. Steward, T. G. Peacock, C. O. Davis, and J. L. Mueller, 1997a: Remote sensing reflectance and inherent optical properties of oceanic waters derived from above-water measurements, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE#2963, pp. 160-166, 1997a.

Lee, Z. P., K. L. Carder, T. G. Peacock, and R. G. Steward, 1997b: Remote-sensing reflectance measured with and without a vertical polarizer, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE#2963, pp. 483-488, 1997b.

Lenoble, J., *Atmospheric radiative transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 532 pp., 1993.

- Longhurst, A., S. Sathyendranath, T. Platt, and C. Caverhill, An estimate of global primary production in the ocean from satellite radiometer data, *J. Plankton Res.*, vol. 17, pp. 6,1245-6,1271, 1995.
- Marston, P. L., and D. L. Kingsbury, Scattering by a bubble in water near the critical angle, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, pp. 2,192-2,196, 1981.
- Masuda, K., and T. Takashima, Dependence of the radiation just above and below the ocean surface on atmospheric and oceanic parameters, *Appl. Opt.*, vol. 27, pp. 4891-4898, 1988.
- McClain, C. R., S.-Y. Chao, L. P. Atkinson, J. O. Blanton, and F. de Castillejo, Wind-driven upwelling in the vicinity of Cape Finisterre, Spain, *J. Geophys. Res.*, vol. 91, pp. 8,470-8,486, 1986.
- McClain, C. R., W. E. Esaias, G. C. Feldman, J. Elrod, D. Endres, J. Firestone, M. Darzi, R. Evans, and J. Brown, Physical and biological processes in the North Atlantic during the First Global GARP Experiment, *J. Geophys. Res.*, vol. 95, pp. 18,027-18,048, 1990.
- Monahan, E. C., Oceanic whitecaps, *J. Geophys. Res.*, vol. 1, pp. 139-144, 1971.
- Monahan, E. C., and I. O. Muircheartaigh, Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 10, pp. 2094-2099, 1980.
- Morel, A., Diffusion de la lumière par les eaux de mer, résultats expérimentaux et approche théorique, *Optics of the Sea, AGARD lec. Ser.*, vol. 61, pp. 3.1.01-3.1.76, NATO, Brussels, 1973.
- Morel, A., and L. Prieur, Analysis of variations in ocean color, *Limnol. Oceanogr.*, vol. 22, pp. 709-722, 1977.
- Morel, A., Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (Case 1 waters), *J. Geophys. Res.*, vol. 93, pp. 10,749-10,768, 1988.
- Morel, A., and B. Gentili, Diffuse reflectance of oceanic waters: its dependence on Sun angle as influenced by the molecular scattering contribution, *Appl. Opt.*, vol. 30, pp. 30,4427-30,4438, 1991.



- Morel, A., and B. Gentili, Diffuse reflectance of oceanic waters (2): Bi-directional aspects., *Appl. Opt.*, vol. 32, pp. 6864-6879, 1993.
- Morel, A., Optical properties of oceanic Case 1 waters, revisited, in *Ocean Optics XIII*, edited by Steven G. Ackleson and Robert Frouin, SPIE #2963, 108-114, 1997.
- Mueller, J. L., and R. W. Austin, Ocean optics protocols for SeaWiFS validation, Revision 1, *SeaWiFS Technical Report Series*, 25 pp., 1995.
- Neckel, H., and D. Labs, The solar radiation between 3300 and 12500 Å, *Sol. Phys.*, vol. 90, pp. 205-258, 1984.
- Paltridge, G. W., and C. M. R. Platt, Radiative Processes in Meteorology and Climatology, *Development in Atmospheric Science*, Elsevier Scientific Publ. Co. New York, N. Y. 10017, 1977.
- Pope, R. M., Optical absorption of pure water and sea water using the integrating cavity absorption meter, *thesis submitted to the Office of Graduate Studies of Texas A&M University*, 1993.
- Reeves H., J. De Rosnay, Y. Coppens, et D. Simonnet, *La plus belle histoire du monde, les secrets de nos origines*, Editions du Seuil, 1996.
- Salomonson, V. V., W. L. Barnes, P. W. Maymon, H. E. Montgomery, and H. Ostrow, MODIS: Advanced Facility Instrument for Studies of the Earth as a system, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 27, pp. 2,145-2,153, 1989.
- Schwindling, M., P.-Y. Deschamps, and R. Frouin, Validation of aerosol models for satellite ocean color remote sensing, *J. Geophys. Res.*, vol. 103, 1998.
- Shettle, E. P., and R. W. Fenn, Models for aerosols of the Lower Atmosphere and Effects of Humidity Variations on Their Optical Properties, *Rep. AFGL-TR-79-0214*, U.S. Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, Mass., 1979.
- Smith, R. C., and K. S. Baker, Optical properties of the clearest natural waters (200-800 nm), *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 2,177-2,184, 1981.

- Stabeno, P. J., and E. C. Monahan, The influence of whitecaps on the albedo of the sea surface, *Oceanic Whitecaps*, edited by Monahan and Niocaill, pp 261-266, D. Reidel, Norwell, Mass., 1986.
- Tanré, D., M. Herman, P.-Y. Deschamps, and A. de Leffe, Atmospheric modeling for space measurements of ground reflectances, including bidirectional properties, *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 21,3587-21,3597, 1979.
- Vermote, E., R. Santer, P.-Y. Deschamps, and M. Herman, In-flight calibration of large field of view sensors at shorter wavelengths using Rayleigh scattering, *Int. J. Remote Sensing*, vol. 13, pp. 3409-3429, 1992.
- Viollier, M., Radiometric calibration of the Coastal Zone Color Scanner on Nimbus-7: a proposed adjustment, *Appl. Opt.*, vol. 21, pp. 6142-6145, 1982.
- Whitlock, C. H., D. S. Bartlett, and E. A. Gurganus, Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote-sensing of ocean aerosols, *J. Geophys. Res.*, vol. 9, pp. 719-722, 1982.
- Wu, J., Bubbles in the near-surface ocean: A general description, *J. Geophys. Res.* vol. 93, pp. 587-590, 1988.
- Zaneveld, J. R., D. M. Roach, and H. Pak, the determination of the index of refraction of oceanic particulates, *J. Geophys. Res.*, pp. 4091-4095, 1974.

Annexe 1 : Méthodes d'étalonnages

a) Etalonnage en intensité solaire par la méthode de Bouguer-Langley

Cette méthode utilisée pour l'étalonnage des photomètres consiste à réaliser par ciel dégagé et très stable, plusieurs mesures d'intensité solaire pour différentes masses d'air et ensuite d'extrapoler cette intensité à la masse d'air nulle. En effet, l'atmosphère est caractérisée par une épaisseur optique τ définie à la longueur d'onde λ par

$$I(\theta_s, \lambda) = I_o(\lambda) \exp \{-\tau(\lambda)m(\theta_s)\} \quad (\text{A1.1})$$

où I_o est l'intensité solaire hors atmosphère, I l'intensité solaire au bas de l'atmosphère, θ_s est l'angle zénithal solaire et $m(\theta_s)$ la masse d'air correspondante définie par

$$m(\theta_s) = (\cos(\theta_s) + a(90 - \theta_s + b)^{-c})^{-1} \quad (\text{A1.2})$$

où θ_s est exprimé en degrés, et a, b, c sont trois constantes déterminées par *Kasten et Young* (1989) : $a = 0.50572$, $b = 6.07995^\circ$, $c = 1.6364$.

Pour une bande spectrale de longueur d'onde centrale λ donnée, les comptes numériques $CN(\lambda)$ enregistrés par le photomètre sont proportionnels à l'intensité solaire qu'il observe dans son champ de vue. Ainsi, le coefficient de proportionnalité $K(\lambda)$ est défini pour cette bande spectrale par

$$I(\lambda) = K(\lambda) * CN(\lambda) \quad (\text{A1.3})$$

En combinant les équations (A1.1) et (A1.3), on peut écrire que

$$\ln\left(\frac{I(\lambda, \theta_s)}{I_o(\lambda)}\right) = \ln\left(\frac{CN(\lambda, \theta_s)}{CN_o(\lambda)}\right) = -\tau(\lambda)m(\theta_s) \quad (\text{A1.4})$$

ce qui signifie qu'il n'est pas nécessaire de connaître $K(\lambda)$ pour réussir à estimer l'épaisseur optique, mais il nous faut connaître la valeur CN_o correspondant à la masse d'air nulle. Pour cela, l'équation (A1.4) peut se réécrire

$$\ln(CN(\lambda, \theta_s)) = \ln(CN_o(\lambda, \theta_s)) - \tau(\lambda) m(\theta_s) \quad (\text{A1.5})$$

En conséquence, si nous considérons l'hypothèse d'une épaisseur optique stable durant la journée d'étalonnage (c'est typiquement le cas en montagne où en l'absence d'aérosols, l'épaisseur optique est seulement due au moléculaire (*Gordon et al., 1988*)), alors le logarithme népérien des comptes numériques mesurés au cours de la journée varie linéairement en fonction de la masse d'air, la pente de la droite correspondant à l'épaisseur optique. Par extrapolation à la masse d'air nulle, il nous est donc possible d'estimer CN_0 .

b) Etalonnage en réflectance utilisant une sphère intégratrice

Cette méthode consiste à étalonner un radiomètre en le plaçant devant l'ouverture d'une sphère d'intégration par laquelle une luminance connue est délivrée. Il est possible d'étalonner le radiomètre en énergie, mais comme celui-ci est destiné à des mesures de réflectance de surface, il sera étalonné en réflectance.

Introduisons alors la notion de réflectance équivalente de la lampe de la sphère ρ_{eq} définie pour la bande spectrale (ou le filtre) de l'appareil de longueur d'onde centrale λ_c par

$$\rho_{eq}(\lambda_c) = \frac{\pi \int_{\text{filtre}} L(\lambda)t(\lambda)d\lambda}{\int_{\text{filtre}} I_o(\lambda)t(\lambda)d\lambda} \quad (\text{A1.6})$$

où pour la longueur d'onde λ , $L(\lambda)$ est la luminance délivrée par la sphère en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ ($L(\lambda)$ est donnée par le constructeur), $t(\lambda)$ la transmission spectrale du filtre de l'instrument de longueur d'onde centrale λ_c , et $I_o(\lambda)$ l'éclairement solaire hors atmosphère d'après *Labs et Neckel* en $\text{W.m}^{-2}.\text{nm}^{-1}$. Lorsqu'il est placé devant l'ouverture de la sphère, le radiomètre (Simbad, MIR, Refpol ...) enregistre des comptes numériques $CN(\lambda_c)$ directement proportionnels à la luminance qu'il observe. Le coefficient d'étalonnage $K(\lambda_c)$ recherché, qui nous donnera donc directement l'équivalent en réflectance (définie par rapport à l'éclairement solaire hors atmosphère) d'un compte numérique, est alors simplement

$$K(\lambda_c) = \frac{\rho_{eq}(\lambda_c)}{CN(\lambda_c) - \text{Dark}(\lambda_c)} \quad (\text{A1.7})$$

où $\text{Dark}(\lambda_c)$ est le courant d'obscurité pour la bande spectrale considérée.

Les principales causes d'erreur sont l'incertitude du constructeur de la sphère ($\pm 2\%$), les réflexions parasites sur les murs, l'appareil... ($\pm 1\%$), et bien évidemment

le bruit de mesure du radiomètre. Sur deux étalonnages successifs, l'écart n'excède par 5 à 10 % dans le domaine spectral 400-900 nm.

Suivant la période (durée de vie des sphères de 1 an) et le besoin (intercomparaison), trois sphères intégratrices différentes ont été utilisées : la sphère 2 (Unisource 1200, Labsphere) du LOA, la sphère B (Spectralon, Labsphere) du LOA, et la sphère CNES dédiée aux expérimentations POLDER et reliée au standard international.

c) Etalonnage en réflectance avec une plaque en laboratoire

Cette méthode est assez voisine de la méthode détaillée en b) : la sphère intégratrice est remplacée par une plaque en spectralon éclairée à 3 mètres sur sa normale par une lampe. L'appareil étant placé à 50 cm du centre de la plaque et incliné à 45° de sa normale. L'ensemble plaque + lampe délivrant au niveau du radiomètre une luminance connue. Les coefficients d'étalonnage du radiomètre sont déterminés à partir des équations (A1.6) et (A1.7).

Cette méthode n'a été réalisée qu'une seule fois chez Biospherical Instruments, San Diego, le 4 octobre 1996. Les caractéristiques de la lampe et de la plaque n'étant pas connues au delà de 780 nm, cette méthode ne permet pas l'étalonnage des bandes spectrales voisines de 865 nm.

d) Etalonnage in-situ en réflectance avec une plaque

Cette méthode consiste, par une journée claire (ciel dégagé), à viser avec le radiomètre, une plaque étalon en spectralon placée horizontalement sur le sol. La plaque en spectralon de chez Labsphere est parfaitement lambertienne à quelques % près et de réflectance supérieure à 0.990 sur le domaine spectral 400-1400 nm. Préalablement nettoyée, elle est placée le plus justement possible à l'horizontal, le radiomètre étant placé au zénith soit manuellement par l'opérateur, soit à l'aide d'une perche. Le soleil est environ à 45° de la normale à la plaque.

La réflectance de la plaque étant donnée par le constructeur, et proche de l'unité, la réflectance, définie par rapport à l'éclairement solaire hors atmosphère), observée dans une des bandes spectrales de l'instrument de longueur d'onde centrale λ_c s'écrit

$$\rho_{obs}(\lambda_c) = \frac{\pi L(\lambda_c)}{E_o(\lambda_c)} \quad (A1.8)$$

où θ_s est l'angle zénithal solaire (typiquement 45°), et $E_o(\lambda_c)$ est l'éclairement solaire hors atmosphère. Le rapport entre la réflectance mesurée par le radiomètre et celle de la plaque est donc simplement la transmission atmosphérique. On a donc

$$t(\theta_s, \lambda_c) = \frac{\rho_{obs}(\lambda_c)}{\rho_{plaque}(\lambda_c)} \quad (A1.9)$$

où $t(\theta_s, \lambda_c)$ est la transmission atmosphérique totale qui peut être exprimée de façon approchée, lorsque l'épaisseur optique est faible (*Tanré et al.*, 1979), par

$$t(\theta_s, \lambda_c) = \exp\left\{-0.48 \frac{\tau_r(\lambda_c)}{\cos(\theta_s)} - 0.16 \frac{\tau_a(\lambda_c)}{\cos(\theta_s)}\right\} \quad (A1.10)$$

où $\tau_a(\lambda_c)$ est l'épaisseur optique aérosol mesurée sur le site et $\tau_r(\lambda_c)$ l'épaisseur optique Rayleigh selon *Gordon et al.* (1988)

$$\tau_r(\lambda_c) = (0.008524 \lambda_c^{-4} + 0.0000963 \lambda_c^{-6} + 0.0000011 \lambda_c^{-8}) \frac{P}{P_o} \quad (A1.11)$$

où P est la pression atmosphérique de surface et P_o la pression atmosphérique standard (1013.25 HPa) et où λ_c est exprimé en micromètres.

Le radiomètre visant la plaque, enregistre des comptes numériques $CN(\lambda_c)$ qui correspondent donc à la réflectance observée et $Dark(\lambda_c)$ qui correspondent au courant d'obscurité. Le coefficient d'étalonnage $K(\lambda_c)$ recherché, qui nous donnera donc directement l'équivalent en réflectance, définie par rapport à l'éclairement solaire hors atmosphère, d'un compte numérique, peut alors s'écrire est alors simplement à partir de l'équation (A1.9)

$$K(\lambda_c) = \frac{t(\theta_s, \lambda_c) \rho_{plaque}(\lambda_c)}{CN(\lambda_c) - Dark(\lambda_c)} \quad (A1.12)$$

Même si les erreurs liées à l'approximation de l'éclairement solaire reçu par la plaque sont faibles (inférieures à 5%), il convient de prendre garde à éviter toute modification intempestive du rayonnement naturellement descendant sur la plaque (opérateur habillé en blanc, proximité d'un mur réfléchissant, ...).

Cette méthode a l'avantage de permettre l'étalonnage régulier des appareils pendant une campagne de mesure, dans la limite où les conditions atmosphériques sont bonnes (ciel dégagé, peu ou pas d'aérosols).

Annexe 2 : Synthèse sur les étalonnages des instruments Simbad

Que ce soit avant ou après les nombreuses campagnes de mesure réalisées, les instruments Simbad ont eu besoin d'être étalonnés le plus régulièrement possible, que ce soit sur le gain fort (étalonnage sur sphère ou plaque) que sur le gain faible (étalonnage Bouguer). Cette annexe présente un bilan des étalonnages des instruments de la série Simbad.

1) Les étalonnages du gain fort

a) *Comparaison des méthodes sphère 2 et B (LOA) avec la sphère CNES*

En 1996, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique disposait d'une sphère intégratrice, appelée sphère 2, dont la surface interne peinte était vieillissante en mi-1997. Elle a donc laissé sa place à la sphère intégratrice en spectralon, appelée sphère B. En parallèle, il nous a été également possible de réaliser quelques étalonnages sur la sphère intégratrice du Centre National d'Etudes Spatiales raccordée à la norme internationale et utilisée pour l'étalonnage sol de POLDER.

Les deux premiers radiomètres de la série Simbad (numéros 1 et 2) ont été utilisés afin de réaliser une comparaison entre les résultats obtenus à l'aide de ces trois différentes sphères. Les tableaux ci-dessous présentent les écarts des résultats obtenus avec les sphère 2 et B par rapport à la sphère CNES, utilisée comme référence.

	443 nm	490 nm	560 nm	670 nm	870 nm
Simbad 01	-3.0%	-4.0%	-0.8%	-1.0%	-3.9%
Simbad 02	-3.2%	-4.4%	+0.2%	-2.8%	-1.8%

Table (A.2.1). Sphère 2 : Ecart ($K^{S2} - K^{SCNES}$) / K^{SCNES}

	443 nm	490 nm	560 nm	670 nm	870 nm
Simbad 01	+1.5%	+3.3%	+5.3%	+4.6%	+4.3%
Simbad 02	+2.4%	+5.6%	+6.6%	+5.5%	+5.8%

Table (A.2.2). Sphère B : Ecart ($K^{SB} - K^{SCNES}$) / K^{SCNES}

Nous constatons tout d'abord qu'il y a une très bonne reproductibilité des résultats entre les Simbads 1 et 2. Si les coefficients obtenus avec la sphère 2 sous-

estiment jusqu'à 4% ceux obtenus avec la sphère CNES, les coefficients obtenus avec la sphère B les surestiment jusqu'à 6% selon les canaux. Finalement, les résultats obtenus avec les 3 sphères coïncident à environ 7% près.

b) *Comparaison entre la méthode sphère 2 et les méthodes plaques*

Le Simbad prototype, équipé de la bande spectrale 865 nm et non 870 nm et non équipé de la bande spectrale 490 nm, a été étalonné plusieurs fois par la méthode sphère intégratrice (Annexe 1b) et également suivant les deux autres méthodes (Annexes 1c et 1d) utilisant, en laboratoire et in-situ, une plaque de réflectance connue.

	443 nm	560 nm	670 nm	865 nm
Simbad Proto	-2.8%	-1.8%	-0.7%	+0.3%

Table (A.2.3). Plaque en laboratoire : $\text{Ecart} (K^{\text{plac-labo}} - K^{\text{S2}}) / K^{\text{S2}}$

	443 nm	560 nm	670 nm	865 nm
Simbad Proto	+7.2%	+1.2%	+3.1%	+2.5%

Table (A.2.4). Plaque in-situ : $\text{Ecart} (K^{\text{plac.in-situ}} - K^{\text{S2}}) / K^{\text{S2}}$

La cohérence entre la Sphere 2 et l'étalonnage plaque en laboratoire est meilleure que 2%. L'accord avec l'étalonnage in-situ est moins bon, surtout à 443 nm, probablement à cause d'un problème de modélisation du rayonnement descendant sur la plaque (en effet, l'étalonnage en parallèle avec le radiomètre Refpol a produit sensiblement les mêmes résultats).

c) *Estimation de la précision d'étalonnage du gain fort*

Au vu des comparaisons réalisées ci-dessus, nous pouvons dresser la table d'estimation de la précision sur le coefficient d'étalonnage du gain fort des instruments Simbad.

λ (nm)	443	490	565	670	865
$\Delta K/K$	5.0%	8.6%	5.4%	6.9%	7.9%

Table (A.2.5). Précision de l'étalonnage du gain fort

La Figure (A2.1) présente une synthèse de tous les coefficients d'étalonnage des instruments Simbad pour les 5 longueurs d'onde de l'instrument sur une période de 18 mois (d'octobre 1996 à janvier 1998).

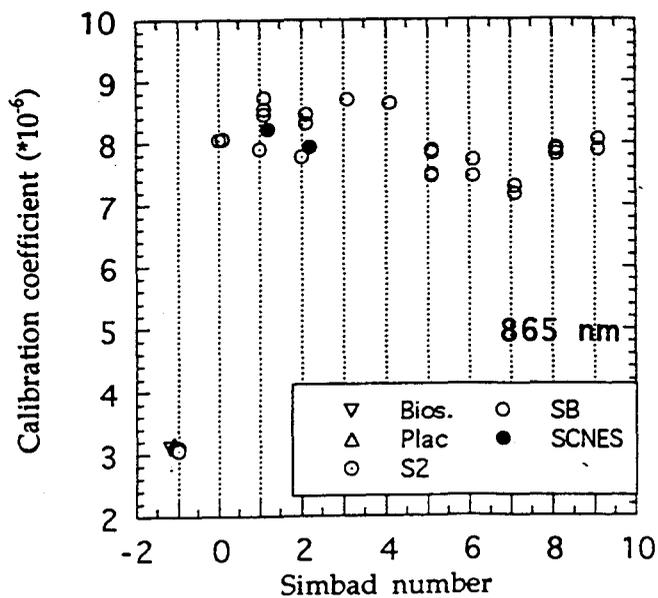
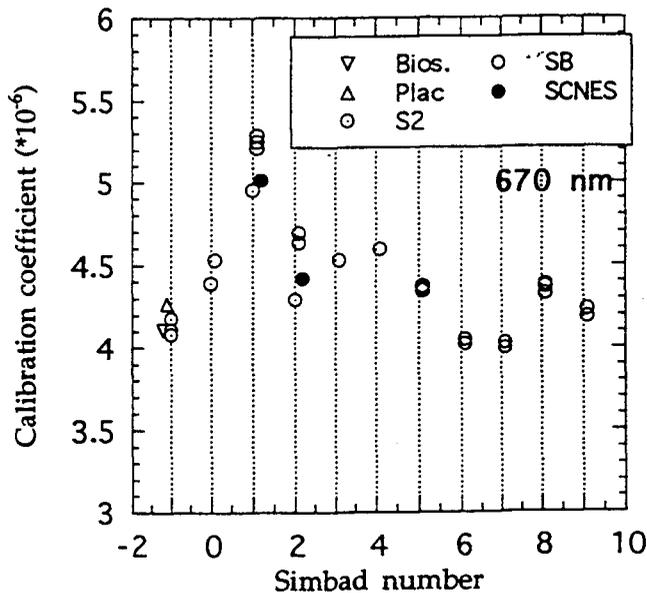
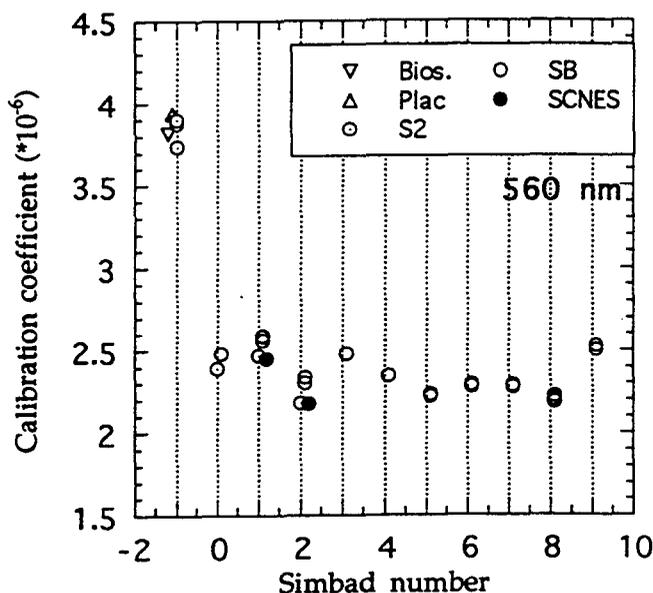
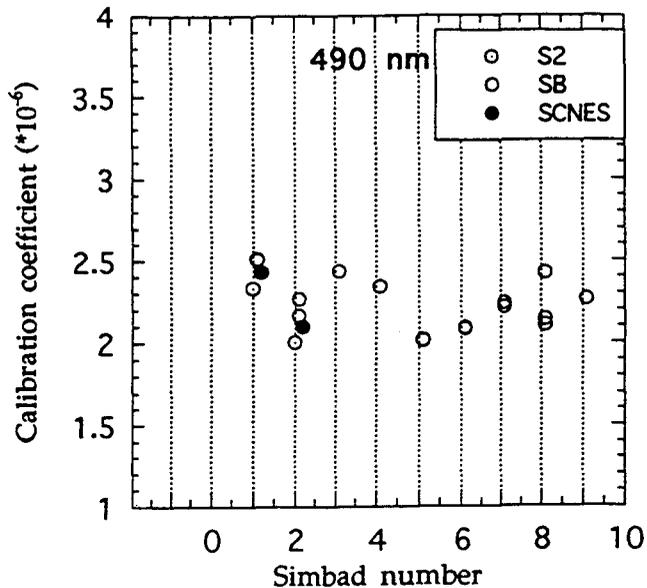
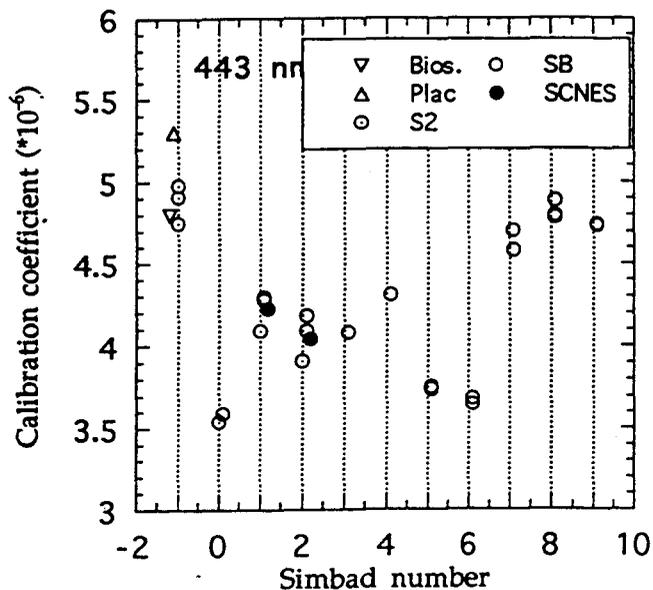


Figure A2.1 Synthèse, sur la période octobre 1996 à janvier 1998, des coefficients d'étalonnage du gain fort pour les 5 longueurs d'onde des instruments Simbad (-1 pour le prototype, 0 pour le présérie et de 1 à 10 pour la série). Les trois méthodes d'étalonnage, décrites en Annexe 1, sont la sphère intégratrice (SB, S2 et SCNES), la plaque en labo (Bios.) et la plaque in-situ (Plac).

2) Étalonnage du gain faible

Nos étalonnages Bouguer/Langley sont en général réalisés au Stephenson Peak (1896 m) où l'absence d'aérosol et la stabilité atmosphérique garantissent une bonne précision des étalonnages. Deux Simbads ont été étalonnés en parallèle avec un Cimel manuel : le 20 novembre 1996 pour le prototype et le 20 juin 1997 pour le Simbad 03. Les épaisseurs optiques mesurées pendant les étalonnages sont les suivantes (les valeurs à 440 nm mesurées par le Cimel sont ramenées à 443 nm, l'atmosphère ne contenant quasiment pas d'aérosol).

λ (nm)	443	670	870
Simbad 03	0.2160	0.0592	0.0206
Cimel	0.2077	0.0569	0.0234
Simbad proto	0.1855	0.0439	0.0182
Cimel	0.1922	0.0468	0.0171

Table (A.2.6). Table des épaisseurs optiques mesurées lors des étalonnages.

Nous observons donc une bonne cohérence entre ces instruments. Ces résultats nous permettent d'estimer la précision sur le coefficient d'étalonnage du gain faible pour les canaux à 443, 670 et 870 nm. Pour les bandes spectrales à 490 et 670 nm, la précision est fixée à 0.005. On a donc

λ (nm)	443	490	565	670	870
$\Delta \ln(CN_0)$	0.007	0.005	0.003	0.005	0.005

Table (A.2.7). Précision de l'étalonnage du gain faible

3) Conclusion :

La synthèse des coefficients présentée ci-dessus, permet de conclure que l'étalonnage absolu des instruments Simbad est connu avec une précision d'environ 7% pour le gain fort (observation de la mer) et avec une précision en épaisseur optique d'environ 0.005 pour le gain faible (visée solaire).

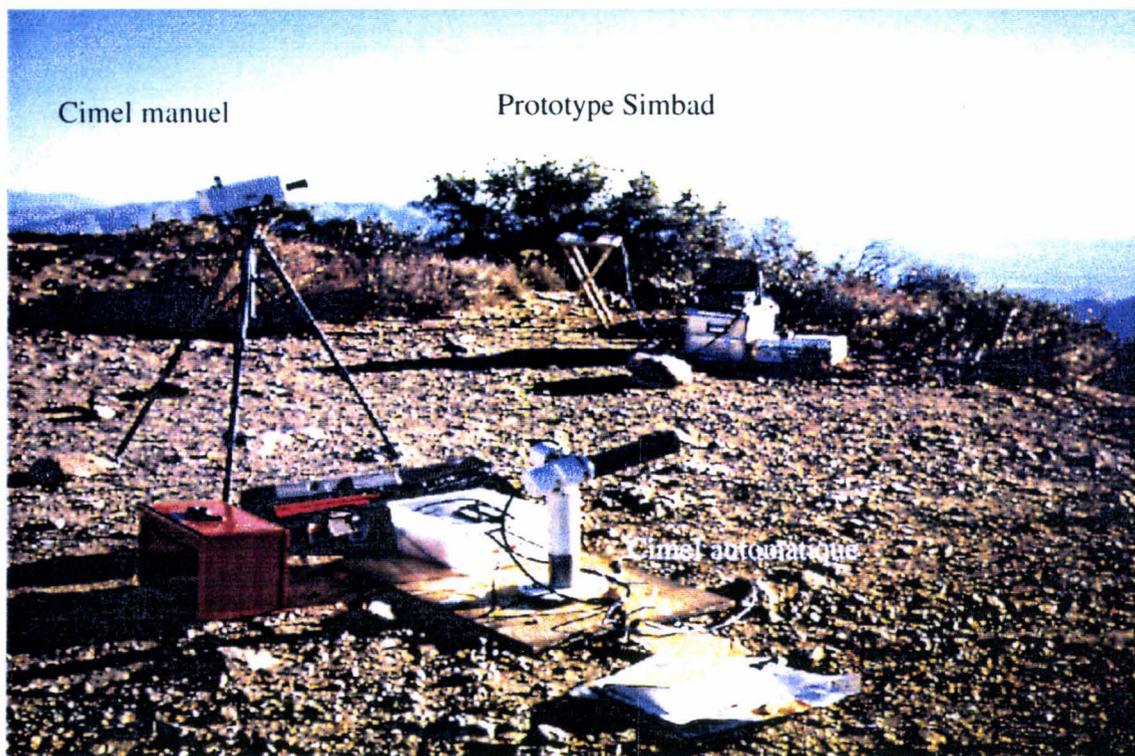


Photo 1: Dispositif experimental lors d'un etalonnage Bouguer-Langley au Stephenson Peak (Californie)

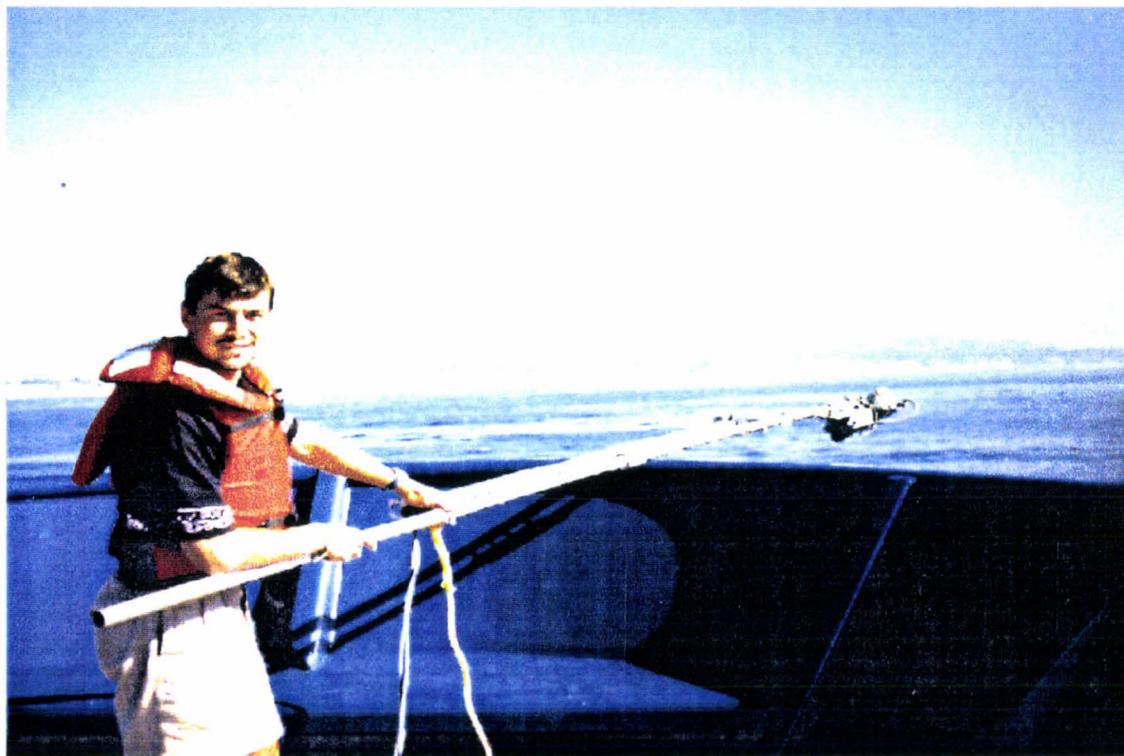
Photo 2: Dispositif experimental lors des mesures de reflectances d'ecume sur le pier de la Scripps Institution of Oceanography, La Jolla. 3 radiometres MIR synchronises pointaient les vagues deferlantes.





Photo 3: Dispositif experimental relatif aux mesures de reflectance marine a l'aide du radiometre Refpol muni d'un scanner et fixe au bout d'un mat orientable sur le pier de la Scripps Institution of Oceanography, La Jolla (avril 1996).

Photo 4: Dispositif experimental utilise pendant la campagne CalCOFI-9610 afin de realiser des mesures avec le radiometre Refpol. Celui-ci etait fixe au bout d'une perche disposee a l'avant du RV Roger Revelle (octobre 1996).



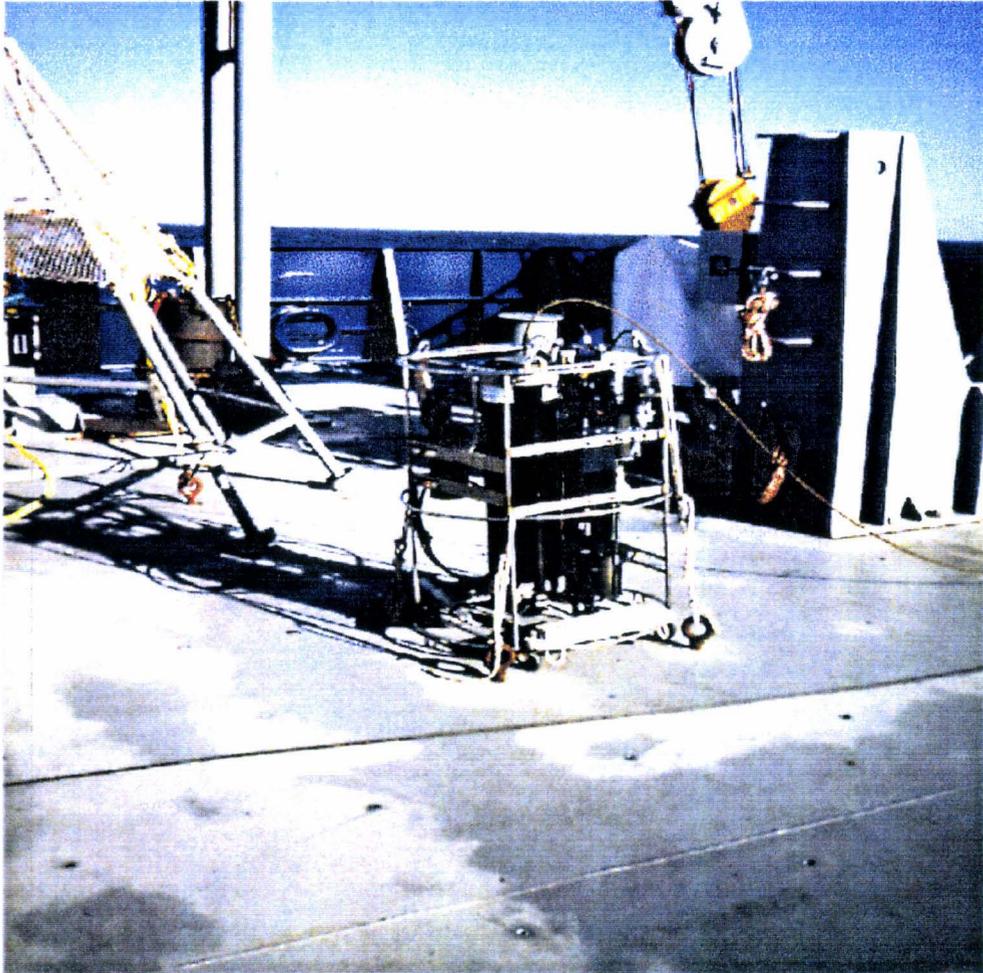


Photo 5: Sonde sous-marine MER de l'équipe de Gregg Mitchell (SIO).
L'instrument mesure en son sommet l'éclairage descendant et en sa base, la luminance remontant. L'instrument était immergé à l'aide d'un treuil sur le pont arrière du RV Roger Revelle (octobre 1996) pendant la campagne CalCOFI-9610.



Photo 6: Mesure de transmission atmosphérique à l'aide du radiomètre Simbad

Photo 7: Mesure de réflectance de surface (de l'océan) à l'aide du radiomètre Simbad

