

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET
MARIE CURIE**

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT D'ILE DE FRANCE (ED129)

Présentée par

Tristan Harmel

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

Sujet de thèse

**Apport des mesures directionnelles et polarisées
aux corrections atmosphériques au-dessus des
océans ouverts. Application à la mission
PARASOL**

soutenue le 26 novembre 2009

devant le jury composé de :

<i>Directeur de thèse :</i>	M. Malik Chami
<i>Rapporteurs :</i>	M. Jean-Claude Roger M. Kevin Ruddick
<i>Examineurs :</i>	M. François-Marie Bréon M. Philippe Goloub M. Antoine Mangin Mme. Laurence Picon M. Eric Thouvenot

« Les apparences marines sont fugaces à tel point que, pour qui l'observe longtemps, l'aspect de la mer devient purement métaphysique. Cette brutalité dégénère en abstraction. »

VICTOR HUGO, Les travailleurs de la mer.

« Iwoiwote iawa nekowila »

Ils ont bien mis leurs couleurs, les oiseaux.

Danse wila du répertoire wayãpi

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Océanographie de Villefranche, de l'Université Pierre et Marie Curie. Je tiens à remercier chaleureusement Messieurs Louis Legendre et Antoine Sciandra, directeur et directeur adjoint du laboratoire, et Messieurs Michel Glass et Fauzi Mantoura, directeurs successifs de l'Observatoire Océanologique de Villefranche, de m'avoir accueilli en leurs murs.

Cette thèse a été dirigée par Monsieur Malik Chami. Je suis heureux de lui exprimer ma gratitude pour les encouragements et les précieux conseils qu'il m'a donné ainsi que pour la relecture consciencieuse du manuscrit de thèse. Je le remercie également pour m'avoir donné l'occasion d'observer, du haut du pont du navire océanographique l'Atalante (mission OPTICMED), cette « couleur de l'océan » tant recherchée du haut des satellites.

Je remercie Messieurs Jean-Claude Roger et Kevin Ruddick qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être les rapporteurs de cette thèse. Mes remerciements s'adressent également à Messieurs François-Marie Bréon, Philippe Goloub, Antoine Mangin, Eric Thouvenot et Madame Laurence Picon pour avoir accepté de faire partie du jury.

Ce travail lié à la télédétection spatiale n'aurait pu avoir lieu sans les financements accordés par le Centre National d'Etudes Spatiales et la société ACRI-st ainsi que l'appui financier du Programme National de Télédétection Spatiale.

Les images du satellite PARASOL utilisées dans cette thèse proviennent des distributions effectuées par le CNES, le centre ICARE et la société HYGEOS. De sincères remerciements s'adressent donc aux personnels de ces organismes.

J'aimerais remercier personnellement :

Monsieur David Antoine pour m'avoir fourni les données de sa bouée BOUSSOLE accompagnées de son regard pointu sur la télédétection de la couleur de l'océan. J'ai également une pensée particulière pour l'ensemble des orfèvres de la donnée océanographique qui ont contribué au projet BOUSSOLE : Dominique, Bernard, Guislain, Enzo, Grigor, Emilie,...

Monsieur Jean-Luc Deuzé qui m'a fourni l'ensemble des fichiers des modèles d'aérosols fins et grossiers accompagnés de judicieux conseils d'utilisation.

Monsieur Bertrand Fournier dont la connaissance des arcanes de la mesure satellite m'a été précieuse.

P. Goloub, B. Holben, S. Pugnaghi, R. Santangelo, D. Tanré pour les données AERONET utilisées

Un merci respectueux aux scientifiques qui m'ont apporté l'envie de connaissance : Alain Harmel, David Aubin, Philippe Lognonné, Giovanni Occhipinti, Louis Prieur, André Morel, Isabelle Stengers, Gilles Deleuze,...

Un merci amical aux collègues de tous les jours : Francis, Enzo, Alexandre, Atsushi, Pierre, David, Edouard, Fabrizio, Kerstin, Linda, Eva, Elodie, Catherine, Carolina, Maeva, Xiao Gang, Christophe, Annick, Marcello, Marie-Paule, Jocelyne, Jens, Manu, ... Un grand merci à tous les membres de l'observatoire. Un merci familial aux amis de longue date, un merci redevable à mes parents, un merci en fanfare pour les membres de la fausse fanfare et un merci amoureux à Elise ... et à ma fille Soledad.

Sommaire

Remerciements iii

Sommaire v

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE 1 LA LUMIERE DANS LE SYSTEME ATMOSPHERE-OCEAN 7

1.1 Prolégomènes 7

1.1.1 Ondes électromagnétiques 7

1.1.2 Flux, luminance et réflectance 7

1.1.3 Paramètres de Stokes 9

1.2 Diffusion et absorption 12

1.2.1 Interactions rayonnement matière 12

1.2.2 Considérations géométriques 14

1.2.3 Matrices d'extinction, de diffusion et de phase 16

1.2.4 Matrices de diffusion utilisées dans les applications géophysiques 17

1.3 Transfert radiatif 18

1.3.1 Equation du transfert radiatif 18

1.3.2 Modélisation de l'interface atmosphère-océan 20

1.3.3 Résolution de l'équation de transfert radiatif, les codes 21

1.4 Modèles d'aérosols 22

1.4.1 Lois de distribution de taille 23

1.4.2 Dépendance spectrale 25

1.4.3 Modèles empiriques de Shettle et Fenn 25

1.4.4 Modèles d'aérosols bimodaux utilisés dans cette thèse 27

1.5 Considérations générales sur l'optique marine 30

1.5.1 Propriétés optiques des constituants marins 30

1.5.2 Classification des eaux 31

1.5.3 Quantités radiométriques 32

1.5.4 Corrections atmosphériques au-dessus des océans ouverts 33

CHAPITRE 2 ANALYSE DES MESURES MULTIDIRECTIONNELLES ET
POLARISEES DU CAPTEUR SATELLITAIRE PARASOL 35

2.1 Mesures du satellite PARASOL 36

2.1.1 Mission PARASOL 36

2.1.2 Mode d'acquisition et caractéristiques du capteur POLDER-III 37

2.1.3 Les images PARASOL de niveau 1 39

2.1.3.a Traitement des digits 39

2.1.3.b Traitement géographique 39

2.1.3.c	Lecture des images de niveau 1	40
2.1.4	Les images PARASOL de niveaux 2 et 3	41
2.1.5	Résolution et qualité des données PARASOL	41
2.2	Modalités de simulation des données synthétiques de type PARASOL	43
2.2.1	Génération des tables de pré-calcul	43
2.2.2	Fonctionnalités du code de transfert radiatif OSOA	44
2.3	Impact des propriétés optiques des aérosols sur les paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère	45
2.3.1	Sensibilité du signal au sommet de l'atmosphère aux caractéristiques microphysiques des aérosols	45
2.3.2	Information directionnelle	48
2.4	Impact du signal océanique sur les mesures satellitaires PARASOL	51
2.4.1	Propriétés optiques des particules marines	51
2.4.2	Influence de la couche marine sur la luminance au sommet de l'atmosphère	52
2.4.2.a	Influence de la bidirectionnalité du rayonnement sortant de l'eau	52
2.4.2.b	Influence de la taille des particules marines	57
2.4.3	Influence des particules marines sur le signal polarisé au sommet de l'atmosphère (Harmel & Chami, 2008)	61
2.4.3.a	Etude théorique	61
2.4.3.b	Validation à partir des mesures PARASOL	62
2.4.4	Publication parue dans Optics Express : Invariance of polarized reflectance measured at the top of atmosphere by PARASOL satellite instrument in the visible range with marine constituents in open ocean waters	63
2.5	Conclusion du chapitre	80
CHAPITRE 3 CORRECTION ATMOSPHERIQUE DES MESURES PARASOL MULTIDIRECTIONNELLES ET POLARISEES		83
3.1	Préambule	83
3.2	Principes de correction atmosphérique au-dessus des océans ouverts	85
3.2.1	Modélisation du transfert radiatif	85
3.2.2	Méthode de sélection du modèle d'aérosols et d'extrapolation	86
3.2.2.a	Méthode de sélection et d'extrapolation en approximation de diffusion simple	86
3.2.2.b	Méthode de sélection et d'extrapolation en diffusion multiple	88
3.2.3	Mise à jour de l'algorithme SeaWiFS	90
3.2.4	Algorithme POLDER/PARASOL standard	91
3.3	Développement de l'algorithme : <i>multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction (POLAC)</i>	92
3.3.1	Description de l'algorithme POLAC	92
3.3.2	LUT atmosphère et LUT marine	93
3.3.3	Modélisation du signal au sommet de l'atmosphère	94
3.3.4	Méthode d'inversion du transfert radiatif	96
3.4	Procédures d'inversion du signal TOA par POLAC	98
3.4.1	Estimation de l'épaisseur optique aérosol	98
3.4.2	Détermination du mélange d'aérosols	100
3.4.3	Estimation des réflectances marines	101
3.4.4	Incertitude sur la luminance marine estimée	103
3.5	Filtrage géophysique des données PARASOL	104

3.5.1	Filtrage du reflet du soleil (glint)	104
3.5.2	Filtrage des nuages	107
3.5.3	Application et validation du filtrage du glint et des nuages sur des images PARASOL.....	108
3.6	Conclusion du chapitre	111
CHAPITRE 4 EVALUATION DE L'ALGORITHME POLAC		113
4.1	Importance de l'information polarisée pour la détermination des aérosols	113
4.1.1	Importance relative des paramètres de Stokes I, Q et U.....	113
4.1.2	Importance de l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde du spectre visible	116
4.2	Validation théorique de POLAC	118
4.2.1	Simulation des pixels synthétiques.....	118
4.2.2	Impact du bruit de mesure sur les paramètres atmosphériques estimés	119
4.2.2.a	Impact du bruit de mesure sur l'épaisseur optique.....	119
4.2.2.b	Impact du bruit de mesure sur la détermination du modèle d'aérosols	120
4.2.3	Impact du bruit de mesure sur la détermination des luminances marines.....	122
4.3	Validations de POLAC avec des mesures au sol et in situ	125
4.3.1	Comparaison des produits POLAC aux mesures atmosphériques au sol	125
4.3.1.a	Le réseau AERONET	125
4.3.1.b	Données utilisées pour la comparaison	126
4.3.1.c	Comparaison des produits POLAC et AERONET	126
4.3.2	Comparaison des produits POLAC aux mesures marines in situ	129
4.3.2.a	La bouée radiométrique BOUSSOLE	129
4.3.2.b	Données utilisées pour la comparaison	130
4.3.2.c	Comparaison des produits POLAC et BOUSSOLE	131
4.4	Application de l'algorithme POLAC aux images PARASOL	137
4.4.1	Produits atmosphériques	137
4.4.1.a	Qualité des paramètres atmosphériques estimés	137
4.4.1.b	Importance de l'information polarisée	140
4.4.2	Produits couleur de l'océan	142
4.4.2.a	Qualité des luminances marines estimées	142
4.4.2.b	Importance de l'information polarisée	146
4.4.3	Incertitudes associées aux produits POLAC.....	149
4.5	Comparaison entre les produits POLAC et des autres missions spatiales	151
4.5.1	Produits atmosphériques	151
4.5.2	Produits couleur de l'océan	153
4.6	Conclusion du chapitre	156
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		159
Conclusion générale		159
Perspectives		163
i.	Possibilités d'amélioration de l'algorithme POLAC	163
ii.	Application aux autres missions spatiales	164
iii.	Perspectives à long terme	165
ANNEXES.....		167

A.	Indicateurs statistiques.....	167
B.	Reflet spéculaire du soleil (<i>Glint</i>) au sommet de l'atmosphère	168
C.	Notations.....	170
D.	Glossaire.....	172
	<i>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	174
	Résumé	190

INTRODUCTION GENERALE

Le système Terre repose sur une série d'équilibres mettant en relation les surfaces émergées, les océans, l'atmosphère et la cryosphère. Au sein de ces interrelations, le couple atmosphère-océan joue un rôle prédominant dans l'établissement de notre climat à l'échelle planétaire. Conjointement, l'ensemble des phénomènes climatiques est sous-tendu par la biosphère, dont les processus biologiques et écologiques perturbent l'équilibre du système Terre par le caractère dynamique et auto-entretenu des processus mis en jeu. La compréhension du système Terre est donc infiniment liée à l'écologie, aux relations biogéochimiques ou encore aux événements extrêmes (e.g. ouragans) qui ont lieu autour du globe et au sein des océans. Par conséquent, l'étude et la compréhension des processus régissant l'environnement terrestre repose généralement sur l'observation et particulièrement sur la qualité des mesures qui en découlent. L'avènement de la télédétection spatiale, lors de la deuxième moitié du XX^e siècle, a rendu possible la collecte d'information à l'échelle planétaire avec une fréquence temporelle pouvant aller de quelques minutes à quelques jours. A cette même époque, les conséquences de la révolution industrielle (pollution de l'air et des cours d'eau, marées noires, etc.), ainsi que l'épuisement des ressources (chocs pétroliers, par exemple), se font plus sensibles. L'observation satellitaire a alors servi de pierre de touche pour forger la notion contemporaine « d'environnement ». La constante amélioration de la qualité des mesures, et des produits qui en sont dérivés, est alors l'une des principales voies d'investigation scientifique pour répondre à la question majeure de notre époque : « quel est l'impact de l'activité anthropique sur l'environnement, et quelles en sont les conséquences à venir ? »

Radiométrie de la couleur de l'océan

L'écosystème marin est principalement contrôlé par les communautés d'algues unicellulaires appelées phytoplancton qui constitue le premier maillon de la chaîne alimentaire. La dynamique de l'écosystème marin est alors dépendante de l'afflux constant d'énergie en provenance du soleil. L'activité photosynthétique du phytoplancton capte une partie du spectre solaire dans le visible à l'aide de pigments (principalement la chlorophylle) contenus au sein des cellules. Puisque ces pigments absorbent la lumière provenant du soleil, le phytoplancton exerce une influence profonde sur le champ lumineux sous-marin. L'intensité de ce flux peut être mesurée à différentes longueurs

d'ondes par des radiomètres déployés dans la colonne d'eau ou embarqués sur des satellites. L'ensemble de ces mesures constitue la radiométrie du spectre visible de l'océan, communément appelée « couleur de l'océan ». L'observation satellitaire de la couleur de l'océan a révolutionné le champ de l'océanographie biologique et a apporté d'importantes contributions à la biogéochimie, à l'océanographie physique, à la modélisation de l'écosystème, à l'évaluation des stocks pour la pêche ou encore à l'aménagement du territoire côtier (IOCCG, 2008).

L'exploitation des mesures acquises depuis l'espace pour l'observation de la couleur de l'océan date des années 1970. Dès cette époque, l'exploitation des mesures du satellite LANDSAT-1 a montré que d'importantes informations sur l'océan pouvaient être observées et étudiées par imagerie optique depuis l'espace. Cependant, l'utilisation de ces images se limitait à l'observation des sédiments côtiers (Klemas et al., 1973) et des courants océaniques (Maul & Gordon, 1975), en raison de la faible résolution radiométrique du capteur. Dans le même temps, des analyses de mesures aéroportées ont montré la faisabilité de l'observation de la concentration en chlorophylle par télédétection spatiale (Clarke et al., 1970). A la suite de ces investigations, le satellite Nimbus-7 fut lancé fin 1978, embarquant le capteur *Coastal Zone Color Scanner* (CZCS) spécialement dédié à l'observation de la couleur de l'océan (Hovis et al., 1980). La mission CZCS a apporté la preuve que des observations de la concentration en chlorophylle depuis l'espace sont possibles. Cependant, il a fallu attendre 1997 pour que le successeur de CZCS, le capteur *Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor* (SeaWiFS) de la NASA soit lancé. Dès lors, de multiples capteurs dévolus à la couleur de l'océan ont été mis en orbite, pour ne citer que les principaux : OCTS (NASA), MODIS (NASA), MERIS (ESA), POLDER/PARASOL (CNES), GLI (JAXA), etc. (Le lecteur se reportera au glossaire pour la signification de ces acronymes.) Pour chacune de ces missions, des procédures de calibration et des traitements algorithmiques ont été développés afin d'exploiter au mieux les capacités des capteurs embarqués.

Le satellite PARASOL (*Polarization & Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar*) embarque le capteur POLDER (*POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances*) (Deschamps et al., 1994). Il a été lancé par l'agence spatiale française (CNES) et est opérationnel depuis mars 2005. Cette mission fournit des données de l'intensité et de l'état de polarisation de la lumière dans le spectre visible et proche-infrarouge. De plus, ces données sont acquises selon plusieurs directions d'observation pour une même cible observée, fournissant ainsi une information optique multidirectionnelle sur le système atmosphère-océan. En fin d'année 2009, la mission PARASOL est toujours opérationnelle. Deux missions similaires sont prévues dans un futur proche, avec la mission Glory (NASA) embarquant le capteur Aerosol Polarimetry Sensor (APS) (Mishchenko et al., 2007a) et la seconde génération de l'instrument Global Imager GCOM-SGLI (JAXA) (Honda et al., 2005). Dans cette thèse, les caractéristiques du capteur de la mission PARASOL

ont été exploitées pour l'amélioration de l'observation de la couleur de l'océan au-dessus des océans ouverts.

Correction atmosphérique et aérosols

Une mesure satellite au-dessus des océans ouverts dans le spectre visible est constituée à plus de 80% d'un signal d'origine atmosphérique (Hovis & Leung, 1977) ; les 20% restants possèdent alors une information sur la couche marine. Afin d'obtenir une mesure radiométrique d'origine strictement marine, un traitement algorithmique est appliqué aux mesures satellite, dénommé « correction atmosphérique ». Cette opération consiste à soustraire la composante atmosphérique et celle de l'interface eau-air du signal mesuré au sommet de l'atmosphère, afin d'estimer la contribution du signal marin. En raison de la faible intensité du signal marin, la correction atmosphérique est une opération délicate et ne peut se faire que si la résolution radiométrique du capteur est suffisante. Malgré l'excellente résolution radiométrique des capteurs « couleur de l'océan » (IOCCG, 1997), l'incertitude sur la luminance marine peut atteindre $\pm 35\%$ à cause du bruit du capteur dans l'infrarouge (Hu et al., 2001).

Par ailleurs, le signal atmosphérique est fortement variable du fait de la présence d'aérosols. La signature optique des aérosols est par conséquent l'inconnue principale, que la correction atmosphérique a pour but d'estimer. Les aérosols ont une faible durée de vie dans l'atmosphère (inférieure à 15 jours) ; leur répartition spatiale est donc fortement variable. Les aérosols existent à l'état naturel (poussières désertiques, aérosols marins, etc.). Cependant, l'industrialisation et les activités humaines relâchent des doses excessives de particules dans l'atmosphère. Or, les aérosols jouent un rôle majeur dans le transfert de l'énergie radiative dans l'atmosphère (induisant un forçage climatique positif, i.e. réchauffement), ainsi que dans la conversion de la vapeur d'eau en gouttelettes nuageuses et en pluies (induisant un forçage climatique négatif). De ce fait, les aérosols ont un effet complexe sur le bilan radiatif terrestre et les aérosols restent la plus large incertitude présente dans l'estimation du forçage climatique (IPCC, 2007), principalement à cause du manque de mesures fiables à l'échelle planétaire.

Grâce à l'ensemble des missions spatiales d'observation des aérosols, incluant les missions couleur de l'océan, en synergie avec les réseaux d'observation depuis le sol, les incertitudes sur les propriétés optiques des aérosols ont été fortement réduites. Cependant, d'importantes différences perdurent entre les produits déterminés par les missions spatiales actuelles. Par exemple, les différences sur l'épaisseur optique aérosol estimée, qui est un indicateur de l'abondance de l'atmosphère en aérosols, sont parfois supérieures à la variabilité interannuelle (Mishchenko et al., 2009). Dans le cas de l'observation des aérosols au-dessus des océans, les principaux facteurs responsables des différences entre missions sont : le masquage des nuages, le traitement de l'interface

air-eau, la modélisation des aérosols et les différences de calibration entre les instruments (Li et al., 2009).

Dans la logique d'améliorer à la fois l'observation satellitaire des aérosols et de la couleur de l'océan, l'objectif de cette thèse a été d'évaluer et d'exploiter le bénéfice apporté par l'utilisation de données directionnelles et polarisées acquises depuis l'espace. Dans un premier temps, les données de la mission PARASOL ont été analysées afin de quantifier l'information géophysique présente dans les données satellite multidirectionnelles et polarisées, e.g. contribution du signal marin au signal polarisé au sommet de l'atmosphère. Sur la base de cette étude, un algorithme original de correction atmosphérique, appelé *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC), a été développé. A partir de l'information directionnelle et polarisée des images PARASOL, l'algorithme POLAC estime l'épaisseur optique aérosol, la présence d'aérosols fins et grossiers, et la luminance qui sort de l'eau (couleur de l'océan). De plus, il permet d'identifier les données contaminées par le reflet du soleil sur la surface marine et par la présence de nuages résiduels.

Organisation de la thèse

Afin de faciliter la lecture et la compréhension de ce manuscrit, le premier chapitre est consacré à la description et à la définition des différents paramètres et phénomènes qui régissent le transfert de l'énergie radiative dans le système atmosphère-océan. Une emphase particulière est apportée au formalisme vectoriel de l'équation du transfert radiatif par l'introduction des paramètres de Stokes, lesquels permettent de définir complètement l'intensité et l'état de polarisation de la lumière. La modélisation du transfert radiatif pour le système couplé atmosphère-océan, utilisée au long de cette thèse, est alors décrite. Dans ce chapitre, la modélisation des propriétés optiques des aérosols et quelques notions d'optique marine sont également abordées.

La télédétection spatiale de la couleur de l'océan se base habituellement sur un ensemble de mesures multispectrales, monodirectionnelles (une seule direction d'observation disponible) et non-polarisées. L'objectif de cette thèse étant d'exploiter les mesures multispectrales, polarisées et multidirectionnelles de PARASOL, un premier travail a naturellement été de quantifier l'impact des constituants de la couche marine sur ce type de mesures et ainsi élaborer des stratégies pour leur détection. Dans le second chapitre, les caractéristiques du satellite PARASOL sont décrites, incluant les objectifs généraux de la mission et les procédures de calibration et traitement des images. L'influence des aérosols sur le signal au sommet de l'atmosphère est étudiée, en particulier dans le cas du signal polarisé aux courtes longueurs d'onde du spectre visible. Ensuite, l'influence de différents types de constituants de la couche marine sur les mesures au sommet de l'atmosphère est analysée à partir de simulations du transfert radiatif pour le système couplé atmosphère-océan. Un regard particulier est porté sur l'exploitation des mesures multidirectionnelles pour l'observation de la couleur de l'océan. De récents travaux ont montré théoriquement l'influence négligeable des

constituants marins sur l'état de polarisation du rayonnement au sommet de l'atmosphère (Chami, 2007). Nous avons donc étudié si l'approche de Chami (2007), effectuée pour des conditions géométriques restreintes, est généralisable à la configuration des mesures PARASOL. La dernière partie du chapitre 2 est alors spécialement dédiée à l'analyse du signal polarisé PARASOL mesuré à 490 nm, niveau bleu-vert du spectre visible. Dans ce travail, des calculs théoriques de transfert radiatif et de véritables mesures PARASOL ont été utilisés conjointement. L'utilisation de ce canal polarisé au sein d'algorithmes de correction atmosphérique est alors discutée.

Dans le contexte de la mission PARASOL et des futures missions Glory et GCOM-SGLI, nous avons développé un algorithme de correction atmosphérique original, dénommé *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC), afin d'exploiter au mieux les mesures polarisées et directionnelles dans le cadre de la télédétection de la couleur de l'océan. Dans le troisième chapitre, les méthodes standards de correction atmosphérique au-dessus des océans ouverts sont préalablement décrites. Le principe de l'algorithme POLAC est ensuite détaillé. Le reflet du soleil sur la surface de l'eau peut contaminer les données suivant la géométrie d'observation. Malgré cela, un certain nombre de directions d'observation de PARASOL reste exploitable pour l'estimation de la couleur de l'océan. Une procédure de filtrage du reflet du soleil a alors été développée afin de garder un nombre maximal de directions d'observation exploitables. De plus, cette procédure permet d'identifier les pixels contaminés par la présence de nuages fins non détectés par la chaîne de traitement standard des données PARASOL. Cette procédure, qui utilise l'information multidirectionnelle des données PARASOL, est présentée en fin de chapitre.

Enfin, la dernière partie de ce manuscrit, exposée dans le quatrième chapitre, est consacrée à l'évaluation des performances de l'algorithme POLAC. Dans ce chapitre, la pertinence et l'importance de l'information polarisée, au sein des procédures d'inversion de POLAC, sont tout d'abord évaluées d'un point de vue théorique. L'algorithme est ensuite testé sur un ensemble de données synthétiques, afin d'analyser et quantifier la robustesse des procédures d'inversion au bruit rencontré typiquement dans des mesures géophysiques. Dans un troisième temps, l'algorithme est appliqué à de nombreuses images PARASOL au-dessus de sites AERONET (Holben & al., 1998) où les propriétés optiques des aérosols sont mesurées depuis le sol, et au-dessus du site de la bouée radiométrique BOUSSOLE (Antoine et al., 2006) en Méditerranée. Les paramètres géophysiques estimés par POLAC sont alors comparés à ceux fournis par les sites de mesures au sol et *in situ*, en vue de la validation de l'algorithme. Enfin, les paramètres estimés par l'algorithme POLAC sont évalués, puis comparés, à partir d'images PARASOL et celles provenant d'autres missions de télédétection des aérosols et de la couleur de l'océan.

Chapitre 1 LA LUMIERE DANS LE SYSTEME ATMOSPHERE-OCEAN

1.1 PROLEGOMENES

1.1.1 Ondes électromagnétiques

Les bases théoriques descriptives de la lumière et de sa propagation sont formées par l'électromagnétisme classique. La lumière, ou n'importe quelle onde électromagnétique, y est caractérisée par un système de quatre équations, dites équations de Maxwell (Maxwell, 1873), ainsi que par des conditions de jauge qui permettent une résolution univoque du système. Si l'observateur est assez loin de la source (hypothèse champ lointain), la résolution des équations de Maxwell conduit aux expressions du champ électrique (\mathbf{E}) et magnétique (\mathbf{H}) sous forme d'ondes planes, qui dépendent du temps et des coordonnées spatiales. On définit l'indice de réfraction n du milieu comme le rapport de la vitesse de phase de l'onde dans le vide sur celle dans le milieu. La direction de propagation de l'onde est modifiée lors du passage entre deux milieux d'indice de réfraction différent. La partie imaginaire n_i de l'indice de réfraction étant explicitement présente dans le terme d'atténuation de l'onde, n_i s'interprète physiquement comme caractérisant l'absorption d'un milieu. Toujours d'après les équations de Maxwell, les champs électrique et magnétique sont constamment orthogonaux. Par conséquent, une onde électromagnétique peut être considérée en terme de champ électrique (ou magnétique) uniquement.

1.1.2 Flux, luminance et réflectance

En optique atmosphérique ou en optique marine, les instruments traditionnellement utilisés ne peuvent mesurer les champs électrique ou magnétique directement mais seulement des quantités moyennées sur le temps, assimilable à un flux énergétique Φ . Ce flux s'exprime en watt (W) et représente la puissance de rayonnement électromagnétique émis par une source, transporté par un faisceau ou encore reçu par un récepteur (capteur). En pratique, il est utile de définir différentes grandeurs radiométriques qui découlent de ce flux. Les différentes grandeurs, que nous recensons ici, sont évidemment dépendantes de la longueur d'onde ; pour des raisons de clarté, cette dépendance est

considérée implicitement dans les définitions qui suivent. Les conventions géométriques utilisées sont présentées Figure 1.1.

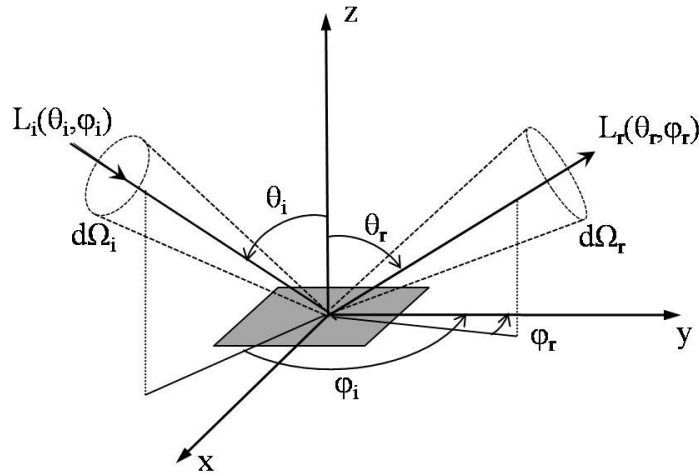


Figure 1.1. Géométrie utilisée dans la définition des différentes grandeurs radiométriques. La surface grisée symbolise une surface plane réfléchissante, l'axe Z est normal à cette surface. Les indices i et r sont utilisés pour représenter le faisceau incident et réfléchi, respectivement.

- Le facteur de réflectance R (sans unité) est défini comme le simple rapport du flux réfléchi sur le flux incident

$$R = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} \quad (1.1)$$

- L'intensité énergétique I (*radiant intensity* en anglais), exprimée en watt par stéradian ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$), est le flux émis par unité d'angle solide dans une direction donnée. L'indicatrice d'émission est alors définie comme l'enveloppe des vecteurs de module $\mathbf{I}(\mathbf{u})$, \mathbf{u} balayant toute les directions de l'espace. Une surface est dite lambertienne, lorsque son indicatrice d'émission est sphérique. Nous verrons au paragraphe 1.2, qu'en régime de diffusion primaire l'indicatrice d'émission peut être confondue avec la fonction de phase à un facteur près.

$$I(\mathbf{u}) = \frac{d\Phi_r}{d\Omega_r}, \quad (\text{en } \text{W} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (1.2)$$

- L'émittance énergétique ou exitance M (*radiant emittance* en anglais), exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, est le flux émis par une source, dans toutes les directions, par unité de surface. De même, on définit l'éclairement énergétique E (*irradiance* en anglais) comme le flux reçu par unité de surface et intégré sur toutes les directions.

- La luminance énergétique L (*radiance* en anglais), exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, est le flux émis par unité d'angle solide et par unité de surface normale à la direction d'émission. Un réflecteur (ou une source) est dit lambertien si L est indépendant de la géométrie d'observation (θ_r, ϕ_r) . Dans le cas

lambertien, l'émittance M (ou l'éclairement) est facilement calculée en intégrant la luminance sur l'espace hémisphérique, c'est-à-dire pour toutes les directions où θ_r est compris entre 0 et $\pi/2$ radian.

$$M = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} L \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \pi L \quad (\text{en W.m}^{-2}) \quad (1.3)$$

En considérant une unité de surface, un équivalent du facteur de réflectance R peut être calculé dans le cas lambertien comme le rapport $\pi L/E$. En général, L dépend de la géométrie d'observation et le rapport $\pi L/E$ est utilisé à des fins de normalisation pour exprimer la réflectance bidirectionnelle ρ :

$$\rho(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{\pi L(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)}{E(\theta_i, \varphi_i)} \quad (1.4)$$

Par ailleurs, au sommet de l'atmosphère (abrégié TOA pour *Top Of the Atmosphere*), l'éclairement solaire E est égale à $\cos(\theta_s) \times \Phi_0$, où θ_s et Φ_0 sont l'angle zénithal solaire et le flux solaire TOA, respectivement. En télédétection spatiale, la luminance normalisée ${}_nL$ est alors souvent utilisée :

$${}_nL(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r) = \frac{\pi L(\theta_i, \varphi_i; \theta_r, \varphi_r)}{\Phi_0}, \quad (1.5)$$

La luminance normalisée se distingue de la réflectance bidirectionnelle par le $\cos(\theta_s)$ au dénominateur. Ces deux grandeurs conservent une dépendance à la géométrie d'observation. De plus, elles présentent l'avantage d'être sans unité, ce qui est d'un grand intérêt dans la comparaison des mesures entre elles ou la comparaison des mesures aux simulations qui sont alors effectuées pour un flux solaire standardisé.

1.1.3 Paramètres de Stokes

Les différentes grandeurs radiométriques définies ci-dessus ne considèrent pas l'orientation des vecteurs constituant le champ électrique (ou magnétique) en un point et un instant donnés. C'est cette direction qui caractérise l'état de polarisation des champs électromagnétiques. Pour caractériser complètement les champs électromagnétiques du point de vue de la mesure optique, i.e. intensité énergétique et état de polarisation, Stokes introduit quatre paramètres mesurables –ce sont des nombres réels- en 1852 (Stokes, 1852). Il est cependant aisé d'introduire ces paramètres par le biais du vecteur complexe $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ définissant le champ électrique. En effet \mathbf{E} peut se décomposer en deux composantes orthogonales du point de vue de l'observateur

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_\theta(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{u}}_\theta + E_\varphi(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{u}}_\varphi \quad (1.6)$$

où $\hat{\mathbf{u}}_\theta$ et $\hat{\mathbf{u}}_\varphi$ sont deux vecteurs unitaires orthogonaux du point de vue de l'observateur. Puisque E_θ et E_φ sont complexes, quatre quantités linéairement indépendantes permettent de caractériser complètement les composantes du vecteur champ électrique :

$$\begin{aligned}
 E_{\theta}(\mathbf{r}, t)[E_{\theta}(\mathbf{r}, t)]^* &= E_{0\theta}E_{0\theta}^*, & E_{\theta}(\mathbf{r}, t)[E_{\varphi}(\mathbf{r}, t)]^* &= E_{0\theta}E_{0\varphi}^*, \\
 E_{\varphi}(\mathbf{r}, t)[E_{\theta}(\mathbf{r}, t)]^* &= E_{0\varphi}E_{0\theta}^*, & E_{\varphi}(\mathbf{r}, t)[E_{\varphi}(\mathbf{r}, t)]^* &= E_{0\varphi}E_{0\varphi}^*.
 \end{aligned}
 \tag{1.7}$$

Les quantités $E_{0\theta}$ et $E_{0\varphi}$ sont les composantes de l'amplitude complexe du champ électrique, l'exposant * signifie que l'on prend le complexe conjugué de la quantité affectée. Ces quantités multipliées par le facteur $\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon/\mu}$, où ε et μ sont la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du milieu de propagation, ont la dimension d'un flux énergétique (W.m^{-2}). Cependant, certaines de ces quantités sont complexes. Les paramètres de Stokes I, Q, U et V sont définis comme les quatre combinaisons de ces quantités ne faisant plus apparaître que des valeurs réelles. Les paramètres de Stokes sont par conséquent observables par les instruments optiques traditionnels. On définit alors le vecteur de Stokes \mathbf{S} comme le vecteur colonne de ces quatre paramètres :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \begin{bmatrix} E_{0\theta}E_{0\theta}^* + E_{0\varphi}E_{0\varphi}^* \\ E_{0\theta}E_{0\theta}^* - E_{0\varphi}E_{0\varphi}^* \\ -2\text{Re}(E_{0\theta}E_{0\varphi}^*) \\ 2\text{Im}(E_{0\theta}E_{0\varphi}^*) \end{bmatrix}
 \tag{1.8}$$

Les quatre paramètres de Stokes comme définit en (1.8) ont tous la dimension d'une intensité. Le paramètre I correspond à l'intensité énergétique ; I est toujours positif. Les paramètres Q, U et V définissent la polarisation de l'onde électromagnétique, c'est-à-dire l'orientation du vecteur champ électrique dans l'espace le long de la direction de propagation de l'onde. Cette orientation peut-être décrite par l'ellipse que décrit la pointe du vecteur de la partie réelle du champ \mathbf{E} (Figure 1.2). Les paramètres Q, U et V s'écrivent alors :

$$Q = -I \cos 2\beta \cos 2\zeta \tag{1.9}$$

$$U = I \cos 2\beta \sin 2\zeta \tag{1.10}$$

$$V = -I \sin 2\beta \tag{1.11}$$

La considération du signe de chacun de ces paramètres est donc de première importance pour caractériser l'état de polarisation du rayonnement. Si $V = 0$, alors les termes en β disparaissent, l'ellipse se confond avec une droite, l'onde est polarisée linéairement. Dans le cas de l'atmosphère terrestre, V est de l'ordre de 10^{-3} W.m^{-2} dans le domaine du spectre visible (Hansen & Travis, 1974). Il est alors habituel de considérer V comme négligeable par rapport aux autres paramètres et la polarisation atmosphérique est alors purement linéaire (Schutgens et al., 2004; Kotchenova et al., 2006). Les travaux effectués au cours de cette thèse se placent dans cette hypothèse. Cette approximation ne s'applique cependant pas systématiquement à la lumière sous-marine où la

polarisation elliptique peut atteindre jusqu'à 10% du rayonnement total (Ivanoff & Waterman, 1958) ; une lumière polarisée circulairement augmente d'ailleurs l'activité photosynthétique et la synthèse de chlorophylle-a au sein de la cellule de certaines espèces marines (McLeod, 1957).

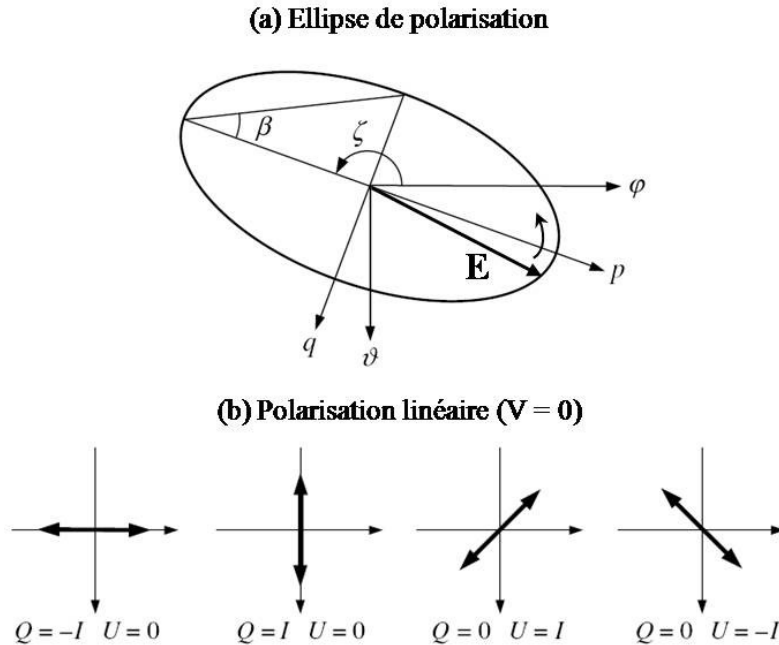


Figure 1.2. (a) Définition des paramètres de l'ellipse que décrit la pointe du vecteur champ électrique \mathbf{E} dans l'espace, l'onde se propageant perpendiculairement à la feuille vers le lecteur. (ϑ, φ) et (p, q) définissent le référentiel de référence et de l'ellipse, respectivement. (b) Représentation de quelques cas particuliers d'une onde polarisée linéairement.

Une mesure optique d'un faisceau lumineux intègre, sur un laps de temps donné, un grand nombre d'ondes électromagnétiques ayant leur état de polarisation propre. Dans un tel faisceau quasi-monochromatique, seule une partie de ces ondes vibre en phase, cette partie de la lumière est dite cohérente ou polarisée. Le taux de polarisation, noté P , est la proportion de lumière cohérente d'un faisceau lumineux. Il s'écrit en fonction des paramètres de Stokes comme suit :

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (1.12)$$

Le rayonnement solaire est non-polarisé, c'est-à-dire qu'au sommet de l'atmosphère les valeurs de Q , U et V de la lumière incidente sont nulles. Le formalisme et la mesure des paramètres de Stokes sont largement employés pour les raisons suivantes :

- toute quantité observable peut être dérivée du vecteur \mathbf{S} . Celui-ci permet donc de caractériser pleinement l'énergie et l'état de polarisation d'un faisceau lumineux quelconque. Une conséquence en est le principe d'équivalence optique qui stipule que : « deux faisceaux possédant les mêmes paramètres de Stokes ne peuvent pas être distingués l'un de l'autre. »

- à une longueur d'onde donnée, le vecteur S d'un faisceau lumineux est la somme de chacune des composantes du faisceau provenant de différentes sources. Le caractère additif des paramètres de Stokes est d'un intérêt puissant dans la décomposition du signal lumineux, dans la mesure où les différentes composantes n'interfèrent pas entre elles comme c'est le cas en régime de diffusion simple (cf. 1.2.1).

Les paramètres de Stokes définis ci-dessus ont la dimension d'une intensité, il est cependant pratique d'utiliser des valeurs sans dimension. Pour cela, certains auteurs utilisent des valeurs des paramètres de Stokes normalisées par I ; de notre côté nous les exprimerons en luminances normalisées (éq. (1.5)) ce qui correspond aux mesures du satellite PARASOL. Le principe de la mesure optique des paramètres de Stokes sera détaillé section 2.1.2 dans le cas de l'instrument POLDER.

1.2 DIFFUSION ET ABSORPTION

1.2.1 Interactions rayonnement matière

Deux phénomènes fondamentaux sont à l'origine de la transformation d'un rayon lumineux lors de sa traversée d'un milieu: la diffusion et l'absorption (Figure 1.3). L'absorption est le phénomène de conversion de l'énergie lumineuse (ou radiative) en d'autres types d'énergie, en chaleur par exemple. Schématiquement, la diffusion est une redistribution dans toutes les directions de la propagation du rayonnement incident, d'où le terme anglais de *scattering* qui signifie « éparpillement ». Nous excluons du propos de cette thèse les phénomènes de diffusion inélastique (diffusion de Brillouin, de Raman, fluorescence). Deux types d'objets diffusants sont alors considérés :

- les molécules (H_2O , O_2 , N_2 par exemple), dont la très petite taille ($\sim 1\text{\AA}$) devant la longueur d'onde λ de la lumière ($\sim 1000\text{\AA}$) génère la diffusion dite de Rayleigh. Dans ce cas, l'intensité de la lumière diffusée I_s est reliée à λ par $I_s \propto \lambda^{-4}$. Cette relation indique que la diffusion par les molécules atmosphériques est favorisée pour les radiations de plus courtes longueurs d'ondes, comme le bleu du spectre visible, donnant ainsi sa couleur à un ciel sans nuage.

- les petites particules, dont l'échelle de taille s'étend de quelques nanomètres à la dizaine de millimètres. Ce sont les hydrosols dans le cas marin et les aérosols dans l'atmosphère. Les caractéristiques de diffusion de ces particules sont plus complexes et dépendent à la fois de leur taille, de leur forme et de leur composition dont l'indice de réfraction est un paramètre caractéristique.

Dans l'hypothèse de diffusion simple, les objets diffusants sont suffisamment éloignés les uns des autres pour considérer que chaque composante du rayonnement incident ne subit aucun ou un seul événement de diffusion. Dans ce cas, la diffusion totale peut être calculée comme la somme de chaque événement de diffusion considéré séparément. Dans le cas où il existe des interactions entre les

différents objets diffusants, on parle de diffusion multiple ; la diffusion totale est alors décrite par la théorie de transfert radiatif.

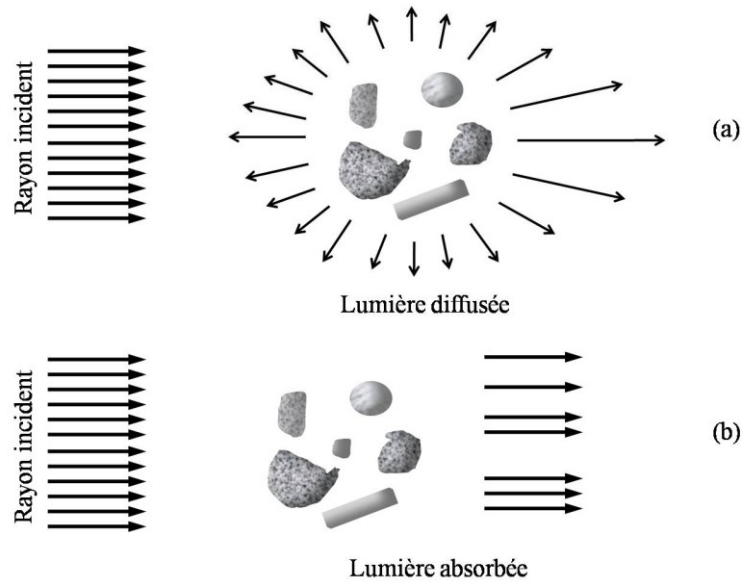


Figure 1.3. (a) Diffusion de la lumière par un ensemble d'objets purement diffusants. Le rayonnement incident est réorienté en plus ou moins grandes proportions selon les directions de l'espace. (b) Absorption de la lumière par un ensemble d'objets purement absorbants.

On nomme extinction la réduction de l'énergie contenue dans le rayon lumineux mesurée par un détecteur visant directement la source lumineuse. Considérons un rayon incident d'intensité énergétique I (Figure 1.4), la diminution dI de l'intensité due à l'épaisseur infinitésimale dx peut s'écrire (loi de Beer–Lambert–Bouguer) :

$$dI = -\sigma_{ext} I dx \quad (1.13)$$

où σ_{ext} est le coefficient d'extinction (unité en m^{-1}), à partir duquel on peut définir la section efficace d'extinction :

$$C_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{n_0} \quad (1.14)$$

n_0 est la densité en nombre de particules (unité en m^{-3}). Dans ces conditions, C_{ext} est une valeur moyenne spécifique à l'ensemble de particules considérées, elle a la dimension d'une surface et est l'une des caractéristiques optiques les plus importantes des objets diffusants.

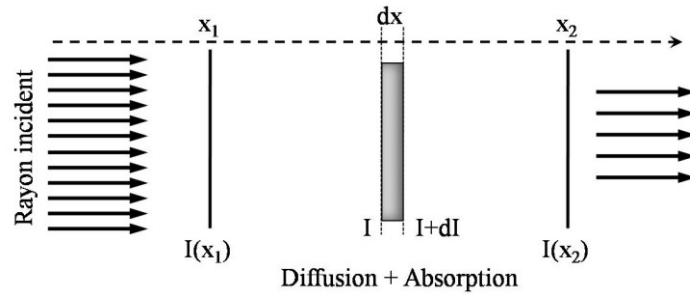


Figure 1.4. Extinction d'un rayon lumineux le long d'un milieu de propagation absorbant et diffusant.

On définit alors l'épaisseur optique τ du milieu en intégrant le coefficient de d'extinction de x_1 à x_2 :

$$\tau = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_{ext}(x) dx. \quad (1.15)$$

Il est admis qu'au dessus d'une épaisseur optique de 0.1, l'approximation de diffusion simple est insuffisante pour décrire la diffusion du milieu et le régime de diffusion multiple doit être considéré (van de Hulst, 1957). Connaissant l'épaisseur du milieu et l'intensité incidente à ce milieu, une simple mesure de l'intensité, avec un capteur visant directement la source, permet de déterminer l'épaisseur optique avec une bonne précision (i.e. ± 0.02 , (Holben & al., 1998)). Pour mesurer l'épaisseur optique de l'atmosphère, cette méthode est réalisée en visant le soleil depuis le sol ; ce qui est fait d'un point de vue opérationnel par le réseau AERONET (Holben & al., 1998). Cependant, cette configuration d'observation depuis le sol n'arrive jamais dans le cas de la télédétection spatiale de la couleur de l'océan ou des surfaces émergées.

1.2.2 Considérations géométriques

L'observation d'une cible au sol et de l'atmosphère sus-jacente dépend de la configuration d'illumination et de visée du satellite. Etant donnée l'altitude d'un satellite (plus de 700km), la troposphère est assimilable à une couche mince (~ 10 km), et les géométries d'observation peuvent se définir par rapport au sol. Le traitement de l'image satellite permet de définir des pixels géolocalisés de dimension standard, c'est-à-dire qu'il est possible de leur assigner une certaine coordonnée et une certaine étendue géographique (*gridding*). On définit alors la géométrie d'observation à partir du centre du pixel considéré, par l'angle (zénithal) solaire θ_s , l'angle (zénithal) de visée θ_v , et l'azimut relatif φ entre la direction du soleil et la direction du satellite (Figure 1.5).

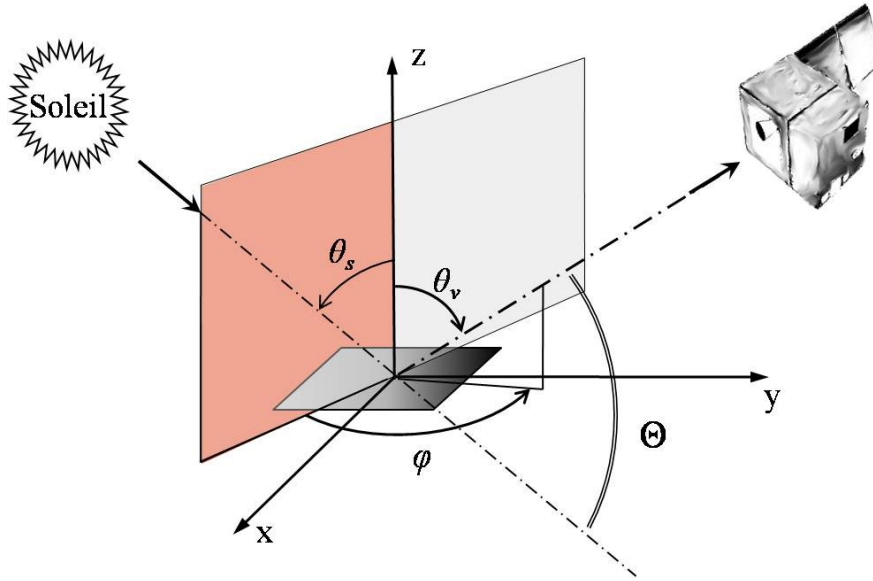


Figure 1.5. Configuration d'observation d'une cible au sol par un satellite. L'axe Oz est la verticale au centre de la cible (axe zénithal), à partir duquel on définit l'angle solaire θ_s et l'angle de visée θ_v ; φ est l'azimut relatif. Le plan principal est le plan défini par l'axe zénithal et la direction du soleil. On peut diviser ce plan en deux demi-plans : le plan solaire (partie rosée) et le plan antisolaire (partie grisée)

Le plan principal est défini par la direction du Soleil et l'axe zénithal, constitué de deux demi-plans : le plan solaire et le plan antisolaire (Figure 1.5). On définit l'angle de diffusion Θ comme l'angle que forment les directions de la lumière incidente et de la direction d'observation du satellite. Le plan de diffusion est le plan décrit par ces deux vecteurs. Dans le repère $(Oxyz)$, Θ peut se définir en fonction des angles θ_s , θ_v et φ :

$$\cos \Theta = -(\cos \theta_s \cos \theta_v + \sin \theta_s \sin \theta_v \cos \varphi) \quad (1.16)$$

Lorsque les directions de la lumière incidente et d'observation du satellite sont confondues, l'angle de diffusion Θ égale 180° ; le satellite est alors en configuration de rétrodiffusion. Par ailleurs, on définit la masse d'air $m = \mu_s + \mu_v$, où $\mu_s = \cos^{-1} \theta_s$ et $\mu_v = \cos^{-1} \theta_v$. m est un indicateur de la longueur du trajet lumineux dans l'atmosphère capté par le satellite. Un même angle de diffusion peut donc correspondre à différentes masses d'air ; les mesures correspondantes ont lieu pour différentes profondeurs optiques et sont affectées différemment par la diffusion multiple (Figure 1.6). Il est donc nécessaire de caractériser une mesure par rapport aux trois angles, θ_s , θ_v et φ . Une mesure effectuée pour différentes combinaisons de ces angles, pour une même scène géophysique, est dite *multidirectionnelle*.

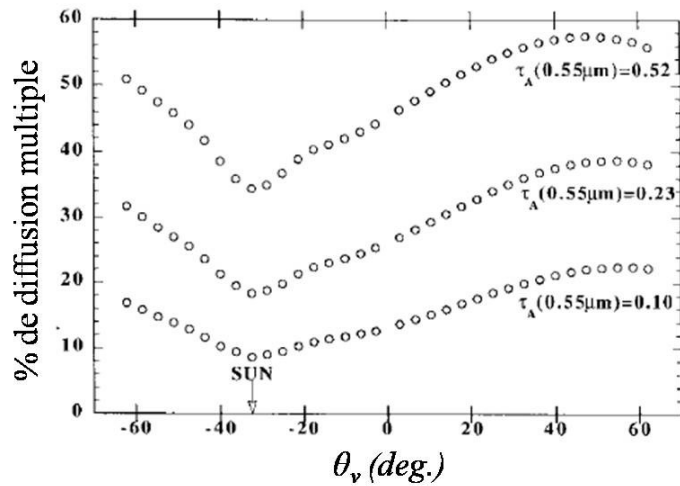


Figure 1.6. Proportion du signal aérosol TOA provenant de diffusions multiples en fonction de l'angle de visée θ_v , pour un angle solaire de 33° et pour différentes épaisseurs optiques aérosol ($\tau_a=0.1, 0.23, 0.52$). Une variation de l'ordre de la dizaine de pourcents est observable en fonction de la masse d'air traversée. (tiré de (Vermote et al., 1997))

1.2.3 Matrices d'extinction, de diffusion et de phase

Lors de la propagation de la lumière dans un milieu, le vecteur des quatre paramètres de Stokes définissant le rayon incident est transformé par les phénomènes de diffusion et d'absorption. Considérons un milieu de propagation de volume suffisamment petit pour que les effets de diffusion multiple puissent être inexistantes. On peut alors définir deux matrices 4×4 qui relient le vecteur de Stokes, mesuré par un capteur visant le milieu, au vecteur de Stokes de la lumière incidente : la matrice de phase et la matrice d'extinction.

Lorsque $\Theta=0^\circ$, la lumière observée par le capteur contient à la fois de la lumière diffusée en direction avant et une partie du rayonnement incident. Dans cette configuration, on définit la matrice d'extinction \mathbf{K} :

$$\mathbf{S}^{\text{obs}} = \mathbf{S}^{\text{inc}} - \mathbf{K}(\mathbf{n}_{\text{inc}})\mathbf{S}^{\text{inc}} \quad (1.17)$$

où \mathbf{S}^{inc} et \mathbf{S}^{obs} sont les vecteurs des paramètres de Stokes de la lumière incidente et de la lumière observée par le capteur, respectivement. Par définition, la matrice d'extinction prend donc en compte les effets liés à la diffusion et à l'absorption agissant sur l'intensité (premier paramètre de Stokes), d'une part, et sur l'état de polarisation (paramètres Q, U, V) du signal lumineux, d'autre part.

Lorsque $\Theta \neq 0^\circ$, la lumière observée est d'origine purement diffusée, on définit alors la matrice de diffusion¹ \mathbf{F} en fonction de Θ , dans un plan de diffusion :

¹ La matrice de diffusion est fréquemment dénommée « matrice de Mueller », en l'honneur d'un professeur du *Massachusetts Institute of Technology*, H. Mueller, qui avait redécouvert vingt ans plus tard le formalisme introduit par P. Soleillet (Soleillet, 1929; Mueller, 1948).

$$\mathbf{S}^{\text{obs}} = \mathbf{F}(\Theta)\mathbf{S}^{\text{inc}} \quad (1.18)$$

Dans le cas général d'une géométrie en dehors du plan de diffusion, on définit la matrice de phase $\mathbf{P}_h(\theta_{\text{inc}}, \theta_{\text{obs}}, \Delta\varphi)$ qui est la projection de la matrice de diffusion sur le repère $Oxyz$ de référence (pour les modalités de calculs voir (Mishchenko et al., 2006) par exemple).

En télédétection, on se place dans l'hypothèse d'un milieu isotrope contenant des particules sphériques ou non-sphériques (Hovenier & Van der Mee, 1983), ces dernières possédant soit un plan de symétrie (e.g. particules ellipsoïdales), soit leur équivalent en symétrie miroir dans le milieu (van de Hulst, 1957). Dans cette hypothèse, pour des raisons de symétrie, les matrices d'extinction et de diffusion se simplifient : (i) la matrice d'extinction est diagonale avec chacun de ces termes diagonaux égale à C_{ext} définie par l'équation (1.14), quelque soit la direction du rayonnement incident, (ii) la matrice de diffusion s'écrit :

$$\mathbf{F}(\Theta) = \begin{pmatrix} F_{11}(\Theta) & F_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ F_{12}(\Theta) & F_{22}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\Theta) & F_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & -F_{34}(\Theta) & F_{44}(\Theta) \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

De plus, si les particules sont sphériques nous avons les égalités suivantes,

$$F_{11}(\Theta) = F_{22}(\Theta) \quad \text{et} \quad F_{33}(\Theta) = F_{44}(\Theta). \quad (1.20)$$

Dans un milieu isotrope, sept paramètres ($4 * F_{ii}$, F_{12} , F_{34} , K_{11}) suffisent donc à définir toutes les caractéristiques optiques (ou radiatives), et seulement cinq (F_{11} , F_{33} , F_{12} , F_{34} , K_{11}) dans le cas de particules purement sphériques.

1.2.4 Matrices de diffusion utilisées dans les applications géophysiques

Le calcul des différents termes de la matrice de diffusion se révèle complexe, étant donnée la variabilité des particules rencontrées dans la nature. Le cas des particules sphériques peut néanmoins être résolu en utilisant la théorie de Lorenz-Mie, qui est analytiquement exacte (Mie, 1908; Mishchenko et al., 1997). Dans le cas de particules non-sphériques, des méthodes théoriques plus sophistiquées doivent être employées, comme par exemple la méthode de séparation des variables (Oguchi, 1973), la méthode de superposition (Videen et al., 1995) ou encore la populaire méthode de la *T-matrix* (Waterman, 1971; Mishchenko et al., 2004b). Ces différentes méthodes sont une généralisation de la théorie de Lorenz-Mie pour des particules sphéroïdales ou de toute géométrie possédant une symétrie de révolution. Une liste représentative des codes du domaine public utilisant la théorie de Lorenz-Mie et la méthode de la *T-matrix* sont disponibles sur le World Wide Web à http://diogenes.iwt.uni-bremen.de/vt/laser/wriedt/Mie_Type_Codes/body_mie_type_codes.html et

<http://www.giss.nasa.gov/~crmim>, respectivement.

Les termes de la matrice de diffusion peuvent également être mesurés (Hovenier et al., 2003). Le principe de la mesure s'applique à des particules de taille allant du centième à quelques centaines de micromètre, et peut se résumer comme suit. Une source laser polarisée vient interagir avec le milieu d'étude. L'intensité du faisceau sortant est mesurée par un capteur muni d'un polariseur. L'inversion des mesures, pour différentes configurations de polarisation, permet de déterminer les termes de la matrice de diffusion (Berry et al., 1977). Ce type d'instrumentation permet des applications d'importance aussi bien en optique atmosphérique (Munoz et al., 2001; Volten et al., 2001) qu'en optique marine (Voss & Fry, 1984; Fry & Voss, 1985; Quinby-Hunt et al., 1989; Volten et al., 1998).

1.3 TRANSFERT RADIATIF

La théorie du transfert radiatif a pour objet l'étude du trajet, à l'échelle macroscopique, du rayonnement électromagnétique à travers des milieux de propagation turbides. L'équation de transfert radiatif² (ETR) a des applications remarquablement diverses dans un vaste panel de disciplines aussi bien en sciences fondamentales ou appliquées qu'en ingénierie. On peut citer parmi les ouvrages de base traitant de la théorie du transfert radiatif et de ces applications atmosphériques ou marines : (Chandrasekhar, 1960; Preisendorfer, 1965; Mobley, 1994; Thomas & Stamnes, 1999) et enfin une version très accomplie du point de vue du formalisme (Mishchenko et al., 2006).

1.3.1 Equation du transfert radiatif

Dans l'atmosphère et dans l'océan, la variabilité horizontale des objets diffusants peut être considérée comme négligeable par rapport à leur variabilité verticale. On peut alors considérer le milieu de propagation comme un empilement de couches homogènes le long de la verticale. Pour les applications en optique atmosphérique et marine, il est alors pratique de négliger la courbure de la Terre en considérant que ces couches sont planes, parallèles et de dimension horizontale infinie (hypothèse plan-parallèle). Cette hypothèse se vérifie aisément dans l'océan, où la lumière naturelle se propage tout au plus sur quelques dizaines mètres, voire une centaine de mètres pour des eaux exceptionnellement claires (Morel et al., 2007a). L'effet de la courbure de la Terre, sur le transfert de

² L'introduction de l'équation de transfert radiatif (ETR), dans sa forme la plus simple (pas de polarisation et milieu isotrope), remonte à la fin du XIX^{ème} siècle, où elle se retrouve dans les articles de langue allemande de Lommel (1889) et Chwolson (1889) et dans l'article plus connu de Schuster (1905). Quelques années plus tard, Gans (1924) introduit la lumière polarisée dans l'équation de transfert, mais ceci dans le cas d'une atmosphère simpliste et pour une seule géométrie d'illumination. Plus d'une vingtaine d'années sera encore nécessaire pour l'établissement définitif de l'équation de transfert radiatif, pour une illumination et un état de polarisation arbitraires ; citons les grands travaux qui ont fait date (Perrin, 1942; Chandrasekhar, 1947; Rozenberg, 1955). L'interprétation du transfert radiatif est longtemps restée phénoménologique, c'est-à-dire basée sur des conceptions radiométriques et sur le postulat d'atténuation exponentielle d'un faisceau lumineux lors de sa propagation; les conceptions les plus récentes amènent cependant à considérer l'ETR comme un corollaire de la théorie électromagnétique (Mishchenko, 2002).

l'énergie radiative dans l'océan, est par conséquent inexistant ou négligeable. Ce n'est pas forcément le cas dans l'atmosphère, où l'effet de la courbure terrestre peut être très important, comme en témoigne les lueurs crépusculaires du ciel lorsque le soleil est sous l'horizon. L'hypothèse plan-parallèle n'est donc pas applicable en télédétection spatiale lorsque le soleil est bas sur l'horizon (satellite à visée au limbe, par exemple) ou lorsque les observations sont effectuées aux hautes latitudes. Cependant cette hypothèse reste applicable lorsque les masses d'air traversées ne sont pas trop importantes, par exemple pour des angles solaires ou de visée inférieurs à 70° (Adams & Kattawar, 1978; Kattawar & Adams, 1978; Ding & Gordon, 1994).

Sous l'hypothèse de plan-parallèle, il est pratique d'utiliser l'épaisseur optique du milieu τ comme coordonnée verticale, τ étant nulle au sommet de l'atmosphère puis constamment croissante le long de la verticale descendante. L'ETR s'écrit alors

$$\mu \frac{d\mathbf{S}(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = \mathbf{S}(\tau, \mu, \phi) - \mathbf{J}(\tau, \mu, \phi) \quad (1.21)$$

$$\text{avec } \mathbf{J}(\tau, \mu, \phi) = \frac{1}{C_{ext}(\tau)} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 d\mu' \mathbf{P}_h(\mu, \phi, \mu', \phi') \mathbf{S}(\tau, \mu, \phi) \quad (1.22)$$

où \mathbf{P}_h est la matrice de phase, C_{ext} est la section efficace d'extinction définie équation (1.14) et $\mu = \cos\theta$; μ est donc positif pour des flux montants et négatif dans le cas contraire. Il est important de noter que, outre la connaissance des conditions aux limites, la connaissance de la fonction de phase et de la section efficace d'extinction est indispensable à la résolution de l'ETR pour chacun des paramètres de Stokes.

Considérons τ_0 et τ_{tot} l'épaisseur optique à la limite supérieure et inférieure du milieu, respectivement. Ecrivons maintenant les vecteurs de Stokes du flux descendant ($\mu < 0$) et montant ($\mu > 0$) :

$$\mathbf{S}(\tau, \mu < 0, \phi) = \mathbf{S}(\tau_0, \mu, \phi) e^{-(\tau_0 - \tau)/\mu} - \frac{1}{\mu} \int_{\tau_0}^{\tau} \mathbf{J}(\tau', \mu, \phi) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau', \quad (1.23)$$

$$\mathbf{S}(\tau, \mu > 0, \phi) = \mathbf{S}(\tau_{tot}, \mu, \phi) e^{-(\tau_{tot} - \tau)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_{tot}} \mathbf{J}(\tau', \mu, \phi) e^{-(\tau' - \tau)/\mu} d\tau'. \quad (1.24)$$

En prenant comme référence le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère, on a :

- pour l'atmosphère, $\tau_0 = 0$ et $\tau_{tot} = \tau_{atm}$, où τ_{atm} est l'épaisseur optique de la couche atmosphérique,
- pour l'océan $\tau_0 = \tau_{atm} + \varepsilon$ (où ε est l'épaisseur de optique de l'interface air-eau considérée comme infinitésimale) et $\tau_{tot} = \tau_0 + \tau_{oce}$, où τ_{oce} est l'épaisseur optique de la couche océanique.

1.3.2 Modélisation de l'interface atmosphère-océan

Au niveau de l'interface atmosphère-océan, une partie du rayonnement incident est transmise, l'autre partie étant réfléchi. Pour déterminer à la fois les proportions respectives et les états de polarisation du rayonnement transmis et réfléchi, on applique les matrices 4×4 de réflexion, \mathbf{R} , et de transmission, \mathbf{T} , au vecteur de Stokes du rayonnement incident. Ces matrices s'expriment en fonction de l'indice de réfraction de chacun des milieux et de l'angle incident. L'expression complète de ces matrices est décrite dans (Takashima, 1985) et (Kattawar & Adams, 1989b). Par ailleurs, du fait du changement d'indice de réfraction réel, n_r , entre l'atmosphère ($n_{\text{atm}} \sim 1$) et l'océan ($n_w \sim 1.33$), le rayonnement incident à l'interface air-eau, provenant d'un angle solide hémisphérique, $\Omega_{\text{atm}} = 2\pi$ stéradians, est confiné dans un angle solide plus petit dans l'eau, Ω_w (Figure 1.7), avec l'égalité $n_{\text{atm}}\Omega_{\text{atm}} = n_w\Omega_w$. Il existe donc un angle critique θ_c (Figure 1.7), au-dessus duquel le rayonnement marin est totalement réfléchi par l'interface ; $\theta_c = \arcsin(n_w/n_{\text{atm}}) \approx 48^\circ$. Lors de la transmission du rayonnement à l'interface, les luminances (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$) sont donc modifiées, alors que les flux énergétiques transmis (en W) sont évidemment conservés. En considérant T_{11} le facteur de transmission approprié dans le sens atmosphère vers océan, on a :

$$L_d(0^+, \theta) = T_{11}(\theta, \theta') L_d(0^-, \theta') / n_w^2 \quad (1.25)$$

avec $L_d(0^+, \theta)$ et $L_d(0^-, \theta')$ la luminance descendante juste au-dessus et juste en dessous de l'interface, respectivement.

Par ailleurs, les effets de diffusion multiple doivent être pris en compte afin de caractériser entièrement les effets de l'interface sur le rayonnement. Pour cela, il faut inclure les matrices de transmission et de diffusion, ainsi que l'effet de contraction/dilatation de l'angle solide, au sein de l'équation de transfert radiatif ; les détails de la méthode sont explicités dans (Zhai et al., 2009) par exemple.

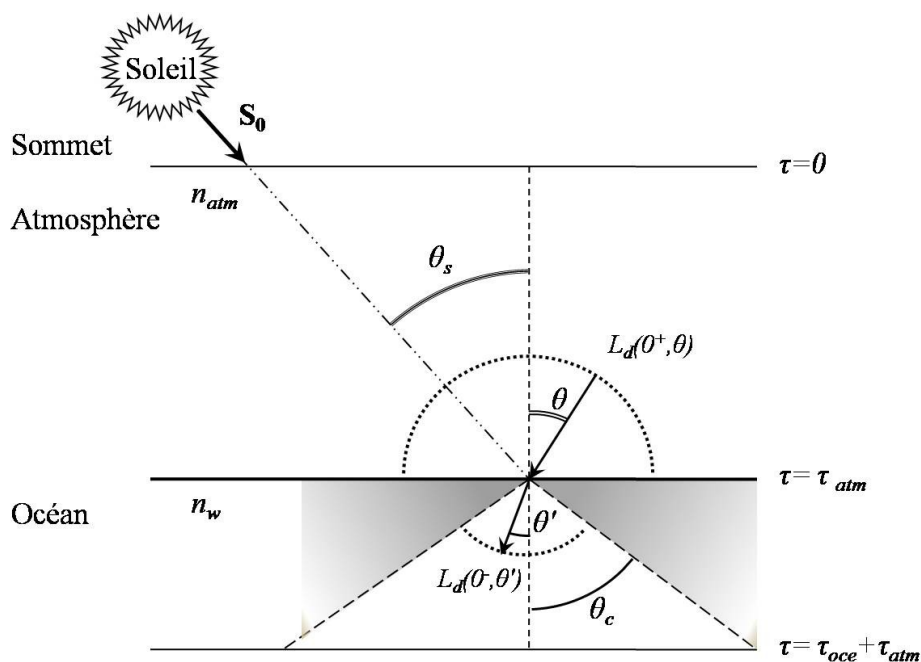


Figure 1.7. Représentation schématique du système atmosphère-océan éclairé par un rayonnement solaire S_0 , pour lequel $Q=U=V=0$. A l'interface air-eau la radiation incidente sur un angle solide hémisphérique (2π stéradians, cercle pointillé supérieur) est confinée dans un angle solide plus petit (cercle pointillé inférieur), du fait de la différence d'indice de réfraction réel entre l'atmosphère (~ 1), et l'océan (~ 1.33). Réciproquement, la lumière marine frappant l'interface avec un angle compris dans les zones ombrées est totalement réfléchi, et n'est donc pas transmise vers l'atmosphère.

1.3.3 Résolution de l'équation de transfert radiatif, les codes

De nombreuses méthodes ont été développées pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans l'atmosphère, l'océan ou le système couplé atmosphère-océan ; dont les plus connues sont la méthode de *adding/doubling*, la méthode des ordonnées discrètes, la méthode des ordres successifs de diffusion ou encore l'approche Monte Carlo, se reporter à (Irvine, 1975; Lenoble, 1985) pour une revue de ces différentes méthodes. Beaucoup des codes de transfert radiatif disponibles résolvent l'ETR sans tenir compte de la polarisation du rayonnement, on parle de transfert radiatif scalaire puisque seul le premier terme du vecteur de Stokes est considéré. Cette approximation scalaire induit des erreurs dans les calculs qui peuvent être non-négligeables dans les applications de télédétection spatiale (Mishchenko et al., 1994; Levy et al., 2004). De plus, la prise en compte de l'information polarisée offre une information substantielle pour caractériser les aérosols par télédétection spatiale (Chami et al., 2001; Chowdhary et al., 2001; Hasekamp & Landgraf, 2005; Zubko et al., 2007) et les hydrosols fortement réfractifs (Chami, 2007). L'évolution actuelle est donc de refondre les précédents codes de transfert radiatif scalaires dans leur version vectorielle, qui résout l'ETR pour les différents paramètres de Stokes. Nous listons, Tableau 1.1, quelques codes de transfert radiatif vectoriels dont les applications se situent dans le domaine de la télédétection passive dans le spectre ultraviolet-proche infrarouge. Chacun de ces codes a différentes manières de modéliser le système atmosphère-océan, certains considèrent une surface totalement plane, d'autres une surface agitée par des vagues

paramétrées par le vent, des effets d'ombrage des vagues peuvent être aussi pris en compte. Le rayonnement se propageant dans les couches marines peut ou non être considéré. Dans le cadre de cette thèse, nous avons principalement travaillé avec les codes 6SV (Kotchenova et al., 2006) et OSOA (Chami et al., 2001).

Tableau 1.1. Liste non-exhaustive des codes de transfert radiatif vectoriel disponibles pour des applications en télédétection des aérosols et de la couleur de l'eau.

Code	Origine	Méthode	Surface	Couche marine
6SV	(Vermote et al., 1997) + (Kotchenova et al., 2006)	Ordres successifs de diffusion	Surface agitée par le vent	Non
GAME-AD	(Dubuisson et al., 2004) + (Duforet, 2006)	Adding/doubling	Surface agitée par le vent	Non
OSOA	(Deuze et al., 1989) + (Chami et al., 2001)	Ordres successifs de diffusion	Surface rugueuse plane	Oui
PCOART	(He et al., 2007)	Adding/doubling	Surface plane	Oui
STORM	(Boettger et al., 2005)	Adding/doubling	Surface agitée par le vent	Non
VDISORT	(Stamnes et al., 1988) + (Schulz et al., 1999)	Ordonnées discrètes	Surface plane	Non
VLIDORT	(Spurr, 2008)	Ordonnées discrètes (pour atmosphère pseudo-sphérique)	Surface agitée par le vent + effet d'ombrage	Non
–	(Kattawar & Adams, 1989a)	Monte Carlo	Surface plane	Oui
–	(Chowdhary et al., 2006)	Adding/doubling	Surface agitée par le vent	Oui
–	(Zhai et al., 2009)	Ordres successifs de diffusion	Surface plane	Oui

1.4 MODELES D'AEROSOLS

1.4.1 Lois de distribution de taille

Les caractéristiques de diffusion de l'atmosphère et de l'océan émergent d'un grand nombre de particules diffusantes. La connaissance de la distribution de taille, i.e. nombre de particules ayant une taille donnée, est d'un intérêt majeur soit pour modéliser les caractéristiques de diffusion et d'absorption (Hansen & Travis, 1974; Mishchenko & Travis, 1994), ou à l'inverse caractériser le type d'aérosols en présence à partir de mesures optiques (voir par exemple (Smirnov et al., 2002) pour une revue des distributions de taille des aérosols maritimes). Les différentes distributions de taille, avec $n(r) = dN(r)/d \log r$, considèrent des particules sphériques de rayon r . Pour les particules non sphériques, une loi de distribution de forme doit être en plus considérée. Du fait du grand nombre de particules, les expressions mathématiques, choisies pour représenter la distribution de taille, s'inspirent des grandes paramétrisations statistiques :

- distribution en loi de puissance³ (type Junge (Junge, 1955))

$$n(r) = \begin{cases} Kr^{-\nu}, & r_1 \leq r \leq r_2, \\ 0, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.26)$$

où K est une constante de normalisation, ν est la « pente de Junge » comprise généralement entre 3 et 5, les rayons limites r_1 et r_2 sont aussi ajustables. Cette distribution a été introduite par Junge (1955) afin de paramétriser des mesures de tailles d'aérosols faites par compteurs optique et électronique. Une fois r_1 et r_2 fixés, il suffit de faire varier l'exposant ν pour simuler une large gamme de modèles d'aérosols réalistes. Pour cette raison, certains auteurs continuent d'utiliser une version modifiée de cette distribution (eq. (1.27)) pour des applications en télédétection des aérosols et de la couleur de l'océan (Chomko & Gordon, 1998; Chomko et al., 2003; Brajard et al., 2006; Xu et al., 2007) :

- distribution en loi de puissance modifiée

$$n(r) = \begin{cases} K, & r_0 \leq r \leq r_1, \\ K \left(r/r_1 \right)^{-\nu}, & r_1 < r \leq r_2, \\ 0, & r_2 < r. \end{cases} \quad (1.27)$$

Deux autres distributions sont fréquemment utilisées :

- distribution gamma modifiée

$$n(r) = Kr^\alpha \exp(-\beta r^\gamma). \quad (1.28)$$

où K est une constante de normalisation ; cette distribution dépend donc de trois paramètres α , β et γ .

³ Cette distribution est restée, jusqu'au début des années 1970, d'une efficacité satisfaisante pour la description des phénomènes physico-chimiques comme la coagulation ou les changements de phase, principaux facteurs de transformation des aérosols dans leur cycle atmosphérique (Friedlander, 2000).

- distribution log-normale

$$n(r) = \frac{N}{r \log \sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\log r - \log r_m}{\log \sigma} \right)^2 \right] \quad (1.29)$$

où N est le nombre total de particules, r_m le rayon moyen et σ l'écart type.

Deux ou plusieurs distributions gamma ou log-normales peuvent être associées pour construire des distributions bimodales (Clark & Whitby, 1967; Whitby et al., 1972) ou multimodales (Whitby, 1978). L'accumulation de données a permis de généraliser cette approche modale ; la Figure 1.8 montre une répartition moyenne des différents modes d'aérosols. Cependant, les distributions bimodales restent cohérentes avec les inversions réalisables en télédétection (King et al., 1978; Dubovik et al., 1995) et les climatologies récentes (Porter & Clarke, 1997; Tanré et al., 2001; Smirnov et al., 2002). Dans cette hypothèse de bimodalité des aérosols (Figure 1.8), on dégage une première fraction d'aérosol dont le rayon moyen est compris approximativement entre 0.01 et 0.5 μm , appelé mode fin (*fine mode* en anglais), et une deuxième fraction de rayon moyen supérieur à 0.5 μm , appelée mode grossier (*coarse mode* en anglais), (Remer & Kaufman, 1998).

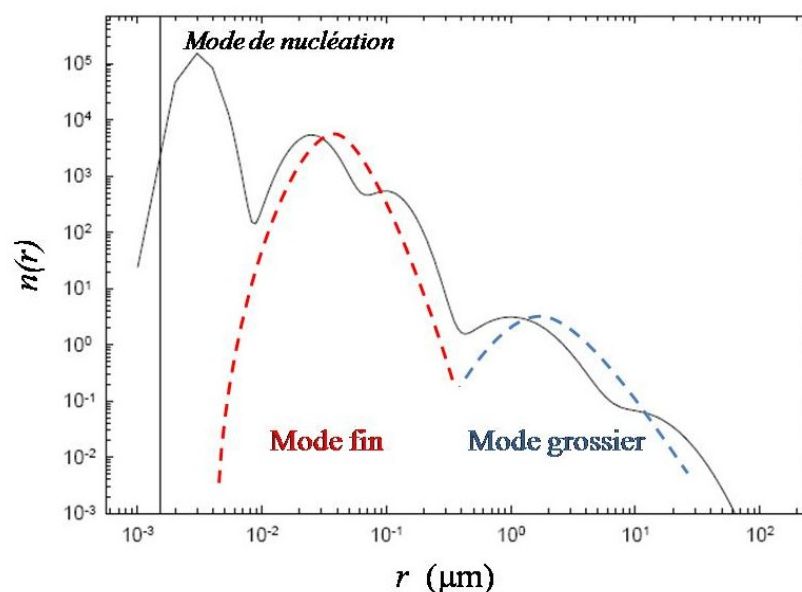


Figure 1.8. Distribution de taille caractéristique des aérosols (Friedlander, 2000) (courbe noire, trait continu) fait apparaître différents modes en fonction du rayon r . Pour simuler les caractéristiques optiques des aérosols, une approximation satisfaisante est de considérer un mode fin (courbe rouge pointillée) et un mode grossier (courbe bleue pointillée) de distribution log-normale.

L'utilisation de la distribution log-normale bimodale s'est aujourd'hui généralisée en télédétection spatiale des aérosols (Deuze et al., 2000; Mishchenko et al., 2004a; Herman et al., 2005; Remer et al., 2005), bien que la discrimination entre différentes distributions ne soit pas aisée en télédétection passive (Kaufman et al., 1997). Dans l'étape de correction atmosphérique, en télédétection de la couleur de l'océan, l'utilisation de ces distributions n'est cependant pas très répandue. En effet,

l'usage de certains modèles monomodaux de Shettle et Fenn est généralisé (Gordon & Wang, 1994a; Gordon, 1997; Fukushima et al., 1998; Vermote & Vermeulen, 1999).

1.4.2 Dépendance spectrale

L'épaisseur optique des aérosols peut être fortement variable en fonction de la longueur d'onde. Les aérosols présentent donc une dépendance spectrale, qui est l'un des paramètres fondamentaux que tentent de déterminer les algorithmes de correction atmosphérique. En notant $\tau_a(\lambda)$ l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde λ , la paramétrisation d'Angström (Angstrom, 1929; Schuster et al., 2006) s'écrit :

$$\tau_a(\lambda) = \beta_{ang} \lambda^{-\alpha_{ang}} \quad (1.30)$$

où β_{ang} est le coefficient d'Angström (souvent appelé turbidité) et α_{ang} l'exposant d'Angström. Il est aisé de calculer α_{ang} en faisant le rapport de l'équation (1.30) à deux longueurs d'onde, on obtient :

$$\alpha_{ang}(\lambda_1, \lambda_2) = -\frac{\ln \tau_a(\lambda_1) - \ln \tau_a(\lambda_2)}{\ln \lambda_1 - \ln \lambda_2} \quad (1.31)$$

Cependant, la paramétrisation d'Angström n'est pas parfaite, α_{ang} n'est pas constant et dépend des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 choisie ; de meilleures paramétrisations peuvent néanmoins être utilisées faisant intervenir un terme de second ordre, nommé courbure (*curvature*) (King & Byrne, 1976; O'Neill et al., 2003). L'exposant d'Angström est fréquemment utilisé, du fait de sa facilité à être mesuré, pour caractériser les différents types d'aérosols (e.g. maritimes, issus de feu de biomasse, urbains, etc.) (Eck et al., 1999; Smirnov et al., 2002). L'exposant d'Angström renseigne sur la taille des aérosols ; une valeur forte de α_{ang} traduit la présence plus nombreuse des petites particules. α_{ang} est généralement compris entre 0 et 2.

1.4.3 Modèles empiriques de Shettle et Fenn

Afin de mener à bien les corrections atmosphériques au-dessus des océans, il est impératif d'utiliser des modèles d'aérosols réalistes, couvrant la plus large gamme de propriétés optiques possibles. Pour cela, les modèles de Shettle et Fenn (1979) (notés ci-après S&F) sont fréquemment utilisés. Ces modèles sont, par exemple, utilisés dans les algorithmes de correction atmosphérique des capteurs SeaWiFS, MODIS, MISR (Gordon, 1997) et POLDER-PARASOL (Nicolas et al., 2005).

Ces modèles sont construits à partir de quatre composants de base, appelés en anglais : *water soluble*, *dust like*, *soot* et *sea salt*. Ces quatre composants sont sensibles à l'hygrométrie ; l'humidité relative est alors utilisée pour paramétrer la distribution de taille des aérosols ainsi que leur indice de réfraction. L'humidité relative croissant, les indices de réfraction réel et imaginaire diminuent et la taille moyenne des particules grossit. Pour une humidité relative donnée, Shettle et Fenn ont défini

plusieurs modèles à partir de ces composants, correspondant à des mélanges typiques retrouvés en région maritime, troposphérique (i.e. au-dessus de la couche limite atmosphérique), ou encore urbaine (Tableau 1.2). Ces modèles ont une distribution de taille log-normale et mono ou bi-modale. Cependant, les calculs des propriétés optiques sont faits par mélange interne, c'est-à-dire que les indices de réfraction sont moyennés, avec une pondération volumique, à partir de ceux de chacun des composants de base, c'est seulement ensuite que la matrice de diffusion et le coefficient d'extinction sont calculés.

Tableau 1.2. Proportions en volume des types de particules utilisées pour construire les modèles Shettle & Fenn standards.

Modèle	<i>water soluble</i>	<i>dust like</i>	<i>soot</i>	<i>sea salt</i>	<i>modalité</i>
Maritime	5%	-	-	95%	monomodal
Troposphérique	70%	30%	-	-	monomodal
Rural	70%	30%	-	-	bimodal
Urbain	56%	24%	20%	-	bimodal

Pour les besoins des corrections atmosphériques, Gordon et Wang (1994a) et Wang (2000) ont introduit deux autres modèles : le modèle côtier qui est un mélange d'aérosols maritimes et troposphériques, et un modèle océanique constitué exclusivement d'aérosols de type *sea salt*. Les paramètres de diffusion et d'extinction sont calculés avec la théorie de Lorenz-Mie pour certaines humidités relatives ; ce sont en définitive ces calculs qui fournissent les différents modèles utilisés dans les algorithmes de correction atmosphérique. La nomenclature utilisée, pour nommer les modèles, place la première lettre du type d'aérosols suivie de l'humidité relative en pourcentage, par exemple M90 pour un modèle d'aérosols maritimes dont l'humidité relative est de 90%. Les 12 modèles utilisés dans les algorithmes de SeaWiFS et MODIS, d'une part, et POLDER d'autre part sont mentionnés Tableau 1.3. Les modèles choisis présentent une large gamme de dépendance spectrale, comme l'indiquent leurs exposants d'Angström respectifs. Par ailleurs, on peut mentionner que tous ces modèles ont une distribution de taille monomodale, ce qui est une limitation à leur réalisme ; en effet les aérosols en milieu maritime sont fréquemment bimodaux (Smirnov et al., 2003aa), les proportions respectives du mode fin et du mode grossier étant même influencées par la vitesse du vent (Smirnov et al., 2003bb).

Tableau 1.3. Modèles S&F utilisés dans les algorithmes de correction atmosphérique de SeaWiFS (et MODIS), d'une part, et POLDER/PARASOL, d'autre part. Les valeurs de l'exposant d'Angström $\alpha(670,865)$ sont calculées à partir des longueurs d'onde 670 et 865 nm. (C=Côtier, M=Maritime, O=Océanique, T=Terrigène)

Modèles SeaWiFS	O99	M99	M90	M70	M50	C99	C90	C70	C50	T99	T90	T50
$\alpha(670,865)$	-0.09	0.10	0.20	0.39	0.48	0.22	0.41	0.67	0.76	1.28	1.53	1.65
Modèles POLDER	M98	M95	M90	M80	C90	C80	C70	T99	T98	T90	T80	T70
$\alpha(670,865)$	0.11	0.16	0.20	0.21	0.41	0.41	0.67	1.28	1.40	1.53	1.62	1.68

1.4.4 Modèles d'aérosols bimodaux utilisés dans cette thèse

L'analyse des mesures satellite, directionnelles et polarisées du capteur POLDER, a montré la portée limitée de l'utilisation de modèles d'aérosols aux distributions de taille monomodales (Deuze et al., 2000) au profit de modèles bimodaux (Herman et al., 2005). Par ailleurs, l'utilisation de modèles d'aérosols à géométrie non-sphérique, conjointement aux modèles sphériques, permet de significativement améliorer l'inversion des mesures POLDER (Herman et al., 2005; Feng et al., 2009). Dans la lignée de ces résultats, et dans le cadre d'un projet accepté par le programme national de télédétection spatiale (PNTS), nous avons pu utiliser les modèles d'aérosols du Laboratoire d'optique atmosphérique de Lille (LOA) (Deuzé, communication personnelle) conçus spécifiquement pour l'inversion des paramètres aérosol des images POLDER ; nous nommerons par la suite ces modèles : aérosols LOA-POLDER.

Les aérosols LOA-POLDER, utilisés dans le cadre de cette thèse, sont constitués de 12 modes fins et 3 modes grossiers sphériques, caractérisés par leur rayon moyen r_m et leur indice de réfraction n (Tableau 1.4), auxquels s'ajoute un mode grossier non-sphérique. Tous ces aérosols sont non-absorbants. Les matrices de diffusion respectives des modes sphériques sont calculées à partir de la théorie Lorenz-Mie pour des distributions de taille log-normale (équation (1.29)), où l'écart type est de 0.2 pour les aérosols du mode fin et 0.304 pour les aérosol du mode grossier. Ces aérosols permettent de couvrir une large gamme de dépendance spectrale. Puisque ces aérosols sont sphériques et non absorbants, la signature optique des aérosols découlent des seuls termes F_{11} , F_{12} , F_{33} de la matrice de diffusion, à une longueur d'onde donnée (dans l'hypothèse où la polarisation elliptique est négligeable), cf. section §1.2.3. On rappelle ici que F_{11} est indicatif de l'intensité diffusée par les aérosols, et F_{12} , F_{33} indicatifs de l'état de polarisation linéaire induit par l'interaction du rayonnement avec les aérosols. Par une simple analyse qualitative, à partir des Figure 1.9 et Figure 1.10 qui rapportent les termes F_{11} , F_{12} , F_{33} utilisés dans ce travail, il apparaît que ces termes possèdent des informations complémentaires dont la prise en compte permet de mieux caractériser les types d'aérosols. Nous citons trois exemples afin d'explicitier cette assertion :

- Information polarisée : à 490nm les termes F_{11} , correspondant aux aérosols ayant un rayon moyen $0.04 \mu\text{m}$ (Figure 1.9(a)) pour trois indices de réfraction, sont confondus entre les angles de diffusion de 80° à 110° , alors que pour cette même gamme d'angle les termes F_{12} et F_{33} (Figure 1.9(b-c)) sont respectivement différents. L'information polarisée permettrait ici de lever l'ambiguïté sur l'indice de réfraction.
- Information spectrale : les termes F_{11} des aérosols ($r_m=0.10, n=1.45$) et ($r_m=0.13, n=1.45$) sont confondus entre 135° et 170° à 490nm mais pas à 865nm (Figure 1.9(a) et (d), carrés rouges et bleus).
- Information directionnelle : les deux exemples précédents sont vrais pour une certaine gamme d'angle. Pour d'autres gammes, ces mêmes ambiguïtés n'ont pas lieu. Il en est de même dans le cas des aérosols de mode grossier (Figure 1.10). On devine alors l'utilité de l'information directionnelle pour déterminer le comportement optique des aérosols.

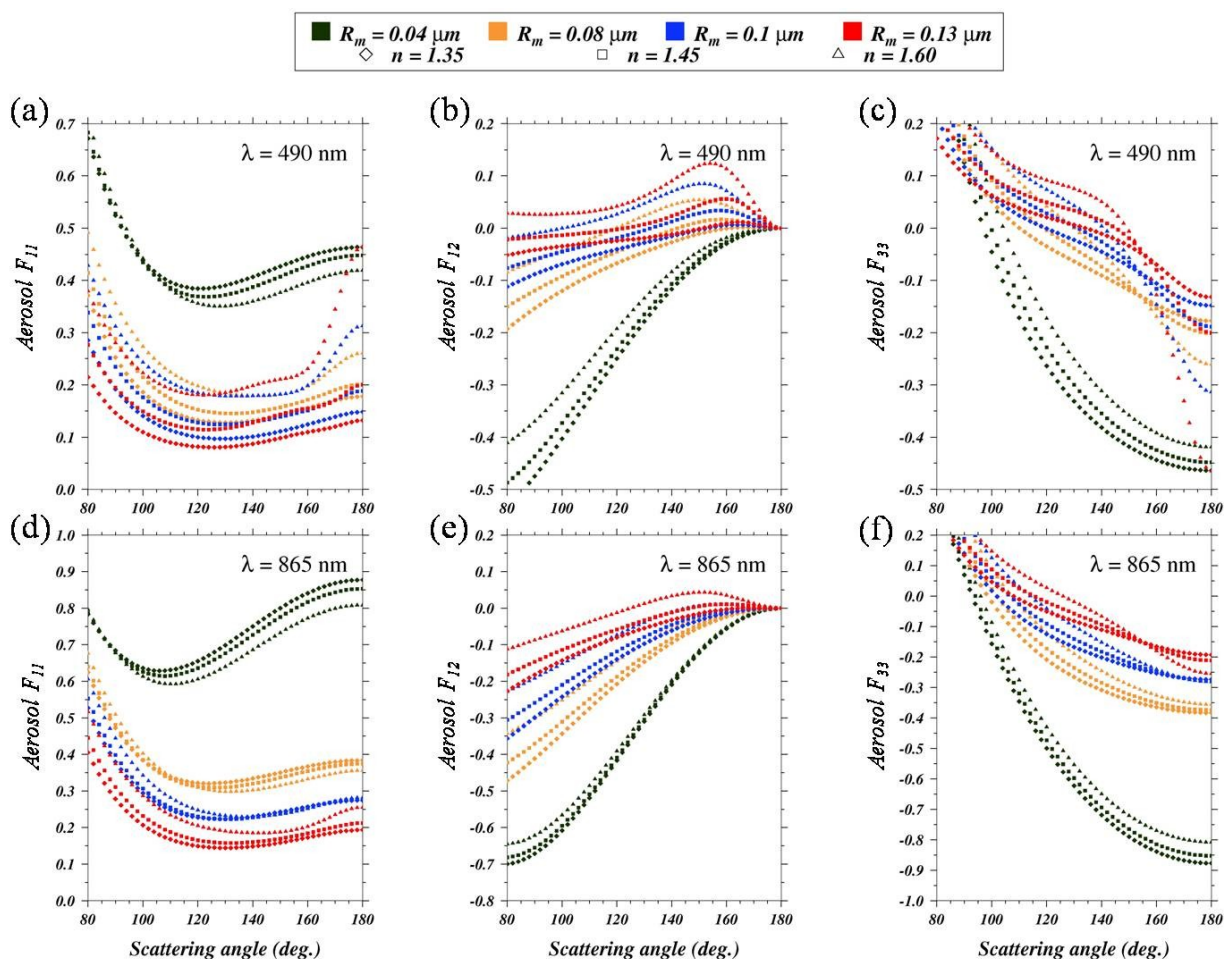


Figure 1.9. Termes de la matrice de diffusion des aérosols de mode fin, à 490 nm (panneau supérieur) et à 865 nm (panneau inférieur). Le terme F_{11} (a et d) est informatif sur l'intensité du rayonnement diffusé par les aérosols, les termes F_{12} (b et e) et F_{33} (c et f) sont informatifs sur l'état de polarisation linéaire induit par les aérosols. Le comportement directionnel de ces termes est spécifique à chaque modèle d'aérosols, de plus ces différents termes possèdent des informations complémentaires sur les caractéristiques optiques des aérosols.

Tableau 1.4. Caractéristiques microphysiques et optiques des aérosols sphériques du mode fin (rayon moyen = 0.04, 0.08, 0.10, 0.13 μm) et du mode grossier (rayon moyen = 0.75 μm). Les indices de réfraction mentionnés sont des indices moyens sur le spectre visible. $\alpha(\lambda_1, \lambda_2)$ est l'exposant d'Angström calculé entre les longueurs d'onde λ_1, λ_2 .

Rayon moyen	0.04 μm			0.08 μm			0.10 μm			0.13 μm			0.75 μm		
Indice de réfraction	1.35	1.45	1.60	1.35	1.45	1.60	1.35	1.45	1.60	1.35	1.45	1.60	1.33	1.35	1.37
$\alpha(490,865)$	3.15	3.16	3.17	2.42	2.31	2.11	2.15	1.98	1.70	1.81	1.56	1.19	-0.15	-0.14	-0.14
$\alpha(670,865)$	3.30	3.33	3.37	2.59	2.53	2.39	2.34	2.22	2.00	2.03	1.82	1.50	-0.16	-0.16	-0.16
$\alpha(670,1020)$	3.40	3.43	3.47	2.70	2.65	2.54	2.45	2.35	2.16	2.14	1.96	1.67	-0.16	-0.16	-0.16

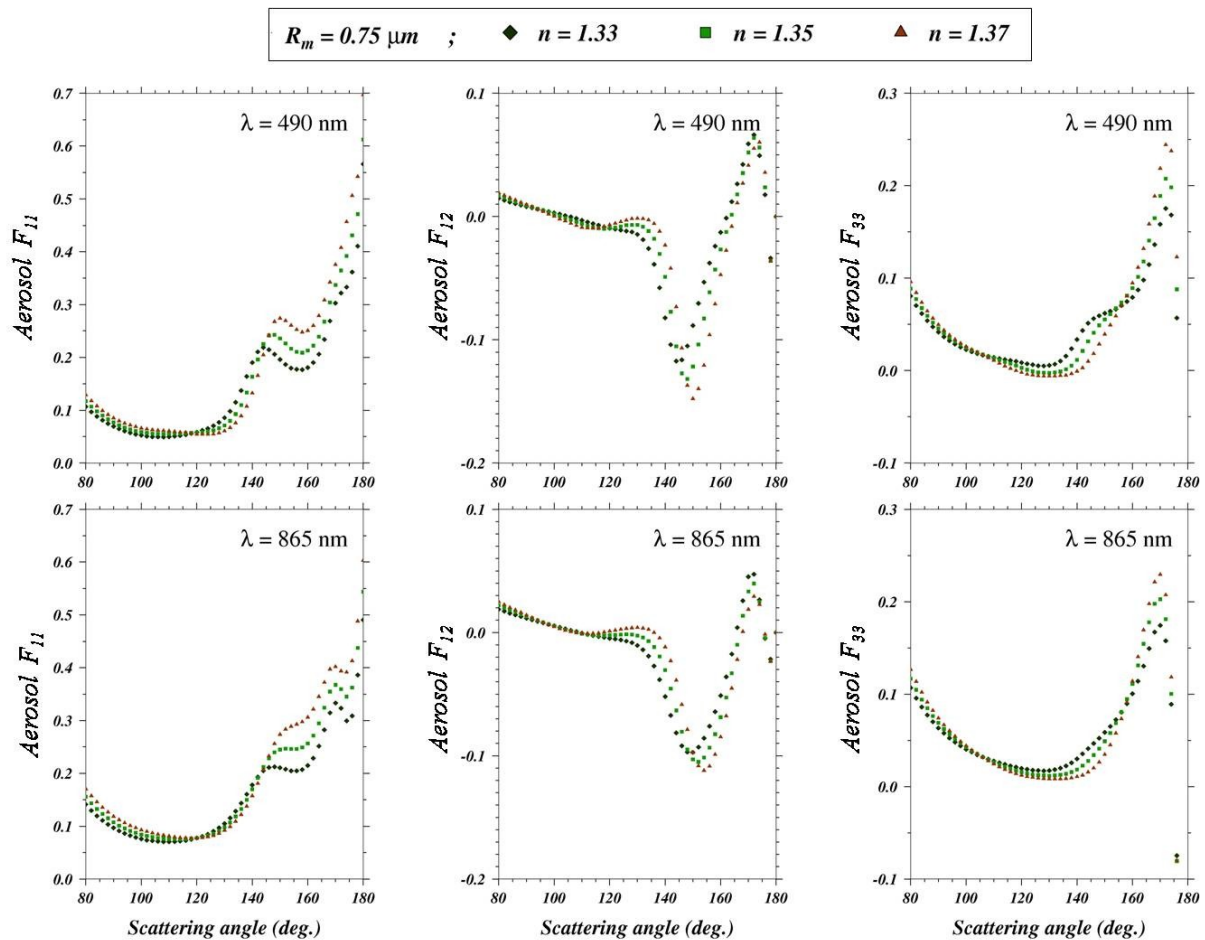


Figure 1.10. Similaire à la Figure 1.9 pour les aérosols sphériques du mode grossier.

Si les matrices de diffusion des modèles sphériques sont issues de calculs théoriques, la matrice de diffusion du modèle non-sphérique, considéré comme un mode grossier, est issue de mesures faites en laboratoire par (Volten et al., 2001) et (Munoz et al., 2001). Après avoir observé que différents types de particules non-sphériques présentent des propriétés de diffusion assez similaires, ces auteurs ont proposé un modèle non-sphérique moyen dont la matrice de diffusion est la moyenne de celles mesurées pour les différents types. Les mesures faites entre 442 et 633 nm ne sont que très peu

différentes. Le modèle utilisé dans cette thèse est alors considéré comme spectralement neutre (i.e. l'exposant d'Angström est nul)

1.5 CONSIDERATIONS GENERALES SUR L'OPTIQUE MARINE

1.5.1 Propriétés optiques des constituants marins

Historiquement, la discipline de l'optique marine inclut l'analyse des propriétés optiques, la caractérisation du rayonnement lumineux à l'intérieur et à la surface des océans à l'échelle du globe. Depuis l'avènement de la télédétection spatiale des océans, avec en particulier le satellite CZCS lancé en 1979, de nouvelles méthodes ont été développées pour interpréter le signal marin mesuré depuis l'espace. Le cœur du problème est pourtant resté le même, à savoir l'investigation des propriétés optiques des océans en conjonction avec les constituants marins – les matières dissoutes et en suspension (Figure 1.11). Ces constituants possèdent une signature optique que l'on peut déterminer à partir de leurs caractéristiques d'absorption et de diffusion (i.e. propriétés optiques inhérentes).

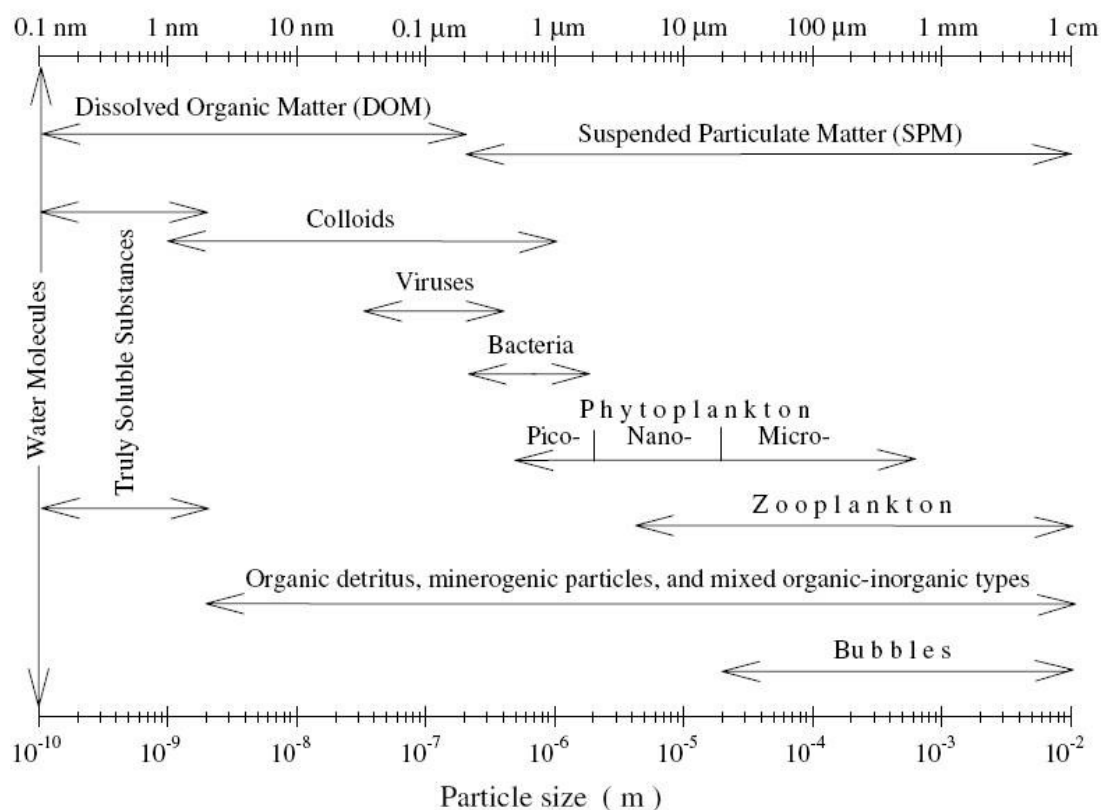


Figure 1.11. Diagramme schématisant les différents constituants des eaux de mer dans une large gamme de taille allant de l'échelle moléculaire à l'échelle centimétrique. (extrait de (Stramski et al., 2004))

Les deux propriétés optiques inhérentes (IOP) fondamentales de l'eau de mer, permettant de caractériser les processus de diffusion élastique et d'absorption, sont la fonction de diffusion

volumique spectrale (ou VSF), notée $\beta(\Theta, \lambda)$, et le coefficient spectral d'absorption, noté a . Il est habituel de noter le coefficient d'extinction, défini section 1.2, par la lettre c . On a alors l'égalité $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$, avec b le coefficient de diffusion. Par définition, le coefficient de diffusion est l'intégrale sur toutes les directions de la VSF :

$$b(\lambda) = 2\pi \int_0^\pi \beta(\Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta \quad (1.32)$$

Dans cette définition, il est supposé que la diffusion possède une symétrie azimutale autour de la direction du faisceau incident (d'où le facteur 2π). On retrouve la fonction de phase, i.e. terme F_{11} de la matrice de diffusion, par le rapport $F_{11}(\Theta, \lambda) = \beta(\Theta, \lambda) / b(\lambda)$. De la même façon, l'intégration de la VSF sur les directions arrières, i.e. $\pi/2 \leq \Theta \leq \pi$, fournit le coefficient spectral de rétrodiffusion, noté b_b . Ce terme est de toute première importance dans les applications de télédétection en océanographie. En effet, la lumière émergeant à la surface de la mer varie, en première approximation, comme le rapport b_b/a (Gordon et al., 1975; Prieur, 1976; Morel & Prieur, 1977; Gordon & Morel, 1983) ; ce rapport dépend à son tour des types et des concentrations des différents constituants présents dans l'eau. Afin de déduire de la luminance marine les substances en présence et leur concentration, de nombreuses recherches sont menées pour comprendre comment les différents constituants de l'eau contribuent à l'absorption et à la rétrodiffusion de la lumière, voir la revue faite dans (Stramski et al., 2004) par exemple.

1.5.2 Classification des eaux

L'analyse des propriétés optiques inhérentes des eaux naturelles se base sur le caractère additif des coefficients d'absorption a et de (ré)diffusion b (b_b) (Jerlov, 1976). Les coefficients optiques de la masse d'eau peuvent s'écrire comme la somme des contributions de chacun des constituants marins :

$$a(\lambda) = a_w(\lambda) + \sum_{i=1}^N a_i(\lambda) \quad \text{et} \quad b(\lambda) = b_w(\lambda) + \sum_{i=1}^N b_i(\lambda), \quad (1.33)$$

L'indice w indique la composante de l'eau de mer pure (Morel, 1974), N est le nombre de constituants marins optiquement actifs contenus dans la masse d'eau. On distingue les composantes des matières particulaires en suspension (notées SPM) et des matières dissoutes (en particulier le CDOM ou *Coloured Dissolved Organic Matter*) ; on rappelle que la distinction entre SPM et matières dissoutes est expérimentale plus que théorique. Elle est en effet liée à la filtration des échantillons d'eaux de mer qui utilise des filtres GF/F dont les pores ont un diamètre de 0.2 μm . Les SPM sont divisées en deux types de particules : le phytoplancton et les particules non-algales (notées NAP).

A partir des proportions respectives des SPM en phytoplancton et en NAP, Morel et Prieur (1977) ont défini deux cas idéaux pour classer les eaux océaniques : (i) les eaux dites « du cas 1 » où la

concentration en NAP est négligeable par rapport à la concentration en phytoplancton, (ii) les eaux dites du « cas 2 » si les NAP sont dominantes ; cas auxquels ils ajoutent bien entendu les « eaux intermédiaires ». Bien que les eaux du cas 1 et 2 aient été définies comme des cas extrêmes, la mise en pratique de cette classification a évolué, au fil des ans, vers une analyse bipartite des eaux de mer. Les problèmes engendrés par cette représentation binaire ont été discutés par (Mobley et al., 2004). Aujourd'hui, la classification utilisée (Gordon & Morel, 1983; Morel, 1988) définit :

- Les eaux du cas 1, comme des eaux possédant des propriétés optiques gouvernées par le phytoplancton, au premier ordre, et les produits issus de sa dégradation et le CDOM, au second ordre,
- Les eaux du cas 2, comme tous les types d'eaux qui ne sont pas du cas 1, par exemple les eaux significativement influencées par les particules minérales, le CDOM, ou les bulles d'air, dont les concentrations ne peuvent pas être corrélées à celles du phytoplancton.

1.5.3 Quantités radiométriques

A partir de la classification « cas 1 » et « cas 2 », des algorithmes d'inversion ont été développés, pour chacun des deux cas, afin d'estimer les propriétés optiques de la masse d'eau à partir des réflectances de surface. Initialement, la télédétection de la couleur de l'océan s'est focalisée principalement sur la détermination des concentrations en chlorophylle-a dans l'océan global. De nombreux travaux ont alors été dédiés aux algorithmes d'inversion de la chlorophylle-a (algorithmes bio-optiques), (O'Reilly et al., 1998; Morel et al., 2007c). D'autre part, des algorithmes ont été développés, en particulier pour les eaux du cas 2, pour estimer les IOP préalablement à la détermination des paramètres biogéochimiques (IOCCG, 2006) (Figure 1.12). Tous ces algorithmes utilisent en entrée des quantités radiométriques données au niveau de l'interface eau-air, dont les principales sont :

- La luminance sortant de l'eau (*water-leaving radiance*), notée L_w (en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$), qui est la luminance qui émerge de la masse d'eau juste au-dessus de l'interface air-eau. La réflexion de l'interface n'est donc pas comptabilisée. La relation entre la luminance montante juste en dessous de l'interface et L_w est donnée par l'équation (1.25).
- La réflectance de télédétection (*remote sensing reflectance*), notée R_{rs} :

$$R_{rs}(\lambda, \theta_v, \varphi) = \frac{L_u(0^+, \lambda, \theta_v, \varphi)}{E_d(0^+, \lambda)} \quad (\text{en sr}^{-1}), \quad (1.34)$$

Où θ_v et φ sont l'angle de visée et l'azimut relatif du capteur (e.g. satellite), $L_u(0^+, \lambda, \theta_v, \varphi)$ est assimilable à L_w , la luminance montante dans la direction définie par θ_v et φ , $E_d(0^+, \lambda)$ est l'éclairement énergétique descendant juste au-dessus de l'interface air-eau. De la même façon, la réflectance de télédétection peut être définie juste en dessous de l'interface (0^-), on la note alors en minuscule : r_{rs} .

- La luminance normalisée sortant de l'eau (*normalized water-leaving radiance*), notée nL_w :

$$nL_w(\lambda, \theta_v, \varphi) = R_{rs}(\lambda, \theta_v, \varphi) \Phi_0(\lambda), \quad (\text{en } \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}) \quad (1.35)$$

où $\Phi_0(\lambda)$ est l'éclairement solaire moyen au sommet de l'atmosphère.

Toutes ces quantités sont directionnelles et dépendent de θ_v et φ . Elles sont déterminées, à partir des images satellites, après l'opération de correction atmosphérique.

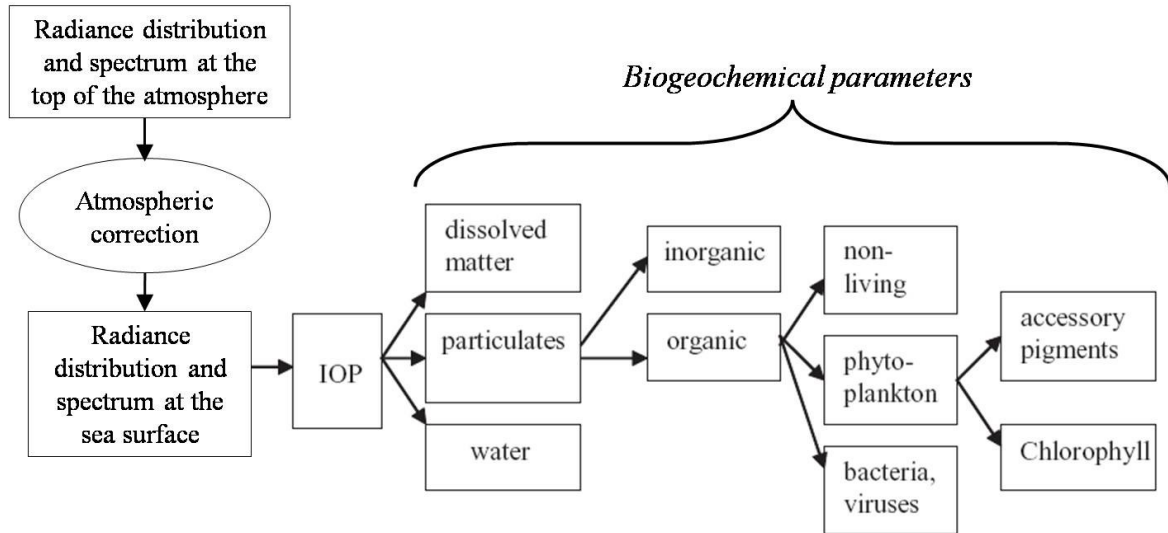


Figure 1.12. Diagramme schématisé du problème inverse rencontré en télédétection de la couleur de l'océan (adaptée de (IOCCG, 2006))

1.5.4 Corrections atmosphériques au-dessus des océans ouverts

Pour des faibles concentrations en chlorophylle, les eaux du cas 1 absorbent fortement les longueurs d'onde supérieures à 700 nm (e.g. rouge profond, proche-infrarouge), λ_{NIR} ; à ces longueurs d'onde, les luminances sortant de l'eau sont donc faibles. Leur contribution à la luminance totale, au sommet de l'atmosphère, peut être considérée comme négligeable : c'est l'hypothèse du *black pixel* qui considère donc les océans optiquement noirs dans cette gamme spectrale (i.e. $L_w(\lambda_{\text{NIR}}) \sim 0$) pour analyser les pixels des images satellite (Gordon & Morel, 1983). Les eaux des océans ouverts (eaux du large), étant généralement dominées par le phytoplancton, sont considérées comme des eaux du cas 1. Le schéma classique de correction atmosphérique (Gordon & Wang, 1994a) se base donc sur l'hypothèse du *black pixel* afin d'estimer les paramètres optiques de l'atmosphère au-dessus des océans ouverts. Ainsi, la réflectance mesurée depuis un capteur satellitaire dans cette région spectrale est attribuée à l'atmosphère. Il est alors possible de déterminer le signal provenant des aérosols en comparant les mesures à différents modèles d'aérosols. La phase critique des algorithmes de correction atmosphérique consiste à extrapoler spectralement la réflectance aérosol du proche infrarouge vers les longueurs d'onde visibles pour obtenir la réflectance marine.

Ces algorithmes de correction atmosphérique sont applicables dans la majorité des situations rencontrées en océans ouverts, y compris pour les régions de bloom phytoplanctonique (Bricaud & Morel, 1987; Siegel et al., 2000). Cependant, des limitations existent, qu'il est utile de préciser. Certaines espèces de phytoplancton, comme les coccolithophoridés, produisent des particules minérales donnant un aspect laiteux à des eaux devenues turquoises, dont les caractéristiques optiques ne sont plus celles des eaux du cas 1 (Gordon et al., 1988b). Par ailleurs, le déferlement des vagues produit une inclusion de microbulles dans la masse d'eau. Ces microbulles ont tendance à augmenter la diffusion dans la masse d'eau (Zhang et al., 2002), la rendant par là même plus lumineuse. Dans ces deux conditions, l'hypothèse du *black pixel* est loin d'être vérifiée. Cependant, les blooms de coccolithophoridés et la présence de microbulles dans la couche océanique ont un caractère temporel épisodique et géographiquement localisé. Ces deux conditions particulières ne seront pas traitées dans cette thèse. Notre étude se portera donc sur les conditions optiques généralement retrouvées en océans ouverts afin d'évaluer les apports des mesures multidirectionnelles et polarisées aux corrections atmosphériques au-dessus de cette zone.

Chapitre 2 ANALYSE DES MESURES

MULTIDIRECTIONNELLES ET POLARISEES

DU CAPTEUR SATELLITAIRE PARASOL

La télédétection spatiale de la couleur de l'océan se base habituellement sur un ensemble de mesures multispectrales, monodirectionnelles (une seule direction d'observation disponible) et non-polarisées. L'objectif de cette thèse étant d'exploiter les mesures multispectrales, multidirectionnelles et polarisées de PARASOL, un premier travail a naturellement été de quantifier l'impact des constituants de la couche marine sur ce type de mesures et ainsi élaborer des stratégies pour leur détection. Dans ce second chapitre, les caractéristiques du satellite PARASOL sont décrites dans un premier temps, incluant les objectifs généraux de la mission et les procédures de calibration et traitement des images. Dans un second temps, l'influence des aérosols sur le signal au sommet de l'atmosphère est étudiée, en particulier dans le cas du signal polarisé aux courtes longueurs d'onde du spectre visible. Ensuite, l'influence de différents types de constituants optiquement actifs de la couche marine sur les mesures au sommet de l'atmosphère est analysée à partir de simulations du transfert radiatif pour le système couplé atmosphère-océan. Un regard particulier est porté sur l'exploitation des mesures multidirectionnelles pour l'observation de la couleur de l'océan. De récents travaux ont montré théoriquement l'influence négligeable des constituants marins en océans ouverts sur l'état de polarisation du rayonnement au sommet de l'atmosphère (Chami, 2007). Nous avons donc étudié si l'approche de Chami (2007) est généralisable à la configuration des mesures PARASOL. La dernière partie de ce chapitre est alors spécialement dédiée à l'analyse du signal polarisé PARASOL mesuré à 490 nm, niveau bleu-vert du spectre visible. Dans ce travail, des calculs théoriques de transfert radiatif et de véritables mesures PARASOL ont été utilisés conjointement. L'utilisation de ce canal polarisé au sein d'algorithmes de correction atmosphérique est alors discutée.

2.1 MESURES DU SATELLITE PARASOL

2.1.1 Mission PARASOL

Dans le cadre de missions internationales de grande envergure, l'agence spatiale française (CNES) développe depuis 1998 la filière MYRIADE, dont l'objectif est de donner à la communauté scientifique la possibilité de réaliser des satellites légers, dans de courts délais. PARASOL (*Polarisation et Anisotropie des Reflectances au sommet de l'Atmosphère, couplées avec un Satellite d'Observation emportant un Lidar*) est le second satellite de cette filière ; il a été lancé en Décembre 2004. Le satellite PARASOL est actuellement en orbite dans la constellation du A-Train avec les satellites AQUA (qui embarque le capteur MODIS), AURA, CALIPSO, CLOUDSAT et OCO (Figure 2.1). Cette constellation a une orbite polaire héliosynchrone, et chacun des satellites croise l'équateur aux environs de 13h30, heure locale ; d'où son nom de « *the Afternoon Constellation* ». Cette multiplicité d'instruments sur une même orbite est une première et a été minutieusement planifiée pour permettre une synergie entre les différents capteurs, c'est-à-dire de combiner les différentes observations afin d'obtenir une information géophysique la plus complète possible.

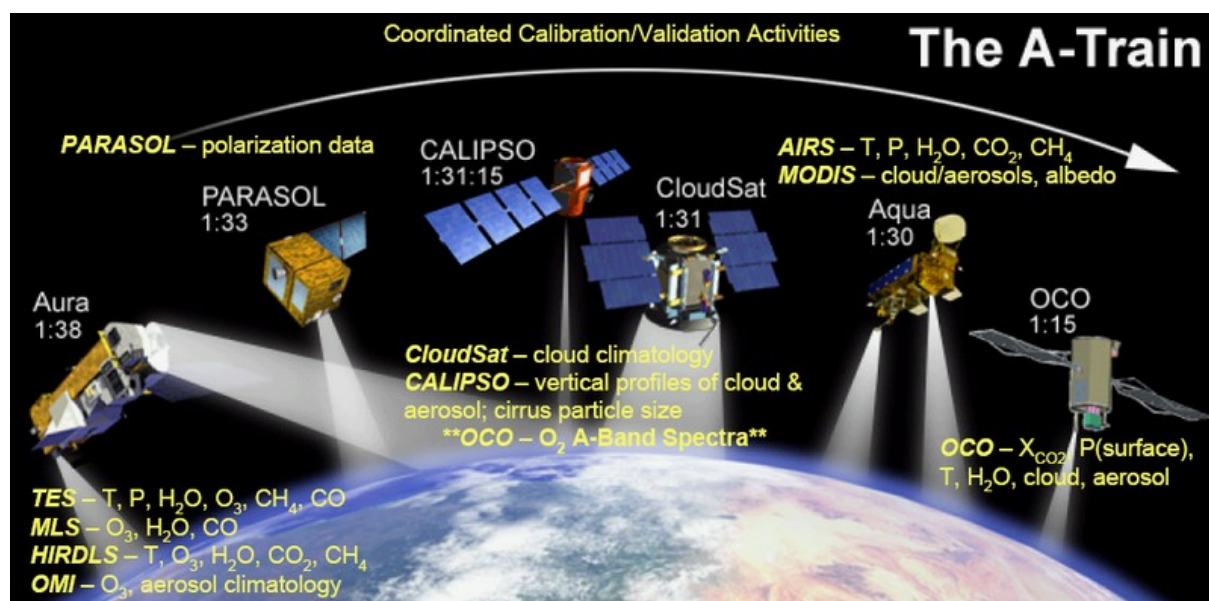


Figure 2.1. Illustration synoptique des satellites constituant le *A-Train*, *the Afternoon Constellation*. (Crédits NASA)

Le volet scientifique de la mission PARASOL est coordonné par le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (Lille, France). PARASOL embarque à son bord un radiomètre à grand champ POLDER (*POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances*), et constitue donc une suite logique aux précédentes missions POLDER (Bermudo et al., 2004), qui ont été écourtées du fait de la défaillance de la plateforme spatiale. Les principales caractéristiques du satellite et du capteur embarqué sont reportées Tableau 2.1. A partir des mesures polarisées et multidirectionnelles du capteur POLDER, la mission PARASOL a pour but d'améliorer la connaissance des propriétés

radiatives et microphysiques des nuages et des aérosols, ainsi que de fournir des images précises de la couleur de l’océan et des surfaces émergées (Leroy & Lifermann, 2000).

Tableau 2.1. Principales caractéristiques du satellite PARASOL

Date de lancement	18 décembre 2004
Plateforme	MYRIAD
Altitude	705 km
Heure locale	13h30
Masse	120 kg
Taille	$0.6 \times 0.8 \times 0.8 \text{ m}^3$
Instrument	POLDER
Bandes spectrales	9
Bandes polarisées	3
Etendue spectrale	443-1020 nm
Transducteur	Matrice CCD 242×274
Fauchée	1600 km (<i>cross-track</i>) 2100 km (<i>along-track</i>)
Résolution	6.18 km (grille géographique niveau 1)
Champ de vue	$\pm 57^\circ$

2.1.2 Mode d’acquisition et caractéristiques du capteur POLDER-III

L’architecture du radiomètre POLDER-III, embarqué à bord du satellite PARASOL, consiste en trois composantes principales (Deschamps et al., 1994) : (i) une optique grand champ, (ii) une roue tournante possédant des filtres spectraux et polarisés, (iii) une matrice CCD (*Charge-Coupled Device*, ou dispositif à transfert de charges) :

i. L’optique a une focale de 3.57 mm pour une ouverture à $f : 4.5$, ce qui correspond à un champ de vue maximal de 114° .

ii. La roue à filtres accomplit un tour sur elle-même en 4.9 s, elle porte 16 fentes qui possèdent différents filtres et polariseurs afin de sélectionner les bandes spectrales et les directions de polarisation. La première de ces fentes est constituée d’un filtre opaque qui permet d’estimer le courant résiduel du capteur. Les 15 autres fentes sont constituées par 6 filtres non-polarisés et 9 filtres polarisés pour trois bandes différentes (490, 670 et 865nm) et trois directions de polarisation différentes (-60° , 0° , 60°) (Figure 2.2).

iii. La matrice CCD est composée de 242×274 éléments indépendants. La taille totale de la matrice est de $6.5 \times 8.8 \text{ mm}^2$; ce qui lui confère, étant données les caractéristiques de l’optique, une trace au sol de $\pm 43^\circ$ et $\pm 51^\circ$, perpendiculairement et le long de la trajectoire du satellite, respectivement. La matrice CCD a été tournée de 90° par rapport à la configuration des précédentes missions POLDER, ce qui permet un plus grand nombre d’acquisitions directionnelles pour une même cible au sol.

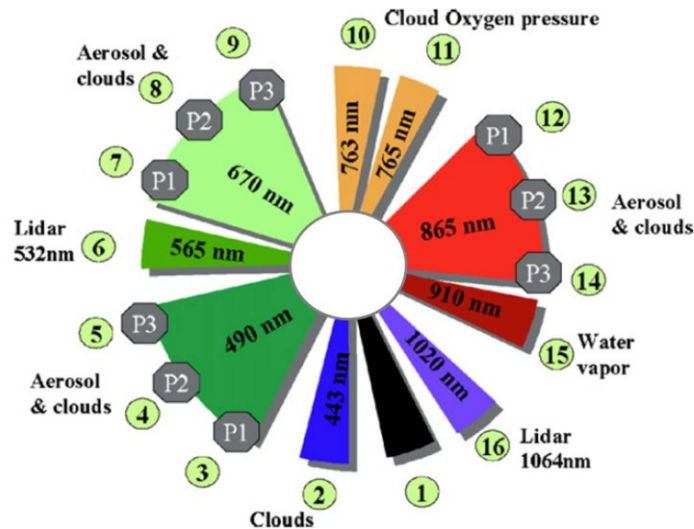


Figure 2.2. Diagramme schématisique de la roue à filtres du capteur POLDER-III. Les numéros indiquent l'ordre successif des acquisitions. P1, P2, P3 sont trois orientations du filtre polarisant.

Les séquences d'acquisition se répètent toutes les 20 secondes. Pendant cet intervalle, un point à la surface du globe, initialement vu au nadir, sera vu avec un angle de visée de 9° approximativement ; ce point appartient donc toujours au champ de vue du satellite (Figure 2.3). De la même manière, PARASOL effectue en moyenne 13 (maximum 16) mesures directionnelles pour une même cible au sol. Par la suite, nous appellerons image PARASOL l'ensemble de ces acquisitions directionnelles successives pour une zone géographique donnée.

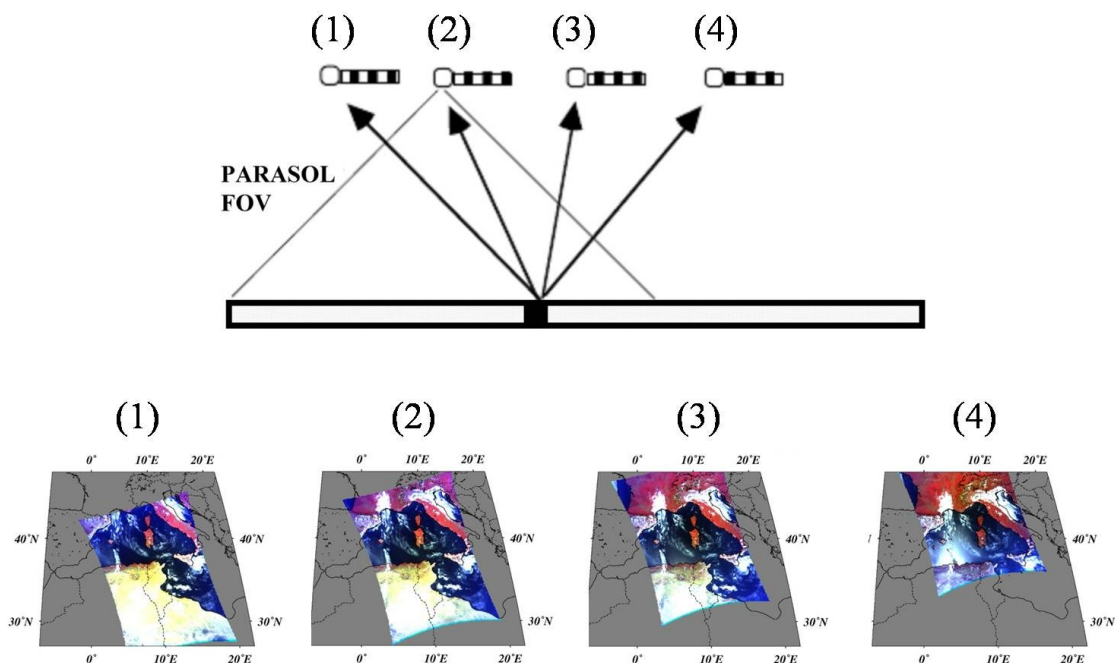


Figure 2.3. Acquisitions multidirectionnelles de PARASOL. Lors du mouvement du satellite, une même cible au sol sera vue par plusieurs acquisitions successives, numérotées de (1) à (4) sur la figure.

2.1.3 Les images PARASOL de niveau 1

L'image brute, ou de niveau 0, est constituée par la mesure du transducteur CCD, en nombre de digits. Les opérations nécessaires à l'obtention d'une image de niveau 1 consistent à attribuer une valeur radiométrique à chacune des mesures en digits, puis de leur allouer un lieu et une extension géographique (étape de géolocalisation). Après ces opérations, les mesures PARASOL sont données en unités de luminance normalisée (cf. §1.1.2), c'est-à-dire sans dimension.

2.1.3.a Traitement des digits

L'opération du traitement radiométrique des digits inclut : la correction de la lumière parasite, la soustraction du courant résiduel, la calibration des données, le calcul des paramètres de Stokes (I, Q, U) pour les bandes polarisées, ainsi que l'extrapolation de ces paramètres de polarisation vers les bandes non polarisées pour la correction des effets polarisant de l'optique (ceux-ci étant dépendants de la polarisation du rayonnement incident). Nous résumons succinctement la méthode pour le traitement radiométrique des bandes polarisées, avec le modèle radiométrique suivant (Hagolle et al., 1996) :

$$DN_{pix}^{\lambda,a} = GA^{\lambda,a} \left(P_{pix,1}^{\lambda,a} I_{pix}^{\lambda} + P_{pix,2}^{\lambda,a} Q_{pix}^{\lambda} + P_{pix,3}^{\lambda,a} U_{pix}^{\lambda} \right) + DC_{pix} \quad (2.1)$$

Avec les notations :

pix : élément de la matrice CCD

λ : numéro de la bande spectrale

a : orientation du polariseur ($-60^\circ, 0^\circ, 60^\circ$)

DN : nombre de digits enregistrés, terme compris entre 0 et 4095

DC_{pix} : courant résiduel (*dark current*) du pixel, il est mesuré à chaque acquisition

G : facteur de gain

$A^{\lambda,a}$: coefficient de calibration absolue

$P_{pix,1}^{\lambda,a}, P_{pix,2}^{\lambda,a}, P_{pix,3}^{\lambda,a}$: effets de l'optique sur les différents paramètres de Stokes

$I_{pix}^{\lambda}, Q_{pix}^{\lambda}, U_{pix}^{\lambda}$: les trois paramètres de Stokes à déterminer

Le système d'équations ainsi formé contient trois équations ($a = \{-60, 0, 60\}$). Une fois l'étalonnage des différents coefficients effectué, la résolution du système d'équations (2.1) permet de déterminer les paramètres I, Q et U (Hagolle et al., 1996).

2.1.3.b Traitement géographique

Les données radiométriques des images PARASOL sont géo-référencées à l'intérieur d'une grille standard, basée sur une projection sinusoidale de Samson-Flamsteed. Cette projection conserve les surfaces, les parallèles sont des droites régulièrement espacées et les méridiens ont une forme sinusoidale (Figure 2.4). L'algorithme de géolocalisation utilisé par le CNES projette les données sur

le globe terrestre, en tenant compte de l'attitude du satellite et de l'orientation relative du radiomètre au sein du satellite. La deuxième étape procède à l'interpolation des données pour les faire correspondre à la grille de référence par une méthode bi-cubique. Pour une image PARASOL, chacun des éléments de la grille peut contenir jusqu'à 16 observations pour une bande spectrale et un état de polarisation donnés.

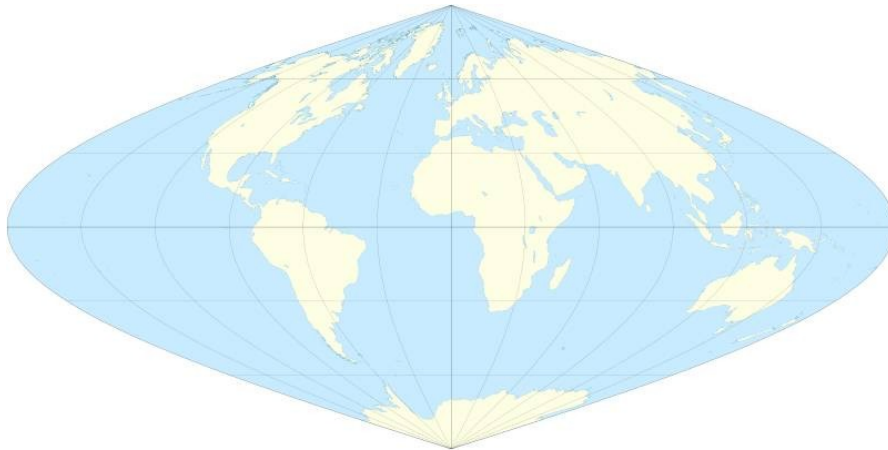


Figure 2.4. Projection de Samson-Flamsteed utilisée comme grille de référence des images PARASOL, avec une numérotation de 1 à 3240 de haut en bas et de 1 à 6480 de gauche à droite.

2.1.3.c Lecture des images de niveau 1

Dans le cadre du développement d'un algorithme de correction atmosphérique dédié aux images PARASOL, la lecture des images présente un premier souci d'opérationnalité. En effet, les pixels PARASOL sont constitués d'un grand nombre de données, qui sont à la fois spectrales, polarisées et directionnelles. La directionnalité est ici de première importance puisque deux mesures consécutives correspondent à deux géométries d'observation distinctes. Sur ce point, les données PARASOL comprennent les coefficients correctifs permettant de réajuster les géométries de chaque mesure de luminance. Pour lire ces images, quelques outils sont disponibles sur World Wide Web (<http://www.icare.univ-lille1.fr/tools/>), dont un outil de lecture que l'on utilise comme une commande shell sous linux (Parasolascii), et un logiciel qui permet la visualisation et l'analyse des images (paquet en langage IDL, Anapol).

Cependant, nous avons eu la nécessité, dès le début de cette thèse, de développer nos propres outils de lecture, du fait du besoin d'automatisation des procédures de lecture et de traitement répétées des images. Un important travail, certes fastidieux mais indispensable, a donc été consacré à l'écriture de programmes de lecture et d'analyse des images PARASOL spécifiques à notre travail scientifique. Ces outils utilisent principalement les fonctionnalités de FORTRAN90 et du langage GMT. Par ailleurs, cet effort a été profitable au développement d'outils d'analyse statistique des images ou encore pour valider nos algorithmes de correction atmosphérique à partir d'images synthétiques.

2.1.4 Les images PARASOL de niveaux 2 et 3

A partir des images de niveau 1, c'est-à-dire de la radiométrie au sommet de l'atmosphère, toute une série d'informations radiométriques et géophysiques peut être obtenue. Des traitements algorithmiques de ces images sont utilisés afin de déterminer les paramètres géophysiques d'intérêts scientifiques. On appelle images de niveau 2 les produits obtenus par ces traitements, et images de niveau 3 les produits de niveau 2 moyennés statistiquement sur la base de plusieurs jours, semaines ou mois. Les produits PARASOL de niveaux 2 et 3 sont distribués :

- par le centre de service ICARE en ce qui concerne l'observation des aérosols, des nuages et des terres émergées (Figure 2.5). Ces différents produits sont disponibles à l'adresse <http://www.icare.univ-lille1.fr/archive/index.php?dir=PARASOL/>.
- par la société HYGEOS en ce qui concerne les produits couleur de l'océan. Ces produits sont au format HDF à l'adresse <http://web.hygeos.com/>.

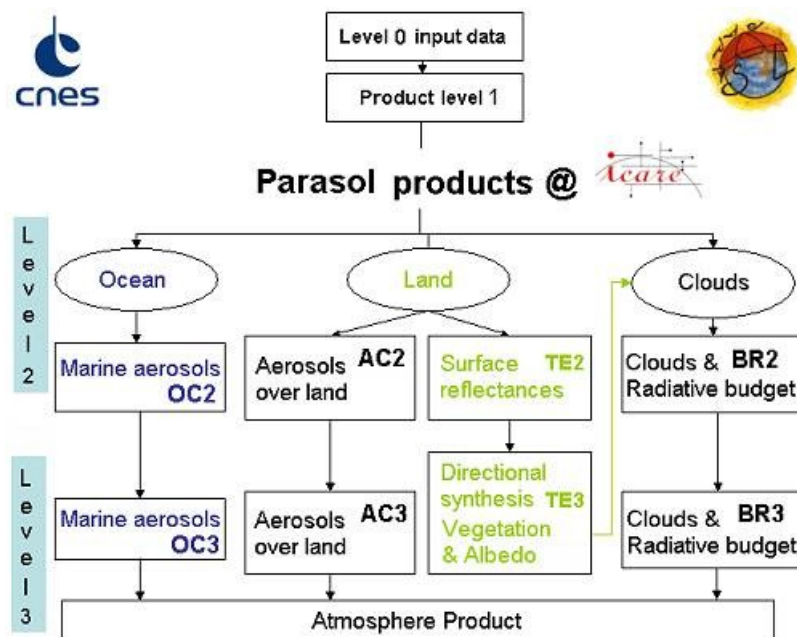


Figure 2.5. Organigramme de la chaîne de traitement ICARE des images PARASOL pour l'obtention des produits de niveaux 2 et 3. (Crédits ICARE)

2.1.5 Résolution et qualité des données PARASOL

Le coefficient de calibration absolue $A^{\lambda,a}$ et les termes $P_{pix}^{\lambda,a}$ (termes de perturbations liées à l'optique), de l'équation (2.1) ont été déterminés au sol avant le lancement du satellite. Cependant, ces paramètres de calibration doivent être réajustés en vol, du fait des dommages causés par la mise en orbite, ainsi que par le vieillissement naturel du capteur. Les méthodes de calibration en vol se basent

principalement sur des cibles naturelles dont la radiométrie est connue, en particulier les sites océaniques homogènes et sombres, les zones de l'image correspondant aux reflets du soleil sur la mer (*glint*), les nuages convectifs d'altitude hautement réfléchissants et enfin les sites au-dessus des déserts dont le signal radiométrique présente une remarquable stabilité temporelle.

A partir de ces cibles caractéristiques, une calibration absolue est effectuée pour certaines bandes, bandes infrarouges au-dessus des océans par exemple. La connaissance des variations spectrales, au-dessus des nuages ou du *glint*, permet ensuite d'intercaler les différentes bandes (Hagolle et al., 1999; Fougnie et al., 2007). Le réajustement de la calibration dans le temps, généralement appelé calibration multitemporelle, représente un autre aspect majeur de la qualité des mesures satellite ; la stabilité temporelle des mesures est indispensable au suivi du changement global par exemple. Pour remplir cet objectif, des cibles de référence brillantes, homogènes et surtout stables sont sélectionnées, comme les déserts ou les nuages convectifs (Fougnie & Bach, 2009). Des opérations du même type sont menées de façon routinière pour les missions MERIS (Hagolle & Cabot, 2003) ou SeaWiFS (Eplee et al., 2001), pour laquelle une autre cible de référence, la Lune, est utilisée par dépointage du satellite (Eplee Jr & Barnes, 2000). Une autre possibilité de calibration en vol consiste à comparer les produits de niveau 2 avec des mesures *in situ* par exemple. Des travaux préliminaires ont été menés dans ce sens dans le cas du satellite PARASOL à partir des images de réflectances marines PARASOL et des mesures radiométriques effectuées en mer Méditerranée (Steinmetz, 2008).

Après cette phase de calibration, la résolution (ou le bruit) des mesures peut être estimée toujours à partir de cibles de référence. Ce travail a été effectué par (Fougnie et al., 2007), dont nous résumons les résultats sur la résolution radiométrique des données PARASOL dans le Tableau 2.2. Pour déterminer le bruit présent dans les mesures, ces auteurs utilisent des valeurs données en équivalent de luminance normalisée totale ($NedI$) ou polarisée ($NedI_p$). L'estimation du bruit en luminance polarisée a été effectuée à partir du paramètre de Stokes U mesuré par PARASOL dans le plan principal. Dans cette condition géométrique et en hypothèse de diffusion simple, ce paramètre U est théoriquement nul. Cette mesure de U est donc une grandeur invariante utilisable pour la calibration. Malgré les difficultés rencontrées dans les procédures de calibration, les différentes bandes spectrales offrent des performances supérieures aux spécifications scientifiques de la mission PARASOL (Tableau 2.2). Seule la bande à 443 nm ne respecte pas ces spécifications, cette bande étant fortement contaminée par la lumière parasite. Cette bande a été déconseillée d'utilisation par le CNES et ne sera donc pas exploitée dans ce travail.

Tableau 2.2. Estimations du bruit des mesures PARASOL en vol (Fougnie et al., 2007), au-dessus de cibles océaniques homogènes. Les valeurs du bruit sont données en équivalent de luminance normalisée ($NedI$) et de luminance normalisée polarisée ($NedIp$).

			Bande spectrale (nm)				
			490	670	765	865	1020
Luminance normalisée	$I \leq 0.1$	$NedI$			0.00047	0.00029	0.00042
		Pré-vol			0.00025	0.00024	0.00033
		Requis			0.00050	0.00050	0.00050
Luminance polarisée normalisée	$I_p < 0.1$	$NedI_p$	0.00085	0.00085		0.00042	
		Pré-vol	0.00052	0.00051		0.00050	
		Requis	0.00100	0.00100		0.00100	

2.2 MODALITES DE SIMULATION DES DONNEES SYNTHETIQUES DE TYPE PARASOL

Dans la suite du chapitre, l'impact des propriétés optiques des aérosols et des hydrosols (e.g. phytoplancton) sur les paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère est étudié. Afin d'analyser l'information contenue dans les données PARASOL, nous avons simulé des données synthétiques par modélisation directe du transfert radiatif dans le système atmosphère-océan pour différentes conditions atmosphériques et marines. Ces simulations ont été réalisées à partir des codes de transfert radiatif OSOA (Chami et al., 2001) et 6SV (Kotchenova et al., 2006) (cf. §1.3.3). Nous exposons ici les modalités de simulation du transfert radiatif pour l'obtention de données synthétiques de type PARASOL.

2.2.1 Génération des tables de pré-calcul

L'application opérationnelle des codes de transfert radiatif, vectoriels ou non, pour le traitement systématique des images satellite nécessitent généralement un temps de calcul non négligeable et parfois même prohibitif dû au grand nombre de pixels de chaque image. Afin de palier à cette limitation, les calculs de transfert radiatif sont menés préalablement aux analyses d'images, et les résultats sont stockés dans des tables de pré-calcul (*Look-Up Tables* en anglais), que nous abrègerons par LUT dans la suite du manuscrit. Ces LUT permettent un accès rapide aux données radiatives qui caractérisent les différentes conditions du système que nous avons modélisé.

A l'aide du code de transfert radiatif OSOA, les paramètres de Stokes sont calculés au sommet de l'atmosphère (TOA) pour un grand nombre de géométries d'observation. Notons que les résultats obtenus avec OSOA ont été vérifiés avec le code 6SV. Ces géométries d'observation sont définies par le vecteur $\Psi_{obs} = (\theta_s, \theta_v, \varphi)$ où θ_s est l'angle solaire, θ_v est l'angle de visée, et φ l'azimut relatif entre

le soleil et le satellite. Une LUT correspond à un fichier contenant les valeurs des paramètres de Stokes TOA calculés pour un système atmosphère-océan déterminé et pour un ensemble de valeurs discrètes de Ψ_{obs} . Pour permettre l'adéquation des LUT aux mesures directionnelles de PARASOL, nous avons écrit un module FORTRAN d'interpolation linéaire 3D, i.e. dans l'espace de Ψ_{obs} , qui permet de calculer les paramètres issus des LUT pour toute géométrie d'observation de PARASOL. Cependant, cette interpolation peut induire un biais dans les valeurs retrouvées, car l'équation du transfert radiatif n'est pas une fonction linéaire de Ψ_{obs} . La réduction du pas de discrétisation des angles θ_s , θ_v et φ permet donc de minimiser, voire d'éliminer, ce biais. Néanmoins, des pas exagérément petits n'apportent pas un gain de résolution significatif en comparaison du coût logistique que leur utilisation occasionnerait (e.g. temps de calcul, taille des fichiers). Sur la base de ces considérations, nous avons ajusté cette discrétisation et avons choisi d'utiliser les géométries suivantes pour construire les LUT :

- θ_s correspond aux 41 angles de Gauss obtenus entre 0° et 90° , ce qui équivaut à un pas moyen d'environ 1.7° ,
- θ_v correspond aux 41 angles de Gauss obtenus compris entre 0° et 90° ,
- φ est compris entre 0° et 360° variant avec un pas de 5° .

Cependant, les géométries utilisées dans cette thèse se limitent aux angles solaires inférieurs à 70° , en raison de l'approximation plan parallèle utilisée (Ding & Gordon, 1994). Par conséquent, les régions situées aux hautes latitudes, pour lesquelles l'angle solaire peut dépasser 70° en hiver, sont exclues de notre étude.

2.2.2 Fonctionnalités du code de transfert radiatif OSOA

Le code de transfert radiatif OSOA permet de résoudre l'équation du transfert radiatif pour un ensemble discret de longueurs d'ondes dans le système atmosphère-océan couplé, en tenant compte des effets d'interface air-eau et de la propagation du rayonnement dans la couche marine. Les paramètres de Stokes simulés au sommet de l'atmosphère dépendent donc à la fois de la composition de l'atmosphère (aérosols en particulier) et des constituants marins de la couche océan. L'utilisation d'OSOA permet donc l'étude de la sensibilité des paramètres de Stokes mesurés depuis un satellite aux hydrosols. De plus, il permet de calculer les paramètres de Stokes au niveau de l'interface air-eau en tenant compte du couplage atmosphère-océan.

2.3 IMPACT DES PROPRIETES OPTIQUES DES AEROSOLS SUR LES PARAMETRES DE STOKES AU SOMMET DE L'ATMOSPHERE

Afin d'analyser l'impact de la présence d'aérosols et d'hydrosols sur le signal mesuré par le satellite, nous avons procédé en deux étapes. La première a été dédiée à l'étude de l'impact que différents types d'aérosols peuvent avoir sur une mesure de type PARASOL. La deuxième étape consiste à analyser l'influence des constituants marins sur les mesures faites au sommet de l'atmosphère. Ces deux étapes ont permis d'identifier quelques caractéristiques de l'information apportée par les mesures polarisées et directionnelles du type PARASOL (Harmel & Chami, 2008). Cette section (dédiée aux paramètres atmosphériques), et la section 2.4 suivante (dédiée aux constituants marins) ont pour vocation de définir l'information géophysique susceptible d'être contenue dans les mesures PARASOL. Ils constituent, par conséquent, une analyse préliminaire de la potentialité des algorithmes de traitement des mesures satellite (directionnelles et polarisées) à produire des données biogéophysiques.

2.3.1 Sensibilité du signal au sommet de l'atmosphère aux caractéristiques microphysiques des aérosols

Afin d'analyser la sensibilité du signal au sommet de l'atmosphère, tel qu'il pourrait être mesuré par PARASOL, aux caractéristiques microphysiques des aérosols, une distribution de taille des aérosols en loi de puissance (type loi de Junge, cf. §1.4.1) a été utilisée. Cette distribution est d'une utilisation simple du fait du peu de paramètres qui la régissent, e.g. r_1, r_2, ν de l'équation (1.27). Par ailleurs, si les particules sont sphériques (théorie de Lorenz-Mie), l'exposant de Junge ν est directement relié à l'exposant d'Angström α_{ang} , $\alpha_{ang} = \nu - 3$. Bien que cette modélisation de Junge des aérosols reste simpliste (voir discussion §1.4.1), elle offre suffisamment de réalisme pour l'étude des effets comme l'absorption des aérosols sur le rayonnement atmosphérique par exemple, et a été utilisée dans différentes études de télédétection de la couleur de l'océan (Chomko & Gordon, 1998; Chomko et al., 2003; Brajard et al., 2006; Xu et al., 2007). Nous l'utilisons ici en tant qu'approche théorique à l'analyse de la sensibilité des mesures multidirectionnelles et polarisées PARASOL aux aérosols.

Dans les calculs des propriétés optiques, des aérosols sphériques sont considérés avec les paramètres de la distribution de taille fixés à $r_1 = 0.10 \mu\text{m}$ et $r_2 = 50.0 \mu\text{m}$. L'indice de réfraction complexe $n = n_r + i n_i$ et l'épaisseur optique aérosols τ_a sont alors ajustés. Un ensemble de LUT a été calculé pour différentes valeurs de ces quatre paramètres $\{ n_r, n_i, \nu, \tau_a \}$ (Tableau 2.3). Les paramètres de Stokes I, Q et U sont extraits des LUT pour simuler une mesure typique de PARASOL, c'est-à-dire correspondant à un ensemble directionnel des géométries de pixel PARASOL.

Tableau 2.3: Paramètres des LUT construites à partir de la loi de distribution de taille de Junge, pour toutes les combinaisons des valeurs ici mentionnées.

Indice de réfraction réel, n_r	1.33 1.43 1.53
Indice de réfraction imaginaire, n_i	0 (non absorbant) 0.01 (fortement absorbant)
Indice de taille de Junge, ν	4 5

Nous illustrons, Figure 2.6, notre étude de sensibilité par des simulations d'une mesure typique PARASOL, constituée de 13 acquisitions directionnelles des paramètres de Stokes I, Q et U pour la bande à 490 nm avec une épaisseur optique aérosol de 0.4 à 550 nm. I, Q et U sont tous trois sensibles à l'indice de réfraction réel n_r , Figure 2.6(a). Alors que I est sensible de façon homogène sur l'ensemble des directions, Q et U ne sont sensibles à n_r que pour certaines gammes d'angle de diffusion (e.g. $[95^\circ, 120^\circ]$ pour Q, $[85^\circ, 105^\circ]$ pour U Figure 2.6(a)). On qualifiera donc de directionnel l'impact de n_r sur Q et U.

Deux valeurs de l'indice de réfraction imaginaire ont été choisies pour simuler des aérosols non-absorbants ($n_i=0$) et fortement absorbants ($n_i=0.01$) pour n_r fixé à 1.43, voir Figure 2.6(b). L'impact de n_i sur les mesures de I est homogène sur toutes les directions, avec une diminution de I de l'ordre de 20% dans le cas des aérosols absorbants. Par contre, Q et U ne sont que très peu sensibles au caractère absorbant des aérosols.

L'indice de taille de Junge ν (Figure 2.6(c)) a un impact à la fois sur I, Q et U. Schématiquement dans l'exemple présenté ici, l'impact de ν sur I au sommet de l'atmosphère est homogène sur l'ensemble des directions, e.g. une variation de $\nu=4$ à $\nu=5$ provoque une différence de 20% sur I à 490nm (Figure 2.6(c)). En revanche, l'effet de ν sur Q est directionnel : des variations significatives de Q pour des angles de diffusion supérieurs à 115° sont observées lorsque ν varie entre 4 et 5, alors que les variations de Q sont négligeables pour les angles de diffusion inférieurs à 115° . L'information directionnelle doit donc être prise en compte afin discriminer les indices de taille des aérosols à partir des mesures polarisées.

Les variations spectrales de I sont fortement dépendantes de la distribution de taille choisie par le biais de l'exposant d'Angström. Le rapport spectral de la luminance normalisée polarisée I_{pol} , entre 490 et 670 nm (Figure 2.6(d)), montre également une sensibilité importante à l'indice de taille de Junge. Cette sensibilité dépend beaucoup de la direction d'observation, avec des changements de tendance (i.e. diminution-augmentation) selon l'angle de diffusion.

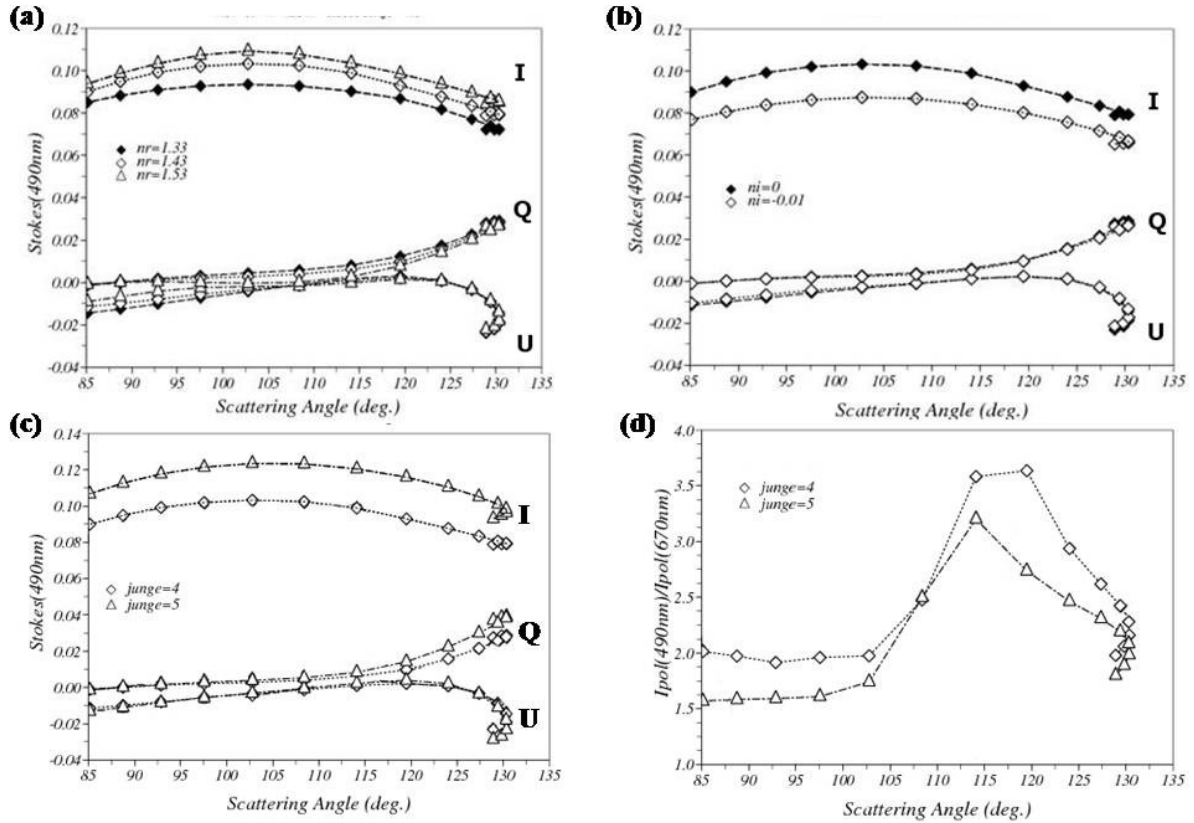


Figure 2.6: Sensibilité des paramètres de Stokes I, Q et U, tels que mesurés par PARASOL, à (a) l'indice de réfraction réel n_r ($n_i=0$), (b) l'indice de réfraction imaginaire n_i ($n_r=1.43$), (c) l'indice de taille de junge ν ($n_r=1.43$, $n_i=0$). Le rapport spectral polarisé, réflectance polarisée à 490nm sur réflectance polarisée à 670, a été simulé pour une mesure PARASOL (d) pour deux valeurs de l'indice de taille des aérosols.

Différentes sensibilités des paramètres de Stokes aux propriétés microphysiques des aérosols ont été identifiées. Cette étude a certes été limitée à quelques mesures types de PARASOL et à certaines conditions atmosphériques (épaisseurs optiques données, pas d'absorption gazeuse). Cependant, elle apporte des conclusions d'ordre général sur l'utilité des mesures directionnelles des paramètres de Stokes I, Q et U pour l'observation des aérosols. Premièrement, l'information contenue dans Q et U est fortement dépendante de la direction d'observation. L'utilisation de mesures polarisées satellitaires ne peut donc s'affranchir d'un système de mesures multidirectionnelles. Deuxièmement, il existe une complémentarité entre I, Q et U, qui contiennent toute l'information optique en l'absence de polarisation elliptique. Une indétermination dans le choix d'un modèle d'aérosols à partir de I est potentiellement levée par l'utilisation des paramètres Q et U lors de la procédure d'inversion. Par ailleurs, il peut être mentionné que Q et U possèdent des sensibilités proches mais pour des angles de diffusion différents, voir par exemple Figure 2.6(a) et (c). Troisièmement, Q et U ne sont que très peu sensibles au caractère absorbant des aérosols, contrairement à I. L'utilisation de Q et U pourrait donc être envisagée pour déterminer la présence d'aérosols absorbants comme suit. Considérons que la seule inconnue du système atmosphère-surface provient des aérosols. Une fois l'épaisseur optique aérosol déterminée, Q et U peuvent être utilisés pour déterminer l'indice de réfraction réel et la

distribution de taille des aérosols. A partir de ces paramètres, I est calculé. La différence entre ce I calculé et celui mesuré fournit une estimation de l'absorption aérosol.

Finalement, cette étude, bien que qualitative, fournit la preuve de la pertinence de l'utilisation conjointe des paramètres de Stokes I, Q, U mesurés pour différentes géométries d'observation au sein des algorithmes d'inversion des images satellites et en l'occurrence des algorithmes de correction atmosphérique. En conclusion, cette étude de sensibilité a permis de hiérarchiser les différents critères de correction atmosphérique en fonction des caractéristiques optiques des aérosols.

2.3.2 Information directionnelle

Les modèles issus de la loi de Junge, nous ont permis d'identifier, d'un point de vue théorique, la sensibilité des mesures de type PARASOL aux caractéristiques optiques des aérosols. Cependant, pour tester la sensibilité des mesures PARASOL en vue de leur exploitation au sein d'un algorithme de correction atmosphérique, nous avons besoin de LUT construites à partir de modèles d'aérosols les plus réalistes possibles. Nous avons choisi d'utiliser les modèles semi-empiriques de Shettle & Fenn (Shettle & Fenn, 1979), qui ne permettent certes pas l'étude théorique de la section précédente, mais offre un réalisme satisfaisant pour la correction atmosphérique (Wang et al., 2000; Gordon, 2003). Des LUT ont été construites pour les modèles : M70, M90, M98, C70, C90, C98, T70, T90, T98 et pour différentes épaisseurs optiques, voir Tableau 2.4.

Tableau 2.4: Des LUT-atmosphère ont été construites pour toutes les combinaisons des paramètres suivants

Modèles Shettle & Fenn	M70	M90	M98	C70	C90	C98	T70	T90	T98
Epaisseur optique aérosol, τ_a	0.01	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7	1.0

A partir de ces LUT, la composante aérosol non-polarisée (ρ_{aero}) et polarisée (ρ_{aero}^{pol}) des réflectances est calculée :

$$\begin{aligned} \rho_{aero} &= I_{tot} - I_{ray} \\ \rho_{aero}^{pol} &= \sqrt{(Q_{tot} - Q_{ray})^2 + (U_{tot} - U_{ray})^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

où I_{tot} , Q_{tot} et U_{tot} sont les paramètres de Stokes en unité de réflectance, i.e. normalisés par $\pi/(\mu_0\Phi_0)$, calculés pour le système couplé atmosphère-océan au sommet de l'atmosphère ; I_{ray} , Q_{ray} et U_{ray} sont calculés pour une atmosphère dépourvue d'aérosols avec l'océan considéré comme parfaitement absorbant. Ils correspondent donc à la composante strictement moléculaire du rayonnement atmosphérique. Cette correction de la composante moléculaire du rayonnement est simplement utilisée ici dans le but de mettre l'accent sur les variations de I, Q et U imputables aux aérosols. A partir de ces

grandeurs, les différences absolues suivantes sont calculées pour toutes les géométries d'observation possibles :

$$\Delta\rho_{aero}^{pol}(\Psi, \lambda) = \left| \rho_{aero}^{pol}(\Psi, \lambda; aerosol) - \rho_{aero}^{pol}(\Psi, \lambda; aerosol_{ref}) \right| \quad (2.3)$$

Où $aerosol_{ref}$ correspond au modèle M98 pris comme référence. A titre d'exemple, les valeurs de $\Delta\rho_{aero}^{pol}$, à 870 nm, sont représentées Figure 2.7 pour différents modèles de Shettle & Fenn, pour une atmosphère claire ($\tau_a(550nm)=0.1$) et une atmosphère modérément turbide ($\tau_a(550nm)=0.5$).

Sur la Figure 2.7, les valeurs inférieures au seuil de détectabilité de PARASOL sont grisées. Il apparaît que pour certaines directions d'observation, les différences entre deux modèles d'aérosols ne sont pas détectables à partir des mesures de la luminance polarisée. Cela confirme le besoin d'utiliser des mesures multidirectionnelles pour discriminer entre différents types d'aérosols. Pour les azimuts inférieurs à 90° , le maximum de variation dessine une auréole centrée sur l'angle de visée et l'angle solaire sont confondus (i.e. géométrie de rétrodiffusion), correspondant à des lignes d'angle de diffusion constant. L'importance de la masse d'air (qui dépend de l'angle de visée) est donc de second ordre devant celle de l'angle de diffusion. Or, si le maximum de variation a lieu pour un même angle de diffusion, celui-ci dépend de l'angle solaire qui est changeant selon la latitude et l'époque de l'année. Seules des mesures multidirectionnelles offrent donc la possibilité d'obtenir des mesures à l'angle de diffusion optimal pour discriminer entre différents types d'aérosols, quelles que soient la latitude et l'époque considérées. Pour l'ensemble des directions d'observation, les valeurs de $\Delta_i\rho_{aero}^{pol}$ sont plus élevées en présence d'atmosphères turbides. Les diffusions multiples, qui se produisent en atmosphère turbide, ne sont donc pas une limitation à la discrimination entre différents types d'aérosols. On peut ajouter que les variations du signal polarisé au sommet de l'atmosphère sont quantitativement du même ordre de grandeur que l'on fasse varier le modèle de base (i.e. marin, côtier, terrestre) ou l'hygrométrie (i.e. M70, M98) des aérosols.

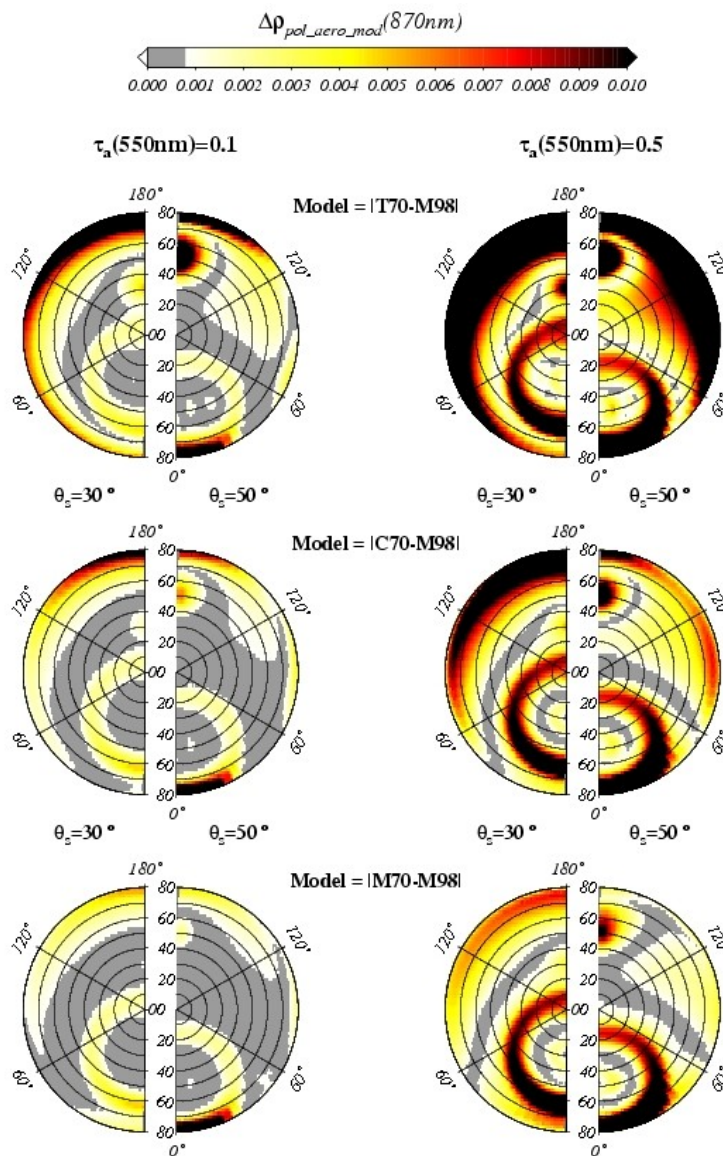


Figure 2.7. Différence absolue entre les réflectances polarisées à 870nm (éq. (2.3)) calculées avec OSA pour différents modèles d'aérosols (M70, M98, T70) et différentes épaisseurs optiques aérosol τ_a à 550nm 0.1 (atmosphère claire) et 0.5 (atmosphère modérément turbide). Les valeurs sont données pour les angles solaires θ_s de 30° et 50°, les angles de visée sont compris entre 0° et 80°, et les différences d'azimut entre le plan solaire et le plan satellite sont comprises entre 0° (soleil et satellite du même côté) et 180° (soleil et satellite en opposition). La partie grisée représente le bruit radiométrique de PARASOL.

En faisant varier les modèles d'aérosol, tous les autres paramètres constants par ailleurs, nous avons identifié les diverses sensibilités des mesures PARASOL aux aérosols, en présence dans le système atmosphère-océan. L'intérêt d'utiliser des mesures directionnelles polarisées pour la détermination des modèles d'aérosols est certes bien connu, voir (Mishchenko et al., 2007b). Cependant, ce travail était un préalable essentiel au développement d'algorithmes de correction atmosphérique. En effet, la détermination des modèles d'aérosols à partir des images satellite est limitée par l'information contenue dans le rayonnement capté par le satellite. Il apparaît, à la suite de cette étude, que l'information contenue dans le signal capté est fortement dépendant de la géométrie d'observation.

Dans le cas pratique du capteur POLDER/PARASOL ; nous avons montré que la quantité d'information liée aux modèles d'aérosols est importante pour certaines géométries d'observation et négligeable pour d'autres. Nous devons donc en tenir compte lors du développement de l'algorithme de correction atmosphérique exposé au chapitre 3.

2.4 IMPACT DU SIGNAL OCEANIQUE SUR LES MESURES SATELLITAIRES PARASOL

2.4.1 Propriétés optiques des particules marines

Le code de transfert radiatif OSOA permet de calculer les paramètres de Stokes dans la couche marine. Comme nous l'avons vu précédemment, l'équation du transfert radiatif ne peut se résoudre que si la matrice de diffusion et les coefficients de diffusion et d'absorption sont connus en chacun des points du système. Par la suite, la couche marine est considérée comme appartenant aux eaux du cas 1 (cf. §1.6). La matrice de diffusion de la couche F_{marin} s'écrit :

$$F_{marin}(\lambda, \Theta) = \frac{b_w(\lambda)F_w(\lambda, \Theta) + b_p(\lambda)F_p(\lambda, \Theta)}{b_w(\lambda) + b_p(\lambda)} \quad (2.4)$$

avec F_w et F_p les matrices de diffusion de l'eau de mer pure (indice w) et du phytoplancton/produits de dégradation (indice p), b_w et b_p les coefficients de diffusion respectifs ; λ et Θ sont la longueur d'onde et l'angle de diffusion, respectivement. La valeur de b_w donnée par (Morel, 1974) est utilisée, tandis que b_p est calculé suivant le modèle de (Loisel & Morel, 1998) qui est fonction de la concentration en Chlorophylle-a.

La matrice de diffusion F_w est calculée suivant le formalisme de la diffusion Rayleigh avec un facteur de dépolarisation de 0.09 (Morel, 1974). La théorie de Lorenz-Mie est utilisée pour calculer F_p , pour une distribution de taille suivant une loi de Junge et un indice de réfraction réel fixé. Nous rappelons que plus grand est l'exposant de Junge, plus les petites particules dominent la masse d'eau ; des valeurs extrêmes comme 3 et 5 correspondent à une prédominance de très grosses et de très fines particules, respectivement. Certains auteurs modélisent alors la matrice de diffusion des eaux du cas 1 à partir d'un mélange de détritus et de phytoplanctons, dont les matrices de diffusion sont calculées séparément (mélange externe) et leur importance relative paramétrée en fonction de la concentration en chlorophylle (Morel & Maritorena, 2001; Chowdhary et al., 2006). Ici, où nous avons considéré des valeurs moyennes de l'indice de réfraction et de l'exposant de Junge préalablement au calcul de la matrice de diffusion (mélange interne) ; ce calcul est indépendant de la concentration en chlorophylle ce qui constitue une limitation à nos simulations. Enfin, le coefficient d'absorption de l'eau de mer pure que nous avons utilisé est donné par (Pope & Fry, 1997) et celui du phytoplancton/produits de dégradation est dérivé à partir du modèle bio-optique de (Bricaud et al., 1998). Par la suite, nous

considérerons ces différentes hypothèses et limitations comme suffisamment réalistes pour l'étude de l'impact de la couche marine sur les mesures du satellite PARASOL.

2.4.2 Influence de la couche marine sur la luminance au sommet de l'atmosphère

2.4.2.a Influence de la bidirectionnalité du rayonnement sortant de l'eau

Au niveau de la surface marine, la luminance sortant de l'eau ne constitue généralement pas un champ isotrope (Jerlov & Fukuda, 1960) ; la luminance n'est pas lambertienne. De plus, ces aspects bidirectionnels dépendent des constituants marins en présence. Il est donc de première importance de considérer ces aspects directionnels lors de la télédétection de la couleur de l'océan par satellite (Morel & Gentili, 1993; Morel et al., 1995; Morel & Gentili, 1996). Les travaux antérieurs se sont intéressés principalement à l'effet de la directionnalité au niveau de l'interface eau-air. Nous nous attachons ici à l'étude de l'impact de la non-isotropie du rayonnement sortant de l'eau sur les mesures PARASOL et plus généralement sur la luminance au sommet de l'atmosphère (TOA).

A partir du modèle optique exposé dans la section précédente, les luminances normalisées TOA, I^{TOA} , ont été calculées avec le code OSOA, pour différentes concentrations en chlorophylle, Chl , et exposants de Junge. Ces calculs ont été effectués pour différentes épaisseurs optiques aérosol pour le modèle nonsphérique défini au §1.4.4. Ce modèle a été choisi pour son réalisme. De plus, ce modèle d'aérosols ne présente pas de variations spectrales, simplifiant ainsi l'interprétation des calculs. Le taux de variation des luminances TOA par rapport à Chl a été calculé comme suit :

$$\Delta_{Chl} I^{TOA}(\Psi, \lambda) = \left| \frac{I^{TOA}(\Psi, \lambda; Chl_1) - I^{TOA}(\Psi, \lambda; Chl_2)}{Chl_1 - Chl_2} \right| \quad (2.5)$$

$\Delta_{Chl} I^{TOA}$ est indicatif de l'importance de la variation de la luminance TOA induite par la variation de concentration en chlorophylle dans la couche marine. Ce terme est par conséquent un indicateur de l'information phytoplanctonique contenue dans la luminance TOA ; plus ce terme est grand, plus il est aisé de distinguer la concentration en phytoplancton à partir des mesures. Aux longueurs d'onde 490 et 565 nm, $\Delta_{Chl} I^{TOA}$ est représenté dans le plan principal en fonction de l'angle de visée (abscisses) et de l'épaisseur optique aérosol (ordonnées) sur des graphiques cartésiens, pour deux angles solaires (30° et 50°) et pour des conditions marines oligotrophes ($Chl_1=0.03 \text{ mg m}^{-3}$ et $Chl_2=0.1 \text{ mg m}^{-3}$, Figure 2.8 et Figure 2.9) et eutrophes ($Chl_1=1.0 \text{ mg m}^{-3}$ et $Chl_2=3.0 \text{ mg m}^{-3}$, Figure 2.10 et Figure 2.11). Les propriétés optiques du phytoplancton sont simulées avec un exposant de Junge de 3.5 et de 4, pour un indice de réfraction typique de 1.05 (Aas, 1996). De plus, afin d'évaluer l'information phytoplanctonique contenue dans les mesures PARASOL, une échelle en dégradé de gris est utilisée lorsque le taux de variation est inférieur au seuil de détectabilité, *Seuil*, défini comme :

$$Seuil = \left| \frac{NeqI}{Chl_1 - Chl_2} \right| \quad (2.6)$$

où $NeqI$ est le bruit en équivalent de luminance normalisée de PARASOL défini par (Fougnie et al., 2007) qui est égale à $4 \cdot 10^{-4}$. Les diagrammes polaires des Figure 2.8 à Figure 2.11 montrent $\Delta_{Chl} I^{TOA}$ pour l'ensemble des géométries d'observation, pour un angle solaire donné, à une épaisseur optique aérosol de 0.2 à 550 nm.

En conditions oligotrophes (Figure 2.8 et Figure 2.9), les variations de I^{TOA} imputables à la concentration en chlorophylle sont très faibles à 565 nm, et sont inférieures au seuil de détectabilité de PARASOL pour la quasi-intégralité des directions d'observation. Seules des communautés phytoplanctoniques de petite taille, i.e. exposant de Junge = 4.0 (Figure 2.9), influenceront la mesure pour des géométries proches de la rétrodiffusion (représentée par une ligne noire verticale). Pour cette même communauté, l'influence de Chl sur I^{TOA} n'est significative que pour certaines directions à 490 nm ; alors que cette influence est importante pour toutes les directions, dans le cas du phytoplancton modélisé avec un exposant de Junge de 3.5 (Figure 2.8). A 490 nm, ce caractère directionnel, visible sur les diagrammes polaires, indique une possibilité, ou du moins une potentialité, quant à la distinction entre différentes classes de taille du phytoplancton à partir de mesures multidirectionnelles depuis le sommet de l'atmosphère. Cette perspective est d'autant plus fondée au regard des Figure 2.10 et Figure 2.11, qui traitent de conditions eutrophes. Dans ces conditions, où la concentration en chlorophylle est supérieure à 1 mg.m^{-3} , les variations de Chl impliquent de larges variations directionnelles de I^{TOA} à la fois à 490 et 565 nm ; à l'exception de $I^{TOA}(490 \text{ nm})$ pour un exposant de Junge du phytoplancton de 4.0, dont les variations ne sont en général pas détectables par PARASOL pour un angle solaire de 50° . Là encore, on remarque de larges différences entre les Figure 2.10 et Figure 2.11 induites par la valeur de l'exposant de Junge utilisée pour chacune, à savoir 3.5 et 4.0 respectivement.

Pour l'ensemble des Figure 2.8 à Figure 2.11, nous pouvons dire de manière générale que $\Delta_{Chl} I^{TOA}$ montre une nette diminution avec l'épaisseur optique aérosol (AOT). Cependant, $\Delta_{Chl} I^{TOA}$ ne dépend pas de la valeur absolue de I^{TOA} , qui augmente conjointement à AOT. Cette diminution de $\Delta_{Chl} I^{TOA}$ s'interprète donc comme une perte d'information sur la couche marine contenue dans I^{TOA} . Cette perte est directement liée à la diffusion atmosphérique, qui diminue la proportion de rayonnement émergeant de la couche marine dans la direction d'observation. La qualité de l'estimation des luminances marines à partir des images satellite est donc fortement corrélée à la turbidité de l'atmosphère. Cependant, dans la plupart des cas montrés dans les Figure 2.8 à Figure 2.11, la variation de I^{TOA} en fonction de Chl reste théoriquement détectable pour des atmosphères très

turbides (e.g. AOT=1.0) dès lors qu'elle est détectable en atmosphère claire (AOT < 0.1), en d'autres termes l'atmosphère ne masque jamais le signal marin.

Cette analyse a été effectuée à partir de simulations issues de différentes hypothèses : propriétés optiques de l'eau de mer dominées par la chlorophylle-a avec une surface marine considérée plane. De plus, le phytoplancton a été modélisé comme des particules sphériques distribuées selon une loi de Junge. Dans la recherche d'une modélisation du système radiatif océanique la plus réaliste possible, ces hypothèses sont évidemment sujettes à discussion. Néanmoins, les restrictions effectuées pour la modélisation du système atmosphère-océan ont permis de mettre en lumière l'impact maximum que le changement trophique de la couche marine implique sur la luminance au sommet de l'atmosphère. En d'autres termes, ceci peut s'interpréter comme une quantification de l'information sur les constituants phytoplanctoniques, et les produits de dégradation associés, détectable par un satellite. En comparant cette quantité d'information avec la mesure qui serait effectuée par PARASOL, nous avons montré que si la variation de I^{TOA} liée à la biomasse phytoplanctonique est détectable en atmosphère claire, elle le reste en atmosphère turbide (AOT=1.0); pointant alors la perspective de corrections atmosphériques pertinentes pour des scènes fortement contaminées par les aérosols. Par ailleurs, cette étude indique le besoin essentiel de considérer la non-isotropie du rayonnement marin pour les applications de télédétection spatiale. De plus, il apparaît que le caractère directionnel des variations de I^{TOA} imputables à *Chl* est influencé significativement par la distribution de taille du phytoplancton, comme nous le discuterons section suivante.

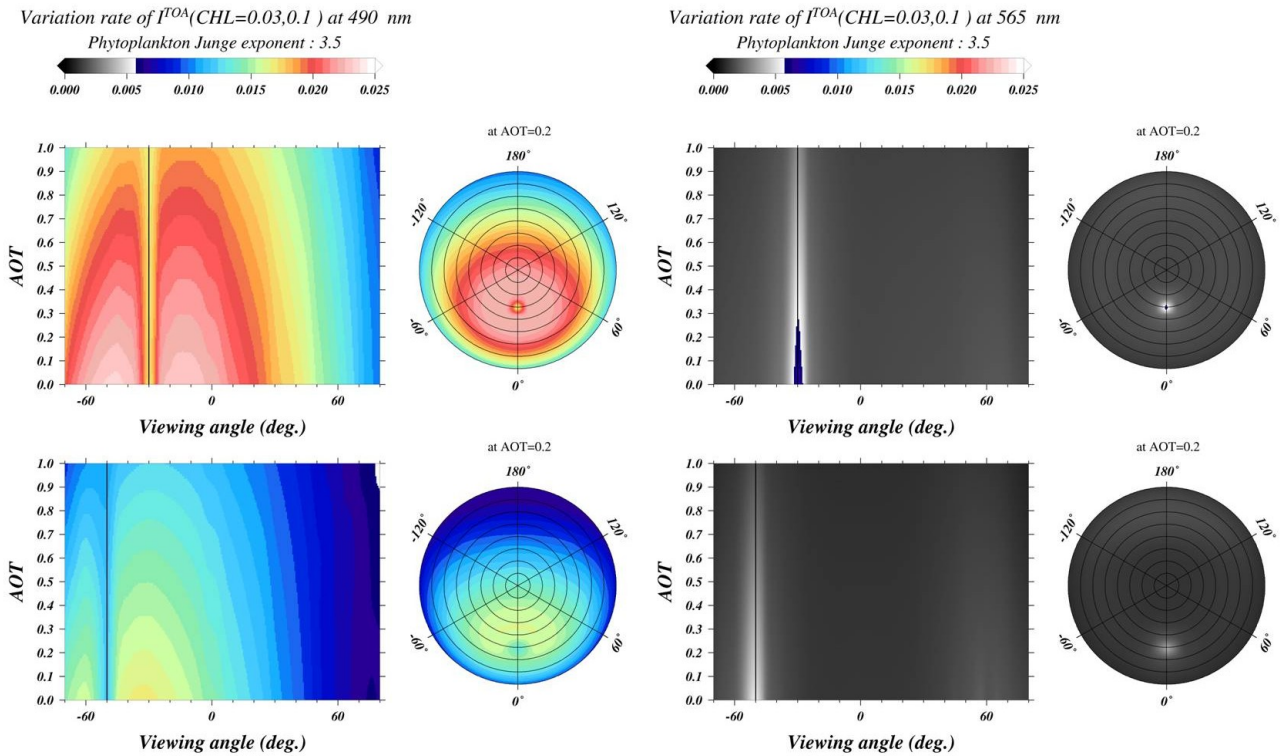


Figure 2.8. Taux de variation de la luminance au sommet de l'atmosphère par rapport à *Chl*, pour différentes épaisseurs optiques aérosol (AOT) et angles de visée dans le plan principal, à deux angles solaires 30° (haut) 50° (bas) et deux longueurs d'onde 490 (gauche) et 565 (droite) nm. Les diagrammes polaires représentent ce même taux pour l'ensemble des géométries potentiellement réalisables par une mesure PARASOL ; l'épaisseur optique aérosol est de 0.2 à 550 nm. Une échelle de couleur grisée est utilisée lorsque le taux de variation est inférieur au seuil de détectabilité de PARASOL. La distribution de taille du phytoplancton est simulée avec un exposant de Junge de 3.5 ; la couche océanique est considérée oligotrophe (i.e. variation entre 0.03 et 0.1 mg.m^{-3} de *Chl*). La barre noire verticale indique l'angle de rétrodiffusion.

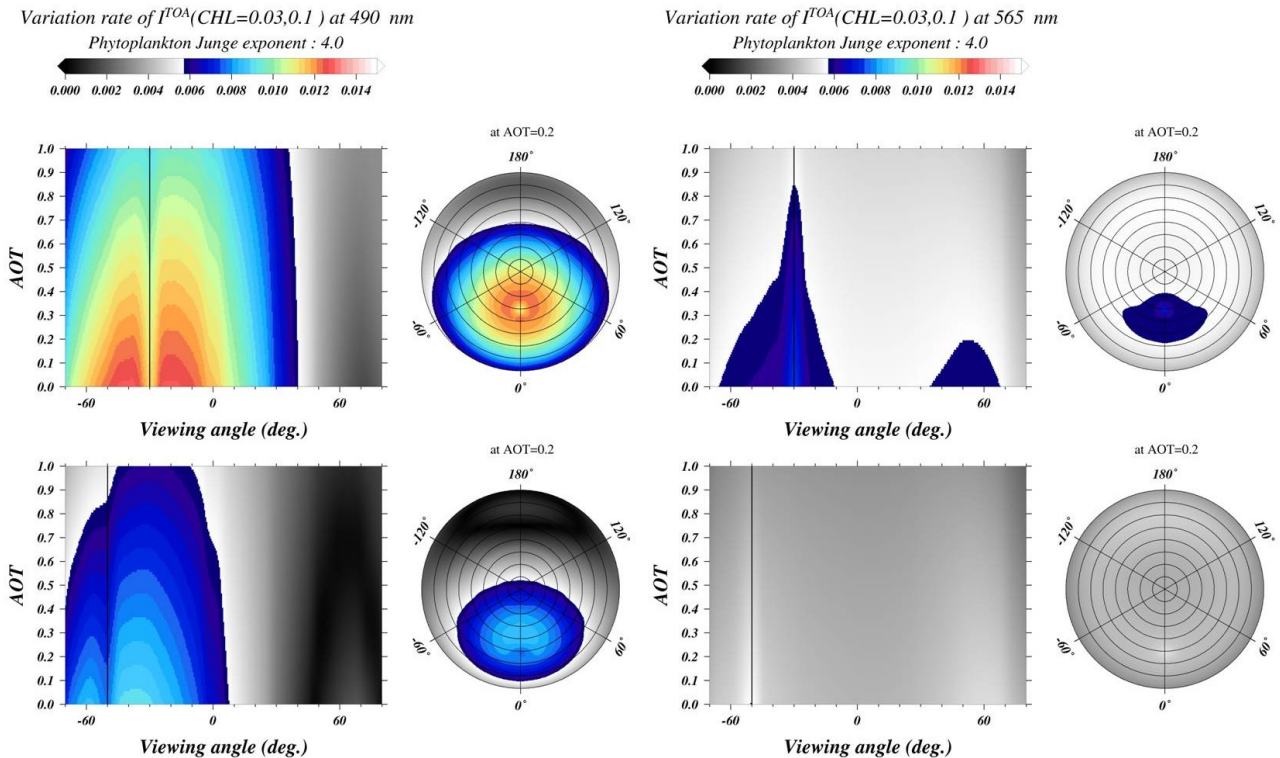


Figure 2.9. Similaire à la Figure 2.8 pour un exposant de Junge de 4.0.

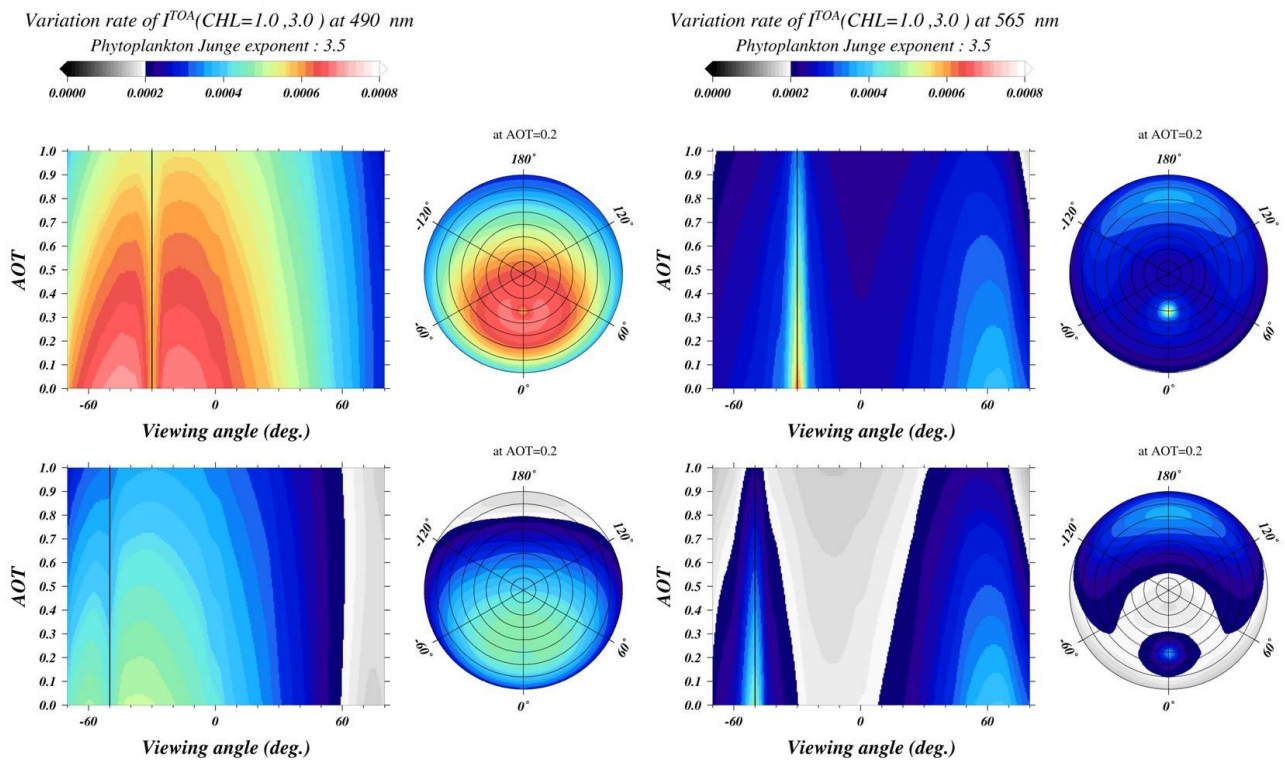


Figure 2.10. Similaire à la Figure 2.8 en condition d'eutrophie de la couche marine (i.e. variation entre 1.0 et 3.0 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$ de Chl).

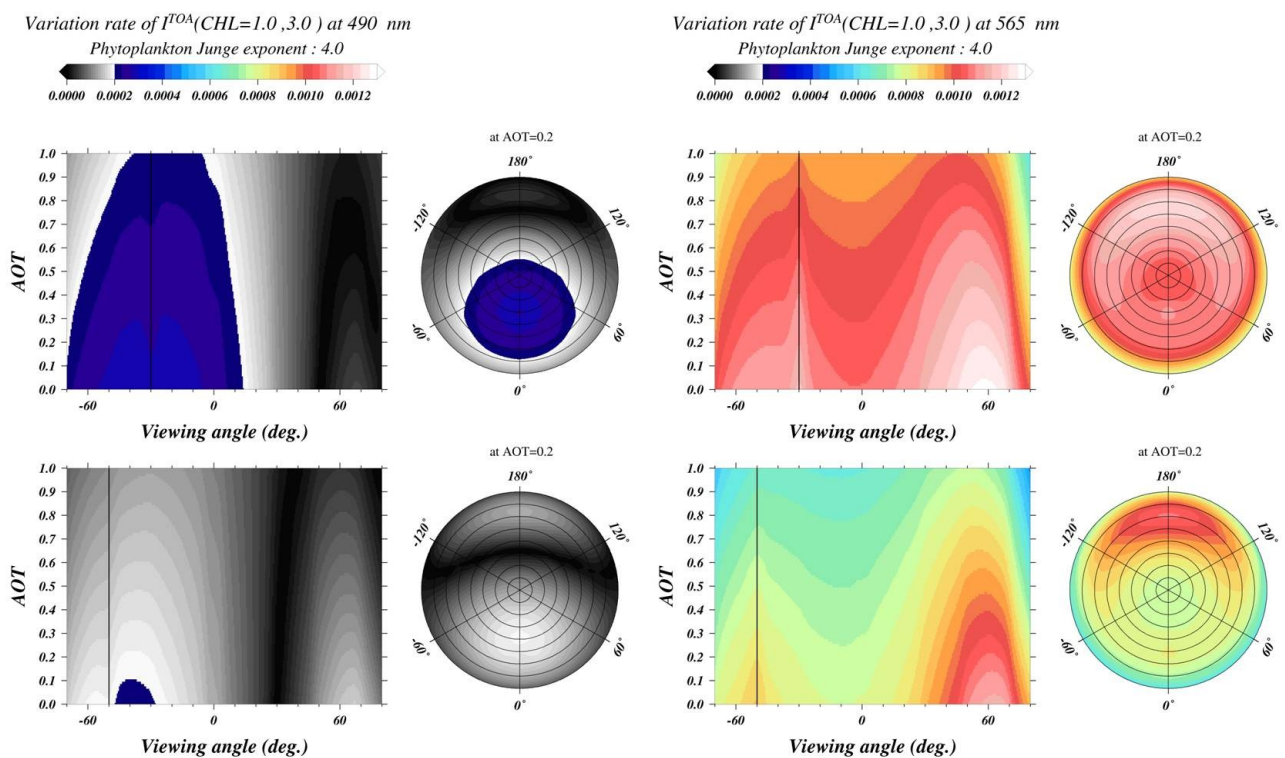


Figure 2.11. Similaire à la Figure 2.9 en condition d'eutrophie de la couche marine (i.e. variation entre 1.0 et 3.0 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$ de Chl).

2.4.2.b *Influence de la taille des particules marines*

Nous étudions dans cette section plus précisément l'influence de la distribution de taille des particules marines rencontrées en océan ouvert sur la luminance au sommet de l'atmosphère. La taille du phytoplancton est de première importance pour les phycologistes, de part son influence sur les caractéristiques physiologiques de l'écosystème (Finkel & Irwin, 2000), sur l'estimation de la biomasse et des concentrations en carbone (Montagnes et al., 1994), ainsi que sur les propriétés optiques (Stramski et al., 2001). De fait, certaines études ont été dédiées à la détermination des classes de taille à partir des données satellite de la couleur de l'océan (Alvain et al., 2005; Ciotti & Bricaud, 2006; Uitz et al., 2006). Dans ce contexte, nous nous intéressons ici à l'impact des distributions de taille sur la luminance TOA. Par ailleurs, l'indice de réfraction du phytoplancton présente une variabilité naturelle à l'échelle des océans et sa valeur est généralement comprise entre 1.02 et 1.10 (Aas, 1996). De plus, la proportion en débris biogéniques influence à la fois la distribution de taille (i.e. augmentation du nombre petites particules) et l'indice de réfraction réel utilisés dans le calcul des propriétés optiques du milieu (Twardowski et al., 2001; Morel et al., 2002; Chowdhary et al., 2006). En océan ouvert, la modélisation optique des constituants marins est un domaine de recherche à part entière, nous nous limiterons ici à l'analyse de l'impact de la taille et de l'indice de réfraction sur la mesure de la luminance au sommet de l'atmosphère. Cette analyse se place comme une étape préliminaire au développement de l'algorithme de correction atmosphérique qui sera présenté au chapitre 3.

De la même manière que précédemment, la luminance I^{TOA} a été calculée pour différentes valeurs de l'exposant de Junge (v) et de la concentration en chlorophylle-a (Chl), pour les longueurs d'ondes 490, 565 et 670 nm. Pour un ensemble de valeurs de l'exposant de Junge (Figure 2.12 et Figure 2.13), la variation relative de I^{TOA} a été calculée comme suit :

$$\Delta_{rel} I^{TOA} = \frac{I^{TOA}(\Psi, \lambda; Chl_i) - I^{TOA}(\Psi, \lambda; Chl_{ref})}{I^{TOA}(\Psi, \lambda; Chl_{ref})} \quad (2.7)$$

où Chl_{ref} est la concentration en chlorophylle-a de référence (ou résiduelle) de 0.03 mg m^{-3} . Le vecteur Ψ est fixé ici à un angle solaire et un angle de visée égaux à 30° et un azimut de 180° , soit une géométrie d'observation en rétrodiffusion. Cette géométrie a été choisie comme référence, afin que l'analyse des résultats ne soit pas perturbée par les effets directionnels que nous avons déjà examinés à la section précédente. Les résultats, présentés Figure 2.12 et Figure 2.13, ont cependant été vérifiés dans le cas d'autres géométries d'observation. Les simulations de transfert radiatif ont été effectuées avec le modèle d'aérosols nonsphériques, décrit section 1.4.4, avec une épaisseur optique à 550 nm égale à 0.2.

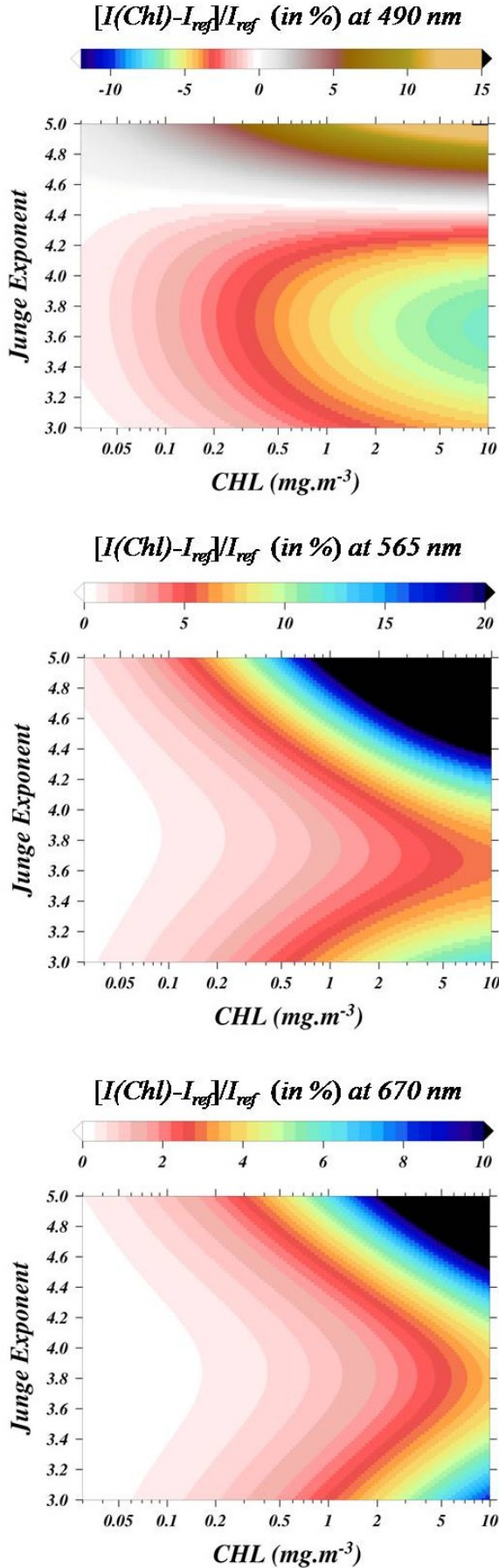


Figure 2.12. Différence relative de la luminance TOA (en %) en fonction de la concentration en chlorophylle-a (*Chl*), pour différents exposants de Junge des constituants marins (sans unité), à différentes longueurs d'onde (i.e. 490, 565 et 670 nm). L'indice de réfraction des constituants marins est fixé à 1.05 (faible proportion en détritiques biogéniques).

L'impact de la distribution de taille des particules sur I^{TOA} rétrodiffusée est d'abord analysé dans le cas où le phytoplancton est l'espèce optiquement active majoritaire, c'est-à-dire que les détritiques biogéniques ne sont présents qu'en très faible quantité. Dans ces conditions, nous fixons l'indice de réfraction des particules (considérées sphériques) à 1.05 (Aas, 1996) par rapport à l'eau de mer. Les résultats des simulations sont reportés Figure 2.12. A 490 nm, I^{TOA} varie en fonction de *Chl* selon deux régimes distincts : pour un exposant de Junge variant de 3.0 jusqu'à 4.4, I^{TOA} décroît en fonction de *Chl* (i.e. $\Delta_{\text{rel}} I^{\text{TOA}} < 0$), alors que I^{TOA} croît (i.e. $\Delta_{\text{rel}} I^{\text{TOA}} > 0$) pour des valeurs de l'exposant de Junge supérieures à 4.6. Entre ces deux régimes I^{TOA} est insensible à *Chl* (i.e. $\Delta_{\text{rel}} I^{\text{TOA}} \sim 0$). Dans cette zone comprise entre $v=4.4$ et $v=4.6$, l'augmentation de la diffusion et l'augmentation de l'absorption avec *Chl* ont des effets qui se compensent exactement. Aucune variation de la luminance n'est alors observée au sommet de l'atmosphère. Pour $v < 4.4$, les effets de l'absorption sur le rayonnement dominant sur les effets de diffusion dans la couche marine, les luminances sortant de l'eau diminuent donc lorsque *Chl* augmente. La réciproque est vraie pour $v > 4.6$.

A 565 et 670 nm, on n'observe plus les deux régimes distincts de variation de I^{TOA} en fonction de Chl rencontrés à 490 nm. En effet, $\Delta_{rel}I^{TOA}$ est positif quelque soit l'exposant de Junge, ce qui indique que l'augmentation en biomasse phytoplanctonique induit une augmentation du signal TOA. Il convient de souligner que pour $v=3.7$ le gradient $\Delta_{rel}I^{TOA}/\Delta Chl$ est minimal par rapport aux autres valeurs de v . La comparaison entre $\Delta_{rel}I^{TOA}$ à 490 et 565 nm suggère que la variation spectrale de I^{TOA} avec la biomasse phytoplanctonique est significativement dépendante de la distribution de taille des particules marines (i.e. exposant de Junge). Par exemple, le rapport de luminance $I(490nm)/I(565nm)$ est croissant avec Chl pour $v<4.5$ et décroissant avec Chl pour $v>4.5$.

Il est important de noter que $\Delta_{rel}I^{TOA}$ à 670 nm est déjà supérieur à 1% à $Chl=0.3 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$, pour l'ensemble des distributions de taille, limitant ainsi l'hypothèse du *black pixel* (i.e. signal océanique négligeable devant signal TOA) (Siegel et al., 2000) pour cette longueur d'onde comme déjà mentionnée dans (Bricaud & Morel, 1987). Ces valeurs peuvent par ailleurs dépasser les 20% à 565nm et les 10% à 670nm pour des particules de petite taille, e.g. $v > 4.4$. Dans le cas d'indice de réfraction faible (i.e. 1.05), la variation de taille des particules implique, tout d'abord, un taux de variations de I^{TOA} allant du simple au triple à 565 et à 670 nm, et une inversion de la tendance de variation à 490nm (i.e. augmentation-diminution de I^{TOA} avec Chl).

La Figure 2.13 est similaire à la Figure 2.12 pour un indice de réfraction des particules marines de 1.12. Nous considérons cet indice comme un cas extrême d'eaux océaniques à forte concentration en débris biogéniques (Twardowski et al., 2001). A 490 nm, I^{TOA} est désormais croissant en fonction de Chl quel que soit l'exposant de Junge ($\Delta_{rel}I^{TOA} > 0$). A cette longueur d'onde, $\Delta_{rel}I^{TOA}$ est minimum pour v compris entre 3.2 à 3.7, pour une valeur inférieure à 3% à $Chl=10 \text{ mg m}^{-3}$. $\Delta_{rel}I^{TOA}$ augmente rapidement avec Chl lorsque l'exposant de Junge est supérieur à 3.8. A 565 et 670 nm, la variation de I^{TOA} avec Chl est moins sensible à la valeur de v . A ces longueurs d'ondes, nous remarquons par ailleurs que $\Delta_{rel}I^{TOA}$ est rapidement supérieur à 1%, même pour des concentrations en chlorophylle faibles (e.g. $Chl < 0.1 \text{ mg m}^{-3}$). Or, les eaux riches en débris se rencontrent fréquemment en conditions oligotrophes, où Chl est $< 0.1 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$. L'analyse des Figure 2.12 et Figure 2.13 montre donc des variations de I^{TOA} avec Chl à 490 et à 670 nm qui sont du même ordre de grandeur dans les deux types d'eaux étudiés (faible et grande proportions biogéniques). Ces résultats confirment la non-applicabilité de l'hypothèse de *black pixel* à 670 nm. En comparaison, les variations observées à 565 nm sont deux fois supérieures en moyennes.

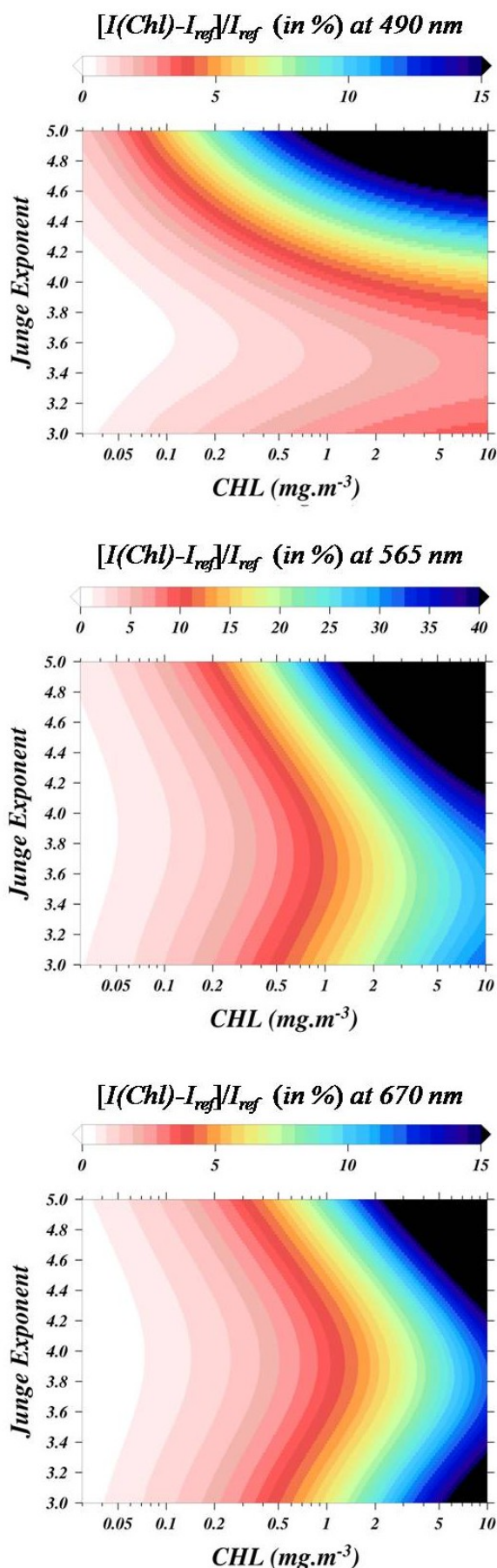


Figure 2.13. Similaire à Figure 2.12, pour un indice de réfraction de 1.12 (forte proportion en débris biogéniques).

Nous avons ici simulé la variation relative de la luminance au sommet de l'atmosphère par rapport à la composition d'eaux océaniques en phytoplanctons et débris biogéniques. Les simulations de transfert radiatif pour le système couplé atmosphère-océan ont été effectuées pour un grand nombre de distributions de taille et de concentrations en chlorophylle, ainsi que pour deux valeurs de l'indice de réfraction des constituants marins. Ces deux valeurs ont été choisies pour simuler des eaux optiquement dominées par les cellules de phytoplancton, d'une part, et un cas où les débris biogéniques participent fortement au transfert radiatif dans la couche marine, d'autre part. De plus, la considération d'une large variation de l'exposant de Junge implique que nos simulations couvrent un ensemble réaliste de cas que l'on peut rencontrer en océan ouvert autour du globe. Ces calculs ont permis, tout d'abord, de quantifier les variations de la luminance TOA, induites par les variations des constituants marins, pour les longueurs d'onde de PARASOL, 490, 565 et 670 nm. D'autre part, cette étude a estimé l'impact de la distribution de taille et de la concentration des constituants marins sur la luminance, telle que peut la mesurer un satellite de télédétection. Il s'avère que la forte influence des paramètres de taille est un élément important qui sera pris en compte lors du développement de l'algorithme de correction atmosphérique. Corollairement, cette étude indique l'importance de l'information sur la taille des particules contenue dans les mesures faites depuis

l'espace. Cette conclusion amène à envisager la potentialité de l'utilisation de mesures directionnelles (type PARASOL) quant à la distinction des classes de taille phytoplanctoniques par télédétection spatiale. De futurs travaux restent nécessaires pour étudier la faisabilité de telles applications, avec en particulier l'étude des performances radiométriques requises au sein de la procédure de correction atmosphérique.

2.4.3 *Influence des particules marines sur le signal polarisé au sommet de l'atmosphère (Harmel & Chami, 2008)*

A partir de simulations de transfert radiatif et de l'exploitation des images PARASOL, nous étudions, dans cette section, la sensibilité des luminances polarisées au sommet de l'atmosphère (TOA) à la biomasse phytoplanctonique de la couche marine. Cette étude s'est concentrée sur les luminances mesurées par le satellite PARASOL au-dessus des océans ouverts. De précédents travaux théoriques ont montré la faible dépendance, dans le plan principal, des paramètres de Stokes TOA polarisés (i.e. Q et U) aux hydrosols habituellement rencontrés dans les eaux ouverts (Chowdhary et al., 2006; Chami, 2007). L'étude présentée ici constitue une extension de ces travaux aux mesures satellite à différentes géométries d'observation, et utilise donc conjointement les calculs de transfert radiatif théoriques et de véritables mesures PARASOL. Elle a fait l'objet d'un article paru dans Optics Express inséré ci-après ; nous précisons que la numérotation des figures et des équations de l'article est cohérente avec l'ensemble du manuscrit. La section 2.4.3 résume les principaux résultats de l'article.

2.4.3.a *Etude théorique*

A partir des LUT, décrites précédemment, la réflectance polarisée (corrigée de la composante moléculaire), notée ici ρ_{pol_rc} , a été calculée pour différentes concentrations en phytoplancton et pour l'ensemble des géométries d'observation mentionnée section 2.2.1. Les propriétés optiques inhérentes du phytoplancton et de ses produits de dégradation utilisées dans ces calculs sont celles données par les modèles bio-optiques de Bricaud et al. (Bricaud et al., 1998) et de Loisel & Morel (Loisel & Morel, 1998). Nous avons alors calculé la différence absolue :

$$\Delta\rho_{pol_rc}(Chl) = \left| \rho_{pol_rc}(Chl) - \rho_{pol_rc}(Chl_{ref}) \right| \quad (2.8)$$

où Chl_{ref} est la concentration résiduelle en chlorophylle de l'eau de mer (Morel et al., 2007b) égale à 0.03 mg.m^{-3} , et Chl prend les valeurs : 0.1, 0.3, 0.5, 1.0, 3.0, 10.0 mg.m^{-3} . Cette différence a été calculée pour toutes les géométries d'observation de PARASOL et différents modèles d'aérosols de Shettle & Fenn (1979). Si $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl)$ est inférieure au bruit instrumental de PARASOL, qui est de 8.5×10^{-4} en unité de réflectance (Fougnie et al., 2007), la mesure polarisée est considérée comme insensible au phytoplancton. A 490 nm, longueur d'onde à laquelle la réflectance non-polarisée est

extrêmement sensible au phytoplancton, $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl)$ est supérieure au bruit uniquement pour quelques géométries d'observation en atmosphère claire (Fig. 2.14 insérée dans l'article ci-après). De plus, ces géométries correspondent à celles où la mesure est fortement contaminée par le *glint*. Pour des atmosphères plus turbides, e.g. épaisseur optique aérosol $\tau_a(550nm)=0.5$, $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl)$ reste inférieure au bruit pour toutes les géométries et toutes les valeurs de *Chl* considérées. D'un autre côté, il est montré que la réflectance polarisée, dans le visible, contient de l'information sur les modèles d'aérosols détectables par PARASOL.

L'insensibilité de la mesure polarisée PARASOL à 490 nm au contenu en phytoplancton est donc bien identifiée. Une étude statistique, faite sur des images PARASOL, montre que les géométries où la mesure est insensible au phytoplancton, en atmosphère claire, sont rencontrées dans environ 88% des pixels entre 70°N et 70°S, et dans 95% des pixels entre 60°N et 60°S.

2.4.3.b Validation à partir des mesures PARASOL

Les images PARASOL fournissent des mesures pour un grand nombre de géométries d'observation, ce qui a permis de valider les résultats théoriques précédents. Dans un premier temps, nous avons sélectionné trois cibles caractéristiques observées par PARASOL à partir des images niveaux 2, distribuées par le centre de service ICARE et par la société HYGEOS (Fig. 2.18) :

- une cible A correspondant à une atmosphère claire ($\tau_a(865)=0.1$) et un milieu marin oligotrophe ($Chl = 0.2 \text{ mg.m}^{-3}$) ;
- une cible B correspondant à une atmosphère claire ($\tau_a(865)=0.1$) avec les mêmes caractéristiques aérosols que la cible A et un milieu marin en condition de bloom ($Chl = 2.0 \text{ mg.m}^{-3}$) ;
- une cible C correspondant à une atmosphère modérément turbide ($\tau_a(865)=0.3$) avec des caractéristiques aérosols différentes des deux cibles précédentes et un milieu marin oligotrophe ($Chl = 0.2 \text{ mg.m}^{-3}$).

La différence entre les réflectances TOA non-polarisées est nette entre les cibles A et B. Un test du χ^2 a montré que les différences entre les réflectances polarisées de ces deux cibles s'expliquent par le bruit de la mesure, malgré la différence de contenu marin. Ce même test exclue que les différences enregistrées entre les réflectances polarisées des cibles A et C soient dues au bruit de mesure. La réflectance polarisée aérosol possède donc une sensibilité aux aérosols, tandis qu'aucune variation ne peut être dégagée en fonction du contenu marin en phytoplancton.

Dans un deuxième temps, ce résultat a été généralisé sur un ensemble de 1000 cibles à partir d'images PARASOL de niveau 1 possédant une grande couverture géographique. L'article démontre

que les variations de la luminance polarisée, imputables au phytoplancton, sont inférieures au seuil de détectabilité de PARASOL dans la plupart des directions d'observation aux courtes longueurs d'onde du spectre visible. Cette caractéristique traduit une « invariance » au niveau du sommet de l'atmosphère du signal polarisé provenant de la couche océanique. Cette invariance se limite au cas des océans ouverts, qui correspondent cependant à plus de 90% des océans mondiaux (Antoine et al., 1996). Une conséquence directe de cette invariance est la possibilité d'extraire une information strictement atmosphérique de la luminance polarisée dans le visible. Cette caractéristique présente donc une forte potentialité d'amélioration des algorithmes d'estimation des aérosols et par conséquent de corrections atmosphériques pour la couleur de l'océan. Ce travail offre une base pour l'utilisation des données polarisées de PARASOL, que nous exploiterons lors du développement d'un algorithme de correction atmosphérique au-dessus des océans ouverts au chapitre 3.

2.4.4 Publication parue dans Optics Express : Invariance of polarized reflectance measured at the top of atmosphere by PARASOL satellite instrument in the visible range with marine constituents in open ocean waters

Invariance of polarized reflectance measured at the top of atmosphere by PARASOL satellite instrument in the visible range with marine constituents in open ocean waters

Tristan Harmel^{1*}, Malik Chami¹

¹Université Pierre et Marie Curie-Paris6, Laboratoire Océanographie de Villefranche, 06230 Villefranche sur Mer, France ; CNRS, Laboratoire Océanographie de Villefranche Villefranche sur Mer, France

*Corresponding author: harmel@obs-vlfr.fr

Abstract: The influence of oceanic constituents on the polarized reflectance measured at the top of atmosphere (TOA) over open ocean waters in one visible band is investigated. First, radiative transfer modelling is used to quantify the effects of biomass concentration on the TOA polarized signal for a wide range of observation geometries. The results showed that the TOA polarized reflectance remains insensitive to variations in the chlorophyll *a* concentration whatever the geometrical conditions in oligotrophic and mesotrophic waters, which represent about 90% of the global ocean. The invariance of the polarized signal with water content is explained by the prevailing influence of both atmospheric effects and skylight reflections at the sea surface on the polarization state of the radiation reaching the top of atmosphere level. The simulations also revealed that multidirectional and polarized TOA reflectances obtained in the visible spectrum are powerful tools for the discrimination between the aerosol optical properties. In the second part of the paper, the theoretical results are rigorously validated using original multiangle and polarized measurements acquired by PARASOL satellite sensor, which is used for the first time for ocean color purposes. First, a statistical analysis of the geometrical features of PARASOL instrument showed that the property of invariance of the TOA polarized reflectance is technically verified for more than 85% of viewed targets, and thus, indicating the feasibility of separating between the atmospheric and oceanic parameters from space remotely sensed polarized data. Second, PARASOL measurements acquired at regional and global scales nicely corroborated the simulations. This study also highlighted that the radiometric performance of the polarized visible wavelength of PARASOL satellite sensor can be used either for the aerosol detection or for atmospheric correction algorithms over open ocean waters regardless of the biomass concentration.

©2008 Optical Society of America

OCIS codes: (120.0280) Remote sensing and sensors; (010.1285) Atmospheric correction; (010.0010) Atmosphere and ocean optics; (260.5430) Polarization; (010.5620) Radiative transfer

1. Introduction

PARASOL (Polarization and Anisotropy of Reflectance for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar) satellite instrument has recently been deployed (in 2005) to provide complete observations of radiative properties of the earth's atmosphere and ocean. The PARASOL sensor, which is a heritage of POLDER instruments (Deschamps et al., 1994), is unique inasmuch as it is currently the only one that is capable of performing multiangular and polarized acquisitions from space combined with the spectral information. The PARASOL instrument monitors the intensity (i.e. Stokes parameters I) of sunlight exiting the terrestrial systems for 9 spectral bands in the range 443-1020 nm and for up to 16 viewing angles. In addition, PARASOL measures the linearly polarized components (i.e., Stokes parameters Q and U) of upward radiation for three spectral bands, namely 490 nm, 670 nm and 865 nm. Both the total and polarized radiance measured by PARASOL exhibit dependencies on scattering angle and wavelength that can be used to extract information from the atmosphere and ocean. Polarization state of light is a piece of information that is complementary to the spectral and angular radiance measurements. It has been shown that polarization of the atmospheric radiation is more sensitive to microphysical properties of aerosols than the unpolarized radiance is (Mukai et al., 1996; Mishchenko & Travis, 1997; Miecznik et al., 2005). Therefore, many studies have been dedicated to the characterization of aerosols using either ground-based or satellite/airborne measurements of atmosphere polarization (Breon et al., 1997; Vermeulen et al., 2000; Goloub et al., 2003; Herman et al., 2005; Boesche et al., 2006). Ground-based measurements could be not only used in near-infrared channels (Breon et al., 1997; Vermeulen et al., 2000) but also in visible bands (Boesche et al., 2006) because such measurements are not affected by surface effects. On the other hand, the exploitation of satellite or airborne remotely sensed data is currently limited to the use of red/near infrared wavelengths (Herman et al., 2005) because of the lack of knowledge of the magnitude of polarized water leaving radiance (Goloub et al., 2003). As a result and despite the excellent performances of the PARASOL system (Hagolle et al., 1999; Fougnie et al., 2007), PARASOL polarized measurements acquired at short wavelengths have not been exploited yet to derive information on aerosol properties for ocean color purposes such as the derivation of unpolarized water leaving radiances from space. Recent studies (Chami et al., 2001; Chowdhary et al., 2002, 2006; Chami, 2007) showed that the polarized contribution of the underwater light field is negligibly small relatively to that of the atmosphere and air-water interface in the visible spectral range for most open ocean waters. Therefore, the range of wavelengths used for aerosol retrieval over the open oceans could be expanded in the visible part of the spectrum. More specifically, Chami (Chami, 2007) suggested in a preliminary study that multiangle measurements of polarized radiance at blue wavelengths could be potentially exploited to obtain additional valuable information of the spectral behavior of aerosol optical properties. On this basis, the performance of atmospheric correction algorithms could be improved over the global ocean and a better retrieval of unpolarized water leaving radiances could be expected from satellite polarized data acquired in the visible bands. However, the simulations performed in Chami's paper (Chami, 2007) were restricted to the solar principal plane and thus, they could not practically apply to satellite images for which targets are observed for azimuth geometries that can be far from principal plane conditions.

It is the purpose of this paper to examine whether the invariance properties of top of atmosphere polarized signal with water content could be expanded for all geometries that can be found in ocean colour satellite sensors measurements. Our analysis focuses particularly on PARASOL viewing geometries and radiometric specifications (i.e., instrumental noise) to determine the degree of applicability of Chami's theoretical results (Chami, 2007) in the case of real world conditions. Another goal of this paper is to perform a rigorous validation of theory using PARASOL measurements acquired over open ocean waters. Note that it is the first time, to our knowledge, that the specificities of PARASOL images are exploited for ocean color remote sensing purposes. This study also highlights the relevance of the concept of

multidirectionality which allows extending the set of remote sensing information available for deriving aerosol optical properties.

This paper is organized as follows. First, radiative transfer calculations are carried out to characterize the influence of water content on the polarized signal at the top of atmosphere in the visible band (490 nm) for different atmospheric conditions and for an exhaustive set of geometries. Second, the potential applicability of these calculations is evaluated using a representative set of PARASOL geometrical conditions derived from measurements acquired in different parts of the globe. Finally, a validation of theoretical results is carried out based on PARASOL satellite data measured at regional (e.g., Mediterranean Sea) and global (e.g. Atlantic Ocean) scales.

2. Theoretical analysis

2.1 Radiative transfer simulations

Top of atmosphere (TOA) polarized reflectances were calculated for various atmospheric, oceanic and geometrical conditions using the OSOA radiative transfer model (Chami et al., 2001). The OSOA model solves the vector radiative transfer equation for the atmosphere-ocean system using the successive orders of scattering method (Deuze et al., 1989). For a given solar angle θ_s , the Stokes parameters I , Q and U , which characterize the intensity, the degree of polarization and the direction of polarization of the electromagnetic wave respectively (Stokes, 1852), are computed for viewing angles θ_v ranging from 0° to 90° and azimuth ϕ ranging from 0° to 180° . The OSOA model considers a flat ocean surface and thus, the influence of the wind on the surface is not taken into account in this study. However, it has been shown that the effect of the waves on the polarized signal measured at the top of atmosphere level from space, is weak (Kawata et al., 1994). Based on Kawata et al.'s analysis (Kawata et al., 1994), the fact that the wind effect is not accounted for in the current study may not drastically affect our results with regard to the interpretation of the variations in the polarized TOA signal with atmospheric and oceanic constituents. The atmospheric layer was modelled using realistic aerosol models namely the standard maritime M98 and tropospheric T70 as defined by Shettle and Fenn (Shettle & Fenn, 1979). The M98 and T70 models were selected because they exhibit significant differences in their optical thickness spectral dependence (i.e., fairly neutral spectral shape for M98 and strong decrease with wavelength for T70) (Gordon & Wang, 1994a; Wang et al., 2005). Note that despite their strong differences, the M98 and T70 models are not the models that show the largest spectral variations of the aerosol models that are currently used in SeaWiFS and MODIS data processing (McClain et al., 2004; Wang et al., 2005). The computations were carried out for two values of the aerosol optical depth τ_a at 550 nm, namely 0.1 and 0.5, which are representative of the range of variation typically found over open ocean waters. Note that these values of τ_a at 550 nm correspond to horizontal visibilities of 50 km and 8 km respectively. At 490 nm, the values of τ_a , for each of the both visibilities, are 0.1 and 0.5 for M98 model and 0.12 and 0.61 for T70 model. In the OSOA model, the oceanic layer is usually described using a seawater model comprising four components which are pure seawater, phytoplankton pigments and their by-products, inorganic suspended material and colored dissolved organic matter. Since this study focuses on the analysis of signal variations over phytoplankton-dominated water type, only the pure seawater and phytoplankton components were considered here. The inherent optical properties of these components were modelled as follows. The scattering and absorption coefficients of pure seawater were taken from Morel (Morel, 1974) and Pope and Fry (Pope & Fry, 1997) respectively. The absorption coefficient of phytoplankton and co-varying particles a_{ph} was derived by use of the bio-optical model of Bricaud et al. (Bricaud et al., 1998) (equation (2.9)) :

$$a_{ph}(\lambda) = A_{ph}(\lambda) [Chl]^{Ep(\lambda)} \quad (2.9)$$

where Chl is the chlorophyll a concentration (in mg m^{-3}), $A_{ph}(\lambda)$ and $E_p(\lambda)$ are tabulated coefficients. The phytoplankton scattering coefficient was modelled as suggested by Loisel and Morel (Loisel & Morel, 1998) (equation (2.10)) :

$$b_{ph}(\lambda) = 0.416 [Chl]^{0.766} \left(\frac{550}{\lambda} \right) \quad (2.10)$$

The refractive index of phytoplankton relative to water was 1.05. The size distribution of phytoplankton cells was assumed to follow the Junge hyperbolic function, which is often used for natural waters (Bader, 1970), with a Junge exponent value of -4 . The minimum and maximum radii of the size distribution were $0.1 \mu\text{m}$ and $50 \mu\text{m}$ respectively. The Mueller scattering matrix of phytoplankton, which contains the information on its total and polarized phase function, was computed by means of Mie theory (Stramski et al., 2004). It has been argued that reasonable fits to the phase function (first term of the Mueller scattering matrix) can be obtained using Mie theory (Holland & Gagne, 1970; Plass & Kattawar, 1971; Voss & Fry, 1984; Fry & Voss, 1985; Stramski et al., 2001). The normalised polarized phase function of phytoplankton (i.e., the polarized phase function divided by the unpolarized phase function) calculated using the refractive index and size distribution of phytoplankton above mentioned is very close to the Rayleigh approximation. Therefore, the simulated polarization features of phytoplankton are in agreement with what has been found for natural ocean water samples (Voss & Fry, 1984) and thus, making our computations meaningful.

The OSOA model outputs the angular distribution of the polarized reflectance ρ_{pol} (equation (2.11)) at the top of atmosphere level:

$$\rho_{pol} = \frac{\pi \sqrt{Q^2 + U^2}}{E_d} \quad (2.11)$$

In equation (2.11), E_d is the downwelling irradiance (in W m^{-2}) and $\sqrt{Q^2 + U^2}$ is the polarized radiance. The computations were carried out for solar zenith angles θ_s varying from 0° to 70° , for azimuth angles varying from 0° to 180° and for viewing angles varying from 0° to 90° . The angular resolution was 5° when dealing with θ_s and ϕ and 2° when dealing with θ_v . The polarized reflectance was analyzed at 490 nm , which is consistent with the PARASOL polarized visible band. The concentrations of chlorophyll a used in the calculations were 0.03 , 0.1 , 0.3 , 0.5 , 1 , 3 and 10 mg m^{-3} .

2.2 Results and discussion

The influence of phytoplankton particles on the TOA polarized reflectance is theoretically studied for various geometries. The contribution from atmospheric molecules to the polarized TOA reflectance, which was calculated using Rayleigh theory, has been subtracted for each Stokes parameter to emphasize the polarized signature of aerosols and/or hydrosols. The polarized reflectance obtained after subtracting the atmospheric molecules effects is called the Rayleigh-corrected polarized reflectance in the rest of the paper. To evaluate the sensitivity of the Rayleigh-corrected polarized reflectance, hereafter referred to as ρ_{pol_rc} , with the turbidity of the water mass, the absolute difference $\Delta\rho_{pol_rc}$ between the Rayleigh-corrected polarized reflectance calculated for a given chlorophyll a concentration and the Rayleigh-corrected polarized reflectance calculated for a chlorophyll a concentration taken as a reference is analysed according to equation (2.12) :

$$\Delta\rho_{pol_rc}(Chl) = \left| \rho_{pol_rc}(Chl) - \rho_{pol_rc}(Chl_{ref}) \right| \quad (2.12)$$

where Chl is a given chlorophyll a concentration and Chl_{ref} is the chlorophyll a concentration taken as a reference, which represents the residual content for open ocean, namely 0.03 mg m^{-3} (Morel et al., 2007b).

2.2.a Variations of the TOA polarized reflectance with water turbidity

The first case considered is the variation in ρ_{pol_rc} with phytoplankton concentrations for all viewing geometries. Fig. 2.14 shows polar diagrams of $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl)$ at 490 nm for $\theta_s=30^\circ$ and 50° and for various chlorophyll a concentrations. The simulations were carried out for a clear (i.e., $\tau_a(550 \text{ nm}) = 0.1$, Fig. 2.14) and a moderately turbid atmosphere (i.e., $\tau_a(550 \text{ nm}) = 0.5$, Fig. 2.15) using the M98 aerosol model. The azimuth angle shown in Fig. 2.14 and other forthcoming similar figures corresponds to the azimuth difference between the solar and observation plane. As an example, an azimuth difference of 0° means that the half planes containing the sun and the sensor are similar while an azimuth difference of 180° means that the sun and the sensor are located in two opposite planes. For a clear atmosphere (Fig. 2.14), the absolute difference $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl)$ is lower than 8×10^{-4} whatever the observation geometry and solar zenith angle when chlorophyll a concentrations are smaller than 1 mg m^{-3} . The influence of marine particles on ρ_{pol_rc} increases with their concentration and is dependent on the observation geometry. As an example, the principal impact of the marine particles, when the value of chlorophyll a concentration and θ_s is 3.0 mg m^{-3} and 30° respectively, is limited to the range of azimuth angles 120° - 180° . Note that these observation geometries are often sun *glint* contaminated (Deuze et al., 2000), and thus, they are not necessarily exploited for remote sensing studies over the ocean. The influence of water content on TOA signal is reduced for higher solar zenith angle (e.g., $\theta_s=50^\circ$). This is because the atmospheric pathlength of the radiation is longer in this latter case and the impact of the atmosphere increases, thus reducing significantly the effect of the hydrosols signature. For similar reasons, the variations in ρ_{pol_rc} with the chlorophyll a concentration observed in the azimuth range 120° - 180° decrease as the atmosphere gets more turbid (Fig. 2.15). The variations remain smaller than 8×10^{-4} whatever the viewing geometries when the aerosol optical depth is 0.5. This latter result confirms the prevailing effect of aerosols on the polarization in comparison to the phytoplankton content of the oceanic layer. The computations made using the T70 aerosol model showed similar features as those obtained for the M98 aerosol model.

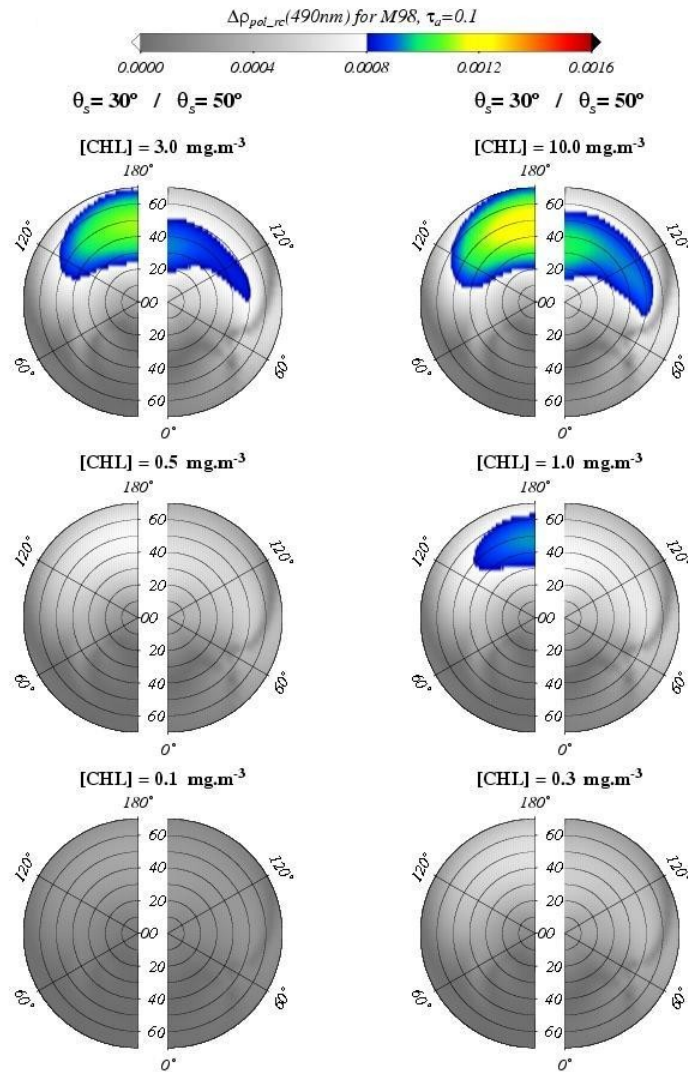


Fig. 2.14. Polar diagrams of absolute difference $\Delta\rho_{pol_rc}$ between the Rayleigh-corrected polarized reflectance calculated for any given chlorophyll *a* concentration and the one calculated for a chlorophyll *a* concentration of 0.03 mg m^{-3} . The circular dot lines represent the viewing angles by step of 10° (numbered from 0° to 60° in the figure). The solar zenith angles θ_s are 30° and 50° and the Shettle and Fenn (Shettle & Fenn, 1979) aerosol model M98 is used. The calculations are shown for a clear atmosphere ($\tau_a(550)=0.1$). Note that a grey color scale is used when $\Delta\rho_{pol_rc}$ is lower than PARASOL noise equivalent polarized reflectance (i.e., 8.5×10^{-4}).

Fougnie et al. (Fougnie et al., 2007) recently showed based on an in-flight calibration study that the noise equivalent polarized reflectance of PARASOL sensor at 490 nm is 8.5×10^{-4} for ocean targets, which is consistent with preflight estimation and specification of the instrument. Therefore, from an instrumental viewpoint, the polarized reflectance at the top of atmosphere is practically not sensitive to optically active marine particles in the case of a turbid atmosphere (Fig. 2.15). In the case of a clear atmosphere, similar conclusions can be drawn only for waters showing *Chl* concentrations lower than 1 mg m^{-3} (Fig. 2.14), which represent more than 90% of global ocean waters (Antoine & Morel, 1996). As reported by Chami (Chami, 2007), the contribution to TOA polarized reflectance is predominantly from the atmospheric particles and, to a lesser extent, the skylight Fresnel reflection at the sea surface which both significantly reduce the already weak polarization effects induced by biogenic marine particles (Chami et al., 2001). It should be highlighted that one significant difference between previous studies (Chowdhary et al., 2002, 2006; Chami, 2007) and the

current one is that, here, the polarized reflectance has been corrected for molecular effects to emphasize the role played by the aerosols. Our results show that the sole aerosol polarized signature is sufficiently appreciable, including in the case of a clear atmosphere, to mask the influence of the hydrosols on the TOA polarized signal, despite the strong influence of the atmospheric molecular scattering on the polarization features.

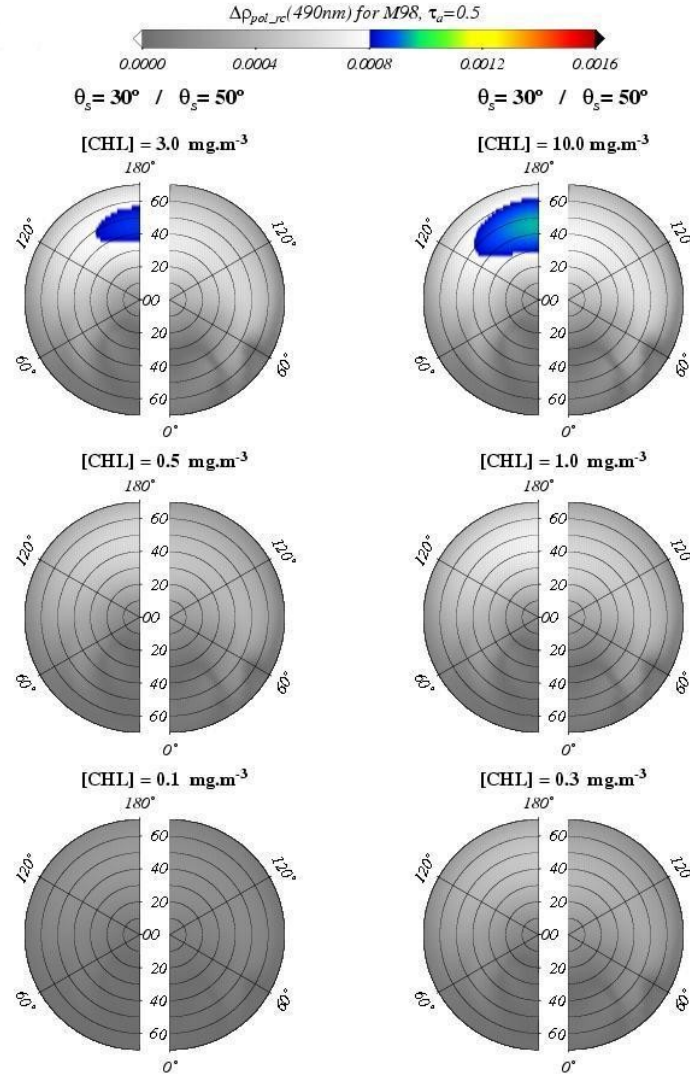


Fig. 2.15. Same as Fig. 2.14, for a moderately turbid atmosphere ($\tau_a(550)=0.5$).

To quantify the aerosol polarization signature, the sensitivity of ρ_{pol_rc} at TOA to the aerosol model was studied for clear (Fig. 2.16, first column) and moderately turbid (Fig. 2.16, second column) atmospheres. The polar diagrams shown in Fig. 2.16 represent the absolute difference $\Delta\rho_{pol_aero_mod}$ between ρ_{pol_rc} calculated using the M98 model and ρ_{pol_rc} calculated for two other standard aerosol models, namely the C70 and T70 models. The chlorophyll *a* concentration was fixed to 0.3 mg m^{-3} and $\Delta\rho_{pol_aero_mod}$ is displayed for solar zenith angles values of 30° and 50° . Note that the value of the chlorophyll *a* concentration is not critical here because of the negligible influence of the marine polarized signal. Significant variations of $\Delta\rho_{pol_aero_mod}$ are observed with respect to the geometrical conditions for the two cases of atmospheric turbidity. The polarization features induced by aerosols which show significant differences in their optical properties, such as their spectral variation, are distinguishable (i.e., greater than the instrumental noise) for the majority of the observation geometries. Therefore, in addition to their optical depth, the polarizing and directional properties of aerosols could be

extracted at visible wavelengths over open ocean waters. Even though some geometries show a value of $\Delta\rho_{pol_aero_mod}$ lower than PARASOL noise equivalent polarized reflectance, they can still be exploited to derive information on the aerosol optical properties from satellite multiangle measurements by comparing those pixels with pixels originating from the same target and for which a significant variation of $\Delta\rho_{pol_aero_mod}$ is observed. Note that the latter comparison can systematically be applied on PARASOL scenes owing to the multidirectional principle of acquisition of PARASOL images.

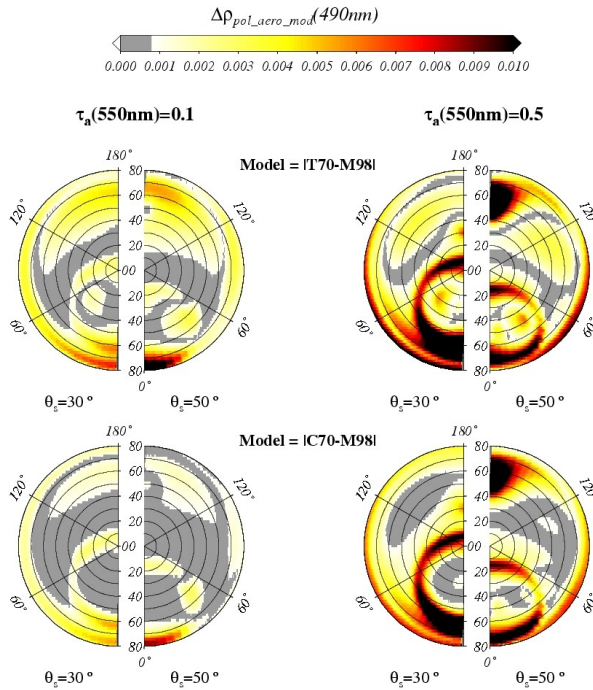


Fig. 2.16. Polar diagrams of the absolute differences between the Rayleigh-corrected polarized reflectance calculated for the M98 aerosol model taken as a reference and the Rayleigh-corrected polarized reflectance calculated for the aerosol models C70 and T70, respectively. The chlorophyll a concentration is fixed to 0.3 mg m^{-3} , the solar zenith angles are 30° and 50° for a clear atmosphere ($\tau_a(550\text{nm})=0.1$) (first column), and a turbid atmosphere ($\tau_a(550\text{nm})=0.5$) (second column). The geometries for which $\Delta\rho_{pol_rc}$ is lower than PARASOL noise equivalent polarized reflectance (i.e., 8.5×10^{-4}) are in coloured grey.

3. Validation of theoretical results using PARASOL measurements

The main originality of PARASOL instrument is its capacity to characterize the directional and polarization effects of a given target from space. The innovative concept of this instrument allowed various aerosols studies over the ocean (Deuze et al., 2000; Herman et al., 2005; Waquet et al., 2005). Note that these studies did not account for the directional and polarized measurements in the visible band because of the uncertainty in the polarized water leaving radiance. It has been demonstrated that a high performance of atmospheric correction algorithms in visible channels is required to accurately determine ocean color geophysical products such as chlorophyll a concentration (Gordon & Wang, 1994a; Fukushima et al., 1998; Antoine & Morel, 1999). In this prospect and based on our theoretical results, the use of PARASOL polarized measurements in the visible band seems promising for improving the remote sensing of aerosols and thus, for retrieving ocean color parameters. In this section, the degree of applicability of the previous theoretical results (see section 2.2) to PARASOL images is investigated. Our first objective is to focus on the orbitography of PARASOL

satellite to identify the number of geometrical observations conditions for which ρ_{pol_rc} is theoretically invariant with phytoplankton concentration. Our second objective is to validate the property of invariance of the top of atmosphere multidirectional polarized reflectance acquired in visible spectral bands with water turbidity using PARASOL measurements.

3.1 Applicability of theory to PARASOL images

PARASOL images acquired along two satellite overpasses in the latitude range 70°N-70°S were processed. The values of the longitude at the equator of both PARASOL satellite strips were centered around 150°W and 30°W to include the Pacific Ocean (Fig. 2.17(a)) and Atlantic Ocean (Fig. 2.17(b)) and thus, covering the majority of the geometrical observations made by the PARASOL instrument over the global ocean. Based on the geometrical conditions of observation of a given target viewed by PARASOL (i.e., azimuth and viewing angles), the absolute difference $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl=3.0 \text{ mg m}^{-3})$ was calculated in the case of a clear atmosphere ($\tau_a=0.1$) using the aerosol model M98 (see Fig. 2.14). Note that such a turbidity corresponds to the case for which the influence of marine constituents is the greatest relatively to higher values of the turbidity (see Fig. 2.14 and Fig. 2.15). If $\Delta\rho_{pol_rc}$ is lower than the noise equivalent polarized reflectance of PARASOL the property of insensitivity of the TOA polarized signal to the phytoplankton concentration is attributed to the viewed target. The results show that 87% (Table 2.5) of the targets are viewed by PARASOL under geometries for which the top of atmosphere polarized reflectance is not sensitive to the oceanic turbidity. This means that PARASOL polarized measurements in the visible band are practically exploitable exclusively for deriving information upon atmospheric particles for 87% of the targets observed within a PARASOL image. Note that the value of this proportion reaches 95% for targets located within the latitude range 60°N-60°S. Similar results were obtained when the simulations were carried out using T70 aerosol model, thus indicating that the marine polarized signature is too weak to influence the atmospheric effects on the TOA polarized reflectance. Note that the results shown in Table 2.5 were derived for extreme conditions inasmuch as values of phytoplankton concentration greater than 3.0 mg m⁻³ only represent less than 5 % of the cases found in the global ocean (Antoine & Morel, 1996). Based on figures Fig. 2.14 and Fig. 2.15, TOA polarized reflectance at 490 nm could be examined and analysed regardless of the contribution of subsurface suspended matter in almost any case when dealing with open ocean waters showing a chlorophyll *a* concentration lower than 3.0 mg m⁻³. Therefore, the theoretical sensitivity study performed in section 2 is largely applicable (i.e., for a great majority of the open ocean waters) to PARASOL instrument from an operational viewpoint.

The property of invariance of $\rho_{pol_rc}(\text{TOA})$ with water turbidity is now tested and validated using PARASOL measurements. First, the test was carried out for images acquired above a given relevant site (i.e., regional scale) for which derived geophysical products such as chlorophyll *a* concentration or atmospheric parameters were available. Second, a more global analysis was performed based on satellite overpasses covering the latitude range 60°N-60°S (i.e., global scale).

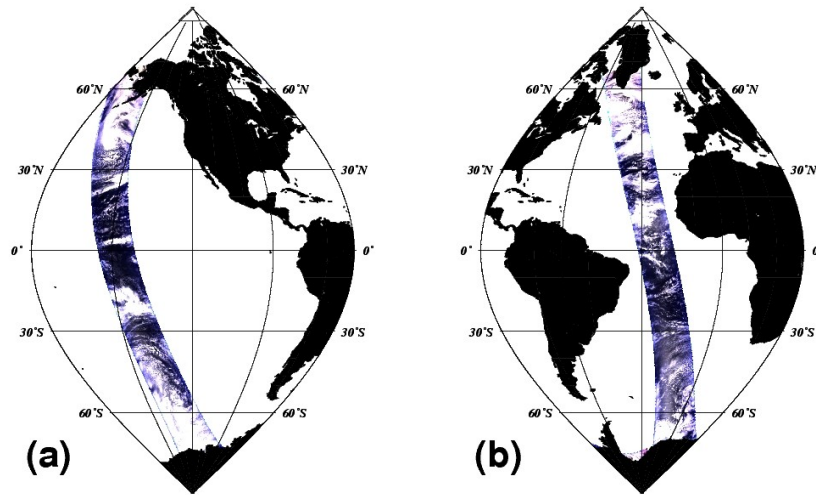


Fig. 2.17. PARASOL satellite overpasses used for the statistical analysis regarding the geometrical conditions of observations (a) above the Pacific Ocean (the longitude at the equator is 150°W), and (b) above the Atlantic Ocean (the longitude at the equator is 30°W). The latitude varies from 70°N to 70°S .

Table 2.5. Percentage of targets viewed by PARASOL for which the polarized top of atmosphere reflectance is insensitive to chlorophyll *a* concentration along two satellite overpasses covering the Atlantic Ocean and Pacific Ocean. The longitudes at the equator of satellite overpasses above the Atlantic and Pacific oceans are 30°W and 150°W respectively.

	Overpass above the Atlantic Ocean	Overpass above the Pacific Ocean
Percentage when targets are located between 70°N and 70°S	87.8%	87.8%
Percentage when targets are located between 60°N and 60°S	94.8%	94.9%

3.2 Validation of theory using PARASOL data

3.2.a Validation at regional scale

To achieve the validation of theory using measurements obtained at a regional scale, satellite scenes acquired above the north western part of the Mediterranean Sea, which is considered as open ocean water type (Antoine et al., 2006), were studied. PARASOL level 2 geophysical products were used to get information on aerosol and oceanic optical properties. Note that the level 1 (i.e. calibrated data) and level 2 (i.e., geophysical parameters) atmospheric products were provided by the ICARE organization (<http://www-icare.univ-lille1.fr/main.php>) and the level 2 ocean color products (i.e. *Chl*) were provided by HYGEOSS company (<http://web.hygeos.com>). The analysis was carried out for images acquired during the spring bloom, in May 2006, which showed a significant gradient of chlorophyll *a* concentrations. To evaluate the sole effect of the subsurface suspended particle on the polarized reflectance measured at TOA, two targets showing homogenous aerosol optical properties and a

significant variation in chlorophyll *a* concentrations were selected. The atmosphere could be considered as homogenous when both the atmospheric turbidity and the aerosol spectral properties are similar for each target. Therefore, targets exhibiting identical values of aerosol optical thickness at 865 nm (within ± 0.01) and identical values of the Angstrom coefficient (within ± 0.1), which characterizes the spectral variation of aerosols, were selected (Fig. 2.18(a) and (b)). The values of the aerosol optical depth at 865 nm and the Angstrom coefficient were 0.10 and 1.2 respectively for the selected targets, thus inducing a value of the aerosol optical depth of 0.15 at 490 nm. The chlorophyll *a* concentrations varied from 0.2 mg m^{-3} to 2 mg m^{-3} for the target located out of the bloom and within the bloom patch respectively (Fig. 2.18(c)). The coordinates of the target located out of the bloom and within the bloom patch are (42.15°N , 6.35°E) and (40.07°N , 6.50°E) respectively. Note that the geophysical products derived from PARASOL were highly consistent with SeaWiFS level 2 products in the same area. In particular, similar gradients of chlorophyll *a* concentrations and homogeneity of aerosol optical properties were observed for both satellite sensors. It should be highlighted that the exact absolute values of atmospheric and oceanic parameters provided by level 2 satellite products are not of great interest for the purpose of this study. Level 2 satellite geophysical products are just used here qualitatively to inform us about the relative spatial variations or spatial homogeneities of environmental parameters (i.e. chlorophyll *a*, optical depth, Angstrom coefficient) between two targets.

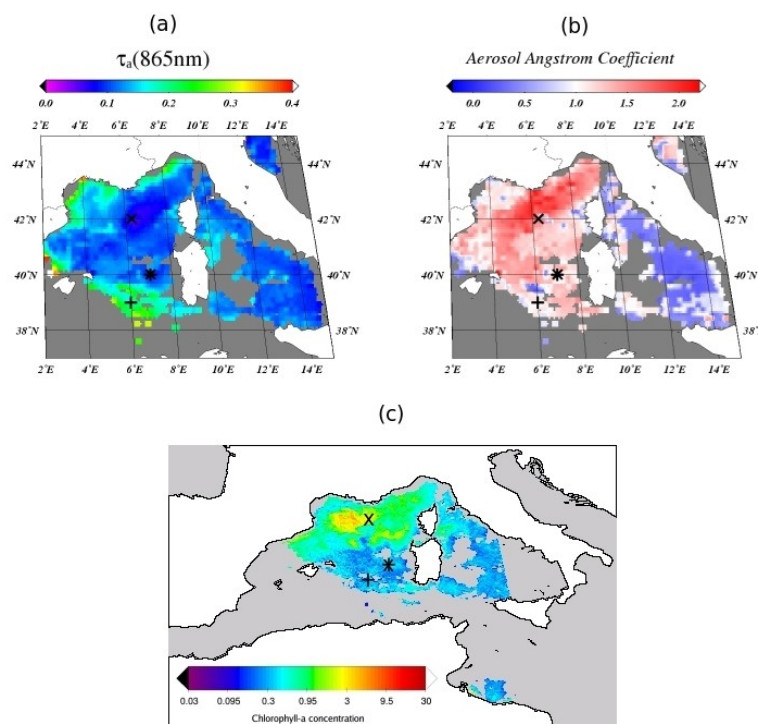


Fig. 2.18. Level 2 satellite images acquired by PARASOL above the North Western part of the Mediterranean Sea on May 5th 2006: (a) aerosol optical depth at 865 nm, (b) Angstrom coefficient and (c) chlorophyll *a* concentration. Three targets were selected : one target (symbol *) is characterized by a clear atmosphere ($\tau_a(865\text{nm})=0.1$) and oligotrophic conditions ($Chl=0.2 \text{ mg m}^{-3}$), one target (symbol \times) is characterized with similar atmospheric conditions than the target represented by the symbol * except bloom conditions ($Chl=2.0 \text{ mg m}^{-3}$) are considered, and one target (symbol +) is characterized by a moderately turbid atmosphere ($\tau_a(865\text{nm})=0.3$) and similar oceanic conditions ($Chl=0.2 \text{ mg m}^{-3}$) than the target represented by the symbol *.

Fig. 2.19(a) shows the angular variations in the TOA Rayleigh-corrected polarized reflectance at 490 nm, as obtained from level 1 PARASOL data, for the targets located within and outside the bloom patch (symbols * and \times in Fig. 2.18). The polar diagram (Fig. 2.19(b)) shows that both targets are viewed under close geometrical conditions, as expected from the

fact that the longitudes of the targets are quite similar. The comparison between $\rho_{pol_rc}(TOA)$ measured for both situations shows a good agreement. The root mean square error (RMSE), which is defined as equation (2.13), was calculated to quantify the absolute differences between the measurements obtained within and outside the bloom area.

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\rho_{pol_rc}(bloom, \Psi_i) - \rho_{pol_rc}(no_bloom, \Psi_i))^2} \quad (2.13)$$

In equation (2.13), Ψ_i is the vector representing the observation geometry which accounts for the azimuth, the solar zenith angle and the viewing zenith angle and n is the number of directions of observations which was 14 here. Interestingly, the value of the $RMSE$ is 6.2×10^{-4} which remains lower than the instrumental noise of PARASOL sensor. As a comparison, figure Fig. 2.19 also reports the results obtained when the unpolarized reflectance is considered. The $RMSE$ value in this latter case, namely 6.7×10^{-3} , is greater by more than one order of magnitude than the sensitivity of PARASOL instrument, which is 4×10^{-4} for unpolarized measurements. One can think that the differences observed between the $RMSE$ calculated for the unpolarized reflectance and the $RMSE$ calculated for the polarized reflectance could be exclusively due to the fact that the unpolarized measurements are usually one order of magnitude greater than the polarized reflectance. To verify that these differences are not necessarily attributed to magnitude difference in the TOA polarized and unpolarized reflectances, the contribution from instrumental noise and phytoplankton concentration to the variations observed in the reflectance between the oligotrophic and blooming conditions is examined. To achieve such a task, a statistical analysis based on the chi-square test was performed. The following hypothesis was tested: “all the variations observed in the reflectance between the oligotrophic and blooming conditions are due exclusively to the instrumental noise in the measurements”. The results of the test indicated that the hypothesis is totally rejected when dealing with the unpolarized reflectance, thus confirming that the variations observed in Fig. 2.19(a) (top curves) are attributed to variations in the phytoplankton concentration and not to the instrumental noise. Conversely, the result of the chi-square test points out that the variations observed in the polarized reflectances between the oligotrophic and blooming conditions (Fig. 2.19(a), bottom curves) are explained by the instrumental noise and not by the variations in phytoplankton concentration (with a confidence level of 10%). The chi-square analysis thus confirms that the $RMSE$ values previously obtained are not exclusively related to the magnitude difference in the TOA polarized and unpolarized reflectance. Based on our statistical analysis (i.e., $RMSE$ and chi-square test), the conclusion that can be drawn is that the polarized signal reaching the top of atmosphere in the visible band and measured by PARASOL is practically insensitive to the water turbidity, thus confirming the theoretical results shown in section 2.2 (Fig. 2.14). It should be highlighted that the invariance of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ with chlorophyll a concentration is still observed despite the chlorophyll a concentration within the bloom is greater than 1 mg.m^{-3} . This is consistent with the fact that the observation geometries of the selected images (see polar diagram of Fig. 2.19(b)) correspond to theoretical simulated cases for which the invariance property of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ with chlorophyll a is verified (see Fig. 2.14). Those results clearly corroborates that it is not relevant to exploit the polarized signal measured at the top of atmosphere over open ocean waters to extract some information about the optical properties of marine particles. Conversely, as previously suggested by our theoretical calculations (section 2.2), the polarized signal could be used to derive some information about aerosols.

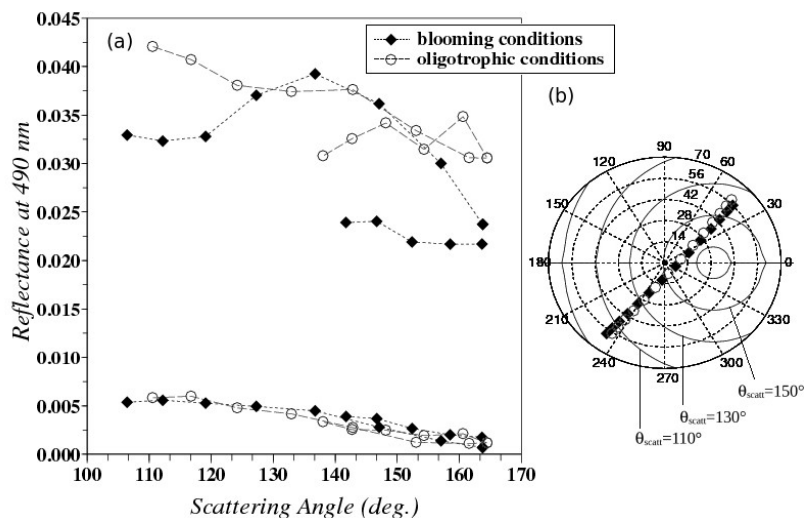


Fig. 2.19. (a) Variation of the top of atmosphere unpolarized (upper curves) and polarized (lower curves) reflectance measured by PARASOL at 490 nm with respect to the scattering angle θ_{scatt} when the targets are located within the bloom patch ($Chl=2.0 \text{ mg m}^{-3}$) and out of the bloom patch (i.e., in oligotrophic conditions, $Chl=0.2 \text{ mg m}^{-3}$) and when the atmospheric conditions are similar for each target, (b) polar diagram showing the geometry of multidirectional observations of the two selected targets. The dashed lines represent the azimuth and viewing angles. The solar zenith angle is 30° . The solid lines represent the isolines of scattering angles by step of 20° . The symbols are similar as in Fig. 2.19(a).

In this study, the opportunity was given to evaluate the feasibility of deriving information about aerosols using PARASOL measurements. For this purpose, targets showing different aerosol optical properties (optical depth and spectral variation) and identical values of chlorophyll *a* concentration were selected (symbols + and * in Fig. 2.18(c)) based on the PARASOL level 2 images that were previously analysed. The selected targets show values of $\tau_a(865 \text{ nm})$ of 0.1 and 0.3, values of Angstrom coefficient of 1.2 and 1.0 respectively and a similar value of *Chl* of 0.2 mg m^{-3} . The coordinates of the atmospherically clear and moderately turbid targets were (40.0°N , 6.9°E) and (38.9°N , 6.0°E) respectively. Since these targets nearly have a similar longitude, the geometry of multidirectional observations made by PARASOL was almost identical for each target, as shown in the polar diagram of figure Fig. 2.20. The angular variations of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ show statistically significant differences between the moderately turbid and the clear atmospheric cases (Fig. 2.20). First, the differences in the magnitude of the polarized reflectance can be greater than a factor of 2 for specific geometries (i.e., scattering angle lower than 140°). Second, the angular structure of the radiation is highly variable, especially when the atmosphere is turbid. The directional features are more pronounced in the range of scattering angle 120° - 150° , which corresponds to the range where the phase function of atmospheric particles is highly dependent on the aerosol optical properties (size and refractive index) (Zhao et al., 1997). Therefore, figure Fig. 2.20 illustrates that the dynamic range of the polarized signal measured at the top of atmosphere, which corresponds to level-1 products of satellite data, is sufficiently high and greater than instrumental noise to make the polarized and angular signatures of aerosols distinguishable and hence, to allow an original characterization of the optical properties of the aerosols. Despite the current study is still a preliminary one, it shows that the radiometric performance of PARASOL satellite instrument is sufficiently accurate in the visible band to significantly improve the aerosol detection over dark target like open ocean waters. The concept of multidirectional and polarization acquisition from space is thus highly promising.

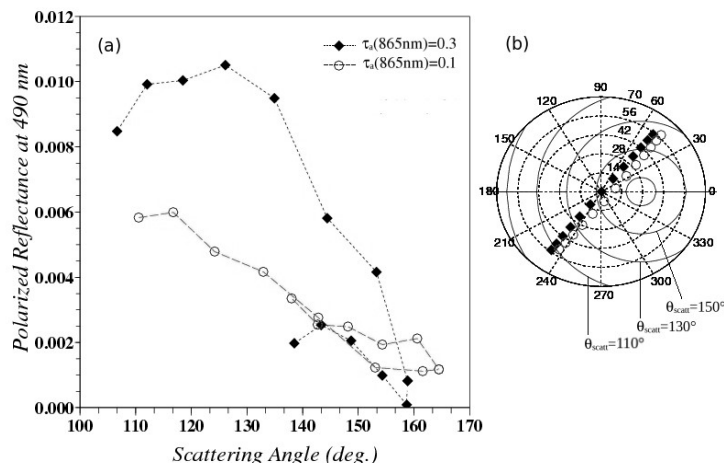


Fig. 2.20. (a) Variation of the top of atmosphere polarized reflectance measured by PARASOL at 490 nm with respect to the scattering angle θ_{scat} for targets located outside the bloom ($Chl=0.2 \text{ mg m}^{-3}$) in the case of a clear ($\tau_a(865\text{nm})=0.1$) and moderately turbid ($\tau_a(865\text{nm})=0.3$) atmosphere, (b) polar diagram showing the geometry of multidirectional observations of the two selected targets. The solar zenith angle is 27° .

3.2.b Validation at global scale

The second case considered for the validation of theoretical results using remotely sensed measurements consists in analysing a data set of PARASOL images covering a more global area than the regional study performed in section 3.2.a. The invariance of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ with water content is now examined using a set of images acquired at different periods of the year 2006 above the Atlantic Ocean along satellite overpasses covering the latitude range 60°N - 60°S . The images were representative of the variability of oceanic contents that can be found in the Atlantic Ocean. Only targets viewed under a geometry for which simulations showed that $\Delta\rho_{pol_rc}(Chl=3.0 \text{ mg m}^{-3})$ is lower than PARASOL instrumental noise (see Fig. 2.14) were selected to compare measurements with theory. Based on the statistical analysis made in section 3.1 (Table 2.5), these targets represent about 87% of the total number of targets observed along the satellite overpass. Targets showing similar atmospheric optical properties based on level 2 PARASOL geophysical products were analysed first. The values of the aerosol optical depth at 865 nm and Angstrom exponent were 0.1 ± 0.003 and 0.17 ± 0.02 respectively. To take into account and to respect the dependency of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ on the observation geometry, the images were partitioned into domains bounded by the azimuth, solar and viewing angles. The angular discretisation was 2 degrees. Such partitioning provided a grid. The standard deviation of $\rho_{pol_rc}(TOA)$ was first calculated for each elements of the grid. Then, the standard deviations were averaged. The mean standard deviation considering all the selected targets showed a value of 8.44×10^{-4} (Table 2.6), which is close to the noise equivalent polarized reflectance of PARASOL instrument. In addition, the mean standard deviation calculated for the unpolarized reflectance is largely higher, namely 4.27×10^{-3} (Table 2.6), thus confirming that the water content in suspended particles is significantly variable for the selected targets. The standard deviation calculated relatively to targets for which atmospheric and oceanic properties were both variable showed a value of 1.58×10^{-3} , which is significantly greater than the instrumental noise of PARASOL.

These results indicate that when the atmospheric conditions are fixed and the chlorophyll a concentration is variable for each target, the variation in the polarized signal measured at the top of atmosphere in the visible band over open ocean waters is sufficiently weak (i.e., 8.44×10^{-4}) to remain undetectable from space remotely sensed data. In the meantime, changes in atmospheric conditions induce a significant variation in $\rho_{pol_rc}(TOA)$ (i.e., 1.58×10^{-3}) which could thus be used to detect aerosol optical properties (turbidity and spectral features). These PARASOL observations corroborate the simulations performed in section 2.2 which indicated

that polarized top of atmosphere reflectance was at the same time invariant to marine signal and sensitive to atmospheric particles. The agreement between radiative transfer simulations and the statistical analysis performed on global scale satellite data is satisfactory, thus validating theory with measurements. Therefore, the PARASOL multiangle polarized measurements in the visible contain no detectable information on the phytoplankton content, but they are strongly dependent on aerosols loading for certain viewing geometries (see Fig. 2.16 and Fig. 2.20). The consideration on these measurements into satellite data processing should improve the aerosols determination and consequently the performances of both atmospheric correction algorithms and derived ocean color geophysical products.

Table 2.6: Standard deviation of the polarized top of atmosphere reflectance $\rho_{pol_rc}(TOA)$ measured by PARASOL for satellite overpasses covering the Atlantic Ocean. The latitude of the satellite overpasses ranges from 60°N to 60°S. Images were selected along the year 2006 to be representative of different water compositions. The mean standard deviation was calculated for two cases: (i) when targets are viewed for similar atmospheric conditions (i.e. aerosol optical depth at 865nm of 0.1 and angstrom exponent of 0.17) and (ii) when targets are viewed for variable atmospheric conditions. The water content in suspended matter is variable. The number of targets used for each calculation of the mean standard deviation is 1000.

		Similar atmosphere	Variable atmosphere
Mean standard deviation of unpolarized reflectance $\rho_{rc}(TOA)$		4.27×10^{-3}	10.33×10^{-3}
Mean standard deviation of polarized reflectance $\rho_{pol_rc}(TOA)$		8.44×10^{-4}	1.58×10^{-3}

4. Conclusion

In this paper, the sensitivity of the top of atmosphere multiangle and polarized reflectance in the visible spectrum to oceanic constituents was examined for open ocean waters and for a great variety of observation geometries. The first part of the study deals with theoretical computations using radiative transfer modelling. The simulations revealed that the polarized reflectance is virtually insensitive to phytoplankton biomass in any geometrical conditions when the chlorophyll *a* concentration is lower than 1 mg m^{-3} which represents about 90% of the global ocean. The invariance of the top of atmosphere signal with marine optical components was explained by the combination of the major contribution of atmospheric and air-sea interface effects to polarization signal together with the weak influence of phytoplanktonic cells on polarized radiation. In blooming conditions (i.e., $Chl > 3 \text{ mg m}^{-3}$), despite a greater impact of oceanic particles on top of atmosphere polarized reflectance, our results showed that multidirectional acquisitions allow to find observation geometries for which the invariance property of TOA polarized reflectance is still verified. On the other hand, the variations observed in the polarized reflectance at 490 nm for such geometries are shown to be sufficiently significant to derive some information about the optical properties of aerosols and to discriminate between aerosol models. Therefore, the simulations showed that the multiangle and polarized reflectance collected in a visible band is a powerful tool that could be systematically used to separate between the estimation of oceanic and atmospheric optical properties over open ocean waters.

A rigorous approach was then conducted to validate the theoretical calculations. We focused on the practical application of theory to the sole satellite sensor that is currently able to measure the polarization and multidirectional features of the radiation exiting the ocean-

atmosphere system, namely the PARASOL satellite instrument. First, a statistical analysis of geometries of observation exclusive to PARASOL sensor was performed to determine the degree of applicability of radiative transfer modelling computations for real world conditions. The analysis showed that 87% of the targets viewed by PARASOL are observed under geometries for which predictions indicate that top of atmosphere polarized signal is insensitive to phytoplankton biomass. Second, PARASOL derived geophysical products such as atmospheric parameters and chlorophyll *a* concentration were used to test the property of invariance of TOA polarized signal with oceanic constituents. The PARASOL images were analysed at both regional and global scales. The regional scale study showed that the variations in the TOA polarized reflectance at 490 nm ρ_{pol_rc} are within the noise equivalent polarized reflectance of PARASOL instrument when the targets exhibited similar aerosol optical properties and strongly variable chlorophyll *a* concentrations. The variations in ρ_{pol_rc} , which were greater than the instrumental noise, were attributed to variations in aerosol optical properties. Similar results were obtained when the analysis was performed on a global area such as the Atlantic Ocean, thus providing a rigorous validation of theoretical predictions. PARASOL radiometric and polarimetric performance is sufficiently satisfactory to extract information on aerosol regardless of subsurface suspended matter optical properties in any conditions. This study allows to envisage the use of PARASOL polarized and multiangle data measured in the visible band to better constrain the aerosols detection and atmospheric correction algorithms over open ocean waters in order to improve the accuracy of retrieval of ocean color parameters such as the chlorophyll *a* concentration. Note that this is the first time, to our knowledge, that satellite polarized data acquired in a visible band are exploited for ocean color prospects. Since PARASOL is the sole sensor measuring the polarization and multidirectionality of the radiation, the development of other satellite sensors capable of measuring similar features from space is strongly encouraged in the future. Such sensors may include a greater number of visible polarized channels to gain an understanding on aerosols spectral optical properties and thus, on their impact on Earth's radiative budget.

Acknowledgments

This research was supported by Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and by ACRI-ST Company through the doctoral fellowship of Tristan Harmel. The authors would like to thank the organization ICARE (Laboratoire Optique Atmosphérique and CNES) and the Hygeos Company for providing the PARASOL geophysical products. The authors also wish to thank the anonymous reviewers for their relevant comments and suggestions.

2.5 CONCLUSION DU CHAPITRE

La description du satellite PARASOL, ainsi que le capteur embarqué POLDER III, a été l'objet de la première partie de ce chapitre. Ce satellite mesure les trois paramètres de Stokes I, Q et U à différentes longueurs d'onde, fournissant ainsi une mesure optique complète de l'intensité de la lumière et de son état de polarisation linéaire. D'autre part, une même cible au sol est observée plusieurs fois (13 fois en moyenne) durant l'avancée de PARASOL sur son orbite ; ces acquisitions successives sont effectuées à des géométries d'observation à chaque fois différentes. Grâce à ces particularités, les images PARASOL fournissent une information radiométrique à la fois directionnelle et polarisée.

Afin d'analyser l'information géophysique contenue dans les données PARASOL, des simulations de transfert radiatif ont été réalisées afin d'obtenir les luminances au sommet de l'atmosphère (TOA), telles qu'elles seraient mesurées par le satellite PARASOL. Ces simulations ont été effectuées pour un système atmosphère-océan couplé. Après avoir succinctement décrit les conditions de simulations, elles ont été utilisées dans une série d'études qui analysent l'influence des constituants optiquement actifs d'origine aussi bien atmosphérique (aérosols) que marine (phytoplancton et débris biogéniques), dans le cas des océans ouverts.

L'étude de l'impact des aérosols sur les paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère a confirmé l'intérêt et le besoin de mesures satellite multidirectionnelles et polarisées pour l'observation des aérosols. En parallèle, le signal aérosol présent dans les mesures polarisées de PARASOL a été quantifié, en particulier aux courtes longueurs d'ondes du spectre visible, dans la perspective du développement d'un algorithme de correction atmosphérique. Dans un deuxième temps, l'influence de la composition de la couche marine sur la mesure PARASOL a été analysée. Il a tout d'abord été montré que les variations de la luminance imputables au contenu marin présentent un comportement fortement directionnel au niveau du satellite. En effet, les luminances n'apportent pas la même quantité d'information lorsqu'elles sont mesurées à différentes géométries d'observation. Cette caractéristique directionnelle présente, de plus, une dépendance significative aux conditions trophiques du milieu ainsi qu'à la taille des particules marines en présence. Par ailleurs, l'information sur les constituants marins contenue dans la luminance au sommet de l'atmosphère reste détectable y compris pour des atmosphères fortement turbides ($\tau_a=1.0$). La potentialité des observations de la taille des particules depuis l'espace a ensuite été confirmée par une étude théorique portant sur l'influence de la taille et de l'indice de réfraction des particules sur les luminances TOA. En définitive, l'utilisation de mesures multidirectionnelles dans la procédure de correction atmosphérique doit donc impérativement tenir compte du comportement directionnel des luminances qui sortent de l'eau.

La dernière partie de ce chapitre a été spécialement dédiée à l'analyse du signal polarisé PARASOL mesuré à 490 nm au-dessus des océans ouverts. Dans ce travail, des calculs théoriques de transfert radiatif et de véritables mesures PARASOL ont été utilisés conjointement. Cette étude, qui a fait l'objet d'une publication parue dans le journal Optics Express, a montré que les variations de la luminance polarisée imputables au phytoplancton sont inférieures au seuil de détectabilité de PARASOL dans la majorité des directions d'observation d'intérêt. Une conséquence directe est la possibilité d'extraire une information strictement atmosphérique de la luminance polarisée dans le visible. Cette caractéristique présente une forte potentialité afin d'améliorer les algorithmes de détection des aérosols et, par conséquent, les algorithmes de corrections atmosphériques pour la couleur de l'océan.

Chapitre 3 CORRECTION

ATMOSPHERIQUE DES MESURES PARASOL MULTIDIRECTIONNELLES ET POLARISEES

3.1 PREAMBULE

Le rayonnement capté par un satellite est issu de multiples interactions avec la matière, qui se produisent tout au long de son trajet à travers le système atmosphère-océan. Chacune de ces interactions produit un signal qui est informatif sur le milieu traversé. Cependant, le signal mesuré est une convolution de l'ensemble de ces signaux (voir chapitre 1). L'opération de « correction atmosphérique » se résume alors à soustraire la composante atmosphérique et la composante de l'interface eau-air du signal mesuré au sommet de l'atmosphère, afin d'estimer la luminance sortant de l'eau.

Au sommet de l'atmosphère, le signal marin (e.g. luminance sortant de l'eau) constitue, tout au plus, 20% du signal total dans le spectre visible principalement en raison de la forte absorption de la couche marine et de la diffusion atmosphérique (Hovis & Leung, 1977). Par ailleurs, le signal atmosphérique est fortement variable notamment à cause de la présence d'aérosols. L'estimation du signal marin, à partir de la mesure satellite, constitue donc une opération délicate et ne peut se faire que si la résolution radiométrique du capteur est suffisante. Depuis l'avènement de la mission CZCS, de multiples travaux ont été dédiés à l'élaboration d'algorithmes de correction atmosphérique spécifiques aux différentes missions de télédétection de la couleur de l'océan dans le cas des océans ouverts (Viollier et al., 1980; Gordon & Wang, 1994a; Gordon, 1997; Fukushima et al., 1998; Antoine & Morel, 1999) ou dans celui des eaux côtières (Hu et al., 2000; Ruddick et al., 2000), pour n'en citer que quelques uns.

Ces algorithmes ont été développés dans le cadre de missions satellite embarquant des capteurs effectuant des mesures de luminance à plusieurs longueurs d'onde, dans le spectre visible et proche-infrarouge (NIR). Dans le cas des océans ouverts, auquel nous nous intéressons dans cette thèse, le

signal atmosphérique est tout d'abord estimé à partir des mesures dans le proche-infrarouge (où l'océan est considéré comme noir). Il est ensuite extrapolé aux longueurs d'onde visibles afin d'estimer la luminance sortant de l'eau. Il a été établi que l'incertitude sur les luminances marines estimées après la correction atmosphérique ne doit pas dépasser $\pm 5\%$, conduisant ainsi à une incertitude (pour les eaux du cas 1) de $\pm 35\%$ sur la concentration en chlorophylle-a estimée depuis l'espace (IOCCG, 1997; McClain et al., 1998). Malgré l'excellente résolution des capteurs « couleur de l'océan » (IOCCG, 1997), l'incertitude sur la luminance marine peut atteindre $\pm 35\%$ du fait du bruit du capteur dans l'infrarouge (Hu et al., 2001). Par ailleurs, la validation des sorties de l'algorithme de correction avec des mesures *in situ* est un exercice complexe. Ce type de validation conduit à une bonne corrélation entre les deux groupes de données, corrélation qui est cependant entachée d'une large dispersion avec des différences supérieures à 15% dans le bleu (Hooker & McClain, 2000; Wang et al., 2002; Bailey & Werdell, 2006).

La principale source d'erreur, intrinsèque à l'algorithme de correction atmosphérique, réside dans l'extrapolation du signal atmosphérique du domaine infrarouge vers le domaine visible du spectre (Gordon, 1997). Dans le spectre visible, la luminance (i.e. paramètre de Stokes I) au sommet de l'atmosphère contient en effet une information à la fois atmosphérique et marine ; elle ne peut donc pas être utilisée pour dissocier le signal issu de l'une et l'autre contribution directement. Cependant, les mesures au sommet de l'atmosphère des paramètres de Stokes Q et U ne sont que très peu sensibles aux variations en phytoplancton, aussi bien dans le proche-infrarouge que dans le visible (Chowdhary et al., 2006; Chami, 2007). Les capteurs satellitaires de la série POLDER, dont l'actuelle mission PARASOL, ont la capacité de mesurer Q et U à trois longueurs d'onde, dont deux dans le visible, e.g. à 443 ou 490 nm et à 670 nm (Deschamps et al., 1994). Par ailleurs, des mesures similaires seront effectuées par les futures missions Glory (Mishchenko et al., 2007a) (lancement prévu en 2010) et GCOM-SGLI (Honda et al., 2005) (lancement prévu en 2013). Nous avons montré au chapitre 2 que les variations de la mesure de Q et U, induites par des changements de concentration des constituants marins dans les eaux du cas 1, sont inférieures au bruit de la mesure de PARASOL. Nous en avons conclu que la mesure de Q et U possède une information indépendante de la couche marine, permettant ainsi de caractériser la composante atmosphérique du rayonnement dans le visible (Harmel & Chami, 2008). Ces résultats sont *a priori* applicables aux missions Glory et GCOM-SGLI, étant données leurs spécifications radiométriques.

Par ailleurs, le satellite PARASOL est capable d'effectuer plusieurs mesures pour une même cible au sol (jusqu'à 16) sous différentes géométries d'observation. Les missions Glory et GCOM-SGLI posséderont cette même caractéristique directionnelle. Dans ce contexte et afin d'exploiter au mieux les mesures polarisées et multidirectionnelles dans le cadre de la télédétection de la couleur de l'océan, nous avons développé un algorithme original de correction atmosphérique, appelé dans la suite du manuscrit *multi-directionality POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC). Dans ce

chapitre, nous présenterons tout d'abord l'état de l'art des méthodes de correction atmosphérique au-dessus des océans ouverts basées sur les mesures de luminance. Nous détaillerons ensuite le principe de l'algorithme POLAC qui exploite les caractéristiques des mesures multidirectionnelles et polarisées de type PARASOL. Nous présenterons ensuite une méthode originale de filtrage du reflet du soleil et de la présence de nuages développée au sein de POLAC, avant de conclure sur le bénéfice apporté par la multidirectionnalité et l'information polarisée aux procédures de correction atmosphérique.

3.2 PRINCIPES DE CORRECTION ATMOSPHERIQUE AU-DESSUS DES OCEANS OUVERTS

3.2.1 Modélisation du transfert radiatif

Une première étape de la correction atmosphérique consiste à modéliser le signal reçu par le satellite au sommet de l'atmosphère (TOA). Dans l'algorithme de Gordon et Wang (Gordon & Wang, 1994a), la réflectance totale au sommet de l'atmosphère, $\rho_t(\lambda)$, est modélisée par la décomposition suivante (Gordon, 1978; Viollier et al., 1980):

$$\rho_t(\lambda) = \rho_r(\lambda) + \rho_A(\lambda) + T(\lambda)\rho_g(\lambda) + t(\lambda)[\rho_{wc}(\lambda) + \rho_w(\lambda)] \quad (3.1)$$

où λ est la longueur d'onde centrale de la bande du satellite considérée et :

- ρ_r est la réflectance issue de la diffusion simple du rayonnement par les molécules atmosphériques (diffusion Rayleigh) ;
- ρ_A est la réflectance issue de la diffusion par les aérosols, elle englobe les phénomènes de diffusions successives entre aérosols et molécules ;
- ρ_g est la réflectance issue de la réflexion spéculaire de la lumière solaire sur la surface de la mer (*glint* en anglais) ;
- T la transmittance totale entre la cible (surface de l'eau) et le satellite ;
- ρ_{wc} est la réflectance provenant de l'écume, qui se forme au niveau de la surface par l'action du vent ;
- ρ_w est la réflectance de l'eau juste au-dessus de la surface océanique (valeur que l'étape de correction atmosphérique a pour but de déterminer) ;
- t est la transmittance diffuse entre la cible et le satellite (Yang & Gordon, 1997).

Dans l'équation (3.1), l'absorption par les gaz atmosphériques (e.g. O₃, NO₂, H₂O, etc.) n'est pas prise en compte. En effet, l'hypothèse est faite que les gaz absorbants se situent dans une couche plus élevée que le reste des objets diffusants de l'atmosphère ; ρ_t est alors obtenue en divisant la réflectance mesurée par le satellite par la transmittance gazeuse (Viollier et al., 1980). Afin de ne pas alourdir la présentation des méthodes de correction atmosphérique, les contributions du *glint*, ρ_g , ainsi que de l'écume, ρ_{wc} , ne sont pas considérées dans ce qui suit. Le principe des algorithmes reste cependant le

même, puisque les pixels trop fortement contaminés par le *glint* ne sont pas traités, ou bien en cas de faible contamination, ρ_g est paramétré à partir de la vitesse du vent (Wang & Bailey, 2001). Par ailleurs, la réflectance issue de l'écume peut être estimée à partir de données de vitesse du vent (Monahan, 1971; Koepke, 1984; Gordon & Wang, 1994b), en prenant garde toutefois de respecter les variations spectrales de ρ_{wc} (Frouin et al., 1996).

La composante $\rho_r(\lambda)$ est calculée dans le cadre de l'approximation de diffusion Rayleigh, ce calcul est considéré comme exact au sein de l'algorithme (Gordon et al., 1988a); cependant dans un souci d'opérationnalité, ce calcul peut être raffiné pour tenir compte des effets du vent et de la pression atmosphérique (Andre & Morel, 1989; Gordon & Wang, 1992; Wang, 2002). L'équation (3.1) se réécrit comme suit :

$$\rho_A(\lambda) = \rho_t(\lambda) - \rho_r(\lambda) - t(\lambda)\rho_w(\lambda) \quad (3.2)$$

Puisque ρ_r est connue, l'implémentation de l'algorithme revient à calculer les valeurs de t et ρ_A à partir des mesures afin d'estimer ρ_w . Le principe général est de dériver ρ_A à partir de mesures dans l'infrarouge et ensuite de l'extrapoler aux longueurs d'onde visibles (Gordon & Wang, 1994a). Pour ce faire, différentes méthodes existent, qui se basent toutes sur l'utilisation de tables de précalculs (LUT), dans lesquelles sont archivées les caractéristiques radiatives d'atmosphères synthétiques. Celles-ci sont calculées par simulations de transfert radiatif pour différents modèles d'aérosols et différentes géométries d'observation (cf. §2.2). Le point de divergence de ces méthodes est celui de l'extrapolation de ρ_A du proche-infrarouge vers le visible (Wang, 2004b), où les effets de la diffusion multiple sont abordés de différentes façons. Dans les deux sections qui suivent nous explicitons les deux méthodes-cadres qui régissent actuellement l'algorithmie de la correction atmosphérique.

3.2.2 Méthode de sélection du modèle d'aérosols et d'extrapolation

3.2.2.a Méthode de sélection et d'extrapolation en approximation de diffusion simple

La variation spectrale de ρ_A peut être estimée à partir des réflectances mesurées à deux longueurs d'onde dans le proche-infrarouge (NIR), où ρ_w est habituellement négligeable dans le cas des océans ouverts (Gordon & Wang, 1994a). Le cas des eaux océaniques eutrophes, où $\rho_w(\text{NIR})$ n'est plus négligeable, est cependant traité en réajustant de la valeur $\rho_w(\text{NIR})$ par le biais de modèles bio-optiques au sein de l'algorithme de correction (Bricaud & Morel, 1987; Siegel et al., 2000). Dans le cas du capteur satellitaire SeaWiFS par exemple, les bandes spectrales utilisées sont celles centrées à 765 et 865 nm. A partir des deux valeurs de ρ_A déterminées à partir des mesures, les modèles d'aérosols les plus appropriés sont sélectionnés à partir d'une collection de modèles candidats. Dans le cas des algorithmes de SeaWiFS, MODIS ou POLDER, ces modèles, au nombre de douze, sont issus des modèles empiriques de Shettle et Fenn (1979) décrits section 1.4.3. Dans l'algorithme de Gordon

& Wang (Gordon & Wang, 1994a; Wang & Gordon, 1994b), le procédé de sélection des modèles, puis de l'extrapolation, est conduit à partir d'un coefficient nommé « epsilon de diffusion simple », $\varepsilon(\lambda_1, \lambda_2)$, défini comme le rapport de la réflectance aérosol de diffusion simple, $\rho_{as}(\lambda_i)$, entre les deux longueurs d'onde NIR, λ_1, λ_2 , avec :

$$\varepsilon(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\rho_{as}(\lambda_1)}{\rho_{as}(\lambda_2)} \approx \frac{\omega_a(\lambda_1)\tau_a(\lambda_1)p_a(\theta_s, \theta_v, \varphi, \lambda_1)}{\omega_a(\lambda_2)\tau_a(\lambda_2)p_a(\theta_s, \theta_v, \varphi, \lambda_2)} \quad (3.3)$$

où ω_a , τ_a et p_a sont respectivement l'albédo de simple diffusion, l'épaisseur optique et la fonction de phase effective du modèle d'aérosols considéré. Cette fonction de phase effective inclut la contribution de la diffusion aérosol avant et après la réflexion sur l'interface air-eau (Gordon, 1997), et n'est donc pas strictement égale à la fonction de phase définie au chapitre 1. Le coefficient $\varepsilon(\lambda_1, \lambda_2)$ est calculé pour chacun des modèles d'aérosols candidats (Figure 3.1). La relation entre les valeurs de ρ_{as} et de ρ_A dépend de l'épaisseur optique. Elle est préalablement calculée par transfert radiatif et tabulée dans des LUT pour chacun des modèles d'aérosols utilisés et pour plusieurs valeurs d'épaisseur optique (Wang, 2004a). A partir de ρ_A dérivée de la mesure satellite, ρ_{as} est calculée pour chacun des N modèles d'aérosols, notée $\rho_{as}^{mes,i}$ pour le modèle i . Le coefficient ε^{mes} , utilisé pour sélectionner le modèle d'aérosols en présence, est alors calculé à partir de l'ensemble des $\rho_{as}^{mes,i}$ comme suit :

$$\varepsilon^{mes}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\rho_{as}^{mes,i}(\lambda_1)}{\rho_{as}^{mes,i}(\lambda_2)} \quad (3.4)$$

Les deux modèles mod1 et mod2, dont les valeurs de ε encadrent au plus près ε^{mes} , sont sélectionnés ; tel que :

$$\varepsilon^{mod1}(\lambda_1, \lambda_2) \leq \varepsilon^{mes}(\lambda_1, \lambda_2) < \varepsilon^{mod2}(\lambda_1, \lambda_2) \quad (3.5)$$

Pour chacun des deux modèles, $\rho_{as}(\lambda_{vis})$ dans le visible est calculé :

$$\rho_{as}(\lambda_{vis}) = \varepsilon(\lambda_{vis}, \lambda_2) \rho_{as}(\lambda_2) \quad (3.6)$$

Les valeurs de $\rho_{as}(\lambda_{vis})$ des modèles mod1 et mod2 sont alors utilisées pour obtenir les valeurs ρ_A^{mod1} et ρ_A^{mod2} , respectivement. Enfin, la valeur $\rho_A(\lambda_{vis})$ recherchée est calculée :

$$\rho_A(\lambda_{vis}) = (1-w) \rho_A^{mod1}(\lambda_{vis}) + w \rho_A^{mod2}(\lambda_{vis}) \quad (3.7)$$

avec

$$w = \frac{\varepsilon^{mes}(\lambda_1, \lambda_2) - \varepsilon^{mod1}(\lambda_1, \lambda_2)}{\varepsilon^{mod2}(\lambda_1, \lambda_2) - \varepsilon^{mod1}(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (3.8)$$

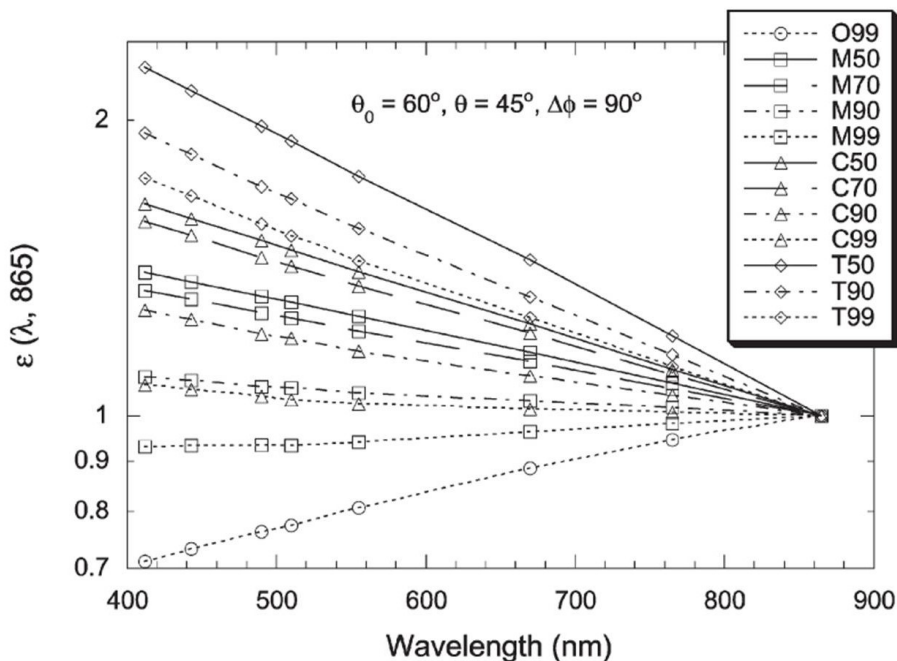


Figure 3.1. Variations spectrales du coefficient ε , pour les modèles d'aérosols utilisés dans la chaîne de traitement SeaWiFS. (Wang, 2004a)

La transmittance diffuse t est calculée à partir des modèles sélectionnés, ce qui permet de résoudre l'équation (3.2) pour déterminer la réflectance marine au-dessus de la surface océanique, ρ_w . Il a été argumenté que cette méthode utilisant le coefficient ε est peu sensible à l'épaisseur optique atmosphérique (Wang, 2004b). Par ailleurs, la valeur de l'épaisseur optique aérosol est estimée en utilisant la valeur de la réflectance mesurée dans le NIR à l'aide des LUT issues des deux modèles d'aérosols sélectionnés.

3.2.2.b *Méthode de sélection et d'extrapolation en diffusion multiple*

Les méthodes d'extrapolation en diffusion multiple (Antoine & Morel, 1999; Su, 2000) utilisent des LUT dans lesquelles sont archivées les valeurs de réflectance calculées pour plusieurs modèles d'aérosols. La méthode de Gordon & Wang (1994) (décrite section précédente) peut être réadaptée, en utilisant le paramètre epsilon dit de « diffusion multiple » (Su, 2000), $\varepsilon^{(M)}$, à la place de ε , avec :

$$\varepsilon^{(M)}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\rho_A(\lambda_1)}{\rho_A(\lambda_2)} \quad (3.9)$$

Ce rapport est calculé pour les différents modèles d'aérosols candidats et pour plusieurs valeurs de l'épaisseur optique aérosol (Figure 3.2). Cette méthode a cependant l'inconvénient d'être fortement dépendante de l'épaisseur optique aérosol. Néanmoins, des résultats très proches sont obtenus à partir de cette méthode et de la méthode de Gordon & Wang (Wang, 2004a).

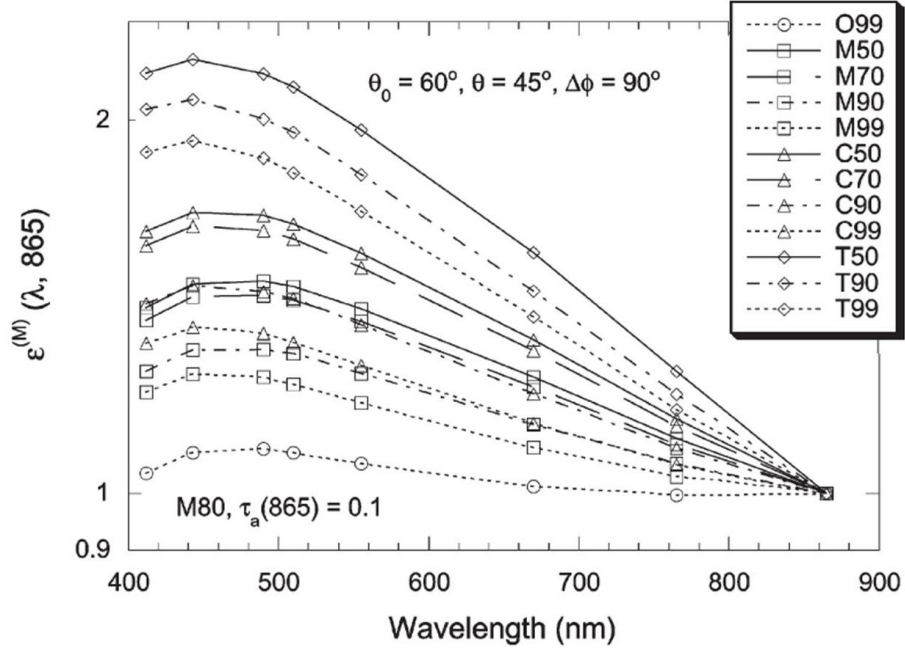


Figure 3.2. Variations spectrales du coefficient $\varepsilon^{(M)}$ pour les modèles d'aérosols utilisés dans la chaîne de traitement SeaWiFS, pour une épaisseur optique aérosol fixée à 0.1 pour le modèle M80. (Wang, 2004a)

Une autre méthode utilisant l'extrapolation en diffusion multiple a été développée pour la correction atmosphérique des mesures effectuées par le capteur MERIS (ESA) (Antoine & Morel, 1999). Elle se base sur la comparaison entre la réflectance atmosphérique, noté ρ_{path} , simulée et mesurée aux longueurs d'ondes 775 et 865 nm, avec :

$$\rho_t(\lambda) = \rho_{path}(\lambda) + t(\lambda)\rho_w(\lambda) \quad (3.10)$$

Pour chacun des modèles d'aérosols candidats, $\rho_{path}(865nm)/\rho_r(865nm)$ est calculée en fonction de l'épaisseur optique aérosol à 865 nm, $\tau_a(865nm)$. La mesure de $\rho_{path}(865nm)/\rho_r(865nm)$ fournit une valeur de $\tau_a(865nm)$ pour chaque modèle. L'ensemble des $\tau_a(865nm)$ est alors utilisé pour calculer un ensemble de τ_a à 765 nm. Le rapport $\rho_{path}(775nm)/\rho_r(775nm)$ est ensuite calculé pour chaque modèle à partir de la valeur de $\tau_a(775nm)$. Les deux modèles mod1 et mod2 sont sélectionnés tels que leur valeur du rapport $\rho_{path}(775nm)/\rho_r(775nm)$ encadrent au plus proche celle qui est mesurée (Figure 3.3). La valeur de ρ_{path} dans le visible (λ_{vis}) est alors déterminées à partir des équations (3.11) et (3.12) :

$$\rho_{path}(\lambda_{vis}) = (1-w)\rho_{path}^{mod1}(\lambda_{vis}) + w\rho_{path}^{mod2}(\lambda_{vis}) \quad (3.11)$$

où

$$w = \frac{\rho_{path}^{mes}(775nm) - \rho_{path}^{mod1}(775nm)}{\rho_{path}^{mod2}(775nm) - \rho_{path}^{mod1}(775nm)} \quad (3.12)$$

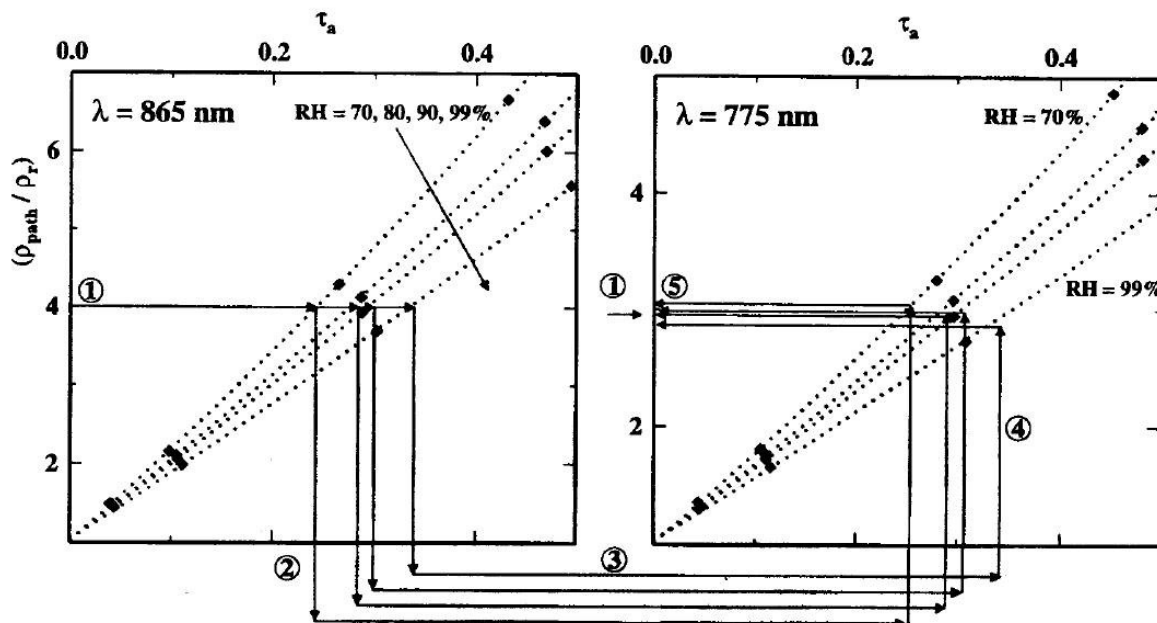


Figure 3.3. Schéma de l'algorithme d'Antoine et Morel (1999). Dans l'étape 1, l'épaisseur optique aérosol (τ_a) est calculée pour chacun des modèles d'aérosols à 865 nm. Les valeurs de τ_a sont ensuite calculées à 775 nm (étape 3). Les deux modèles qui fournissent les valeurs de τ_a à 775 nm qui encadrent au plus proche la valeur de $\rho_{\text{path}}(775\text{nm})/\rho_r(775\text{nm})$ mesurée sont sélectionnés (étape 5).

3.2.3 Mise à jour de l'algorithme SeaWiFS

L'algorithme de Gordon & Wang, décrit §3.2.2, a été implémenté pour le traitement opérationnel des données couleur de l'océan de plusieurs missions spatiales d'envergure, incluant SeaWiFS, MODIS, OCTS, et CZCS. Le traitement et la distribution des données couleur de l'océan de ces différentes missions est sous la responsabilité du *Ocean Biology Processing Group* (OBPG) de la NASA. En 2009, l'OBPG est en phase finale pour le retraitement de l'ensemble de ces données, après avoir effectué plusieurs mises à jour ou améliorations au sein de la chaîne de traitement. Les changements majeurs incluent l'utilisation de nouvelles tables Rayleigh, le recalcul des coefficients d'absorption et de diffusion de l'atmosphère et de l'océan, des corrections supplémentaires de l'absorption gazeuse (e.g. NO_2) et enfin l'utilisation de nouveaux modèles d'aérosols et de nouvelles méthodes de sélections.

Les nouveaux modèles d'aérosols désormais utilisés ont été développés sur la base des albédos de simple diffusion et des distributions de taille des aérosols estimés depuis les sites maritimes du réseau *Aerosol Robotic Network* (AERONET) (Holben & al., 1998). Ces modèles sont classés en sept familles selon leur humidité relative, incluant chacune dix proportions de mélange d'un mode fin et d'un mode grossier, la proportion du mode fin variant de 0 à 0.95. Soixante-dix LUT ont alors été générées (une par modèle de chaque famille) de façon cohérente avec l'algorithme de Gordon & Wang, i.e. albédo de simple diffusion, fonction de phase aérosol, relation entre la diffusion simple et multiple, transmittance diffuse. Une étape préalable à l'algorithme de Gordon & Wang a été ajoutée.

Elle consiste à sélectionner une des sept familles d'humidité relative à partir de données météorologiques auxiliaires pour chacune des observations. L'algorithme de Gordon & Wang s'applique alors à partir des 10 modèles d'aérosols de cette famille.

3.2.4 Algorithme POLDER/PARASOL standard

L'algorithme de correction atmosphérique utilisé actuellement dans la chaîne de traitement des images couleur de l'océan POLDER/PARASOL est détaillé dans le document (Nicolas et al., 2005), disponible à l'adresse http://smc.cnes.fr/POLDER/Algo/JMN_ATBD_polder_classe2_V1.1.pdf. Nous résumons ici brièvement son principe et précisons tout d'abord que les mesures polarisées de PARASOL ne sont pas exploitées par cet algorithme. La décomposition du signal au sommet de l'atmosphère est similaire à celle de l'équation (3.1), à l'exception du terme $\rho_{wc} + \rho_w$, qui est remplacé par le rapport

$$\frac{\rho_{wc} + \rho_w}{1 - A_S(\rho_{wc} + \rho_w)} \quad (3.13)$$

où A_S est l'albédo sphérique de l'atmosphère calculé à partir de l'épaisseur optique. L'équation (3.13) permet de prendre en compte les réflexions et diffusions multiples entre la surface marine et l'atmosphère (Tanre et al., 1981). L'algorithme se base sur la méthode de sélection/extrapolation qui utilise le coefficient epsilon dit de diffusion multiple $\varepsilon^{(M)}$ (Gordon & Wang, 1994a; Su, 2000), définie équation (3.9). Cependant, puisque les images POLDER/PARASOL possèdent plusieurs mesures de réflectance pour différentes directions d'observation, la valeur de $\varepsilon^{(M)}$ est moyennée sur l'ensemble des directions. Ce calcul est fait à partir des longueurs d'onde 670 et 865 nm :

$$\varepsilon^{(M)}(670nm, 865nm) = \frac{1}{N_{dir}} \sum_i^{N_{dir}} \frac{\rho_A^i(670nm)}{\rho_A^i(865nm)} \quad (3.14)$$

où N_{dir} est le nombre de directions disponibles pour une cible donnée. Une seconde étape consiste à déterminer l'épaisseur optique aérosol. Elle est interpolée à partir de la réflectance à 865 nm mesurée et des réflectances simulées pour les deux modèles d'aérosols sélectionnés, à l'étape précédente. Cette opération est effectuée pour chaque direction d'observation séparément. Les valeurs obtenues pour chacune des directions sont alors moyennées pour obtenir la valeur finale de l'épaisseur optique aérosol. Puisque $\varepsilon^{(M)}$ est sensible à la valeur de l'épaisseur optique, $\varepsilon^{(M)}$ est alors recalculé avec la nouvelle valeur de l'épaisseur optique aérosol. L'extrapolation de la réflectance ρ_A aux longueurs d'onde visibles est alors effectuée ; ρ_w est ensuite calculée pour chacune des directions d'observation, puis moyennée statistiquement sur l'ensemble des directions.

3.3 DEVELOPPEMENT DE L'ALGORITHME : *MULTI-DIRECTIONALITY AND POLARIZATION-BASED ATMOSPHERIC CORRECTION (POLAC)*

L'algorithme de correction atmosphérique, développé dans le cadre de cette thèse, s'inspire des mises à jour de l'algorithme SeaWiFS décrites section 3.2.3 (e.g. utilisation de modèles d'aérosols bimodaux, correction spécifique de l'absorption gazeuse).

3.3.1 Description de l'algorithme POLAC

Les résultats du chapitre 2 ont montré que le signal polarisé dans le visible peut être exploité pour estimer les paramètres atmosphériques, au même titre que la luminance dans le proche-infrarouge. Cette exploitation apporte un gain potentiellement fort à l'opération de correction atmosphérique, qui est limitée par l'extrapolation des paramètres atmosphériques du proche-infrarouge (NIR) vers le visible. Par ailleurs, il a été montré que la caractérisation des paramètres atmosphériques à partir de mesures multidirectionnelles, en utilisant une seule longueur d'onde NIR, permet de déterminer efficacement la luminance marine (Wang & Gordon, 1994a; Gordon, 1997). Afin de combiner au mieux les avantages des données multidirectionnelles et polarisées de PARASOL, nous avons alors développé un algorithme original de correction atmosphérique, *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC). Il convient de souligner que les données sur l'état de polarisation de la lumière sont ici utilisées pour la première fois dans le contexte de la télédétection spatiale de la couleur de l'océan.

L'algorithme POLAC est constitué de deux grandes phases, notées ci-après phase (I) et phase (II). La première phase est dédiée à l'inversion des paramètres de Stokes TOA pour estimer les variables atmosphériques. Elle détermine les propriétés optiques des aérosols à partir des mesures de luminance (paramètre de Stokes I) dans le NIR et des paramètres de Stokes Q et U (i.e. information sur l'état de polarisation du rayonnement) dans le NIR et le visible. Pour plus de clarté, nous appellerons désormais ces paramètres « critères atmosphériques », notés S. Dans le cas de la mission PARASOL, ces critères sont tabulés dans le Tableau 3.1. La phase (I) effectue une minimisation entre les critères atmosphériques mesurés et simulés pour les modèles d'aérosols fins et grossiers listés section 1.4.4 et pour différentes épaisseurs optiques aérosol, τ_a ; ces simulations sont archivées dans des tables de précalculs dénommées « LUT-atmosphère ». Cette phase (I) se subdivise en deux étapes, l'une procède à l'estimation de τ_a , tandis que l'autre détermine le meilleur couple de modèles d'aérosols, i.e. un mode fin et un mode grossier, ainsi que leur proportion respective. Ces étapes sont itératives; POLAC procède typiquement à 3 itérations. A partir de ces résultats, la phase (II) estime la luminance sortant de l'eau dans le visible (e.g. 490, 565, 670 nm): (i) soit à partir de l'ensemble des directions d'observation, (ii) soit pour chacune d'elles prises indépendamment. Cette procédure utilise des simulations du transfert radiatif pour un système couplé atmosphère-océan pour différentes

compositions de la couche marine ; ces simulations sont archivées dans des tables de précalculs dénommées « LUT-marine ». La Figure 3.4 montre une vue d'ensemble de l'algorithme POLAC.

Tableau 3.1. Mesures PARASOL (ou critères atmosphériques) utilisées dans la phase (I) de l'algorithme POLAC

Paramètres de Stokes	Bandes PARASOL utilisées
I	865, 1020
Q et U	490, 670, 865

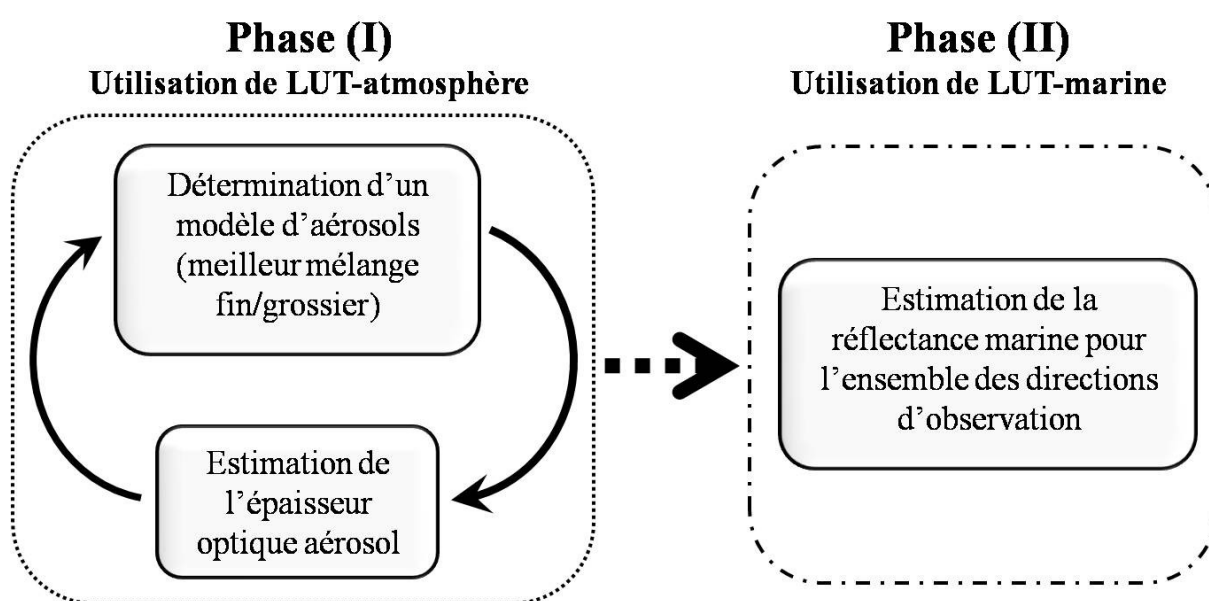


Figure 3.4. Vue d'ensemble de l'algorithme *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC).

3.3.2 LUT atmosphère et LUT marine

La génération et l'exploitation des LUT ont déjà été commentées section 2.2. Nous nous limitons donc ici à établir les spécificités des LUT-atmosphère et LUT-marine utilisées dans l'algorithme POLAC. L'ensemble des simulations est effectué avec le code de transfert radiatif OSOA. Les LUT-atmosphère sont utilisées pour déterminer les paramètres atmosphériques. Elles fournissent, pour chaque modèle d'aérosols, les paramètres de Stokes I, Q et U au sommet de l'atmosphère pour l'ensemble discret de géométries d'observation (cf. §2.2.1) et pour les valeurs d'épaisseur optique aérosol suivantes : 0.01, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1.0. Il est important de noter que les valeurs de Q et U à 490 nm du rayonnement émergent de la couche océanique sont invariantes avec la biomasse marine, mais ne sont néanmoins pas nulles. Elles ont donc été prises en compte par l'utilisation du code de transfert radiatif OSOA.

Les LUT-marine sont utilisées pour estimer la luminance sortant de l'eau lors de la phase (II) de l'algorithme. Ces LUT fournissent les luminances au sommet de l'atmosphère et juste en dessous de la surface marine pour l'ensemble des géométries d'observation d'intérêt (cf. §2.2.1). Une LUT-marine correspond aux calculs effectués pour une concentration en chlorophylle-a, *Chl*, et un exposant de Junge des particules marines donnés. Les valeurs de *Chl* utilisées sont les suivantes : 0.03, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 3.0, 10.0 mg.m⁻³. Trois valeurs de l'exposant de Junge ont été sélectionnées 3.5, 4.0 et 4.5 afin de prendre en compte les différents effets de la taille des particules marines sur le rayonnement TOA (cf. section 2.4.2). Le signal marin a été modélisé à partir des paramètres *Chl* et exposant de Junge. Cependant, ces paramètres de modélisation ne sont pas estimés par l'algorithme. En effet, ils ont été utilisés pour générer, de manière réaliste, la gamme de luminances sortant de l'eau la plus large. Ces luminances seront ensuite exploitées librement par l'utilisateur souhaitant appliquer ses propres algorithmes bio-optiques pour estimer *Chl* par exemple. Les LUT-marine ont été générées pour l'ensemble des modèles d'aérosols et valeurs de τ_a de la phase (I).

3.3.3 Modélisation du signal au sommet de l'atmosphère

La modélisation du rayonnement sortant de l'atmosphère est une étape primordiale à la comparaison correcte entre simulations et mesures, sur laquelle repose l'opération de correction atmosphérique. Afin de prendre pleinement en compte l'absorption gazeuse sur l'intensité du rayonnement ainsi que sur son état de polarisation la décomposition de l'équation (3.1) est insuffisante (Vermote et al., 1997). Nous décrivons donc ici le modèle de décomposition du signal utilisé pour l'implémentation de POLAC, qui permet de généraliser l'approche à l'ensemble des paramètres de Stokes.

Nous avons vu au chapitre 1 que le code de transfert radiatif OSOA ne prend pas en compte toutes les composantes dans la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR). En effet, OSOA résout l'ETR sans tenir compte de l'absorption gazeuse atmosphérique. Il faut donc réajuster les paramètres de Stokes calculés par le code pour tenir compte de cette composante. Dans le spectre solaire, l'absorption gazeuse atmosphérique est principalement causée par : le dioxygène (O₂), l'ozone (O₃), la vapeur d'eau (H₂O), le dioxyde de carbone (CO₂), le méthane (CH₄) ou encore le dioxyde d'azote (NO₂). Les quantités en vapeur d'eau U_{H_2O} et en ozone U_{O_3} sont variables dans le temps et dans l'espace. Nous ne considérerons cependant, dans le cadre de cette thèse, que des profils de distribution standards des gaz atmosphériques (US-1962) pour deux saisons (été et hiver), et trois gammes de latitudes (basses, moyennes et hautes). Une amélioration pourra alors être apportée en incluant des données auxiliaires de quantité d'ozone et de vapeur d'eau, cette dernière étant d'ailleurs mesurable par PARASOL (Vesperini et al., 1999). Par ailleurs, le découplage entre l'absorption gazeuse et les autres phénomènes d'absorption et de diffusion qui prévalent dans l'atmosphère induit certaines erreurs surtout dans le cas de la vapeur d'eau et dans une moindre mesure pour l'ozone. Afin de réduire ces erreurs à un niveau acceptable pour la télédétection des aérosols et ces applications

connexes, (Vermote et al., 1997) ont proposé de modéliser la luminance normalisée au sommet de l'atmosphère L_{TOA} , comme suit :

$$L_{TOA} \approx T_g(U_{OG}; \theta_s, \theta_v) \times \left[L_{ray} + (L_{atm} - L_{ray}) T_g\left(\frac{U_{H_2O}}{2}; \theta_s, \theta_v\right) + t_d(\theta_s, \theta_v, \varphi) L_w^+ T_g(U_{H_2O}; \theta_s, \theta_v) \right], \quad (3.15)$$

où tous les termes dépendent de la longueur d'onde considérée, avec :

- L_{atm} la luminance normalisée intrinsèque de l'atmosphère (i.e. l'océan est considéré comme totalement absorbant et non réfléchissant),
- L_{ray} la luminance normalisée intrinsèque d'une atmosphère purement moléculaire et non-absorbante,
- L_w^+ la luminance normalisée juste au-dessus de la surface marine ;
- t_d est la transmittance diffuse, elle tient compte de l'atténuation du signal par la diffusion Rayleigh et de la diffusion et de l'absorption des aérosols ;
- T_g est la transmittance gazeuse, U_{H_2O} est la quantité totale en vapeur d'eau, U_{OG} correspond à la quantité totale en autres gaz (OG).

Les valeurs des transmittances gazeuses dépendent évidemment de la masse d'air et sont très variables selon la longueur d'onde suivant les bandes d'absorption atmosphériques. Nous avons donc pris soin d'intégrer les valeurs T_g sur la bande passante du capteur. Pour l'ensemble des bandes spectrales de PARASOL utilisées pour la correction atmosphérique, la transmittance gazeuse peut atteindre des valeurs minimales de 0.9 pour des angles de visée inférieurs à 60° (Figure 3.5 et Figure 3.6). L'atténuation du signal due à l'absorption gazeuse doit donc impérativement être prise en compte, en particulier pour la bande à 565 nm pour laquelle les valeurs de $T_g(OG)$ sont les plus faibles.

L'équation (3.15) suppose implicitement que les événements d'absorption gazeuse et de diffusion sont totalement décorrélés, c'est-à-dire qu'un changement dans le régime de diffusion n'affecte pas l'absorption gazeuse, et réciproquement. Notons que la modélisation de la luminance normalisée TOA de l'équation (3.15) est généralisable à l'ensemble des paramètres de Stokes TOA puisque le coefficient d'extinction est le même pour chacun de paramètre de Stokes (cf. section 1.2.3).

Afin de comparer les simulations TOA avec la mesure PARASOL, les paramètres de Stokes mesurés doivent être préalablement corrigés de l'absorption gazeuse. Dans le proche-infrarouge, en prenant $L_w^+ = 0$, la luminance mesurée L^{mes} est corrigée sur la base de l'équation (3.15) comme suit :

$$L^{corr} = \frac{L^{mes} / T_g(U_{OG}; \theta_s, \theta_v) - L_{ray}}{T_g\left(\frac{U_{H_2O}}{2}; \theta_s, \theta_v\right)} + L_{ray} \quad (3.16)$$

La correction (3.16) est appliquée à l'ensemble des paramètres de Stokes au sein de l'algorithme POLAC.

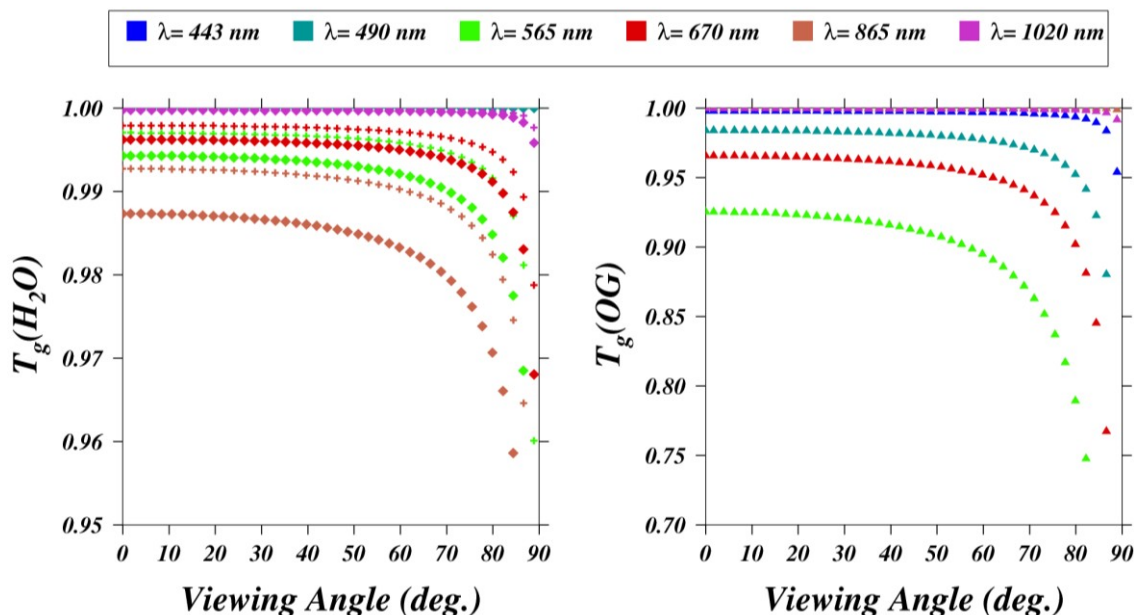


Figure 3.5. Transmissions gazeuses atmosphériques de la vapeur d'eau ($T_g(H_2O)$) et des autres gaz ($T_g(OG)$), en fonction de l'angle de visée, calculées avec 6SV pour une atmosphère typique des latitudes moyennes en été et pour un angle solaire de 40° . La transmission gazeuse de la vapeur d'eau est donnée pour le contenu total de vapeur d'eau atmosphérique (losanges \diamond) et pour un contenu de moitié (symbole $+$)

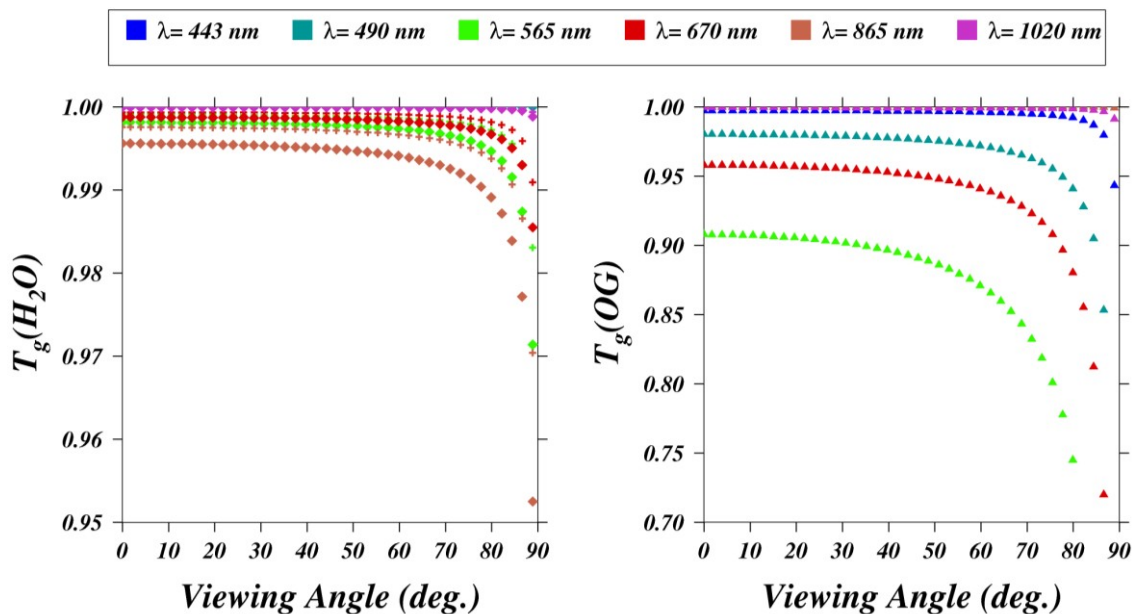


Figure 3.6. Similaire à Figure 3.5 pour une atmosphère typique des latitudes moyennes en hiver.

3.3.4 Méthode d'inversion du transfert radiatif

L'algorithme POLAC procède à l'inversion des paramètres de Stokes pour déterminer les aérosols en présence (phase (I)) puis les luminances marines (phase (II)) par adéquation entre les mesures (directionnelles et polarisées) et les simulations effectuées à partir des LUT-atmosphère et LUT-

marine. A chacune des étapes de l'algorithme, les variables à estimer forment un vecteur, noté \mathbf{x} . La valeur \mathbf{x} qui donne la meilleure adéquation entre mesures et simulations est déterminée par minimisation d'une fonction de coût. Pour effectuer cette minimisation, une fonction de coût quadratique J a été définie pour tenir compte de la dynamique variable des critères utilisés, c'est-à-dire des paramètres de Stokes I, Q, et U mesurés à différentes longueurs d'onde et différentes directions d'observation. Soit J pour une direction d'observation Ψ donnée :

$$J(\Psi, \mathbf{x}) = \sum_i^{N_{cri}} p_i(\Psi) \frac{(S_i^{mes}(\Psi) - S_i^{sim}(\Psi, \mathbf{x}))^2}{\sigma_i^2(\Psi)} \quad (3.17)$$

\mathbf{x} est le vecteur des paramètres à estimer (e.g. τ_a , mode fin, ρ_w , etc.) S_i^{mes} et S_i^{sim} sont le $i^{\text{ème}}$ critère mesuré et simulé (cf. Tableau 3.1), respectivement ; N_{cri} est le nombre de critères utilisés (i.e. I, Q ou U à différentes longueurs d'onde) lors de l'étape considérée. La variable σ_i est l'incertitude absolue sur la mesure de S_i^{mes} . Cette variable permet, par ailleurs, de normaliser le critère considéré et ainsi de procéder à la sommation sur les différents critères. La valeur de σ_i est obtenue comme suit :

$$\sigma_i(\Psi) = \max(0.05 \times S_i^{mes}(\Psi), NegS_i) \quad (3.18)$$

où $NegS_i$ est le bruit donné en unité du critère S_i (cf. §2.1.5), le facteur 0.05 a été fixé pour tenir compte d'un bruit relatif de 5% sur la mesure. Le coefficient de pondération p_i est égal à la variance de S_i^{sim} calculée sur l'ensemble des LUT utilisées. Cette pondération permet de tenir compte de la quantité d'information disponible sur les paramètres à estimer (i.e. vecteur \mathbf{x}) contenue dans chacun des critères pour une direction d'observation donnée. Par exemple, si le critère S est constant alors que \mathbf{x} varie, cela signifie que S ne possède pas d'information sur \mathbf{x} et le coefficient p sera nul. A l'inverse, p sera élevé si S est fortement variable en fonction de \mathbf{x} .

Afin de prendre en compte l'information directionnelle une autre fonction de coût est construite, J^* , qui s'exprime comme suit :

$$J^*(\mathbf{x}) = \sum_k^{N_{dir}} J(\Psi_k, \mathbf{x}) \quad (3.19)$$

où N_{dir} est le nombre de directions d'observation disponibles. La minimisation de J ou J^* , par rapport à \mathbf{x} , permet alors d'estimer la valeur optimale du vecteur \mathbf{x} pour que les $S^{sim}(\mathbf{x})$ présentent la meilleure adéquation avec les mesures PARASOL. Le diagramme de la Figure 3.7 indique les modalités des procédures d'inversion du signal TOA, ainsi que les composantes du vecteur \mathbf{x} , pour chaque étape de l'algorithme POLAC.

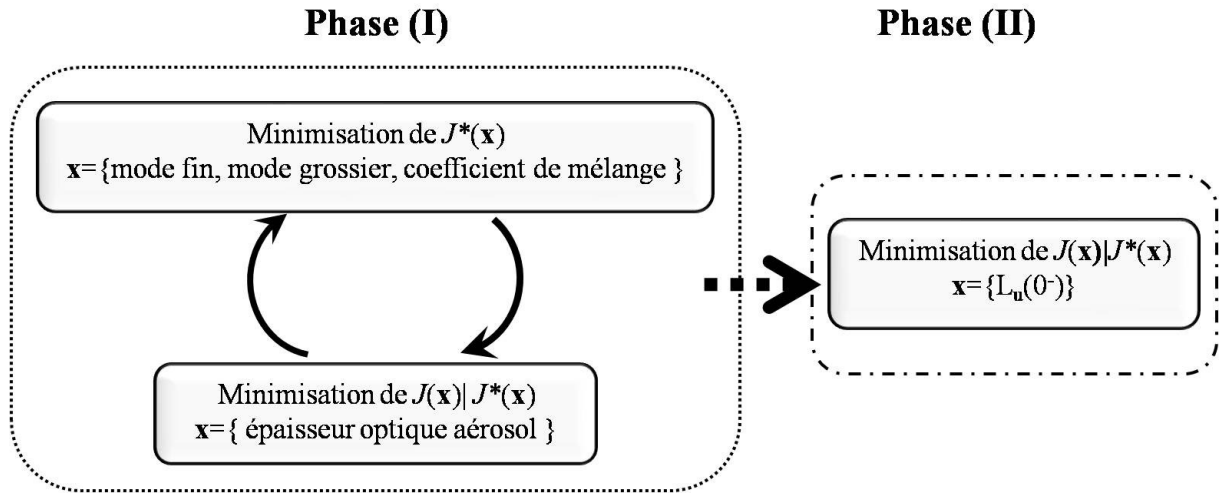


Figure 3.7. Diagramme des étapes d'inversion de l'algorithme POLAC. $L_u(0)$ correspond à la luminance marine juste en dessous de la surface océanique.

3.4 PROCEDURES D'INVERSION DU SIGNAL TOA PAR POLAC

3.4.1 Estimation de l'épaisseur optique aérosol

La détermination de l'épaisseur optique aérosol, τ_a , s'opère par la minimisation de la fonction de coût construite à partir du critère I(865nm) avec $\mathbf{x} = \{\tau_a(865\text{nm})\}$. Pour cela les valeurs de J ou J^* sont calculées pour chaque valeur de τ_a contenue dans les LUT-atmosphère, pour un couple de modèle d'aérosols fixé (cf. §3.4.2). La minimisation de J permet d'obtenir une valeur de τ_a pour chacune des directions d'observation, tandis que la minimisation de J^* intègre l'information directionnelle pour estimer τ_a . La valeur de la fonction de coût (i.e. J ou J^*) pour plusieurs valeurs de τ_a sont utilisées pour ajuster un modèle polynomial f par la méthode des moindres carrés, tel que $J^* = f(\tau_a)$. Un polynôme du second degré a été choisi, avec :

$$J(\tau_a) \text{ ou } J^*(\tau_a) = A + B\tau_a + C\tau_a^2 \quad (3.20)$$

La valeur de l'épaisseur optique aérosol est alors estimée en minimisant ce polynôme (i.e. dérivée de l'équation (3.20) égale à 0), soit :

$$\tau_a = -\frac{B}{2C} \quad (3.21)$$

Dans la procédure d'estimation de τ_a , la luminance TOA est simulée pour un modèle d'aérosols donné afin de calculer les fonctions de coût J . Cependant, les fonctions de phase des modèles aérosols sont dépendantes de la géométrie d'observation (cf. section 1.4.4), i.e. deux modèles d'aérosols différents engendreront des signaux directionnels différents au sommet de l'atmosphère. L'utilisation erronée d'un modèle d'aérosol peut donc conduire à une mauvaise estimation de τ_a . Nous avons testé

différentes modalités d'estimation de τ_a afin de minimiser l'effet du modèle d'aérosol utilisé dans cette procédure.

Notons τ_a^* l'épaisseur optique aérosol estimée par minimisation de J^* et $\tau_{a,dir}$ l'épaisseur optique aérosol estimée par minimisation de J pour une direction d'observation donnée. Trois procédures ont été testées pour estimer la valeur de τ_a . Ces procédures estiment τ_a à travers : (i) la valeur de τ_a^* , (ii) la moyenne sur les directions d'observation des $\tau_{a,dir}$, (iii) la médiane des $\tau_{a,dir}$. Ces trois procédures ont été testées pour un grand nombre de conditions atmosphériques. Dans un premier temps, la luminance TOA à 865 nm a été simulée pour différentes valeurs de τ_a et pour tous les modèles d'aérosols des LUT-atmosphère afin de générer un grand nombre de données synthétiques de type PARASOL. Dans un second temps, les procédures d'estimation de τ_a sont appliquées à l'ensemble de ces données synthétiques. Cependant, le modèle d'aérosol utilisé par ces procédures a été fixé et correspond au modèle d'aérosols non sphériques. Les procédures (i), (ii) et (iii) sont alors effectuées à partir d'un modèle d'aérosols différent des modèles d'aérosols utilisés pour générer les données synthétiques. De cette façon, la sensibilité aux modèles d'aérosols des trois procédures est testée. Moins la procédure d'estimation de τ_a est sensible aux modèles d'aérosols, plus robuste est le découplage entre les deux étapes d'inversion du signal de la phase (I) (Figure 3.4).

Les trois procédures ont été appliquées pour l'ensemble des géométries d'observation d'une image PARASOL (Figure 3.8). Dans les trois cas, les valeurs estimées de τ_a (τ_a^* , moyenne de $\tau_{a,dir}$, médiane de $\tau_{a,dir}$) sont fortement corrélées à l'épaisseur optique désirée ($r > 0.99$, voir annexe A pour la définition des indicateurs statistiques utilisés). Les droites de corrélation observées sont proches de la droite 1:1 à 10% près. Cependant, les valeurs de τ_a^* sont plus dispersées autour de cette droite avec une différence relative (APD) de 15%, alors que l'APD est réduite à 8.3% pour la moyenne de $\tau_{a,dir}$ et est inférieure à 7.5% lorsque l'épaisseur optique aérosol est estimée par la médiane des $\tau_{a,dir}$. L'estimation de τ_a à partir de la médiane de $\tau_{a,dir}$ présente donc la meilleure robustesse. Cette procédure sera par conséquent implémentée dans l'algorithme POLAC.

La valeur de τ_a a donc été estimée en exploitant les propriétés des mesures multidirectionnelles de PARASOL. Par ailleurs, la valeur de $\tau_{a,dir}$ permet d'estimer l'épaisseur optique réelle pour une seule direction d'observation. La dispersion de $\tau_{a,dir}$ sur l'ensemble des directions disponibles permet donc d'évaluer l'incertitude présente dans l'estimation de τ_a . Pour quantifier cette incertitude, $\Delta\tau_a$, l'estimateur de l'écart type de $\tau_{a,dir}$ sur les N_{dir} directions d'observation disponibles est calculé comme suit :

$$\Delta\tau_a = \sqrt{\frac{\sum_i^{N_{dir}} (\tau_{a,dir}(i) - \tau_a)^2}{N_{dir} - 1}} \quad (3.22)$$

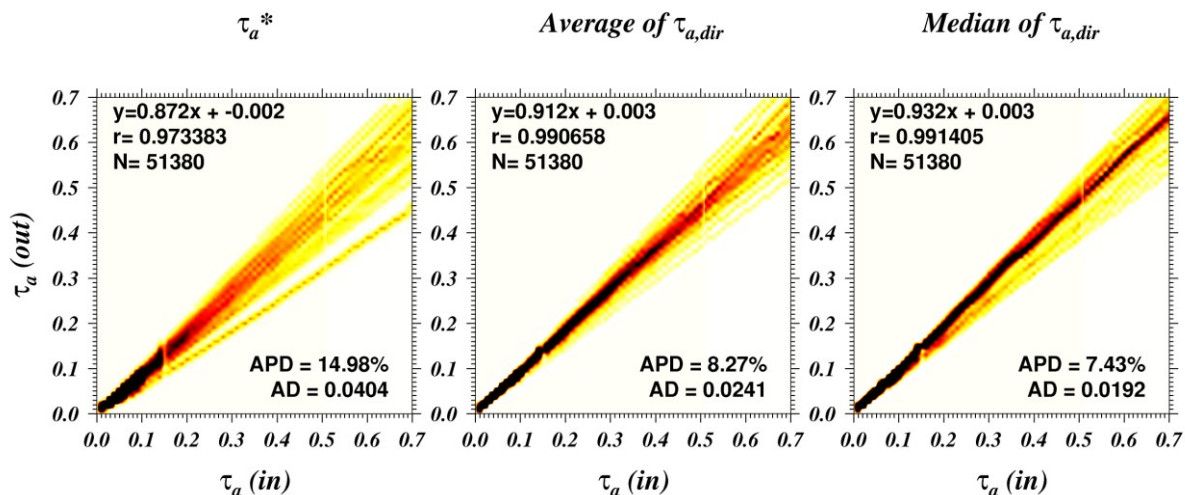


Figure 3.8. Comparaison de l'épaisseur optique aérosol (τ_a) désirée, notée (in), et retrouvée, notée (out), pour trois procédures : τ_a est estimée par minimisation de (i) J^* (notée τ_a^*), (ii) J pour chacune des directions et τ_a est la moyenne des valeurs obtenues (*average of $\tau_{a,dir}$*), (iii) J pour chacune des directions et τ_a est la médiane des valeurs obtenues (*median of $\tau_{a,dir}$*). N : nombre de points, r : coefficient de corrélation, APD : différence relative, AD différence absolue.

3.4.2 Détermination du mélange d'aérosols

La détermination du mélange d'aérosols, lors de la phase (I) de POLAC, s'effectue par la recherche de la meilleure adéquation entre mesures et simulations, en supposant que les aérosols suivent une distribution de taille bimodale. Cette procédure utilise les LUT-atmosphère générées à partir des modèles d'aérosols LOA-POLDER, introduits §1.4.4, constitués de 12 modes fins et de 4 modes grossiers. Cette analyse porte sur les mesures de Q, U à 490, 670, 865 nm et de I à 865, 1020 nm, que nous avons appelé précédemment critères notés S . Chacun de ces critères S peut être modélisé par l'approximation de (Wang & Gordon, 1994c), pour une longueur d'onde λ et une direction d'observation Ψ , comme suit :

$$S(\lambda, \Psi) = \gamma S^f(\tau_a(\lambda), \Psi) + (1 - \gamma) S^c(\tau_a(\lambda), \Psi) \quad (3.23)$$

où τ_a est l'épaisseur optique aérosol ; S^f et S^c représentent le critère considéré pour le mode fin et le mode grossier, respectivement, ils sont calculés par interpolation linéaire dans les LUT-atmosphère ; γ est le coefficient de mélange. L'approximation (3.23) est fréquemment utilisée dans les algorithmes de détection des aérosols (Herman et al., 2005; Levy et al., 2009), car elle présente l'avantage de proposer un calcul simple et rapide de S pour un mélange de modes fin et grossier d'aérosols en alternative à la résolution de l'équation du transfert radiatif pour ce même mélange (Wang & Gordon, 1994c). La valeur de l'épaisseur optique du mode fin, τ_a^f , et du mode grossier, τ_a^c , est donnée par :

$$\begin{aligned} \tau_a^f(\lambda) &= \gamma \tau_a(\lambda), \\ \tau_a^c(\lambda) &= (1 - \gamma) \tau_a(\lambda) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Etant donné un couple de modes fin et grossier, la fonction de coût J^* est calculée sur l'ensemble des critères S , calculés par l'équation (3.23). Pour chaque couple, un polynôme du second degré est alors ajusté par méthode des moindres carrés pondérés, tel que :

$$J^*(\gamma) = A + B\gamma + C\gamma^2 \quad (3.25)$$

La minimisation de $J^*(\gamma)$ fournit la valeur optimale du coefficient de mélange, γ_{ij} , pour chacun des couples de mode fin i et mode grossier j . Le couple qui fournit la valeur minimale de $J^*(\gamma_{ij})$ est alors sélectionné. A la fin de cette étape de l'algorithme POLAC, un mode fin, un mode grossier et leur coefficient de mélange sont donc déterminés.

3.4.3 Estimation des réflectances marines

Dans la phase (II) de POLAC, les LUT-marine sont utilisées afin de simuler les luminances au sommet de l'atmosphère obtenues pour les paramètres atmosphériques déterminés lors de la phase (I) et pour différents contenus de la couche marine en matière en suspension. Nous rappelons que la modélisation de la couche marine est caractérisée par les variables Chl et l'exposant de Junge des particules phytoplanctoniques (v_{phy}); une LUT-marine a été générée pour chaque combinaison de ces deux paramètres (cf. section 3.3.2). Les simulations sont effectuées pour les bandes spectrales visibles de PARASOL, c'est-à-dire à 490, 565 et 670 nm ; la bande à 443 nm étant exclue du fait de sa contamination par le bruit parasite (Fougnie et al., 2007). Pour chacune des directions d'observation, la luminance normalisée au sommet de l'atmosphère, nL_{TOA} , est calculée à partir des LUT-marine en utilisant l'équation (3.23), dans laquelle on remplace S par nL_{TOA} . A partir de ces simulations, deux procédures d'estimation de luminance marine sont effectuées : (i) une procédure d'inversion de nL_{TOA} sur l'ensemble des directions qui fournit la valeur de la luminance marine au nadir (i.e. pour un angle de visée nul) et (ii) une procédure d'inversion de nL_{TOA} direction par direction qui fournit la valeur de la luminance marine dans chacune des directions d'observation.

L'inversion du signal TOA sur l'ensemble des directions (procédure (i)) est basée sur la minimisation de la fonction de coût J^* calculée à partir des valeurs de nL_{TOA} mesurées et simulées sur l'ensemble des directions disponibles, pour chaque valeur de Chl et v_{phy} . D'autre part, les réflectances marines $\rho_w(\theta)$ juste en dessous de la surface océanique sont calculées de la même manière que nL_{TOA} à partir des LUT-marine ; $\rho_w(\theta)$ est obtenue pour une longueur d'onde donnée par l'expression suivante :

$$\rho_w(\theta^-) = \pi L_u(\theta^-) / E_d(\theta^-) \quad (3.26)$$

où $L_u(\theta)$ et $E_d(\theta)$ sont la luminance montante et l'éclairement descendant juste en dessous de la surface océanique, respectivement. Un polynôme du second degré est alors ajusté par méthode des moindres carrés pondérés pour modéliser J^* en fonction de la valeur de $\rho_w(\theta)$ (Figure 3.9), tel que :

$$J^* = A + B\rho_w(0^-) + C(\rho_w(0^-))^2. \quad (3.27)$$

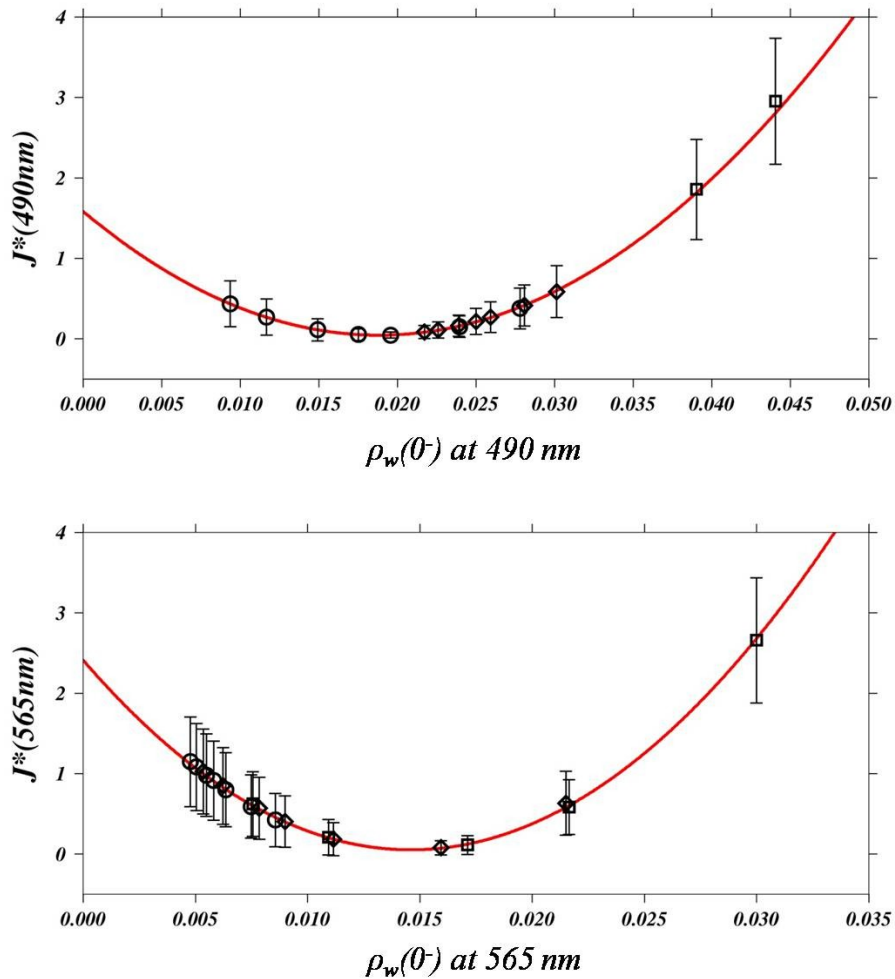


Figure 3.9. Modélisation de J^* par un polynôme du second degré (courbe rouge) en fonction de la réflectance marine juste en dessous de la surface océanique, $\rho_w(0^-)$ à 490 et 565 nm. Les simulations de $\rho_w(0^-)$ ont été générées pour différentes valeurs de Chl et différentes valeurs de l'exposant de Junge : 3.5 (cercles), 4.0 (losanges), 4.5 (carrés). Les barres d'erreur correspondent à une fois l'écart type de J calculé sur l'ensemble des directions d'observation. Les calculs présentés ici sont issus d'un pixel central de l'image PARASOL de la Méditerranée étudiée au chapitre 4.

La pondération est effectuée à partir de l'inverse de la variance de J calculée sur l'ensemble des directions d'observation, pour chaque combinaison de Chl et v_{phy} . Ainsi, moins d'importance est donnée aux combinaisons de Chl et v_{phy} qui induisent une plus forte dispersion directionnelle (cf. 2.4.2.a). La valeur optimale de $\rho_w(0^-)$ est celle pour laquelle le polynôme de l'équation (3.27) atteint un minimum. L'estimation de la réflectance marine direction par direction s'effectue de façon similaire, à la différence que J est utilisée à la place de J^* . L'ajustement polynômial se fait alors par la méthode des moindres carrés non-pondérés, puisque aucun estimateur de l'erreur sur J n'est disponible.

3.4.4 Incertitude sur la luminance marine estimée

La prise en compte de l'incertitude sur les valeurs estimées après la procédure d'inversion des nL_{TOA} est nécessaire quant à l'appréciation de la qualité des données lors des applications « couleur de l'océan ». Cette section décrit la méthode d'estimation de l'incertitude sur la luminance sortant de l'eau au nadir estimée par POLAC. L'incertitude sur les luminances sortant de l'eau provient principalement de la résolution radiométrique des mesures et des erreurs intrinsèques aux critères simulés au sein de POLAC (e.g. utilisation par la phase (II) du modèle d'aérosols déterminé lors de la phase (I) de POLAC). L'incertitude sur la luminance marine L_w s'écrit alors :

$$\Delta L_w \approx \Delta L_{TOA}^{corr} + \Delta L_{TOA}^{sim} \quad (3.28)$$

où le symbole Δ indique l'erreur absolue, et L^{corr} est la luminance mesurée et corrigée de la transmission gazeuse par l'équation (3.16), L^{sim} est la luminance simulée lors de la phase (II) pour l'ensemble des paramètres estimés par POLAC. En acceptant que les erreurs sur les transmittances soient négligeables, l'incertitude sur L^{corr} est la somme du bruit de mesure (cf. équation (3.18)) sur l'ensemble des N_{dir} directions disponibles Ψ , soit :

$$\Delta L_{TOA} = \sum_i^{N_{dir}} NeqL \quad (3.29)$$

avec $NeqL$ le bruit en équivalent de luminance.

L'incertitude sur les luminances simulées L^{sim} dépend, en premier lieu, de l'erreur commise lors de l'estimation de l'épaisseur optique aérosol τ_a . En effet, l'erreur numérique liée à l'utilisation du code OSOA pour résoudre l'équation du transfert radiatif est négligeable dans la majorité des cas géophysiques et est inférieure à 1% pour les cas de turbidités extrêmes (Chami et al., 2001). L'erreur sur τ_a provoque un biais sur les valeurs simulées lors de la phase (II) de POLAC. Or, la valeur de l'incertitude sur τ_a peut être estimée par la valeur de l'écart type directionnel donné par l'équation (3.22). La conversion de l'incertitude sur τ_a en dimension de luminance normalisée est faite à l'aide d'une relation linéaire :

$$L_{TOA} = A + B\tau_a \quad (3.30)$$

calculée par interpolation linéaire dans les LUT-marine. Cette interpolation linéaire est raisonnable car le pas en τ_a suffisamment faible dans les LUT utilisées. Par ailleurs, les erreurs induites par une modélisation imparfaite soit de la couche marine, soit des aérosols, peuvent être estimées à partir de la variation des luminances estimées au nadir $L_{w,dir}$ pour chacune des directions indépendamment. L'estimateur de l'écart type directionnel sur la luminance marine est alors calculé comme suit :

$$\Delta L_{w,dir} = \sqrt{\frac{\sum_i^{N_{dir}} (L_{w,dir}(\Psi_i) - \bar{L}_{w,dir})^2}{N_{dir} - 1}} \quad (3.31)$$

avec $\bar{L}_{w,dir}$ la moyenne sur l'ensemble des directions de $L_{w,dir}$. L'incertitude totale sur la luminance simulée est alors obtenue par :

$$\Delta L_{TOA}^{sim} = B\Delta\tau_a + \Delta L_{w,dir} \quad (3.32)$$

Le coefficient B provient de l'interpolation effectuée équation (3.30). L'équation (3.28) permet donc d'associer une incertitude à la luminance marine estimée par POLAC en tenant compte à la fois de l'erreur instrumentale et de l'erreur intrinsèque à la procédure d'inversion, avec un terme de biais (incertitude sur τ_a), et un terme de dispersion (incertitude directionnelle sur L_w)

Dans cette section, le principe de l'algorithme POLAC a été décrit. L'algorithme POLAC exploite les mesures multidirectionnelles et polarisées du satellite PARASOL afin de déterminer l'épaisseur optique aérosol, un modèle d'aérosols de mode fin, un modèle d'aérosols de mode grossier, le coefficient de mélange entre modes fin et grossier, les réflectances marines, ainsi que les incertitudes sur l'épaisseur optique et les réflectances marines. Ces incertitudes sont estimées par une méthode originale basée sur l'application des procédures d'inversion du signal satellite pour chacune des géométries d'observation prises séparément. L'ensemble des grandeurs géophysiques estimées par POLAC à partir de véritables images PARASOL sera présenté au chapitre 4.

3.5 FILTRAGE GEOPHYSIQUE DES DONNEES PARASOL

3.5.1 Filtrage du reflet du soleil (*glint*)

Les procédures d'inversion du signal de POLAC ne sont plus valables si les mesures sont contaminées par certains phénomènes géophysiques indésirables, comme le reflet du soleil sur la surface océanique (*glint*), ou encore la présence de nuages. Les pixels ou les directions d'observation, contaminés par ces phénomènes, doivent donc être éliminés par l'algorithme, afin de ne pas produire des estimations erronées des grandeurs géophysiques.

Par ailleurs, la contamination des mesures par le *glint* dépend fortement de la direction d'observation (Cox & Munk, 1954b). Pour un pixel PARASOL, par exemple, certaines directions peuvent être fortement contaminées par l'effet du *glint* alors que cet effet est négligeable pour les directions restantes (Deuze et al., 2000). L'effet du vent sur la mer produit des vaguelettes qui reflètent le rayonnement solaire incident dans une direction différente que si la mer était parfaitement plane. Le nombre de vaguelettes augmente avec vitesse du vent, et corrélativement, le nombre de directions

d'observation affectées par le *glint* augmente aussi. Des modèles statistiques ont permis de relier la vitesse du vent et le nombre de directions touchées par le *glint* (Cox & Munk, 1954b). En utilisant ces modèles, il a d'ailleurs été montré que les mesures multidirectionnelles POLDER de I(865nm) réussissent à estimer la vitesse du vent (Breon & Henriot, 2006). Au niveau de la mesure satellite, un des effets du *glint* est d'augmenter significativement la valeur de I(865nm), (Figure 3.10 et Figure 3.11). Puisque l'effet du *glint* est fortement directionnel, un pixel qui possède certaines de ces directions contaminées aura une valeur de l'écart type $\Delta\tau_a$ anormalement élevée, $\Delta\tau_a$ étant calculé à partir de I(865nm) lors de la phase (I) de POLAC.

Afin d'éliminer les directions d'observation contaminées par le *glint*, une procédure de filtrage a été développée. Celle-ci se base sur l'adéquation directionnelle entre I(865nm) mesuré et simulé, c'est-à-dire sur la minimisation de l'écart entre les simulations et les mesures pour l'ensemble des directions d'observation. Après la première itération de la phase(I), le modèle d'aérosols a été déterminé. Lors de l'estimation de τ_a , la valeur de $\Delta\tau_a$ permet donc de déterminer l'adéquation directionnelle entre les valeurs de I(865nm) mesurées et celles simulées pour le modèle d'aérosols déterminé. Si l'adéquation est mauvaise, $\Delta\tau_a$ sera élevée puisque les valeurs de $\Delta\tau_{a,dir}$ estimées pour chacune des directions seront fortement dispersées. Or, nous avons vu que la présence de directions affectées par le *glint* produit une variation directionnelle des mesures dont les simulations, à partir des modèles d'aérosols, ne rendent pas compte. Par ailleurs, la présence de rayonnement issu du *glint* dans la mesure de I(865nm) tend à surestimer τ_a , lors de son estimation. En effet, une forte valeur de τ_a estimée provient d'une forte intensité du rayonnement TOA comme celle qui serait observée lorsque le capteur vise une cible affectée par le *glint*.

Le filtrage des directions contaminées se base donc sur l'élimination itérative des directions pour lesquelles la valeur de $\tau_{a,dir}$ est maximale. Une première estimation de τ_a est effectuée pour les N_{dir} directions disponibles du pixel considéré. Si la valeur de $\Delta\tau_a$ dépasse un certain seuil, la direction qui correspond à la valeur maximale de $\tau_{a,dir}$ est éliminée. Une nouvelle estimation de τ_a est effectuée pour les $N_{dir}-1$ directions restantes. La valeur de $\Delta\tau_a$ obtenue est alors évaluée, on procède à une nouvelle itération, et ainsi de suite (Figure 3.12). Si à la fin des itérations, le nombre de directions restantes est inférieur à 3 le pixel est éliminé en raison de la trop forte contamination du pixel. Celui-ci est potentiellement contaminé entièrement par le *glint* ou par tout autre facteur géophysique, comme la présence de nuages.

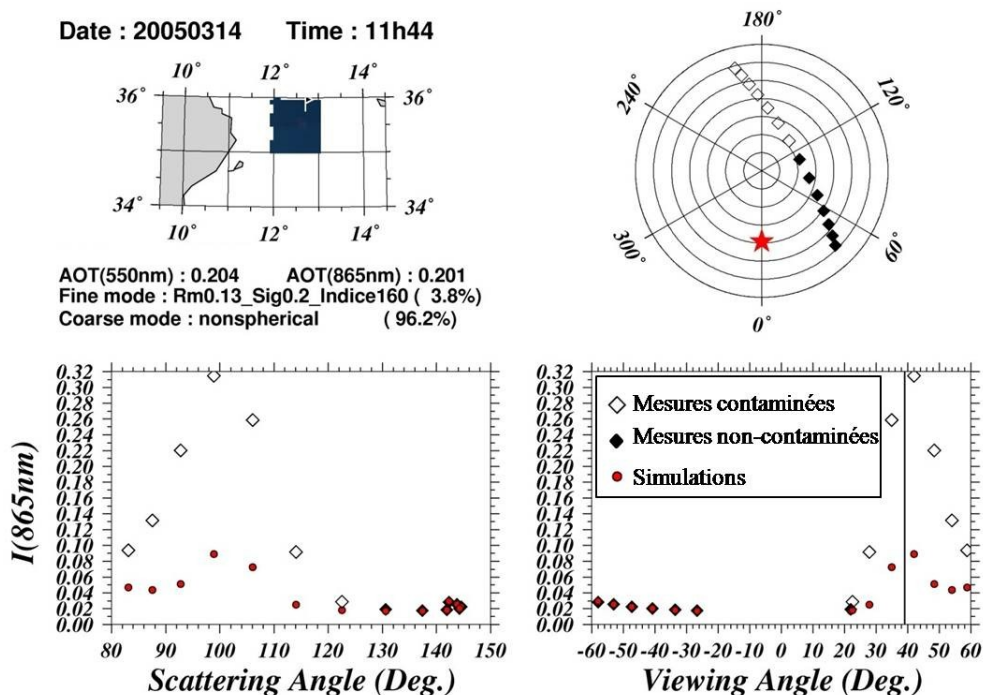


Figure 3.10. Filtrage des directions contaminées par le *glint* dans le cas d'un pixel PARASOL en Méditerranée dans la région de Lampedusa. La légende (en haut à gauche) indique les caractéristiques géographiques et géophysiques (estimées par POLAC) du pixel (le pixel est situé par un drapeau sur la carte). Le diagramme polaire, en haut à droite, indique les directions d'observation (losanges) du pixel avec l'azimut (radialement) et l'angle de visée (cercles concentriques allant de 0° au centre à 70° par pas de 10°). L'étoile rouge correspond à l'angle solaire (i.e. 40°). Les luminances mesurées (losanges) et simulées (cercles rouges) à 865 nm sont représentées en fonction de l'angle de diffusion (en bas à gauche) et de l'angle de visée (en haut à droite). L'angle de visée est positif lorsque l'azimut est compris entre 90° et 270° , et négatif autrement. L'angle solaire est représenté par la barre noire verticale.

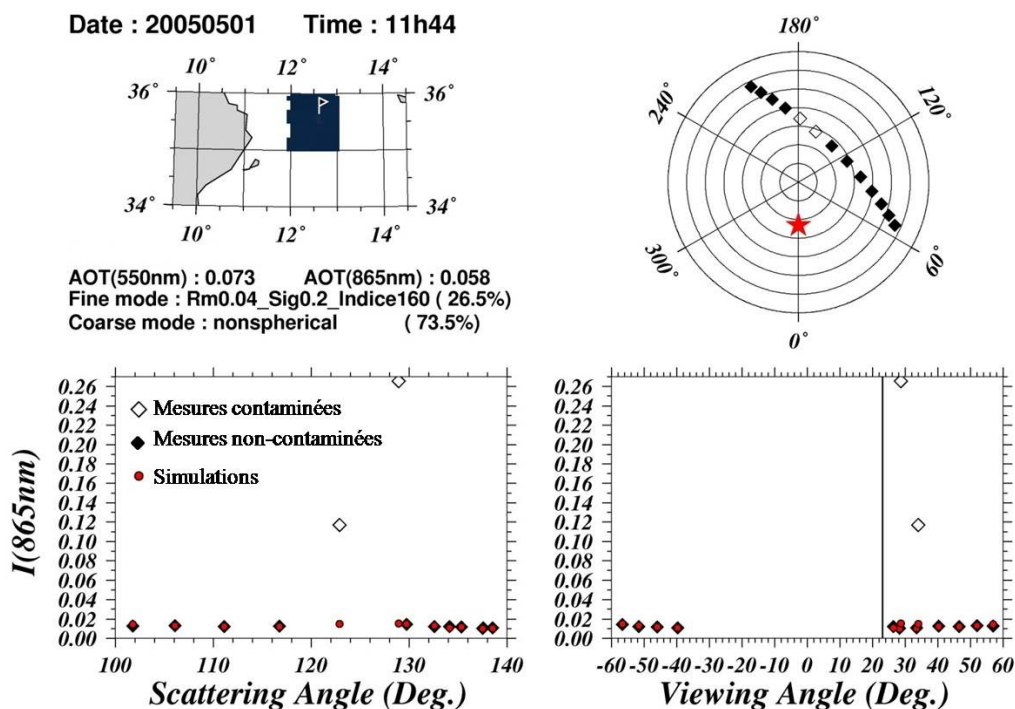


Figure 3.11. Similaire à Figure 3.10 dans le cas d'une influence réduite du *glint*.

La valeur du seuil sur $\Delta\tau_a$ a été fixée à 0.02 qui correspond à deux fois la valeur de l'incertitude des mesures AERONET de l'épaisseur optique aérosol (Dubovik et al., 2000). De cette manière, les directions contaminées par le *glint* sont filtrées sans même connaître la vitesse du vent au niveau de la surface (Figure 3.10 et Figure 3.11). En comparant les Figure 3.10 et Figure 3.11, on remarque par ailleurs que l'influence du *glint* peut affecter un nombre variable de directions. Ce nombre dépend de l'état de la mer au moment de l'acquisition des images. Cependant, aucune hypothèse sur l'état de la mer n'est nécessaire dans la procédure de filtrage du *glint* développée ici, contrairement aux procédures actuellement utilisées (Wang & Bailey, 2001; Fukushima et al., 2009). L'intérêt de notre méthode se décline alors en trois points : portabilité de la procédure puisqu'aucune donnée annexe (e.g. état de la mer ou vitesse du vent) n'est utilisée ; estimation de l'impact du *glint* spécifique à chacun des pixels de l'image, filtrage des données directionnelles pour un niveau de précision donné en fixant la valeur du seuil.

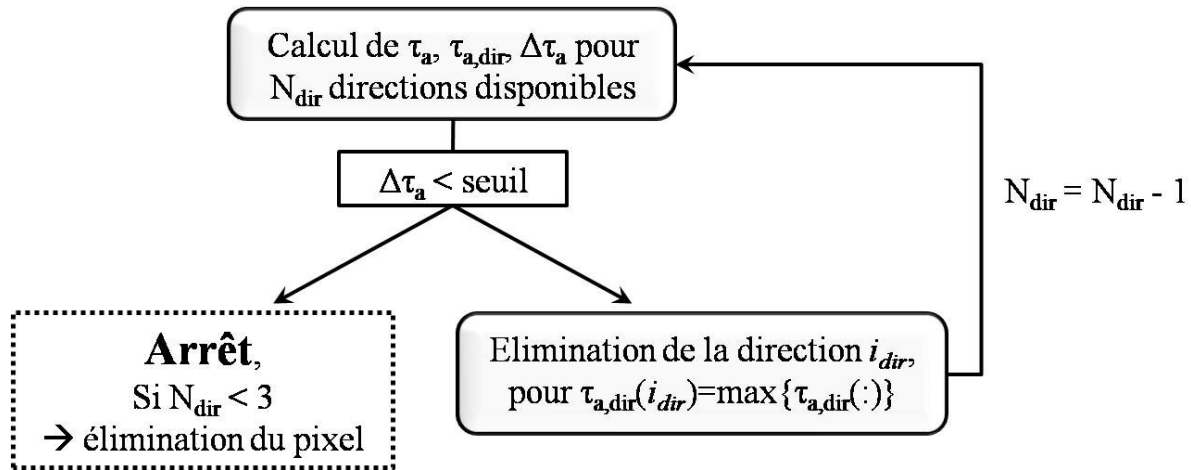


Figure 3.12. Organigramme du filtrage des directions d'observation contaminées par le reflet du soleil (*glint*).

3.5.2 Filtrage des nuages

Les images de niveau 1 PARASOL que nous avons utilisé sont préalablement traitées et les pixels à forte nébulosité détectés (Buriez et al., 1997). Cependant, les pixels contaminés par la présence de nuages fins, ou qui ne sont que faiblement contaminés par les bordures de nuages (contamination partielle du pixel), ne sont pas identifiés dans la chaîne de traitement actuelle. Or, ces pixels ne peuvent satisfaire aux besoins de la télédétection de la couleur de l'océan. Par conséquent, il est important de les identifier au sein de l'algorithme POLAC. Pour de tels pixels, la détermination des modèles d'aérosols par POLAC produit une estimation de $I(865\text{nm})$ à partir des LUT-atmosphère qui n'est pas en adéquation directionnelle avec la mesure (Figure 3.13). Ceci est dû à la forte variabilité directionnelle de la fonction de phase des nuages comparée à celle des aérosols utilisés (Descloitres et al., 1998). Cet effet directionnel marqué sur $I(865\text{nm})$ produit par conséquent des valeurs élevées de l'écart type $\Delta\tau_a$, calculé par l'équation (3.22).

La procédure de filtrage de nuages utilise le même schéma que le filtrage du *glint*, Figure 3.12. La méthode de filtrage consiste en trois étapes. La première étape consiste tout d'abord à appliquer la procédure de filtrage du *glint* au pixel. Ensuite l'influence du *glint* pour chacune des directions est déterminée. Pour un pixel donné, la composante de la luminance TOA qui serait engendrée par la réflexion spéculaire du soleil sur la surface (notée L_{glint}) est calculée pour chacune des directions d'observation. Le calcul de L_{glint} est effectué à partir des équations du modèle de Cox & Munk (Cox & Munk, 1954a, 1954b, 1956) à partir de la vitesse du vent à 10 mètres de la surface (se reporter à l'annexe B pour le détail des calculs). Dans l'implémentation de POLAC, la vitesse du vent a été fixée à 8 m.s^{-1} ; cette vitesse relativement élevée a été choisie pour limiter le nombre de faux positifs (i.e. pixel clair identifié comme nuageux). Les directions dont L_{glint} est inférieure au bruit de mesure PARASOL sont identifiées comme *hors glint*. Enfin, si plus de deux directions *hors glint* sont éliminées par le filtrage du *glint*, alors le pixel est identifié comme nuageux.

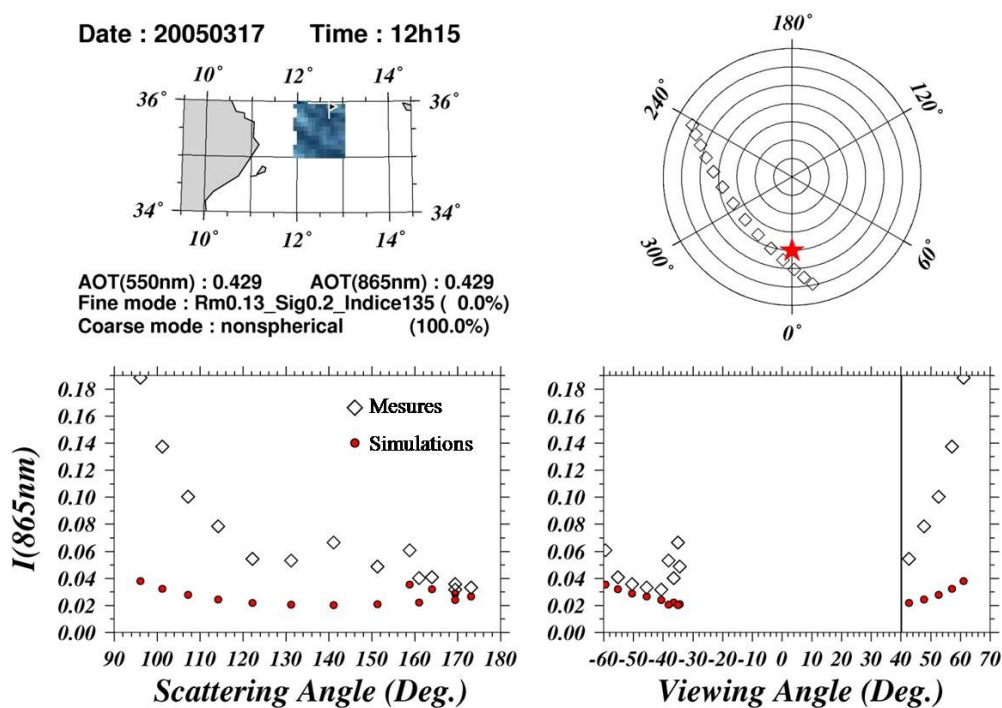


Figure 3.13. Filtrage des nuages fins et des bordures de nuages par POLAC : inadéquation directionnelle entre les luminances $I(865\text{nm})$ mesurées (losanges) et simulées (cercles rouges) . (voir Figure 3.10 pour les conventions angulaires utilisées, pixel localisé en Méditerranée dans la région de Lampedusa (Italie))

3.5.3 Application et validation du filtrage du *glint* et des nuages sur des images

PARASOL

Les procédures POLAC de filtrage du *glint* et des nuages ont été appliquées à plusieurs images PARASOL au-dessus des océans ouverts. Les performances des procédures de filtrage sont discutées, à titre d'exemple, pour l'image PARASOL acquise au-dessus de la partie ouest de la Méditerranée le 5 mai 2006. Les conclusions obtenues à partir de cette image ont été vérifiées avec d'autres images

PARASOL acquises au-dessus de la Méditerranée et de l'Atlantique à différentes périodes de l'année. Dans le cas de l'image PARASOL sélectionnée, l'impact du *glint* est visible pour certaines acquisitions successives du capteur et non visible pour d'autres acquisitions (Figure 3.14). Par ailleurs, cette image présente des zones nuageuses.

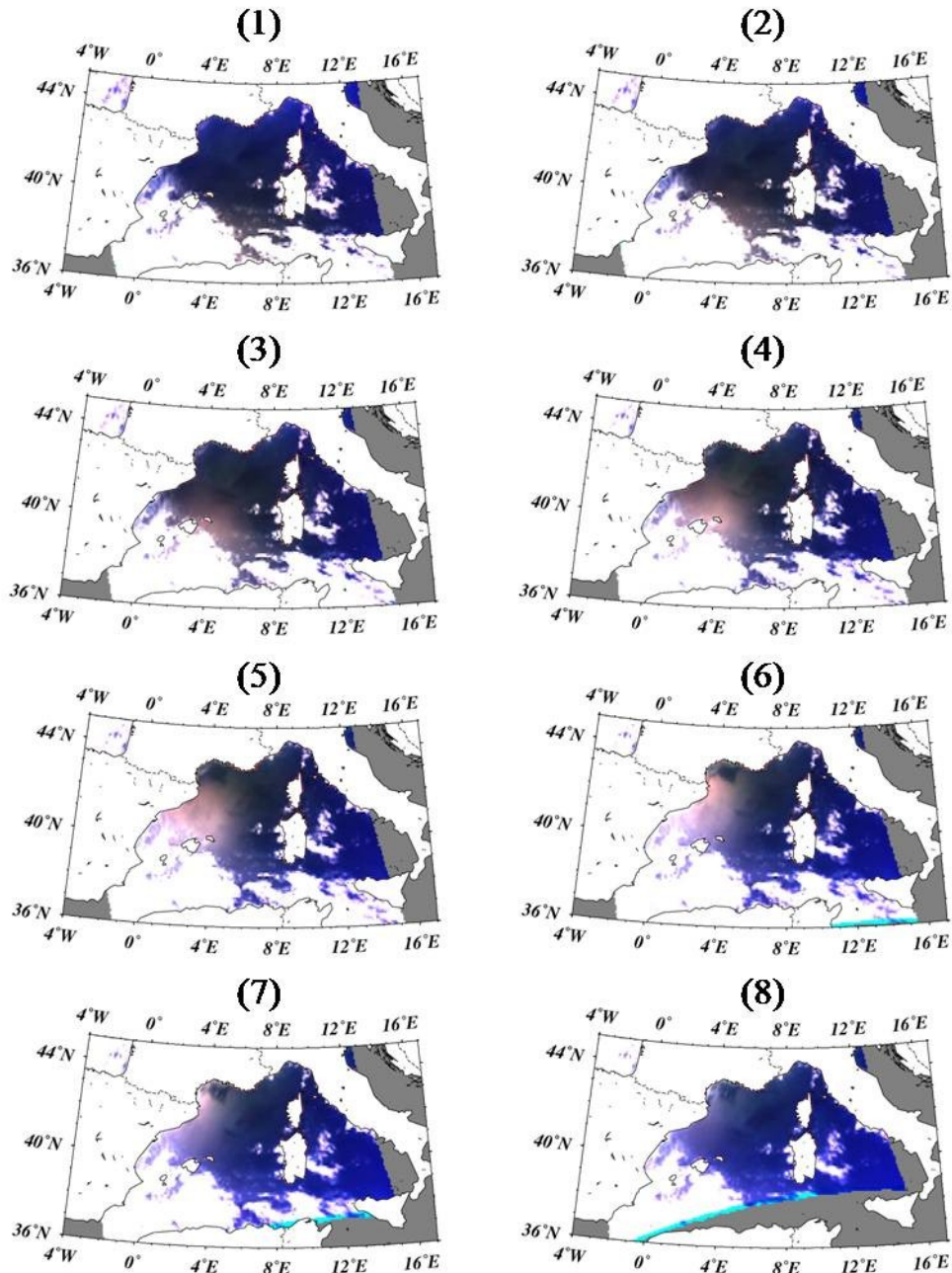


Figure 3.14. Images en fausses couleurs des acquisitions successives (numérotées ici de 1 à 8) effectuées par PARASOL lors du survol de l'ouest de la Méditerranée le 5 mai 2006. L'influence du *glint* est visible sur les acquisitions 3 à 8 en partie ouest de l'image (zone brillante). Les nuages fortement brillants apparaissent en blanc sur les images.

Dans un premier temps, les pixels identifiés comme nuageux par la chaîne de traitement opérationnelle de PARASOL du centre ICARE sont éliminés. L'algorithme POLAC est ensuite appliqué à l'image PARASOL. Le nombre de directions affectées par le *glint* obtenu par la procédure de filtrage POLAC

est représenté Figure 3.15(a) pour l'ensemble des pixels de l'image. Il est important de noter que l'aspect tramé de ces images est dû au changement du nombre de directions disponibles (compris approximativement entre 12 et 16) d'un pixel à l'autre ; cet artefact n'altère en rien la qualité des procédures d'inversions de POLAC, comme nous le verrons au chapitre 4.

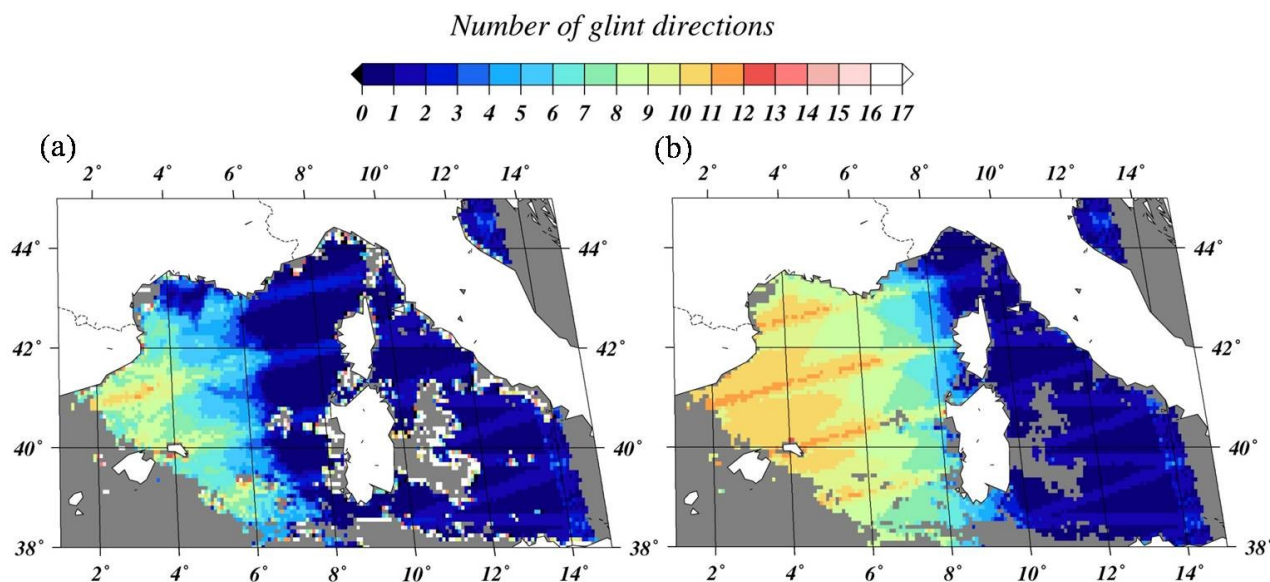


Figure 3.15. Nombre de directions affectées par le *glint* obtenu par (a) la procédure POLAC de filtrage du *glint*, (b) l'utilisation du modèle de Cox et Munk, pour un vent de 8 m s^{-1} . Les pixels identifiés comme nuageux par POLAC sont marqués en blanc sur la figure (i.e. nombre directions fixé à 17). (Application à l'image PARASOL du 5 mai 2006 au-dessus du nord-ouest de la Méditerranée)

Afin de comparer les résultats du filtrage POLAC avec les filtrages standards qui utilise le modèle de Cox et Munk (Wang & Bailey, 2001), la composante théorique de la luminance issue du *glint* (L_{glint}) a été calculée pour chaque direction en utilisant le modèle de Cox et Munk (cf. Annexe B), avec une vitesse du vent égale à 8 m s^{-1} . Lorsque L_{glint} est supérieure au bruit de mesure PARASOL, la direction est identifiée comme affectée par le *glint*. Bien que cette modélisation soit grossière puisqu'elle n'utilise pas les vitesses réelles du vent sur la zone, elle fournit cependant une estimation théorique du nombre de directions contaminées (Figure 3.15(b)). Dans l'ensemble, la zone du *glint* est globalement identifiée dans les deux cas (POLAC et Cox et Munk). La procédure POLAC de filtrage du *glint* permet de prendre en compte l'impact localisé du *glint* sur le signal TOA sans pour autant faire des hypothèses sur l'état de la mer. On remarquera à ce propos que la zone du golfe de Lion (5°E , 43°N), où la très faible influence du *glint* est visible sur la Figure 3.14, est identifiée par POLAC par un faible nombre de directions affectées par le *glint* (Figure 3.15(a)).

D'autre part, afin de marquer les pixels identifiés comme nuageux par POLAC, la couleur blanche a été utilisée Figure 3.15(a) (i.e. nombre de direction fixé à 17). Il apparaît que l'ensemble des pixels en bordures de nuages sont bien identifiés par POLAC dans les régions faiblement influencées par le *glint*

à l'est de la longitude 8°E. Notons aussi l'identification de nuages ponctuels à travers l'image (voir partie sud-est de la Figure 3.15(a)). Par contre, aucun pixel nuageux n'a été identifié dans les zones de forte influence du *glint*, puisqu'ils sont considérés par POLAC comme étant des pixels affectés par la réflexion spéculaire du soleil. Ce point présente la limitation majeure du filtrage des nuages de POLAC. Cependant, les pixels trop fortement contaminés par le *glint* possèdent un faible nombre de directions exploitables, et sont alors éliminés de la procédure d'estimation des réflectances marines. Par ailleurs, il a été vérifié que les pixels identifiés comme nuageux par la chaîne de traitement standard sont correctement éliminés par la procédure de POLAC.

Les procédures de filtrage du *glint* et des nuages, présentées ici, ont été élaborées conjointement au développement de l'algorithme de correction atmosphérique POLAC. Celles-ci sont d'une importance primordiale pour l'estimation des paramètres atmosphériques et marins dans le cadre de la télédétection de la couleur de l'océan. En effet, ces procédures de filtrage permettent d'identifier les données issues de directions d'observation pour lesquelles les reflets du soleil et les nuages sont absents. Par conséquent, les données restantes après la procédure de filtrage contiennent une information directionnelle exploitable par les procédures d'inversion de POLAC. De plus, le filtrage est basé uniquement sur l'information géophysique contenue dans les mesures PARASOL, permettant ainsi la portabilité de la procédure, son application pixel par pixel, et la possibilité de fixer le niveau de précision du filtrage par ajustement du seuil (Figure 3.12) (i.e. lissage des données). L'application des procédures de filtrage sur des images PARASOL montre des résultats cohérents et robustes. Leur application au sein de l'algorithme de correction atmosphérique POLAC produit également des estimations de meilleure qualité, comme nous le verrons au prochain chapitre.

3.6 CONCLUSION DU CHAPITRE

La procédure de correction atmosphérique au-dessus des océans ouverts consiste en la détermination de la luminance sortant de l'eau à partir de la luminance mesurée par le satellite au sommet de l'atmosphère (TOA). Cette procédure est délicate du fait de la faible intensité du signal marin comparée à celle du signal TOA mesuré. La tâche de la correction atmosphérique est alors de déterminer, avec la précision maximale, la composante atmosphérique du rayonnement dont la principale inconnue est le rayonnement lié aux aérosols. L'estimation de la luminance aérosol et l'étape de correction atmosphérique sont donc directement liées. Les algorithmes standards de correction atmosphérique se basent sur la détermination de la luminance aérosol dans le proche infrarouge, région spectrale où la luminance marine est négligeable. Ils extrapolent ensuite la luminance aérosol aux longueurs d'ondes visibles pour estimer la luminance sortant de l'eau. Cependant, ces algorithmes ont été élaborés spécifiquement pour les mesures satellites multispectrales et non-polarisées de l'intensité du rayonnement (i.e. luminance) dans une seule direction de visée. Par ailleurs, des missions de télédétection spatiale passées (POLDER 1 et 2), présente (PARASOL), ou à

venir (Glory et S-GLI), possèdent la capacité de mesurer l'intensité et l'état de polarisation du rayonnement pour plusieurs directions d'observation. Ces mesures multidirectionnelles et polarisées offrent un gain d'information significatif pour la télédétection des aérosols. Dans ce contexte, nous avons développé un algorithme original de correction atmosphérique qui exploite l'information fournie par ce type de mesures : l'algorithme *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC). L'algorithme présenté dans ce chapitre est spécifique aux images PARASOL, mais le principe reste applicable aux autres missions multidirectionnelles et polarisées.

L'algorithme POLAC est constitué de deux grandes phases. La première phase est dédiée à la détermination des paramètres atmosphériques. Elle consiste à estimer les propriétés optiques des aérosols à partir des mesures PARASOL insensibles au contenu marin des eaux du large, c'est-à-dire la luminance dans l'infrarouge et les paramètres de Stokes Q et U dans le visible et l'infrarouge (Harmel & Chami, 2008). Cette phase se subdivise en deux étapes, l'une procède à l'estimation de l'épaisseur optique aérosol, tandis que l'autre détermine le meilleur modèle d'aérosols bimodal. La seconde phase estime ensuite la luminance sortant de l'eau depuis les mesures de la luminance TOA dans le visible : (i) soit à partir de l'ensemble des directions d'observation, (ii) soit pour chacune d'elles prises indépendamment.

Ces procédures d'inversion utilisent des simulations du transfert radiatif pour un système couplé atmosphère-océan pour différentes compositions de la couche marine et pour les paramètres aérosol estimés lors de la première phase. Le signal au sommet de l'atmosphère est alors simulé pour différentes combinaisons des paramètres biogéophysiques, e.g. charge et type d'aérosols, contenu de la couche océanique en particules en suspension. Une méthode originale, issue d'une approche multicritère, a été développée pour obtenir une adéquation optimale entre mesures et simulations afin d'estimer les paramètres atmosphériques, d'une part, et les luminances marines, d'autre part. Par ailleurs, une originalité de l'algorithme POLAC est d'estimer l'incertitude des résultats des inversions successives à partir de l'information multidirectionnelle. A partir de ces incertitudes, des procédures de filtrage des mesures PARASOL ont été développées pour identifier les données contaminées par les reflets du soleil et les pixels partiellement contaminés par les nuages (i.e. bordures de nuages).

Chapitre 4 EVALUATION DE L'ALGORITHME POLAC

Dans ce chapitre, nous évaluons tout d'abord la pertinence et l'importance de l'information polarisée au sein des procédures d'inversion de POLAC. L'algorithme est ensuite testé sur un ensemble de données synthétiques afin d'analyser et de quantifier la robustesse des procédures d'inversion au bruit rencontré typiquement dans des mesures géophysiques. Dans un troisième temps, l'algorithme est appliqué à de nombreuses images PARASOL au-dessus de sites de mesures des propriétés optiques des aérosols depuis le sol (AERONET), et au-dessus d'un site de mesure du rayonnement sous-marin en Méditerranée. Les produits géophysiques de POLAC sont alors comparés à ceux fournis par ces sites de mesures au sol, en vue de la validation de l'algorithme. Afin de faciliter la lecture du manuscrit, les indicateurs statistiques utilisés lors de ces études comparatives sont définis en annexe A. Enfin, l'ensemble des produits que fournit l'algorithme POLAC appliqué aux images PARASOL est évalué et comparé aux produits générés par les autres missions de télédétection des aérosols et de la couleur de l'océan.

4.1 IMPORTANCE DE L'INFORMATION POLARISEE POUR LA DETERMINATION DES AEROSOLS

4.1.1 *Importance relative des paramètres de Stokes I, Q et U*

Lors de l'étape (I) de l'algorithme POLAC, les paramètres de Stokes Q et U, porteur de l'information polarisée, sont utilisés pour déterminer le modèle d'aérosol. Ce modèle d'aérosols correspond à un mélange entre un mode fin et d'un mode grossier. Un exposant d'Angström, α_{ang} , peut alors être associé à chacun des modèles d'aérosols déterminé par POLAC à partir de la variation spectrale de son épaisseur optique (cf. équation (1.31)). Typiquement, la présence d'aérosols de grande taille est marquée par un exposant d'Angström faible (i.e. dominance du mode grossier sur le mode fin), et réciproquement. Par ailleurs, la qualité de la correction atmosphérique dépend principalement de l'estimation de la variation spectrale de l'épaisseur optique aérosol (Gordon & Wang, 1994a), dont

α_{ang} est un estimateur. La qualité des inversions de l'algorithme POLAC peut donc être estimée à l'aune de l'exposant d'Angström estimé.

Afin de procéder à l'évaluation de la performance des inversions et de l'importance relative des paramètres de Stokes I, Q et U, l'algorithme POLAC a été appliqué à un ensemble de données synthétiques. Ces données correspondent aux paramètres de Stokes I, Q et U simulés pour plusieurs modèles d'aérosols à partir de calculs du transfert radiatif. Les simulations des données synthétiques ont été effectuées pour un grand nombre de mélanges des modes fins et grossiers, décrits §1.4.4, ce qui permet de couvrir une large gamme d'exposant d'Angström (de 0 à 3 environ). L'algorithme POLAC a été appliqué à l'ensemble de ces données synthétiques simulées pour un exposant d'Angström connu, noté $\alpha_{ang}(in)$. L'exposant estimé par l'algorithme est alors noté $\alpha_{ang}(out)$. Les résultats présentés Figure 4.1 et Figure 4.2 ont été obtenus pour un angle solaire de 30°. Trois combinaisons de paramètres de Stokes ont alors été utilisées dans l'algorithme POLAC pour déterminer le modèle d'aérosols : (i) seuls le paramètre de Stokes I à 865 et 1020 nm sont utilisés, (ii) les paramètres de Stokes Q et U à 490, 670 et 865 nm sont utilisés, (iii) l'ensemble des paramètres (i) et (ii) sont utilisés.

Pour ces différentes combinaisons, $\alpha_{ang}(out)$ est représenté en fonction de $\alpha_{ang}(in)$ pour des données synthétiques simulées pour une épaisseur optique aérosol (à 550 nm) τ_a de 0.1 (Figure 4.1) et 0.5 (Figure 4.2). Dans tous les cas, une forte corrélation est observée avec des coefficients de corrélation r supérieurs à 0.95 (cf. annexe A pour la définition des indicateurs statistiques utilisés). Les valeurs de la différence absolue (AD) et de la différence relative (APD) indiquent une plus forte dispersion dans le cas (i) (seul le paramètre de Stokes I est utilisé) que dans les cas (ii) et (iii) (Figure 4.1 et Figure 4.2). La valeur de cette dispersion est un indicateur de la robustesse de l'algorithme pour déterminer le bon modèle d'aérosols. En effet, la construction de la fonction de coût à partir d'une certaine combinaison de paramètre de Stokes (e.g. i, ii ou iii) peut produire différentes ambiguïtés dans la procédure d'inversion. Nous entendons par ambiguïté le fait que deux fonctions de coût ont des valeurs voisines alors que les valeurs respectives de I, Q et U, à partir desquelles elles sont calculées, sont éloignées.

Les Figure 4.1 et Figure 4.2 montrent que l'utilisation unique de la luminance (i.e. paramètre de Stokes I) produit une large dispersion, i.e. APD supérieure à 40% quelle que soit la turbidité atmosphérique. A l'inverse, l'utilisation unique de Q et U (i.e. combinaison (ii)) minimise la dispersion, i.e. APD inférieure à 7%. L'utilisation de l'ensemble des paramètres de Stokes (cas (iii)) pour déterminer le modèle d'aérosol est un cas intermédiaire. La dispersion de $\alpha_{ang}(out)$, dans le cas de $\tau_a=0.5$ (Figure 4.2), est très inférieure à celle dans le cas de $\tau_a=0.1$ (Figure 4.1). L'augmentation de l'intensité du signal aérosol induit donc une diminution des ambiguïtés dans la détermination du modèle d'aérosols par POLAC.

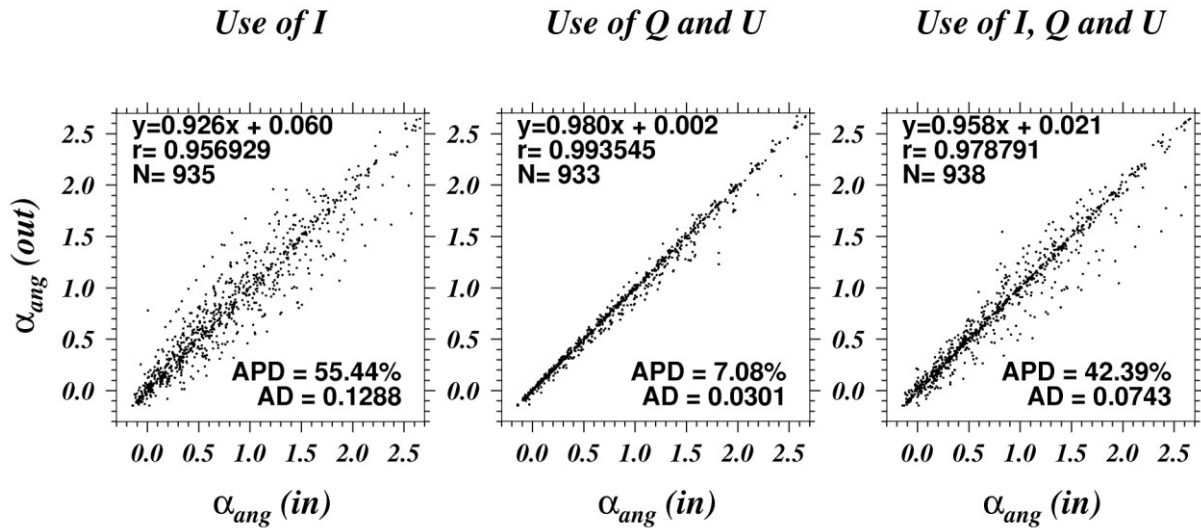


Figure 4.1 Comparaison des exposants d'Angström introduits en entrée d'algorithme, α_{ang} (in), et estimés par l'algorithme, α_{ang} (out), pour trois combinaisons de paramètres de Stokes utilisés pendant la procédure de détermination du modèle d'aérosols. Les données synthétiques ont été simulées pour une épaisseur optique aérosol de 0.1 à 550 nm.

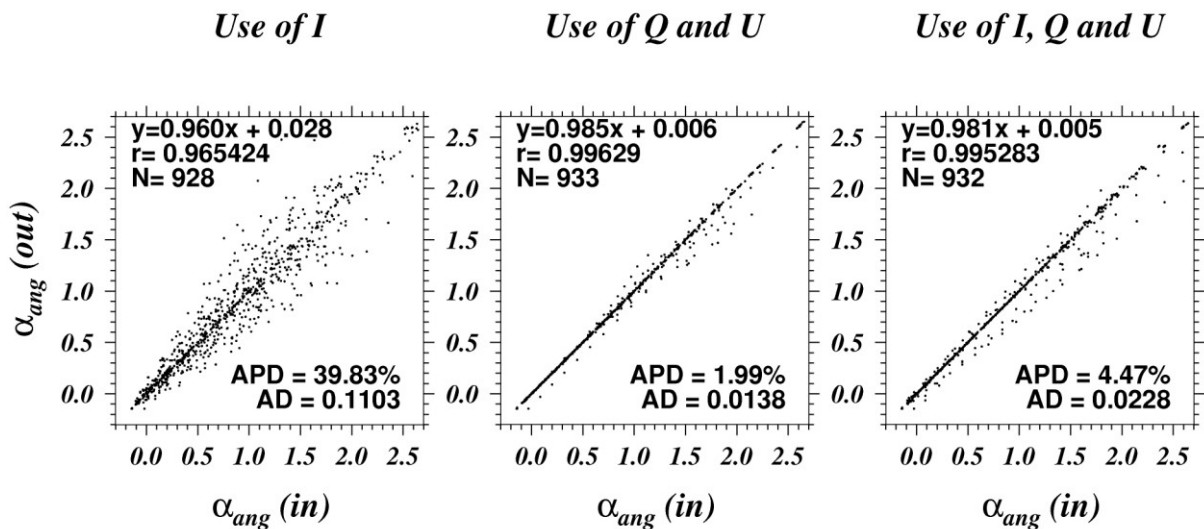


Figure 4.2. Similaire à la Figure 4.1, avec des données synthétiques simulées pour une épaisseur optique aérosol de 0.5 à 550 nm.

Les coefficients de corrélation r sont supérieurs à 0.99 dans le cas de l'utilisation unique de Q et U . Dans ce cas, le coefficient directeur de la droite de régression est proche de 1, avec les valeurs 0.980 et 0.985 pour $\tau_a=0.1$ et $\tau_a=0.5$, respectivement. L'ordonnée à l'origine de cette droite est proche de 0 (-0.001 et 0.003 respectivement). Ces différents paramètres permettent donc de conclure à une validation théorique, à moins de 2% près, de l'estimation par l'algorithme POLAC de la variation spectrale α_{ang} du modèle d'aérosol lorsque l'information polarisée est prise en compte. Ces résultats démontrent que l'utilisation unique de l'information polarisée (i.e. Q et U) permet de réduire significativement les ambiguïtés dans la procédure d'inversion, par rapport à l'utilisation des données de luminances uniquement. L'utilisation des mesures de Q et U pour déterminer les caractéristiques

des aérosols est donc à privilégier, puisque l'adjonction des luminances mesurées (i.e. cas (iii)) dans la fonction de coût est génératrice d'ambiguïtés.

4.1.2 Importance de l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde du spectre visible

De la même manière que précédemment, des données synthétiques ont été simulées pour évaluer l'importance de l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde du spectre visible. Les simulations ont été effectuées pour trois angles solaires 30°, 45° et 60°. L'algorithme POLAC a alors été appliqué sur ces données synthétiques en utilisant uniquement les paramètres Q et U lors de la procédure de détermination du modèle d'aérosol. Ce traitement a été effectué pour trois combinaisons de longueurs d'onde : (i) 490 nm uniquement, (ii) 670 et 865 nm uniquement et (iii) l'ensemble des trois longueurs d'onde 490, 670 et 865 nm.

La comparaison des exposants d'Angström estimés par POLAC, $\alpha_{ang}(out)$, avec ceux introduits en entrée de l'algorithme, $\alpha_{ang}(in)$, montre une forte corrélation pour les trois combinaisons (i), (ii) et (iii) (Figure 4.3 et Figure 4.4). En effet, le coefficient de corrélation est supérieur à 0.99 dans la totalité des combinaisons de longueurs d'onde utilisées que ce soit pour $\tau_a=0.1$ (atmosphère claire) ou $\tau_a=0.5$ (atmosphère modérément turbide). Ces fortes corrélations montrent donc que l'utilisation seule de Q et U permet d'estimer efficacement la variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols.

Dans le cas des atmosphères claires (Figure 4.3), la différence relative (APD) entre $\alpha_{ang}(out)$ et $\alpha_{ang}(in)$ est deux fois plus faible lorsque l'exposant d'Angstrom est déterminé par l'utilisation de Q et U à 490 nm plutôt qu'à 670 et 865 nm réunis. En général, α_{ang} est positif et le signal aérosol est d'autant plus intense qu'il est mesuré aux courtes longueurs d'onde. Par conséquent, lorsque l'épaisseur optique est petite, l'utilisation des mesures de Q et U à 490 nm permet de mieux déterminer le modèle d'aérosols que l'utilisation des mesures effectuées à 670 et 865 nm, pour lesquelles le signal provenant des aérosols est faible. Cette caractéristique suggère qu'un capteur ne possédant qu'un seul canal polarisé aux courtes longueurs d'onde permettrait d'obtenir une quantité d'information suffisante pour déterminer les aérosols en présence ; ce qui présente une réduction de coût de production du capteur par rapport à l'utilisation des deux canaux à 670 et 865 nm.

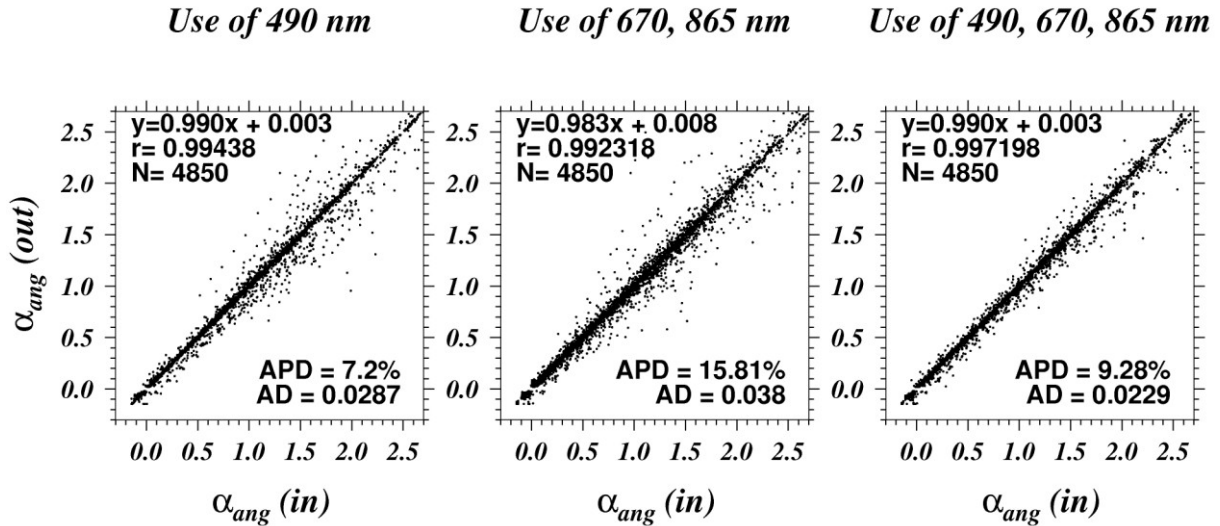


Figure 4.3. Comparaison des exposants d'Angström introduits en entrée d'algorithme, α_{ang} (in), et estimés par l'algorithme, α_{ang} (out), pour trois combinaisons de longueurs d'ondes utilisés pendant la procédure de détermination du modèle d'aérosols. Les données synthétiques ont été simulées pour une épaisseur optique aérosol de 0.1 à 550 nm.

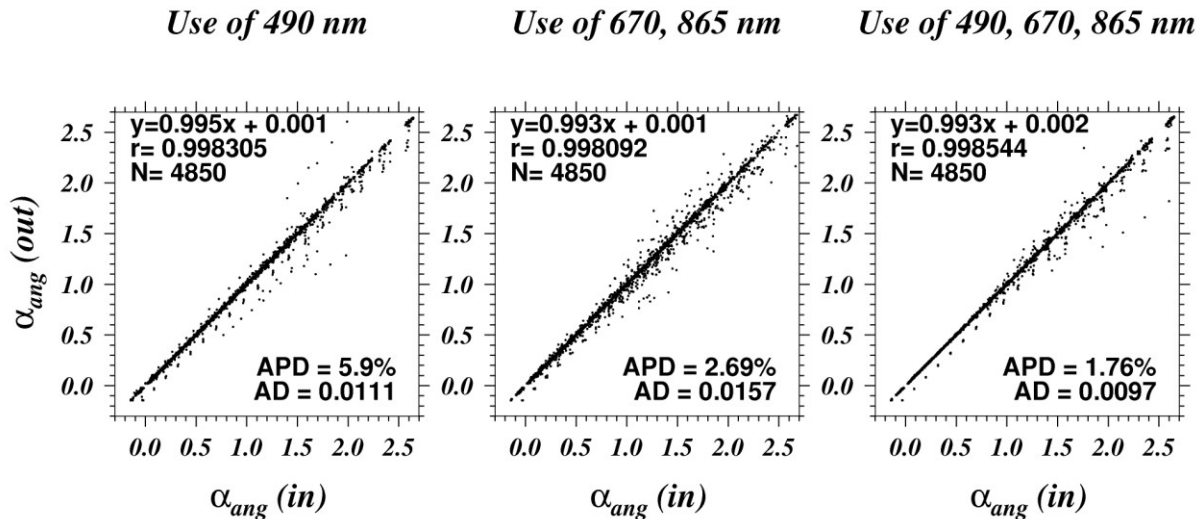


Figure 4.4. Similaire à la Figure 4.3 pour une épaisseur optique aérosol de 0.5 à 550 nm.

Dans le cas des atmosphères modérément turbides, la détermination du modèle d'aérosols à partir de l'information polarisée est plus performante, comme en témoignent les faibles valeurs d'APD qui sont inférieures à 6% pour l'ensemble des trois combinaisons (i), (ii) et (iii) (Figure 4.4). L'intensité du signal aérosol est plus forte que dans le cas des atmosphères claires. L'utilisation de Q et U à 670 et 865 nm (combinaison (ii)) permet de déterminer le modèle d'aérosol avec une bonne performance, i.e. coefficient directeur de la droite de régression proche de 1 (0.99) et faible dispersion avec $APD(ii) < 3\%$. Par ailleurs, la détermination de α_{ang} par l'utilisation de Q et U à 490 nm (combinaison (i)) possède des performances similaires, avec cependant une différence relative supérieure ($APD(i) \sim 6\%$). Alors que $APD(i) > APD(ii)$, la différence absolue observée combinaison (i) ($AD(i) \sim 0.011$) est inférieure de 30% à celle de la combinaison (ii) ($AD(ii) \sim 0.016$). Notons que la différence relative APD est d'autant plus élevée que les valeurs de α_{ang} considérées sont faibles (i.e. proche de 0) pour

une valeur de la différence absolue AD donnée, et réciproquement. D'autre part, une faible valeur d'AD indique une faible dispersion pour les fortes valeurs de α_{ang} . Par conséquent, la comparaison entre les valeurs d'AD et d'APD des combinaisons (i) et (ii) montre que la combinaison (i) estime plus précisément les valeurs élevées de α_{ang} (i.e. $AD(i) < AD(ii)$), tandis que la combinaison (ii) estime plus précisément les faibles valeurs de α_{ang} qui sont proches de 0 (i.e. $APD(ii) < APD(i)$). Puisqu'un exposant d'Angström élevé indique la prédominance d'aérosols fins, l'utilisation de l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde, en l'occurrence à 490 nm, améliore donc la détection du mode fin d'aérosol.

L'utilisation conjointe de Q et U à 490, 670 et 865 nm permet de réduire significativement AD en atmosphère claire (Figure 4.3) et à la fois AD et APD en atmosphère modérément turbide (Figure 4.4). L'information des combinaisons (i) et (ii) se complètent sans apporter d'ambiguïtés au sein de la procédure d'inversion de POLAC. L'utilisation supplémentaire de l'information polarisée à 490 nm améliore alors d'environ 35% la précision de la détermination de l'exposant d'Angstrom (i.e. $[AD(ii)-AD(iii)]/AD(ii)$). Nous pouvons conclure : premièrement, que l'information polarisée à 490 nm est suffisante pour déterminer l'exposant d'Angström à 7% près, deuxièmement que l'utilisation de l'information polarisée à 490 nm améliore la détection des aérosols du mode fin, troisièmement que l'utilisation des mesures de Q et U aux longueurs d'onde 490, 670 et 865 nm se complète et est donc à privilégier. Par conséquent, la version de l'algorithme POLAC utilisée pour traiter les images PARASOL procède à la détermination du modèle d'aérosols à partir des mesures de Q et U à 490, 670 et 865 nm. Il convient de souligner que l'utilisation de données synthétiques a également permis de quantifier la performance maximale de l'algorithme POLAC. Il est en effet prévisible que le bruit géophysique des mesures satellite de I, Q, U dégraderont les performances des procédures d'inversion de POLAC.

4.2 VALIDATION THEORIQUE DE POLAC

4.2.1 Simulation des pixels synthétiques

Des données synthétiques ont été simulées pour différentes configurations de mesures PARASOL en utilisant la modélisation du transfert radiatif. Pour cela, les paramètres de Stokes I, Q et U ont été calculés pour chaque direction d'observation et chaque bande spectrale d'un pixel PARASOL donné, générant un « pixel synthétique ». Chaque pixel synthétique correspond à une valeur d'épaisseur optique, à un modèle d'aérosol et à une composition de la couche marine donnés. L'application de l'algorithme POLAC à ces données synthétiques permet donc de valider, d'un point de vue théorique, les procédures d'inversion de l'algorithme. De cette manière, les paramètres estimés par POLAC (e.g. épaisseur optique, modèles d'aérosol, luminances marines) sont directement comparés aux paramètres d'entrée connus, à partir desquels ont été simulés les pixels synthétiques.

Même si les mesures PARASOL réelles sont traitées de manière à filtrer le bruit issu de la procédure d'acquisition du capteur (Hagolle et al., 1996), un bruit d'origine géophysique persiste. Ce bruit dépend au premier ordre de la scène observée (Fougnie et al., 2007). Un bruit blanc gaussien, B_0 , a été utilisé pour simuler ce bruit géophysique. Les paramètres de Stokes du pixel synthétique sont alors bruités selon trois modalités : (i) application d'un bruit spectral, B_λ , qui ne dépend que de la longueur d'onde λ , (ii) application d'un bruit directionnel, B_Ψ , qui ne dépend que de la géométrie d'observation Ψ , et (iii) application de la combinaison d'un bruit spectral et d'un bruit directionnel $B_{\lambda\Psi} = B_\lambda \times B_\Psi$. Les données synthétiques sont alors obtenues par l'expression suivante :

$$I_i^{synth}(\Psi, \lambda) = (1 + B_i) \times I_i^{sim}(\Psi, \lambda) \quad (4.1)$$

avec I_i^{sim} la valeur du paramètre de Stokes obtenue par calcul du transfert radiatif et $i = \lambda, \Psi$ ou $\lambda\Psi$. Un pixel synthétique est alors obtenu en calculant I^{synth} , Q^{synth} et U^{synth} pour les configurations d'observation d'un pixel donné d'une image PARASOL. De cette manière, un bruit spectral produit un biais similaire sur l'ensemble des directions d'observation, ce qui est le cas de l'effet de l'écume sur la mesure satellite, par exemple. D'autre part, les acquisitions de PARASOL sont directionnelles. Le bruit directionnel permet alors de rendre compte du bruit parasite de chacune de ces acquisitions directionnelles, ainsi que de la contamination par le reflet du soleil ou par la présence de nuages fins.

4.2.2 Impact du bruit de mesure sur les paramètres atmosphériques estimés

4.2.2.a Impact du bruit de mesure sur l'épaisseur optique

Des pixels synthétiques ont été simulés pour un mélange de 50% d'aérosol de mode grossier et 50% d'aérosol de mode fin, comme fréquemment observé en milieu maritime (Kaufman et al., 2001). Dans un premier temps, aucun bruit n'a été appliqué pour l'obtention des pixels synthétiques. L'épaisseur optique aérosol à 550 nm, τ_a , est alors estimée par POLAC à partir de ces pixels. La comparaison de $\tau_a(\text{out})$ estimée par POLAC avec la valeur d'entrée $\tau_a(\text{in})$ (Figure 4.5, noise=0%) montre une régression linéaire sans biais (i.e. droite de régression 1:1) avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.9999. Il s'ensuit que la procédure d'inversion pour estimer τ_a est exacte et sans biais.

L'ajout d'un bruit spectral (Figure 4.5) ou directionnel (Figure 4.6) sur les pixels synthétiques produit une dispersion des valeurs estimées par POLAC, mais n'induit pas de biais (i.e. ordonnée à l'origine proche de 0). Par ailleurs, il est important de noter que l'effet du bruit directionnel induit une dispersion environ deux fois plus faible que le bruit spectral (cf. APD Figure 4.5 et Figure 4.6). Si une seule géométrie d'observation était utilisée (mesure monodirectionnelle) pour estimer l'épaisseur optique, le bruit directionnel se confondrait avec un bruit spectral. La moindre sensibilité de POLAC au bruit directionnel montre, par conséquent, l'avantage significatif de l'utilisation de plusieurs géométries d'observation pour estimer l'épaisseur optique aérosol. Notons que l'application d'un bruit combiné ou d'un bruit directionnel conduisent à des résultats similaires.

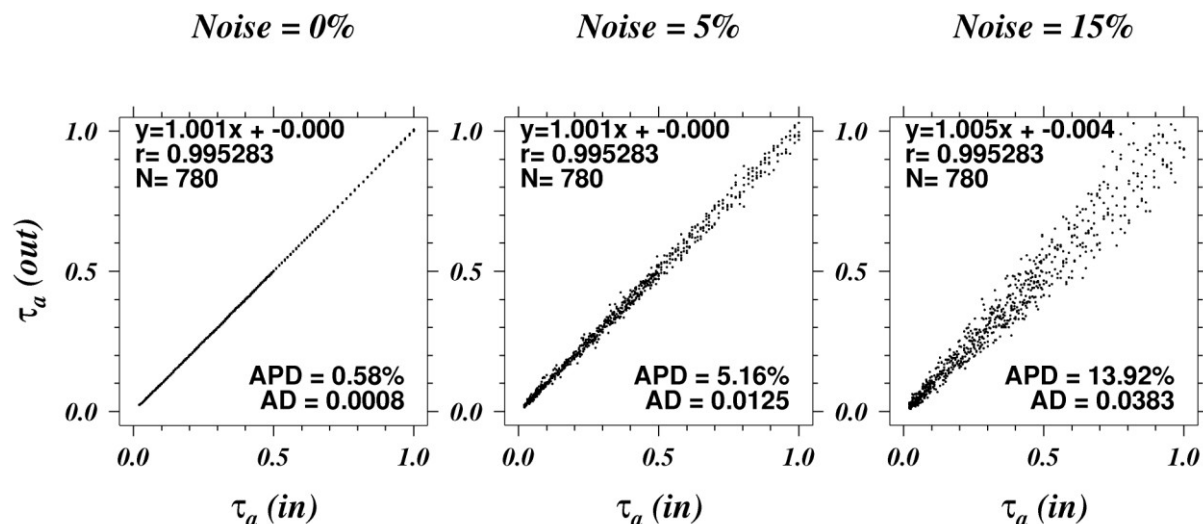


Figure 4.5. Comparaison des épaisseurs optiques aérosol introduites en entrée d'algorithme, $\tau_a(in)$, et estimées par POLAC, $\tau_a(out)$, pour un pixel synthétique affecté par un bruit spectral de 0, 5% et 15%. N est le nombre de pixels synthétiques auquel a été appliqué POLAC.

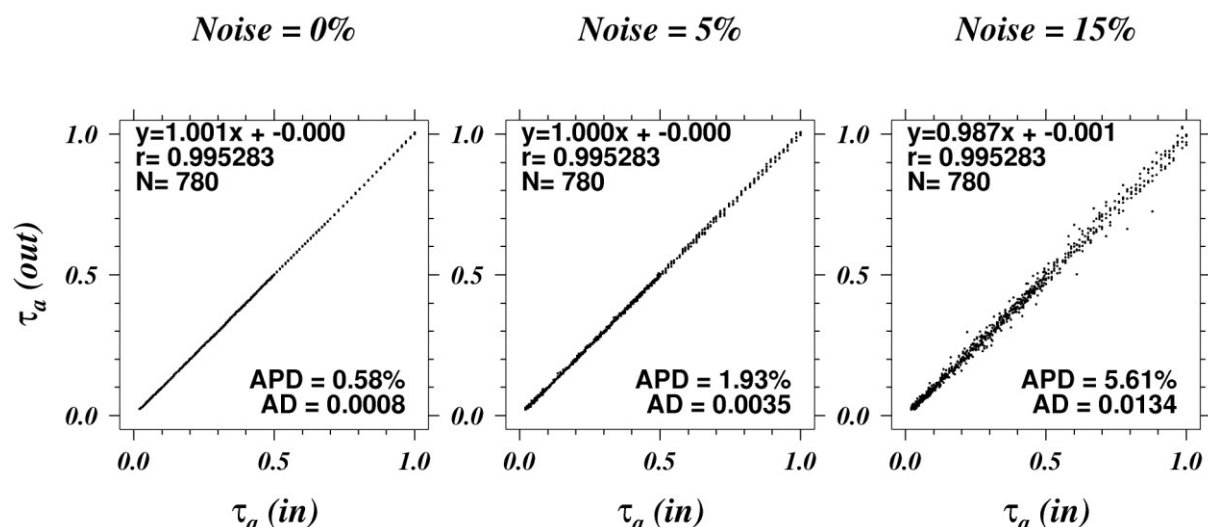


Figure 4.6. Similaire à la Figure 4.5, pour un pixel synthétique affecté par un bruit directionnel de 0, 5% et 15%.

4.2.2.b Impact du bruit de mesure sur la détermination du modèle d'aérosols

Des pixels synthétiques ont été simulés pour l'ensemble des couples de modes fins et modes grossiers d'aérosols listés section 1.4.4, avec un coefficient de mélange variant entre 0 et 1 par pas de 0.05. D'autre part, des bruits combinés $B_{\lambda\psi}$ d'amplitudes 0, 5% et 15% ont été appliqués pour l'obtention des pixels synthétiques. L'algorithme POLAC a alors été appliqué à ces pixels et l'exposant d'Angström a été estimé. La comparaison de l'exposant d'Angström désiré, $\alpha_{ang}(in)$, et estimé par POLAC, $\alpha_{ang}(out)$, est indicatif de la qualité de la détermination du modèle d'aérosol (cf. §4.1).

Dans le cas d'une atmosphère claire (Figure 4.7), la détermination de $\alpha_{ang}(out)$ est fortement sensible au bruit de mesure, avec une diminution du coefficient de corrélation r de 0.985 à 0.916 et une dispersion multiplié par 10 environ pour une variation du bruit de 5% à 15%. En revanche, pour une

atmosphère modérément turbide (Figure 4.8), la détermination du modèle d'aérosol est beaucoup moins sensible au bruit, avec des coefficients de corrélation variant de 0.995 et 0.984 pour un bruit de 5% et 15%, respectivement. De plus, l'APD vaut 66% pour un bruit de 15% dans le cas turbide contre APD~560% dans le cas d'une atmosphère claire. Ces meilleures performances observées en atmosphère turbide s'expliquent par l'augmentation du signal aérosol avec l'épaisseur optique et donc la signature plus marquée des aérosols.

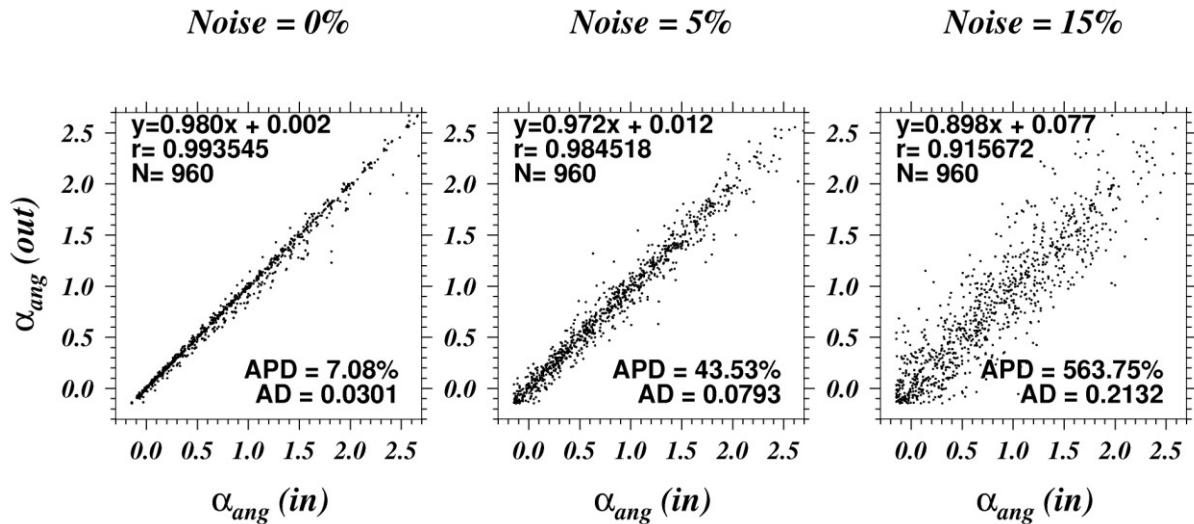


Figure 4.7. Comparaison des exposants d'Angström introduits en entrée d'algorithme, $\alpha_{ang}(in)$, et estimés par POLAC, $\alpha_{ang}(out)$, pour des pixels synthétiques affectés par un bruit géophysique de 0, 5 et 15%. Les pixels ont été simulés en condition d'atmosphère claire avec une épaisseur optique aérosol de 0.1 à 550nm. N est le nombre de pixels synthétiques auxquels a été appliqué POLAC.

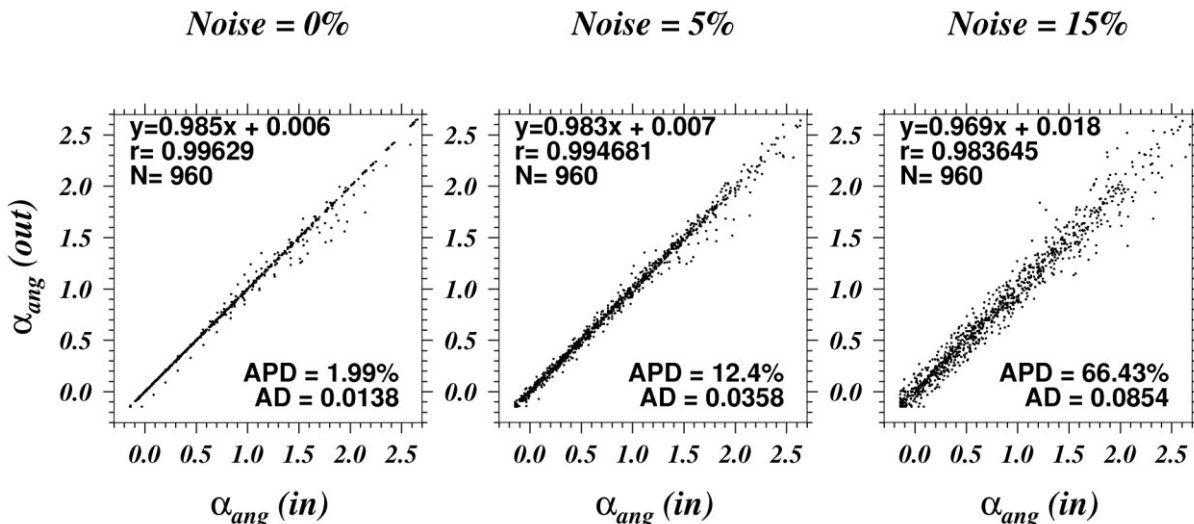


Figure 4.8. Similaire à la Figure 4.7, pour une atmosphère modérément turbide, avec une épaisseur optique aérosol de 0.5 à 550 nm.

En conclusion, la comparaison des paramètres atmosphériques désirés et estimés par POLAC montre de bonnes corrélations dans l'ensemble des cas étudiés. Le fait que l'épaisseur optique et le modèle d'aérosols soient correctement déterminés conjointement par POLAC, même pour des bruits importants ($\pm 15\%$), permet donc de valider la phase atmosphérique de l'algorithme (i.e. phase (I)),

d'un point de vue théorique. Dans le cas idéal d'un bruit géophysique nul (i.e. performance maximales de l'algorithme), l'épaisseur optique aérosol sera estimée à $\pm 0.5\%$ près, tandis que l'exposant d'Angström est estimé à $\pm 7\%$ en atmosphère claire et à $\pm 2\%$ en atmosphère modérément turbide.

4.2.3 Impact du bruit de mesure sur la détermination des luminances marines

La détermination des réflectances marines s'effectue dans la phase (II) de POLAC, après que les paramètres atmosphériques ont été estimés par la phase (I). Les réflectances marines que l'on souhaite déterminer dépendent donc à la fois de la procédure d'inversion des mesures TOA PARASOL dans le visible et de la qualité des paramètres estimés lors de la phase (I). Des pixels synthétiques ont alors été simulés pour différentes configurations d'observation PARASOL à l'aide de la modélisation du transfert radiatif dans le système couplé atmosphère-océan, afin de tester la validité de l'ensemble de l'algorithme. Ces pixels ont été simulés pour une grande variété de composition de la couche marine, en faisant varier l'exposant de la distribution de taille des particules marines entre 3.5 à 4.5 et la concentration en phytoplancton entre 0.03 à 10.0 mg m⁻³. Dans ces simulations, un mélange de 50% d'aérosol de mode grossier et 50% d'aérosol de mode fin a été utilisé, pour une épaisseur optique aérosol de 0.1 à 550 nm. De plus, les pixels ont été simulés pour différents angles solaires compris entre 30° et 60°.

La valeur de la réflectance juste en dessous de la surface marine, ρ_w^- , calculée à 490, 565 et 670 nm pour chacun des pixels synthétiques, est utilisée comme référence pour comparer les sorties de l'algorithme. L'algorithme POLAC a alors été appliqué à l'ensemble des pixels synthétiques. La comparaison entre les réflectances désirées $\rho_w^-(in)$ et estimées $\rho_w^-(out)$ est alors effectuée pour trois niveaux de bruit géophysique (i.e. bruit spectral, directionnel et combiné) appliqué aux paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère. En raison des faibles valeurs de la réflectance marine en comparaison de la réflectance au sommet de l'atmosphère, les amplitudes du bruit géophysique utilisées sont 0, 1% et 5% (Figure 4.9). Il est important de noter que ce bruit a été appliqué à l'ensemble des paramètres de Stokes utilisés dans les phases (I) et (II) de POLAC.

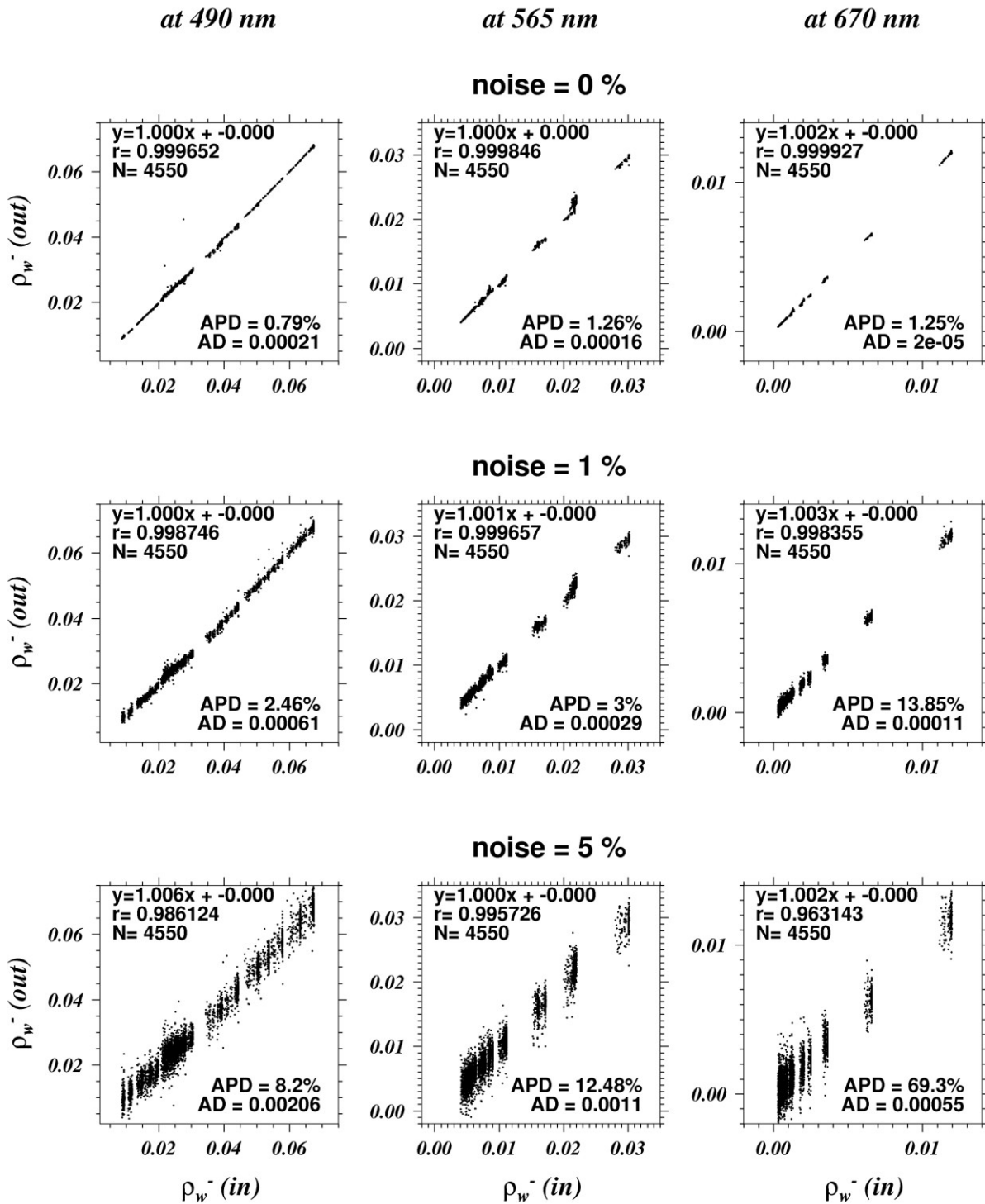


Figure 4.9. Comparaison des réflectances en dessous de la surface marine désirées, $\rho_w^-(in)$, et estimées par POLAC, $\rho_w^-(out)$, pour des pixels synthétiques affectés par un bruit géophysique de 0, 1, 5%. Les pixels ont été simulés en condition d'atmosphère claire avec une épaisseur optique aérosol de 0.1 à 550nm. N est le nombre de pixels synthétiques auquel POLAC a été appliqué.

Pour l'ensemble des amplitudes du bruit géophysique sélectionnées, $\rho_w^-(out)$ est corrélé à $\rho_w^-(in)$ suivant une droite 1:1, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.95, pour l'ensemble des bandes spectrales (Figure 4.9). La dispersion résiduelle de l'algorithme est de l'ordre de 1%, cf. APD Figure 4.9 noise=0%. La détermination de la réflectance marine par POLAC est sans biais (i.e. ordonnées à

l'origine nulles). L'addition d'un bruit d'amplitude de 1% n'influence que très peu les performances de POLAC pour l'estimation des réflectances marines à 490 et 565 nm, avec une dispersion inférieure à 3% (Figure 4.9, noise=1%). En revanche, la dispersion observée pour ρ_w^- à 670 nm dépasse les 5% requis pour les applications de la télédétection de la couleur de l'océan (IOCCG, 1997). L'addition d'un bruit d'amplitude 5% produit une nette dégradation des performances (Figure 4.9, noise=5%). Les dispersions de ρ_w^- observées sont alors supérieures à 5% pour l'ensemble des longueurs d'onde analysées. Certaines valeurs des réflectances estimées peuvent d'ailleurs être négatives, en particulier à 670 nm où le signal marin est très faible. Afin de préserver les performances requises pour la détermination de ρ_w^- , le bruit présent dans les mesures doit donc être limité à 1% au maximum. Les pixels trop fortement contaminés par le bruit doivent par ailleurs être identifiés au sein de la chaîne de traitement POLAC.

Afin d'identifier formellement la contamination des pixels par le bruit, l'estimateur de l'incertitude sur les réflectances marines estimées (cf. §3.4.4) a été calculé pour l'ensemble des pixels synthétiques utilisés ici. Pour chaque niveau de bruit, la valeur médiane de l'estimateur calculée sur les N pixels synthétiques est donnée Tableau 4.1. Lorsqu'aucun bruit n'a été appliqué au pixels synthétiques, l'incertitude médiane sur les réflectance estimées est inférieure à 5%, ce qui est conforme aux recommandations de l'IOCCG (IOCCG, 1997). Pour un bruit de 1%, les inversions des luminance TOA à 490 et 565 nm, où l'amplitude du signal marin est importante, reste de bonne qualité avec des incertitudes médianes inférieures à 10%. En revanche, à 670 nm, la réflectance marine estimée est entachée d'une incertitude de l'ordre de 50% du fait de la trop faible amplitude du signal marin en comparaison du signal TOA. La contamination des pixels par un bruit de 5% est rédhibitoire à la bonne qualité de la détermination des réflectances marines, avec des valeurs de l'incertitude médiane supérieure à 36% à 490 nm. Corollairement, la valeur de l'estimateur de l'incertitude, calculé par POLAC, permet donc de quantifier l'erreur faite sur les luminances estimées.

Tableau 4.1. Valeurs médianes de l'estimateur de l'incertitude relative (en %) sur les réflectances estimées par POLAC à partir des pixels synthétiques utilisés Figure 4.9, aux trois longueurs d'onde λ utilisées.

	Bruit géophysique appliqué aux pixels synthétiques		
	0%	1%	5%
$\lambda = 490 \text{ nm}$	3.6%	7.2%	36.6%
$\lambda = 565 \text{ nm}$	1.9%	9.2%	47.1%
$\lambda = 670 \text{ nm}$	2.8%	49.0%	265%

A l'aide d'un ensemble de pixels synthétiques, la qualité des réflectances marines calculées par POLAC a été étudiée. La détermination des luminances marines s'est avérée satisfaisante d'un point

de vue théorique, avec une erreur résiduelle de POLAC de l'ordre de 1% (Figure 4.9). De plus, il a été montré que POLAC permet de quantifier l'incertitude sur les réflectances estimées par inversion du signal TOA.

4.3 VALIDATIONS DE POLAC AVEC DES MESURES AU SOL ET IN SITU

4.3.1 *Comparaison des produits POLAC aux mesures atmosphériques au sol*

4.3.1.a *Le réseau AERONET*

Le programme AERONET (AERosol Robotic NETwork) a été établi conjointement par la NASA et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). Il coordonne actuellement environ 400 stations de télédétection des aérosols depuis le sol. Les sites AERONET sont constitués de photomètres identiques et automatiques qui permettent l'estimation précise de l'épaisseur optique aérosols et des caractéristiques microphysiques des aérosols (Holben & al., 1998). Le réseau AERONET fournit, entre autres, les paramètres suivants : la distribution en taille des aérosols, le rayon modal associé pour le mode fin et le mode grossier, l'albédo de diffusion simple (absorption des particules) de 440 à 1020 nm, l'indice de réfraction de 440 à 1020 nm. Les mesures photométriques sont effectuées avec une fréquence de 10 à 20 mesures par jour si le ciel est dégagé des nuages.

Nous utilisons ici les mesures de l'épaisseur optique aérosol à différentes longueurs d'ondes comme référence afin de valider les paramètres atmosphériques estimés par POLAC à partir des images PARASOL. Trois sites AERONET (Capo Verde, Lampedusa (Italie), Tahiti (France)) ont alors été sélectionnés, à proximité d'eaux océaniques, considérées de type « cas 1 », (Figure 4.10), tels que l'algorithme POLAC soit applicable. Ces trois sites correspondent à trois types de conditions atmosphériques différents : le site de Tahiti est influencé principalement par des aérosols de type maritime (Smirnov et al., 2002), alors que les aérosols présents à Capo Verde et Lampedusa peuvent provenir de panache d'aérosols désertiques en provenance du Sahara (Jaenicke & Schütz, 1977; Pace et al., 2006).

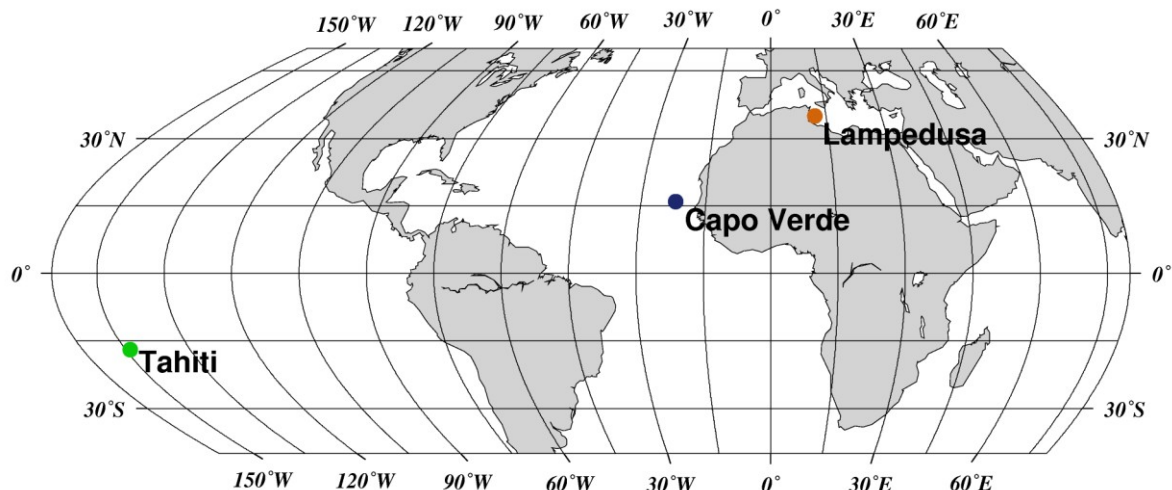


Figure 4.10. Sites AERONET sélectionnés en bordure d’eaux océaniques pour la comparaison des produits POLAC estimés à partir des images PARASOL.

4.3.1.b *Données utilisées pour la comparaison*

Les données d’épaisseur optique aérosol issues du contrôle qualité de niveau 2 de la chaîne de traitement AERONET (Smirnov et al., 2000), notées $\tau_a(\text{AERONET})$, sont utilisées ici pour effectuer la validation de la partie atmosphérique de l’algorithme POLAC. Les données AERONET ont été sélectionnées dans une fenêtre temporelle de plus ou moins une heure autour du passage du satellite PARASOL, pour les années 2005 et 2006. Cet ensemble de données est pris comme référence. Pour chaque fenêtre temporelle, l’écart type des $\tau_a(\text{AERONET})$ de cet ensemble est alors calculé. Lorsque cet écart type est supérieur à 50% de la valeur moyenne de $\tau_a(\text{AERONET})$, les données AERONET ne sont pas utilisées pour la comparaison avec les données POLAC. Les valeurs moyennes de $\tau_a(\text{AERONET})$ ont été interpolées spectralement afin de les faire correspondre aux longueurs d’onde de PARASOL.

D’autre part, pour chacun des trois sites de référence, une zone de 3×3 pixels PARASOL a été sélectionnée à proximité des sites afin d’éviter la contamination de l’image par des hauts fonds ou la présence d’eaux côtières turbides. L’algorithme POLAC est alors appliqué à l’ensemble des images PARASOL disponibles pour ces zones durant les années 2005 et 2006. Pour chaque image, l’écart type des épaisseurs optiques aérosol à 865 nm estimées par POLAC est calculé. Lorsque cet écart type est supérieur à 50% de la valeur moyenne de $\tau_a(\text{POLAC})$, la zone est considérée comme trop hétérogène pour permettre une comparaison fiable et les résultats de POLAC ne sont pas utilisés pour la comparaison avec les données AERONET.

4.3.1.c *Comparaison des produits POLAC et AERONET*

Les comparaisons des épaisseurs optiques aérosol ont été effectuées indépendamment pour les trois sites de référence : Capo Verde, Lampedusa et Tahiti (Figure 4.11). L’analyse des sites de Capo Verde et Lampedusa montre une forte corrélation entre les épaisseurs optiques aérosol estimées par POLAC

et AERONET (i.e. $r > 0.86$). Pour le site de Tahiti l'atmosphère est très claire, τ_a est inférieure à 0.1 pour l'ensemble des points de comparaison. L'incertitude sur τ_a (AERONET) est de 0.01 (Holben & al., 1998). Les valeurs de τ_a estimées pour le site de Tahiti sont alors du même ordre de grandeur que l'incertitude sur τ_a (AERONET), ce qui peut expliquer la faible valeur du coefficient de corrélation (i.e. $r \sim 0.67$). Le coefficient de la droite de régression observée pour chacun des sites est proche de 1 (Figure 4.11), ce qui témoigne de la bonne estimation de τ_a par POLAC. La valeur positive de l'ordonnée à l'origine, comprise entre 0.02 et 0.05 pour les trois sites, indique une légère surestimation de τ_a à 865 nm par POLAC. Pour les sites de Capo Verde et Tahiti, les dispersions de τ_a (POLAC) par rapport τ_a (AERONET) sont relativement faibles (APD < 30%). La forte APD observée pour le site Lampedusa (APD ~ 110%) provient de la surestimation de τ_a d'environ 0.05 alors qu'une majorité des valeurs de τ_a est inférieure à 0.1, comme en témoigne la différence absolue AD ~ 0.05. Cette surestimation peut s'expliquer soit par la mauvaise détermination du modèle d'aérosol par POLAC, soit par la présence d'élément brillant au sein des pixels (i.e. hauts fonds, sédiments provenant de l'île, etc.). Cependant, les indicateurs statistiques (i.e. r , AD, APD) observés à partir des estimations de POLAC, pour les trois sites, sont comparables à ceux fournis par des travaux similaires traitant des données d'autres missions spatiales d'envergure (SeaWiFS, MODIS, etc.) (Tableau 4.2). Les épaisseurs optiques aérosol à 865 nm estimées par POLAC et AERONET sont comparables à 0.05 unité de τ_a près (valeur maximale de AD), ce qui permet de valider la procédure d'estimation de τ_a par POLAC.

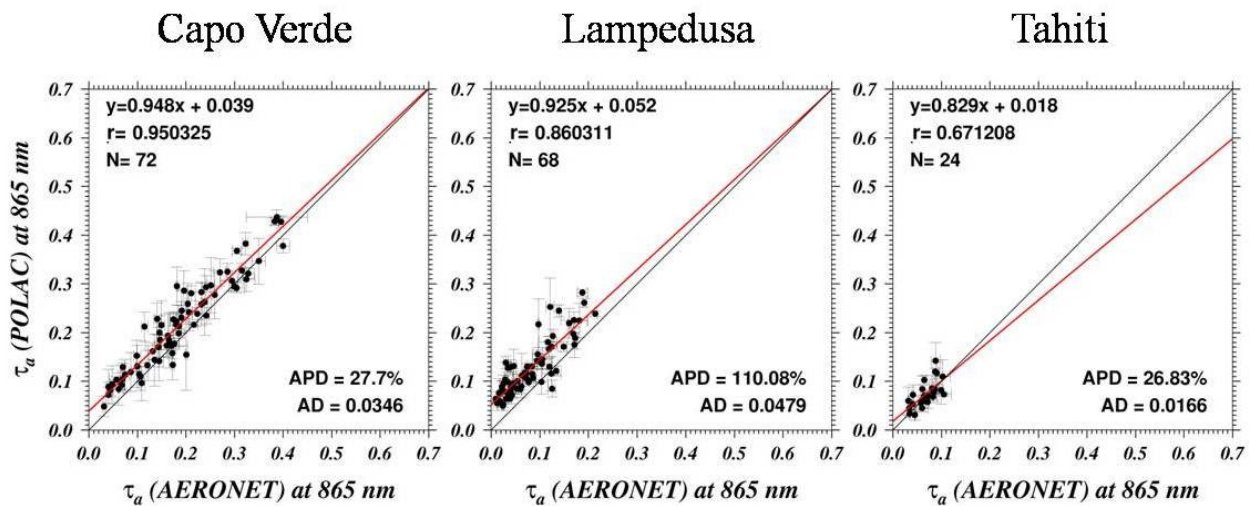


Figure 4.11. Comparaison de l'épaisseur optique aérosol mesurée par AERONET, et estimée par POLAC à 865 nm, pour les trois sites de référence sélectionnés. N le nombre de journée où la comparaison a été possible. Les barres horizontales et verticales symbolisent \pm l'écart type des mesures AERONET et POLAC, respectivement.

Tableau 4.2. Indicateurs statistiques fourni par la littérature à partir de comparaisons des épaisseurs optiques aérosol (τ_a) mesurées depuis le sol avec les τ_a estimées par différentes missions spatiales. Les valeurs sont données pour l'estimation de τ_a dans le bleu (i.e. à 443 nm) et le proche-infrarouge (i.e. ~865 nm). a est le coefficient directeur et b l'ordonnée à l'origine de la droite de régression.

Satellite	λ (nm)	N	r	a	b	APD (%)	AD	source
MISR	443	69	0.919	1.08	0.003	34	0.021	(Kahn et al., 2005)
MODIS	443	282	0.85	0.938	0.015	21	0.03	(Mélin et al., 2007)
SeaWiFS	443	544	0.90	0.743	0.035	20	0.046	(Mélin et al., 2007)
MISR	866	69	0.860	1.376	0.026	73	0.059	(Kahn et al., 2005)
MODIS	870	282	0.94	1.322	0.015	83	0.043	(Mélin et al., 2007)
MODIS	870	64	0.95	0.94	0.031	–	–	(Remer et al., 2002)
POLDER (I)	865	~35	–	1.06	0.002	–	–	(Myhre et al., 2004)
SeaWiFS	865	544	0.88	1.144	0.035	83	0.049	(Mélin et al., 2007)

L'épaisseur optique et un modèle d'aérosol sont déterminés conjointement par l'algorithme POLAC. La variation spectrale de l'épaisseur optique est alors dépendante du modèle d'aérosols déterminé. Or, la valeur de l'épaisseur optique dans le visible est plus déterminante pour effectuer des corrections atmosphériques que celle estimée dans l'infrarouge. Afin d'estimer la qualité des valeurs de τ_a déterminées dans le visible par POLAC, une comparaison avec les τ_a mesurées par AERONET a été effectuée sur l'ensemble des sites de référence (Figure 4.12). Dans les comparaisons effectuées à 865 et 443 nm, une forte corrélation est observée, avec une droite de régression relativement similaire dans les deux cas (Figure 4.12 (a) et (b) respectivement). Le coefficient de corrélation est néanmoins plus faible à 443 nm. Cependant, les différences relatives observées aux deux longueurs d'onde sont du même ordre et toutes deux inférieures à 50%. Il est intéressant de noter que les dispersions sont légèrement inférieures à celles obtenues à partir des épaisseurs optiques estimées par la chaîne de traitement PARASOL opérationnelle du centre ICARE (Figure 4.13). Des comparaisons similaires ont été effectuées pour d'autres missions spatiales d'envergure (Tableau 4.2). Les différences relatives obtenues par ces études (Kahn et al., 2005; Mélin et al., 2007) sont légèrement plus faibles (i.e. entre 20% et 34%) que celles obtenues à partir des estimations de POLAC (i.e. ~43%). Cependant, puisque l'algorithme POLAC est encore au stade de prototype, ces résultats permettent de conclure aux performances satisfaisantes de POLAC pour estimer l'épaisseur optique aérosol et sa variation spectrale.

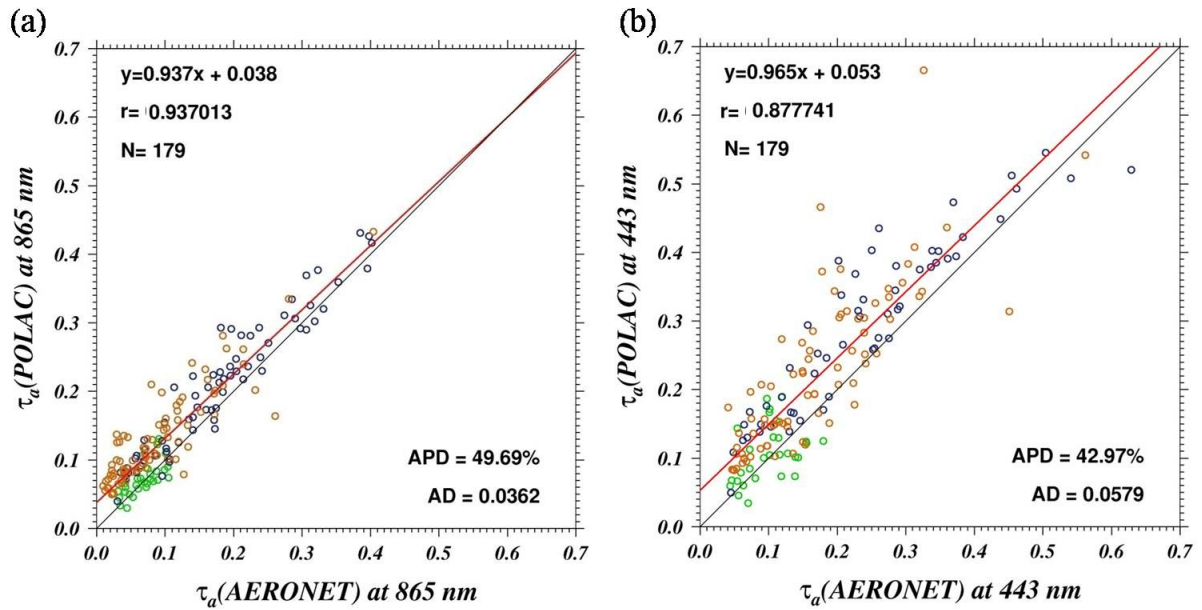


Figure 4.12. Comparaison de l'épaisseur optique aérosol mesurée par AERONET et estimée par POLAC pour l'ensemble des trois sites de référence, (a) à 865 nm et (b) à 443 nm. N le nombre de journée où la comparaison a été possible.

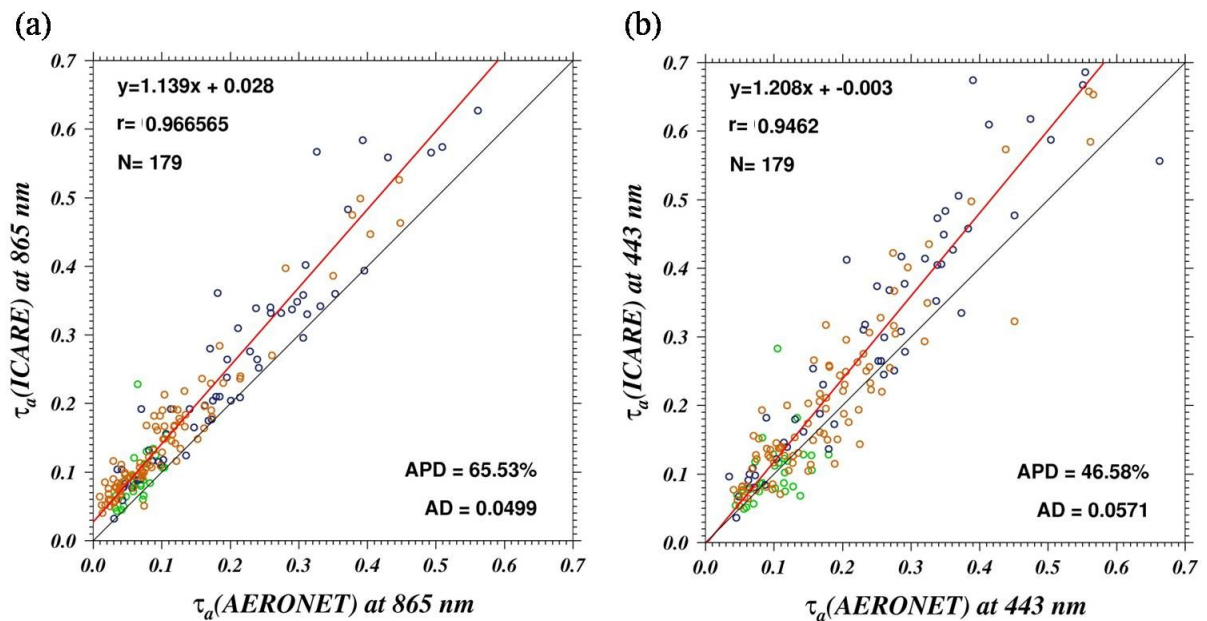


Figure 4.13. Similaire à Figure 4.12, pour les épaisseurs optiques aérosol estimées par la chaîne de traitement PARASOL opérationnelle du centre ICARE.

4.3.2 Comparaison des produits POLAC aux mesures marines in situ

4.3.2.a La bouée radiométrique BOUSSOLE

Le projet BOUSSOLE (**BOU**ée pour l'**acqui**Sition d'une **S**érie **O**ptique à **L**ong **t**erm**E**) a été mis en place afin de générer des séries temporelles à long terme des propriétés optiques des eaux océaniques du cas I (Antoine et al., 2006). D'un point de vue opérationnel, le projet BOUSSOLE fournit un jeu de

données qui permet l'étalonnage radiométrique indirect des observations satellite de la couleur de l'océan, la validation des produits qui en sont dérivés (e.g. concentration en chlorophylle, réflectances marines, etc.) et la caractérisation des erreurs des produits dérivés par chaque mission spatiale (fusion de données et assimilation). Le mouillage est ancré en mer Ligure (7°54'E, 43°22'N), située dans le bassin nord-occidental de la Méditerranée (Figure 4.14).

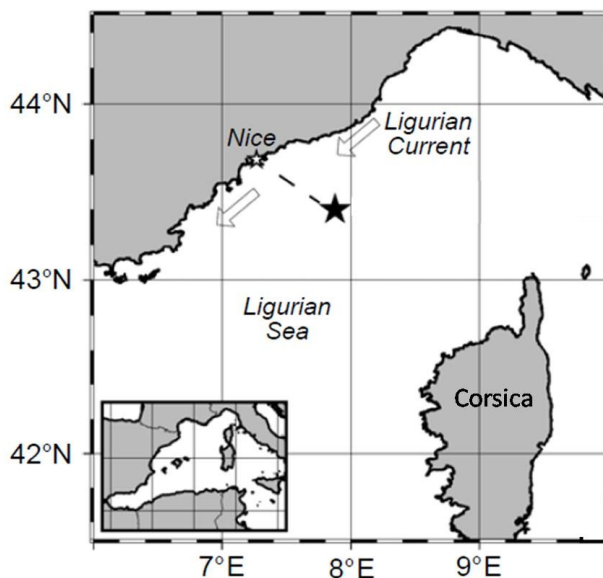


Figure 4.14. Site de mouillage de la bouée radiométrique BOUSSOLE dans le bassin nord-occidental de la Méditerranée. (D'après (Antoine et al., 2006))

4.3.2.b *Données utilisées pour la comparaison*

Les réflectances marines BOUSSOLE, ρ_w , sont utilisées ici comme référence afin d'évaluer les réflectances estimées par l'algorithme POLAC à partir des images PARASOL. La réflectance marine BOUSSOLE est obtenue comme suit :

$$\rho_w = \frac{\pi L_w}{E_d(0^+)} \quad (4.2)$$

Afin d'alléger les notations les dépendances spectrales des réflectances, des luminances et des éclaircissements ont été omises. Dans l'équation (4.2), la luminance sortant de l'eau au-dessus de la surface marine, L_w , est calculée à partir des luminances mesurées à 4 et 9 mètres de profondeur par extrapolation jusqu'à la surface puis en appliquant les équations de passage mer-air (Antoine et al., 2006). L'éclaircissement solaire, $E_d(0^+)$, est mesuré par un radiomètre situé 4 mètres au-dessus de la surface. Afin de comparer les réflectances BOUSSOLE et celles estimées par POLAC, seules les mesures de BOUSSOLE effectuées dans des conditions optimales ont été sélectionnées. La procédure décrite par (Antoine et al., 2008) a été utilisée pour effectuer ce contrôle qualité des données BOUSSOLE. Cette procédure conserve les données qui satisfont les critères suivants : (i) obliquité de la bouée inférieure à 10°, (ii) profondeur du centre de la bouée inférieure à 11 m, (iii) ciel clair

dépourvu de nuage aux alentours du mouillage. Les conditions de ciel clair sont satisfaites lorsque le rapport de l'éclairement solaire mesuré par BOUSSOLE et calculé théoriquement par le modèle de (Gregg & Carder, 1990) est compris entre 0.9 et 1.1 (Antoine et al., 2008). De plus, les données BOUSSOLE ont été sélectionnées dans une fenêtre temporelle de plus ou moins deux heures autour du passage du satellite PARASOL (à environ 13h15, heure locale). La comparaison utilise l'ensemble des données récoltées entre 2005 et 2008.

D'autre part, une zone de 3×3 pixels PARASOL a été sélectionnée au-dessus du site BOUSSOLE pour effectuer la comparaison avec les produits POLAC. La valeur de la luminance marine en dessous de la surface marine calculée par POLAC, ρ_w^- , est convertie en réflectance au-dessus de l'eau, ρ_w , pour chacun des pixels. Cette conversion procède comme suit :

$$\rho_w^- = \pi L_u(0^-) / E_d(0^-) \quad (4.3)$$

où $L_u(0^-)$ et $E_d(0^-)$ sont la luminance et l'éclairement descendant en dessous de la surface marine, respectivement. Afin d'obtenir la luminance au-dessus de la surface, notée L_w , la conversion suivante est appliquée :

$$L_w = \frac{(1 - R_{fresnel})}{n^2} L_u(0^-) \approx 0.545 \times L_u(0^-) \quad (4.4)$$

où $R_{fresnel}$ est le coefficient de réflexion de Fresnel, pour le passage de l'interface eau-air, n l'indice de réfraction de l'eau de mer ($n=1.33$). L'éclairement descendant au-dessus de la surface, $E_d(0^+)$, est obtenu en utilisant un facteur de conversion de 1.03, i.e. $E_d(0^+) = 1.03 E_d(0^-)$, qui est la valeur utilisée dans le traitement de données BOUSSOLE (Antoine et al., 2006). On obtient alors la réflectance marine au-dessus de l'eau POLAC par

$$\rho_w = \frac{0.545 \times \rho_w^-}{1.03} \quad (4.5)$$

Pour chaque zone de 3×3 pixels PARASOL, l'écart type des ρ_w estimées par POLAC est calculé. Lorsque cet écart type est supérieur à 50% de la valeur moyenne des ρ_w , la zone est considérée comme trop hétérogène et les résultats de POLAC ne sont pas utilisés pour la comparaison avec les données BOUSSOLE.

4.3.2.c Comparaison des produits POLAC et BOUSSOLE

L'algorithme POLAC a été appliqué aux images PARASOL au-dessus du site BOUSSOLE acquises sur une période de 4 ans depuis le lancement du satellite PARASOL début 2005. Les critères de sélection (définis section 4.3.2.b) ont été appliqués aux données BOUSSOLE et aux valeurs estimées

par POLAC. Les réflectances marines POLAC et BOUSSOLE sont comparées Figure 4.15(a) pour trois bandes spectrales, e.g. 490 nm (bleu-vert), 565 nm (vert), et 670 nm (rouge).

La dispersion entre les valeurs POLAC et BOUSSOLE augmente pour les courtes longueurs d'onde. La valeur de la différence relative (notée APD, cf. Annexe A) est inférieure à 30% à 490 nm, augmente à 47% à 565 nm et atteint plus de 700% à 670 nm. Ces valeurs sont en accord avec une erreur potentielle de calibration du capteur PARASOL dans ces bandes spectrales. En effet, une erreur de calibration de 1% dans les régions spectrales bleu-vert, verte et rouge est approximativement équivalente à 15%, 25%, 250% d'erreur sur la réflectance marine (ATBD MODIS, 2002). D'autre part, le signe du biais montrent que POLAC surestime la réflectance à 670 nm, et sous-estime la réflectance à 490 nm ; par contre le biais est proche de 0 à 565 nm. Les écarts des valeurs estimées par POLAC avec les mesures BOUSSOLE sont donc dépendants de la longueur d'onde, passant d'une forte surestimation dans le rouge vers une sous-estimation dans le bleu.

D'autre part, les rapports spectraux des réflectances BOUSSOLE $\rho_w(490\text{nm})/\rho_w(560\text{nm})$ et POLAC $\rho_w(490\text{nm})/\rho_w(565\text{nm})$ sont comparés Figure 4.15(b). Ce rapport « bleu sur vert » est habituellement utilisé pour estimer la concentration en chlorophylle ; le rapport décroît pour les concentrations croissantes et *vice versa*. La valeur du biais est négative et proche en valeur absolue de la différence absolue (AD). Cela indique une sous-estimation systématique du rapport spectral par POLAC. Cependant, la différence relative (APD(rapport)~27%) est inférieure à celles obtenues séparément pour les réflectances à 490 nm (APD(490)~28%) et 565 nm (APD(565)~46%). Si les erreurs commises par POLAC à 490 et 565 nm étaient indépendantes, la différence relative attendue pour le rapport serait égal à la somme APD(490)+APD(565), en raison du caractère additif des incertitudes relatives. Une partie des erreurs se compense donc dans le calcul du rapport « bleu-sur-vert ». Puisque le principe de l'algorithme a été validé de façon théorique (cf. §4.2), cette diminution de l'erreur indique soit une modélisation imparfaite du transfert radiatif au sein de l'algorithme (e.g. dimensionnement des LUT, modèles d'aérosols), soit une relation entre les défauts de calibration de ces deux bandes spectrales. Or, les résultats de la calibration en vol de PARASOL n'indiquent pas l'existence d'une telle relation qui permettrait d'expliquer la sous-estimation des réflectances à 490 nm (Fougnie et al., 2007). Une cause possible aux différences observées entre les réflectances POLAC et BOUSSOLE proviendrait donc de la précision insuffisante des approximations utilisées dans la modélisation transfert radiatif au sein de l'algorithme.

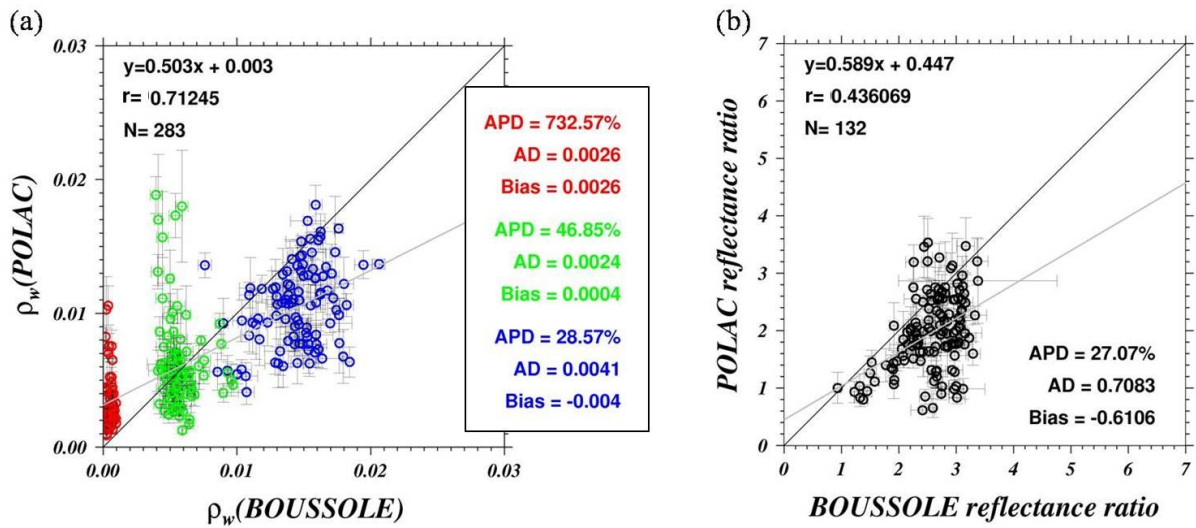


Figure 4.15. (a) Comparaison des réflectances marines POLAC et BOUSSOLE pour trois longueurs d'onde : 490 nm (en bleu), 565 nm (en vert) et 670 nm (en rouge). Les barres verticales et horizontales représentent l'écart type des données POLAC et BOUSSOLE, respectivement. (b) Comparaison des rapports spectraux BOUSSOLE $\rho_w(490\text{nm})/\rho_w(565\text{nm})$ et POLAC $\rho_w(490\text{nm})/\rho_w(565\text{nm})$. Ces rapports sont un indicateur de la concentration en chlorophylle. Les notations utilisées sont les suivantes : APD : différence relative absolue, AD : différence absolue, Bias : biais, r : coefficient de corrélation et N : nombre de points, (voir annexe A pour la définition de ces termes).

Les comparaisons de la Figure 4.15 comptabilisent l'intégralité des réflectances estimées sur quatre années successives, sans tenir compte des effets saisonniers. Afin d'évaluer l'effet du cycle saisonnier sur l'estimation de la réflectance marine par POLAC, les réflectances et le rapport bleu-sur-vert ont été représentés sous forme de séries temporelles (Figure 4.16). La Figure 4.16 montre que l'écart entre les réflectances BOUSSOLE et POLAC est maximal pendant la période d'octobre à mars, pour l'ensemble des longueurs d'onde (Figure 4.16(a-c)). A cette période de l'année, les réflectances estimées à 670 nm par POLAC peuvent atteindre des valeurs irréalistes, environ dix fois supérieures aux valeurs mesurées par BOUSSOLE. Dans l'état actuel de l'algorithme, POLAC ne réussit donc pas à estimer correctement la réflectance marine à 670 nm. Par ailleurs, les réflectances à 490nm et à 565 nm sont respectivement sous-estimées et surestimées par POLAC en période hivernale. Ces erreurs d'estimation conduisent alors à la sous-estimation du rapport bleu-sur-vert (Figure 4.16(d)).

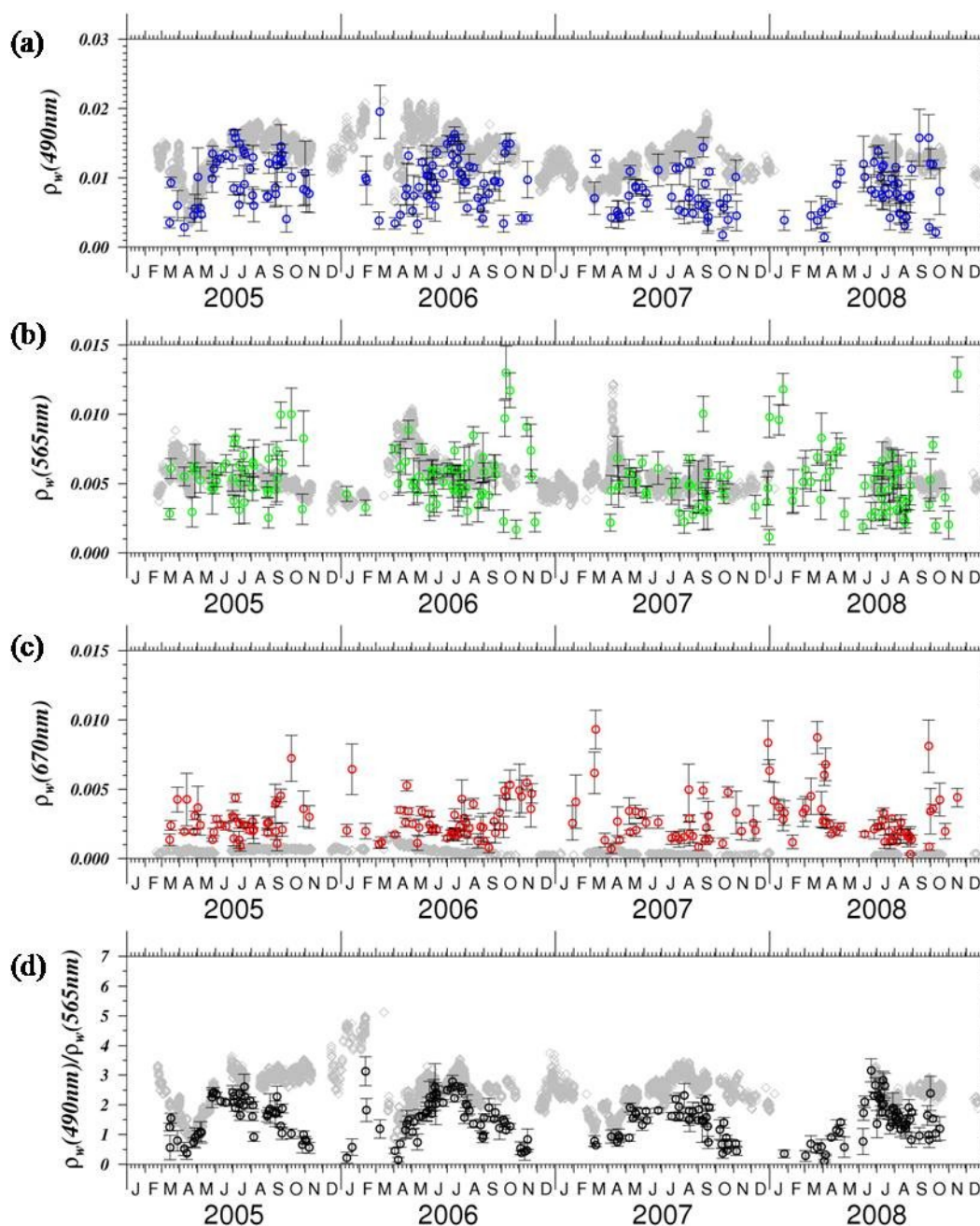


Figure 4.16. (a-c) Séries temporelles de quatre ans des réflectances mesurées par BOUSSOLE (symboles gris) à plusieurs longueurs d'onde : 490, 560 et 667 nm. Les cercles de couleur sont les valeurs estimées par POLAC à partir d'images PARASOL à 490 nm (en bleu), 565 nm (en vert) et 670 nm (en rouge). (d) Série temporelle des rapports spectraux $\rho_w(490\text{nm})/\rho_w(560\text{nm})$.

La masse d'air traversée par le rayonnement capté par le satellite augmente continuellement depuis le solstice d'été (angle solaire minimum, i.e. soleil haut sur l'horizon) jusqu'au solstice d'hiver (angle solaire maximum), puis diminue jusqu'au prochain solstice d'été. Le trajet atmosphérique du rayonnement capté par le satellite est donc maximum en hiver, ce qui augmente la diffusion dans l'atmosphère et par conséquent la diffusion multiple. L'écart entre le rapport bleu-sur-vert estimé par POLAC et par BOUSSOLE est périodique au long de l'année, cet écart est maximal aux alentours du solstice d'hiver. Nous avons par ailleurs vérifié que cet écart périodique ne provient pas de

l'estimation de l'épaisseur optique par POLAC, celle-ci ne présentant pas de comportement cyclique au long de l'année (Figure 4.17). L'estimation des réflectances marines par POLAC est donc fortement corrélée à l'importance de la masse d'air, indépendamment des paramètres atmosphériques estimés au sein de l'algorithme. L'utilisation des mesures effectuées entre avril et septembre de chaque année uniquement permet alors d'améliorer le résultat des comparaisons (Figure 4.18). Cependant, la sous-estimation systématique de la réflectance à 490 nm par POLAC est toujours visible. En résumé, une masse d'air croissante est corrélée aux observations suivantes : (i) surestimation de la réflectance aux plus grandes longueurs d'ondes 565 et 670 nm, (ii) sous-estimation du rapport bleu-sur-vert.

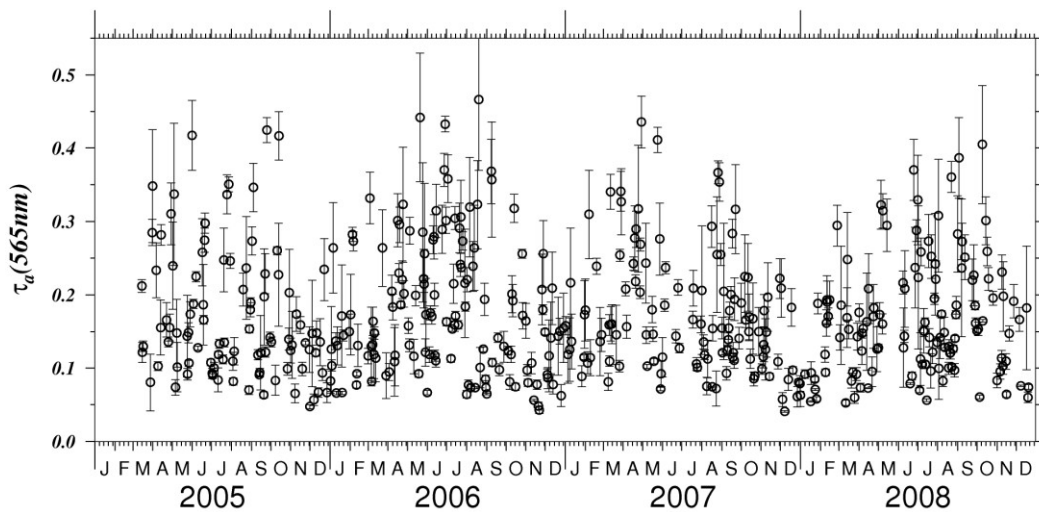


Figure 4.17. Série temporelle de l'épaisseur optique aérosol à 565 nm, τ_a , estimée par l'algorithme POLAC à partir des images PARASOL au dessus du site BOUSSOLE. Les barres verticales représentent l'écart type inter-pixel.

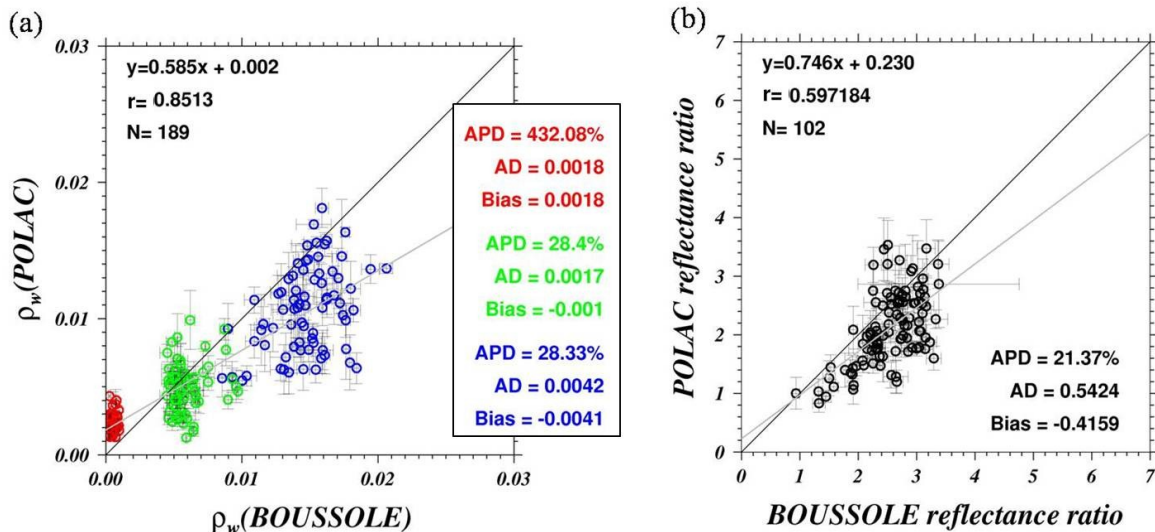


Figure 4.18. Similaire à la Figure 4.15 pour les données obtenues entre avril et septembre de chaque année.

L'effet de la variation saisonnière de la masse d'air est plus marqué aux courtes longueurs d'onde où l'épaisseur optique moléculaire (i.e. Rayleigh) est la plus importante ; la valeur de l'épaisseur optique

Rayleigh est environ 0.16 à 490 nm contre 0.09 à 565 nm et 0.04 à 670 nm. En d'autres termes, plus l'épaisseur optique totale augmente, plus la diffusion multiple est importante. Or, la modélisation du transfert radiatif utilisé par POLAC repose sur l'approximation analytique de la réflectance décrite par Wang & Gordon (1994c) (voir section 3.4.2 et équation (3.23)), qui utilise la décomposition en réflectance suivante :

$$\rho_{TOA}^{tot} = \sum_{i=1,2} \gamma_i \rho_{TOA}^{exact}(\tau_a, aero_i, Chl, phyto) \quad (4.6)$$

où γ_i est le coefficient de mélange des aérosols de modes fin et grossier. La réflectance ρ_{TOA}^{exact} est calculée par résolution de l'équation de transfert radiatif par le code OSOA pour une épaisseur optique aérosol (τ_a), un modèle d'aérosol fin ($aero_1$), ou grossier ($aero_2$), une concentration en chlorophylle (Chl) et une distribution de taille du phytoplancton ($phyto$) donnés. Les valeurs de ρ_{TOA}^{exact} sont alors stockées dans des tables de pré-calcul (LUT). La réflectance totale au sommet de l'atmosphère, ρ_{TOA}^{tot} , est calculée au sein des procédures POLAC à partir des ρ_{TOA}^{exact} issues des LUT, pour un coefficient de mélange entre aérosol de modes fin et grossier, γ_i , donné. La réflectance ρ_{TOA}^{tot} est alors comparée aux mesures PARASOL au sein de l'algorithme POLAC dans le but d'estimer la réflectance marine.

L'approximation (4.6) est exacte en hypothèse de diffusion simple. Cependant, elle conduit à des erreurs pouvant atteindre 3% à 4% en hiver (i.e. angles solaires élevés) pour les modèles d'aérosol utilisés par Wang & Gordon (1994c). De telles erreurs sur la réflectance au sommet de l'atmosphère sont équivalentes à des erreurs en réflectance marine supérieures à 60%, 75% et 750% à 490, 565 et 670 nm, respectivement (ATBD MODIS, 2002). L'ordre de grandeur des erreurs qui sont liées aux approximations utilisées pour modéliser le signal TOA est donc similaire aux différences observées entre les réflectances POLAC et BOUSSOLE (Figure 4.15). L'approximation (4.6) est donc insuffisante ici en raison de la résolution radiométrique requise pour la procédure de correction atmosphérique. Cependant, son utilisation n'est pas indispensable aux procédures d'inversion de l'algorithme POLAC. Afin de ne plus utiliser l'approximation (4.6), de nouvelles LUT devront être construites à partir de la résolution de l'équation du transfert radiatif pour les éléments de la matrice de diffusion correspondant au mélange d'aérosols considéré. Le nombre de LUT sera certes plus important, mais cela ne pose pas de problème d'un point de vue opérationnel puisque les LUT obtenues ne sont calculées qu'une seule fois. Malheureusement, ce travail de retraitement des LUT de POLAC n'a pas pu être effectué pendant cette thèse, et est laissé en perspective de ce travail.

4.4 APPLICATION DE L'ALGORITHME POLAC AUX IMAGES PARASOL

L'algorithme POLAC a été appliqué à un ensemble d'images PARASOL de niveau 1 afin d'obtenir les produits atmosphériques (i.e. épaisseur optique aérosol, modèles d'aérosols, proportion du mode fin et du mode grossier, exposant d'Angström), les produits marins (i.e. luminances marines à 490, 565 et 670 nm), et les incertitudes associées à ces produits. Afin d'évaluer les performances de l'algorithme et l'importance de l'information polarisée dans le visible, POLAC a été appliqué à l'image PARASOL acquise le 5 mai 2006 au-dessus du nord-ouest de la mer Méditerranée. Cette image a été sélectionnée parce qu'elle présente à la fois une variabilité significative (i) des paramètres atmosphériques et (ii) des paramètres marins, dont la présence d'une région eutrophe consécutive au bloom printanier de l'ouest méditerranéen. Par ailleurs, le caractère général des conclusions présentées ci-après a été vérifié à partir d'images PARASOL acquises au-dessus de différentes régions (e.g. Atlantique, Pacifique) à plusieurs périodes de l'année.

4.4.1 Produits atmosphériques

4.4.1.a *Qualité des paramètres atmosphériques estimés*

L'algorithme POLAC estime l'épaisseur optique aérosol à une longueur d'onde, un mode fin et d'un mode grossier d'aérosols, ainsi que leur proportion respective. A partir de ces paramètres, il est possible de calculer l'épaisseur optique à chaque longueur d'onde à partir du coefficient d'extinction du modèle d'aérosols sélectionné. De plus, il est possible de calculer l'épaisseur optique du mode fin et du mode grossier ainsi que l'exposant d'Angström (se référer aux équations (3.24) et (1.31) respectivement pour l'expression de ces paramètres).

L'algorithme POLAC a été appliqué à l'image PARASOL du 5 mai 2006 sélectionnée. Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3, POLAC utilise (i) les mesures de luminance à 865 nm pour estimer l'épaisseur optique aérosol et (ii) les mesures des paramètres de Stokes Q et U à 490, 670 et 865 nm pour déterminer le modèle d'aérosols. De plus, les procédures originales POLAC de filtrage du *glint* et des nuages résiduels ont été appliquées. Les produits atmosphériques ainsi obtenus sont présentées Figure 4.19. De faibles épaisseurs optiques aérosol sont obtenues en direction ouest-sud-ouest de la Corse. Cette région est marquée par une très faible proportion en aérosols fins et des exposants d'Angström inférieurs à 1. En partie nord-ouest de l'image (zone centrée sur 4°E,43°N), une forte présence d'aérosols fins est identifiée par POLAC, avec une épaisseur optique du mode fin supérieure à 0.07 et des exposants d'Angström proche de 1.5. A l'inverse, une région dépourvue de mode fin est identifiée en partie sud-est de l'image, avec une épaisseur optique du mode fin inférieure à 0.02, une épaisseur optique du mode grossier de l'ordre de 0.1 et des exposants d'Angström inférieurs à 0.5.

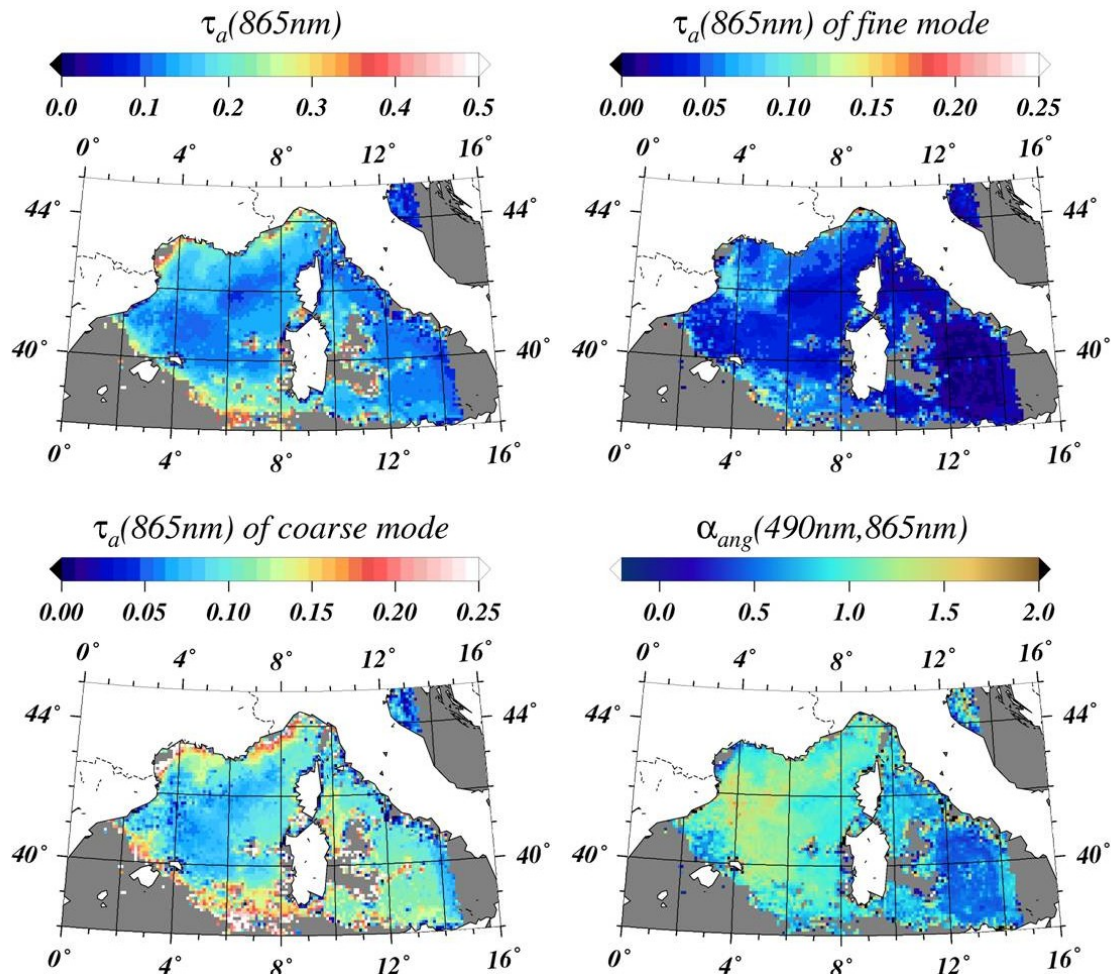


Figure 4.19. Images des produits atmosphériques POLAC, avec les épaisseurs optiques aérosol à 865 nm totale, du mode fin (*fine mode*), du mode grossier (*coarse mode*), et l'exposant d'Angstrom calculé entre les longueurs d'onde 490 et 865 nm.

Les différentes zones identifiées par POLAC présentent un aspect homogène (non bruité) et continu (absence de trame sur l'image) pour l'ensemble des paramètres estimés. L'estimation des paramètres atmosphériques par l'algorithme POLAC est donc cohérente spatialement. Par ailleurs, un certain nombre de directions d'observation a été éliminé dans le tiers ouest de l'image (ouest de la longitude 7°E) par la procédure POLAC de filtrage du *glint* ; on se référera aux Figure 3.14 et Figure 3.15 du chapitre 3 pour localiser la zone affectée par le *glint*. Aucune discontinuité n'est observée dans cette région de l'image, ce qui permet de confirmer la validité de cette procédure de filtrage qui n'utilise que les données multidirectionnelles PARASOL sans apport de données annexes, comme la vitesse du vent. Les images de niveau 2 obtenues par la chaîne de traitement opérationnel des images PARASOL (distribuées par le centre ICARE et notées ci-après PARASOL/ICARE) sont représentées (Figure 4.20). Il convient de noter que l'aspect pixélisé de la Figure 4.20 provient du fait que les produits PARASOL/ICARE sont moyennés sur des zones de 3×3 pixels, ce qui n'est pas le cas pour POLAC (1×1 pixel). On identifie sur les images PARASOL/ICARE un découpage régional similaire à celui identifié par POLAC, e.g. aérosols fins au nord, aérosols grossiers au sud-est, etc. Cependant, les exposants d'Angström estimés par POLAC sont sensiblement plus faibles que ceux obtenus par la

chaîne de traitement PARASOL/ICARE, en particulier dans la partie nord de l'image. Comme nous le verrons à la section 4.5, les valeurs de l'exposant d'Angstrom estimées par POLAC sont intermédiaires entre celles estimées par PARASOL/ICARE d'une part, et SeaWiFS d'autre part. Certains paramètres, comme l'épaisseur optique du mode grossier, ne sont pas estimés par l'algorithme PARASOL/ICARE lorsque le nombre de directions d'observation n'est pas suffisant (zone blanche de la Figure 4.20). L'algorithme POLAC est dépourvu de ce genre de limitation et fournit des valeurs crédibles. L'épaisseur optique du mode fin estimée par POLAC présente une cohérence spatiale sur l'ensemble de l'image. En conclusion, l'ensemble des paramètres estimés par POLAC est en accord avec les valeurs obtenues par la chaîne de traitement ICARE (structure général des zones d'aérosols similaires) et présente, de plus, une cohérence spatiale sur l'ensemble de l'image malgré la présence de pixels contaminés par le reflet du soleil.

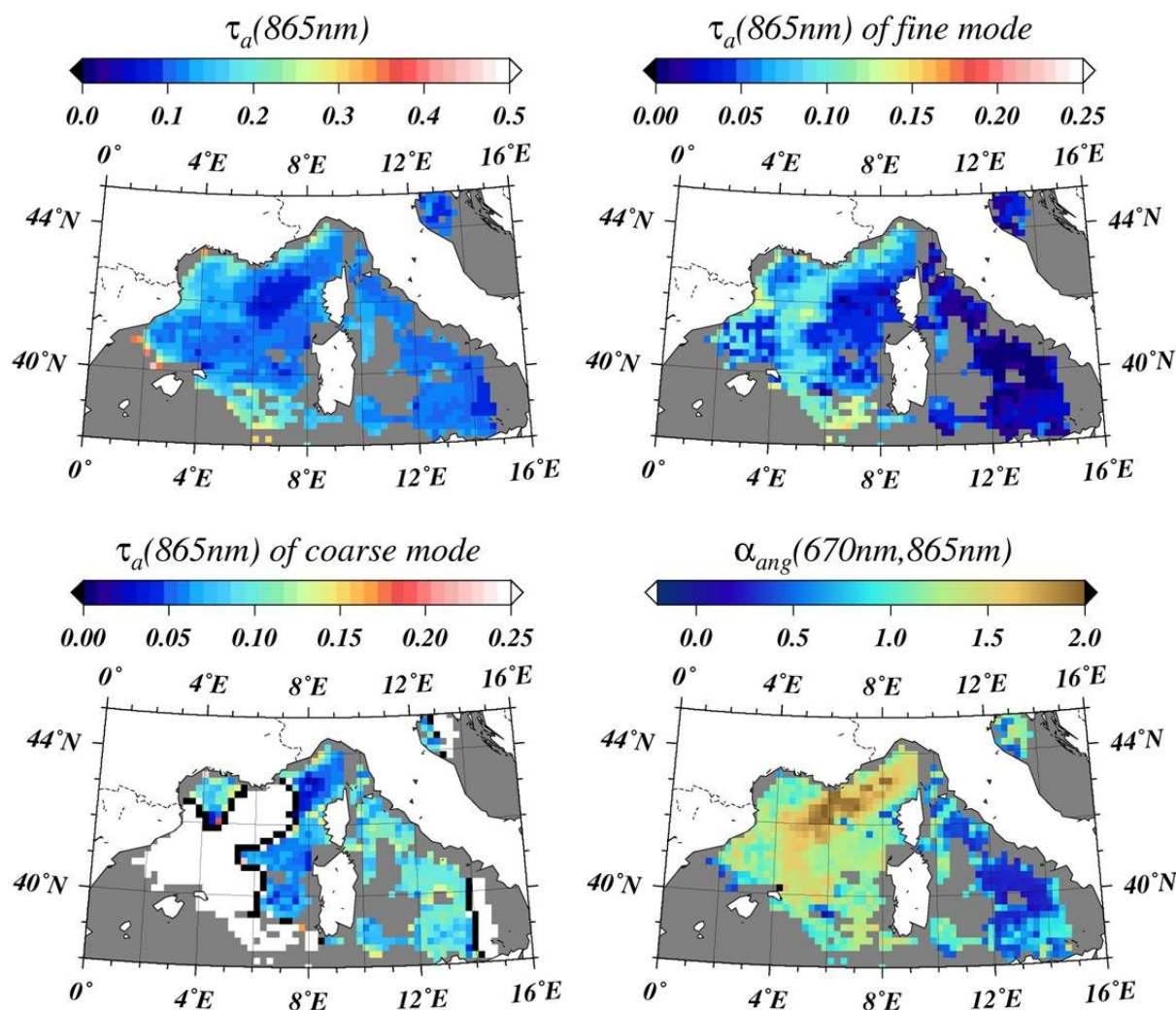


Figure 4.20. Images de niveau 2 des produits atmosphériques obtenus par la chaîne de traitement ICARE. Lorsque le nombre de directions d'observation disponibles est faible, l'épaisseur optique du mode grossier n'est pas estimée par l'algorithme PARASOL/ICARE (zone blanche de l'image).

4.4.1.b Importance de l'information polarisée

L'algorithme POLAC utilise l'information polarisée des données PARASOL pour la détermination du modèle d'aérosols, c'est à dire les mesures des paramètres de Stokes Q et U effectuées à 490, 670 et 865 nm. Deux versions modifiées de POLAC ont été appliquées à l'image PARASOL précédente afin d'examiner l'importance de l'information polarisée pour déterminer le modèle d'aérosols.

Une première version modifiée de POLAC, appelée POLAC_{NOPOL} ci-après, n'utilise pas l'information polarisée, i.e. les mesures de Q et U sont ignorées. Les mesures de luminances I à 865 et 1020 nm sont alors utilisées pour déterminer le modèle d'aérosols à la place des paramètres de Stokes Q et U. Les résultats de l'application de POLAC_{NOPOL} sur l'image PARASOL sélectionnée précédemment sont montrés Figure 4.21. A l'échelle de l'image, les épaisseurs optiques aérosol totales (i.e. mode fin + mode grossier) ainsi estimées sont généralement inférieures à celles obtenues par POLAC Figure 4.19. Les épaisseurs optiques du mode fin et du mode grossier ainsi que l'exposant d'angström estimés par POLAC_{NOPOL} présentent un aspect bruité sur l'ensemble de l'image. Il a été montré dans la section 4.1 que l'utilisation de la luminance à 865 et 1020 nm produit des ambiguïtés dans la procédure de détermination des aérosols. Ces ambiguïtés qui proviennent du fait que des modèles d'aérosols différents peuvent produire des valeurs de luminances voisines à ces deux longueurs d'onde. L'aspect bruité des images de la Figure 4.21 peut alors s'expliquer par la présence de ces ambiguïtés.

Par ailleurs, l'épaisseur optique du mode fin estimée par POLAC_{NOPOL} est inférieure à 0.03 sur l'ensemble de l'image. L'exposant d'Angström est par conséquent déterminé par le mode grossier et présente alors des valeurs proches de 0. L'utilisation unique des mesures de luminance dans le proche-infrarouge est donc insuffisante pour détecter la présence d'aérosols fins. La dépendance spectrale de l'épaisseur optique est alors sous-estimée avec des exposants d'Angström proches de 0 (i.e. neutralité spectrale). Par conséquent, l'épaisseur optique aérosol sera fortement sous-estimée aux courtes longueurs d'onde. Les luminances marines seront en contrepartie surestimées lorsque l'information polarisée n'est pas prise en compte dans l'algorithme de correction atmosphérique (voir §4.4.2, ci-après).

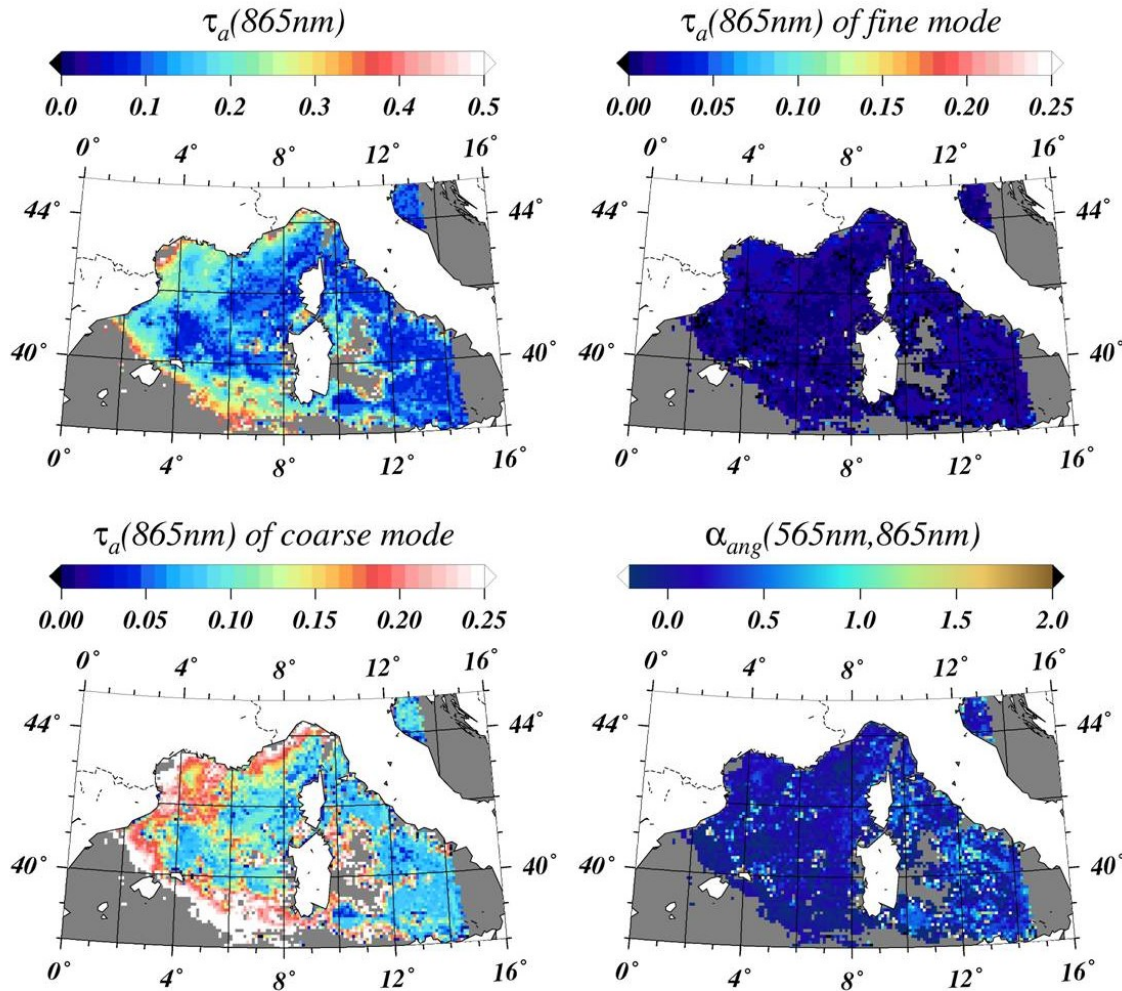


Figure 4.21. Images des paramètres atmosphériques obtenus par l'algorithme POLAC modifié qui n'utilise pas les mesures polarisées (POLAC_{NOPOL}). Les mesures de luminances I à 865 et 1020 nm sont utilisées pour déterminer le modèle d'aérosols à la place des paramètres de Stokes Q et U à 490, 670 et 865 nm dans la version normale de POLAC.

Une deuxième version modifiée de l'algorithme, appelée ci-après POLAC_{NOVIS} est similaire à POLAC à la différence que les mesures polarisées à la courte longueur d'onde visible (i.e. 490 nm) ne sont pas utilisées. Les paramètres atmosphériques estimés par POLAC_{NOVIS} sont présentés Figure 4.22. Les valeurs des épaisseurs optiques aérosol totales sont similaires à celles estimées par POLAC Figure 4.19. Cependant, la zone de l'image affectée par la présence du glint (en partie ouest de l'image, cf. Figure 3.15) est marquée par une discontinuité dans les valeurs d'épaisseur optique du mode fin et du mode grossier, à la différence des produits générés par POLAC qui utilise les mesures de Q et U à 490 nm. Une très faible proportion d'aérosols grossiers est détectée (i.e. épaisseur optique inférieure à 0.03) dans cette zone. L'épaisseur optique aérosol totale est donc principalement déterminée par les aérosols fins de la même manière que dans les produits ICARE. Dans cette zone contaminée par le *glint*, le nombre de directions d'observation disponibles est faible, avec parfois plus de 10 directions contaminées (cf. Figure 3.15). Dans ce cas, l'information apportée par les mesures de Q et U à 490 nm améliore significativement la détermination du modèle d'aérosols, comme en témoigne l'absence de

discontinuité entre les régions de *glint* et hors *glint* des images d'épaisseur optique du mode fin et du mode grossier issues de l'algorithme POLAC (Figure 4.19).

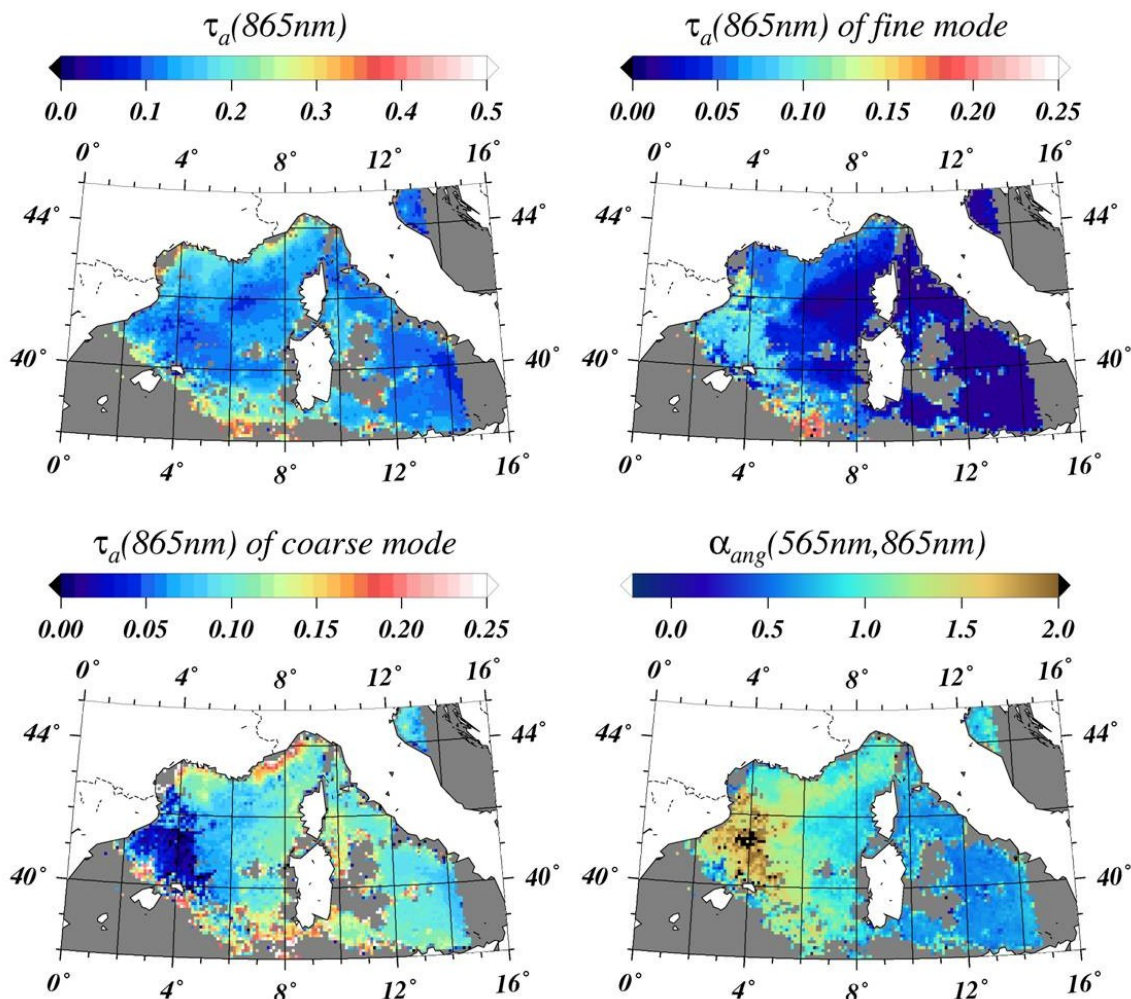


Figure 4.22. Images des produits atmosphériques obtenues par l'algorithme POLAC modifié qui n'utilise pas les mesures polarisées dans le visible (POLAC_{NOVIS}). La détermination du modèle d'aérosols utilise les paramètres de Stokes Q et U à 670 et 865 nm uniquement.

4.4.2 Produits couleur de l'océan

4.4.2.a Qualité des luminances marines estimées

Les luminances normalisées sortant de l'eau, nL_w^+ (en $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$) ont été estimées par l'algorithme POLAC à 490, 565 et 670 nm. Par ailleurs, la concentration en chlorophylle, *Chl*, a été calculée à partir de l'algorithme bio-optique OC2V4 (O'Reilly et al., 1998; Wang et al., 2002) qui utilise le rapport $nL_w^+(490\text{nm})/nL_w^+(565\text{nm})$; l'algorithme OC4V4 utilisé par SeaWiFS et MODIS n'est pas applicable du fait du nombre limité de bandes spectrales PARASOL dans le visible. Les résultats de l'application de POLAC à l'image PARASOL sélectionnée précédemment sont présentés Figure 4.23. Il est tout d'abord important de noter que la procédure de filtrage du *glint* ne génère aucune discontinuité spatiale observable à travers les images de la Figure 4.23 (voir discussion section 3.5.3). La procédure POLAC d'élimination des directions d'observation contaminées par le *glint* est

donc satisfaisante. De plus, elle permet de conserver un nombre de directions suffisant afin d'exploiter les mesures PARASOL pour l'estimation des luminances marines et de la concentration en chlorophylle depuis l'espace.

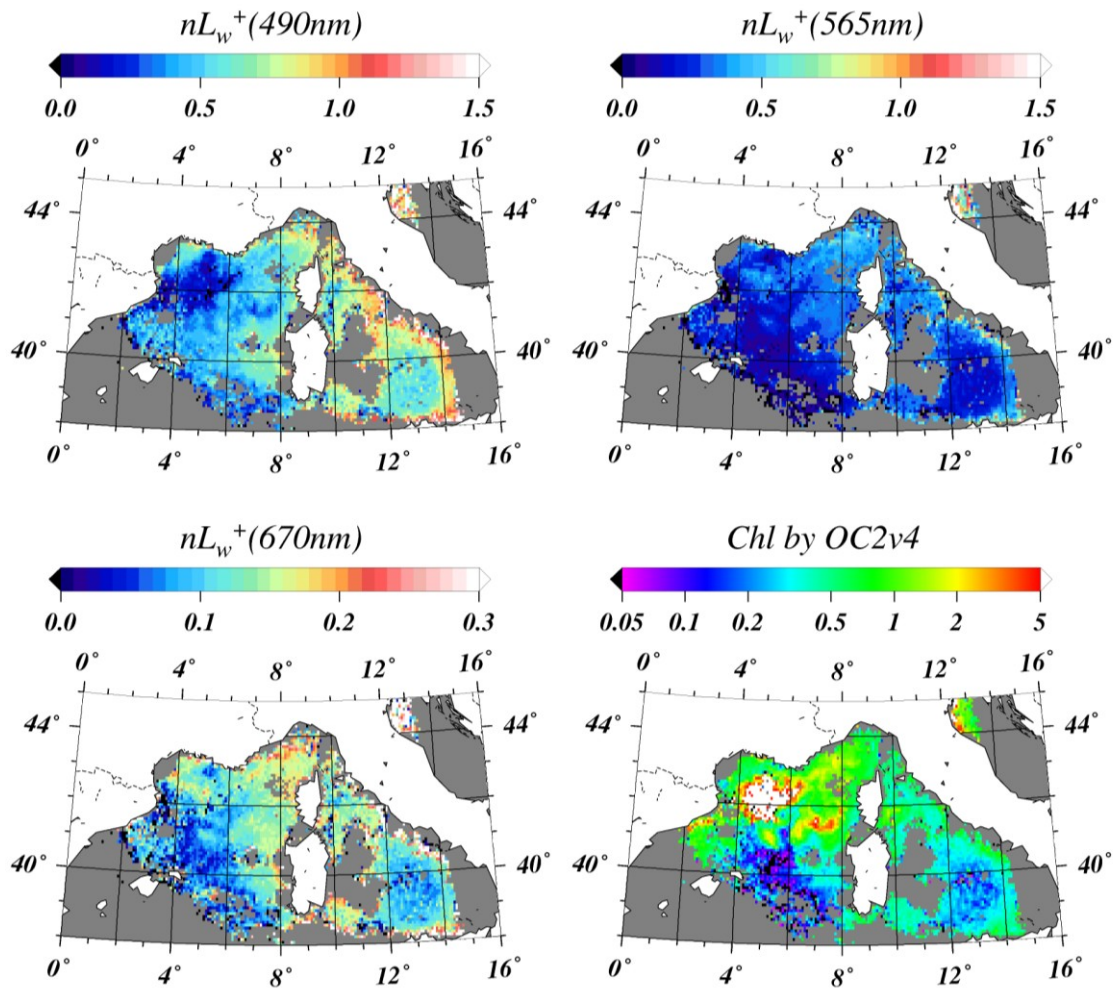


Figure 4.23. Luminances normalisées sortant de l'eau nL_w^+ (en $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$) estimées par l'algorithme POLAC à 490, 565 et 670 nm. Chl , concentration en chlorophylle en $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$, calculée à partir de l'algorithme bio-optique OC2V4 qui utilise le rapport $nL_w^+(490\text{nm})/nL_w^+(565\text{nm})$.

Les luminances estimées par POLAC à 490 et 565 nm ne présentent pas de discontinuités fortes inter-pixel à travers l'image. Dans le golfe du Lion ($6^\circ\text{E}, 42^\circ\text{N}$), de fortes concentrations en chlorophylle ont été identifiées, qui sont cohérentes avec la présence d'un bloom printanier. Cependant, les valeurs maximales de Chl dans le bloom atteignent des valeurs très élevées de l'ordre de $60\text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$. Ces valeurs sont fortement surestimées en comparaison des valeurs de Chl fournies par les images SeaWiFS et MODIS qui restent inférieures à $5\text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$, comme nous le discuterons section 4.5.2. En revanche, les luminances estimées dans le sud de l'image indiquent la présence d'eaux extrêmement oligotrophes avec des concentrations en chlorophylle de $0.05\text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$. Au sein de l'image, l'algorithme POLAC identifie donc des zones extrêmement riches en phytoplanctons, d'une part, et des zones où la présence de chlorophylle est résiduelle, d'autre part. Ces deux cas étant opposés, les images de la

Figure 4.23 ne permettent pas de conclure si un biais systématique est présent dans l'estimation de la luminance marine par POLAC.

Les luminances marines distribuées par la société HYGEOS sont estimées par l'algorithme opérationnel PARASOL (Nicolas et al., 2005) décrit section 3.2.4. Les luminances fournies par HYGEOS sont plus élevées que les luminances estimées par POLAC d'environ 0.4 et 0.2 $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ à 490 et 565 nm, respectivement (Figure 4.24). Une zone de bloom au nord est bien identifiée sur les produits HYGEOS. Cependant, les concentrations en chlorophylle fournies par HYGEOS sont supérieures à 0.2 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$ dans la partie sud de l'image. Les produits HYGEOS identifient donc cette zone de l'image comme mésotrophe à la différence des produits POLAC. Des différences significatives existent donc entre les produits HYGEOS et POLAC. Avant de comparer ces produits avec leurs équivalents SeaWiFS et MODIS section 4.5.2, il est important d'examiner si ces disparités ont pour origine un biais systématique dans les procédures d'inversion de POLAC.

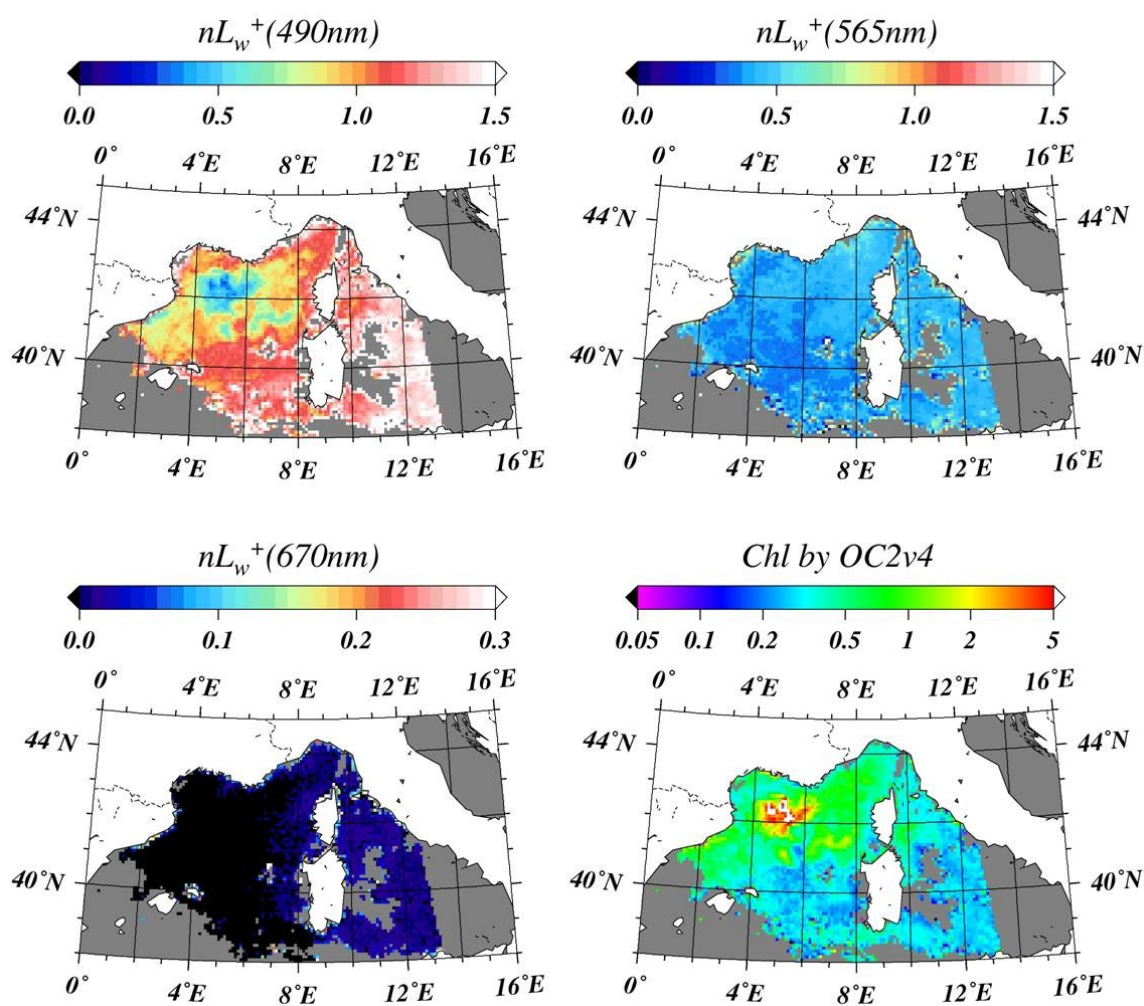


Figure 4.24. Luminances normalisées sortant de l'eau, nL_w^+ (en $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$), et concentration en chlorophylle, *Chl* (en $\text{mg}\cdot\text{m}^{-3}$), estimées par la chaîne de traitement opérationnelle PARASOL des produits couleur de l'océan distribués par la société HYGEOS.

Nous avons montré section 4.3.2 que l'algorithme POLAC sous-estime les luminances à 490 nm et dans une moindre mesure à 565 nm par rapport aux mesures BOUSSOLE. Cette sous-estimation a été quantifiée par le calcul du biais entre les luminances POLAC et BOUSSOLE. Par ailleurs, nous avons établi que l'origine des biais observés est très probablement liée à l'approximation faite dans la recombinaison du signal correspondant au mélange d'aérosols fins et grossiers ; ce problème pouvant être pallié par l'utilisation de nouvelles LUT. Afin de minimiser l'effet de ces biais systématiques, les luminances estimées par POLAC ont été corrigées par soustraction des biais pour chaque longueur d'onde, soit -0.0041, -0.0010 et 0.0018 en unité de réflectance à 490, 565 et 670 nm respectivement. Les luminances et la concentration en chlorophylle ainsi obtenues sont présentées Figure 4.25.

Dans la partie sud de l'image (latitudes inférieures à 41°N), les eaux restent alors identifiées comme oligotrophes, avec des concentrations en chlorophylle proche de 0.1 mg.m⁻³. Les concentrations dans la zone de bloom sont plus faibles avec des valeurs maximales d'environ 5 mg.m⁻³. Les valeurs de Chl sont alors comprises entre 0.05 et 5 mg.m⁻³ dans l'ensemble de l'image. Le réajustement des luminances POLAC produit donc un recalage satisfaisant des valeurs de Chl. Cependant, l'existence de biais au sein de POLAC ne permet pas d'expliquer les différences observées avec les produits HYGEOS. Ces différences seront alors discutées section 4.5.2 par comparaison avec les produits SeaWiFS et MODIS.

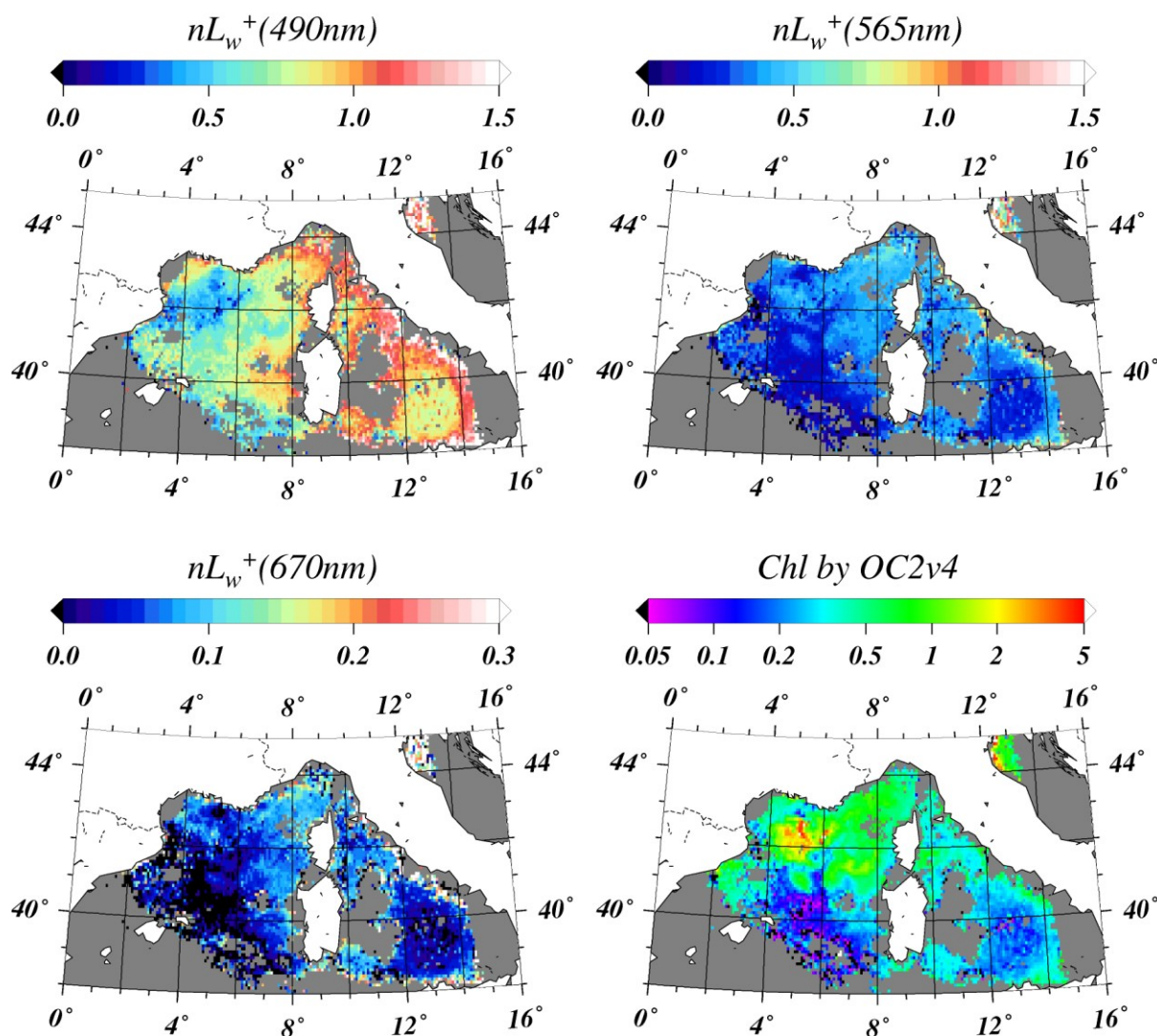


Figure 4.25. Similaire à la Figure 4.23 pour des valeurs de luminances réajustées après soustraction des biais de POLAC identifiés à partir des données BOUSSOLE (cf. §4.3.2.c).

4.4.2.b Importance de l'information polarisée

Les deux versions modifiées de POLAC, POLAC_{NOPOL} et POLAC_{NOVIS} (décrites §4.4.1.b), ont été appliquées à l'image PARASOL du 5 mai 2006. Nous avons montré précédemment que la version qui n'utilise pas l'information polarisée (POLAC_{NOPOL}) ne détecte pas la présence d'aérosols fins. Les épaisseurs optiques aux courtes longueurs d'onde sont alors significativement sous-estimées. Par conséquent, il est cohérent de voir que les luminances marines sont surévaluées quand cette version de l'algorithme est appliquée aux données PARASOL, avec des valeurs supérieures à $1.5 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ à 490 et 565 nm (couleur blanche sur l'image) et à $0.3 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ à 670 nm (Figure 4.26). De plus, les images de luminances marines présentent un aspect fortement bruité avec la présence de luminances négatives à 565 nm (couleur noire sur l'image). La procédure d'inversion échoue et la valeur de la luminance estimée n'a plus de sens physique (e.g. luminance négative). Les concentrations en chlorophylle obtenues pour les valeurs positives de luminances sont supérieures à

$1.0 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}$ et les zones de bloom et d'oligotrophie ne sont pas identifiées sur l'image. Les produits obtenus par $\text{POLAC}_{\text{NOPOL}}$ sont donc drastiquement différents de ceux estimés par l'algorithme POLAC et ne sont pas cohérent avec les structures planctoniques attendues au printemps (e.g. bloom). Les produits obtenus par POLAC étant de qualité nettement supérieure, nous pouvons conclure à l'efficacité de l'utilisation de l'information polarisée pour la télédétection de la couleur de l'océan.

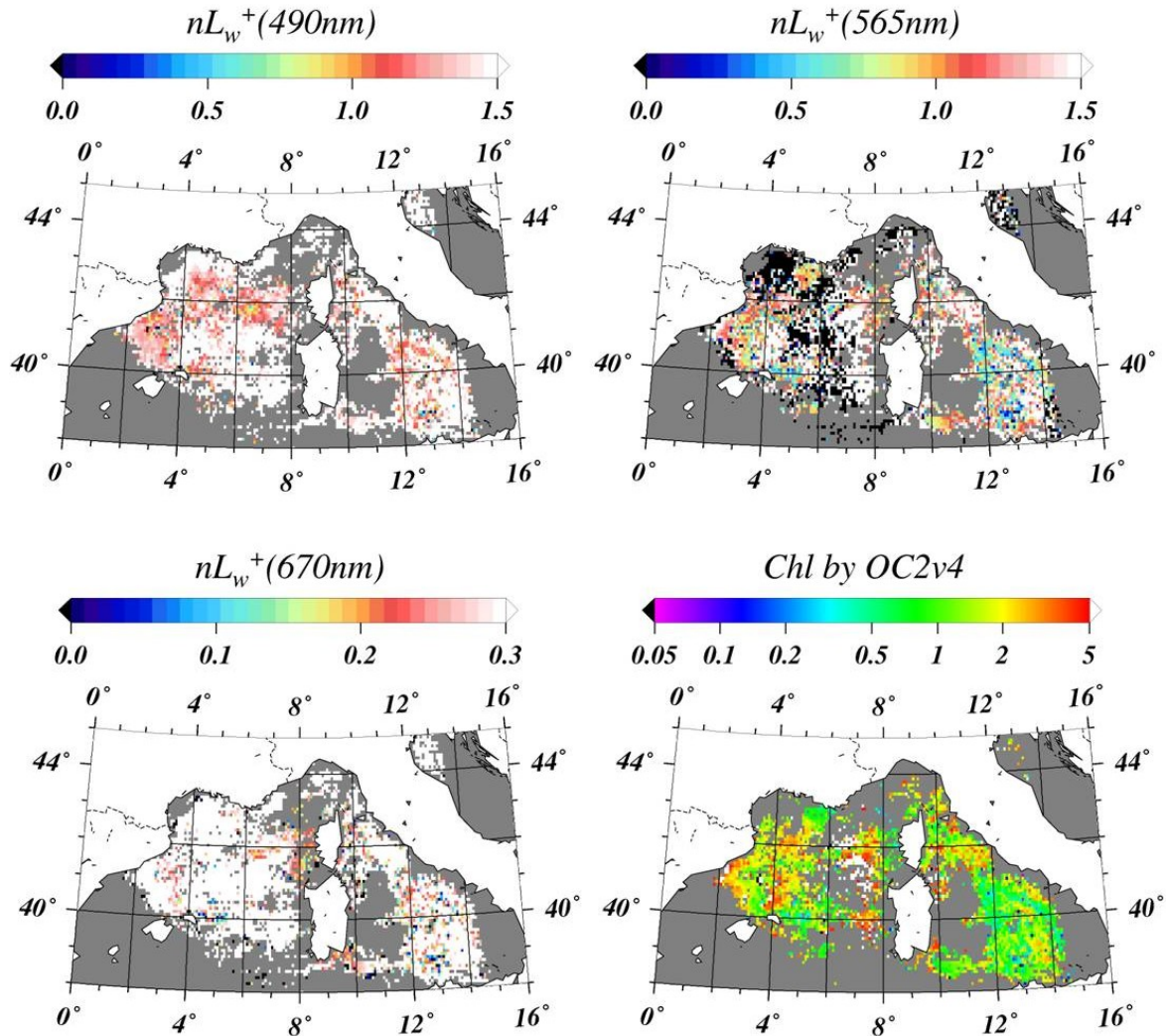


Figure 4.26. Images des paramètres marins obtenus par l'algorithme POLAC modifié qui n'utilise aucune mesure polarisée ($\text{POLAC}_{\text{NOPOL}}$).

De la même manière, la deuxième version modifiée de POLAC, $\text{POLAC}_{\text{NOVIS}}$, a été appliquée à l'image PARASOL qui nous sert d'exemple (Figure 4.27). La comparaison des produits marins obtenus par $\text{POLAC}_{\text{NOVIS}}$ avec ceux obtenus par POLAC (cf. Figure 4.23) permet donc d'identifier l'importance de l'information polarisée dans le visible, en l'occurrence à 490 nm, pour la télédétection de la couleur de l'océan. Nous avons montré que la présence d'aérosols fins est surévaluée dans la partie ouest (zone centrée sur $4^\circ\text{E}, 41^\circ\text{N}$) de l'image contaminée par le reflet du soleil (Figure 4.22). Cette estimation erronée produit une discontinuité visible en partie ouest des images de luminances marines Figure 4.27, en particulier à 670 nm. Par ailleurs, les luminances à 490 nm estimées à l'ouest

de la Corse sont majoritairement négatives ; les concentrations en chlorophylle ne peuvent alors être estimées. Cependant, les concentrations en chlorophylle calculées à partir des luminances positives identifient clairement une zone de forte activité biologique au nord et une zone oligotrophe au sud ; à la différence de la version $POLAC_{NOPOL}$ qui n'utilise aucune donnée polarisée.

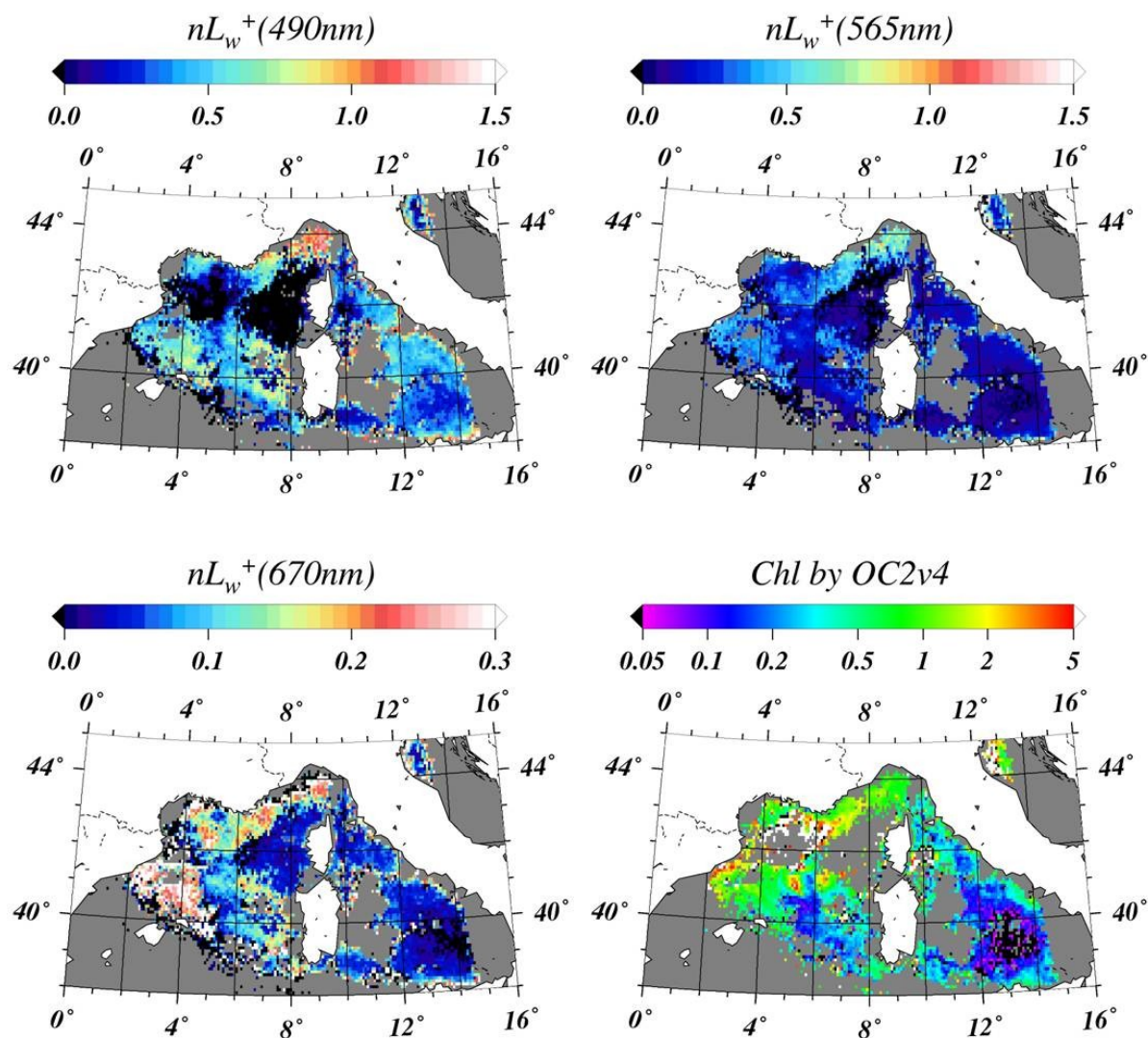


Figure 4.27. Images des paramètres marins obtenus par l'algorithme POLAC modifié qui n'utilise pas les mesures polarisées dans le visible ($POLAC_{NOVIS}$).

L'utilisation au sein de POLAC des mesures de Q et U à 670 et 865 nm en alternative aux mesures de luminances améliore donc les performances de télédétection de la couleur de l'océan. Par ailleurs, nos études théoriques (section 4.1) ont révélé que l'information géophysique contenue dans les mesures de Q et U à 490 nm est comparable à celle des mesures de Q et U à 670 et 865 nm, et que l'utilisation de Q et U à 490 nm au sein de POLAC améliore d'environ 35% la détermination du modèle d'aérosols. Les résultats obtenus ici à partir de véritables mesures permettent donc de confirmer la complémentarité des mesures de Q et U à 490 nm, d'une part, et à 670 et 865 nm, d'autre part. La mauvaise détermination du modèle d'aérosol lors de la première phase de l'algorithme est donc

responsable de la qualité médiocre des produits couleur de l'eau obtenus respectivement par POLAC_{NOPOL} et POLAC_{NOVIS} (Figure 4.26 et Figure 4.27). Cette constatation permet de mettre en lumière la forte sensibilité de la luminance marine, estimée en sortie d'algorithme, à la détermination du modèle d'aérosols par la phase atmosphérique de POLAC. Ce point correspond donc à une des limitations majeures de l'algorithme POLAC par rapport aux autres algorithmes qui utilisent le coefficient ε (cf. section 3.2.2). Ces derniers sont, en effet, sensibles à la variation spectrale de l'épaisseur optique du modèle d'aérosols, mais sont peu sensibles à la fonction de phase du modèle d'aérosol responsable de la variabilité directionnelle du signal TOA. Cependant, l'utilisation conjointe de toutes les mesures polarisées améliore la détermination des aérosols de modes fin et grossier en présence. La contribution de ce type de mesures à la télédétection de la couleur de l'océan est donc significative.

4.4.3 Incertitudes associées aux produits POLAC

L'algorithme POLAC estime les incertitudes qui entachent les valeurs de l'épaisseur optique aérosol et des luminances marines estimées. L'incertitude absolue est calculée à partir de la variabilité directionnelle des paramètres estimés (cf. §3.4.1 et §3.4.4), c'est-à-dire l'écart type des paramètres estimés indépendamment pour chacune des directions d'observation. L'incertitude relative est alors obtenue en divisant l'incertitude absolue par la valeur du paramètre considéré. Les incertitudes relatives, Δ_{rel} , calculées par POLAC à partir de l'image PARASOL du 5 mai 2006 sont exprimées en pourcentage Figure 4.28.

Dans les zones où les luminances marines estimées sont faibles, i.e. inférieures à $0.2 \text{ mW.cm}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$, l'incertitude relative $\Delta_{rel}L_w^+$ atteint 60% et dépasse 120% pour les plus faibles valeurs de L_w^+ , en particulier dans le bloom (zone centrée sur $5^\circ\text{E}, 42^\circ\text{N}$) où les luminances à 490 nm sont voisines de 0. Par ailleurs, des incertitudes inférieures à 20% sont déterminées dans les zones où la luminance est typiquement supérieure à $0.5 \text{ mW.cm}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Il convient de souligner que les maxima de $\Delta_{rel}L_w^+$ correspondent aux maxima d'incertitude absolue. En d'autres termes, plus le signal marin est faible, moins l'adéquation directionnelle entre les données et les simulations est satisfaisante (i.e. augmentation de l'incertitude). L'incertitude $\Delta_{rel}L_w^+$ est donc influencée par l'intensité du signal marin. Par exemple, dans la zone de bloom, les incertitudes estimées sont fortes à 490 nm ($>140\%$) et relativement faibles à 565 nm ($<60\%$). L'incertitude proviendrait, par conséquent, soit de l'erreur de mesure (limite de détection du capteur PARASOL), soit de l'utilisation d'approximations insuffisantes dans la modélisation du signal capté par le satellite.

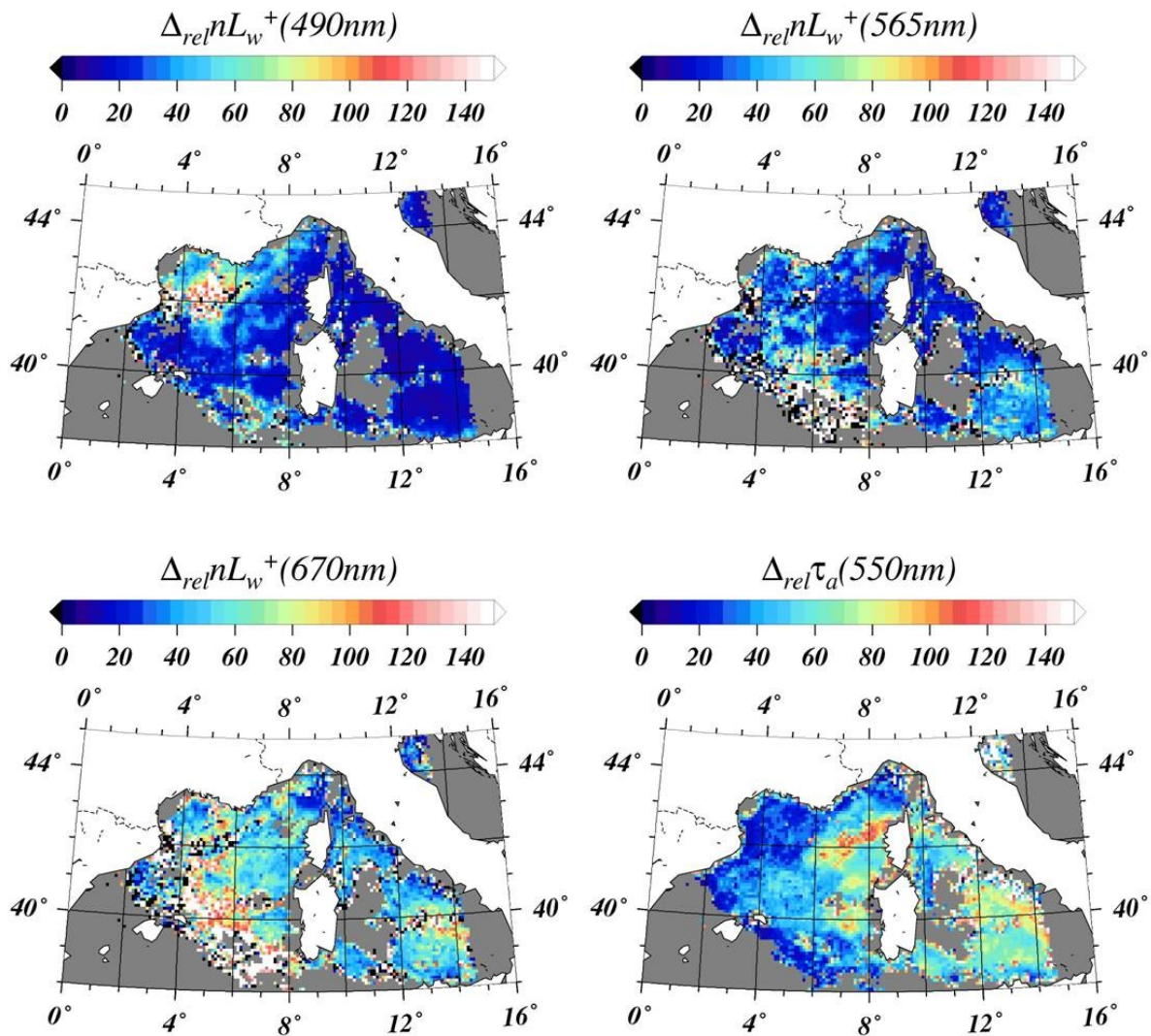


Figure 4.28. Incertitudes relatives (en %) estimés par l'algorithme POLAC pour les luminances sortant de l'eau à 490, 565 et 670 nm et pour l'épaisseur optique aérosol à 550 nm.

L'incertitude sur l'épaisseur optique aérosol, $\Delta_{rel}\tau_a$, est indicatrice de la représentativité du modèle d'aérosols sélectionné par POLAC. Les zones où $\Delta_{rel}\tau_a$ est élevée ne correspondent pas à des fortes incertitudes sur les luminances marines. Les effets directionnels des aérosols sont donc déterminés de façon satisfaisante par POLAC afin d'évaluer la luminance marine. Cependant, l'approximation de Wang et Gordon (1994c), utilisée dans la modélisation du mélange d'aérosols, conduit à des erreurs pouvant atteindre 3% de la luminance simulée au sommet de l'atmosphère. La répercussion de ces erreurs sur l'estimation de la luminance marine est d'autant plus importante que la luminance marine est faible. Comme nous l'avons mentionné section 4.3.2.c, l'approximation faite dans la modélisation du mélange d'aérosol est donc vraisemblablement responsable, du moins en partie, des erreurs résiduelles dans l'estimation des luminances marines par POLAC. L'approximation de Wang et Gordon (1994c) présente l'avantage d'être une méthode simple et rapide pour simuler le transfert radiatif atmosphérique en présence de modes fin et grossier d'aérosols. Cependant, elle n'est pas suffisante à la résolution requise par l'algorithme POLAC pour estimer les luminances marines. La

génération de nouvelles LUT pour des mélanges d'aérosols donnés est donc une perspective majeure à l'amélioration des performances de l'algorithme POLAC (cf. §4.3.2.c). On peut noter, par ailleurs, les faibles valeurs de $\Delta_{rel}\tau_a$ dans la région du bloom qui confirment l'aptitude du canal polarisé à 490 nm à estimer le modèle d'aérosols indépendamment des constituants marins en présence.

4.5 COMPARAISON ENTRE LES PRODUITS POLAC ET DES AUTRES MISSIONS SPATIALES

Dans cette section, les produits atmosphériques et couleur de l'océan estimés par les missions SeaWiFS et MODIS sont comparés avec les produits estimés par POLAC à partir des images PARASOL.

4.5.1 Produits atmosphériques

Les images SeaWiFS et MODIS de niveau 2 fournissent les valeurs de l'épaisseur optique aérosol à 865 nm, τ_a , et de l'exposant d'Angström, α_{ang} , calculé entre les longueurs d'onde 510 et 865 nm (SeaWiFS) et 531 et 865 nm (MODIS-AQUA). Pour faciliter la comparaison avec les produits POLAC, les valeurs de τ_a et α_{ang} estimées par POLAC sont rappelées Figure 4.29. Les épaisseurs optiques estimées par SeaWiFS (Figure 4.30) sont inférieures d'environ 0.03 à celles estimées par POLAC. Cependant, les turbidités atmosphériques estimées par POLAC et SeaWiFS présentent des motifs similaires, avec des zones d'atmosphère claires à l'ouest de la Corse (7°E,42°N) et au nord des Baléares (4°E,41°N). L'image SeaWiFS des α_{ang} est spatialement homogène avec des valeurs comprises entre 0.6 et 1.0, alors que l'image POLAC correspondante présente certaines zones où α_{ang} est supérieur à 1.5 et d'autres zones où α_{ang} est de l'ordre de 0.5. Sur les produits POLAC (Figure 4.29), une zone de faible α_{ang} (inférieur à 0.7) s'étend du nord de la Corse en direction sud-ouest, i.e. du point (9°E,42.5°N) vers le point (6°E,41.5°N), alors qu'aucun motif n'est observable sur l'image SeaWiFS. Pourtant, cette zone est identifiée comme un panache d'atmosphère claire par POLAC et SeaWiFS conjointement. La présence de types d'aérosols différents entre l'intérieur et l'extérieur de cette région est donc fortement probable.

Les critères de qualité des produits atmosphériques MODIS (Levy et al., 2009) ne sont pas satisfaits dans toute la région à l'ouest de la longitude 9°E (Figure 4.31), en raison de la contamination de l'image par le reflet du soleil. En conséquence, nous baserons la comparaison des produits MODIS et POLAC sur la partie de l'image où les critères de qualité sont satisfaits. L'épaisseur optique aérosol estimée par POLAC est supérieure d'environ 0.04 à celle de MODIS. Les exposants d'Angström estimés par MODIS sont compris entre 0.7 et 1.1, alors que les valeurs estimées par POLAC sont comprises entre 0.1 et 1.1.

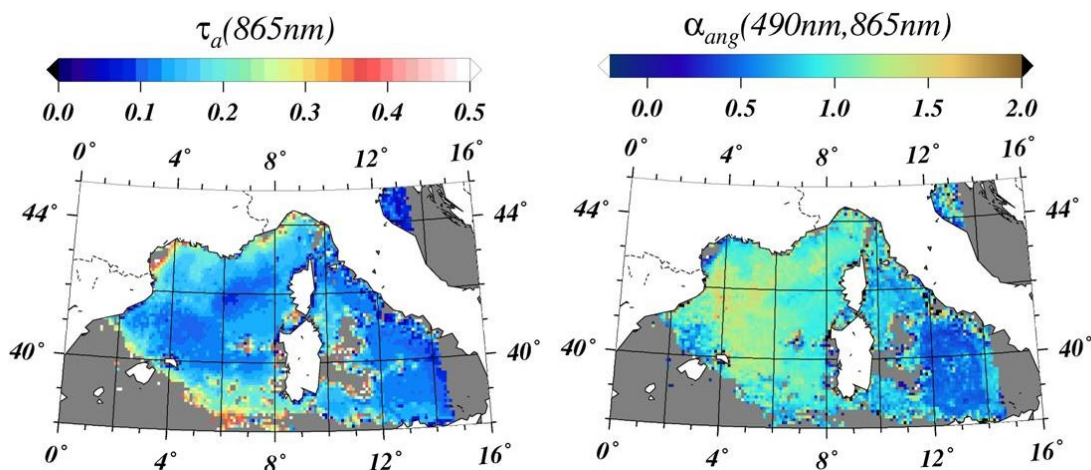


Figure 4.29. Epaisseurs optique aérosol à 865 nm et exposant d'Angström estimés par POLAC. Identique à la Figure 4.19.

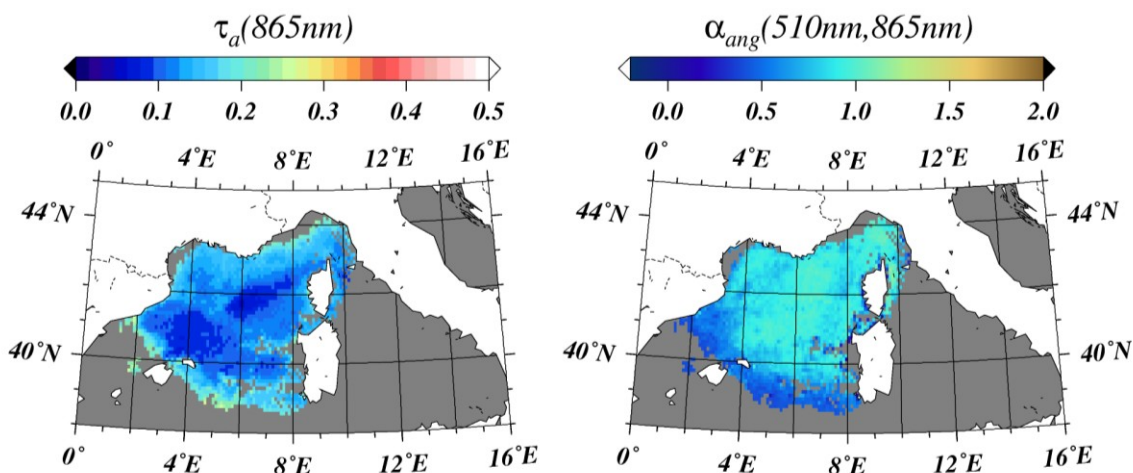


Figure 4.30. Images SeaWiFS de niveau 2 (5 mai 2006, nord-ouest méditerranéen) : τ_a , épaisseur optique aérosol à 865 nm, α_{ang} , exposant d'Angström calculé entre 510 et 865 nm.

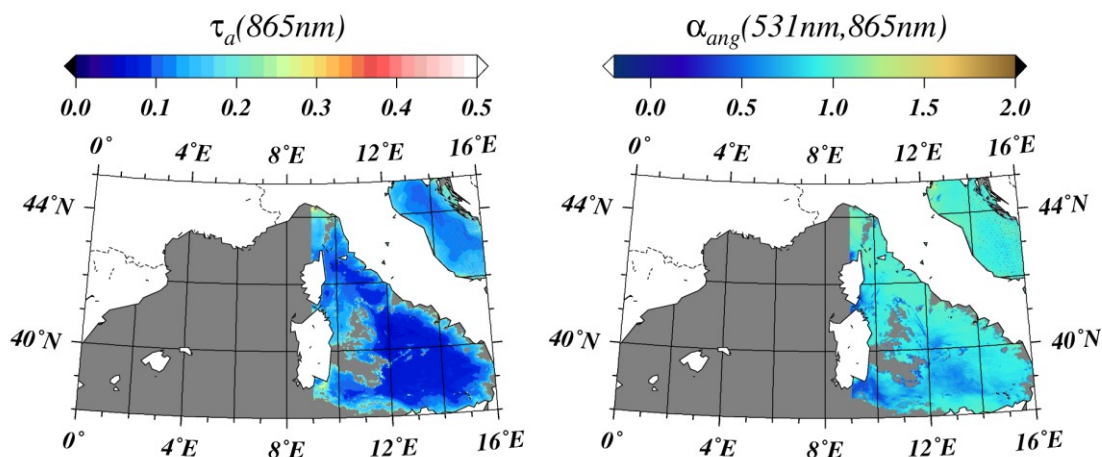


Figure 4.31. Images MODIS-AQUA de niveau 2 (5 mai 2006, nord-ouest méditerranéen) : τ_a , épaisseur optique aérosol à 865 nm, α_{ang} , exposant d'Angström calculé entre 531 et 865 nm. La partie de l'image à l'ouest de la longitude 9°E ne satisfait pas les critères de qualité de MODIS en raison de la contamination par le reflet du soleil dans cette zone ; les produits aérosol de niveau 2 ne sont pas distribués dans cette zone.

En résumé, les épaisseurs optiques aérosol estimées par l'algorithme POLAC à partir des images PARASOL sont comparables, bien que supérieures d'environ 0.04, à celles obtenues par SeaWiFS et MODIS. L'exposant d'Angström est estimé à partir des mesures de la luminance dans le proche-infrarouge par SeaWiFS et MODIS, alors que POLAC utilise l'information polarisée dans le visible et le proche-infrarouge pour sa détermination. Les exposants d'Angström estimés par ces deux méthodes sont sensiblement différents : les valeurs estimées par POLAC s'étendent sur une large gamme allant de 0.1 à 1.7, alors que les valeurs estimées par SeaWiFS et MODIS sont comprises dans une gamme plus étroite allant de 0.6 à 1.2. En comparaison, les mesures effectuées depuis le site AERONET de Toulon, situé en bord de mer (6°E, 43°N), donnent un exposant d'Angström égale à 1.7 et une épaisseur optique à 865 nm de 0.12 et sont donc cohérentes avec les valeurs estimées par POLAC. Par ailleurs, les exposants d'Angström estimés par POLAC sont plus proches des α_{ang} de SeaWiFS et MODIS que ceux estimés par l'algorithme opérationnel PARASOL/ICARE (voir §4.4.1.a, Figure 4.20). La comparaison des images SeaWiFS et MODIS de niveau 2 avec les produits atmosphériques POLAC permet donc de conclure au réalisme des estimations effectuées par POLAC à l'échelle d'une image PARASOL, et souligne l'importance de l'information polarisée dans la détermination du modèle d'aérosols.

4.5.2 Produits couleur de l'océan

Les luminances marines estimées par POLAC après réajustement sont comparées aux produits marins des images SeaWiFS et MODIS-AQUA de niveau 2 présentées Figure 4.33 et Figure 4.34, respectivement. Sur l'ensemble de l'image, les luminances marines à 490 et 565 nm sont sous-estimées par POLAC par rapport aux produits SeaWiFS et MODIS. Notons que les algorithmes de correction atmosphérique spécifiques à SeaWiFS et MODIS prennent en compte la composante du glint (Wang & Bailey, 2001), ce qui permet l'estimation de luminances marines dans la zone contaminée par le glint au sein de l'image MODIS Figure 4.34. Cependant, à ces deux longueurs d'onde, les motifs de luminances faibles et élevées identifiés par POLAC sont comparables à ceux identifiés par SeaWiFS et MODIS. Par contre, les luminances marines estimées par POLAC à 670 nm sont trop bruitées pour permettre une telle comparaison. Par ailleurs, les concentrations en chlorophylle, *Chl*, estimées à partir des luminances POLAC sont en adéquation avec celles obtenues par SeaWiFS et MODIS. L'étendue du bloom identifiée par POLAC est la même que celle identifiée par les deux autres missions spatiales. De plus, une zone oligotrophe (latitudes inférieures à 41°N) est bien identifiée par POLAC, SeaWiFS et MODIS avec *Chl* inférieures à 0.2 mg.m⁻³, à la différence des produits PARASOL/HYGEOS où la *Chl* est supérieures à 0.2 mg.m⁻³.

Cette comparaison entre les produits couleur de l'océan POLAC, SeaWiFS et MODIS permet donc de valider qualitativement l'algorithme POLAC. Cependant, les luminances POLAC utilisées dans cette comparaison ont été réajustées pour minimiser l'effet du biais systématique qui entache les estimations

de POLAC. L'utilisation de nouvelles LUT au sein de POLAC pour supprimer ce biais permettra des comparaisons d'ordre quantitatif (e.g. histogrammes, intercomparaisons au niveau des pixels, etc.) qui conduiront à valider, puis à intercalibrer les produits PARASOL obtenus par l'algorithme POLAC avec les autres missions. Les comparaisons qualitatives, effectuées au long de cette section, ont permis cependant de mettre en relief le principe novateur et la pertinence de l'exploitation des mesures multidirectionnelles et polarisées du satellite PARASOL pour estimer à la fois les paramètres atmosphériques et marins.

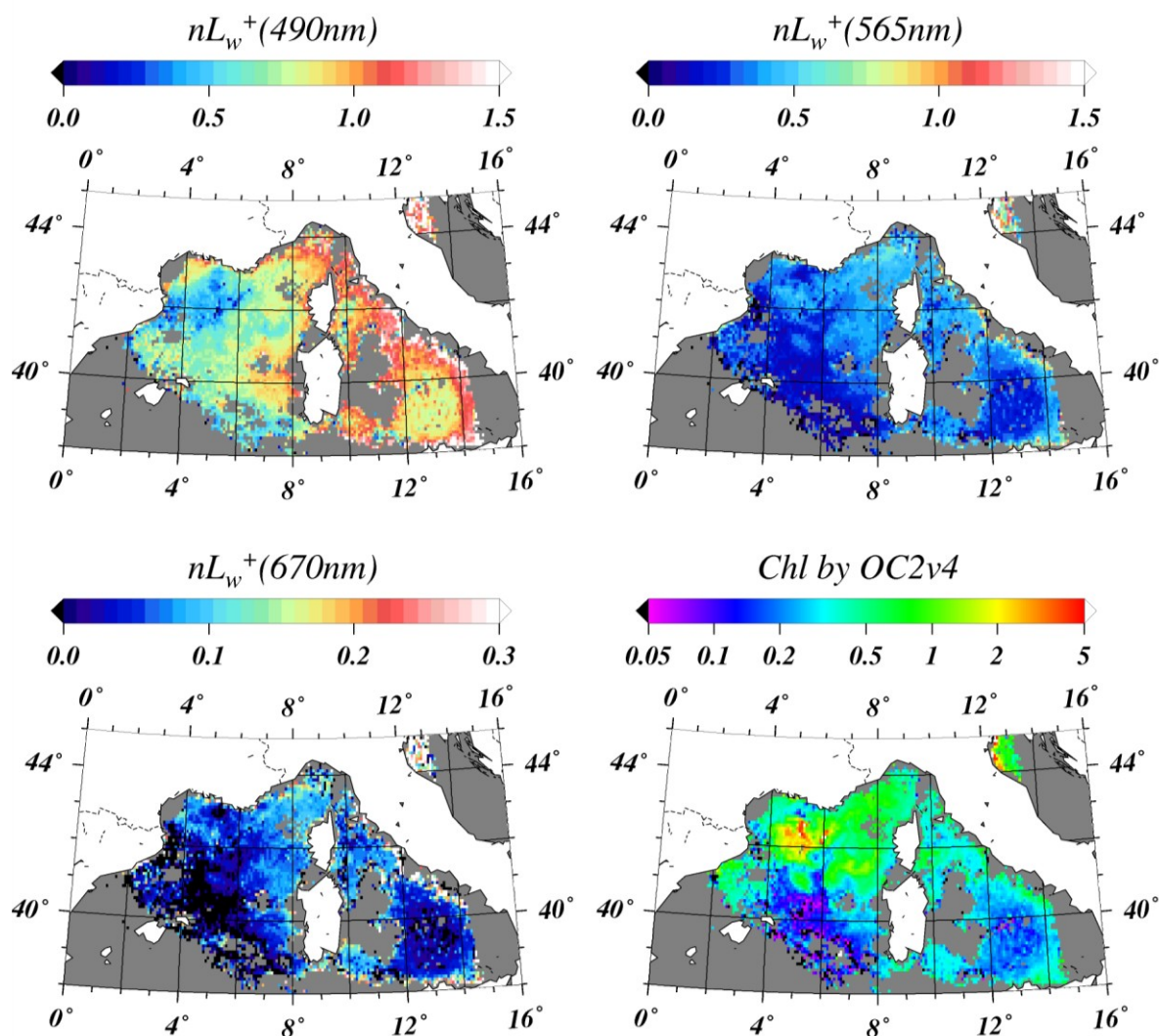


Figure 4.32. Produits marins POLAC après réajustement des luminances marines. Identique à la Figure 4.25.

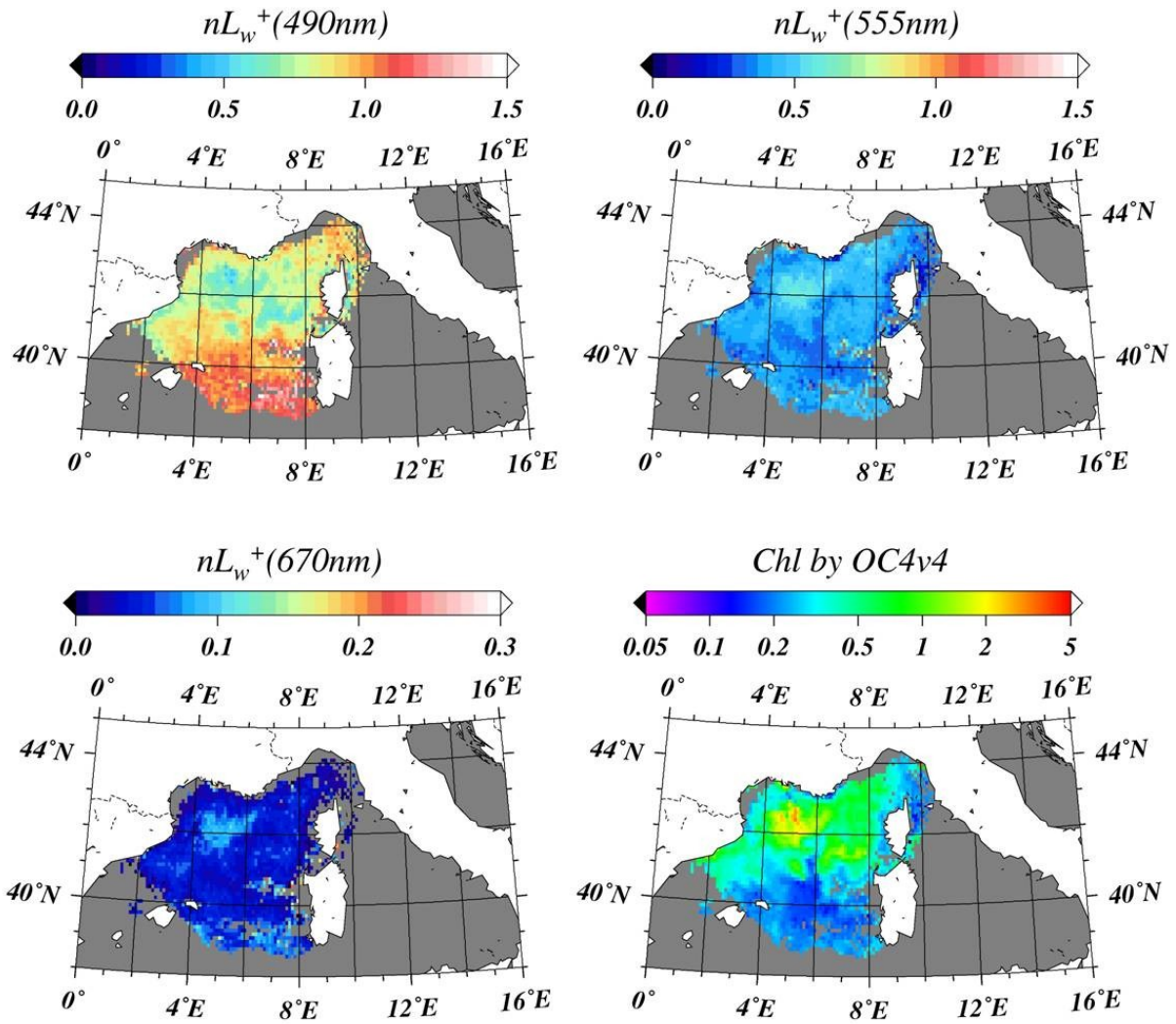


Figure 4.33. Images SeaWiFS de niveau 2 (5 mai 2006, nord-ouest méditerranéen) : nL_w^+ , luminances marines normalisées (en $mW.cm^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}$), et concentration en chlorophylle, Chl (en $mg.m^{-3}$)

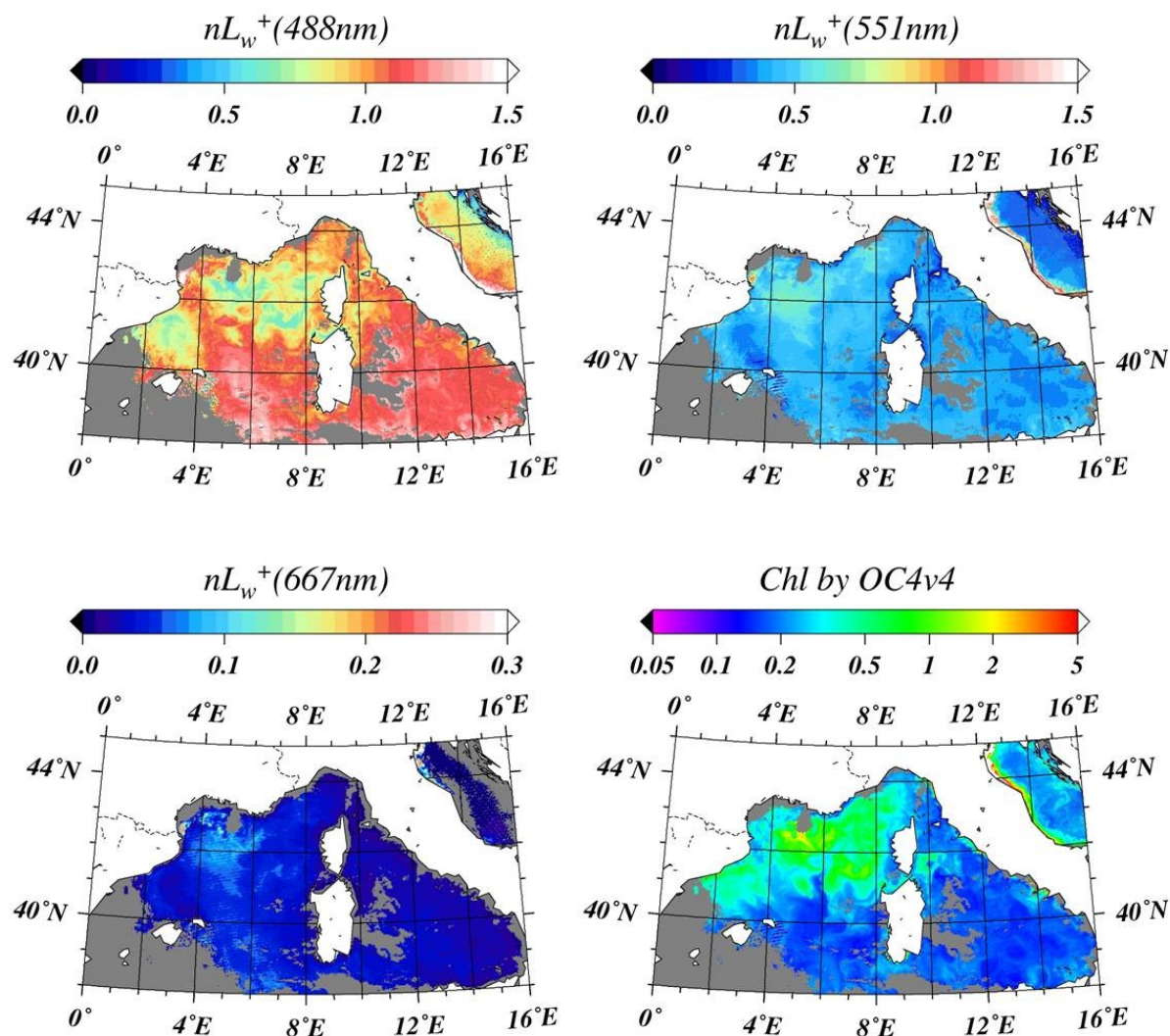


Figure 4.34. Images MODIS-AQUA de niveau 2 (5 mai 2006, nord-ouest méditerranéen) : nL_w^+ , luminances marines normalisées (en $\text{mW.cm}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$), et concentration en chlorophylle, Chl (en mg.m^{-3})

4.6 CONCLUSION DU CHAPITRE

L'algorithme POLAC procède à l'estimation des paramètres atmosphériques puis des luminances marines par adéquation entre les mesures (directionnelles et polarisées) et des simulations effectuées à partir des LUT-atmosphère et LUT-marine. Dans l'algorithme POLAC, l'information polarisée (i.e. paramètres de Stokes Q et U) est utilisée pour déterminer le modèle d'aérosols, constitué par un mélange d'aérosols de mode fin et de mode grossier. Cette détermination est primordiale pour la qualité de la correction atmosphérique. En effet, la connaissance du modèle d'aérosol permet de calculer la composante atmosphérique du rayonnement à une longueur d'onde donnée à partir de la valeur de l'épaisseur optique.

Dans ce chapitre, la pertinence et l'importance de l'information polarisée au sein des procédures d'inversion de POLAC ont été évaluées tout d'abord d'un point de vue théorique, puis à partir de

véritables images PARASOL. Dans la partie théorique de l'étude, l'utilisation de différentes combinaisons des paramètres de Stokes I, Q et U a été étudiée dans le cadre de la détermination du modèle d'aérosols. Il a alors été démontré que (i) l'utilisation des mesures polarisées (i.e. Q et U) améliore significativement la détermination du modèle d'aérosols (erreur absolue sur l'exposant d'angström divisée d'un facteur 4), (ii) l'utilisation des mesures de luminances dans le proche infrarouge (i.e. I) produit des ambiguïtés au sein de la procédure, (iii) l'information apportée par les mesures de Q et U dans le visible à 490 nm améliore de 35% la détermination de l'exposant d'Angström par rapport à celle effectuée à partir de Q et U à 670 et 865 nm. Il a été suggéré d'utiliser exclusivement les mesures de Q et U à 490, 670 et 865 nm dans la procédure de détermination du modèle d'aérosols. Ensuite, l'algorithme a été appliqué à un ensemble de données synthétiques afin d'analyser et quantifier la robustesse des procédures d'inversion au bruit rencontré typiquement dans des mesures géophysiques. Cette étude a permis de valider l'ensemble de l'algorithme POLAC d'un point de vue théorique. De plus, les incertitudes intrinsèques aux procédures POLAC d'inversion du signal capté par PARASOL ont été quantifiées. Les incertitudes suivantes ont été estimées : 0.5% sur l'épaisseur optique aérosol, 7% et 2% sur l'exposant d'Angström en condition d'atmosphère claire et modérément turbide respectivement, et 1% sur les luminances marines. Ces incertitudes traduisent la performance maximale de POLAC.

Dans la troisième partie du chapitre, l'algorithme a été appliqué à de nombreuses images PARASOL au-dessus de sites de mesures des paramètres aérosol depuis le sol (AERONET), et au-dessus du site de la bouée instrumentée BOUSSOLE. Les produits géophysiques estimés par POLAC ont été comparés aux paramètres fournis par les sites de mesures au sol et *in situ*, qui servent de référence. Les résultats de ces comparaisons ont permis d'établir la bonne qualité des paramètres atmosphériques estimés par POLAC, en comparaison des performances des missions spatiales actuelles. La comparaison des luminances marines estimées par POLAC avec celles mesurées par BOUSSOLE a révélé la présence d'un biais dans la procédure POLAC. L'origine de ce biais a été attribuée à l'approximation utilisée pour simuler le signal au sommet de l'atmosphère à partir du mélange d'aérosols de modes fin et grossier. La génération de nouvelles LUT qui tiennent compte des effets de ce mélange sur le transfert radiatif a été proposée et placée en perspective de cette thèse. Enfin, l'ensemble des produits que fournit l'algorithme POLAC a été évalué à l'échelle d'une image PARASOL. Deux versions modifiées de POLAC ont été appliquées aux images PARASOL : POLAC_{NOPOL} qui n'utilisent pas l'information polarisée et POLAC_{NOVIS} qui utilisent l'information polarisée mais pas aux courtes longueurs d'onde. Les résultats obtenus à partir de ces deux versions modifiées de POLAC ont montré que l'utilisation de l'information polarisée, en particulier dans le visible, améliore significativement l'estimation des produits atmosphériques et couleur de l'océan. Cette étude a permis, par ailleurs, de mettre en relief une des limitations de l'algorithme POLAC qui correspond à la forte sensibilité de la luminance marine estimée à la détermination du modèle

d'aérosols par la première phase de l'algorithme. Cependant, les performances satisfaisantes de l'algorithme POLAC place la détermination conjointe de la luminance sortant de l'eau et des couples de mode fin et de mode grossier d'aérosols comme la perspective majeure de l'utilisation des mesures multidirectionnelles et polarisées pour l'observation spatiale du système atmosphère-océan.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE

Aujourd'hui de nombreuses missions spatiales sont dédiées à l'observation de la couleur de l'océan, avec en particulier SeaWiFS (NASA), MODIS (NASA), MERIS (ESA), GLI (JAXA), PARASOL (CNES). Pour chacune de ces missions des algorithmes de correction atmosphérique ont été développés afin d'exploiter au mieux les capacités des capteurs embarqués (Gordon & Wang, 1994a; Gordon, 1997; Fukushima et al., 1998; Antoine & Morel, 1999). Ces algorithmes se basent sur les mesures monodirectionnelles de la luminance à deux longueurs d'onde dans le proche-infrarouge afin d'estimer le signal provenant des aérosols. Ce signal est alors extrapolé aux longueurs d'onde visibles dans le but de déterminer la luminance sortant de l'eau.

Ces algorithmes exploitent donc l'information géophysique contenue dans les mesures monodirectionnelles et multispectrales de la luminance afin d'estimer le rayonnement marin. Les propriétés directionnelles ou polarisées du rayonnement ne sont alors pas prises en compte par ces algorithmes. Or, ces caractéristiques du rayonnement sont fortement informatives sur la nature des aérosols en présence (Zubko et al., 2007), et leur exploitation est l'une des perspectives majeures pour améliorer l'observation des aérosols (Mishchenko et al., 2007b). Cependant, l'exploitation de l'information multidirectionnelle et polarisée pour la télédétection spatiale de la couleur de l'océan n'a été que très peu étudiée à ce jour (Loisel et al., 2008). Par ailleurs, des mesures spatiales de ces propriétés sont effectuées depuis 1996 par les missions POLDER 1 (1996-1997), POLDER 2 (2002-2003), et PARASOL (depuis 2005). Deux missions similaires sont prévues dans un futur proche, avec Glory (NASA) embarquant le capteur *aerosol polarimetry sensor* (APS) (Mishchenko et al., 2007a) et la seconde génération de l'instrument *Global Imager* GCOM-SGLI (JAXA) (Honda et al., 2005). Dans cette thèse, les caractéristiques du capteur de la mission PARASOL ont alors été utilisées afin de répondre à la question : « quels sont les apports des mesures directionnelles et polarisées aux corrections atmosphériques au-dessus des océans ouverts ? »

Les caractéristiques du satellite PARASOL, ainsi que le capteur embarqué POLDER, ont été décrites au chapitre 2. Ce satellite mesure les trois paramètres de Stokes I, Q et U à différentes longueurs d'onde, fournissant ainsi une mesure optique complète de l'intensité de la lumière et de son état de

polarisation linéaire. D'autre part, une même cible au sol est observée plusieurs fois (13 fois en moyenne) pendant l'avancée de PARASOL sur son orbite ; ces acquisitions successives sont effectuées à des géométries d'observation à chaque fois différentes. Grâce à ces particularités, les images PARASOL fournissent une information radiométrique à la fois directionnelle et polarisée.

L'analyse du signal géophysique reçu par le capteur PARASOL au dessus des océans ouverts a été effectuée à partir de simulations de transfert radiatif pour le système couplé atmosphère-océan. Dans ces simulations, les paramètres de Stokes I, Q et U au sommet de l'atmosphère ont été calculés pour différentes compositions en biomasse phytoplanctonique et différents types d'aérosols. L'étude de l'impact des aérosols sur les paramètres de Stokes au sommet de l'atmosphère a confirmé le besoin de procéder à des mesures satellite multidirectionnelles afin d'exploiter au mieux l'information polarisée aux courtes longueurs d'ondes du spectre visible pour l'observation des aérosols. En parallèle, le signal attribué aux aérosols contenu dans les mesures polarisées de PARASOL a été quantifié, en particulier aux courtes longueurs d'ondes du spectre visible, dans la perspective du développement d'un algorithme de correction atmosphérique exploitant la polarisation du rayonnement. Par ailleurs, l'influence de la composition de la couche marine sur la mesure PARASOL a été analysée. Au niveau du satellite, les variations de concentration en phytoplancton dans la couche marine induisent des variations de la luminance mesurable par un satellite. L'analyse de ces variations de luminance a alors montré que leur comportement est fortement directionnel au sommet de l'atmosphère (section 2.4). Cette caractéristique directionnelle présente aussi une dépendance significative aux conditions trophiques du milieu ainsi qu'à la taille des particules marines en présence. Par ailleurs, l'information sur les constituants marins contenue dans la luminance TOA aux courtes longueurs d'ondes reste théoriquement détectable y compris pour des atmosphères fortement turbides ($\tau_a(550\text{nm}) \sim 1.0$). La potentialité des observations de la taille des particules depuis l'espace a ensuite été confirmée par une étude théorique portant sur l'influence de la taille et de l'indice de réfraction des particules sur les luminances TOA. En définitive, le comportement directionnel des luminances sortant de l'eau doit impérativement être pris en compte lors de l'utilisation de mesures multidirectionnelles dans la procédure de correction atmosphérique. Une partie du travail a porté sur l'analyse du signal polarisé PARASOL mesuré à 490 nm au dessus des océans ouverts. Des calculs théoriques de transfert radiatif et de véritables mesures PARASOL ont alors été utilisés conjointement. Cette étude a montré que les variations de la luminance polarisée imputables au phytoplancton sont inférieures au seuil de détectabilité de PARASOL dans la majorité des directions d'observation d'intérêt (Harmel & Chami, 2008). Une conséquence directe est la possibilité d'extraire une information strictement atmosphérique de la luminance polarisée dans le visible. Cette caractéristique présente une forte potentialité afin d'améliorer les algorithmes de détection des aérosols et, par conséquent, les algorithmes de corrections atmosphériques pour la couleur de l'océan. Cette potentialité a été étudiée et exploitée au troisième chapitre.

La tâche de la correction atmosphérique est de déterminer, avec la précision maximale, la composante atmosphérique du rayonnement dont la principale inconnue est le rayonnement lié aux aérosols. Les algorithmes standards de correction atmosphérique se basent sur la détermination de la luminance aérosol dans le proche infrarouge, région spectrale où la luminance marine est négligeable. Ces algorithmes extrapolent ensuite la luminance aérosol aux longueurs d'onde visibles pour estimer la luminance sortant de l'eau. Cependant, ces algorithmes ont été élaborés spécifiquement pour des mesures non-polarisées de l'intensité du rayonnement (i.e. luminance) dans une seule direction de visée. Nous avons alors développé un algorithme de correction atmosphérique original, dénommé *multi-directionality and POLarization-based Atmospheric Correction* (POLAC), afin d'exploiter l'information géophysique des mesures multidirectionnelles et polarisées de PARASOL (chapitre 3). L'algorithme POLAC est constitué de deux grandes phases. La première phase est dédiée à la détermination des paramètres atmosphériques. Elle consiste à déterminer le modèle d'aérosols en présence ainsi que son abondance à partir des mesures PARASOL insensibles au contenu marin des eaux du large, c'est-à-dire la luminance dans l'infrarouge et les paramètres de Stokes Q et U dans le visible et l'infrarouge (Harmel & Chami, 2008). Cette phase se subdivise en deux étapes, l'une procède à l'estimation de l'épaisseur optique aérosol, tandis que l'autre détermine le meilleur modèle d'aérosols bimodal. Il convient de noter que les mesures polarisées dans les courtes longueurs d'onde visibles sont utilisées pour la première fois dans le cadre de la détection des aérosols depuis l'espace. La seconde phase de POLAC estime la luminance sortant de l'eau depuis les mesures de la luminance TOA dans le visible : (i) soit à partir de l'ensemble des directions d'observation, (ii) soit pour chacune d'elles prises indépendamment. Ces procédures d'inversion utilisent des simulations du transfert radiatif dans le système couplé atmosphère-océan pour différentes compositions de la couche marine en biomasse phytoplanctonique et pour les propriétés optiques des aérosols estimées lors de la première phase. Le signal au sommet de l'atmosphère est simulé pour différentes combinaisons des paramètres biogéophysiques, e.g. charge et type d'aérosols et d'hydrosols. Une méthode originale, issue d'une approche multicritère, est utilisée pour rechercher l'adéquation optimale entre mesures et simulations afin d'estimer les paramètres atmosphériques, d'une part, et les luminances marines, d'autre part. Par ailleurs, une originalité de l'algorithme POLAC est d'estimer l'incertitude des résultats des inversions du signal à partir de l'information multidirectionnelle. A partir de ce bilan d'erreur, des procédures de filtrage des mesures PARASOL ont été développées pour identifier les données contaminées par les reflets du soleil (*glint*) et les pixels partiellement contaminés par les nuages résiduels (i.e. bordures de nuages, nuages fins). Ces procédures ont pour originalité de n'utiliser que les mesures PARASOL sans apport de données annexes comme la vitesse du vent. La procédure de filtrage du *glint* présente ainsi l'avantage de n'utiliser aucune hypothèse sur l'état de la mer, et ainsi d'identifier spécifiquement les directions d'observation pour lesquelles l'influence du *glint* est négligeable.

Dans le chapitre 4, la pertinence et l'importance de l'information polarisée au sein des procédures d'inversion de POLAC ont été évaluées d'un point de vue théorique, puis à partir de véritables images PARASOL. L'utilisation de différentes combinaisons des paramètres de Stokes I, Q et U a été étudiée dans le cadre de la détermination du modèle d'aérosols. Il a alors été démontré que (i) l'utilisation des mesures polarisées (i.e. Q et U) améliore significativement la détermination du modèle d'aérosols (erreur absolue sur l'exposant d'Angström divisée d'un facteur 4), (ii) l'utilisation des mesures de luminances dans le proche infrarouge (i.e. paramètre de Stokes I) produit des ambiguïtés au sein de la procédure, (iii) l'information apportée par les mesures de Q et U dans le visible à 490 nm améliore de 35% la détermination de l'exposant d'Angström effectuée à partir de Q et U à 670 et 865 nm. L'utilisation exclusive des mesures de Q et U à 490, 670 et 865 nm dans la procédure de détermination du modèle d'aérosols a alors été privilégiée pour implémenter la version finale de POLAC. L'algorithme POLAC a été appliqué à un ensemble de données synthétiques, afin d'analyser et quantifier la robustesse des procédures d'inversion au bruit rencontré typiquement dans des mesures géophysiques. Cette étude a permis de valider l'ensemble de l'algorithme POLAC d'un point de vue théorique. Les incertitudes intrinsèques aux procédures POLAC d'inversion du signal capté par PARASOL ont été quantifiées. Les valeurs suivantes ont été obtenues : 0.5% sur l'épaisseur optique aérosol, 7% et 2% sur l'exposant d'Angström en condition d'atmosphère claire et modérément turbide respectivement, et 1% sur les luminances marines. Notons que ces valeurs correspondent aux performances maximales de POLAC.

L'algorithme POLAC a été appliqué à de nombreuses images PARASOL au-dessus de sites de mesures des paramètres aérosol depuis le sol (AERONET), et au-dessus du site de la bouée radiométrique BOUSSOLE. Les paramètres géophysiques estimés par POLAC ont alors été comparés aux paramètres fournis par les sites de mesures au sol et *in situ*. Les différences moyennes entre les épaisseurs optiques estimées par POLAC et mesurées par AERONET sont d'environ 0.05 et 0.03 à 490 et 865 nm, respectivement. Ces différences sont du même ordre de grandeur que celles obtenues à partir des missions spatiales actuelles. La comparaison des luminances marines estimées par POLAC avec celles mesurées par BOUSSOLE a révélé la présence d'un biais dans la procédure POLAC. L'origine de ce biais a été discutée et attribuée à l'approximation utilisée pour simuler le signal au sommet de l'atmosphère à partir du mélange d'aérosols de modes fin et grossier. La génération de nouvelles LUT qui tiennent compte des effets de ce mélange sur le transfert radiatif a été proposée et placée en perspective de cette thèse. Deux versions modifiées de POLAC ont été appliquées aux images PARASOL : POLAC_{NOPOL} qui n'utilisent pas l'information polarisée et POLAC_{NOVIS} qui utilisent l'information polarisée à 670 et 865 nm, mais pas à 490 nm. L'utilisation de ces deux versions modifiées de POLAC a montré que l'information polarisée, en particulier dans le visible, améliore significativement l'estimation des produits atmosphériques et couleur de l'océan. En effet, l'utilisation de mesures polarisées permet de mieux détecter les aérosols fins, l'épaisseur optique

aérosol aux courtes longueurs d'onde est alors réévaluée améliorant de fait l'estimation des luminances sortant de l'eau. Par ailleurs, cette étude a permis de mettre en relief la forte sensibilité de la luminance marine estimée à la détermination du modèle d'aérosols par la première phase de l'algorithme. Ce point est l'une des limitations de l'algorithme POLAC. Cependant, les performances satisfaisantes de l'algorithme POLAC ont permis de démontrer la faisabilité de la détermination conjointe des luminances sortant de l'eau et des couples de mode fin et de mode grossier d'aérosols par l'utilisation de mesures multidirectionnelles et polarisées de PARASOL. De plus, l'utilisation de l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde visible a été identifiée comme un apport significatif aux performances de cette détermination.

PERSPECTIVES

i. Possibilités d'amélioration de l'algorithme POLAC

L'algorithme POLAC développé pendant cette thèse a permis d'identifier l'importance de l'utilisation des mesures multidirectionnelles et polarisées de type PARASOL dans le contexte de la télédétection spatiale. Cependant, cet algorithme est encore au stade de prototype et certaines améliorations sont envisagées afin de rendre l'algorithme opérationnel à court terme. La comparaison des luminances marines estimées par POLAC et mesurées par la bouée BOUSSOLE a mis en lumière l'existence d'un biais dans la procédure d'estimation de POLAC. L'origine de ce biais a été discutée et l'utilisation au sein de POLAC de l'approximation de (Wang & Gordon, 1994c) a été remise en cause (cf. 4.3.2.c). Cette approximation permet d'obtenir le signal TOA pour un mélange de modes fin et grossier de manière simple. Son utilisation a permis de limiter le nombre de LUT utilisées, dont la construction présente un temps de calcul important. Cependant, de nouvelles LUT doivent être construites dans le futur afin de réduire la portée de cette approximation. Pour répondre à cet objectif, le calcul des éléments de la matrice de diffusion correspondant aux mélanges de chacun des modes d'aérosols devra être effectué pour environ 3 valeurs du coefficient de mélange (i.e. 0.25, 0.5 et 0.75). Le nombre de modes fins et grossiers utilisés par POLAC étant de 12 et 4 respectivement, l'ensemble des nouvelles LUT à générer est constitué de $3 \times 12 \times 4 = 144$ nouvelles configurations des paramètres atmosphériques. Le nombre de LUT sera certes plus important, mais cela ne pose pas de problème d'un point de vue opérationnel puisque les LUT obtenues ne sont calculées qu'une seule fois. D'autre part, les performances de l'algorithme POLAC dépendent de la représentativité des modèles d'aérosols utilisés. De récents travaux ont montré que les aérosols de mode grossier sont représentés par un mélange de particules sphériques et nonsphériques dans la plupart des régions autour du globe (Herman et al., 2005). L'utilisation de LUT générées pour de tels modèles d'aérosols est donc l'une des perspectives à court terme pour l'amélioration des performances de POLAC. A plus long terme, il est aussi souhaité d'utiliser des modèles d'aérosols obtenus à partir des mesures des propriétés optiques des aérosols par

le réseau AERONET. Des modèles ont ainsi été obtenus afin de les inclure dans les algorithmes de correction atmosphérique standards basés sur les luminances dans le proche-infrarouge (Zagolski et al., 2007). Dans le cadre de l'algorithme POLAC, un travail similaire reste à faire afin d'obtenir des modèles d'aérosols représentatifs à partir des mesures des éléments de la matrice de diffusion effectuées par le réseau AERONET (Li et al., 2006).

La première étape de l'algorithme POLAC est de corriger le signal au sommet de l'atmosphère des effets de l'absorption de l'ozone, de la vapeur d'eau et des autres gaz atmosphériques (cf. §3.3.3). Actuellement, les valeurs de l'absorption gazeuse utilisées proviennent de modèles saisonniers de profils atmosphériques standards. Or, nous avons vu que la variation de l'absorption gazeuse au long de l'année modifie significativement le signal capté par le satellite ; en particulier à 565 nm où le signal est modifié de 2% entre l'hiver et l'été (cf. Figure 3.5 et Figure 3.6). Une amélioration pourra être apportée en incluant des données auxiliaires de quantité d'ozone et de vapeur d'eau, cette dernière étant d'ailleurs mesurable par PARASOL (Vesperini et al., 1999). Par ailleurs, la présence d'écume à la surface de l'eau n'est pas prise en compte dans la version actuelle de POLAC. Les valeurs spectrales de la réflectance de l'écume issues des travaux de (Gordon & Wang, 1994b; Frouin et al., 1996; Moore et al., 2000) pourront être utilisées afin de corriger la luminance TOA. Cependant, des travaux restent à faire pour quantifier l'impact de l'écume sur les mesures des paramètres Q et U.

ii. Application aux autres missions spatiales

L'algorithme POLAC a été développé spécifiquement pour les caractéristiques de la mission PARASOL. Cependant, son principe peut s'appliquer aux autres missions spatiales effectuant des mesures multidirectionnelles et polarisées. Les missions POLDER 1 et 2 ont des caractéristiques similaires à celles de PARASOL, à l'exception des mesures polarisées aux courtes longueurs d'onde (i.e. 443 nm) qui sont rendues inutilisables en raison d'un bruit parasite élevé. La version actuelle de l'algorithme POLAC est directement adaptable aux images POLDER 1 et 2 à condition de ne pas utiliser l'information polarisée aux courtes longueurs d'onde. Les performances de POLAC seront alors réduites par rapport à la version appliquée aux images PARASOL. L'application de POLAC à la mission MISR (Diner et al., 1998) est plus délicate. En effet, les mesures de MISR sont multidirectionnelles mais non-polarisées. De plus, la résolution radiométrique est de l'ordre de 2% en réflectance (Chrien et al., 2002) ce qui est insuffisant pour les applications en couleur de l'océan. Malgré la bonne résolution spatiale de MISR, qui est de 250 m environ, les caractéristiques de cette mission ne permettent donc pas une application de POLAC satisfaisante.

Deux missions effectuant des mesures multidirectionnelles et polarisées sont prévues dans un futur proche, avec Glory (NASA) embarquant le capteur *Aerosol Polarimetry Sensor* (APS) (Mishchenko et al., 2007a) et la seconde génération du l'instrument Global Imager GCOM-SGLI (JAXA) (Honda et

al., 2005). Le lancement de Glory est prévu pour octobre 2010. A son bord, l'instrument APS mesurera les paramètres de Stokes I, Q et U pour 9 bandes spectrales (i.e. 410, 443, 555, 670, 865, 910, 1370, 1610, et 2250 nm) et pour 255 angles de visée différents. Une résolution radiométrique supérieure à celle de PARASOL est prévue, avec une résolution spatiale d'environ 6 km. Le principe de l'algorithme POLAC est donc directement applicable à la mission Glory. De plus, les bandes polarisées aux courtes longueurs d'onde sont au nombre de trois pour Glory (i.e. 410, 443, 555 nm) contre une seule à 490 nm pour PARASOL. L'exploitation de ces mesures polarisées supplémentaires par POLAC pour déterminer le modèle d'aérosols offre alors des perspectives fortes aussi bien pour la détection des aérosols que pour l'observation de la couleur de l'océan.

La mission japonaise GCOM-SGLI est annoncée pour 2013. Cette mission fournira des mesures de la luminance dans le visible et le proche-infrarouge. Des mesures supplémentaires des paramètres de Stokes I (i.e. luminance), Q et U seront effectuées à 674 et 869 nm. Pour ces deux bandes spectrales, les mesures de luminance seront alors effectuées pour deux géométries d'observation différentes seulement (Tanaka et al., 2009). Il a été montré dans cette thèse que, lorsque le nombre de directions d'observation est faible, l'utilisation des mesures polarisées aux courtes longueurs d'onde continue d'améliorer significativement les performances de détection des aérosols et de la couleur de l'océan. La configuration initiale de SGLI ne permet certes pas d'effectuer des mesures véritablement multidirectionnelles. Cependant, ce travail de thèse suggère fortement la recommandation de munir l'instrument SGLI de mesures polarisées aux courtes longueurs d'onde. En effet, l'utilisation de ces mesures améliorera les performances de télédétection pour l'observation du système atmosphère-océan, et ainsi le suivi du changement global qui est l'objectif principal de la mission GCOM.

iii. Perspectives à long terme

L'algorithme POLAC étant le premier à exploiter les mesures multidirectionnelles et polarisées dans le cadre de la couleur de l'océan, il pourra servir de base aux applications de ces mesures pour la télédétection des eaux dites du cas 2 (e.g. eaux côtières, bloom de coccolithophoridés). La version actuelle de l'algorithme POLAC estime la luminance marine au nadir à partir de mesures multidirectionnelles PARASOL. Nous avons démontré au chapitre 2 que la classe de taille du phytoplancton a un impact directionnel sur la luminance au sommet de l'atmosphère. Une future version de POLAC est envisagée pour déterminer les luminances marines directionnelles, et ainsi évaluer les groupes fonctionnels de phytoplancton. Cette application de POLAC semble prometteuse dans le cadre de la mission Glory, en raison du grand nombre de directions de visée disponibles. La validation de ces produits pourra être effectuée à partir de mesures de la réflectance bidirectionnelle faites en mer, notamment à l'aide d'une nouvelle instrumentation de type « caméra à luminance » développée actuellement au laboratoire d'océanographie de Villefranche, par exemple. Cette caméra permet la mesure de la distribution angulaire du champ radiatif sous-marin et sortant de l'eau.

La détection des aérosols fortement absorbants par POLAC n'a pas été évaluée à ce jour. Un travail doit donc être fait dans ce sens. Pour cela, il conviendra d'utiliser des modèles d'aérosols absorbants pour générer des LUT. L'application de l'algorithme aux images PARASOL et Glory permettra alors d'évaluer l'importance des mesures multidirectionnelles et polarisées pour la détection de ce type d'aérosols.

L'algorithme POLAC identifie les modes d'aérosols fin et grossier en présence, ainsi que leur quantité respective. L'analyse approfondie de l'ensemble des images PARASOL traitées par POLAC fournira donc un jeu de données fiable afin de caractériser le rôle joué par les aérosols dans le bilan radiatif de la Terre. D'autre part, l'estimation conjointe des aérosols et de la biomasse phytoplanctonique à partir de POLAC permettra d'étudier l'impact de la déposition de différents types d'aérosols sur l'écosystème marin. L'objectif principal de cette thèse a été le développement de nouveaux outils d'exploitation des mesures d'observation de la planète Terre. Les perspectives de ce travail se résument alors à offrir à la communauté scientifique un jeu de données fiable afin d'améliorer encore la compréhension des mécanismes qui articulent l'avenir de notre planète.

ANNEXES

A. INDICATEURS STATISTIQUES

Différents indicateurs statistiques ont été utilisés dans ce manuscrit afin de comparer les paramètres estimés par l'algorithme POLAC à d'autres jeux de données. Les définitions de ces indicateurs sont explicitées dans cette annexe. Supposons deux groupes de N données $X=(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_N)$ et $Y=(y_1, y_2, \dots, y_i, \dots, y_N)$ et cherchons alors à identifier les relations qui unissent ces deux groupes.

Le coefficient de corrélation, r , entre X et Y revient à caractériser la liaison qui existe entre les groupes de variables à l'aide d'une droite. Il est exprimé par la relation :

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \quad (\text{A.1})$$

Si r vaut 0, les deux groupes de données ne sont pas corrélés. Les deux groupes sont d'autant mieux corrélés que r est loin de 0, c'est-à-dire proche de -1 ou 1. En pratique sa valeur absolue est rarement égale à 1, mais on estime généralement qu'une forte corrélation existe dès que ce coefficient a une valeur absolue supérieure à 0.86 (Draper & Smith, 1981).

Considérons maintenant que Y est l'ensemble de données dont nous cherchons à connaître l'exactitude par rapport aux données de référence X . Par exemple, Y peut correspondre aux valeurs de l'épaisseur optique aérosol estimées par POLAC et X aux valeurs de l'épaisseur optique aérosol mesurées depuis un site AERONET. La différence absolue, noté AD , permet d'évaluer l'incertitude sur Y , elle s'exprime simplement par :

$$AD = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x_i - y_i| \quad (\text{A.2})$$

L'incertitude relative sur Y , notée APD pour *mean absolute percentage difference*, est donnée par :

$$APD = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|x_i - y_i|}{x_i} \quad (\text{A.3})$$

Enfin le biais de Y par rapport X s'écrit :

$$biais = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i - x_i \quad (\text{A.4})$$

B. REFLET SPECULAIRE DU SOLEIL (*GLINT*) AU SOMMET DE L'ATMOSPHERE

La composante spéculaire directe de réflectance au sommet de l'atmosphère correspond à la fraction du rayonnement direct réfléchi à la surface de façon spéculaire suivant l'angle de réflexion ω défini par rapport à la normale à la surface. Cette composante du rayonnement est fonction de l'état de surface de l'eau et peut être définie à partir de la distribution des pentes des vagues. Cette dernière a été caractérisée par rapport à la vitesse du vent par (Cox & Munk, 1954a, 1954b, 1956). La réflectance spéculaire au sommet de l'atmosphère peut alors s'écrire :

$$\rho_{glint} = T_{\downarrow} T_{\uparrow} \left[\frac{\pi R(\omega) p(\theta_n, \nu) \cos \omega}{4 \cos \theta_s \cos^3 \theta_n} \right] \quad (\text{B.1})$$

où T_{\downarrow} et T_{\uparrow} sont les coefficients de transmission directe du soleil à la surface et de la surface au sommet de l'atmosphère respectivement. $R(\omega)$ est le coefficient de Fresnel relatif à l'angle de réflexion ω défini en fonction de l'angle solaire, θ_s , l'angle de visée, θ_v , et l'azimut relatif, ϕ , par la relation :

$$\cos 2\omega = \cos \theta_s \cos \theta_v + \sin \theta_s \sin \theta_v \cos \phi \quad (\text{B.2})$$

$p(\theta_n, \nu)$ correspond à la probabilité d'avoir une réflexion spéculaire dans la direction de visée :

$$p(\theta_n, \nu) = \frac{1}{\pi \sigma^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta_n}{\sigma^2}\right) \quad (\text{B.3})$$

où θ_n représente l'angle entre la normale à la surface de la vague et la verticale, la variance de la pente des vagues σ^2 est paramétrée par la vitesse du vent ν (en m.s^{-1}) :

$$\sigma^2 = 0.003 + 0.00512\nu \quad (\text{B.4})$$

La réflectance spéculaire au sommet de l'atmosphère est fortement variable selon la géométrie d'observation (Figure B.1). Ce comportement directionnel est exploité par l'algorithme POLAC afin de procéder au filtrage des données PARASOL contaminées par la présence du *glint* ou de nuage résiduels.

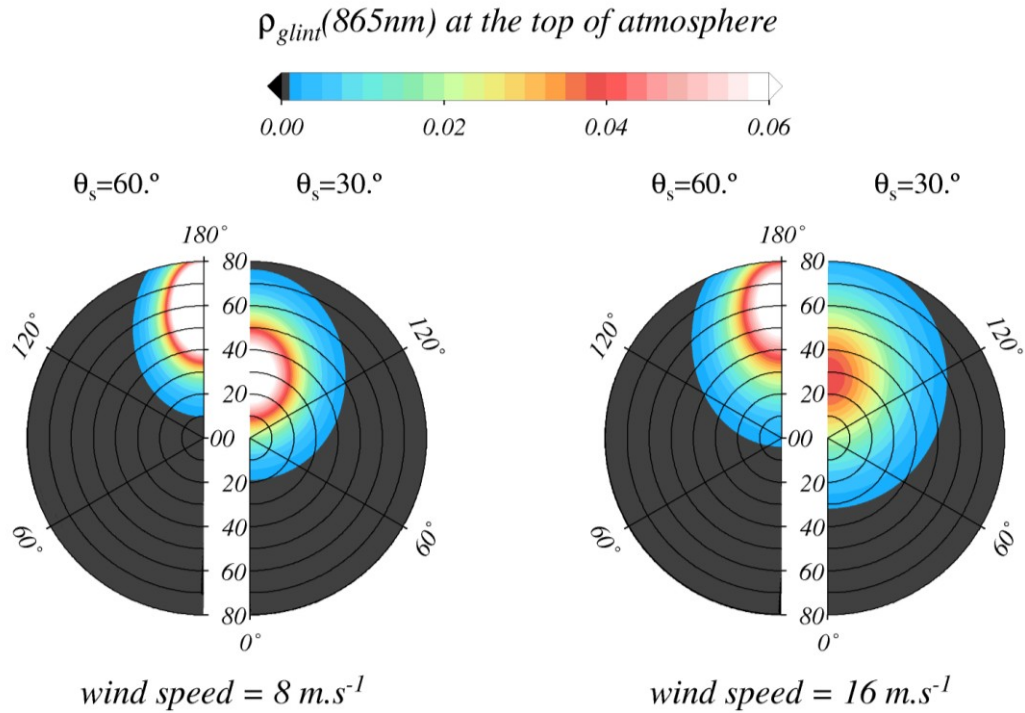


Figure B.1. Réflectance spéculaire au sommet de l'atmosphère à 865 nm pour les vitesses du vent 8 et 16 m.s⁻¹. Dans cette simulation l'épaisseur optique aérosol est égale à 0.2. Les valeurs sont données pour les angles solaires θ_s 60° et 30°, les angles de visée compris entre 0° et 80°, et les différences d'azimut entre plan solaire et plan satellite comprises entre 0° (soleil et satellite du même côté) et 180° (soleil et satellite en opposition). Une échelle de couleur grisée est utilisée lorsque la réflectance spéculaire est inférieure à l'incertitude de mesure de PARASOL (i.e. 0.0004)

C. NOTATIONS

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
a	Coefficient total d'absorption	m^{-1}
AD	Différence absolue	
APD	Différence relative absolue	
A_s	Albédo sphérique	
b	Coefficient total de diffusion	m^{-1}
C_{ext}	Section efficace d'extinction	m^2
Chl	Concentration en pigments chlorophylliens (chlorophylle)	$mg \cdot m^{-3}$
E	Champ électrique	Norme en $V \cdot m^{-1}$
$E_d(0^-)$	Éclairement solaire descendant juste en dessous de la surface océanique	$W \cdot m^{-2}$
$E_d(0^+)$	Éclairement solaire descendant juste au-dessus de la surface océanique	$W \cdot m^{-2}$
F	Matrice de diffusion	
I	Premier paramètre de Stokes	
J	Fonction de coût monodirectionnelle	
J^*	Fonction de coût multidirectionnelle	
K	Matrice d'extinction	
L	Luminance énergétique	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$
L_{atm}	Luminance TOA normalisée intrinsèque de l'atmosphère	
L^{corr}	Luminance TOA normalisée corrigée de l'absorption gazeuse	
L_{glint}	Luminance TOA normalisée provenant de la réflexion spéculaire du soleil sur la surface océanique	
L_{ray}	Luminance TOA normalisée intrinsèque de l'atmosphère purement moléculaire et non-absorbante	
L_{TOA}	Luminance TOA normalisée	
$L_u(0)$	Luminance ascendante juste sous la surface océanique	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$
M	Emittance	$W \cdot m^{-2}$
m	Masse d'air	
n	Indice de réfraction	
$n(r)$	Distribution de taille en nombre de particules	
n_0	Densité en nombre de particules	m^{-3}
$NeqI$	Bruit en équivalent de luminance	
$_nL$	Luminance normalisée	
nL_w	Luminance sortant de l'eau normalisée (luminance telle qu'elle serait observée au nadir, sans atmosphère, et quand le Soleil est au zénith et à sa distance moyenne de la Terre)	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$
P	Taux de polarisation	
P_h	Matrice de phase	
Q	Deuxième paramètre de Stokes	
R	Facteur de réflectance	
r	Coefficient de corrélation	
$R_{fresnel}$	Coefficient de Fresnel	
R_{rs}	Réflectance de télédétection	sr^{-1}
S	Vecteur des paramètres de Stokes	
T	Transmission	
t	Transmittance diffuse	
U	Troisième paramètre de Stokes	
V	Quatrième paramètre de Stokes	

α_{ang}	Exposant d'Angström	
$\beta(\Theta)$	Coefficient angulaire de diffusion	$m^{-1} \cdot sr^{-1}$
β_{ang}	Coefficient d'Angström	
ε	Coefficient de Gordon et Wang (hypothèse de diffusion simple)	
$\varepsilon^{(M)}$	Coefficient de Gordon et Wang (hypothèse de diffusion multiple)	
Θ	Angle de diffusion	
θ_s	Angle zénithale solaire	
θ_v	Angle zénithale de visée	
λ	Longueur d'onde	m
ρ	Réflectance bidirectionnelle	
ρ_A	Composante aérosol de la réflectance TOA	
ρ_g	Composante <i>glint</i> de la réflectance TOA	
ρ_{glint}	Réflectance TOA normalisée provenant de la réflexion spéculaire du soleil sur la surface océanique	
ρ_r	Composante Rayleigh de la réflectance TOA	
ρ_w	Réflectance de l'eau juste au-dessus de la surface océanique	
ρ_w^-	Réflectance de l'eau juste en dessous de la surface océanique	
σ_{ext}	Coefficient d'extinction	m^{-1}
τ	Épaisseur optique	
τ_a	Épaisseur optique aérosol	
τ_a^c	Épaisseur optique aérosol du mode grossier	
τ_a^f	Épaisseur optique aérosol du mode fin	
φ	Azimut relatif	
Φ_0	Éclairement solaire incident, hors de l'atmosphère	W
ν	Exposant de la distribution de taille de Junge	

D. GLOSSAIRE

6SV	Version vectorielle de code de transfert radiatif : <i>second simulation of a satellite signal in the solar spectrum</i>
AATSR	<i>Advanced along-track scanning radiometer</i> (http://www.leos.le.ac.uk/aatsr/)
ACRI	Groupe ACRI, observation de la terre et sciences de l'environnement (Sophia-Antipolis, France) (http://www.acri.fr/)
AD	<i>Absolute difference</i>
AERONET	<i>Aerosol robotic network</i> (http://aeronet.gsfc.nasa.gov/)
AOT	<i>Aerosol optical thickness</i>
APD	<i>Mean absolute percentage difference</i>
APS	<i>Aerosol polarimetry sensor</i>
AURA	Satellite d'étude de l'ozone, la qualité de l'air et le climat (http://aura.gsfc.nasa.gov/)
AVHRR	<i>Advanced very high resolution radiometer</i> (http://edc.usgs.gov/products/satellite/avhrr.html)
BOUSSOLE	Bouée pour l'acquisition d'une série optique à long terme
CALIPSO	<i>Cloud aerosol lidar and infrared pathfinder satellite observations</i> (http://smc.cnes.fr/calipso/fr/)
CCD	<i>Charge-coupled device</i>
CDOM	<i>Coloured dissolved organic matter</i>
CLOUSAT	Satellite d'observation terrestre de la NASA qui utilise un radar météorologique
CNES	Centre national d'études spatiales (France)
CNRS	Centre national de la recherche scientifique (France)
CZCS	<i>Coastal zone color scanner</i> (http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/czcs/)
ECMWF	<i>European centre for medium range weather forecast</i> (http://www.ecmwf.int/)
ESA	<i>European space agency</i> (http://www.esa.int/)
ETR	Equation de transfert radiatif
FORTTRAN	<i>Formula translator</i>
GCOM	<i>Global change observation mission</i> (www.jaxa.jp/projects/sat/gcom/index_e.html)
GLI	<i>Global imager</i> (http://suzaku.eorc.jaxa.jp/)
GMT	<i>Generic mapping tool</i>
HDF	<i>Hierarchical data format</i>
HYGEOS	Hydrogéologie et observation satellitaire, société de recherche et développement (http://web.hygeos.com/)
ICARE	Pôle interactions <i>clouds aerosols radiations</i> etc un pôle de gestion des données et d'expertise pour les thématiques atmosphériques (www.icare.univ-lille1.fr/)
IDL	<i>Interactive data language</i>
IMS	Milieu isotrope macroscopiquement contenant des particules sphériques ou non-sphériques
IOCCG	<i>International ocean colour coordinating group</i> (www.ioccg.org/)
IOP	<i>Inherent optical properties</i>
IPCC	<i>Intergovernmental panel on climate change</i> (www.ipcc.ch/)
JAXA	<i>Japan aerospace exploration agency</i>

LANDSAT	Plus anciens programmes d'observation de la surface terrestre de la NASA
LOA	Laboratoire d'optique atmosphérique de Lille
LOV	Laboratoire d'océanographie de Villefranche
LUT	<i>Look-up table</i>
MERIS	<i>Medium resolution imaging spectrometer</i> (http://envisat.esa.int/instruments/meris/)
MISR	<i>Multi-angle imaging spectroradiometer</i> (http://www-misr.jpl.nasa.gov/)
MODIS	<i>Moderate resolution imaging spectroradiometer</i> (http://modis.gsfc.nasa.gov/)
NAP	Particules non-algales
NASA	<i>National aeronautics and space administration</i> (Etats-unis d'Amérique)
NIR	<i>Near-infrared</i>
OBPG	<i>Ocean biology processing group</i>
OC2V4	<i>Ocean chlorophyll 2 bands version 4</i> , algorithme bio-optique
OCO	<i>Orbiting carbon observatory</i> (http://oco.jpl.nasa.gov/)
OCTS	<i>Ocean color and temperature scanner</i> (www.ioccg.org/sensors/octs.html)
PARASOL	<i>Polarization & anisotropy of reflectances for atmospheric sciences coupled with observations from a lidar</i>
PNTS	Programme national de télédétection spatiale (France)
POLAC	<i>Multi-directionality and polarization-based atmospheric correction</i>
POLDER	<i>Polarization and directionality of earth's reflectances</i> (http://smc.cnes.fr/polder/)
S&F	Shettle et Fenn
SEAWIFS	<i>Sea-viewing wide field-of-view sensor</i> (http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/seawifs/)
SGLI	<i>Second generation of global imager</i> (http://suzaku.eorc.jaxa.jp/gcom_c/about/c_sgli_main.html)
SPM	Matières particulaires en suspension
TOA	<i>Top of atmosphere</i>
VSF	Fonction de diffusion volumique spectrale

Références Bibliographiques

- Aas, E. 1996. « Refractive index of phytoplankton derived from its metabolite composition ». *Journal of Plankton Research*, vol. 18, n° 12, p. 2223-2249.
- Adams, C. N., et G. W. Kattawar. 1978. « Radiative transfer in spherical shell atmospheres: I. Rayleigh scattering ». *Icarus*, vol. 35, n° 1, p. 139.
- Alvain, S., C. Moulin, Y. Dandonneau et F. M. Bréon. 2005. « Remote sensing of phytoplankton groups in case 1 waters from global SeaWiFS imagery ». *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, vol. 52, n° 11, p. 1989.
- Andre, J. M., et A. Morel. 1989. « Simulated effects of barometric pressure and ozone content upon the estimate of marine phytoplankton from space ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, n° C1.
- Angstrom, A. 1929. « On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and on Dust in the Air ». *Geografiska Annaler*, vol. 11, p. 156-166.
- Antoine, D., J.M. André et A. Morel. 1996. « Oceanic primary production 2. Estimation at global scale from satellite (CZCS) chlorophyll ». *Global Biogeochemical Cycles*, vol. 10, n° 1, p. 57-69.
- Antoine, D., et A. Morel. 1996. « Oceanic primary production 1. Adaptation of a spectral light-photosynthesis model in view of application to satellite chlorophyll observations ». *Global Biogeochemical Cycles*, vol. 10, n° 1, p. 43-55.
- Antoine, D., et A. Morel. 1999. « A multiple scattering algorithm for atmospheric correction of remotely sensed ocean colour (MERIS instrument): principle and implementation for atmospheres carrying various aerosols including absorbing ones ». *International Journal Of Remote Sensing*, vol. 20, n° 9 (Jun 15), p. 1875-1916.
- Antoine, D., M. Chami, H. Claustre, F. d'Ortenzio, A. Morel, G. Bécu, B. Gentili, F. Louis, J. Ras, E. Roussier, A. Scott, D. Tailliez, S. B. Hooker, P. Guevel, J.F. Desté et D. Adams. 2006. *BOUSSOLE: A Joint CNRS-INSU, ESA, CNES and NASA Ocean Color Calibration and Validation Activity*. Technical Memorandum. NASA, 59 p.
- Antoine, D., F. d'Ortenzio, S. B. Hooker, G. Bécu, B. Gentili, D. Tailliez et A. J. Scott. 2008. « Assessment of uncertainty in the ocean reflectance determined by three satellite ocean color sensors (MERIS, SeaWiFS and MODIS-A) at an offshore site in the Mediterranean Sea (BOUSSOLE project) ». *J. Geophys. Res.*, vol. 113.
- ATBD MODIS. 2002. *MODIS Terra Normalized water-leaving radiance Data Quality Summary*.
- Bader, H. 1970. « Hyperbolic Distribution Of Particle Sizes ». *Journal Of Geophysical Research*, vol. 75, n° 15, p. 2822-2830.
- Bailey, S. W., et P. J. Werdell. 2006. « A multi-sensor approach for the on-orbit validation of ocean color satellite data products ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 102, n° 1-2, p. 12.
- Bermudo, F., B. Fougne et T. B. Dibat. 2004. « Polder 2 in-flight results and parasol perspectives ». *Proceedings Of The 5th International Conference On Space Optics (Icso 2004)*, vol. 554, p. 129-135.
- Berry, H. G., G. Gabrielse et A. E. Livingston. 1977. « Measurement of the Stokes parameters of light ». *Applied Optics*, vol. 16, n° 12, p. 3200-3205.
- Boesche, E., P. Stammes, T. Ruhtz, R. Preusker et J. Fischer. 2006. « Effect of aerosol microphysical properties on polarization of skylight: sensitivity study and measurements ». *Applied Optics*, vol. 45, n° 34, p. 8790-8805.

- Boettger, U., R. Preusker et J. Nieke. 2005. « Radiative transfer model STORM for full Stokes vector calculations for a plane parallel atmosphere-surface-system ». In. Vol. 5979, p. 539-547.
- Brajard, J., C. Jamet, C. Moulin et S. Thiria. 2006. « Use of a neuro-variational inversion for retrieving oceanic and atmospheric constituents from satellite ocean colour sensor: Application to absorbing aerosols ». *Neural Networks*, vol. 19, n° 2, p. 178-185.
- Breon, F. M., J. L. Deuze, D. Tanre et M. Herman. 1997. « Validation of spaceborne estimates of aerosol loading from Sun photometer measurements with emphasis on polarization ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 102, n° D14, p. 17187-17195.
- Breon, F. M., et N. Henriot. 2006. « Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions ». *Journal of Geophysical Research-Part C-Oceans*|*Journal of Geophysical Research-Part C-Oceans*, vol. 111, p. C06005.
- Bricaud, A., et A. Morel. 1987. « Atmospheric corrections and interpretation of marine radiances in CZCS imagery: use of reflectance model. ». *Oceanologica Acta*, vol. 7, p. 33-50.
- Bricaud, A., A. Morel, M. Babin, K. Allali et H. Claustre. 1998. « Variations of light absorption by suspended particles with chlorophyll a concentration in oceanic (case 1) waters: analysis and implications for bio-optical models ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 103, n° C13, p. 31033.
- Buriez, J. C., C. Vanbauce, F. Parol, P. Goloub, M. Herman, B. Bonnel, Y. Fouquart, P. Couvert et G. Seze. 1997. « Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER ». *International Journal of Remote Sensing*, vol. 18, n° 13, p. 2785-2813.
- Chami, M., R. Santer et E. Dilligeard. 2001. « Radiative transfer model for the computation of radiance and polarization in an ocean-atmosphere system: polarization properties of suspended matter for remote sensing ». *Applied Optics*, vol. 40, n° 15 (May 20), p. 2398-2416.
- Chami, M. 2007. « Importance of the polarization in the retrieval of oceanic constituents from the remote sensing reflectance ». *Journal Of Geophysical Research-Oceans*, vol. 112, n° C5.
- Chandrasekhar, S. 1947. « The transfer of radiation in stellar atmospheres ». *Bull. Amer. Math. Soc*, vol. 53, p. 641-711.
- Chandrasekhar, S. 1960. *Radiative transfer*. New York: Dover.
- Chomko, R. M., et H. R. Gordon. 1998. « Atmospheric correction of ocean color imagery: use of the Junge power-law aerosol size distribution with variable refractive index to handle aerosol absorption ». *Applied Optics*, vol. 37, n° 24 (Aug 20), p. 5560-5572.
- Chomko, R. M., H. R. Gordon, S. Maritorena et D. A. Siegel. 2003. « Simultaneous retrieval of oceanic and atmospheric parameters for ocean color imagery by spectral optimization: a validation ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 84, n° 2, p. 208-220.
- Chowdhary, J., B. Cairns, M. Mishchenko et L. Travis. 2001. « Retrieval of aerosol properties over the ocean using multispectral and multiangle photopolarimetric measurements from the Research Scanning Polarimeter ». *Geophysical Research Letters*, vol. 28, n° 2, p. 243-246.
- Chowdhary, J., B. Cairns et L. D. Travis. 2002. « Case studies of aerosol Retrievals over the ocean from multiangle, multispectral photopolarimetric remote sensing data ». *Journal Of The Atmospheric Sciences*, vol. 59, n° 3, p. 383-397.
- Chowdhary, J., B. Cairns et L. D. Travis. 2006. « Contribution of water-leaving radiances to multiangle, multispectral polarimetric observations over the open ocean: bio-optical model results for case 1 waters ». *Applied Optics*, vol. 45, n° 22, p. 5542-5567.

- Chrien, N. L., C. J. Bruegge et R. R. Ando. 2002. « Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) on-board calibrator (OBC) in-flight performance studies ». *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 40, n° 7, p. 1493-1499.
- Chwolson, O. D. 1889. « Grundzuge einer mathematischen Theorie der inneren Diffusion des Lichtes ». *Bulletin de l'Académie Impériale des Sciences de Saint-Petersbourg*, vol. 33, p. 83-90.
- Ciotti, A. M., et A. Bricaud. 2006. « Retrievals of a size parameter for phytoplankton and spectral light absorption by colored detrital matter from water-leaving radiances at SeaWiFS channels in a continental shelf region off Brazil ». *Limnology and Oceanography: Methods*, vol. 4, p. 237-253.
- Clark, W. E., et K. T. Whitby. 1967. « Concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distributions ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 24, n° 6, p. 677-687.
- Clarke, G. L., G. C. Ewing et C. J. Lorenzen. 1970. « Spectra of backscattered light from the sea obtained from aircraft as a measure of chlorophyll concentration ». *Science*, vol. 167, n° 3921, p. 1119-1121.
- Cox, C., et W. Munk. 1954a. « Statistics Of The Sea Surface Derived From Sun Glitter ». *Journal Of Marine Research*, vol. 13, n° 2, p. 198-227.
- Cox, C., et W. Munk. 1954b. « Measurement Of The Roughness Of The Sea Surface From Photographs Of The Sun's Glitter ». *Journal Of The Optical Society Of America*, vol. 44, n° 11, p. 838-850.
- Cox, C., et W. Munk. 1956. *Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter*. Coll. « Scripps Institution of Oceanography ».
- Deschamps, P. Y., F. M. Breon, M. Leroy, A. Podaire, A. Bricaud, J. C. Buriez et G. Seze. 1994. « The Polder Mission - Instrument Characteristics And Scientific Objectives ». *IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, vol. 32, n° 3, p. 598-615.
- Descloîtres, J., J. C. Buriez, F. Parol et Y. Fouquart. 1998. « POLDER observations of cloud bidirectional reflectances compared to a plane-parallel model using the International Satellite Cloud Climatology Project cloud phase functions ». *J. Geophys. Res.*, vol. 103(D10), p. 11,411–11,418.
- Deuze, J. L., M. Herman et R. Santer. 1989. « Fourier-Series Expansion Of The Transfer Equation In The Atmosphere Ocean System ». *Journal Of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 41, n° 6, p. 483-494.
- Deuze, J. L., P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, G. Perry, S. Susana et D. Tanre. 2000. « Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 105, n° D12, p. 15329-15346.
- Diner, D. J., J. C. Beckert, T. H. Reilly, C. J. Bruegge, J. E. Conel, R. A. Kahn, J. V. Martonchik, T. P. Ackerman, R. A. Davies R. Davies, S. A. W. Gerstl, H. R. Gordon, J. P. Muller, R. B. Myneni, P. J. Sellers, B. Pinty et M. M. Verstraete. 1998. « Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) instrument description and experiment overview ». *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 36, n° 4, p. 1072.
- Ding, K., et H. R. Gordon. 1994. « Atmospheric correction of ocean-color sensors: effects of the Earth's curvature ». *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 30, p. 7096.
- Draper, N. R., et H. Smith. 1981. *Applied regression analysis*. Wiley Series in Probability and Mathematical Statistics.
- Dubovik, O., A. Smirnov, B. N. Holben, M. D. King, Y. J. Kaufman, T. F. Eck et I. Slutsker. 2000. « Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from AERONET sun and sky-radiance measurements ». *J. Geophys. Res.*, vol. 105, n° D8, p. 9791–9806.

- Dubovik, O. V., T. V. Lapyonok et S. L. Oshchepkov. 1995. « Improved technique for data inversion: optical sizing of multicomponent aerosols ». *Applied Optics*, vol. 34, n° 36, p. 8422-8436.
- Dubuisson, P., D. Dessailly, M. Vespérini et R. Frouin. 2004. « Water vapor retrieval over ocean using near-infrared radiometry ». *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 109, n° D19, p. D19106.
- Duforet, L. 2006. « Modelisation du rayonnement polarize dans une atmosphere absorbante et diffusante. Applications aux corrections atmosphériques au-dessus de l'océan ». Ph. D. dissertation, 229 pp., Université du Littoral, France.
- Eck, T. F., B. N. Holben, J. S. Reid, O. Dubovik, A. Smirnov, N. T. O'Neill, I. Slutsker et S. Kinne. 1999. « Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning, urban, and desert dust aerosols ». *J. Geophys. Res.*, vol. 104, p. 31,333-31,349.
- Eplee Jr, R. E., et R. A. Barnes. 2000. « Lunar data analysis for SeaWiFS calibration ». *SeaWiFS Postlaunch Calibration and Validation Analyses, Part*, vol. 1.
- Eplee, R. E., W. D. Robinson, S. W. Bailey, D. K. Clark, P. J. Werdell, M. Wang, R. A. Barnes et C. R. McClain. 2001. « Calibration of SeaWiFS. II. Vicarious techniques ». *Applied Optics*, vol. 40, n° 36, p. 6701-6718.
- Feng, Q., P. Yang, G. W. Kattawar, C. N. Hsu, S.-C. Tsay et I. Laszlo. 2009. « Effects of particle nonsphericity and radiation polarization on retrieving dust properties from MODIS observations ». *Journal of Aerosol Science*, vol. 40, n° 9, p. 776-789.
- Finkel, Z. V., et A. J. Irwin. 2000. « Modeling size-dependent photosynthesis: light absorption and the allometric rule ». *Journal of Theoretical Biology*, vol. 204, n° 3, p. 361-370.
- Fougnie, B., G. Bracco, B. Lafrance, C. Ruffel, O. Hagolle et C. Tinell. 2007. « PARASOL in-flight calibration and performance ». *Applied Optics*, vol. 46, n° 22, p. 5435-5451.
- Fougnie, B., et R. Bach. 2009. « Monitoring of Radiometric Sensitivity Changes of Space Sensors Using Deep Convective Clouds: Operational Application to PARASOL ». *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 47, n° 3, p. 851-861.
- Friedlander, S. K. 2000. *Smoke, dust, and haze: Fundamentals of aerosol dynamics*. Oxford University Press New York.
- Frouin, R., M. Schwindling et P.-Y. Deschamps. 1996. « Spectral reflectance of sea foam in the visible and near-infrared: In situ measurements and remote sensing implications ». *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C6, p. 14,361-14,371.
- Fry, E. S., et K. J. Voss. 1985. « Measurement Of The Mueller Matrix For Phytoplankton ». *Limnology And Oceanography*, vol. 30, n° 6, p. 1322-1326.
- Fukushima, H., A. Higurashi, Y. Mitomi, T. Nakajima, T. Noguchi, T. Tanaka et M. Toratani. 1998. « Correction of atmospheric effects on ADEOS/OCTS ocean color data: algorithm description and evaluation of its performance ». *Journal of Oceanography*, vol. 54, p. 417-430.
- Fukushima, H., K. Suzuki, L. Li, N. Suzuki et H. Murakami. 2009. « Improvement of the ADEOS-II/GLI sun-glint algorithm using concomitant microwave scatterometer-derived wind data ». *Advances in Space Research*, vol. 43, n° 6, p. 941-947.
- Gans, R. 1924. « Die Farbe des Meeres ». *Annalen der Physik*, vol. 380, n° 17.
- Goloub, P., F. Waquet, J. L. Deuze, M. Herman, F. Auriol, J. F. Leon, J. Y. Balois, C. Verwaerde et D. Tanre. 2003. « Development of a multispectral polarimeter dedicated to aerosol characterization - Preliminary results ». *Igarss 2003: Ieee International Geoscience And Remote Sensing Symposium, Vols I - Vii, Proceedings*, p. 2164-2166.

- Gordon, H. R., O. B. Brown et M. M. Jacobs. 1975. « Computed relationships between the inherent and apparent optical properties of a flat homogeneous ocean ». *Applied Optics*, vol. 14, n° 2, p. 417-427.
- Gordon, H. R. 1978. « Removal of atmospheric effects from satellite imagery of the oceans ». *Applied Optics*, vol. 17, n° 10, p. 1631-1636.
- Gordon, H. R., et A. Y. Morel. 1983. *Remote assessment of ocean color for interpretation of satellite visible imagery: a review*. New York and Berlin: Springer-Verlag, 118 p.
- Gordon, H. R., J. W. Brown et R. H. Evans. 1988a. « Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus-7 coastal zone color scanner ». *Applied Optics*, vol. 27, n° 5, p. 862-871.
- Gordon, H. R., J. W. Brown, R. H. Evans, O. B. Brown, Smith, Baker et D. K. Clark. 1988b. « A semianalytic radiance model of ocean color ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 93, n° D9, p. 10909-10924.
- Gordon, H. R., et M. Wang. 1992. « Surface-roughness considerations for atmospheric correction of ocean color sensors. I: The Rayleigh-scattering component ». *Appl. Opt.*, vol. 31, n° 21, p. 4247.
- Gordon, H. R., et M. Wang. 1994a. « Retrieval of water leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with seawifs: a preliminary algorithm ». *Applied optics*, vol. 33, n° 3, p. 443-458.
- Gordon, H. R., et M. Wang. 1994b. « Influence of oceanic whitecaps on atmospheric correction of SeaWiFS ». *Applied Optics*, vol. 33, p. 7754-7763.
- Gordon, H. R. 1997. « Atmospheric correction of ocean color imagery in the Earth Observing System era. ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, n° D14, p. 17081-17106.
- Gordon, H. R. 2003. « Pitfalls in atmospheric correction of ocean color imagery: how should aerosol optical properties be computed? comment ». *Applied Optics*, vol. 42, n° 3 (Jan 20), p. 542-544.
- Gregg, W. W., et K. L. Carder. 1990. « A Simple Spectral Solar Irradiance Model For Cloudless Maritime Atmospheres ». *Limnology And Oceanography*, vol. 35, n° 8, p. 1657-1675.
- Hagolle, O., A. Guerry, L. Cunin, B. Millet, J. Perbos, J. M. Laherrere, T. Bret-Dibat et L. Poutier. 1996. « POLDER level 1 processing algorithms ». *Algorithms for Multispectral and Hyperspectral Imagery II*, p. 308.
- Hagolle, O., P. Goloub, P. Y. Deschamps, H. Cosnefroy, X. Briottet, T. Bailleul, J. M. Nicolas, F. Parol, B. Lafrance et M. Herman. 1999. « Results of POLDER in-flight calibration ». *Ieee Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, vol. 37, n° 3, p. 1550-1566.
- Hagolle, O., et F. Cabot. 2003. « Absolute calibration of MERIS using natural targets ». In., p. 20-24.
- Hansen, J. E., et L. D. Travis. 1974. « Light scattering in planetary atmospheres ». *Space Science Reviews*, vol. 16, n° 4, p. 527.
- Harmel, T., et M. Chami. 2008. « Invariance of polarized reflectance measured at the top of atmosphere by PARASOL satellite instrument in the visible range with marine constituents in open ocean waters ». *Opt. Express*, vol. 16, n° 9, p. 6064-6080.
- Hasekamp, O. P., et J. Landgraf. 2005. « Retrieval of aerosol properties over the ocean from multispectral single-viewing-angle measurements of intensity and polarization: Retrieval approach, information content, and sensitivity study ». *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 110, n° D20207, p. 1-16.
- He, X., D. Pan, Y. Bai, Q. Zhu et F. Gong. 2007. « Vector radiative transfer numerical model of coupled ocean-atmosphere system using matrix-operator method ». *Science in China Series D: Earth Sciences*, vol. 50, n° 3, p. 442-452.

- Herman, M., J. L. Deuze, A. Marchand, B. Roger et P. Lallart. 2005. « Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean: Improved retrieval using a nonspherical particle model ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 110, n° D10S02, p. 1-11.
- Holben, B. N., et al. 1998. « AERONET-A Federated Instrument Network and Data Archive for Aerosol Characterization ». *Remote sensing of environment*, vol. 66, p. 1-16.
- Holland, A. C., et G. Gagne. 1970. « Scattering Of Polarized Light By Polydisperse Systems Of Irregular Particles ». *Applied Optics*, vol. 9, n° 5, p. 1113-1121.
- Honda, Y., H. Yamamoto, M. Hori, H. Murakami et N. Kikuchi. 2005. « Global environment monitoring using the next generation satellite sensor, SGLI/GCOM-C ». In *IGARSS*. Vol. 6, p. 4205- 4207.
- Hooker, S. B., et C. R. McClain. 2000. « The calibration and validation of SeaWiFS data ». *Progress In Oceanography*, vol. 45, n° 3-4, p. 427.
- Hovenier, J. W., et C. V. M. Van der Mee. 1983. « Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere ». *Astronomy and Astrophysics*, vol. 128, n° 1, p. 1-16.
- Hovenier, J. W., H. Volten, O. Munoz, W. J. Van der Zande et Lbfm Waters. 2003. « Laboratory studies of scattering matrices for randomly oriented particles: potentials, problems, and perspectives ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 79, p. 741-755.
- Hovis, W. A., et K. C. Leung. 1977. « Remote sensing of ocean color ». *Opt. Eng.*, vol. 16, p. 158.
- 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 et S. Z. El-Sayed. 1980. « Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner: system description and initial imagery ». *Science*, vol. 210, n° 4465, p. 60-63.
- Hu, C., K. L. Carder et F. E. Muller-Karger. 2000. « Atmospheric correction of SeaWiFS imagery over turbid coastal waters: a practical method ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 74, n° 2, p. 195-206.
- Hu, C., K. L. Carder et F. E. Muller-Karger. 2001. « How precise are SeaWiFS ocean color estimates? Implications of digitization-noise errors ». *Remote sensing of environment*, vol. 76, n° 2, p. 239-249.
- IOCCG. 1997. *Minimum requirements for an operational, ocean-colour sensor for the open ocean*. Coll. « Reports of the International Ocean Colour Coordinating Group No. 1 ». Dartmouth, Canada.
- IOCCG. 2006. *Remote sensing of inherent optical properties: fundamentals, tests of algorithms, and applications*. Coll. « Reports of the International Ocean Colour Coordinating Group No. 5 ». Dartmouth, Canada.
- IOCCG. 2008. *Why Ocean Colour? The Societal Benefits of Ocean-Colour Technology*. Coll. « Reports of the International Ocean-Colour Coordinating Group ». Dartmouth, Canada: IOCCG.
- IPCC. 2007. *Climate Change 2007: The Physical Science Basis*. Coll. « Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change ».
- Irvine, W. M. 1975. « Multiple scattering in planetary atmospheres ». *Icarus*, vol. 25, n° 2, p. 175.
- Ivanoff, A., et T. H. Waterman. 1958. « Elliptical polarization of submarine illumination ». *J. Mar. Res.*, vol. 16, n° 3, p. 255-282.
- Jaenicke, R., et L. Schütz. 1977. « Comprehensive study of physical and chemical properties of the surface aerosols in the Cape Verde Islands region ». *Journal of Geophysical Research-Oceans*, vol. 83, n° C7.
- Jerlov, N. G., et M. Fukuda. 1960. « Radiance distribution in the upper layers of the sea ». *Tellus*, vol. 12, p. 348-355.
- Jerlov, N. G. 1976. *Marine optics*. Elsevier Science Ltd.

- Junge, C. 1955. « The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 12, n° 1, p. 13-25.
- Kahn, R. A., B. J. Gaitley, J. V. Martonchik, D. J. Diner, K. A. Crean et B. Holben. 2005. « Multiangle Imaging Spectroradiometer (MISR) global aerosol optical depth validation based on 2 years of coincident Aerosol Robotic Network (AERONET) observations ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 110, p. D10S04.
- Kattawar, G. W., et C. N. Adams. 1978. « Radiative transfer in spherical shell atmospheres: II. Asymmetric phase functions ». *Icarus*, vol. 35, n° 3, p. 436.
- Kattawar, G. W., et C. N. Adams. 1989a. « Stokes Vector Calculations of the Submarine Light Field in an Atmosphere- Ocean with Scattering According to a Rayleigh Phase Matrix: Effect of Interface Refractive Index on Radiance and Polarization ». *Limnology and Oceanography*, vol. 34, n° 8, p. 1453.
- Kattawar, G. W., et C. N. Adams. 1989b. « Stokes vector calculations of the submarine light field in an atmosphere-ocean with scattering according to a Rayleigh phase matrix: effect of interface refractive index on radiance and polarization ». *Limnology and Oceanography*, vol. 34, n° 8, p. 1453-1472.
- Kaufman, Y. J., D. Tanre, H. R. Gordon, T. Nakajima, J. Lenoble, R. Frouin, H. Grassl, B. M. Herman, M. D. King et P. M. Teillet. 1997. « Passive remote sensing of tropospheric aerosol and atmospheric correction for the aerosol effect ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 102, n° D14 (Jul 27), p. 16815-16830.
- Kaufman, Y. J., A. Smirnov, B. N. Holben et O. Dubovik. 2001. « Baseline maritime aerosol: Methodology to derive the optical thickness and scattering properties ». *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, n° 17, p. 3251–3256.
- Kawata, Y., A. Yamazaki, T. Kusaka et S. Ueno. 1994. « Aerosol retrieval from airborne Polder data by multiple scattering model ». In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 1994. IGARSS '94. Surface and Atmospheric Remote Sensing: Technologies, Data Analysis and Interpretation., International*, sous la dir. de Yamazaki, A. Vol. 4, p. 1895-1897.
- King, M. D., et D. M. Byrne. 1976. « A Method for Inferring Total Ozone Content from the Spectral Variation of Total Optical Depth Obtained with a Solar Radiometer ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 33, n° 11 (November 01, 1976), p. 2242-2251.
- King, M. D., D. M. Byrne, B. M. Herman et J. A. Reagan. 1978. « Aerosol Size Distributions Obtained by Inversions of Spectral Optical Depth Measurements ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 35, n° 11 (November 01, 1978), p. 2153-2167.
- Klemas, V., J. F. Borchardt et W. M. Treasure. 1973. « Suspended sediment observations from ERTS-1 ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 2, n° 4, p. 205-221.
- Koepke, P. 1984. « Effective Reflectance Of Oceanic Whitecaps ». *Applied Optics*, vol. 23, n° 11, p. 1816-1824.
- Kotchenova, S. Y., E. F. Vermote, R. Matarrese et F. J. Klemm. 2006. « Validation of a vector version of the 6S radiative transfer code for atmospheric correction of satellite data. Part I: Path radiance ». *Applied Optics*, vol. 45, n° 26 (Sep 10), p. 6762-6774.
- Lenoble, J. 1985. « Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: standard computational procedures ». *Hampton, VA, A. Deepak Publishing, 1985, 314 p.*
- Leroy, M., et A. Lifermann. 2000. « The POLDER instrument onboard ADEOS: Scientific expectations and first results ». *Advances in Space Research*, vol. 25, n° 5, p. 947-952.
- Levy, R. C., L. A. Remer et Y. J. Kaufman. 2004. « Effects of neglecting polarization on the MODIS aerosol retrieval over land ». *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 42, n° 11, p. 2576-2583.

- Levy, R. C., L. A. Remer, D. Tanré, S. Mattoo et Y. J. Kaufman. 2009. *ALGORITHM FOR REMOTE SENSING OF TROPOSPHERIC AEROSOL OVER DARK TARGETS FROM MODIS: Collections 005 and 051: Revision 2*.
- Li, Z., P. Goloub, C. Devaux, X. Gu, J. L. Deuzé, Y. Qiao et F. Zhao. 2006. « Retrieval of aerosol optical and physical properties from ground-based spectral, multi-angular, and polarized sun-photometer measurements ». *Remote sensing of environment*, vol. 101, n° 4, p. 519-533.
- Li, Z., X. Zhao, R. Kahn, M. Mishchenko, L. Remer, K. H. Lee, M. Wang, I. Laszlo, T. Nakajima et H. Maring. 2009. « Uncertainties in satellite remote sensing of aerosols and impact on monitoring its long-term trend: a review and perspective ». *Ann. Geophys*, vol. 27, p. 2755-2770.
- Loisel, H., et A. Morel. 1998. « Light scattering and chlorophyll concentration in case 1 waters: A reexamination ». *Limnology And Oceanography*, vol. 43, n° 5, p. 847-858.
- Loisel, H., L. Duforet, D. Dessailly, M. Chami et P. Dubuisson. 2008. « Investigation of the variations in the water leaving polarized reflectance from the POLDER satellite data over two biogeochemical contrasted oceanic areas ». *Opt. Express*, vol. 16, p. 12905-12918.
- Lommel, E. 1889. « Die Photometrie der diffusen Zuruckwerfung ». *Annalen der Physik*, vol. 272, n° 2.
- Maul, G. A., et H. R. Gordon. 1975. « On the use of the earth resources technology satellite/LANDSAT-1/ in optical oceanography ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 4, n° 2, p. 95-128.
- Maxwell, J. C. 1873. *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 1954. Dover, repub. 1954.
- McClain, C. R., M. L. Cleave, G. C. Feldman, W. W. Gregg, S. B. Hooker et N. Kuring. 1998. « Science quality SeaWiFS data for global biosphere research ». *Sea Technol*, vol. 39, n° 9, p. 10-15.
- McClain, C. R., G. C. Feldman et S. B. Hooker. 2004. « An overview of the SeaWiFS project and strategies for producing a climate research quality global ocean bio-optical time series ». *Deep-Sea Research Part II-Topical Studies In Oceanography*, vol. 51, n° 1-3, p. 5-42.
- McLeod, G. C. 1957. « The Effect of Circularly Polarized Light on the Photosynthesis and Chlorophyll a Synthesis of Certain Marine Algae ». *Limnology and Oceanography*, vol. 2, n° 4, p. 360.
- Mélin, F., G. Zibordi et S. Djavidnia. 2007. « Development and validation of a technique for merging satellite derived aerosol optical depth from SeaWiFS and MODIS ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 108, n° 4, p. 436-450.
- Mie, G. 1908. « Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen ». *Annalen der Physik*, vol. 330, n° 3, p. 377-445.
- Miecznik, G., R. Illing, S. Petroy et I. N. Sokolik. 2005. « Sensitivity metric approach for retrieval of aerosol properties from multiangular and multispectral polarized radiances ». *Applied Optics*, vol. 44, n° 20, p. 4186-4204.
- Mishchenko, M. I., A. A. Lacis et L. D. Travis. 1994. « Errors induced by the neglect of polarization in radiance calculations for Rayleigh-scattering atmospheres ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 51, p. 491-491.
- Mishchenko, M. I., et L. D. Travis. 1994. « Light scattering by polydispersions of randomly oriented spheroids with sizes comparable to wavelengths of observation ». *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 30, p. 7206-7725.
- Mishchenko, M. I., et L. D. Travis. 1997. « Satellite retrieval of aerosol properties over the ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 102, n° D14, p. 16989-17013.

- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, R. A. Kahn et R. A. West. 1997. « Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids ». *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° D14, p. 16,831–16,847.
- Mishchenko, M. I. 2002. « Vector radiative transfer equation for arbitrarily shaped and arbitrarily oriented particles: a microphysical derivation from statistical electromagnetics ». *Applied Optics*, vol. 41, n° 33, p. 7114-7134.
- Mishchenko, M. I., B. Cairns, J. E. Hansen, L. D. Travis, R. Burg, Y. J. Kaufman, J. V. Martins et E. P. Shettle. 2004a. « Monitoring of aerosol forcing of climate from space: analysis of measurement requirements ». *Journal Of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 88, n° 1-3, p. 149-161.
- Mishchenko, M. I., G. Videen, V. A. Babenko, N. G. Khlebtsov et T. Wriedt. 2004b. « T-matrix theory of electromagnetic scattering by particles and its applications: a comprehensive reference database ». *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 88, p. 357-406.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis et A. A. Lacis. 2006. *Multiple scattering of light by particles: Radiative transfer and coherent backscattering*. New York: Cambridge Univ. Press.
- Mishchenko, M. I., B. Cairns, G. Kopp, C. F. Schueler, B. A. Fafaul, J. E. Hansen, R. J. Hooker, T. Itchkawich, H. B. Maring et L. D. Travis. 2007a. « Accurate monitoring of terrestrial aerosols and total solar irradiance - Introducing the glory mission ». *Bulletin Of The American Meteorological Society*, vol. 88, n° 5, p. 677-691.
- Mishchenko, M. I., I. V. Geogdzhayev, B. Cairns, B. E. Carlson, J. Chowdhary, A. A. Lacis, L. Liu, W. B. Rossow et L. D. Travis. 2007b. « Past, present, and future of global aerosol climatologies derived from satellite observations: A perspective ». *Journal Of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 106, n° 1-3, p. 325-347.
- Mishchenko, M. I., I. V. Geogdzhayev, L. Liu, A. A. Lacis, B. Cairns et L. D. Travis. 2009. « Toward unified satellite climatology of aerosol properties: What do fully compatible MODIS and MISR aerosol pixels tell us? ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 110, n° 6-7, p. 402-408.
- Mobley, C. D. 1994. *Light and Water: Radiative Transfer in Natural Waters*. New York: Academic Press.
- Mobley, C. D., D. Stramski, P. Bissett et E. Boss. 2004. « Optical Modeling of Ocean Water. Is the Case 1 - Case 2 Classification Still Useful? ». *Oceanography*, June, p. 60-67.
- Monahan, E. C. 1971. « Oceanic whitecaps ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 1, n° 2, p. 139-144.
- Montagnes, D. J. S., J. A. Berges, P. J. Harrison et F. J. R. Taylor. 1994. « Estimating Carbon, Nitrogen, Protein, and Chlorophyll a from Volume in Marine Phytoplankton ». *Limnology and Oceanography*, vol. 39, n° 5, p. 1044.
- Moore, K. D., K. J. Voss et H. R. Gordon. 2000. « Spectral reflectance of whitecaps: Their contribution to water-leaving radiance ». *J. Geophys. Res.*, vol. 105, n° C3, p. 6493–6499.
- Morel, A. 1974. *Optical properties of pure water and pure seawater, in Optical Aspects of Oceanography*. Coll. « Optical Aspects of Oceanography ». New York: Academic Press, 1-24 p.
- Morel, A., et L. Prieur. 1977. « Analysis of variations in ocean color ». *Limnology and oceanography*, vol. 22, n° 4, p. 709-722.
- Morel, A. 1988. « Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (Case 1 water) ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 93, n° C9, p. 10749-10768.
- Morel, A., et B. Gentili. 1993. « Diffuse reflectance of oceanic waters. II Bidirectional aspects ». *Applied Optics*, vol. 32, n° 33, p. 6864-6879.

- Morel, A., K. J. Voss et B. Gentili. 1995. « Bidirectional reflectance of oceanic waters: a comparison of modeled and measured upward radiance fields ». *Journal of Geophysical Research-Oceans*, vol. 100, n° C7, p. 13,143-13,150.
- Morel, A., et B. Gentili. 1996. « Diffuse reflectance of oceanic waters. III. Implication of bidirectionality for the remote-sensing problem ». *Applied Optics*, vol. 35, n° 24, p. 4850-4862.
- Morel, A., et S. Maritorena. 2001. « Bio-optical properties of oceanic waters: a reappraisal ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 106, n° C4, p. 7163-7180.
- Morel, A., D. Antoine et B. Gentili. 2002. « Bidirectional reflectance of oceanic waters: accounting for Raman emission and varying particle scattering phase function ». *Applied Optics*, vol. 41, n° 30, p. 6289-6306.
- Morel, A., H. Claustre, D. Antoine et B. Gentili. 2007a. « Natural variability of bio-optical properties in Case 1 waters: attenuation and reflectance within the visible and near-UV spectral domains, as observed in South Pacific and Mediterranean waters ». *Biogeosciences*, vol. 4, n° 5, p. 913-925.
- Morel, A., B. Gentili, H. Claustre, M. Babin, A. Bricaud, J. Ras et F. Tieche. 2007b. « Optical properties of the "clearest" natural waters ». *Limnology And Oceanography*, vol. 52, n° 1 (Jan), p. 217-229.
- Morel, A., Y. Huot, B. Gentili, P. J. Werdell, S. B. Hooker et B. A. Franz. 2007c. « Examining the consistency of products derived from various ocean color sensors in open ocean (Case 1) waters in the perspective of a multi-sensor approach ». *Remote Sensing Of Environment*, vol. 111, n° 1 (Nov 15), p. 69-88.
- Mueller, H. 1948. « The foundations of optics ». *J. Opt. Soc. Am*, vol. 38, p. 661.
- Mukai, S., I. Sano et T. Takashima. 1996. « Investigation of atmospheric aerosols based on polarization measurements and scattering simulations ». *Optical Review*, vol. 3, n° 6B, p. 487-491.
- Munoz, O., H. Volten, J. F. de Haan, W. Vassen et J. W. Hovenier. 2001. « Experimental determination of scattering matrices of randomly oriented fly ash and clay particles at 442 and 633 nm ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 106, n° D19, p. 22833-22844.
- Myhre, G., F. Stordal, M. Johnsrud, A. Ignatov, M. I. Mischenko, I. V. Geogdzhayev, D. Tanre, J. L. Deuze, P. Goloub, T. Nakajima, A. Higurashi, O. Torres et B. Holben. 2004. « Intercomparison of satellite retrieved aerosol optical depth over the ocean ». *Journal Of The Atmospheric Sciences*, vol. 61, n° 5, p. 499-513.
- Nicolas, J. M., P. Y. Deschamps, H. Loisel et C. Moulin. 2005. *ATBD, Atmospheric correction Algorithms, POLDER2 Ocean Color*.
- O'Neill, N. T., T. F. Eck, A. Smirnov, B. N. Holben et S. Thulasiraman. 2003. « Spectral discrimination of coarse and fine mode optical depth ». *J. Geophys. Res.*, vol. 108, n° D17, p. 4559.
- O'Reilly, J.E., S. Maritorena, G. Mitchell, D. A. Siegel, K.L. Carder, D. L. Garver, M. Kahru et C. R. McClain. 1998. « Ocean color chlorophyll algorithms for Seawifs ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 103, n° C11, p. 24937-24950.
- Oguchi, T. 1973. « Scattering properties of oblate raindrops and cross polarization of radio waves due to rain- Calculations at 19. 3 and 34. 8 GHz ». *Radio Research Laboratories, Journal*, vol. 20, n° 102, p. 79-118.
- Pace, G., A. Di Sarra, D. Meloni, S. Piacentino et P. Chamard. 2006. « Aerosol optical properties at Lampedusa (Central Mediterranean). 1. Influence of transport and identification of different aerosol types ». *Atmos. Chem. Phys*, vol. 6, p. 697-713.
- Perrin, F. 1942. « Polarization of light scattered by isotropic opalescent media ». *The Journal of Chemical Physics*, vol. 10, p. 415.

- Plass, G. N., et G. W. Kattawar. 1971. « Radiance And Polarization Of Earths Atmosphere With Haze And Clouds ». *Journal Of The Atmospheric Sciences*, vol. 28, n° 7, p. 1187-1198.
- Pope, R. M., et E. S. Fry. 1997. « Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water.2. Integrating cavity measurements ». *Applied Optics*, vol. 36, n° 33, p. 8710-8723.
- Porter, J. N., et A. D. Clarke. 1997. « Aerosol size distribution models based on in situ measurements ». *J. Geophys. Res.*, vol. 102, p. 6035–6045.
- Preisendorfer, R. W. 1965. *Radiative transfer on discrete spaces*. Oxford: Pergamon.
- Prieur, L. 1976. « Transfert radiatif dans les eaux de la mer ». *Application a la determination de parametres optiques caractrisant leur teneur en substances dissoutcs et leur contenu en particulcs. DS thesis, Univ. Pierre et Marie Curie*.
- Quinby-Hunt, M. S., A. J. Hunt, K. Lofftus et D. Shapiro. 1989. « Polarized-light scattering studies of marine Chlorella ». *Limnology and Oceanography*, p. 1587-1600.
- Remer, L. A., et Y. J. Kaufman. 1998. « Dynamic aerosol model: Urban/industrial aerosol ». *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 103, n° D12, p. 13,859–13,871.
- Remer, L. A., D. Tanré, Y. J. Kaufman, C. Ichoku, S. Mattoo, R. Levy, D. A. Chu, B. Holben, O. Dubovik, A. Smirnov, J. V. Martins, R. R. Li et Z. Ahmad. 2002. « Validation of MODIS aerosol retrieval over ocean ». *Geophys. Res. Lett.*, vol. 29, n° 12, p. 10.1029.
- Remer, L. A., Y. J. Kaufman, Tanr, D., S. Mattoo, D. A. Chu, J. V. Martins, R. R. Li, C. Ichoku, R. C. Levy, R. G. Kleidman, T. F. Eck, E. Vermote et B. N. Holben. 2005. « The MODIS Aerosol Algorithm, Products, and Validation ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 62, n° 4 (April 01, 2005), p. 947-973.
- Rozenberg, G. V. 1955. « Stokes vector-parameter ». *Usp. Fiz. Nauk*, vol. 56, n° 1, p. 77–110.
- Ruddick, K.G., F. Ovidio et M. Rijkeboer. 2000. « Atmospheric correction of SeaWiFS imagery for turbid coastal and inland waters ». *Applied Optics*, vol. 39, p. 897-912.
- Schulz, F. M., K. Stamnes et F. Weng. 1999. « VDISORT: an improved and generalized discrete ordinate method for polarized (vector) radiative transfer ». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 61, n° 1, p. 105.
- Schuster, A. 1905. « Radiation through a foggy atmosphere ». *The Astrophysical Journal*, vol. 21, n° 1, p. 1–22.
- Schuster, G. L., O. Dubovik et B. N. Holben. 2006. « Angstrom exponent and bimodal aerosol size distributions ». *J. Geophys. Res.*, vol. 111, n° D07207, p. 1-14.
- Schutgens, N. A. J., L. G. Tilstra, P. Stammes et F. M. Bréon. 2004. « On the relationship between Stokes parameters Q and U of atmospheric ultraviolet/visible/near-infrared radiation ». *J. Geophys. Res.*, vol. 109, n° D09205, p. 1-8.
- Shettle, E.P., et R.W. Fenn. 1979. « Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties ». In *Environmental Research Paper Air Force Geophysics Lab., Hanscom AFB, MA. Optical Physics Div.*, sous la dir. de Tsipouras, P., et H.B. Garrett.
- Siegel, D. A., M. Wang, S. Maritorena et W. Robinson. 2000. « Atmospheric correction of satellite ocean color imagery: the black pixel assumption ». *Applied optics*, vol. 39, n° 21, p. 3582-3591.
- Smirnov, A., B. N. Holben, T. F. Eck, O. Dubovik et I. Slutsker. 2000. « Cloud-screening and quality control algorithms for the AERONET database ». *Remote Sensing of Environment*, vol. 73, n° 3, p. 337-349.

- Smirnov, A., B. N. Holben, Y. J. Kaufman, O. Dubovik, T. F. Eck, Ilya Slutsker, C. Pietras et R. N. Halthore. 2002. « Optical Properties of Atmospheric Aerosol in Maritime Environments ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 59, n° 3, p. 501-523.
- Smirnov, A., B. N. Holben, O. Dubovik, R. Frouin, T. F. Eck et I. Slutsker. 2003a. « Maritime component in aerosol optical models derived from Aerosol Robotic Network data ». *J. Geophys. Res.*, vol. 108, n° 14, p. 1-14.
- Smirnov, A., B. N. Holben, T. F. Eck, O. Dubovik et I. Slutsker. 2003b. « Effect of wind speed on columnar aerosol optical properties at Midway Island ». *J. Geophys. Res.*, vol. 108, p. 4802.
- Soleillet, P. 1929. *Sur les parametres caracterisant la polarisation partielle de la lumiere dans les phenomenes de fluorescence*. Masson et Cie.
- Spurr, R. J. D. 2008. « LIDORT and VLIDORT. Linearized pseudo-spherical scalar and vector discrete ordinate radiative transfer models for use in remote sensing retrieval problems ». *Light scattering reviews*, vol. 3, p. 229-271.
- Stamnes, K., S. C. Tsay, W. Wiscombe et K. Jayaweera. 1988. « Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media ». *Applied Optics*, vol. 27, n° 12, p. 2502-2509.
- Steinmetz, F. 2008. « Étude de la correction de la diffusion atmosphérique et du rayonnement solaire réfléchi par la surface agitée de la mer pour l'observation de la couleur de l'océan depuis l'espace. Thèse de doctorat. ». Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 135 p.
- Stokes, G.G. 1852. « On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources ». *Trans. Cambridge Philos. Soc.*, vol. 3, n° 9, p. 233-259.
- Stramski, D., A. Bricaud et A. Morel. 2001. « Modeling the inherent optical properties of the ocean based on the detailed composition of the planktonic community ». *Applied Optics*, vol. 40, n° 18 (Jun 20), p. 2929-2945.
- Stramski, D., E. Boss, D. Bogucki et K. J. Voss. 2004. « The role of seawater constituents in light backscattering in the ocean ». *Progress In Oceanography*, vol. 61, n° 1, p. 27-56.
- Su, W. 2000. « A New epsilon Function for Atmospheric Correction Algorithm (Paper 1999GL007005) ». *Geoph Res Lett*, vol. 27, n° 22, p. 3707-3710.
- Takashima, T. 1985. « Polarization effect on radiative transfer in planetary composite atmospheres with interacting interface ». *Earth, Moon, and Planets (ISSN 0167-9295)*, vol. 33.
- Tanaka, A., Y. Okamura, T. Amano, M. Hiramatsu et K. Shiratama. 2009. « Development status of the Second-generation Global Imager (SGLI) on GCOM-C1 ». In *SPIE Europe*. Berlin.
- Tanre, D., M. Herman et P. Y. Deschamps. 1981. « Influence of the background contribution upon space measurements of ground reflectance ». *Applied Optics*, vol. 20, n° 20, p. 3676-3684.
- Tanré, D., Y. J. Kaufman, B. N. Holben, B. Chatenet, A. Karineli, F. Lavenue, L. Blarel, O. Dubovik et L. Remer. 2001. « Climatology of dust aerosol size distribution and optical properties derived from remotely sensed data in the solar spectrum ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 106, n° D16, p. 18,205-18,217.
- Thomas, G. E., et K. Stamnes. 1999. *Radiative transfer in the atmosphere and ocean*. Cambridge University Press New York.
- Twardowski, M. S., E. Boss, J. B. Macdonald, W. S. Pegau, A. H. Barnard et J. R. V. Zaneveld. 2001. « A model for estimating bulk refractive index from the optical backscattering ratio and the implications for understanding particle composition in case I and case II waters ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 106, n° C7, p. 14129-14142.

- Uitz, J., H. Claustre, A. Morel et S. B. Hooker. 2006. « Vertical distribution of phytoplankton communities in open ocean: An assessment based on surface chlorophyll ». *J. Geophys. Res.*, vol. 111, n° C08005, p. 1-23.
- van de Hulst, H. C. 1957. *Light scattering by small particles*. New York: John Wiley & Sons. (reprint: Dover Publications, New York, 1981).
- Vermeulen, A., C. Devaux et M. Herman. 2000. « Retrieval of the scattering and microphysical properties of aerosols from ground-based optical measurements including polarization. I. Method ». *Applied Optics*, vol. 39, n° 33, p. 6207-6220.
- Vermote, E. F., D. Tanre, J. L. Deuze, M. Herman et J. J. Morcrette. 1997. « Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum, 6S: An overview ». *Ieee Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, vol. 35, n° 3 (May), p. 675-686.
- Vermote, E.F., et A. Vermeulen. 1999. *Atmospheric Correction Algorithm: Spectral Reflectances (MOD09)*. Greenbelt MD, 108: US National Aeronautics and Space Administration.
- Vesperini, M., F. M. Breon et D. Tanre. 1999. « Atmospheric water vapor content from spaceborne POLDER measurements ». *Ieee Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, vol. 37, n° 3, p. 1613-1619.
- Videen, G., D. Ngo, P. Chýlek et R. G. Pinnick. 1995. « Light scattering from a sphere with an irregular inclusion ». *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 12, n° 5, p. 922-928.
- Viollier, M., D. Tanre et P. Y. Deschamps. 1980. « An algorithm for remote sensing of water color from space ». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 18, n° 3, p. 247-267.
- Volten, H., J. F. De Haan, J. W. Hovenier, R. Schreurs, W. Vassen, A. G. Dekker, H. J. Hoogenboom, F. Charlton et R. Wouts. 1998. « Laboratory measurements of angular distributions of light scattered by phytoplankton and silt ». *Limnology and Oceanography*, p. 1180-1197.
- Volten, H., O. Munoz, E. Rol, J. F. de Haan, W. Vassen, J. W. Hovenier, K. Muinonen et T. Nousiainen. 2001. « Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 106, n° D15, p. 17375-17401.
- Voss, K. J., et E. S. Fry. 1984. « Measurement Of The Mueller Matrix For Ocean Water ». *Applied Optics*, vol. 23, n° 23, p. 4427-4439.
- Wang, M., et H. R. Gordon. 1994a. « Estimating aerosol optical properties over the oceans with the multiangle imaging spectroradiometer: some preliminary studies ». *Applied Optics*, vol. 33, n° 18, p. 4042-4057.
- Wang, M., et H. R. Gordon. 1994b. « A simple, moderately accurate, atmospheric correction algorithm for SeaWiFS ». *Remote sensing of environment*, vol. 50, p. 231-239.
- Wang, M., et H. R. Gordon. 1994c. « Radiance reflected from the ocean-atmosphere system: synthesis from individual components of the aerosol size distribution ». *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 30, p. 7088.
- Wang, M. 2000. *The SeaWiFS atmospheric correction algorithm updates*. Coll. « SeaWiFS Postlaunch Calibration and Validation Analyses, Part 1 ». 58-64 p.
- Wang, M., S. Bailey, C. Pietras, C. R. McClain et T. Riley. 2000. « SeaWiFS Aerosol optical thickness match-up analysis ». In *SeaWiFS postlaunch calibration and validation analysis*, sous la dir. de McClain, C. R., R.A. Barnes, Jr. Eplee, R.E., B.A. Franz, C. H. Hsu, F.S. Patt, C.M. Pietras, W. D. Robinson, B.D. Schieber, G.M. Schmidt, M. Wang, S. Bailey et P.J. Werdell. Greenbelt, Maryland: NASA Goddard Space Flight Center.
- Wang, M., et S. W. Bailey. 2001. « Correction of sun glint contamination on the SeaWiFS ocean and atmosphere products ». *Applied Optics*, vol. 40, n° 27, p. 4790-4798.

- Wang, M., A. Isaacman, B. A. Franz et C. R. McClain. 2002. « Ocean-color optical property data derived from the Japanese Ocean Color and Temperature Scanner and the French Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances: a comparison study ». *Applied optics*, vol. 41, n° 6, p. 974-990.
- Wang, M. 2004a. « Extrapolation of the aerosol reflectance from the near-infrared to the visible: the single-scattering epsilon vs multiple-scattering epsilon method ». *International Journal of Remote Sensing*, vol. 25, n° 18, p. 3637-3650.
- Wang, M. H. 2002. « The Rayleigh lookup tables for the SeaWiFS data processing: accounting for the effects of ocean surface roughness ». *International Journal Of Remote Sensing*, vol. 23, n° 13 (Jul 10), p. 2693-2702.
- Wang, M. H. 2004b. « Extrapolation of the aerosol reflectance from the near-infrared to the visible: the single-scattering epsilon vs multiple-scattering epsilon method ». *International Journal Of Remote Sensing*, vol. 25, n° 18 (Sep), p. 3637-3650.
- Wang, M. H., K. D. Knobelspiesse et C. R. McClain. 2005. « Study of the Sea-Viewing Wide Field-of-View Sensor (SeaWiFS) aerosol optical property data over ocean in combination with the ocean color products ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 110, n° D10 (Feb 24).
- Waquet, F., J. F. Leon, P. Goloub, J. Pelon, D. Tanre et J. L. Deuze. 2005. « Maritime and dust aerosol retrieval from polarized and multispectral active and passive sensors ». *Journal Of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 110, n° D10S10.
- Waterman, P. C. 1971. « Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering ». *Physical review D*, vol. 3, n° 4, p. 825-839.
- Whitby, K. T., R. B. Husar et B. Y. H. Liu. 1972. « The aerosol size distribution of Los Angeles smog ». *J. Colloid Interface Sci*, vol. 39, n° 1, p. 177-204.
- Whitby, K. T. 1978. « The physical characteristics of sulfur aerosols ». *Atmospheric Environment (1967)*, vol. 12, n° 1-3, p. 135-159.
- Xu, Q., H. Wei, R. Rao et H. Hu. 2007. « Simultaneous determination of aerosol optical thickness and exponent of Junge power law from satellite measurements of two near-infrared bands over the ocean ». *Optics Express*, vol. 15, n° 8, p. 5227-5236.
- Yang, H., et H. R. Gordon. 1997. « Remote sensing of ocean color: assessment of the water-leaving radiance bidirectional effects on the atmospheric diffuse transmittance ». *Applied Optics*, vol. 36, p. 7887-7897.
- Zagolski, F., R. Santer et O. Aznay. 2007. « A new climatology for atmospheric correction based on the aerosol inherent optical properties ». *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 112, n° D14, p. D14208.
- Zhai, P.-W., Y. Hu, C. R. Trepte et P. L. Lucker. 2009. « A vector radiative transfer model for coupled atmosphere and ocean systems based on successive order of scattering method ». *Opt. Express*, vol. 17, n° 4, p. 2057.
- Zhang, X., M. Lewis, M. Lee, B. Johnson et G. Korotaev. 2002. « The volume scattering function of natural bubble populations ». *Limnology and Oceanography*, vol. 47, n° 5, p. 1273-1282.
- Zhao, F. S., Z. B. Gong, H. L. Hu, M. Tanaka et T. Hayasaka. 1997. « Simultaneous determination of the aerosol complex index of refraction and size distribution from scattering measurements of polarized light ». *Applied Optics*, vol. 36, n° 30, p. 7992-8001.
- Zubko, V., Y. J. Kaufman, R. I. Burg et J. V. Martins. 2007. « Principal Component Analysis of Remote Sensing of Aerosols Over Oceans ». *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, vol. 45, n° 3, p. 730.

Thèse de Doctorat

Titre :

Apport des mesures directionnelles et polarisées aux corrections atmosphériques au-dessus des océans ouverts. Application à la mission PARASOL

Auteur :

Tristan HARMEL

Etablissement :

Université Pierre et Marie Curie

Résumé

L'observation des surfaces océaniques depuis l'espace fournit des informations sur le contenu de l'eau en biomasse phytoplanctonique. Ces observations s'effectuent dans la partie visible du spectre lumineux, d'où l'appellation de « couleur de l'océan » ; elles sont aujourd'hui indispensables au suivi de l'écosystème marin et ses implications à l'échelle environnementale et climatique. Pour l'estimation de la couleur de l'océan par satellite, l'atmosphère est un élément perturbateur majeur qu'il est nécessaire d'éliminer. La qualité des paramètres océaniques estimés par satellite est donc directement reliée à la précision des algorithmes de correction atmosphérique. Les méthodes actuellement utilisées pour les capteurs couleur de l'océan du type SeaWiFS (NASA) se sont révélées parfois infructueuses sur certaines zones avec des erreurs conduisant à des réflectances marines négatives dans le bleu. Dans ce cas, l'exploitation des mesures spatiales pour estimer les paramètres marins est rendue impossible. Il est donc nécessaire d'améliorer les algorithmes existants.

Le satellite PARASOL effectue des mesures originales de l'état de polarisation de la lumière de façon multidirectionnelle. Prochainement, deux autres satellites posséderont des caractéristiques similaires. Dans ce contexte, nous avons étudié l'apport des mesures multidirectionnelles et polarisées aux corrections atmosphériques au-dessus des océans ouverts. Un premier travail a conclu que l'information présente dans les mesures de polarisation dans le visible est strictement atmosphérique. Sur la base de ce résultat, un algorithme original de correction atmosphérique a été développé. Il permet d'estimer à la fois les aérosols et les luminances marines à partir des images du satellite PARASOL. Les paramètres atmosphériques et océaniques déterminés par l'algorithme ont été comparés à des mesures effectuées depuis le sol et en mer, et aux produits des missions spatiales actuelles. Ces comparaisons ont permis de valider l'algorithme, de quantifier le bénéfice de l'information polarisée et de définir les possibilités d'amélioration de la télédétection spatiale de l'environnement océanique.

Mots clés :

Télédétection spatiale, optique atmosphérique, optique marine, transfert radiatif, polarisation, aérosol, phytoplancton, correction atmosphérique