

Université des Sciences et Technologies de Lille

N° d'ordre : 3416

THÈSE

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE I

Spécialité :

LASERS, MOLÉCULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

soutenue le 10 décembre 2003 par

M. Nicolas BELLOUIN

Titre :

**Estimation de l'effet direct des aérosols à partir de la
modélisation et de la télédétection passive.**

JURY

M. Jean-Luc Deuzé	Président
M. François-Marie Bréon	Rapporteur
M. Gerrit de Leeuw	Rapporteur
M. Gilles Bergametti	Examineur
M. Didier Tanré	Directeur de thèse
M. Olivier Boucher	Directeur de thèse

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

Mes remerciements chaleureux vont à toutes les personnes impliquées de façon directe et indirecte dans ce travail de thèse.

Olivier Boucher et Didier Tanré, pour avoir accepté de diriger mon travail de DEA tout d'abord, cette thèse ensuite.

Yves Fouquart, alors directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, pour m'avoir accueilli.

François-Marie Bréon et Gerrit de Leeuw pour avoir accepté de devenir les rapporteurs de ce travail.

Gilles Bergametti et Jean-Luc Deuzé pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Mes remerciements vont également à tous ceux qui, au Laboratoire d'Optique Atmosphérique, m'ont aidé, conseillé ou avec qui j'ai un jour collaboré. Je citerais notamment Bernard Bonnel, Jean-Claude Buriez, Bertrand Crouzille, Christine Deroo, Jean-Luc Deuzé, Benoît Gérard, Andrée Giard, Pierre Lallart, Jean-François Léon, Anne Priem, Olivier Rassin, Shekhar Reddy et Michèle Vesperini.

De façon moins professionnelle, merci à Mickaël Houët et Fabrice Ducos pour avoir été des adversaires vaillants à *Warcraft* et avoir perdu de temps en temps.

Merci enfin à mes parents, mes soeurs et mes amis.

Table des matières

1	Introduction générale	9
1.1	Des particules atmosphériques au premier plan	9
1.1.1	Un climat sous influences	9
1.1.2	Les effets radiatifs des aérosols	10
1.1.3	Aérosols contre gaz à effet de serre?	11
1.2	Climatologie des aérosols terrestres	12
1.2.1	Aérosols dominés par les petites particules	12
1.2.2	Aérosols dominés par les grosses particules	14
1.2.3	Aérosols volcaniques	14
1.3	Caractérisation physique et optique des aérosols	14
1.3.1	Distributions d'une population d'aérosols	14
1.3.2	Propriétés optiques des aérosols	16
1.4	Historique de l'effet direct	19
1.4.1	Les travaux pionniers	19
1.4.2	Calculs et modélisation numérique	20
1.4.3	Les campagnes de mesure	21
1.4.4	Téledétection satellitaire	23
1.4.5	Calcul et forme de la perturbation radiative directe	25
1.5	Plan de cette thèse	30
2	Outils numériques et instrumentaux	31
2.1	Choix des codes de transfert radiatif	31
2.2	Streamer	32
2.2.1	Présentation	32
2.2.2	Représentation de la surface	34
2.3	Reconstitution du signal total	35
2.3.1	Comparaison à un autre code	36
2.4	Polder	37
2.4.1	Principes instrumentaux	37
2.4.2	Algorithme d'inversion et produits de niveau 2	39
2.4.3	Inversion de classe 2	42
2.5	Aeronet - Photons	42

3	Non-sphéricité des aérosols	47
3.1	Etudes numériques et expérimentales	47
3.2	Fonctions de phase complètes	49
3.3	Effets sur la perturbation radiative des aérosols	50
3.3.1	Épaisseur optique constante	51
3.3.2	Réflectance constante	52
3.4	Conclusion sur la non-sphéricité	59
4	Représentation radiative de la surface marine	61
4.1	Introduction	61
4.2	Méthode	61
4.2.1	BRDF de l'océan	61
4.2.2	Calculs de transfert radiatif	62
4.3	Albédo et épaisseur optique des aérosols	64
4.4	Impact sur la perturbation radiative des aérosols	65
4.4.1	Albédo dépendant de l'épaisseur optique des aérosols	65
4.4.2	Albédo indépendant de l'épaisseur optique des aérosols	67
4.5	Albédo directionnel	69
4.6	Conclusion sur la surface océanique	71
5	Absorption des aérosols au-dessus des océans avec Polder et Aeronet	73
5.1	Un problème d'actualité	73
5.2	Cohérence avec les résultats de l'inversion Polder	75
5.3	Choix de l'albédo de diffusion simple	76
5.3.1	Aérosols du mode grossier	77
5.3.2	Aérosols du mode d'accumulation	78
5.3.3	Variations de l'albédo de diffusion simple	80
5.4	Résultats	82
5.4.1	Calcul de la perturbation radiative	82
5.4.2	Résultats globaux	82
5.4.3	Résultats par type d'aérosol	87
5.4.4	Effets de l'absorption des aérosols sur les perturbations radiatives	90
5.4.5	Limitations	91
5.5	Comparaison avec un modèle de circulation générale	92
5.6	Conclusion sur l'absorption	92
6	Méthode directe au-dessus des océans	95
6.1	Une perturbation radiative, quatre méthodes	95
6.2	Principes de la méthode directe	97
6.2.1	Objectifs et contraintes	97
6.2.2	Modélisation des aérosols	98
6.2.3	Simulations de transfert radiatif	99
6.3	Conversion des réflectances en flux	100

6.3.1	Algorithme de conversion	101
6.3.2	Poussières désertiques	102
6.3.3	Aérosol de brûlage de biomasse	110
6.3.4	Aérosol de pollution anthropique	113
6.3.5	Aérosol marin	116
6.3.6	Conclusion de l'étude de cas	116
6.4	Validation : l'expérience Shade	117
6.4.1	Présentation des vols	117
6.4.2	Validation	119
6.5	Conclusion	125
7	Résultats globaux de la méthode directe	127
7.1	Distributions mensuelles de la perturbation radiative	127
7.1.1	Moyennes mensuelles	128
7.1.2	Comparaison avec l'utilisation des inversions Polder	132
7.1.3	Comparaison entre les deux canaux utilisés	133
7.2	Moyennes globales de la perturbation radiative	134
7.3	Efficacités de perturbation radiative	135
7.4	Utilisation des incertitudes	136
7.5	Conclusion	139
8	Conclusion générale et perspectives	141
8.1	Conclusion de ce travail	141
8.2	Perturbation radiative au-dessus des continents	142
8.2.1	Même problème, autre difficulté	142
8.2.2	Albédo des surfaces émergées	144
8.2.3	L'indice aérosol Polder	145
8.2.4	Algorithme et résultats expérimentaux	148
8.3	Autres défis d'avenir	149
8.4	Le train spatial Aqua	150
A	Articles liés à cette thèse	153

Résumé

Les aérosols atmosphériques influent sur le bilan radiatif terrestre en diffusant et absorbant le rayonnement incident (effet direct) et en modifiant le cycle de vie et les propriétés radiatives des nuages (effet indirect). Les interactions aérosols anthropiques-nuages-rayonnement constituent un forçage du système dont le signe et l'ordre de grandeur sont mal connus. Cette thèse étudie l'effet direct à partir d'observations satellitaires et de photométrie au sol. Elle aborde également plusieurs aspects de la modélisation des aérosols et de la surface dans les codes de transfert radiatif.

Le premier chapitre est une introduction sur les aérosols atmosphériques et leur impact climatique. On définit la perturbation des flux radiatifs due à l'effet direct des aérosols. Le second chapitre présente les outils utilisés par cette thèse. Le code de transfert radiatif *Streamer* et une technique de reconstitution du signal permettent de simuler flux et réflectances. Ce travail utilise les données de l'instrument satellitaire Polder-1, qui est multidirectionnel et effectue des mesures polarisées, et les mesures photométriques du réseau Aeronet-Photons.

Les chapitres trois et quatre étudient l'impact sur la perturbation radiative directe des aérosols de deux simplifications populaires dans les calculs de transfert radiatif. Il est montré, à partir de mesures de la fonction de phase, que négliger la non-sphéricité des aérosols entraîne des erreurs importantes sur la perturbation radiative directe et sur l'inversion de l'épaisseur optique. La prise en compte de la surface océanique par son albédo entraîne également des erreurs par rapport à la prise en compte rigoureuse utilisant la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle.

Pour estimer l'absorption par les aérosols, nous avons associé les inversions de Polder-1 avec un jeu d'albédos de diffusion simple issu de l'analyse de mesures Aeronet-Photons. L'algorithme présenté dans le chapitre cinq permet d'identifier l'aérosol présent dans l'atmosphère en se basant sur les propriétés optiques déduites des mesures de Polder-1 et sur la localisation géographique de la scène. Notre meilleure estimation de l'absorption en ciel clair est $2,5 \text{ Wm}^{-2}$ en moyenne globale sur les 8 mois de données Polder.

Nous présentons dans le chapitre six une méthode originale d'estimation de la perturbation radiative à partir des réflectances de Polder-1. Grâce à l'utilisation de nombreux modèles d'aérosols, notre algorithme permet de définir une incertitude. L'application sur les huit mois de mesures de Polder-1 permet d'évaluer la perturbation radiative entre $-6,8$ et $-7,8 \text{ Wm}^{-2}$. Une modification sera apportée à l'algorithme afin de mieux prendre en compte l'effet du vent sur la surface marine. La thèse se termine par une discussion sur l'estimation de la perturbation radiative directe au-dessus des continents, où la prise en compte de la surface est difficile.

Abstract

Estimate of the aerosol direct effect from modelling and passive remote-sensing.

Atmospheric aerosols affect the Earth's radiative budget through scattering and absorption of incident radiation (direct effect) and through the modification of cloud life cycle and radiative properties (indirect effect). Interactions between anthropogenic aerosols, clouds and radiation result in a forcing whose sign and magnitude are poorly known. This thesis studies the direct effect of aerosols using measurements from space and ground. Some aspects of aerosol and surface modelling in radiative transfer codes are also considered.

The first chapter is an introduction to atmospheric aerosols and their impact on climate. The perturbation of radiative fluxes caused by the aerosol direct effect is defined. Chapter two presents the instruments and codes used in this thesis. The *Streamer* radiative transfer code and a scheme for rebuilding the total signal are used to simulate fluxes and reflectances. This work uses the data from the multidirectional space sensor POLDER-1, which allows polarized measurements, and from the AERONET-PHOTONS photometer network.

Chapters three and four consider the impact of two widely used simplifications on the aerosol direct radiative perturbation. It is shown from laboratory measurements of the phase function that neglecting aerosol non-sphericity leads to significant errors on the direct radiative perturbation and optical thickness inversion. Errors are also caused by representing the oceanic surface using its albedo instead of the more rigorous bidirectional reflectance distribution function.

To estimate the aerosol absorption, we associate POLDER-1 inversions with a set of single-scattering albedos from an analysis of AERONET-PHOTONS measurements. The algorithm presented in chapter five allows an identification of the atmospheric aerosol based on optical properties deduced from POLDER-1 data and geographical location. Our best estimate of the global, 8-month averaged aerosol absorption in clear sky is 2.5 Wm^{-2} .

Chapter six presents a new method to estimate the radiative perturbation from POLDER-1 reflectances. Using numerous aerosol models, our algorithm is able to estimate an uncertainty. Applied to the 8 months of POLDER-1 data, the aerosol direct radiative perturbation ranges from -6.8 to -7.8 Wm^{-2} . The algorithm will be modified in order to better take into account the windspeed effect on the oceanic surface. This thesis ends with a preliminary work on the estimation of the aerosol direct radiative perturbation on land surfaces, where the surface is more difficult to consider.

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Des particules atmosphériques au premier plan

1.1.1 Un climat sous influences

Les activités humaines modifient de façon considérable la composition chimique de l'atmosphère. Les gaz à effet de serre sont les constituants les plus célèbres à ce titre. Le dioxyde de carbone bien sûr, qui a vu sa concentration passer d'une moyenne de 280 ppm en 1800 à 320 ppm en 1960 et à plus de 360 ppm de nos jours [*Prentice et al.* 2001], mais aussi le méthane ou le protoxyde d'azote. De telles modifications sont très vraisemblablement la cause d'un réchauffement du climat, même si les conséquences régionales sont encore peu connues. Il faut dire que scientifiquement parlant, l'étude du changement climatique n'est pas simple : le recul statistique n'est pas forcément suffisant, certains processus font encore l'objet de recherches et certains constituants de l'atmosphère sont encore mal connus (durée de vie, actions sur le climat). Parmi ces derniers, les aérosols ont connu un regain d'intérêt à la fin des années 1980 [*Charlson et al.* 1987]. Les aérosols sont, par définition, toutes les particules en suspension dans l'atmosphère, à l'exception des gouttelettes d'eau et des cristaux qui forment les nuages. S'ils ne sont, comparés aux molécules gazeuses, qu'un constituant mineur de l'atmosphère, les aérosols interagissent de multiples façons avec les nuages, le rayonnement et l'atmosphère, et ont la capacité de modifier le comportement de la machine climatique. Ils sont également particulièrement intéressants à caractériser car l'activité humaine tend à augmenter leurs concentrations dans l'atmosphère.

Les aérosols sont produits par une très grande variété de sources très localisées. Les aérosols primaires sont injectés dans l'atmosphère sous leur forme définitive. On peut citer par exemple les aérosols de poussière désertique, les sels marins ou les cendres volcaniques. Les aérosols secondaires subissent eux des transformations chimiques, qui les font passer de la phase gazeuse à la phase particulaire, par condensation. C'est le cas par exemple des sulfates qui proviennent de l'oxydation du dioxyde de soufre ou du soufre émis lors des éruptions volcaniques qui forme ensuite de l'acide sulfurique dans la stratosphère. Une fois dans l'atmosphère, les aérosols continuent à évoluer, formant une population

mélangée de façon externe (chaque particule est un aérosol d'un type donné) ou interne (une particule peut être constituée de plusieurs espèces chimiques à la fois). Après une durée de vie typique d'une semaine dans la troposphère, les particules retombent au sol à cause de leur propre poids (dépôt sec) ou lors de précipitations (dépôt humide). La très forte localisation des sources associée à cette courte durée de vie font que les aérosols sont distribués temporellement et spatialement de façon très hétérogène, ce qui va compliquer leur étude.

1.1.2 Les effets radiatifs des aérosols

Au niveau du climat terrestre, un constituant du système terre/océan/atmosphère peut avoir un impact significatif s'il couvre une surface suffisamment grande pendant un laps de temps suffisant long. Les aérosols, dont l'injection et le dépôt se font toute l'année sur l'ensemble de la planète, réunissent ces deux conditions. De plus, les activités humaines augmentant leur concentration, ils constituent un forçage du système climatique, c'est à dire une perturbation extérieure appliquée au système, ce dernier retournant à l'équilibre en modifiant son état (et en particulier la température de surface). Pour déterminer ce forçage, il faut savoir distinguer les aérosols produits naturellement de ceux issus de l'activité anthropique, ce qui n'est pas chose facile. Dans la suite, nous réserverons le terme de "forçage radiatif" aux seuls aérosols d'origine anthropique, puisqu'ils sont les seuls à être responsables d'un forçage, rigoureusement parlant. Il y a deux exceptions à cette définition : l'effet direct des aérosols issus du volcanisme et l'impact radiatif de la variation de la constante solaire sont, bien que naturels, associés à des forçages. Lorsque l'ensemble des aérosols sera étudié, nous parlerons de "perturbation radiative", celle-ci comprenant donc une composante naturelle et une composante anthropique. Enfin, le terme d'"effet" sera réservé au processus physique lui-même.

Tous les aérosols interagissent avec le rayonnement de façon directe et indirecte (*via* les nuages), de façon plus ou moins efficace selon leur taille ou leur composition chimique. L'effet direct des aérosols est dû à leur extinction propre. Les aérosols diffusent et absorbent le rayonnement solaire et thermique (diffusion et absorption ajoutées égalent l'extinction). Leur présence modifie donc l'albédo terrestre [Charlson *et al.* 1992]. Sauf si les aérosols sont absorbants et la surface brillante, cet effet tend vers une augmentation de l'albédo global, donc un refroidissement du système. Si les aérosols sont suffisamment absorbants, le réchauffement de l'atmosphère au niveau de la couche d'aérosols peut modifier les profils verticaux de température et d'humidité relative (et donc jouer sur la formation des nuages) [Hansen *et al.* 1997]. Ce deuxième effet, appelé semi-direct, peut aussi être vu comme une rétroaction de l'effet direct. L'effet indirect est partagé en deux. Comme les aérosols jouent le rôle de noyaux de condensation aux gouttes d'eau et aux cristaux qui forment les nuages, l'augmentation de leur concentration, si elle n'est pas accompagnée d'une augmentation du contenu en eau liquide de l'atmosphère, a pour conséquence la formation de gouttes d'eau plus nombreuses et plus petites. Le fait qu'elles soient plus nombreuses augmente l'albédo du nuage, c'est le premier effet indirect [Twomey 1974]. Le fait qu'elles soient plus petites augmente la durée de vie du nuage (les gouttes d'eau ont

moins tendance à précipiter rapidement), c'est le second effet indirect [Albrecht 1989].

1.1.3 Aérosols contre gaz à effet de serre ?

Il ne reste qu'à quantifier ces effets en terme de perturbation radiative des aérosols. Cette dernière est donnée en Wm^{-2} . Sa définition provient des modèles d'atmosphère à une dimension où seuls les processus radiatifs et convectifs étaient pris en compte. Une perturbation radiative est la différence de flux radiatifs à la tropopause entre un système de référence et un système prenant en compte le constituant perturbateur, toutes autres choses étant maintenues égales par ailleurs. Les températures stratosphériques sont ajustées afin de revenir à l'équilibre, ce point étant peu important pour les aérosols qui modifient peu les températures stratosphériques. Dans ces modèles simplifiés fut observée une bonne proportionnalité entre la perturbation radiative et le changement de température à la surface qu'elle impose au système. Le coefficient de proportionnalité est appelé sensibilité du climat, et caractérise l'amplitude de la réaction du système climatique à une perturbation extérieure [Cess et al. 1993]. Sa valeur dépend du modèle considéré. Comme cette relation de proportionnalité a été retrouvée (à 20% près) dans les modèles de circulation générale, la connaissance de l'ordre de grandeur des effets radiatifs des aérosols va permettre aux modélisateurs de déterminer la sensibilité du climat. Si les aérosols produisent un refroidissement important comparé au réchauffement créé par les gaz à effet de serre, alors le climat a une forte sensibilité. Au contraire, si les aérosols ont un impact radiatif négligeable, alors le climat est peu sensible.

Qu'en est-il alors de l'ordre de grandeur de la perturbation radiative des aérosols ? La grande publicité faite autour d'un réchauffement global probable du climat a incité différents gouvernements et instances internationales à faire le point sur les connaissances de la machine climatique de notre planète. Ainsi, tous les cinq ans, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC, ou IPCC en anglais, pour *Intergovernmental Panel on Climate Change*) remet un rapport résumant l'état de nos connaissances sur les divers constituants atmosphériques, leurs impacts radiatifs et le changement climatique. Ceci est une chance pour notre discipline. La figure 1.1 a été publiée dans le dernier rapport, datant de 2001 [Ramaswamy et al. 2001]. Elle résume les différentes valeurs attribuées aux divers forçages en leur attribuant un niveau de connaissances qualitatif. Il faut remarquer les incertitudes élevées et les confiances basses associées aux aérosols. En fait, l'incertitude sur leur impact radiatif a même augmenté depuis le rapport précédent, ce qui n'est pas un constat d'échec mais bien le signe d'une meilleure prise en compte de la complexité du problème. Il n'est pas possible de comparer facilement les forçages dus aux gaz à effet de serre et aux aérosols. En assignant une fonction de densité de probabilité aux distributions des valeurs des forçages estimés jusqu'à présent, Boucher et Haywood [2001] estiment que la probabilité de réchauffement du climat depuis l'ère pré-industrielle est comprise entre 75% et 97%. Les estimations et incertitudes données par le GIEC ont aussi une caractéristique importante : elles sont issues de travaux de modélisation, les observations servant indirectement à contraindre les modèles.

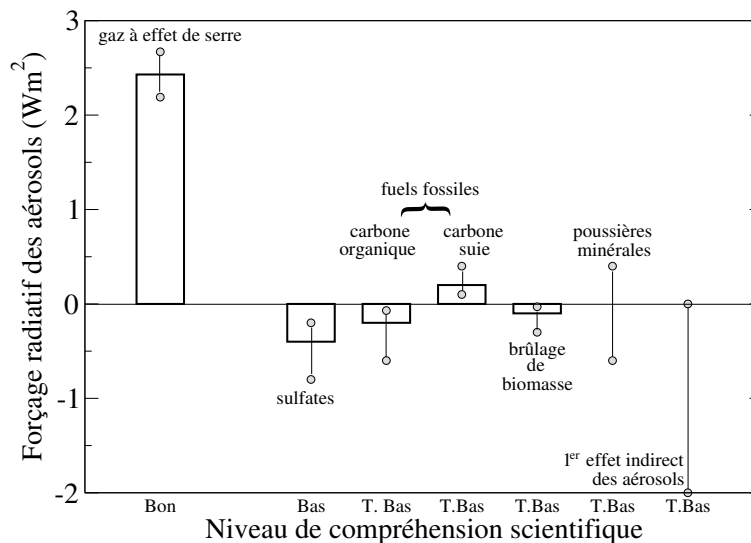


FIG. 1.1 – Forçages radiatifs des gaz à effet de serre et des aérosols, moyennés sur l'année et sur le globe, en Wm^{-2} . La situation de référence est prise en 1750, comparée à l'an 2000. Figure reprise de Ramaswamy et al. [2001].

1.2 Climatologie des aérosols terrestres

Les aérosols ont été répartis en grands types génériques, représentatifs des sources principales. Chaque type a ensuite été étudié afin de connaître ses régions sources, sa saisonnalité de production et son transport. La figure 1.2 résume ce qui est écrit dans la suite de ce chapitre, et présente une image très schématique des aérosols présents dans notre atmosphère.

1.2.1 Aérosols dominés par les petites particules

Les aérosols composés majoritairement de petites particules (d'un diamètre inférieur à $1 \mu m$) sont principalement issus de la combustion de la biomasse et des pollutions urbaines et industrielles. L'aérosol de brûlage de biomasse est très saisonnier. En hiver jusqu'en mars, l'activité des feux se trouve à l'ouest de l'Afrique et au nord de l'Equateur. Puis, à partir de mai, on observe un décalage des feux vers l'est et vers le sud, la saison se terminant en novembre en Afrique du Sud-Est (Tanzanie, Madagascar) [Tanré et al. 2001]. En Amérique Centrale, l'aérosol de brûlage de biomasse est émis en avril et mai. Les forêts boréales du Canada et de la Sibérie brûlent en été. L'Amérique du Sud est touchée à la fin de l'été de l'hémisphère nord [Kaufman et al. 1998]. Le nord de l'Australie est le lieu de feux en novembre et décembre.

En Inde et sur l'Asie du Sud-Est, la situation est plus compliquée : à un aérosol de brûlage de biomasse (issu notamment des usages domestiques) s'ajoute un aérosol de pollution urbaine. Le tout forme un aérosol contenant une quantité significative de

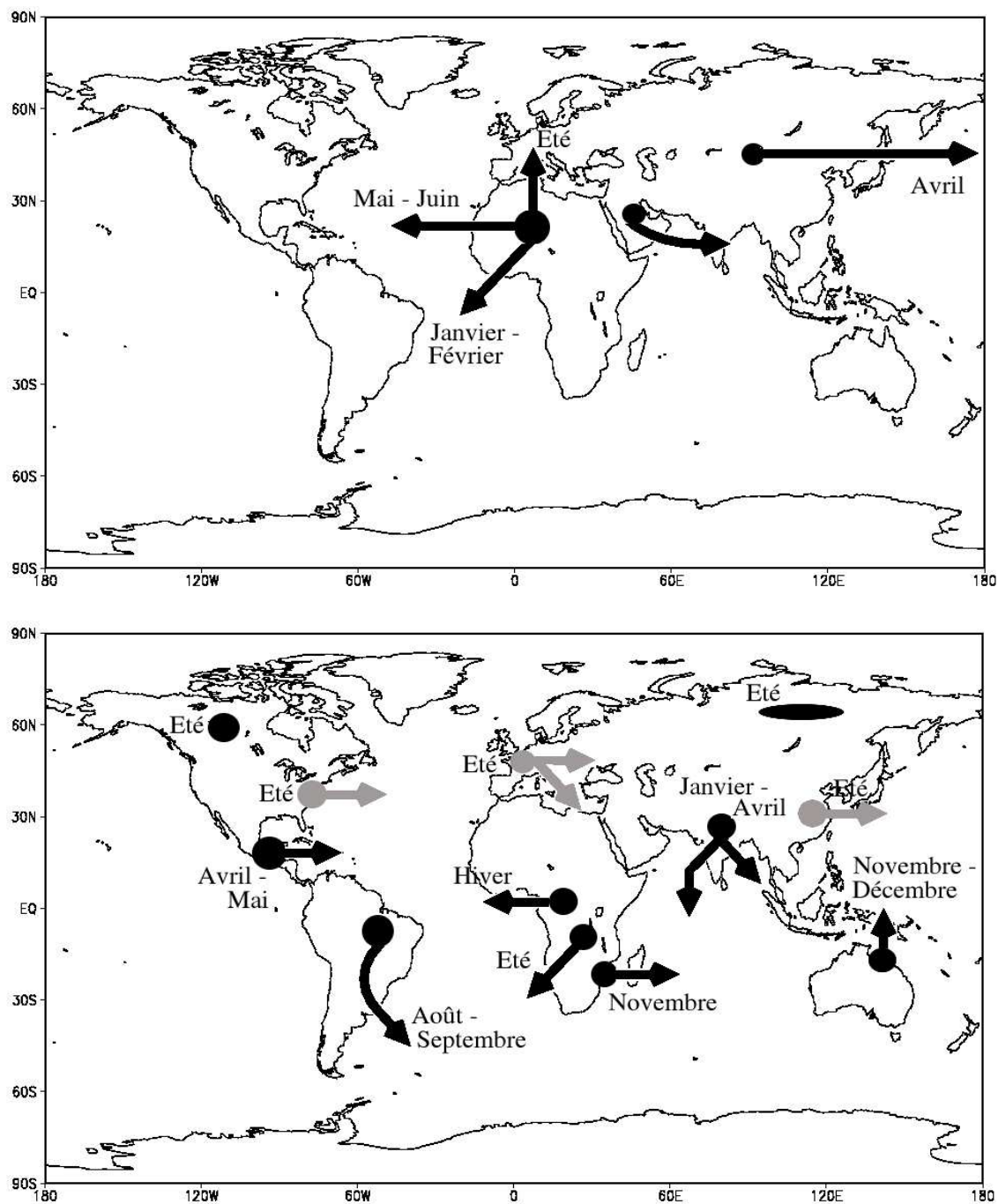


FIG. 1.2 – Schéma des sources des principaux types d'aérosols et de leur transport. En haut, les poussières désertiques. En bas, l'aérosol de brûlage de biomasse (noir) et la pollution industrielle et urbaine (gris).

carbone-suie. L'aérosol industriel est prédominant pendant l'été sur l'Europe, la côte est de l'Amérique du Nord et la Chine.

1.2.2 Aérosols dominés par les grosses particules

Dans les aérosols composés de particules d'un diamètre supérieur au micromètre, on trouve essentiellement les poussières minérales et l'aérosol marin, tous deux produits par l'action du vent. L'aérosol marin n'a pas de saisonnalité particulière et le facteur dominant de son émission est la vitesse du vent. Il est présent sur l'ensemble des océans. Les poussières minérales sont majoritairement d'origine naturelle, mais certaines industries et la désertification des sols imputable aux activités humaines sont des sources anthropiques. La pointe de l'Afrique de l'Ouest et le nord de l'Atlantique tropical sont les lieux où se produisent les événements de poussière désertique les plus intenses et les plus prolongés [*Chiapello et al.* 2000]. Les maxima sont atteints en mai-juin, avec un transport à haute altitude jusqu'aux Caraïbes, et en janvier-février, où les événements sont situés plus au sud à cause du déplacement de la zone de convergence inter-tropicale. Dans le golfe de Guinée se produisent aussi de forts événements combinés cette fois à l'aérosol de brûlage de biomasse, avec un transport vers l'Amérique du Sud. La Méditerranée est également le lieu de panaches de poussières en été, bien moins importants toutefois.

1.2.3 Aérosols volcaniques

Un dernier type d'aérosol qu'il convient de citer est l'aérosol d'origine volcanique. S'il est impossible de prévoir son émission, il parvient parfois (lors d'éruptions importantes) à être injecté directement dans la stratosphère, où sa durée de vie est très allongée par rapport aux basses couches de l'atmosphère. Son impact climatique est alors important [*Robock* 2000]. L'éruption du Pinatubo, en 1991, a par exemple entraîné une augmentation importante de l'épaisseur optique des aérosols stratosphériques, dont le forçage radiatif a atteint -3 Wm^{-2} [*Stenchikov et al.* 1998].

1.3 Caractérisation physique et optique des aérosols

Après avoir vu quels sont les grands types d'aérosols existant dans la nature, quelles sont leurs sources et leur transport, il est nécessaire d'introduire les notions physiques indispensables à leur modélisation. Etudier l'impact climatique des aérosols, par télédétection ou modélisation numérique, nécessite en effet de savoir modéliser ou déterminer leurs propriétés optiques. En premier lieu, il faut représenter mathématiquement une population d'aérosols.

1.3.1 Distributions d'une population d'aérosols

La définition des aérosols donnée au début de ce chapitre est très générique, ce qui témoigne bien de la complexité de leur étude. Pour qu'une particule injectée dans

l'atmosphère soit considérée comme un aérosol, il faut qu'elle puisse se maintenir en suspension suffisamment longtemps. Les aérosols ont donc un diamètre aérodynamique supérieur à 5 nm et pouvant dépasser 10 μm . Bien sûr, tous les aérosols présents à un instant et à un endroit donnés n'ont pas tous la même taille, la même composition chimique ou la même forme. Ces caractéristiques dépendent de leur mode de production. Pour caractériser cette population complexe, on introduit le concept de distribution en taille. Celle-ci donne, de façon continue, le nombre de particules qui ont un certain rayon, et présente la plupart du temps un ou plusieurs maxima, ou modes. Le mode correspondant à des particules dont le rayon est inférieur à 0,05 μm est appelé mode fin. Ce sont de très petites particules, notamment par rapport aux longueurs d'onde des rayonnements solaire et thermique. Optiquement peu actives, on néglige souvent leur impact radiatif. Entre 50 nm et 1 μm se trouve le mode d'accumulation. Ces particules sont issues de l'agrégation de particules plus petites, de la condensation de gaz ou de la ré-évaporation de gouttelettes. Enfin, les particules d'un diamètre supérieur à 1 μm se trouvent dans un mode dit grossier. Ce sont la plupart du temps des aérosols primaires, de formes très variées. Une distribution en taille observable près d'une source d'aérosol est souvent monomodale. Lorsque le temps de résidence dans l'atmosphère augmente, ou que deux sources locales produisent des aérosols différents, la distribution en taille devient bimodale, parfois trimodale, avec deux modes grossiers par exemple.

Mathématiquement, la loi log-normale permet de bien caractériser une population couvrant une large gamme de taille. La variation du nombre de particules n en fonction du logarithme népérien du rayon r s'écrit alors

$$n(r) = \frac{dN}{d \ln r} = \frac{n_0}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_0)^2}{2\sigma_0^2} \right]$$

où $n(r)$ est le nombre de particules dont le logarithme népérien du rayon est compris entre $\ln r$ et $\ln r + d \ln r$, r_0 est le rayon modal, σ_0 l'écart-type du logarithme népérien du rayon (la largeur de la distribution) et n_0 est le nombre de particules se trouvant dans le mode considéré. Une distribution multi-modale sera simplement décrite par une somme de log-normales.

Il n'est pas toujours adéquat de s'intéresser à la distribution du nombre de particules. La distribution de la surface convient mieux si l'on s'intéresse aux réactions chimiques dans lesquelles interviennent les aérosols. Si l'on cherche à évaluer la masse des aérosols, la distribution du volume V sera intéressante. Celle-ci s'écrit

$$\frac{dV}{d \ln r} = \frac{V_0}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_3)^2}{2\sigma_3^2} \right]$$

où r_3 et σ_3 sont définis de la même façon que précédemment, et V_0 est la concentration en volume des particules. Sachant que le rayon modal de la distribution de la n ième puissance du rayon est donné pour la loi log-normale par $r_0 \exp(n\sigma_0^2)$ et que les écarts-types restent inchangés ($\sigma_3 = \sigma_0$), on passe du rayon modal de la distribution du volume à celui de la distribution du nombre par

$$r_0 = r_3 \exp(-3\sigma_0^2)$$

r_3 est donc supérieur à r_0 , ce qui traduit le fait que la distribution du volume est décalée vers les grosses particules, qui y contribuent le plus.

On rencontrera dans plusieurs travaux, et dans cette thèse, une autre formulation utilisant des paramètres dits effectifs. Le rayon effectif d'une distribution provient d'une simplification du rayon moyen de diffusion. Il est défini par

$$r_{\text{eff}} = \int r \pi r^2 n(r) dr / \int \pi r^2 n(r) dr$$

Le rayon moyen de diffusion fait intervenir l'efficacité de diffusion dans les intégrales. Le passage des paramètres effectifs aux paramètres de la distribution du nombre est donné par

$$r_0 = r_{\text{eff}} \exp\left(-\frac{5}{2}\sigma_0^2\right)$$

pour le rayon modal et par

$$\sigma_0^2 = \ln\left(\sigma_{\text{eff}}^2 + 1\right)$$

pour l'écart-type de la distribution. Pour se donner un ordre de grandeur rapide, on peut considérer que le rayon effectif est comparable au rayon modal de la distribution du volume.

1.3.2 Propriétés optiques des aérosols

L'interaction aérosol-rayonnement est caractérisée complètement lorsqu'on connaît la quantité de rayonnement qu'une population d'aérosols peut éteindre (diffuser et absorber), la contribution de l'absorption à cette extinction, et la distribution angulaire de la diffusion. Les quantités correspondantes sont respectivement l'épaisseur optique, l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase.

Épaisseur optique et coefficient d'Ångström

L'efficacité d'extinction d'une particule, notée Q_{ext} , est le rapport entre la section efficace d'extinction et la section géométrique de la particule, cette dernière étant donnée par πr^2 pour une particule sphérique de rayon r . De la même façon, on définit l'efficacité de diffusion Q_{dif} et d'absorption Q_{abs} . Ces trois quantités vérifient par définition de l'extinction $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{dif}} + Q_{\text{abs}}$. Pour un ensemble d'aérosols caractérisé par sa distribution en taille $n(r)$, la section efficace d'extinction est

$$\sigma_{\text{ext}}(\lambda) = \int_0^\infty \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda) n(r) d \ln r$$

Si le profil vertical des aérosols est connu (ou si on l'impose arbitrairement), on peut alors obtenir l'épaisseur optique en intégrant σ_{ext} sur la colonne. Dans la suite, on notera l'épaisseur optique des aérosols τ_{aer} . Elle dépend de la longueur d'onde. Pour donner des ordres de grandeur, la moyenne de l'épaisseur optique de 865 nm sur les océans est de 0,1 d'après les données de l'instrument Polder (voir chapitre 2). Un événement de pollution

important aura une épaisseur optique de 0,3 à 0,5. Des événements très importants, comme une épaisse couche de poussières désertiques, peut dépasser 1,5. Comme l'extinction est la somme de la diffusion et de l'absorption, on peut définir une épaisseur optique de diffusion et une épaisseur optique d'absorption.

La dépendance spectrale de l'extinction est intéressante car elle renseigne sur la taille de la particule diffusante. Elle est mesurée par le coefficient d'Ångström α , défini par

$$\frac{\tau_{\text{aer}}(\lambda_2)}{\tau_{\text{aer}}(\lambda_1)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{-\alpha}$$

où λ_1 et λ_2 sont des longueurs d'onde, choisies en général suffisamment éloignées l'une de l'autre. Plus la dépendance spectrale est grande, plus le coefficient d'Ångström est grand et plus la particule est petite. Les aérosols ont des coefficients d'Ångström compris entre 0 et 2,5 typiquement. Une population de grosses particules dont le nombre est distribué sur un seul mode peut avoir un coefficient d'Ångström légèrement négatif.

Albédo de diffusion simple

La part de la diffusion dans l'extinction est donnée par l'albédo de diffusion simple ϖ_0 . Pour une particule, il est égal à $Q_{\text{dif}}/Q_{\text{ext}}$ et dépend de la longueur d'onde. Pour une population d'aérosol, il correspond à $\sigma_{\text{dif}}(\lambda)/\sigma_{\text{ext}}(\lambda)$. Pour un aérosol non-absorbant, $\varpi_0 = 1$. Dans le visible, la plupart des aérosols sont peu absorbants, avec des albédos de diffusion simple supérieurs à 0,9. Certains aérosols contenant une part importante de carbone-suie ont toutefois une absorption plus grande, comme nous le verrons par la suite. Les propriétés d'absorption sont directement reliées à la composition chimique de l'aérosol et à la partie imaginaire de l'indice de réfraction. Plus cette dernière est élevée, plus l'aérosol est absorbant et plus l'albédo de diffusion simple est petit.

Fonction de phase

La distribution angulaire de la diffusion d'une particule est donnée par la fonction de phase, appelée aussi fonction de diffusion. Elle est normalisée afin de vérifier

$$\int_{4\pi} P(\Omega) d\Omega = 4\pi$$

où Ω note l'angle solide. En introduisant l'angle de diffusion Θ et son cosinus $\mu = \cos(\Theta)$,

$$\int_{-1}^1 P(\mu) d\mu = 2$$

lorsque la fonction de phase possède une symétrie de révolution en l'angle azimutal, ce qui est le cas des particules sphériques et d'une population d'aérosols non sphériques mais orientés de manière aléatoire. La fonction de phase est, dans le cas des aérosols, très anisotrope et possède un pic de diffraction très pointu pour des angles de diffusion petits

(entre 0 et 5°, l'angle de diffusion étant celui existant entre la direction d'incidence et la direction réfléchiée).

Plusieurs quantités ont été définies pour caractériser la fonction de phase. Le paramètre d'asymétrie g est défini par

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu P(\mu) d\mu$$

g est donc le moment de premier ordre dans la décomposition de la fonction de phase en moments de Legendre, et renseigne sur la symétrie avant/arrière de la diffusion de la particule. La diffusion se fait totalement vers l'avant si g est égal à 1, totalement vers l'arrière si g égale -1 . Si g est nul, la diffusion est symétrique entre l'avant et l'arrière. Plus une particule est grande par rapport à la longueur d'onde et plus la diffusion se fait vers l'avant [Wiscombe et Grams 1976]. Ce paramètre sert aussi à définir une fonction de phase approchée, dite de *Henyey-Greenstein*. Nous éviterons cependant d'utiliser cette approximation, car il a été montré qu'elle engendrait des erreurs significatives dans le calcul des flux radiatifs [Boucher 1998].

Est aussi définie la fraction de diffusion vers le haut, notée β et dépendant de l'angle solaire zénithal θ_s . Elle représente la fraction du rayonnement diffusé qui l'est vers le haut, cette dernière direction étant définie par rapport à l'horizon de la particule. La figure 1.3 représente une particule et sa fonction de phase, et montre qu'une partie de la diffusion vers l'avant participe à la diffusion vers le haut. $\beta(\theta_s)$ prend sa valeur maximale de 0,5 pour un angle solaire zénithal de 90°, puis décroît, cette décroissance étant d'autant plus forte que la particule est de grande taille. Très souvent, la fraction de diffusion vers le haut pour un soleil au zénith est notée b , et l'intégrale de β sur les angles solaires zénithaux, appelée fraction isotrope de diffusion vers le haut, est notée $\bar{\beta}$.

Théorie de Mie

La diffusion d'un rayonnement incident par une particule à symétrie sphérique ou un cylindre infini a été formalisée par *Mie* [1908]. D'après cette théorie, l'extinction par une particule ne dépend que de son indice de réfraction complexe m et d'un paramètre de taille, noté x et égal à $2\pi r/\lambda$ où r est le rayon de la particule et λ la longueur d'onde du rayonnement. Nous disposons d'un code de Mie basé sur l'algorithme donné par *Wiscombe* [1980]. Il nous permet de calculer, pour une distribution en taille log-normale, l'épaisseur optique (en prenant comme référence 0,1 à 865 nm), l'albédo de diffusion simple, la fonction de phase et son paramètre d'asymétrie.

La fonction de phase est décomposée en ses 200 premiers moments de Legendre après avoir été tronquée de sa pointe avant (on considère que les photons diffusés dans un petit angle ont été transmis [Potter 1970, Joseph et al. 1976]). Cette troncature permet à la décomposition en moments de Legendre d'être précise même pour un nombre peu élevé de moments.

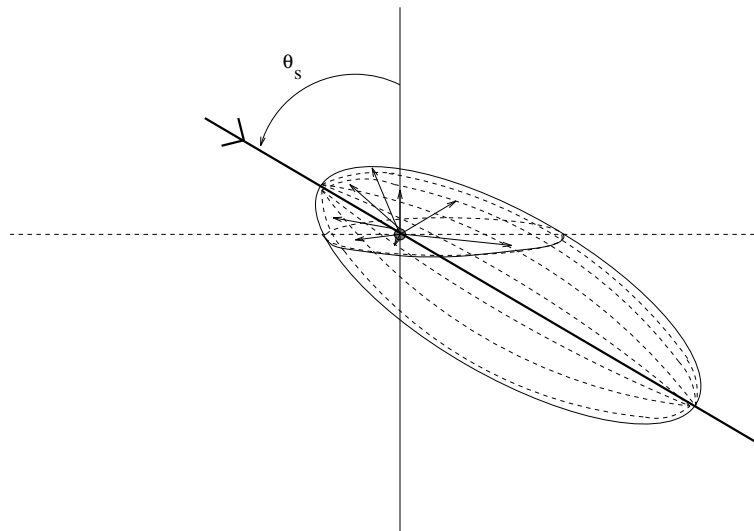


FIG. 1.3 – Définition de la diffusion vers le haut. Le rayonnement incident avec un angle zénithal θ_s est diffusé par la particule. L'ellipsoïde représente la fonction de phase. Le plan horizontal partage cette fonction de phase en deux parties. La partie supérieure correspond à la diffusion vers le haut, ce qui inclut une partie de la diffusion vers l'avant. Figure reprise de Boucher [1995].

1.4 Historique de l'effet direct

1.4.1 Les travaux pionniers

Les premiers travaux sur ce que l'on appelle maintenant l'effet direct des aérosols remontent à *McCormick et Ludwig* [1967]. Ils concluent qu'une augmentation de la masse des aérosols atmosphériques a pour conséquence une augmentation de l'albédo terrestre, et donc un refroidissement du système. *Charlson et Pilat* [1969] ajoutèrent que puisque les particules sont à la fois absorbantes et diffusantes, elles pourraient tout aussi bien causer un réchauffement, cela dépendant du rapport entre les capacités d'absorption et de diffusion. De la même façon, *Atwater* [1970] conclut que le signe du forçage pouvait tout aussi bien être négatif ou positif, cela dépendant non seulement de l'absorption mais aussi de l'albédo de la surface sous la couche d'aérosols. *Mitchell* [1971] ajouta le rôle de l'évaporation de l'eau à la surface. Le modèle développé par *Ensor et al.* [1971] permettait de faire varier la partie imaginaire de l'indice de réfraction des aérosols. Ils conclurent donc que de grandes incertitudes existaient sur l'effet des aérosols sur l'albédo planétaire, incertitudes essentiellement causées par le manque de données caractérisant l'absorption et la diffusion des particules atmosphériques. En étudiant les différents paramètres inclus dans les modèles d'aérosols, *Reck* [1974, 1975] montra que ceux-ci refroidissent l'atmosphère, réduisent la convection et augmentent l'albédo de la Terre.

1.4.2 Calculs et modélisation numérique

Après une décennie essentiellement consacrée aux gaz à effet de serre, les aérosols reviennent sur le devant de la scène avec l'étude de *Charlson et al.* [1992]. En utilisant une formule approchée, ils estimaient le forçage radiatif des aérosols sulfatés entre -1 et -2 Wm^{-2} , ordre de grandeur similaire à celui du forçage positif des gaz à effet de serre. *Haywood et Shine* [1995] et *Chylek et Wong* [1995] ont amélioré l'équation donnée par *Charlson et al.* [1992], en introduisant l'absorption des aérosols. Ils obtinrent

$$\Delta F = -\frac{1}{2} S_0 T^2 (1 - A_c) \tau_{\text{aer}} \left[\varpi_0 \overline{\beta_{\text{aer}}} (1 - \overline{R_s})^2 - 2(1 - \varpi_0) \overline{R_s} \right]$$

où ΔF est la perturbation radiative des aérosols au sommet de l'atmosphère, S_0 est la constante solaire, T est la transmission de l'atmosphère au-dessus de la couche d'aérosol, A_c est la couverture nuageuse ($1 - A_c$ donnant donc la proportion de ciel clair), τ_{aer} , $\overline{\beta_{\text{aer}}}$ et ϖ_0 sont l'épaisseur optique, la fraction isotrope de diffusion vers le haut et l'albédo de diffusion simple de la couche d'aérosols, respectivement, R_s étant l'albédo de la surface sous la couche d'aérosol. La pondération par la fraction de ciel clair exprime que l'effet direct des aérosols est particulièrement important en ciel clair, mais suppose qu'il est nul en ciel nuageux, ce qui est une approximation. L'épaisseur optique des aérosols donne l'amplitude du forçage, tandis que l'albédo de diffusion simple et la fraction de diffusion vers le haut déterminent son signe, ce dernier dépendant également de l'albédo de surface. *Russell et al.* [1997] complétèrent la formulation approchée de la perturbation radiative des aérosols en introduisant la dépendance en l'angle solaire zénithal dans les propriétés optiques des aérosols et dans l'albédo de surface. Désormais, les codes de transfert radiatif permettent la résolution numérique de l'équation du transfert radiatif et l'usage de telles formules simplifiées se perd.

Le forçage radiatif des aérosols a également été étudié dans les modèles de circulation générale. *Charlson et al.* [1991] estiment ainsi le forçage des aérosols sulfatés à $-0,6 \text{ Wm}^{-2}$. Les modèles de circulation générale comportent aujourd'hui cinq composantes d'aérosols, les sulfates, le carbone suie et le carbone organique, les poussières désertiques et les sels marins, puis les nitrates ou le carbone organique sec. Le modèle utilisé par *Wilson et al.* [2001] permet de considérer un mélange interne. *Boucher et Pham* [2002] ont étudié le forçage radiatif des aérosols sulfatés sur 140 ans et ont montré que le forçage direct s'élevait continuellement (en valeur absolue) jusqu'à atteindre $-0,4 \text{ Wm}^{-2}$ au début des années 1990 (le forçage indirect est estimé à -1 Wm^{-2}). Les forçages radiatifs estimés par différents modèles sont repris par *Haywood et Boucher* [2000]. Le forçage radiatif des aérosols de sulfate anthropique est évalué, en moyenne globale et annuelle, entre $-0,26$ et $-0,82 \text{ Wm}^{-2}$, celui du carbone suie dû à la combustion de fuel fossile à $+0,16 \text{ Wm}^{-2}$ (mélange externe) ou $+0,42 \text{ Wm}^{-2}$ (mélange interne). Pour le forçage radiatif dû à l'aérosol carboné de brûlage de biomasse, les estimations sont comprises entre $-0,14$ et $-0,74 \text{ Wm}^{-2}$. Les poussières minérales, enfin, présentent une large gamme d'estimations, allant de $-0,46$ à $+0,09 \text{ Wm}^{-2}$. Lors de ces estimations, le principal problème reste l'obtention d'inventaires d'émissions corrects et précis. Les modélisateurs avancent main-

tenant vers l'assimilation de données, comme *Collins et al.* [2001] qui assimilent l'épaisseur optique des aérosols mesurée lors de l'expérience Indoex (*cf.* section suivante).

1.4.3 Les campagnes de mesure

La décennie 1990-2000 a vu les premières grandes campagnes consacrées aux aérosols. Le tableau 1.1 résume les principales campagnes réalisées et l'aérosol étudié. Ces campagnes, outre l'intérêt d'étudier les aérosols en eux-mêmes et d'apporter une vérification expérimentale (notamment de l'effet indirect), permettent également de constituer une base de données indispensable à la validation des simulations et résultats de modèles ainsi que des traitements de données satellitaires.

Concernant l'aérosol de brûlage de biomasse, la campagne SCAR-B a montré que cet aérosol, initialement petit, triplait son rayon dans les trois premiers jours de résidence dans l'atmosphère. Cet aérosol est très absorbant, avec un albédo de diffusion simple de 0,87 à 670 nm [*Dubovik et al.* 1998]. Lors de la campagne Safari 2000, il a été montré que les aérosols d'accumulation dus à la saison des feux sont nettement prédominants près des sources (en Zambie) puis se mélangent lors de leur transport vers le sud à des aérosols de pollution et des aérosols du mode grossier. On observe lors de ce transport une forte baisse de l'épaisseur optique par dilution et dépôt. Au fur et à mesure de l'éloignement des sources, la sédimentation transforme une distribution en taille trimodale en bimodale par perte du mode le plus grossier [*Haywood et al.* 2003a]. Arrivés sur l'océan Atlantique, les aérosols peuvent survoler une couche de stratocumulus très brillants, ce qui entraîne une perturbation radiative positive dans cette zone [*Keil et Haywood* 2003]. La dépendance spectrale de l'absorption est fort différente selon l'endroit étudié [*Eck et al.* 2003], mais l'aérosol de brûlage de biomasse reste partout très absorbant.

L'aérosol de pollution industrielle et urbaine, et notamment de sulfate, a été caractérisé lors de la campagne Tarfox. Cette campagne, outre la validation des algorithmes plus tard appliqués au capteur spatial Modis [*Tanré et al.* 1999], a été l'objet d'un effort particulier sur l'effet radiatif direct des aérosols. Ceux-ci augmentent le flux montant de 40 à 130 Wm^{-2} par unité d'épaisseur optique [*Russell et al.* 1999b]. Cela se traduit par une perturbation radiative moyenne au sommet de l'atmosphère de -9 Wm^{-2} au large de la côte est américaine [*Hignett et al.* 1999]. Les différentes méthodes d'estimation du forçage radiatif se recoupent bien. Les aérosols de pollution sont mesurés comme étant peu absorbants.

Les poussières sahariennes ont fait l'objet de deux campagnes dédiées, Shade et Pride. Comme les données mesurées lors de la campagne Shade seront utilisées dans cette thèse, nous la présenterons plus en détails au chapitre 6. Précisons simplement qu'il a été montré lors de cette campagne que les poussières désertiques produisent des perturbations radiatives instantanées très importantes, de l'ordre de 130 Wm^{-2} [*Haywood et al.* 2003b]. Pride, quant à elle, étudie le transport des poussières sahariennes à travers l'Océan Atlantique. Les résultats montrent que le transport des poussières désertiques est bien plus complexe que prévu : la couche d'aérosol ne se trouve pas aux altitudes

Nom (acronyme)
<i>Smoke, Clouds, and Radiation - Brazil</i> (SCAR-B)
<i>First Aerosol Characterization Experiment</i> (ACE-1)
<i>Tropospheric Aerosol Radiative Forcing Observational eXperiment</i> (TARFOX)
<i>Second Aerosol Characterization Experiment</i> (ACE-2)
<i>Indian Ocean Experiment</i> (INDOEX)
<i>Puerto-Rico Dust Experiment</i> (PRIDE)
<i>Southern African Regional Science Initiative 2000</i> (SAFARI 2000)
<i>SaHarAn Dust Experiment</i> (SHADE)
<i>Mediterranean Intensive Oxidant Study</i> (MINOS)
<i>Aerosol Characterization Experiment - Asia</i> (ACE-Asia)

TAB. 1.1 – Principales campagnes de terrain consacrées (entre autres) aux aérosols ces dernières années. La référence principale, lorsqu'elle est disponible, donne la vue d'ensemble de la campagne et ses principaux résultats.

attendues, et parfois même, la stratification verticale des tailles de particule est presque absente, montrant un mélange vertical important. Cependant, les contenus en poussières désertiques étaient inférieurs à la normale, avec des événements 30% moins intenses que d'habitude.

Les autres campagnes se sont déroulées dans un environnement caractérisé par un mélange important d'aérosols. Dans l'océan Pacifique près de la Tasmanie, a lieu la campagne ACE-1. En novembre et décembre, l'aérosol majoritaire à cet endroit est l'aérosol marin, qui représente 80% de la masse totale, 99% du mode grossier, mais on trouve aussi les sulfates émis par l'Australie [Quinn *et al.* 1998]. Cette expérience a permis de définir ainsi les caractéristiques de fond des aérosols sur les océans. Dans l'Océan Atlantique cette fois, ACE-2 a permis d'observer l'aérosol maritime de fond, de la pollution d'origine européenne et des poussières minérales africaines (ces dernières étant d'ailleurs moins présentes que prévu). Il faut noter que cette campagne a apporté d'intéressantes observations de l'effet indirect des aérosols [Brenquière *et al.* 2000]. En Méditerranée, lors de la campagne Minos, plutôt consacrée à la chimie atmosphérique, il a été montré que les aérosols de cette région sont d'origine anthropique, avec de multiples influences : dans la couche limite, la pollution d'Europe de l'Ouest et de l'Est domine, alors que le transport d'altitude est dominé par la pollution nord-américaine et asiatique. Un résultat remarquable est aussi la forte absorption de l'aérosol local [Markowicz *et al.* 2002].

Date	Localisation	Aérosol étudié	Référence principale
08-09 1996	Brésil	Brûlage de biomasse	[<i>Kaufman et al.</i> 1998]
11-12 1996	Sud-Est de l'Australie	sulfates sulfates	[<i>Bates et al.</i> 1998]
07 1996	Côte-Est des Etats-Unis	Pollution urbaine	[<i>Russell et al.</i> 1999a]
06-07 1997	Iles Canaries	Aérosol marin, pollution urbaine, poussières désertiques	[<i>Raes et al.</i> 2000]
03 1999	Nord de l'Océan Indien	pollution, brûlage de biomasse	[<i>Ramanathan et al.</i> 2001]
06-07 2000	Caraïbes	Poussières désertiques	[<i>Reid et al.</i> 2003]
08-09 2000	Sud de l'Afrique	Brûlage de biomasse pollution	
09 2000	Cap-Vert	Poussières désertiques	[<i>Tanré et al.</i> 2003]
08 2001	Crète	Pollution	[<i>Lelieveld et al.</i> 2002]
03-05 2001	Mer de Chine, Corée	Pollution, poussières	

TAB. 1.1 – (*suite*)

Nous terminerons par la campagne qui a sans doute mobilisé le plus de monde, allant même jusqu'à déplacer le satellitaire géostationnaire Meteosat-5. En mars 1999 s'est en effet tenue la phase intensive de la campagne Indoex. Comme son nom l'indique, la région étudiée est le nord de l'Océan Indien où s'étend entre décembre et avril la pollution anthropique émise par l'Inde et ses voisins. Cette extension est favorisée par la mousson, qui amène les masses d'air issues des terres continentales sur l'océan. Ont été mesurés à l'occasion de cette campagne de gros événements de pollution situés dans les trois premiers kilomètres d'altitude, avec des épaisseurs optiques importantes sur les continents et les océans. Environ 80% du contenu atmosphérique en aérosol est d'origine anthropique, le reste étant de l'aérosol marin et des poussières désertiques. Ce mélange compliqué d'aérosols, parfois très absorbants, induit une distribution du forçage complexe, tantôt positif, tantôt négatif, avec parfois de très grandes différences entre les forçages estimés au sommet de l'atmosphère et à la surface [*Rajeev et Ramanathan* 2001]. *Eck et al.* [2001] ont montré que le contenu en aérosol dans la région est très variable d'une année sur l'autre, avec des pics d'événements ne se produisant pas l'année suivante.

1.4.4 Télédétection satellitaire

Le caractère hétérogène des distributions spatiale et temporelle des aérosols fait des instruments satellitaires des outils précieux. Eux-seuls peuvent en effet observer la majeure partie du globe avec une résolution temporelle suffisante. Evidemment, la résolution spatiale est moins bonne que celle obtenue par avion, et toutes les propriétés des aérosols

ne peuvent pas être déduites de leurs interactions avec le rayonnement.

La télédétection satellitaire est un outil récent, et les méthodes pour estimer les propriétés optiques des différents composants de l'atmosphère vont encore évoluer [King *et al.* 1999]. Le problème est le suivant : en mesurant la luminance réfléchie par le système terre/océan/atmosphère, comment isoler les différentes contributions (celle de la surface, des aérosols, des nuages et leurs couplages éventuels) puis comment convertir la contribution d'un diffuseur donné en ses propriétés optiques et physiques ? L'ensemble du processus est appelé inversion, et la surface y joue un rôle non négligeable. Plus elle est brillante, plus la contribution relative des aérosols au signal total est faible. C'est pourquoi les meilleurs résultats sont obtenus au-dessus des surfaces sombres, océans ou végétation. Une solution originale consiste à mesurer la lumière polarisée. Les différents types de surface polarisent peu et de façon similaire les uns des autres. Les aérosols ne sont pas détectés lorsque le ciel est nuageux, là encore pour des raisons de signal trop faible.

Les premiers instruments dédiés spécifiquement à l'étude des aérosols ont été lancés dans les années 1990. Avant cela, des instruments comme Meteosat ont fourni des observations suffisantes pour pouvoir réaliser des climatologies des aérosols [Jankowiak *et Tanré* 1992, Moulin *et al.* 1997]. Le canal dans l'infrarouge de Meteosat permet la détection des poussières désertiques au-dessus des terres émergées ce qui permet d'étudier les sources de cet aérosol [Legrand *et al.* 2001, Léon *et Legrand* 2003]. Mais l'utilisation d'un canal unique ne permet pas de contraindre suffisamment le modèle d'aérosol. Un produit d'épaisseur optique utilisant un seul des canaux du capteur AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) est cependant disponible, avec un retraitement des données obtenues depuis 1979 [Rao *et al.* 1989]. Toms (*Total Ozone Mapping Spectrometer*) n'était pas destiné aux aérosols mais ses canaux dans l'ultraviolet permettent de détecter les aérosols absorbant dans cette partie du spectre (poussières minérales, brûlage de biomasse) sur les océans et les continents. Le produit, appelé indice aérosol, n'est cependant pas quantitatif [J. Herman *et al.* 1997]. Couplé aux observations de Meteosat ou AVHRR, il permet d'étudier le transport des poussières désertiques [Chiapello *et al.* 2002, Cakmur *et al.* 2001].

Modis (*MODerate resolution Imaging Spectroradiometer*) a l'avantage de couvrir avec de nombreux canaux un large intervalle spectral, notamment le visible et le proche infrarouge. Ceci permet une détection efficace des scènes nuageuses, ainsi qu'une bonne caractérisation des aérosols sur océans [Tanré *et al.* 1997] et sur les continents [Kaufman *et al.* 1997] en utilisant les surfaces sombres. L'instrument français Polder (*Polarization and Directionality of the Earth's Reflectance* [Deschamps *et al.* 1994]), s'il ne dispose pas d'autant de canaux que Modis, est multidirectionnel (la même scène est vue sous plusieurs directions de visée différentes) et polarisé. Cette dernière capacité permet sur océan de choisir un indice de réfraction et sur continent de définir un indice aérosol semi-quantitatif. Nous reviendrons plus en détail sur Polder dans le chapitre suivant. D'autres capteurs sont également utilisés pour la télédétection des aérosols, parmi lesquels on peut citer MISR (*Multi-angle Imaging SpectroRadiometer*), lui aussi multidirectionnel, SeaWifs (*Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor*) et ATSR (*Along-Track Scanning Radiometer*).

Le futur s'annonce prometteur : comme chaque instrument a ses propres qualités et

défauts, l'idée de combiner leurs mesures (synergie instrumentale) est venue. Afin qu'ils observent tous des scènes comparables, un "train spatial" composé de satellites se succédant dans un laps de temps très court sur des orbites voisines, verra le jour en 2004-2005. De nouveaux exemplaires des instruments Modis et Polder seront de la partie, ce dernier étant légèrement modifié et baptisé Parasol (*Polarization and Anisotropy of Reflectances for Atmospheric Sciences coupled with Observations from a Lidar*). Le lidar spatial Calipso (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*) permettra d'obtenir un profil vertical de l'atmosphère, et identifiera notamment les couches d'aérosols situées au-dessus des nuages. On notera pour finir l'absence totale d'estimation de l'albédo de diffusion simple des aérosols depuis l'espace. Ce paramètre clé est en effet très difficile à inverser, puisqu'il consiste à estimer un signal que l'on ne reçoit pas. Des pistes existent cependant, notamment celle proposée par *Kaufman et al.* [2002a] qui utilisent l'important signal du glitter, mais le capteur adéquat n'est pas encore en service.

1.4.5 Calcul et forme de la perturbation radiative directe

La perturbation radiative directe des aérosols, notée ΔF , est définie comme étant la différence entre le flux net en présence d'aérosols, F_{aer} , et le flux net en ciel clair (défini pour une épaisseur optique des aérosols nulle), F_{clr} . Un flux net est la différence entre le flux descendant et le flux montant calculés ou mesurés à un niveau donné de l'atmosphère,

$$F(\theta_s) = F^\downarrow(\theta_s) - F^\uparrow(\theta_s)$$

où θ_s est l'angle solaire zénithal. Au sommet de l'atmosphère, le flux descendant ne dépend pas de la présence d'aérosols, et la perturbation radiative se réduit à

$$\Delta F(\theta_s) = F_{\text{clr}}^\uparrow(\theta_s) - F_{\text{aer}}^\uparrow(\theta_s)$$

Si les aérosols sont peu absorbants, alors le flux montant en leur présence sera plus important que le flux montant en ciel clair. La perturbation radiative des aérosols est alors négative, menant à un refroidissement du système. Si les aérosols sont fortement absorbants, le flux montant en présence d'aérosols peut devenir inférieur à celui existant en ciel clair. La perturbation radiative des aérosols est alors positive et le système se réchauffe. La réflectance de la surface située en-dessous de la couche d'aérosols joue également un rôle important sur les flux montants.

A la surface, flux montant et descendant vérifient la relation

$$F^\uparrow(\theta_s) = \alpha(\theta_s)F^\downarrow(\theta_s)$$

où α est l'albédo de la surface, compris entre 0 et 1. La perturbation radiative est alors donnée par

$$\Delta F(\theta_s) = (1 - \alpha(\theta_s)) (F_{\text{aer}}^\downarrow(\theta_s) - F_{\text{clr}}^\downarrow(\theta_s))$$

si l'on suppose que l'albédo ne dépend pas de l'épaisseur optique des aérosols (*cf.* chapitre 4). Que les aérosols soient absorbants ou non, le flux descendant en ciel clair sera toujours

	Poussières désertiques	Pollution urbaine	Brûlage de biomasse
r_{0a}	0,12	0,12	0,12
r_{0g}	1,90	3,03	3,22
σ_{0a}	0,49	0,38	0,40
σ_{0g}	0,63	0,75	0,73
C_{va}	0,02	0,15	0,12
C_{vg}	0,90	0,01	0,09
m	$1,48 - 0,0007i$	$1,41 - 0,003i$	$1,51 - 0,021i$
ϖ_0	0,98	0,94	0,77
g	0,70	0,54	0,47

TAB. 1.2 – Paramètres de trois modèles typiques d’aérosols. r_0 (μm) et σ_0 sont les paramètres de la distribution lognormale du volume. Le mode d’accumulation correspond aux indices a , le mode grossier aux indices g . C_v est la concentration pour chacun des modes. m est l’indice de réfraction complexe. On donne pour indication l’albédo de diffusion simple et le paramètre d’asymétrie de la fonction de phase, calculés à 670 nm.

supérieur à celui existant en présence d’aérosols. La perturbation radiative directe des aérosols à la surface est donc toujours négative.

En guise d’exemples numériques, nous utilisons trois modèles bimodaux d’aérosols représentatifs des poussières désertiques, du brûlage de biomasse et de la pollution urbaine. Leurs paramètres sont adaptés de *Dubovik et al.* [2002] et résumés dans le tableau 1.2. Ils permettent de balayer les grands cas de figure possibles : grosses particules peu absorbantes dans le visible (poussières désertiques), petites particules peu absorbantes (pollution urbaine) ou très absorbantes (brûlage de biomasse). Ce dernier cas représente un cas extrême d’absorption qui est peu observé dans la nature. Il n’aura ici qu’une valeur d’illustration.

La perturbation radiative directe produite par ces trois modèles au-dessus d’une surface marine a été calculée pour deux épaisseurs optiques, 0,1 et 0,5 à 865 nm, au sommet de l’atmosphère et à la surface. Les résultats sont présentés dans la figure 1.4. A une épaisseur optique donnée, l’ordre de grandeur de la perturbation radiative est lié à la fonction de phase. Un aérosol de grande taille (les poussières désertiques dans notre exemple) présente un pic de diffusion avant important et aura donc une fraction de diffusion vers le haut et une perturbation directe faibles. La perturbation présente un minimum (ou maximum en valeur absolue) à un angle solaire zénithal intermédiaire [*Nemesure et al.* 1995, *Boucher et al.* 1998]. Ce minimum résulte de la compétition entre la diffusion par les aérosols et celle des molécules. Il se déplace vers les petits angles solaires zénithaux si la diffusion vers le haut des aérosols est faible. C’est le cas pour les grosses particules et/ou les fortes absorptions. Au contraire, si la diffusion vers le haut des aérosols est forte, le minimum se déplace vers les grands angles zénithaux. C’est le cas des petits aérosols. Il faut remarquer que l’augmentation de l’épaisseur optique n’augmente pas de

façon linéaire la diffusion des aérosols par rapport à celle des molécules : des phénomènes de diffusion multiple compliquent le bilan.

A la surface, les observations précédentes sont encore valables, les résultats ne changeant que de manière quantitative. La perturbation radiative est plus élevée (en valeur absolue) qu'au sommet de l'atmosphère. Cela est dû à l'absorption des aérosols qui réduit plus ou moins fortement le flux descendant à la surface. La différence entre la perturbation radiative directe au sommet de l'atmosphère et celle calculée à la surface est absorbée par l'atmosphère au niveau de la couche d'aérosols. Le dernier graphique de la figure 1.4 présente cette absorption, qui est maximale lorsque le soleil est au zénith. Il convient de remarquer que même si les aérosols sont purement diffusants, ils augmentent le chemin optique des photons dans l'atmosphère et donc leur probabilité d'absorption par les molécules. Un aérosol non-absorbant entraîne tout de même une augmentation de l'énergie absorbée par l'atmosphère.

Si la surface est réfléchissante, les résultats sont modifiés. La figure 1.5 présente les perturbations radiatives au sommet de l'atmosphère et à la surface pour les trois modèles d'aérosols précédents. L'albédo de surface est présenté sur cette même figure, et est représentatif du sable sec [Tanré *et al.* 1986]. Cet albédo vaut 0,1 pour les longueurs d'onde les plus courtes du spectre visible, puis augmente à partir de 600 nm pour atteindre finalement 0,35 pour des longueurs d'ondes supérieures à 1,5 μm . Il existe évidemment des surfaces bien plus réfléchissantes, comme la neige ou la glace, mais considérer des poussières minérales ou des aérosols de brûlage de biomasse au-dessus de surfaces gelées est peu réaliste. Les courbes de la figure 1.5 ne sont pas prolongées jusqu'à un angle solaire zénithal de 90° (cosinus égal à 0) car on ignore le comportement de la perturbation radiative à des angles aussi rasants (notamment dans le cas de l'aérosol de brûlage de biomasse). Pour les poussières désertiques, les perturbations radiatives à la surface et au sommet de l'atmosphère restent négatives, mais sont inférieures (en valeur absolue) à celles obtenues dans le cas de la surface marine. La constatation est la même pour la pollution urbaine, peu absorbante. Dans le cas de l'aérosol de brûlage de biomasse, par contre, deux éléments sont importants à noter. Tout d'abord, la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère devient positive à partir d'un angle solaire zénithal de 37° environ (cosinus égal à 0,8). On définit ainsi un albédo de diffusion simple critique, dépendant de l'angle solaire zénithal, de la fraction de diffusion vers le haut de l'aérosol et de la réflectance de surface, pour lequel la perturbation radiative des aérosols change de signe (voir par exemple Haywood *et Shine* [1995]). Notre modèle d'aérosol de brûlage de biomasse, pourtant très absorbant, ne dépasse l'albédo critique au-dessus du sable sec que lorsque le soleil est relativement haut dans le ciel. Il est également intéressant de noter que l'augmentation de l'épaisseur optique ne modifie pas les angles solaires zénithaux pour lesquels l'albédo critique est dépassé. Fraser *et Kaufman* [1985] ont montré que l'albédo de diffusion simple critique ne dépend pas de l'épaisseur optique, ce qui est observé ici. La perturbation radiative à la surface reste toujours négative.

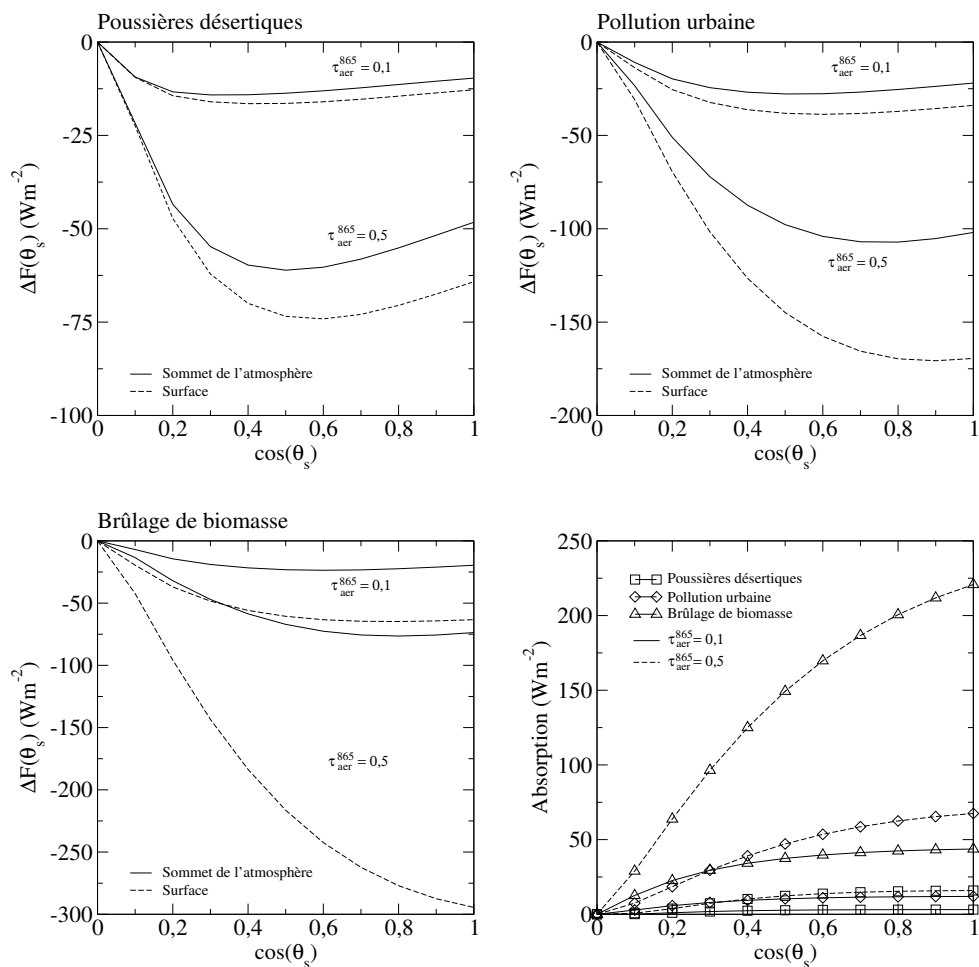


FIG. 1.4 – *Perturbation radiative (en Wm^{-2}) en fonction du cosinus de l'angle solaire zénithal θ_0 pour nos trois modèles d'aérosols. Pour chaque modèle, la perturbation radiative est donnée au sommet de l'atmosphère (courbes pleines) et à la surface (courbes pointillées) pour une épaisseur optique à 865 nm de 0,1 et 0,5. Notez les différentes échelles en ordonnée. La différence entre les perturbations radiatives au sommet de l'atmosphère et à la surface donne l'absorption, tracée en bas à droite pour les trois modèles et les deux épaisseurs optiques. Pour toutes les courbes, la surface est celle de l'océan, représentée par sa BRDF.*

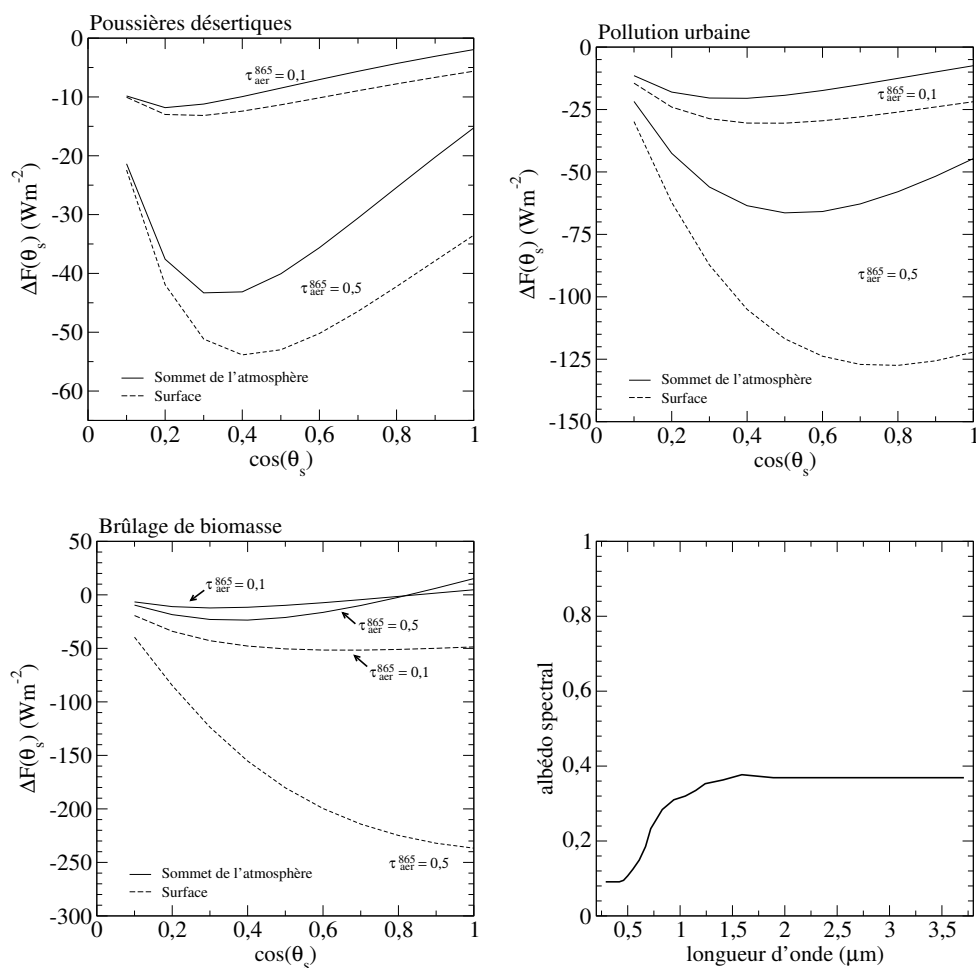


FIG. 1.5 – Figures du haut et figure en bas, à gauche : perturbation radiative (en Wm^{-2}) en fonction du cosinus de l'angle solaire zénithal θ_0 pour nos trois modèles d'aérosols. Pour chaque modèle, la perturbation radiative est donnée au sommet de l'atmosphère (courbes pleines) et à la surface (courbes pointillées) pour une épaisseur optique à 865 nm de 0,1 et 0,5. Notez les différentes échelles en ordonnée. L'albédo de surface correspond à celui du sable sec, tracé en bas à droite et est repris de Tanré et al. [1986].

1.5 Plan de cette thèse

Cette thèse se propose d'étudier la perturbation radiative directe des aérosols à partir des observations réalisées depuis l'espace, en utilisant également les données issues de mesures au sol et aéroportées. Après avoir présenté les aérosols tels qu'ils se distribuent sur notre planète et les propriétés nécessaires à la détermination de leur perturbation radiative, nous reprendrons les travaux précédents, en insistant sur les campagnes de mesure et les instruments satellitaires. Nous verrons également que même si la surface océanique est relativement bien modélisée aujourd'hui, utiliser ses propriétés simplifiées est souvent insuffisant et qu'ignorer la non-sphéricité des aérosols peut mener à d'importantes erreurs. Nous passerons ensuite au coeur du sujet, la perturbation radiative directe des aérosols, en proposant notre estimation de l'absorption des aérosols en utilisant des données satellitaires au-dessus des océans. Nous verrons que les méthodes classiques d'estimation de la perturbation radiative directe ne permettent pas de définir rigoureusement une incertitude, et nous proposerons une méthode nouvelle qui permet de quantifier l'erreur faite sur notre estimation. Enfin, nous proposerons un algorithme d'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols au-dessus des terres émergées, avec toutes les limitations auxquelles il faut s'attendre.

Chapitre 2

Outils numériques et instrumentaux

Ce chapitre va présenter les outils que nous utiliserons tout au long de cette thèse, le code de transfert radiatif Streamer, l'instrument satellitaire Polder et le réseau photométrique Photons/Aeronet.

2.1 Choix des codes de transfert radiatif

Cette thèse utilise de nombreux calculs de transfert radiatif pour simuler correctement les flux et les luminances, intégrés spectralement ou non, au sommet de l'atmosphère et à la surface. Plusieurs méthodes de résolution de l'équation de transfert sont disponibles (les références concernent les codes informatiques appropriés) : méthodes à deux flux [par exemple *Toon et al.* 1989], ordres successifs de diffusion [*Deuzé et al.* 1989], sur laquelle le modèle 6S est basé [*Vermote et al.* 1997], l'*adding-doubling* [*De Haan et al.* 1986] et la méthode des ordonnées discrètes (code DISORT par [*Stamnes et al.* 1988]). Les codes de transfert radiatif Streamer [*Key et Schweiger* 1998] et Game [*Dubuisson et al.* 1996] sont basés sur le code DISORT mais proposent des interfaces différentes. Ces diverses méthodes ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients : résolution spectrale allant du raie-par-raie à des bandes relativement larges, nombre de gaz absorbants pris en compte, possibilité d'inclure les nuages et les aérosols, capacité de considérer les effets directionnels de la surface ou non. Notre choix initial a été motivé par le besoin de calculer les flux sur le spectre solaire et les luminances de manière cohérente et à un coût de calcul acceptable. Les modèles raie-par-raie ne sont donc pas envisageables. Le modèle Streamer présente une interface avec DISORT qui permet de répondre à nos besoins avec une résolution spectrale intermédiaire. L'intégration spectrale et directionnelle permettant d'obtenir les flux radiatifs est notamment prise en charge par l'interface.

Au début de cette thèse, la version de DISORT (donc de Streamer) disponible n'autorisait pas la prise en compte des effets directionnels de la surface. Nous avons donc opté pour une reconstitution des luminances totales basée sur une technique semblable à celle utilisée par le code 6S. Streamer donnant la contribution purement atmosphérique du rayonnement, la cohérence entre le calcul des flux et des luminances est préservée. Au cours de la thèse, une nouvelle version de DISORT est apparue, permettant de représenter

la surface par sa fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle (nous utiliserons l'acronyme anglais BRDF, pour *bidirectional reflectance distribution function*, plus connu que son équivalent français). Les temps de calculs importants associés à cette possibilité ne remettent pas en cause notre choix initial. Par contre, cela nous a permis d'étudier l'impact de la représentation de la surface marine sur la perturbation radiative des aérosols (voir chapitre 4).

2.2 Streamer

2.2.1 Présentation

Afin de résoudre l'équation de transfert radiatif, nous utilisons donc le code Streamer, modifié pour notre usage. Développé à l'université du Wisconsin, il est basé sur le code des ordonnées discrètes DISORT version 2. Il permet de calculer les flux radiatifs et les luminances, sur des bandes étroites ou sur les spectres solaire ou thermique, ceci pour 25 niveaux de l'atmosphère répartis entre la surface et le sommet de l'atmosphère. Le fait de permettre le calcul de flux et de luminances de façon identique à un coût acceptable est un avantage de ce code. Le spectre solaire, de 0,28 à 4 μm , qui nous intéresse particulièrement, est divisé en 24 bandes spectrales. Celles-ci sont résumées dans le tableau 2.1. Des poids peuvent être appliqués aux calculs dans ces bandes afin de simuler les réponses des filtres d'un instrument de mesure. Les poids correspondant aux filtres de l'instrument Polder-1 (voir figure 2.4 ci-après) sont indiqués dans le tableau 2.1.

L'absorption des principaux gaz dans le spectre visible (H_2O , O_3 , CO_2 , O_2) est incluse, mais peut être omise dans les calculs. La surface peut être prise en compte comme une surface lambertienne (avec une réflexion isotrope) ou comme une surface non-lambertienne *via* sa fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle. Nous allons y revenir dans le chapitre 4. Nos modifications de Streamer permettent une meilleure prise en compte des aérosols. Sont pris comme paramètres l'épaisseur optique et l'albédo de diffusion simple, calculés par le code de Mie aux longueurs d'onde centrales des bandes visibles. Nous introduisons également les 200 premiers moments de Legendre de la fonction de phase des aérosols, afin d'éviter l'utilisation d'une fonction de phase simplifiée, conformément aux recommandations de *Boucher* [1998]. Enfin, nous plaçons la couche d'aérosols entre 2 et 3 km.

Dans la nature, les aérosols ne sont évidemment pas tous situés à cette altitude. La figure 2.1 présente, pour le modèle de poussières désertique et celui de brûlage de biomasse présentés dans le tableau 1.2, la perturbation radiative directe des aérosols calculées par Streamer en faisant varier l'altitude de la couche. Les calculs ont été réalisés au sommet de l'atmosphère et à la surface, pour deux épaisseurs optiques à 865 nm, 0,1 et 0,5. Le soleil est au zénith dans les calculs, les résultats aux autres angles étant similaires. Pour les poussières minérales (figure 2.1(a)) qui peuvent atteindre des altitudes plus élevées que la plupart des aérosols, l'effet sur la perturbation radiative est en général peu important. Pour l'épaisseur optique la plus élevée et au sommet de l'atmosphère,

	Limites (μm)	E (Wm^{-2})	Poids
1	0,28 - 0,30	8,79	
2	0,30 - 0,33	22,63	
3	0,33 - 0,36	28,96	
4	0,36 - 0,40	44,15	
5	0,40 - 0,44	67,83	{ 0,4192 (443P)
			{ 0,3941 (443NP)
6	0,44 - 0,48	79,39	{ 0,9015 (443P)
			{ 0,9230 (443NP)
			{ 0,0325 (490)
7	0,48 - 0,52	76,17	1,2791 (490)
8	0,52 - 0,57	94,01	0,7896 (565)
9	0,57 - 0,64	122,60	0,2102 (565)
10	0,64 - 0,69	76,01	0,0132 (670)
11	0,69 - 0,75	84,12	0,2139 (765)
12	0,75 - 0,78	34,41	{ 2,9061 (763)
			{ 2,1017 (765)
13	0,78 - 0,87	93,07	{ 0,1041 (765)
			{ 0,7823 (865)
14	0,87 - 1,00	114,97	{ 0,8698 (910)
			{ 0,2366 (865)
15	1,00 - 1,10	64,41	
16	1,10 - 1,19	52,22	
17	1,19 - 1,28	40,46	
18	1,28 - 1,53	89,91	
19	1,53 - 1,64	28,28	
20	1,64 - 2,13	72,08	
21	2,13 - 2,38	19,13	
22	2,38 - 2,91	22,58	
23	2,91 - 3,42	11,25	
24	3,42 - 4,00	6,80	

TAB. 2.1 – *Limites des bandes divisant le spectre visible dans le code de transfert radiatif Streamer. Sont également indiqués l'éclairement solaire dans cette bande et le poids à donner pour simuler les mesures de l'instrument Polder dans le canal indiqué entre parenthèses.*

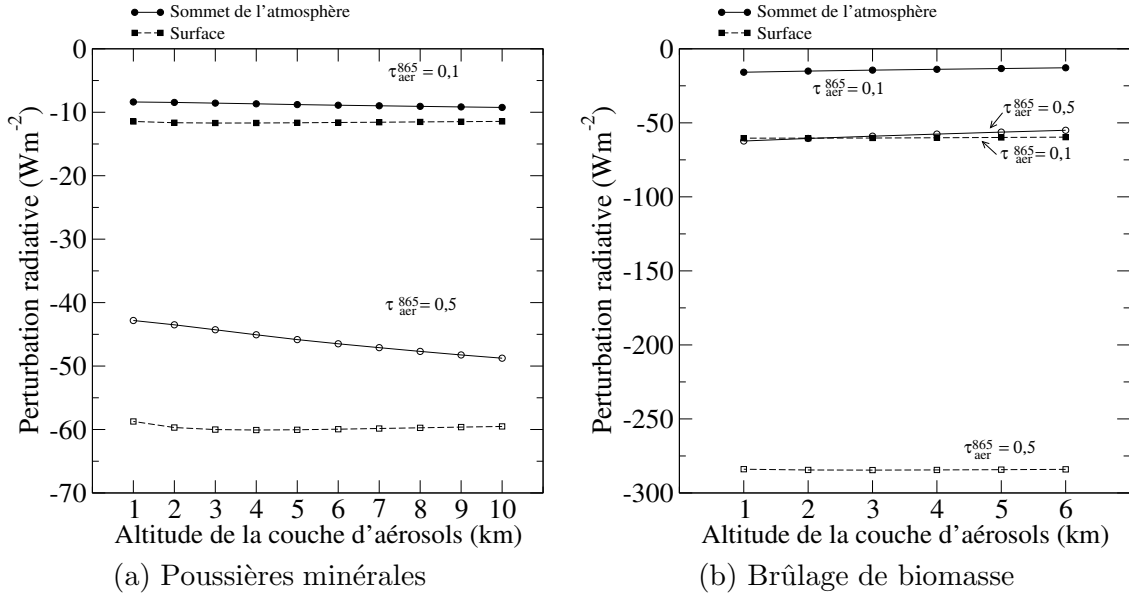


FIG. 2.1 – *Perturbation radiative directe des aérosols (en Wm^{-2}) en fonction de l'altitude de la couche d'aérosols utilisée dans les calculs de transfert radiatif. L'aérosol est de poussière désertique (a) ou de brûlage de biomasse (b). L'angle solaire zénithal est nul. Les calculs sont effectués au sommet de l'atmosphère (courbes pleines) et à la surface (courbes pointillées). L'épaisseur optique des aérosols est de 0,1 (symboles pleins) et de 0,5 (symboles vides) à 865 nm.*

calculer la perturbation radiative avec une couche située entre 2 et 3 km engendre une sous-estimation de 3,5% si les aérosols se situent dans le premier kilomètre d'atmosphère et une sur-estimation de 10% si les aérosols se situent entre 9 et 10 km. Pour l'aérosol de brûlage de biomasse figure (2.1(b)), très absorbant et qui n'atteint pas les altitudes accessibles aux poussières désertiques, les effets sont du même ordre.

2.2.2 Représentation de la surface

Un intérêt non négligeable de Streamer est le choix qu'il laisse dans la paramétrisation de la surface. Celle-ci peut être lambertienne, caractérisée par son albédo que l'on prescrit ou qui est inclus dans Streamer. On peut également considérer une surface non-lambertienne en utilisant une BRDF. Celle-ci est intrinsèque à la surface et définit la quantité de radiation réfléchi pour chaque combinaison de géométries d'incidence et de réflexion possible. Dans une géométrie donnée, caractérisée par un angle zénithal d'incidence, un angle zénithal de réflexion et un angle azimutal défini entre les directions d'incidence et de réflexion, la BRDF peut-être vue comme l'albédo de la surface si toute la surface réfléchissait dans toutes les directions de la même façon que dans cette di-

rection particulière. La BRDF est positive, et peut prendre des valeurs supérieures à 1 dans certaines géométries. Cette représentation, bien que plus rigoureuse, présente le net désavantage de nécessiter des temps de calcul très élevés, rendant impraticable l'utilisation routinière de la BRDF. Nous verrons dans le chapitre 4 quel impact a la représentation de la surface marine sur le calcul de la perturbation radiative des aérosols situés au-dessus. La BRDF de la surface marine est également représentée dans ce chapitre. Nous avons modifié Streamer pour permettre le calcul à la volée de la BRDF océanique, qui n'était pas incluse à cause de son anisotropie.

2.3 Reconstitution du signal total

Lorqu'on prend en compte la surface de l'océan par son albédo pour minimiser les temps de calcul, un problème se pose dans le calcul des luminances. Le soleil se réfléchit sur l'eau de façon spéculaire, le vent étendant cette direction à un cône de directions de visée dont l'ouverture dépend de la distribution des pentes des vagues (modélisation reprise de *Cox et Munk* [1954, 1956]). Cet effet est surtout connu sous son nom anglais, le *glitter*. Les flux étant intégrés sur toutes les directions de visée, on peut modéliser la surface par son albédo lambertien pour leurs calculs sans trop de conséquences. Pour les luminances par contre, ce n'est pas possible. Nous allons donc reconstituer les différentes composantes de ce signal afin de simuler proprement le signal total tel que le mesurerait un instrument satellitaire.

Le schéma suivi est celui de *Tanré et al.* [1983] et s'exprime mieux en utilisant des réflectances que des luminances. Ces deux quantités sont reliées entre elles par la relation

$$\rho(\theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda) = \frac{\pi L(\theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda)}{\cos(\theta_s)E(\lambda)} = \frac{L^*(\theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda)}{\cos(\theta_s)}$$

où ρ est la réflectance, L la luminance et L^* la luminance normalisée. θ_s et θ_v notent respectivement les angles zénithaux solaire et de visée. ϕ_v est l'angle azimutal relatif entre le soleil et le satellite. λ est la longueur d'onde et E l'éclairement solaire à cette longueur d'onde. Luminance et réflectance dépendent de l'épaisseur optique et de l'albédo de diffusion simple des aérosols. La réflectance totale peut se décomposer suivant les composantes présentées figure 2.2. Il s'agit

- (a) de la réflectance purement atmosphérique, que l'on notera ρ_a . Celle-ci nous est donnée par Streamer en utilisant une surface noire, c'est à dire complètement absorbante.
- (b) de la réflectance de la surface. Sur océan, cette dernière est très importante dans la direction du glitter, faible ailleurs. Elle est notée ρ_g .
- (c à e) des réflectances diffuses, où le signal incident (c), réfléchi (d) ou les deux (e) subissent plusieurs diffusions. Ces réflectances sont notées respectivement $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}'$ et $\bar{\bar{\rho}}$. Pour simplifier, $\bar{\bar{\rho}}$ sera considérée comme lambertienne, ne dépendant pas de la géométrie d'observation.

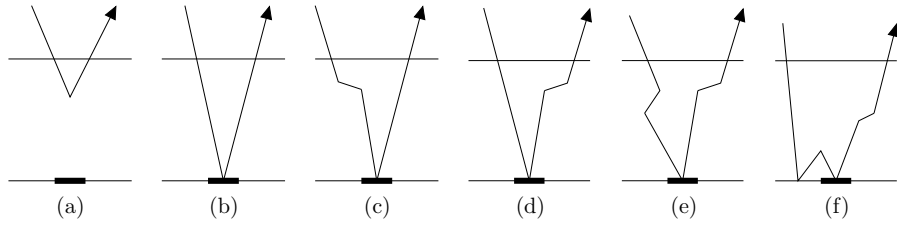


FIG. 2.2 – Les différentes composantes du signal mesuré par un satellite. Repris de Tanré et al. [1983].

- (f) de la réflectance issue d'interactions multiples entre l'atmosphère et la surface.

Cette réflectance est négligée dans nos calculs.

Selon le trajet effectué, ces réflectances sont pondérées par la transmission directe ou diffuse de l'atmosphère. Pour un angle zénithal θ de cosinus μ , la première est donnée par $\exp(-(\tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aer}})/\mu)$ où τ_{mol} note l'épaisseur optique moléculaire à la longueur d'onde du calcul. La seconde est notée $t_d(\theta)$ et égale à $E_d(\theta)/\mu E(\lambda)$, où E_d est l'éclairement diffus. La réflectance totale s'écrit donc

$$\begin{aligned}
 \rho(\text{aer}, \theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda) &= \rho_a(\text{aer}, \theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda) \\
 &+ \rho_g(\theta_s, \theta_v, \phi_v, \lambda) \exp\left(-\frac{\tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aer}}}{\mu_s}\right) \exp\left(-\frac{\tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aer}}}{\mu_v}\right) \\
 &+ \bar{\rho} t_d(\theta_s) \exp\left(-\frac{\tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aer}}}{\mu_v}\right) \\
 &+ \bar{\rho}' \exp\left(-\frac{\tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aer}}}{\mu_s}\right) t_d(\theta_v) \\
 &+ \bar{\bar{\rho}} t_d(\theta_s) t_d(\theta_v)
 \end{aligned}$$

La réflectance totale ρ et la réflectance atmosphérique ρ_a dépendent des propriétés optiques des aérosols.

2.3.1 Comparaison à un autre code

Afin de vérifier les résultats donnés par Streamer et la reconstitution du signal dans le calcul de luminances, nous avons pris comme comparaison un code d'*adding-doubling* utilisé au laboratoire. Le modèle d'aérosol choisi est issu de mesures photométriques réalisées à Hawaii et représente l'aérosol marin [Dubovik et al. 2002]. Il est modélisé par une distribution en volume bimodale. Le rayon modal du mode d'accumulation est $0,16 \mu\text{m}$ avec un écart-type de $0,48$, celui du mode grossier est $2,70 \mu\text{m}$ avec un écart-type de $0,68$. Le mode grossier a une concentration en volume double de celle du mode d'accumulation : en conséquence, 61% de l'épaisseur optique se trouve dans le mode grossier. L'indice de réfraction complexe est de $1,36 - 0,0015i$. Les calculs de luminance se feront à 670 et

865 nm. L'épaisseur optique des aérosols est fixée à 0,1. La surface est celle de l'océan ouvert. L'albédo est calculé avec une vitesse de vent de 7 ms^{-1} à 10 m. Le cosinus de l'angle solaire zénithal θ_s varie de 0,2 à 1,0 par pas de 0,025, celui de l'angle zénithal de visée θ_v varie entre 0,325 et 1,0 par pas de 0,025. Ces gammes d'angles zénithaux sont accessibles par un instrument spatial multi-directionnel comme Polder. L'angle azimutal relatif ϕ_v entre le soleil et la géométrie de visée est pris entre 0 et 180° par pas de 5° . Nous prendrons par convention $\phi_v = 0^\circ$ lorsqu'on est en face du soleil (diffusion avant ou réflexion spéculaire dans le cas de la surface marine) et $\phi_v = 180^\circ$ lorsqu'on est du même côté que le soleil (rétrodiffusion). L'angle de diffusion sera donc donné par $\cos \Theta = -\cos \theta_s \cos \theta_v + \sin \theta_s \sin \theta_v \cos \phi_v$.

Les résultats sont présentés figure 2.3 sous la forme de diagrammes polaires dans les cas $\theta_s = 26$ et 55° . L'axe radial est θ_v et l'axe azimutal est ϕ_v . On distingue nettement, lorsque les deux angles zénithaux sont égaux et du côté $\phi_v = 0^\circ$ des diagrammes, les fortes réflectances dues à la présence du glitter. On constate également que les deux codes de transfert radiatif donnent des résultats très comparables. Certaines ondulations sont observables dans les résultats de Streamer. Elles sont dues à la décomposition en moments de Legendre de la fonction de phase, qui a tendance à créer des ondulations dans cette dernière, qui se répercutent sur les réflectances. La région du glitter est également le lieu de différences entre les deux réflectances, peut-être causées par des profil verticaux des aérosols et des gaz absorbants différents. Les résultats de Streamer peuvent donc être considérés comme fiables dans les géométries en dehors du glitter.

2.4 Polder

2.4.1 Principes instrumentaux

L'instrument satellitaire Polder a été conçu en France par le Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA, Lille) et le Centre National d'Etudes Spatiales (Cnes) [Deschamps *et al.* 1994]. Il est composé d'une matrice CCD, d'une roue porte-filtres et d'une caméra à large champ de vue (114°). Cela permet d'observer à $\pm 43^\circ$ le long de la trace et $\pm 51^\circ$ perpendiculairement à celle-ci. La taille du pixel au sol juste en-dessous du satellite est de 6 km par 7 km. Polder se trouvait, aux côtés d'autres instruments, sur la plateforme japonaise Adeos (*Advanced Earth Observing System*) qui a fonctionné durant 8 mois, de novembre 1996 à juin 1997 avant une panne du panneau solaire de la plateforme qui mit fin à la mission. Polder vole de nouveau sur la plateforme Adeos-2 depuis fin 2002, même si hélas cette mission semble compromise à l'heure où cette thèse est écrite. Une version modifiée de l'instrument (Parasol) fera partie du train spatial Aqua en 2005. Il existe également une version aéroportée qui a participé à plusieurs campagnes de mesures, notamment Shade en 2000.

La roue porte-filtres permet des mesures dans 8 canaux étroits différents, résumés dans le tableau 2.2. Les fonctions de réponse de chacun des canaux sont présentées figure 2.4. Il ne faut pas oublier que les propriétés optiques des aérosols et de la surface varient

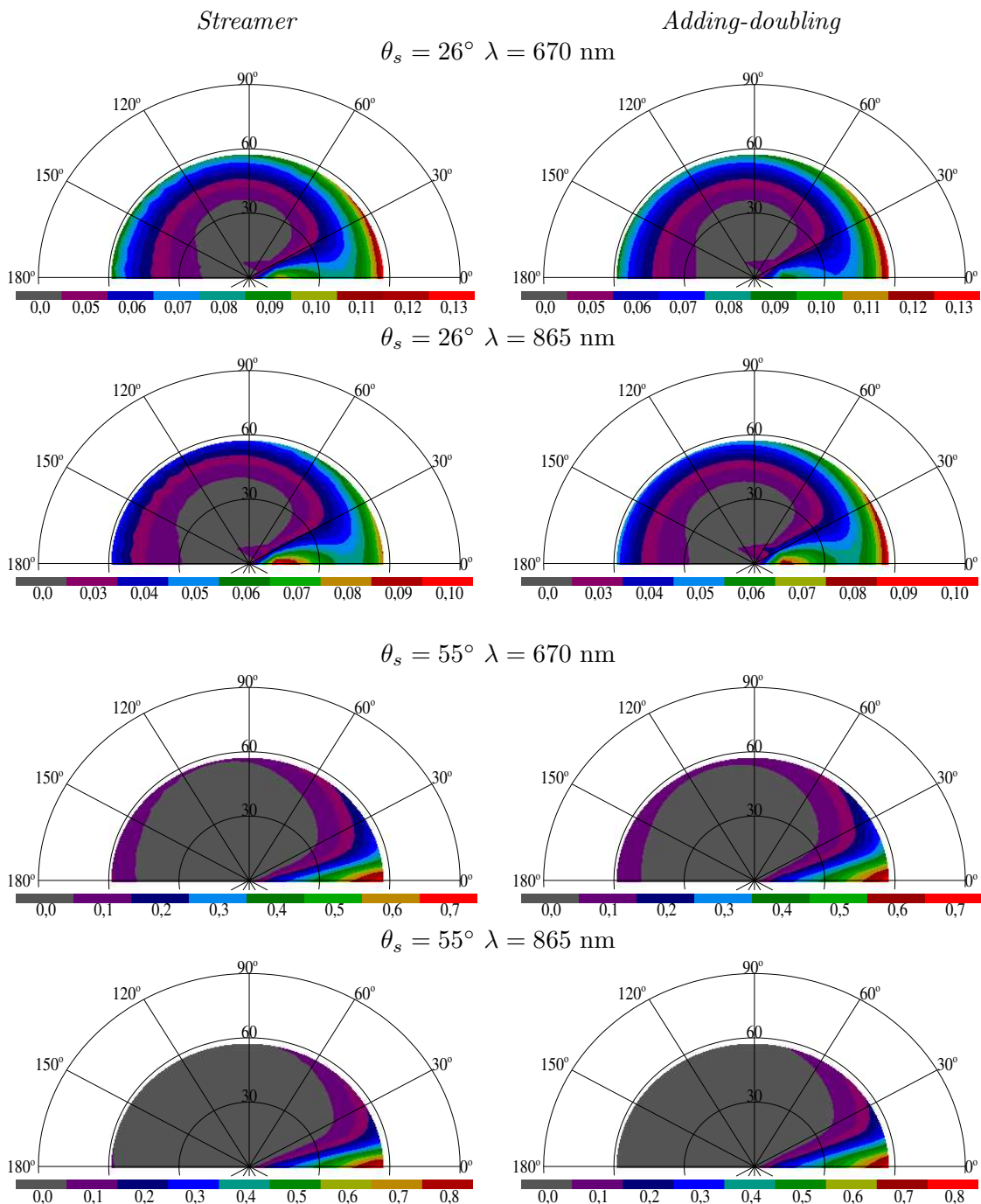


FIG. 2.3 – Réflectances calculées par le code de transfert radiatif Streamer (colonne de gauche) et un code d'adding-doubling (colonne de droite) à 670 et 865 nm, pour un angle solaire zénithal de 26° puis de 55° . Les angles zénithaux de visée sont limités à la gamme accessible par l'instrument Polder. L'échelle de couleur n'est pas la même pour toutes les figures.

Canal	λ_c (nm)	Largeur	Polarisé?	Commentaire
443P	444,5	20 nm	Oui	Problèmes d'étalonnage
443NP	444,9	20 nm	Non	
490	492,2	20 nm	Non	
565	564,5	20 nm	Non	
670	670,2	20 nm	Oui	Canal utilisé dans l'étude des aérosols
763	763,3	10 nm	Non	Pression du sommet des nuages
765	763,1	40 nm	Non	Pression du sommet des nuages
910	907,7	20 nm	Non	Etude de la vapeur d'eau
865	860,8	40 nm	Oui	Canal utilisé dans l'étude des aérosols

TAB. 2.2 – *Caractéristiques des canaux de l'instrument satellitaire Polder. λ_c est la longueur d'onde centrale du canal. Les canaux sont présentés dans l'ordre de leur succession devant la matrice CCD.*

en général fortement avec la longueur d'onde : considérer plusieurs canaux permet donc de mieux contraindre l'estimation des paramètres géophysiques des aérosols. Dans l'intervalle de temps de 19,6 s séparant deux prises de vue consécutives, le satellite aura avancé par rapport au point situé initialement sous lui. La matrice CCD permet d'avoir un recouvrement important entre deux images successives. Une cible donnée est donc observée jusqu'à 14 fois avec des géométries de visée différentes. Ce concept instrumental permet donc la multidirectionnalité. Ajouté à cela, trois des canaux (443, 670 et 865 nm) sont polarisés. Cela permet la mesure des paramètres de Stokes I , Q et U où la luminance totale est égale à I et la luminance polarisée vaut $\sqrt{Q^2 + U^2}$. Le quatrième paramètre de Stokes, l'ellipticité V , est négligeable car la lumière est polarisée linéairement. Les canaux sont étalonnés au sol puis en vol lors du passage au-dessus de diverses cibles. Le canal à 443 nm qui était à l'origine prévu pour l'étude des aérosols a posé des problèmes. La diffusion moléculaire étant encore très importante à cette longueur d'onde, la connaissance du profil vertical réel des aérosols est certainement nécessaire dans ce canal. L'utilisation de ce canal pour estimer l'altitude de la couche d'aérosols est d'ailleurs envisagée.

Les mesures de Polder, une fois converties en luminances normalisées et naviguées (rapportées à une latitude et une longitude) forment les produits de niveau 1. Il y a un produit par orbite et 14 à 15 orbites par jour. Des chaînes de traitement consacrées aux quatre grands thèmes d'études (aérosols, nuages, surfaces terrestres et couleur de l'eau) sont ensuite appliquées, ce qui crée les produits géophysiques, dits de niveau 2.

2.4.2 Algorithme d'inversion et produits de niveau 2

Les principaux algorithmes et résultats de l'inversion sur les océans sont présentés dans *Deuzé et al.* [1999, 2000]. La tâche principale d'une chaîne d'inversion est de passer des produits de niveau 1 (les luminances mesurées associées à leur pixel et à une géométrie de visée) à des quantités géophysiques (produits de niveau 2), tels l'épaisseur optique et

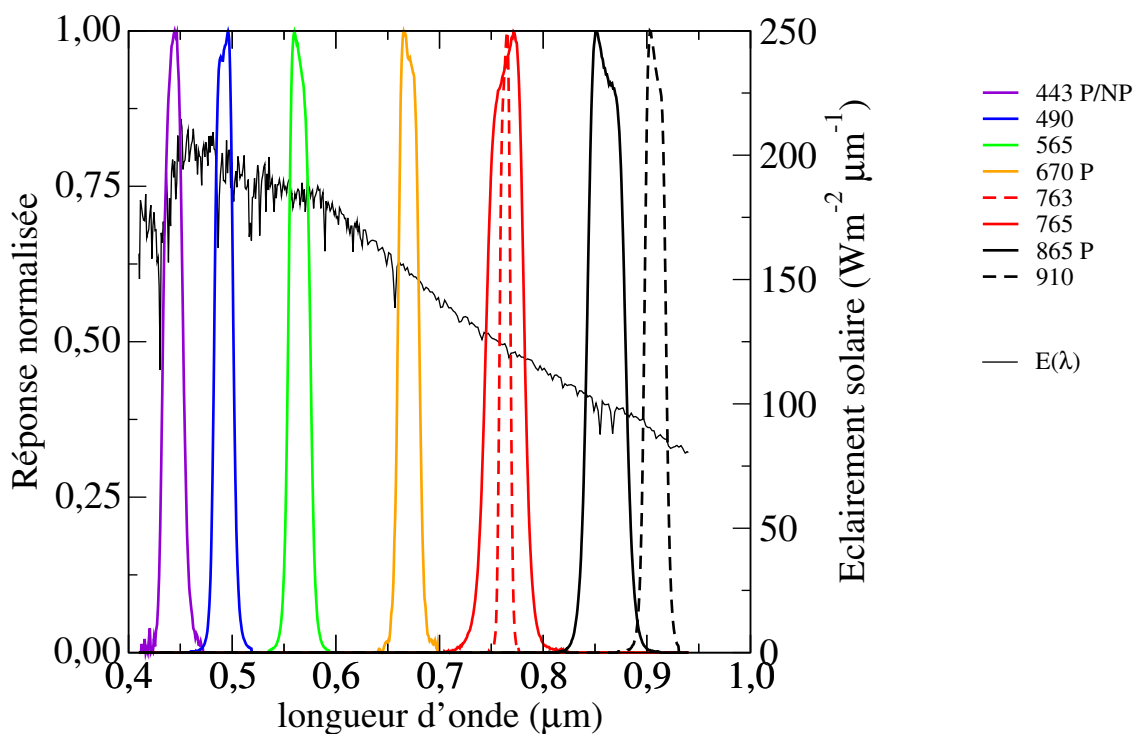


FIG. 2.4 – *Fonctions-filtres normalisées des canaux de Polder en fonction de la longueur d'onde (axe des ordonnées de gauche). Lorsqu'un canal est polarisé (P), la fonction présentée est la moyenne des trois composantes. Les canaux à 443 nm, polarisé (P) ou non (NP), possèdent des fonctions-filtres identiques. La courbe noire présente l'éclairement solaire E , en $\text{Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, en fonction de la longueur d'onde (axe des ordonnées de droite).*

	m = 1,33	m = 1,40	m = 1,50
$\alpha = 0,0$	0,2710	0,2239	0,1815
$\alpha = 0,3$	0,1445	0,1216	0,1000
$\alpha = 0,8$	0,0713	0,0602	0,0510
$\alpha = 1,4$	0,0335	0,0284	0,0252

TAB. 2.3 – Valeurs du rayon modal (en μm) des 12 modèles utilisés dans l’algorithme d’inversion des mesures Polder. Les rayons modals sont calculés pour obtenir l’un des quatre coefficients d’Ångström α souhaités avec l’un des trois indices de réfraction m prévus. Les modèles sont non-absorbants. La distribution en taille est une lognormale monomodale, dont l’écart-type σ_0 est égal à 0,86.

le coefficient d’Ångström des aérosols au-dessus des océans. Nous allons nous limiter ici à une présentation générale et nous présenterons les inversions au-dessus des terres émergées au chapitre 8. Le schéma d’inversion au-dessus des océans utilise douze modèles d’aérosols non-absorbants dans sa première version (“classe 1”). La distribution en taille utilisée est monomodale, le mode étant modélisé par une log-normale d’écart-type $\sigma_0 = 0,86$. Cette valeur très élevée permet de couvrir des aérosols de tailles très différentes, malgré la monomodalité de la distribution en taille. Les valeurs du rayon modal sont données par le tableau 2.3. Après avoir supprimé les scènes nuageuses [Bréon et Colzy 1999] ou contaminées par le glitter, le coefficient d’Ångström est obtenu en comparant les réflectances mesurées par Polder dans les canaux 670 et 865 nm aux simulations effectuées pour les douze modèles précédents avec diverses épaisseurs optiques comprises entre 0,075 et 0,6 (à 865 nm) et pour diverses géométries de visée. Les différentes directions offertes par Polder permettent de calculer un coefficient d’Ångström moyen. Connaissant cette valeur, on peut de la même façon obtenir une moyenne de l’épaisseur optique. Les étapes précédentes sont effectuées pour chacun des trois indices de réfraction prévus. Les trois valeurs déduites pour le coefficient d’Ångström sont similaires, alors que les valeurs obtenues pour l’épaisseur optique diffèrent, sans pouvoir cependant en privilégier une, puisque l’erreur résiduelle est à peu près la même dans les trois cas. Pour choisir l’indice de réfraction final, la réflectance polarisée à 865 nm est comparée aux calculs théoriques correspondants. Ici, l’erreur résiduelle varie beaucoup avec l’indice, ce qui permet de sélectionner le meilleur indice possible. La validation du coefficient d’Ångström a montré une sous-estimation systématique de la part de Polder [Goloub et al. 1999] alors que l’épaisseur optique est correctement retrouvée.

Les figures 2.5 et 2.6 présentent les moyennes mensuelles de l’épaisseur optique et du coefficient d’Ångström obtenus par la chaîne Polder. Les moyennes mensuelles globales sont également mentionnées sur ces figures. Le mois présentant la plus forte épaisseur optique en moyenne globale est février 1997 avec une valeur de 0,14. Ce mois correspond également à une faible moyenne globale du coefficient d’Ångström, ce qui indique que les forts événements observés au large de l’Afrique de l’Ouest sont composés d’aérosols de poussières désertiques. La répartition de l’épaisseur optique et du coefficient

d'Ångström suivent les climatologies présentées au chapitre précédent. Sur les huit mois de données Polder, la moyenne globale de l'épaisseur optique est de 0,126, celle du coefficient d'Ångström de 0,127. Statistiquement, 63% des épaisseurs optiques de diffusion inversées à 865 nm sont inférieures à 0,1 sur océans. Pour ces épaisseurs optiques faibles, l'inversion du coefficient d'Ångström est moins fiable. Elles ne correspondent à des événements importants (caractérisés par une épaisseur optique supérieure à 0,3) que dans 6% des cas. Le coefficient d'Ångström est négatif dans la majorité des observations (58%). Cela correspond aux aérosols du mode grossier, notamment l'aérosol marin puisque lorsque le coefficient d'Ångström est négatif, l'épaisseur optique est inférieure à 0,2 dans 95% des cas. Les événements associés à de petits aérosols (brûlage de biomasse, pollution) de coefficient d'Ångström supérieur à 0,5 représentent 16% des observations totales. Parmi ces événements, 8% seulement sont associés à des épaisseurs optiques supérieures à 0,3.

2.4.3 Inversion de classe 2

Avec le lancement d'une deuxième version de Polder en 2002, les algorithmes d'inversion ont été revus pour former la "classe 2". Les principaux changements concernent la modélisation des aérosols. On considère désormais des distributions bimodales, le mode grossier étant lui-même un mélange entre des modèles de particules sphériques et un modèle de particules non-sphériques. Ce dernier modèle est repris des mesures de *Volten et al.* [2001] présentées dans le chapitre suivant. Le traitement des données de Polder-1 par les algorithmes de classe 2 est encore en cours à l'heure de la finition de ce travail. Seul le mois de juin 1997 a ainsi été traité. Les résultats préliminaires montrent que les nouveaux algorithmes n'entraînent pas de modifications très importantes de l'épaisseur optique au-dessus des océans, même si le modèle non-sphérique améliore l'ajustement des mesures Polder lors des événements de poussières désertiques. Par contre, le coefficient d'Ångström est modifié de façon significative, la plupart du temps dans le sens d'une augmentation. Celle-ci peut atteindre 0,3 en moyenne mensuelle par endroits.

2.5 Aeronet - Photons

La télédétection des aérosols au sol n'apporte pas la couverture globale des instruments satellitaires. Cependant, elle apporte des mesures du rayonnement solaire direct et diffus à de nombreux angles et dans de nombreux canaux, cela de manière continue et très fiable. Le problème de la surface, notamment, se pose de façon bien moins aigüe que depuis l'espace. Le réseau Aeronet (*Aerosol Robotic Network*) et sa composante française Photons (*PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire*) fédère plusieurs dizaines de photomètres identiques à travers le monde [Holben et al. 1998]. On dispose dans certains endroits (peu nombreux, il est vrai) de presque 9 ans de données. Les photomètres sont fabriqués par la société Cimel, basée à Paris. Ils disposent d'une roue porte-filtres permettant des mesures dans huit canaux placés entre 300 et 1050 nm. Les longueurs d'onde de base sont 440, 670, 870, 940 et 1020 nm. Les données sont transmises

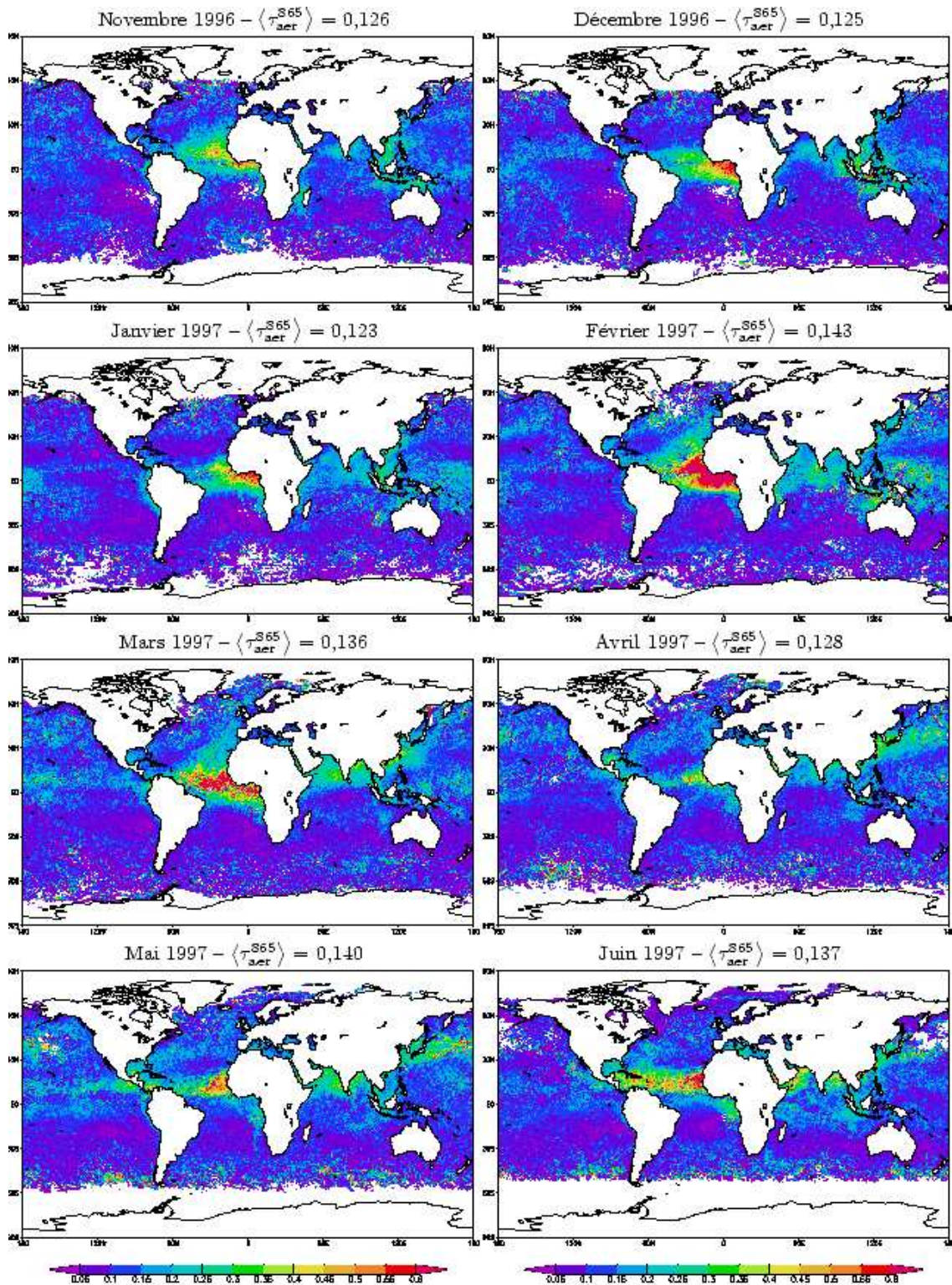


FIG. 2.5 – Distributions des moyennes mensuelles de l'épaisseur optique à 865 nm, notée $\langle \tau_{aer}^{865} \rangle$ inversée des données Polder par les algorithmes de classe 1, pour une résolution spatiale de $0,5^\circ$ par $0,5^\circ$. $\langle \tau_{aer}^{865} \rangle$ note la moyenne globale, donnée pour chaque mois.

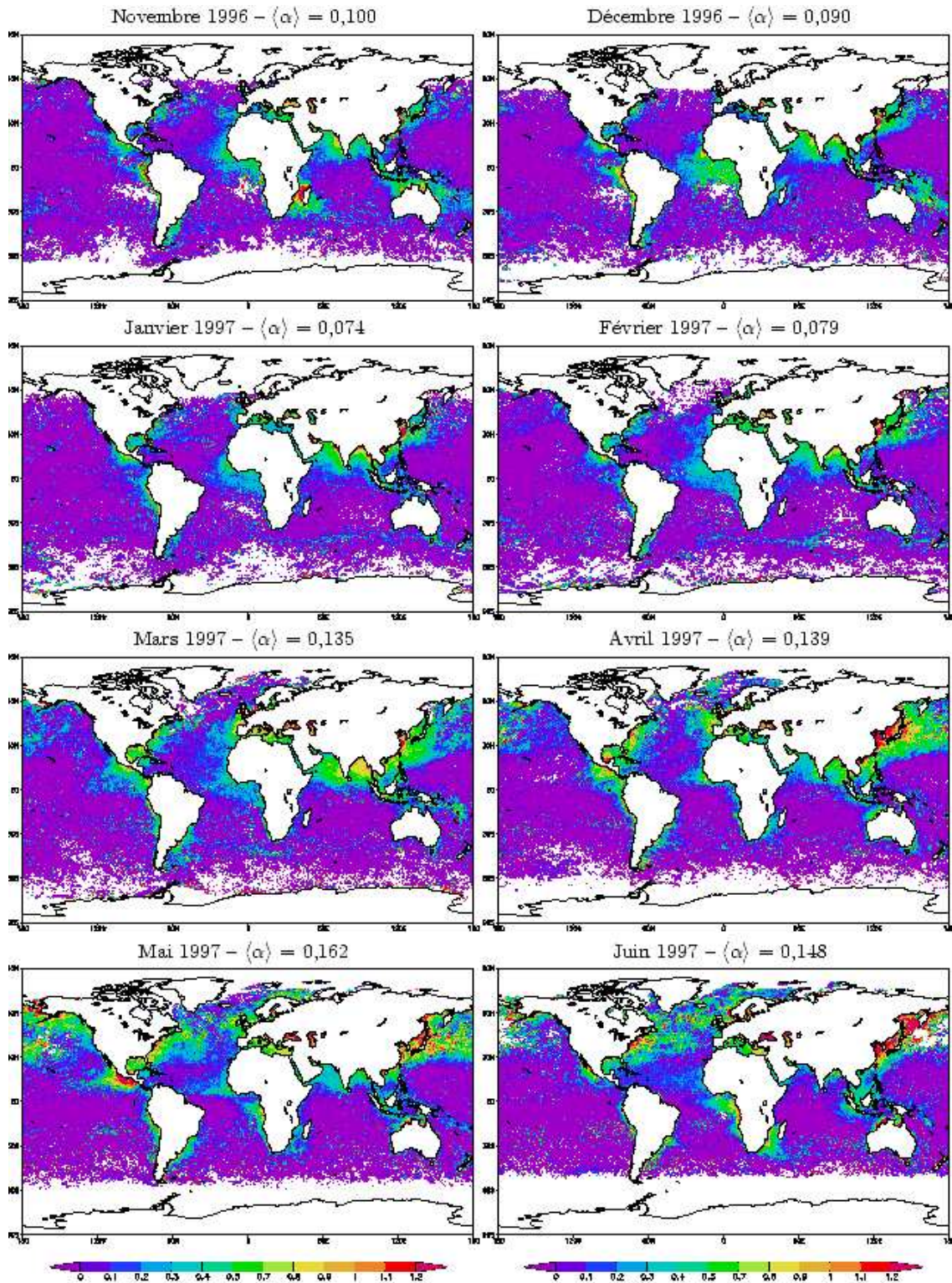


FIG. 2.6 – Même légende que la figure 2.5, mais pour le coefficient d'Ångström α .

via satellite géostationnaire toutes les quatre heures à un centre de traitement unique situé au *Goddard Space Flight Center* de la Nasa.

L'appareil fait deux types de mesures successives. Il commence d'abord par viser directement le soleil afin d'obtenir l'épaisseur optique d'extinction des aérosols. Ensuite, l'appareil vise le ciel en suivant l'almucantar. Ceci permet de balayer une large gamme d'angles de diffusion tout en maintenant identique le trajet à travers la couche d'aérosols. Des algorithmes d'inversions [Nakajima *et al.* 1983, 1996, Dubovik *et King* 2000] permettent ensuite d'obtenir la distribution en taille des aérosols, leur fonction de phase et leur albédo de diffusion simple. L'étude de sensibilité réalisée par Dubovik *et al.* [1998] a montré que si le contenu en aérosols est important (une épaisseur optique supérieure à 0,5 à 440 nm) et les angles de diffusion disponibles dépassent 100°, l'estimation de l'albédo de diffusion simple est bonne, avec une erreur de $\pm 0,03$ environ. L'algorithme suppose que les particules sont sphériques, ce qui pose problème dans l'étude des aérosols désertiques. Une version améliorée permet cependant de réaliser l'inversion en utilisant des calculs réalisés à l'aide de sphéroïdes, ce qui permet de prendre en compte la non-sphéricité de manière approchée.

Le réseau Aeronet permet de disposer de données provenant du monde entier, même s'il subsiste encore des zones peu couvertes, en Asie notamment. La plupart des campagnes de mesures incluent un photomètre du réseau pendant la phase expérimentale. Certains sites, comme le Goddard Space Flight Center de la Nasa (Greenbelt, Maryland), sont équipés depuis longtemps et permettent de réunir un grand nombre de mesures. Ces dernières sont filtrées afin d'éliminer les observations en ciel nuageux. Cela a permis à Dubovik *et al.* [2002] de produire une intéressante climatologie des principaux types d'aérosols avec une moyenne de 1200 mesures par site. La figure 2.7 est reprise de cette étude et montre les résultats de cette climatologie. Pour les aérosols urbains et industriels (mélangés, dans le cas du site des Maldives, à du brûlage de biomasse), on observe une distribution en taille bimodale avec un mode d'accumulation occupant la plus grande partie du volume (figure 2.7, colonne de gauche). L'absorption, faible dans le cas des pollutions produites dans les pays industrialisés (albédo de diffusion simple à 670 nm de 0,97 et 0,94 à Washington et Paris, respectivement) est très forte dans les pays moins développés (0,90 et 0,88 au Mexique et aux Maldives). Ceci traduit la présence plus ou moins forte de carbone-suie dans l'aérosol local. Les aérosols de brûlage de biomasse (figure 2.7, colonne centrale) sont absorbants, avec un albédo de diffusion simple minimal de 0,85 à 670 nm en Zambie. Les distributions en taille sont similaires pour les quatre sites étudiés, avec un mode d'accumulation prédominant, comme attendu. Pour les aérosols du mode grossier, les poussières désertiques montrent une variation de l'albédo de diffusion simple avec la longueur d'onde contraire à celle des autres aérosols étudiés : il augmente avec la longueur d'onde. Les poussières sont très peu absorbantes excepté dans l'ultraviolet et les courtes longueurs d'onde du spectre visible. L'aérosol marin, lui aussi très peu absorbant, présente une faible dépendance spectrale de l'absorption. Pour ce qui est des distributions en taille, le mode grossier est évidemment le plus important, avec sur le site du Golfe Persique un mode d'accumulation non négligeable, dû à la pollution locale.

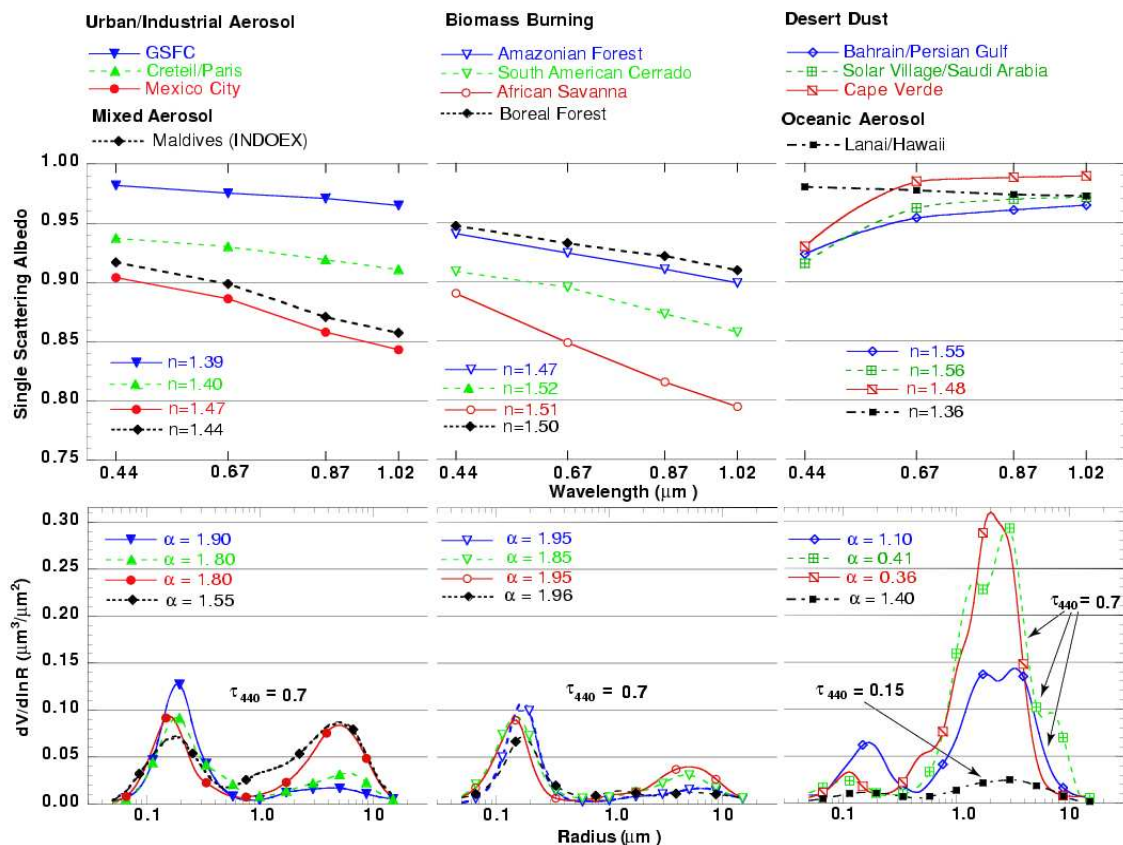


FIG. 2.7 – Propriétés optiques moyennes de différents types d'aérosol, obtenue avec les mesures du réseau Aeronet. De gauche à droite, les colonnes concernent respectivement l'aérosol industriel et urbain (trois sites), l'aérosol de brûlage de biomasse (quatre sites) et les aérosols du mode grossier (trois sites pour les poussières minérales, un pour l'aérosol marin). En haut, on donne l'albédo de diffusion simple en fonction de la longueur d'onde en indiquant la partie réelle de l'indice de réfraction, n . En bas se trouvent les distributions du volume en fonction du rayon obtenues à une épaisseur optique de 0,7 à 440 nm, sauf pour l'aérosol marin où elle n'atteint que 0,15. Le coefficient d'Ångström est également indiqué. Figure reprise de Dubovik et al. [2002].

Chapitre 3

Non-sphéricité des aérosols

Afin d'étudier la perturbation radiative directe des aérosols, et plus généralement dans toute utilisation de données de télédétection, l'utilisation d'un code de transfert radiatif est nécessaire. Si ce dernier permet de résoudre numériquement l'équation de transfert, plusieurs approximations et hypothèses simplificatrices sont à faire. Ceci permet de garantir des temps de calculs raisonnables, et ainsi pouvoir prendre en compte de nombreux cas différents, et une simplicité d'ensemble des méthodes utilisées, qui permet leur meilleure compréhension. Dans le domaine de la télédétection des aérosols, deux approximations sont très populaires.

La première, dont l'impact sur la perturbation radiative est étudié dans ce chapitre, est de supposer les aérosols sphériques. Ceci permet d'appliquer la théorie de Mie afin de calculer leurs propriétés optiques. Or les aérosols secs, comme les poussières désertiques, sont rarement sphériques ! Les cendres volantes (*fly ash*) sont composées de sphères agrégées. Il reste que l'utilisation de la théorie de Mie est simple et rapide. L'optique géométrique et le lancer de rayon ne pouvant s'appliquer aux aérosols, qui ont des tailles comparables à la longueur d'onde dans le spectre solaire, le choix est restreint. Afin de considérer la non-sphéricité des aérosols, il faut pouvoir calculer numériquement ou mesurer en laboratoire les propriétés optiques de particules non-sphériques.

La deuxième approximation consiste à représenter la surface par son albédo et non par sa BRDF, plus rigoureuse. L'impact de cette seconde hypothèse est étudié au chapitre suivant. La majeure partie de ce chapitre est présentée par *Bellouin et al.* [2003b].

3.1 Etudes numériques et expérimentales

Plusieurs méthodes numériques ont été proposées, que nous ne présenterons pas en détail ici. Précisons qu'il s'agit des méthodes de condition aux limites étendues [*Mugnai et Wiscombe* 1980], de *T-Matrix* [*Mishchenko et al.* 1996] (cette méthode permettant de considérer des agrégats de particules) et de *Finite Difference Time Domain* (FDTD) [*Yang et al.* 2000]. Ces méthodes nécessitent une formule analytique de description de la forme des particules. On a ainsi successivement considéré des aérosols modérément non-

sphériques [Mugnai et Wiscombe 1980] ou construits sur des polynômes de Chebyshev [Mugnai et Wiscombe 1986, Wiscombe et Mugnai 1988, Mugnai et Wiscombe 1989], des particules prolates ou oblates [Mishchenko et al. 1997] et concaves ou convexes [Yang et al. 2000].

Les résultats des comparaisons entre particules non-sphériques et leurs sphères équivalentes (présentant le même volume ou la même surface projetés, cela dépend des articles) sont les suivants :

- Le pic de diffusion avant (pour des angles de diffusion inférieurs à 15° environ) est peu affecté par la forme de la particule. Ce domaine est en effet dominé par la diffraction, qui dépend de la section efficace de la particule, diminuant donc l'influence de la non-sphéricité. Il existe tout de même des écarts de quelques pourcents.
- La diffusion de côté (angles de diffusion compris entre 60° et 140°) est significativement plus importante pour les particules non-sphériques, l'effet étant maximal pour un angle de diffusion de 120° environ. La fonction de phase non-sphérique ne présente pas le minimum large et profond de celle des sphères.
- La rétro-diffusion (170 – 180°) est très sensible à la non-sphéricité, avec l'absence de pic en rétrodiffusion pour les particules non-sphériques. Cet effet est particulièrement important à prendre compte lors de l'inversion des données lidar [Mishchenko et al. 1997].

Les facteurs augmentant les différences sphérique / non-sphérique sont la concavité et l'absorption. Au contraire, la petite taille de l'aérosol diminue les différences. Pour des paramètres de taille inférieurs à 5, en effet, la théorie de Mie peut être utilisée valablement pour toutes les particules. Le temps de résidence dans l'atmosphère réduit également les différences entre particules sphériques et non-sphériques. Koepke et Hess [1988] ont montré que les propriétés optiques des poussières sahariennes tendaient vers celles des sphères avec l'âge, cela étant dû à la condensation de matériel et au mélange des aérosols.

La mesure en laboratoire s'avère complexe. Le montage utilisé (un laser avec des détecteur couvrant la gamme des angles de diffusion) permet d'accéder à des angles de diffusion compris entre 5 et 173° . Volten et al. [2001] ont ainsi pu déterminer expérimentalement les fonctions de phase de sept échantillons d'aérosols minéraux (allant des argiles aux cendres volcaniques, en passant par les poussières désertiques). Deux conclusions importantes peuvent être tirées de ce travail :

- Les particules non-sphériques diffusent la lumière de façon très différente des particules sphériques. Les différences remarquées par les travaux numériques sont confirmées.
- Les différents échantillons étudiés ont un comportement diffusif suffisamment semblable pour permettre de calculer une fonction de phase moyenne, représentative de la diffusion par les aérosols minéraux. Ce résultat est d'ailleurs en complet accord avec les conclusions de Mugnai et Wiscombe [1989] qui notent que la forme sphérique diffuse de façon très différentes de toutes les autres formes.

La fonction de phase moyenne est présentée sur la figure 3.1. Elle est normalisée à 1 pour

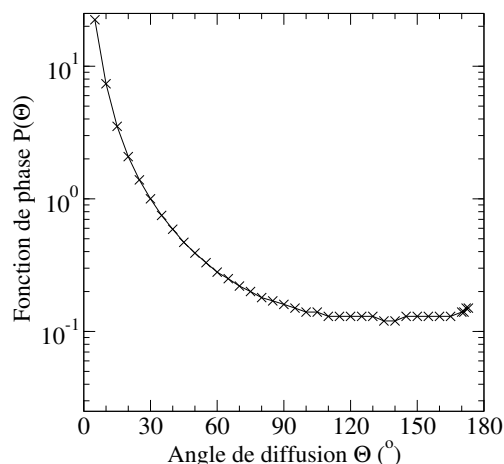


FIG. 3.1 – *Fonction de phase moyenne des aérosols minéraux. Les croix indiquent les points publiés par Volten et al. [2001].*

la diffusion à 30° . Une autre étude, concernant cette fois les cendres volantes et l’argile, a été publiée par *Muñoz et al. [2001]*. Si l’argile présente les mêmes propriétés de diffusion que les aérosols minéraux, les agrégats de sphères qui composent les cendres volantes présentent une diffusion arrière très accentuée. Enfin, une étude plus ancienne, utilisant un autre protocole expérimental, avait déterminé une fonction de phase similaire à celle des aérosols minéraux pour l’aérosol de sel marin sec [*Perry et al. 1978*].

3.2 Fonctions de phase complètes

Volten et al. [2001] nous permet d’avoir des mesures expérimentales, mais la fonction de phase est hélas incomplète. Il va donc nous falloir la compléter pour les angles de diffusion inférieurs à 5° et supérieurs à 173° . Le pic de diffusion avant étant en première approximation indépendant de la forme de la particule, il va nous suffire de le calculer en utilisant la théorie de Mie. Nous prenons les paramètres de la distribution en taille lognormale donnée par *Volten et al. [2001]* pour un échantillon de Quartz. Le rayon effectif est de $2,3 \mu\text{m}$ et l’écart-type effectif est 1,5. Ces résultats sont proches des mesures faites par *Haywood et al. [2003c]* lors de la campagne Shade. Pour l’indice de réfraction, nous supposons qu’il est égal à $1,55 - 0,0007i$, ce qui est typique des mesures sahariennes. Pour ce qui est des angles de diffusion supérieurs à 173° , la fonction de phase est simplement extrapolée, puisqu’a priori, les particules non-sphériques ne présentent pas de diffusion arrière élevée. Nous possédons ainsi deux fonctions de phase qui partagent le même pic de diffusion avant : celle construite à partir des mesures de *Volten et al. [2001]* et correspondant à des particules non-sphériques, et celle issue de calculs de Mie avec les paramètres précédemment cités. Elles sont représentées figure 3.2(a). Nous noterons dans la suite P_{mie} la fonction de phase des aérosols sphériques et P_{ns} celle des aérosols non-sphériques. On retrouve bien les grandes différences dans les angles de diffusion correspondant à la dif-

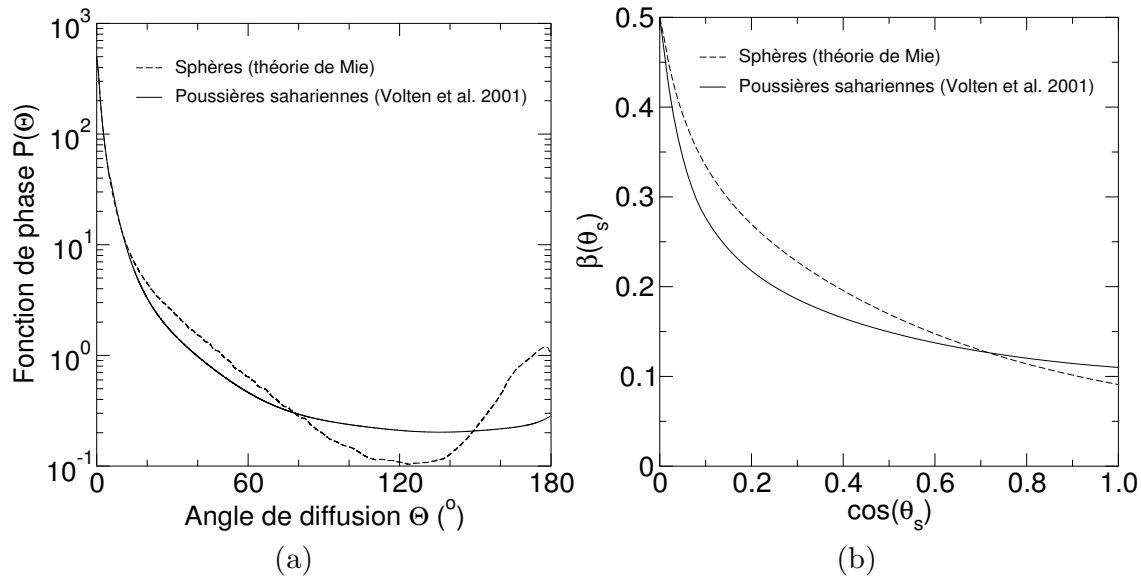


FIG. 3.2 – (a) Fonctions de phase de diffusion des aérosols non-sphériques (courbe pleine) d’après Volten et al. [2001] et des aérosols sphériques correspondants (courbe pointillée). Elles sont données à 632,8 nm en fonction de l’angle de diffusion Θ et normalisées à 4π . Les pics de diffusion avant sont supposés égaux pour les deux fonctions. (b) Fractions de diffusion vers le haut en fonction du cosinus de l’angle solaire zénithal θ_s pour les deux formes de particules.

fusion de côté (60 à 140°). Cette gamme est aisément atteinte par les capteurs spatiaux, ce qui la rend particulièrement intéressante à étudier. Pour les aérosols non-sphériques, le meilleur équilibre entre diffusion avant et de côté augmente (resp. diminue) la fraction de diffusion vers le haut aux petits (resp. grands) angles solaires zénithaux (figure 3.2(b)). Par contre, les pics de diffusion avant étant identiques pour les deux formes de particules, les facteurs d’asymétrie de la fonction de phase sont très proches pour les deux. Il vaut à 632,8 nm 0,71 pour les aérosols sphériques, 0,72 pour les aérosols non-sphériques.

3.3 Effets sur la perturbation radiative des aérosols

On peut regarder l’effet de la non-sphéricité sur la perturbation radiative de deux façons : à épaisseur optique constante (aérosols sphériques ou non ont la même épaisseur optique) et à réflectance constante (aérosols sphériques ou non produisent la même réflectance au sommet de l’atmosphère). Dans les deux cas, la perturbation radiative est calculée en utilisant Streamer. La surface océanique est représentée par son albédo considéré indépendant de l’épaisseur optique des aérosols. La perturbation radiative est calculée sur une bande de longueurs d’onde comprises entre 0,57 et 0,64 μm . Nous ne connais-

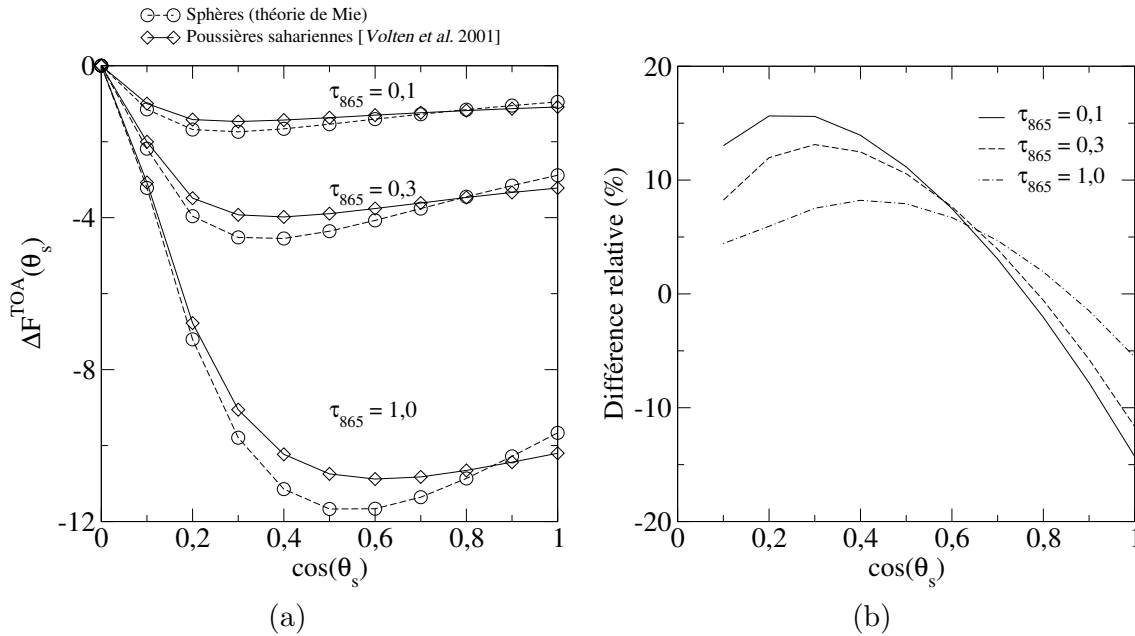


FIG. 3.3 – (a) Perturbation radiative directe des aérosols (en Wm^{-2}) au sommet de l'atmosphère pour les particules sphériques et non-sphériques et à trois épaisseurs optiques (données à 865 nm). (b) Différences relatives (en %) entre les deux formes considérées.

sons en effet la fonction de phase des aérosols non-sphériques qu'à 632,8 nm. Etendre cette fonction de phase à l'ensemble du spectre visible n'est pas chose triviale : celle-ci n'est certainement pas celle du modèle sphérique. L'albédo de diffusion simple du modèle non-sphérique est supposé être celui du modèle sphérique.

3.3.1 Epaisseur optique constante

Les résultats obtenus en calculant les perturbations radiatives des aérosols non-sphériques et sphériques avec la même épaisseur optique sont présentés figure 3.3(a). Qualitativement, le minimum de la perturbation radiative obtenue avec le modèle non-sphérique est moins prononcé que celui obtenu avec les aérosols sphériques. Les différences relatives entre les deux perturbations (figure 3.3(b)) sont élevées, plus de 15% pour une épaisseur optique de 0,1. Ces erreurs se réduisent avec l'augmentation de l'épaisseur optique, pour se limiter à moins de 7,5% à une épaisseur optique de 1.

Si l'on regarde non plus la perturbation radiative instantanée (dépendante de l'angle solaire zénithal) mais la perturbation radiative journalière, plus parlante climatiquement, il faut réaliser l'intégration :

$$\overline{\Delta F}(jour, lat) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Delta F(\theta_0(t, jour, lat)) dt \quad (3.1)$$

Épaisseur optique des aérosols	Modèle d'aérosol	Equinoxe		Solstices		
		30°N printemps/automne	Equateur	30°N été	Equateur été/hiver	30°N hiver
$\tau_{865} = 0,1$	Sphérique	-0,66	-0,61	-0,72	-0,64	-0,61
	Non-sphérique	-0,61 (7,6%)	-0,60 (1,6%)	-0,69 (4,2%)	-0,60 (6,3%)	-0,54 (11,5%)
$\tau_{865} = 0,3$	Sphérique	-1,81	-1,72	-2,00	-1,77	-1,63
	Non-sphérique	-1,67 (7,7%)	-1,70 (1,2%)	-1,94 (3,0%)	-1,69 (4,5%)	-1,45 (11,0%)
$\tau_{865} = 1,0$	Sphérique	-4,87	-4,80	-5,53	-4,85	-3,96
	Non-sphérique	-4,69 (3,7%)	-4,65 (3,1%)	-5,39 (2,5%)	-4,67 (3,7%)	-3,67 (7,3%)

TAB. 3.1 – *Perturbations radiatives directes des aérosols estimées à différentes épaisseurs optiques à 865 nm, τ_{865} . Les chiffres entre parenthèses indiquent les différences relatives entre les aérosols sphériques (théorie de Mie) et non-sphériques [Volten et al. 2001].*

où *jour* est le jour dans l'année, *lat* la latitude et $\theta_0(t)$ l'angle solaire zénithal à l'heure *t*. Cet angle dépend également du jour dans l'année et de la latitude. En terme de perturbation radiative journalière, les différences relatives sont faibles, comme présenté tableau 3.1. Les calculs sont restreints aux latitudes tropicales (entre 0 et 30°) où l'aérosol de poussière désertique est un type commun. Les erreurs relatives restent importantes les jours d'hiver à 30°N, où les angles solaires zénithaux restent grands toute la journée. Il est intéressant de noter que l'intégration de la perturbation radiative sur l'angle solaire zénithal amène toujours des valeurs absolues plus élevées dans le cas sphérique que dans le cas non-sphérique. On ne peut donc espérer de compensation dans les erreurs lorsqu'on intègre spatialement et temporellement.

3.3.2 Réflectance constante

Du point de vue de l'étude des aérosols, la télédétection satellitaire est principalement utilisée pour déterminer l'épaisseur optique depuis les mesures de luminances. *Mishchenko et al.* [1995] ont montré que l'importante diffusion de côté caractéristique des aérosols non-sphériques induit des erreurs importantes si l'estimation de l'épaisseur optique est basée sur la théorie de Mie. Ils utilisaient à l'époque des calculs numériques basés sur des sphéroïdes. Nous allons ré-évaluer ces mêmes effets en utilisant notre fonction de phase expérimentale.

Présentation de la méthode

Les luminances montantes au sommet de l'atmosphère sont calculées à 670 nm. Elle prennent en compte les diverses contributions de la surface et de l'atmosphère, comme cela a déjà été présenté. La vitesse du vent est prise constante à 7 ms^{-1} à 10 m. Dans la suite,

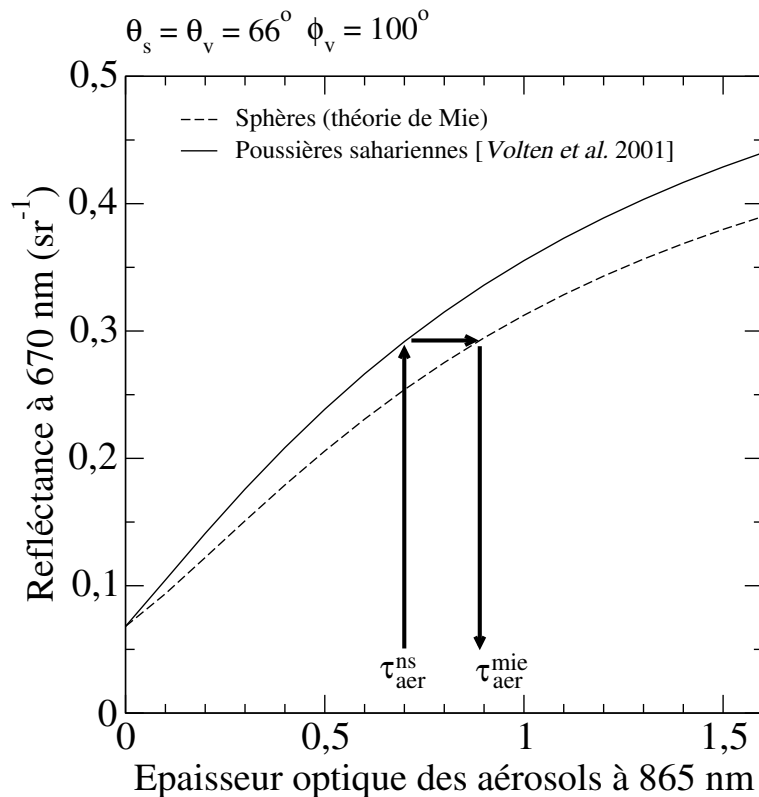


FIG. 3.4 – Réflectance en fonction de l'épaisseur optique pour des aérosols non-sphériques (trait plein) et sphériques (pointillés). L'angle de diffusion correspondant à cette géométrie est de 90° . Si la réflectance due à des aérosols non-sphériques d'une épaisseur optique $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$ est inversée en utilisant la théorie de Mie, l'épaisseur optique erronée $\tau_{\text{aer}}^{\text{mie}}$ est obtenue.

on note $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$ l'épaisseur optique à laquelle se trouvent les aérosols non-sphériques dans l'atmosphère. L'épaisseur optique qui serait inversée de la réflectance mesurée en utilisant le modèle sphérique est notée $\tau_{\text{aer}}^{\text{mie}}$. La figure 3.4 montre les résultats obtenus dans un cas particulier. Les flèches indiquent l'erreur faite dans l'inversion de l'épaisseur optique. Cette erreur est uniquement due au manque de connaissance du modèle d'aérosol présent dans l'atmosphère mais dans la réalité, la méconnaissance de la surface et du profil vertical des aérosols seraient aussi causes d'erreurs. Dans tous les cas, les inversions utilisant des données de capteurs à direction de visée unique sont susceptibles d'introduire des erreurs importantes dans l'inversion de l'épaisseur optique.

Nous possédons donc deux valeurs d'épaisseur optique, $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$ et $\tau_{\text{aer}}^{\text{mie}}$. Elles vont permettre deux estimations différentes de la perturbation radiative directe des aérosols, toute autre chose étant maintenue égale par ailleurs.

Erreurs sur l'épaisseur optique

Pour étudier le comportement de capteurs multi-directionnels, tels Polder ou MISR, il faut considérer un ensemble de directions de visée, représenté sous la forme de diagrammes polaires. Les figures 3.5 à 3.7 sont composées de tels diagrammes dont l'axe radial est l'angle zénithal de visée, et l'axe azimutal est l'angle azimutal relatif. Chaque figure correspond à un angle solaire zénithal donné, respectivement 0° pour la figure 3.5, 40° pour la figure 3.6 et 60° pour la figure 3.7. Le diagramme polaire du haut présente, pour information, l'angle de diffusion. Les géométries où il est inférieur à 60° ont été volontairement omises, afin de ne retenir que les directions de visées accessibles à un instrument satellitaire. En-dessous, pour trois valeurs de l'épaisseur optique $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$, le rapport $\tau_{\text{aer}}^{\text{mie}}/\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$ est présenté colonne de gauche. Les diagrammes de la colonne de droite seront présentés dans la section suivante. Les géométries de visée les moins sensibles à la forme des particules sont celles apparaissant en gris, avec des rapports égaux à 1 à $\pm 10\%$ près.

Ces figures amènent deux remarques importantes. La première est que les rapports présentent de fortes variations, valant moins de 0,5 en rétro-diffusion (angles de diffusion proches de 180°) pour atteindre plus de 1,5 en diffusion de côté (angles de diffusion compris entre 100 et 130°). Ainsi, un capteur multidirectionnel aura l'occasion de détecter la non-sphéricité (voir aussi *Kahn et al.* [1997]). La seconde remarque est que les variations du rapport ne suivent pas exactement les contours de l'angle de diffusion. Caractériser une géométrie de visée par son angle de diffusion n'est donc pas suffisant. Angles zénithaux et azimutal sont donc à prendre en compte. Cela est principalement dû à la surface, dont l'albédo varie en fonction de l'angle solaire zénithal, mais aussi aux diffusions moléculaire et particulaire dont les amplitudes dépendent de la masse d'air, donc des angles zénithaux.

Pour ce qui est des épaisseurs optiques, on constate que l'inversion est peu sensible à la forme des particules pour des géométries ayant un angle de diffusion compris entre 140 et 150° . Il existe également des géométries favorables en diffusion avant, correspondant à des angles autour de 70° . En pratique, celles-ci sont cependant proches de la direction du glitter, et le signal dans cette zone est souvent mis de côté. L'erreur sur l'épaisseur optique est très élevée en rétrodiffusion, ce qui doit être absolument pris en compte dans le traitement d'un signal lidar. Il existe également une large plage de surestimation de l'épaisseur optique pour des angles compris entre 90 et 160° . Plus l'épaisseur optique est forte, plus les erreurs s'atténuent sur l'ensemble du diagramme. Ces différentes constatations s'expliquent en regardant les différences entre les fonctions de phase des deux formes d'aérosol (figure 3.2(a)). (Rappelons que pour des épaisseurs optiques faibles, la réflectance est proportionnelle au produit $\tau_{\text{aer}}\varpi_0P(\Theta)$). Pour des angles de diffusion supérieurs à 60° , les deux fonctions de phase se croisent en deux valeurs de l'angle de diffusion, vers 75° et vers 150° . Il s'agit bien des zones où les erreurs sont inférieures à 10% . En rétrodiffusion, la fonction de phase des aérosols sphériques est bien supérieure à celle des particules non-sphériques. La réflectance produite par les sphères est donc supérieure à celle des particules non-sphériques. A réflectance égale, l'épaisseur optique nécessaire pour ajuster la mesure sera donc moins grande. L'explication est évidemment inversée pour des angles de diffusion compris entre 100 et 140° , où la fonction de phase des

aérosols non-sphériques est supérieure à celle des aérosols sphériques. Lorsque l'épaisseur optique augmente, l'importance des détails de la fonction de phase s'efface au profit du seul paramètre d'asymétrie. Ce dernier étant comparable pour les deux espèces, on comprend que les rapports d'épaisseur optique tendent vers 1 avec l'augmentation de $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$.

Passage aux perturbations radiatives

La colonne de droite des figures 3.5 à 3.7 est constituée des rapports entre les perturbations radiatives directes. A une épaisseur optique $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}}$ donnée correspond une perturbation radiative. L'épaisseur optique erronée $\tau_{\text{aer}}^{\text{mie}}$ (l'erreur dépendant de la direction, comme nous venons de le voir) donne également une perturbation radiative. Ces deux calculs sont faits de la même façon, seule l'épaisseur optique change. La question est de savoir si l'on peut espérer une compensation de l'erreur sur l'épaisseur optique avec celle sur la perturbation radiative. Il s'agit de comparer, sur les figures 3.5 à 3.7, les diagrammes de la colonne de gauche à ceux de la colonne de droite.

La situation n'est pas simple et dépend de l'angle solaire zénithal θ_s considéré. Lorsque $\theta_s = 0^\circ$, le rapport des perturbations radiatives est plus proche de 1 pour les angles de diffusion inférieurs à 140° que le rapport des épaisseurs optiques. Pour les angles supérieurs, le rapport, à l'origine inférieur à 1, diminue et s'éloigne de l'unité. Pour $\theta_s = 40^\circ$, les erreurs se transmettent presque directement pour $\tau_{\text{aer}}^{\text{ns}} = 0,1$. Les deux diagrammes sont identiques. Pour les épaisseurs optiques plus grandes, il y a une importante compensation pour les rapports supérieurs à 1. Enfin, pour $\theta_s = 60^\circ$, les erreurs ont tendance à s'aggraver sur l'ensemble du diagramme de droite sauf en rétrodiffusion, où l'on observe un rapprochement vers 1 du rapport des perturbations radiatives.

Pour expliquer ces résultats, nous allons utiliser la proportionnalité entre les flux radiatifs et le produit $\tau_{\text{aer}} \varpi_0 \beta(\theta_s)$ (valable pour de faibles épaisseurs optiques). Les fractions de diffusion vers le haut pour les particules sphériques (β_{mie}) et non-sphériques (β_{ns}) sont présentées figure 3.2(b). Les trois angles solaires zénithaux correspondent à trois cas différents. Lorsque $\theta_s = 0^\circ$ (cosinus de 1), β_{mie} est inférieure à β_{ns} . Pour $\theta_s = 40^\circ$ (cosinus de 0,78), les deux fractions sont comparables. Enfin, pour $\theta_s = 60^\circ$ (cosinus de 0,5), β_{mie} est supérieure à β_{ns} . Les résultats précédents s'interprètent donc en regardant les positions relatives des fonctions de phase et des fractions de diffusion vers le haut. Commençons par les angles de diffusion où $P_{\text{mie}}(\Theta)$ est inférieure à $P_{\text{ns}}(\Theta)$, c'est à dire les angles compris entre 70 et 140° environ. Dans ce cas, l'épaisseur optique inversée dans cette direction sera supérieure à l'épaisseur optique de départ. Pour que cette erreur soit compensée au niveau des perturbations radiatives, il faut que $\beta_{\text{mie}}(\theta_s)$ soit inférieure à $\beta_{\text{ns}}(\theta_s)$. Pour $\theta_s = 0^\circ$, tout va bien, on assiste à une compensation d'erreur. Pour $\theta_s = 60^\circ$ par contre, les erreurs augmentent. Pour les angles de diffusion où $P_{\text{mie}}(\Theta)$ est supérieure à $P_{\text{ns}}(\Theta)$, en rétrodiffusion notamment, l'épaisseur optique inversée sera sous-estimée. Pour compenser, il faudra que $\beta_{\text{mie}}(\theta_s)$ soit supérieure à $\beta_{\text{ns}}(\theta_s)$. C'est le cas pour $\theta_s = 60^\circ$, le contraire à 0° .

Enfin, quelque soit l'angle de diffusion, si les deux fractions de diffusion vers le haut sont comparables, les erreurs sur l'épaisseur optique sont directement transmises à la

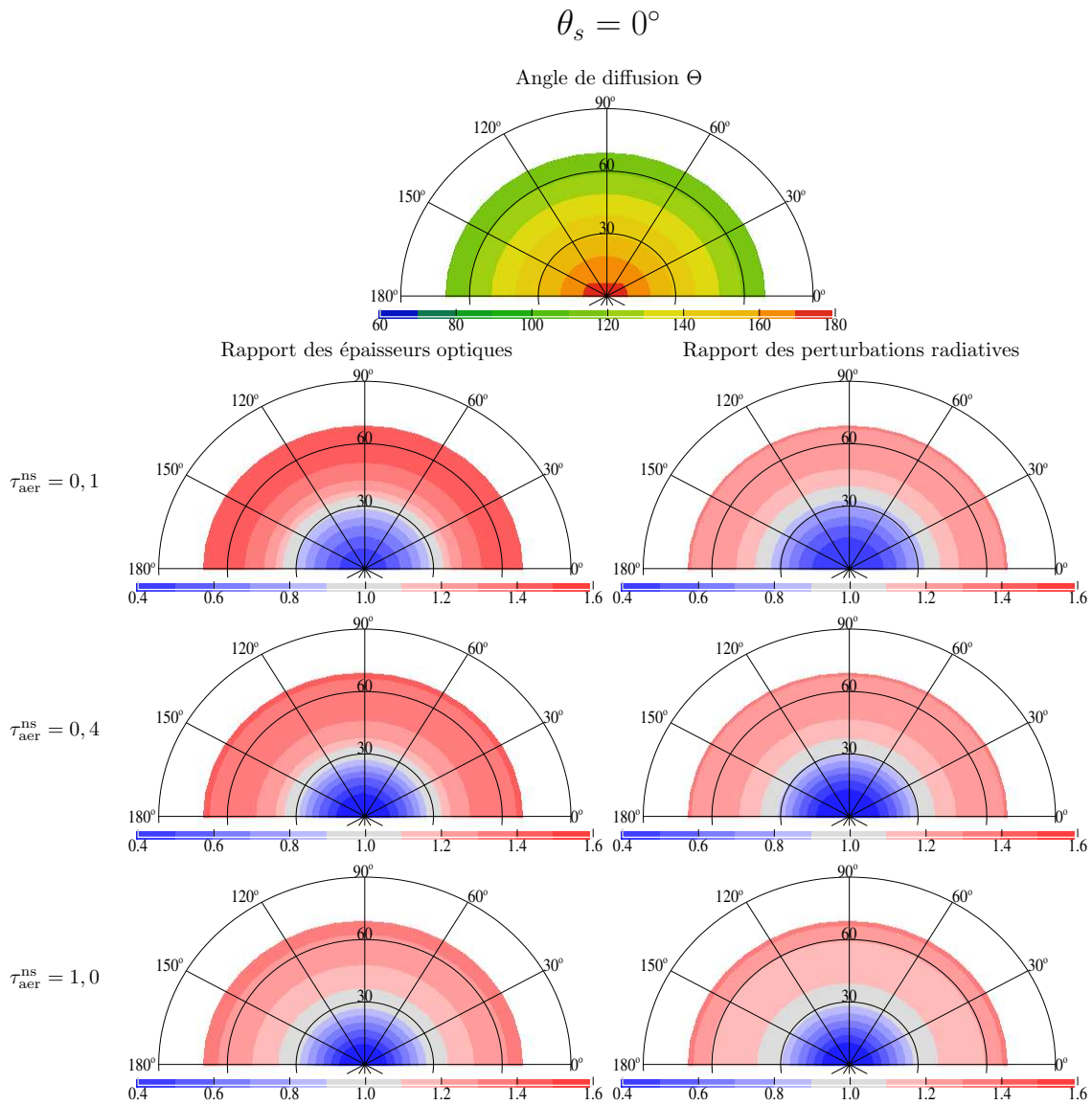


FIG. 3.5 – Impact de la non-sphéricité sur l'inversion de l'épaisseur optique et sur la perturbation radiative directe des aérosols, pour un angle solaire zénithal de 0° . L'axe radial des diagrammes polaire est l'angle zénithal de visée. L'axe azimuthal est l'angle azimuthal relatif entre le soleil et le satellite. Pour un angle solaire zénithal nul, les diagrammes polaires présentent une symétrie de rotation. Le diagramme du haut présente l'angle de diffusion, en degrés. En-dessous, pour trois valeurs de l'épaisseur optique des aérosols non-sphériques, la colonne de gauche présente le rapport des épaisseurs optiques, celle de droite le rapport des perturbations radiatives.

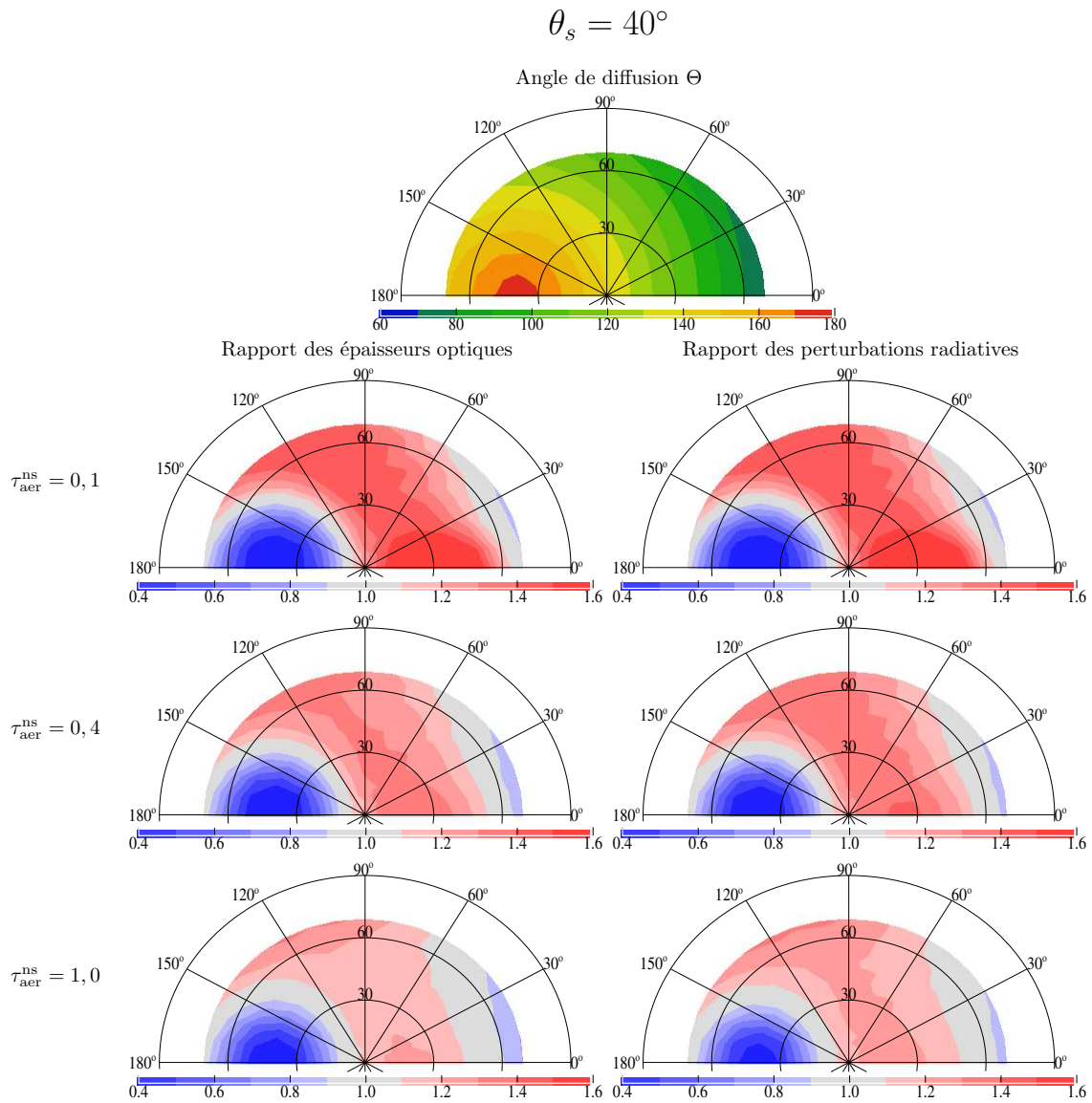


FIG. 3.6 – Même figure que 3.5, mais pour un angle solaire zénithal de 40° .

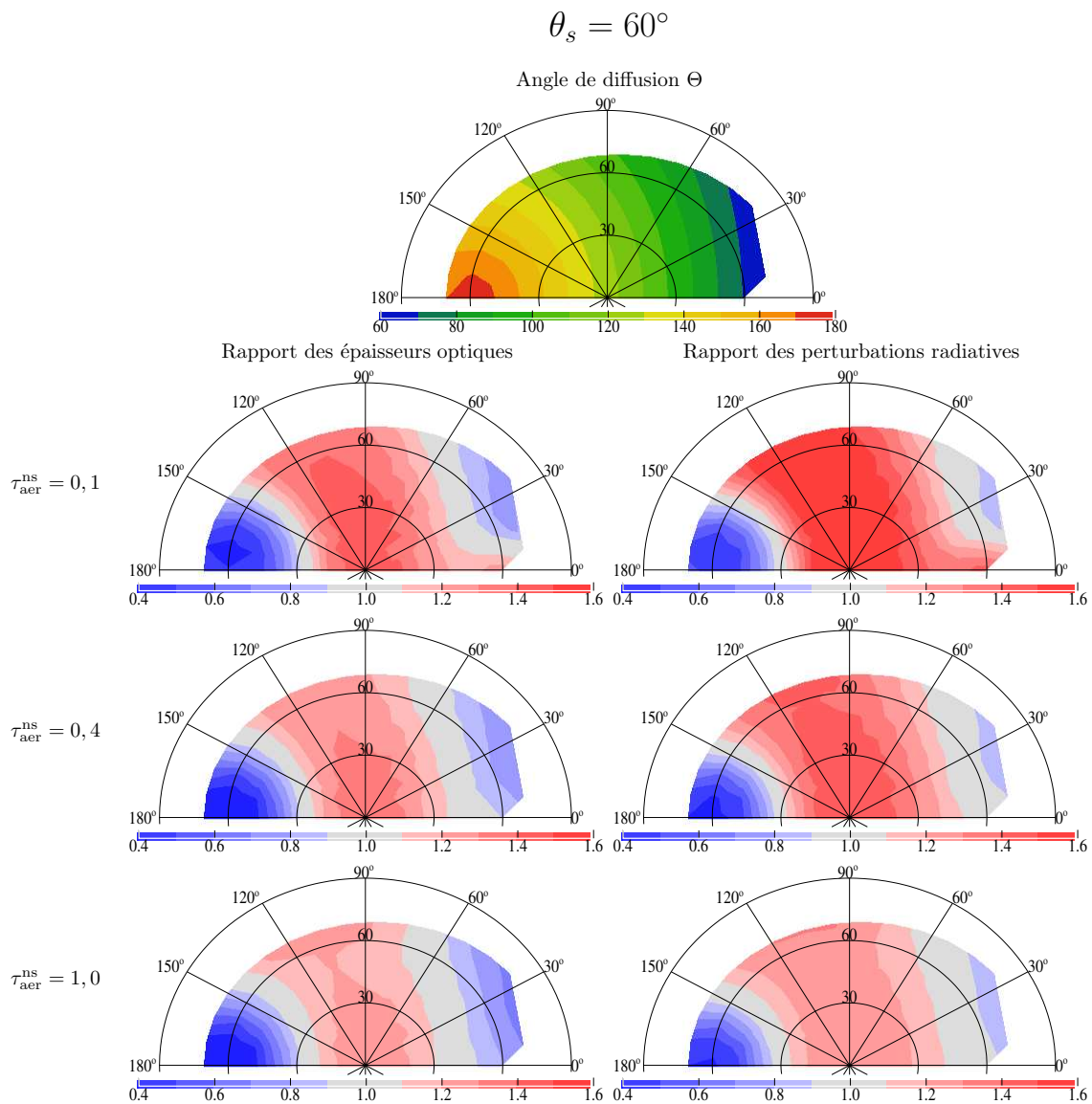


FIG. 3.7 – Même figure que 3.5, mais pour un angle solaire zénithal de 60° .

perturbation radiative. C'est le cas lorsque $\theta_s = 40^\circ$.

3.4 Conclusion sur la non-sphéricité

Ne pas considérer la non-sphéricité des aérosols dans les calculs de transfert radiatif est rendu presque obligatoire par l'absence d'une théorie rigoureuse et rapide à mettre en oeuvre sur les calculateurs disponibles de nos jours. Les mesures expérimentales de *Volten et al.* [2001] permettent cependant d'estimer l'impact de cette simplification sur la perturbation radiative des aérosols. Des différences importantes existent entre les fonctions de phase de particules sphériques et non-sphériques présentant par ailleurs les mêmes distributions en taille. Si, partant d'une épaisseur optique donnée, on calcule la perturbation radiative en fonction de l'angle solaire zénithal, l'utilisation des propriétés optiques des particules sphériques entraîne des erreurs de l'ordre de 15% à de faibles épaisseurs optiques. Les fortes épaisseurs optiques réduisent les différences entre les deux formes de particules. De la même façon, l'intégration sur la journée de la perturbation radiative permet de compenser les erreurs faites sur la perturbation instantanée dans des proportions qui dépendent principalement de l'épaisseur optique et de la gamme des angles solaires zénithaux atteints dans la journée, gamme dépendant du jour dans l'année et de la latitude. Les jours d'hiver de l'hémisphère nord se démarquent ainsi des autres périodes avec des erreurs relatives encore élevées.

Mais du point de vue de la télédétection, c'est la réflectance mesurée par le capteur qui est constante. On a alors affaire à deux sources d'erreur successives. La première est due à l'inversion de l'épaisseur optique. En utilisant la théorie de Mie, l'estimation de cette dernière est la plupart du temps erronée. Cette erreur dépend de la géométrie de visée considérée, ce qui donne un avantage certain aux capteurs multi-directionnels, au moins dans la détection de la non-sphéricité. L'erreur suivante est engendrée par l'utilisation de l'épaisseur optique erronée pour estimer la perturbation radiative directe des aérosols. Dans ce cas, la situation est compliquée, et dépend à la fois des différences dans les fonctions de phase et dans les fractions de diffusion vers le haut. Dans l'exemple que nous avons donné, les géométries correspondant à des angles de diffusion intermédiaires, typiquement compris entre 120° et 140° , sont les moins sensibles à la forme des particules. Les principaux travaux (théoriques et expérimentaux) sur la non-sphéricité mentionnent le comportement similaire des différentes formes non-sphériques. Les résultats présentés ici sont donc très certainement généralisables aux particules non-sphériques du mode grossier. Notons finalement que la fonction de phase de particules non-sphériques devra être mesurée à d'autres longueurs d'onde afin de pouvoir étudier la perturbation radiative sur l'ensemble du spectre solaire ou considérer la non-sphéricité dans les modèles.

Chapitre 4

Représentation radiative de la surface marine

4.1 Introduction

Trois bonnes raisons justifient l'étude de la prise en compte de la surface marine dans les codes de transfert radiatif. Tout d'abord, les océans couvrent 70% de la surface du globe. Ensuite, les meilleures déterminations depuis l'espace des paramètres géophysiques des aérosols (épaisseur optique, coefficient d'Ångström) se font au-dessus des océans [Tanré *et al.* 1997, Deuzé *et al.* 1999]. La surface marine est en effet homogène sur de grandes distances, et contribue peu au signal total. Cependant, dans les géométries correspondant à la réflexion spéculaire sur les différentes pentes des vagues créées par le vent (le glitter), le signal réfléchi est très intense. La BRDF océanique est donc très anisotrope, cette anisotropie pouvant être regardée comme la plus forte parmi les différents types de surfaces, ce qui constitue notre troisième raison. La majeure partie de ce chapitre est reprise de *Bellouin et al.* [2003b].

4.2 Méthode

4.2.1 BRDF de l'océan

Le glitter a été modélisé complètement par *Cox et Munk* [1954, 1956]. Son extension et son intensité dépendent de la vitesse du vent, que nous donnerons par la suite à une altitude de 10 m. La réflectance océanique est composée de la réflectance de Fresnel (réflexion spéculaire), du signal provenant de l'océan interne et de la réflectance de l'écume. Elles sont pondérées par une fonction de probabilité de pente des vagues. L'angle azimutal du vent est égal à celui du soleil. Les vagues n'ont pas de direction particulière. La figure 4.1 montre la composante de Fresnel de la BRDF océanique pour deux valeurs de l'angle solaire zénithal et trois valeurs de la vitesse du vent à 10 m. La longueur d'onde du calcul est 670 nm. La représentation est en trois dimensions, ce qui permet de se rendre

compte de l'anisotropie évoquée précédemment. Les axes plans sont une projection d'une représentation polaire de la BRDF. L'angle zénithal de visée θ_v varie entre 0 et 90°. L'angle zénithal relatif ϕ_v varie entre 0 et 360°. Un ϕ_v nul indique la direction du glitter, à droite des représentations alors que $\phi_v = 180^\circ$ indique la direction du soleil et du vent. L'axe vertical est la BRDF océanique limitée à sa composante glitter.

Sur les figures 4.1, le glitter est centré sur la géométrie de la réflexion spéculaire, soit $\theta_s = \theta_v$ et $\phi_v = 0^\circ$ dans notre convention. A cet endroit, la BRDF prend sa valeur maximale, qui dépend de l'angle solaire zénithal (0,07 pour un soleil au zénith, 0,10 pour $\theta_s = 30^\circ$) mais surtout de la vitesse du vent. Les deux figures du bas donnent deux autres valeurs de cette dernière. Pour un vent quasi-nul, le glitter est très resserré autour de la direction de la réflexion spéculaire et est très intense (BRDF de 1,20 pour $\theta_s = 30^\circ$). Lorsque le vent augmente à 7 puis 15 ms^{-1} , le glitter s'élargit et la valeur maximale de la BRDF diminue. Cela traduit le fait que l'intégration de la BRDF sur toutes les directions de visée donne l'albédo plan de la surface, qui ne dépend que de l'angle solaire zénithal, la vitesse du vent et la longueur d'onde (*cf.* dernière section de ce chapitre). Le second maximum observable pour $\theta_s = 30^\circ$ et une vitesse du vent de 15 ms^{-1} n'est pas physique. Il est dû à une erreur dans le calcul de la BRDF aux angles zénithaux très élevés. Dans ces géométries, l'ombre portée d'une vague sur sa voisine complique énormément la modélisation et *Cox et Munk* [1954, 1956] n'en tiennent pas compte. Dans la suite, nous ne considérerons pas d'angles zénithaux supérieurs à 85° (cosinus de 0,1) dans la présentation des résultats.

4.2.2 Calculs de transfert radiatif

Nous avons vu précédemment que Streamer, dans sa toute dernière version fondée sur Disort 2.0, permet d'introduire la surface dans les calculs *via* sa BRDF. C'est une solution attrayante, mais très coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi l'on préférera utiliser dans les chapitres 5 et suivants (et dans la plupart des autres études réalisées sur l'océan ou sur terres émergées) l'albédo de la surface, défini comme le rapport entre le flux montant et le flux descendant à cette surface. Rappelons que la différence essentielle entre les deux quantités albédo et BRDF est que la première dépend de l'état de l'atmosphère au-dessus de la surface, tandis que la seconde est une caractéristique de cette surface. On peut ainsi définir deux approximations faites dans la modélisation de la surface :

- utilisation d'un albédo lambertien à la place de la BRDF, plus rigoureuse.
- utilisation d'un albédo indépendant de la transmission atmosphérique (de l'épaisseur optique des aérosols, ici).

Nous nous proposons de quantifier l'impact de ces deux approximations sur la perturbation radiative directe des aérosols à l'aide de notre version modifiée de Streamer. Nous allons pour ce faire suivre la démarche schématisée par la figure 4.2. Connaissant la BRDF de la surface océanique, nous pouvons calculer les flux montants et descendants, au sommet de l'atmosphère et à la surface, pour une atmosphère contenant ou non des aérosols. A la surface, le rapport entre les flux montant et descendant est l'albédo de cette surface. Le calculer ainsi permet de comparer des champs radiatifs cohérents entre les différentes

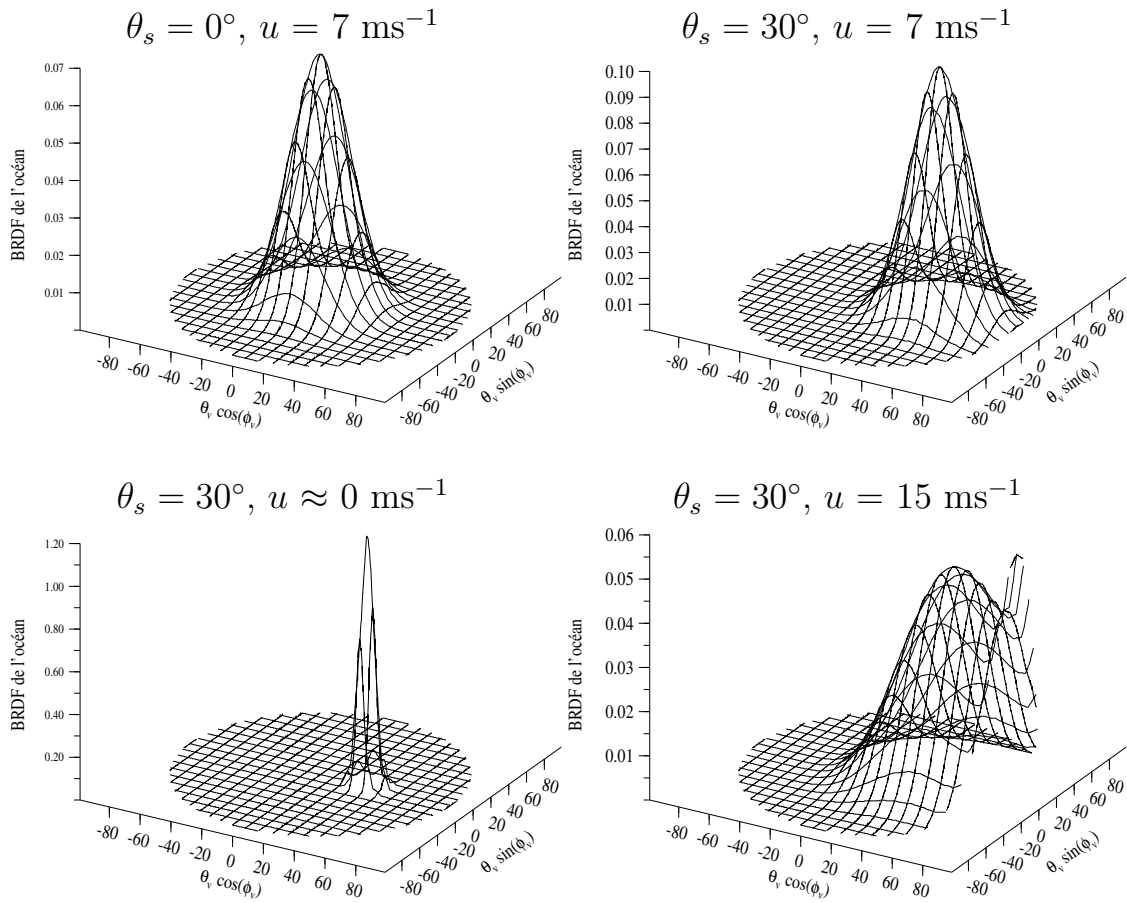


FIG. 4.1 – Fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle de l'océan à 670 nm, en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s et de la vitesse du vent u . θ_v et ϕ_v notent respectivement l'angle zénithal de visée et l'angle azimutal relatif entre le soleil et le satellite. La direction solaire correspond à un ϕ_v égal à 180° .

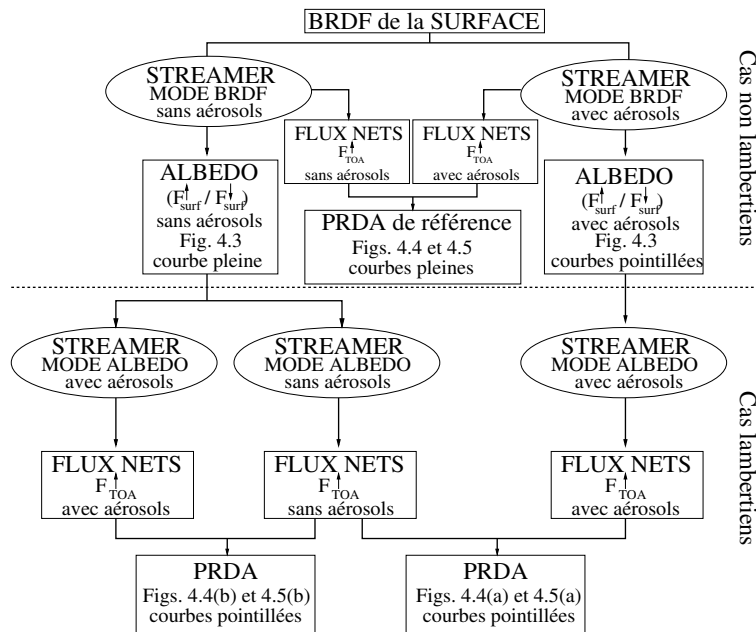


FIG. 4.2 – Démarche suivie pour l’étude de l’impact de la modélisation de la surface marine sur la perturbation radiative directe des aérosols (PRDA).

modélisations de la surface. Au sommet de l’atmosphère, la différence entre les flux nets avec et sans aérosols est la perturbation radiative des aérosols. L’utilisation de la BRDF donne donc une première estimation de la perturbation, la plus rigoureuse, qui va servir de référence. D’un autre côté, l’albédo calculé va permettre d’obtenir deux autres valeurs de la perturbation radiative directe des aérosols. La première valeur sera qualifiée d’ “albédo rigoureux”, et prendra en compte la variation de l’albédo avec l’épaisseur optique des aérosols (section 4.4.1). La seconde valeur, dite “albédo approché”, utilisera toujours le même albédo, celui estimé à partir des calculs faits en l’absence d’aérosols (section 4.4.2).

4.3 Albédo et épaisseur optique des aérosols

La figure 4.3 présente l’albédo de la surface océanique en moyenne sur le spectre solaire, en fonction de l’angle solaire zénithal et de l’épaisseur optique des aérosols. Le modèle d’aérosol utilisé ici est le modèle représentatif des poussières désertiques présenté dans le tableau 1.2. Les aérosols désertiques étant de grosses particules, leur pointe avant élevée maximise l’augmentation du flux descendant. On s’attend donc à un grand effet sur l’albédo de la surface marine. L’albédo de référence suit la tendance habituelle due à la réflexion de Fresnel, avec une augmentation de l’albédo avec l’angle solaire zénithal. Sans aérosols, la valeur maximale de 0,13 est atteinte pour un angle solaire zénithal de 84° (cosinus égal à 0,1). A ces angles élevés, la rayonnement descendant est diffus et l’albédo sature. La variation de l’albédo avec l’épaisseur optique des aérosols est très forte. Pour les

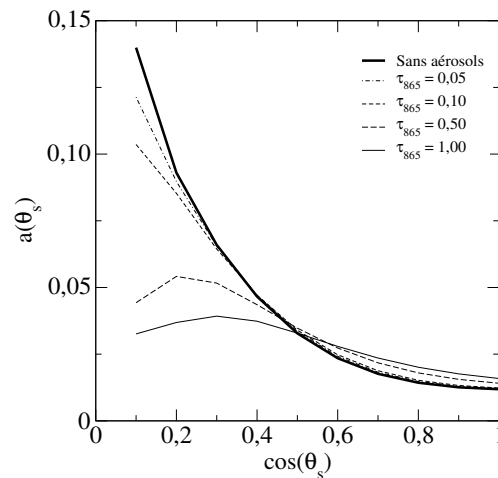


FIG. 4.3 – Albédo de la surface marine $a(\theta_s)$ en fonction de l'angle solaire zénithal θ_s et de l'épaisseur optique d'aérosols désertiques à 865 nm, τ_{865} . L'albédo est intégré sur le spectre visible.

plus grands angles solaires zénithaux et aux plus grandes épaisseurs optiques, l'albédo est divisé par 3. Pour les petits angles solaires, au contraire, l'albédo augmente. Un "point neutre", où l'albédo ne varie pas avec l'épaisseur optique des aérosols, se trouve aux alentours de 66° (cosinus égal à 0,4).

Pour expliquer ces résultats, il faut comprendre que ce qui importe ce n'est pas seulement l'angle solaire zénithal, mais bien la distribution des angles d'incidence du rayonnement incident sur la surface. Dans une atmosphère totalement propre, angle solaire zénithal et angle d'incidence sont quasiment les mêmes, avec de petites différences dues à la diffusion moléculaire. Lorsque les aérosols sont présents, la distribution angulaire du rayonnement s'élargit, et l'albédo commence à prendre des valeurs jusque-là réservées à des angles d'incidence plus petits (resp. plus grands) que l'angle solaire zénithal d'origine si ce dernier est grand (resp. petit). Le point neutre correspond à peu près à l'angle moyen du rayonnement incident. Dans le cas limite d'une épaisseur optique en aérosols très importante, le rayonnement incident à la surface est quasiment isotrope, et l'albédo varie peu avec l'angle solaire zénithal. On comprend en tout cas qu'utiliser l'albédo correspondant à une épaisseur optique des aérosols nulle même si cette dernière est grande va causer des erreurs relatives importantes.

4.4 Impact sur la perturbation radiative des aérosols

4.4.1 Albédo dépendant de l'épaisseur optique des aérosols

Comparons tout d'abord les perturbations radiatives obtenues en représentant la surface par sa BRDF ou par son albédo rigoureux, prenant en compte les aérosols. Ces

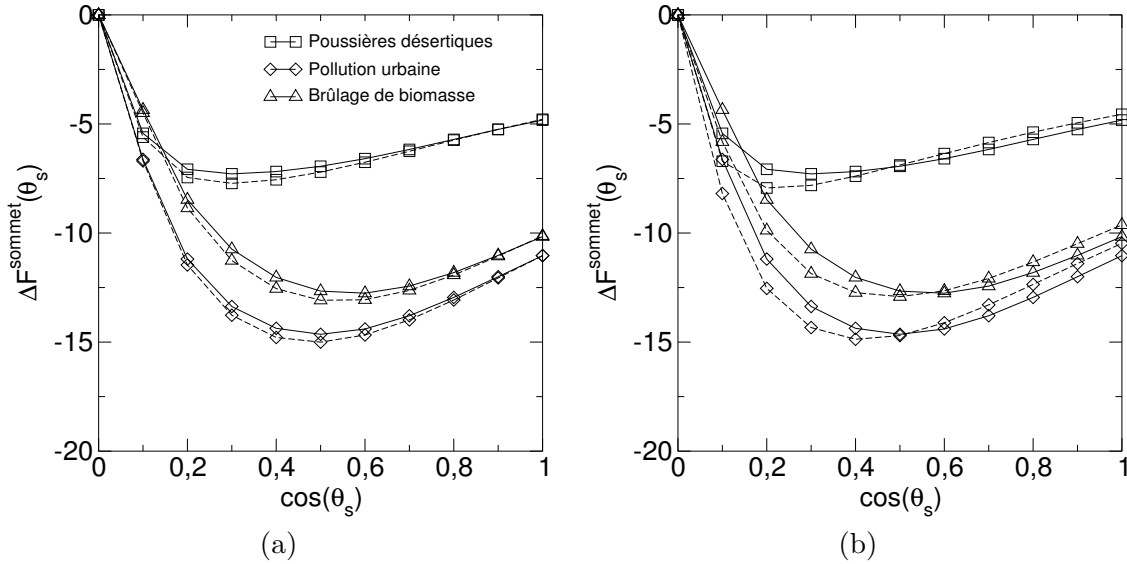


FIG. 4.4 – Perturbation radiative des aérosols (Wm^{-2}) estimée au sommet de l'atmosphère pour nos trois modèles d'aérosols. L'épaisseur optique des aérosols est de 0,05 à 865 nm. La surface est modélisée par sa BRDF (courbes pleines) ou son albédo (courbes pointillées). Cet albédo dépend de l'épaisseur optique des aérosols (a) ou non (b).

derniers seront modélisés par les trois modèles présentés tableau 1.2. Pour rappel, ils représentent les modes grossier (poussières désertiques) et d'accumulation (pollution pour l'aérosol faiblement absorbant et brûlage de biomasse pour l'aérosol fortement absorbant). Les figures 4.4(a) et 4.5(a) présentent ces résultats, respectivement au sommet de l'atmosphère et à la surface. Pour chacun des trois modèles, on voit que les deux perturbations sont très proches et suivent une même tendance, avec les minima placés au même endroit. Les erreurs relatives, définies pour chaque angle solaire zénithal comme la différence entre les deux perturbations divisée par la perturbation de référence (calculée avec la BRDF) sont donc négligeables, à moins de 5% pour les trois modèles. A la surface, la situation est meilleure qu'au sommet de l'atmosphère, Les erreurs relatives sont inférieures. Cela s'explique par le calcul de l'albédo, réalisé de façon à considérer des champs radiatifs cohérents entre le cas BRDF et le cas albédo, mais aussi par le fait que la traversée retour de l'atmosphère n'est pas à prendre en compte si l'on s'intéresse à la perturbation radiative à la surface. Le problème est que considérer un albédo dépendant de l'épaisseur optique des aérosols nécessite tout de même des calculs non-lambertiens qui impliquent que cette épaisseur optique est connue... alors que c'est souvent le paramètre à déterminer ou la variable !

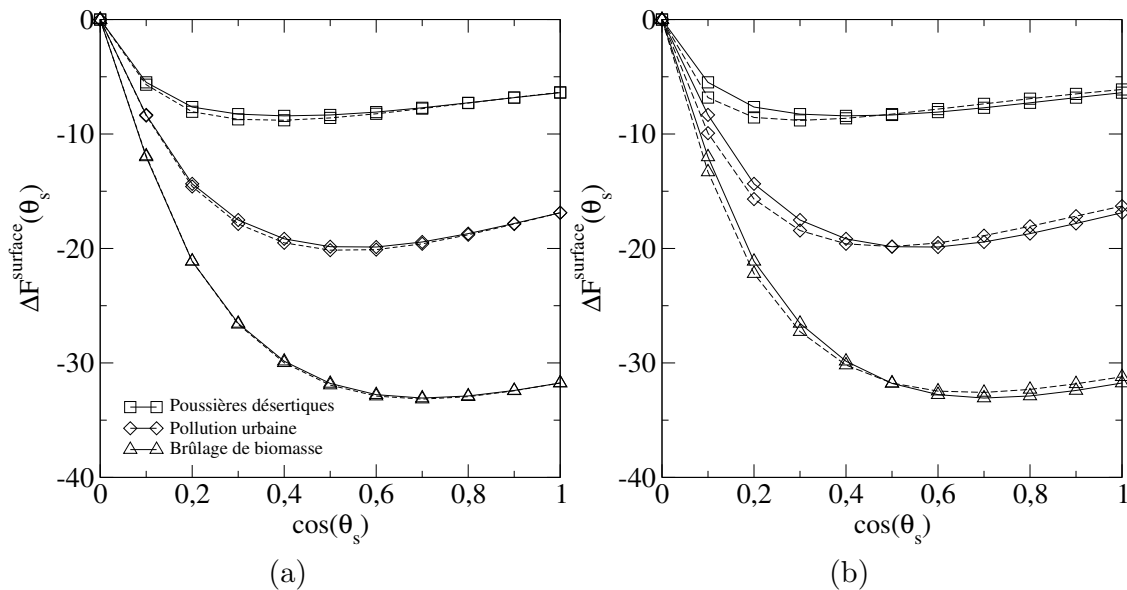


FIG. 4.5 – *Idem que la figure 4.4, mais à la surface.*

4.4.2 Albédo indépendant de l'épaisseur optique des aérosols

Afin de permettre des calculs de transfert radiatif plus rapides, on peut souhaiter négliger les variations de l'albédo de surface avec l'épaisseur optique des aérosols et représenter la surface par l'albédo évalué sans aérosols. Cela est certes moins rigoureux mais bien plus rapide numériquement, puisque les calculs non-lambertiens ne doivent être effectués qu'une fois. Les résultats d'une telle approximation sont présentés dans la figure 4.4(b) pour le sommet de l'atmosphère, et la figure 4.5(b) pour la surface. Les ordres de grandeur sont respectés pour les trois modèles : les deux perturbations sont comparables. Mais le décalage du minimum pour la perturbation estimée dans le cas lambertien entraîne une forte augmentation des erreurs relatives. Ce décalage est dû à l'albédo erroné utilisé. La figure 4.6(a) montre ces erreurs (au sommet de l'atmosphère) en fonction de l'angle solaire zénithal pour nos trois modèles à une épaisseur optique de 0,05 à 865 nm. Elles sont très élevées aux grands angles zénithaux (20 à 25%), plus raisonnables aux petits angles. Les différences entre les deux perturbations sont amplifiées par l'absorption. Pour des angles de 50 à 60° (cosinus 0,5 à 0,6), les deux représentations de la surface produisent des perturbations radiatives comparables. La situation est meilleure pour les perturbations radiatives calculées à la surface, pour les raisons citées dans la section précédente. Si l'on fait varier l'épaisseur optique (figure 4.6(b)), on remarque que des épaisseurs optiques fortes (1 à 865 nm, typiquement) sont nécessaires pour obtenir des erreurs relatives inférieures à 10% sur l'ensemble de la gamme des angles solaires.

Les résultats précédents concernent les perturbations radiatives instantanées, c'est à dire dépendantes de l'angle solaire zénithal. Cependant, du point de vue climatique, il

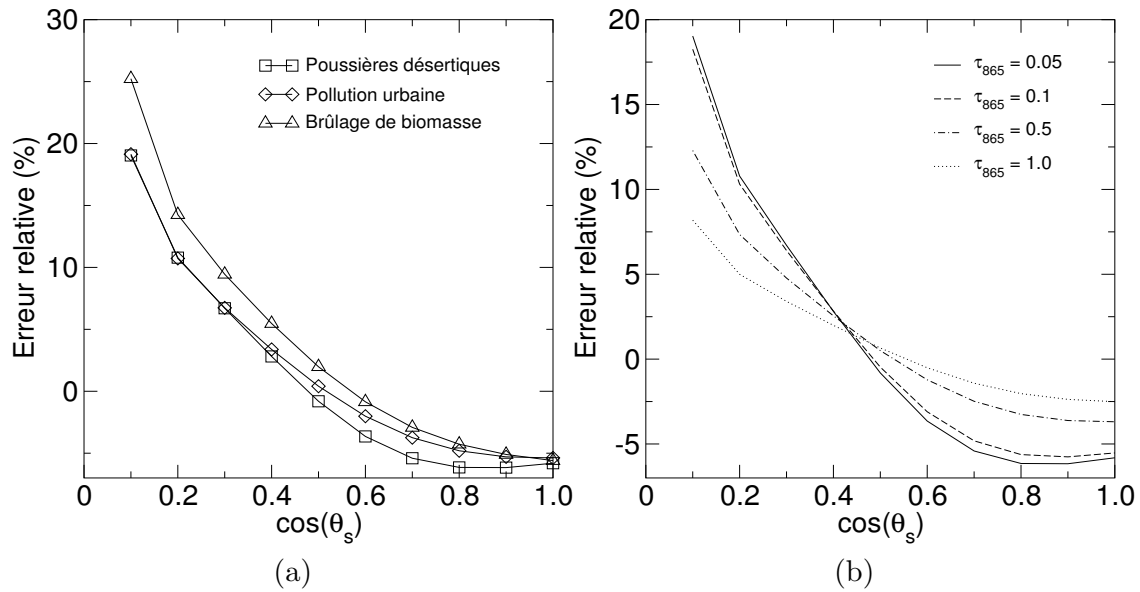


FIG. 4.6 – Erreurs relatives faites sur la perturbation radiative des aérosols au sommet de l’atmosphère lorsque la surface est représentée par sa BRDF et son albédo approché. (a) Pour nos trois modèles d’aérosols à une épaisseur optique de 0,05 à 865 nm. (b) Pour le modèle de poussières désertiques uniquement, à des épaisseurs optiques comprises entre 0,05 et 1.

Modèle d'aérosol	Modèle de surface	Equinoxe		Solstices		
		45°N printemps/automne	Equateur	45°N été	Equateur été/hiver	45°N hiver
Poussières désertiques	Albédo	-3.28	-2.92	-3.88	-3.02	-2.55
	BRDF	-3.19 (2.7%)	-2.91 (1.0%)	-3.83 (1.3%)	-2.99 (1.0%)	-2.31 (10.4%)
Pollution urbaine	Albédo	-6.43	-5.99	-7.80	-6.14	-4.31
	BRDF	-6.29 (2.2%)	-6.00 (-0.2%)	-7.76 (0.5%)	-6.13 (0.2%)	-3.93 (9.7%)
Brûlage de biomasse	Albédo	-5.54	-5.27	-6.82	-5.39	-3.48
	BRDF	-5.34 (3.6%)	-5.23 (0.8%)	-6.71 (1.6%)	-5.32 (1.3%)	-3.08 (13.0%)

TAB. 4.1 – *Perturbations radiatives journalières, en Wm^{-2} , estimées à une épaisseur optique de 0,05 à 865 nm. Les chiffres entre parenthèses indiquent les erreurs relatives existant entre les deux représentations de la surface étudiées. Les variations de distance entre la Terre et le Soleil au cours de l'année ne sont pas prises en compte dans les calculs.*

est plus intéressant de considérer les perturbations radiatives moyennées sur la journée, en d'autres termes intégrées sur un intervalle d'angles solaires zénithaux. Cet intervalle dépend du jour dans l'année et de la latitude. Les résultats intégrés sur la journée sont présentés dans le tableau 4.1 pour l'équinoxe de printemps et les solstices d'hiver et d'été, à l'Equateur et à 45° de latitude nord. L'albédo de surface ne dépend pas de l'épaisseur optique des aérosols. On observe une réduction significative des erreurs si l'intégration se fait sur une large gamme d'angles solaires zénithaux, comme c'est le cas à l'Equateur ou l'été aux latitudes moyennes. Cependant, les erreurs restent importantes si n'interviennent dans l'intégration que les grands angles solaires zénithaux, comme c'est le cas l'hiver à 45°N. Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que l'erreur relative est toujours positive, ce qui signifie que la perturbation journalière obtenue en représentant la surface par son albédo est toujours supérieure à celle utilisant la BRDF. On ne peut donc pas s'attendre à une compensation d'erreur lors de l'intégration temporelle et spatiale.

4.5 Albédo directionnel

Le choix entre albédo et BRDF est biaisé par le temps de calcul important associé à la deuxième possibilité. Mais pourquoi ne pas prendre l'avantage des deux méthodes et ainsi éviter leur inconvénient principal ? On réalise les calculs de transfert radiatif en utilisant la représentation par albédo, mais ce dernier peut être prescrit différemment selon qu'il s'applique au rayonnement solaire direct ou diffus. Ceci permet d'avoir des calculs rapides et de prendre en compte, imparfaitement certes, la directionnalité de la fonction de réflexion de la surface marine.

Deux albédos vont donc être définis. Le premier sera appliqué au rayonnement direct. On l'appellera abusivement "albédo direct" et il sera noté A_{dir} . Le second concerne le rayonnement diffus et sera appelé, de la même façon, "albédo diffus" et noté A_{dif} . Leurs définitions sont les suivantes :

$$A_{\text{dir}} = \frac{F_{\text{dir} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow}}{F_{\text{dir}}^{\downarrow}} \quad (4.1)$$

$$A_{\text{dif}} = \frac{F_{\text{dif} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow}}{F_{\text{dif}}^{\downarrow}} \quad (4.2)$$

où $F_{\text{dir}}^{\downarrow}$ et $F_{\text{dif}}^{\downarrow}$ sont respectivement les flux descendants direct et diffus à la surface, $F_{\text{dir} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow}$ est le flux diffus montant provenant du direct et $F_{\text{dif} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow}$ est le flux diffus montant provenant du diffus descendant à la surface. Le flux total montant F^{\uparrow} est donné par :

$$F^{\uparrow} = F_{\text{dir} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow} + F_{\text{dif} \rightarrow \text{dif}}^{\uparrow} \quad (4.3)$$

Cette équation se simplifie, grâce aux définitions des albédos direct et diffus, à

$$F^{\uparrow} = A_{\text{dir}} F_{\text{dir}}^{\downarrow} + A_{\text{dif}} F_{\text{dif}}^{\downarrow} \quad (4.4)$$

Le flux total montant et les deux flux descendants sont disponibles dans Streamer. Les deux albédos sont les seules inconnues de l'équation 4.4.

L'albédo direct est calculé en intégrant la BRDF sur toutes les géométries de réflexion.

$$A_{\text{dir}}(\theta_s, \lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho(\theta_s, \theta, \phi, \lambda) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi$$

Cette double intégration doit être faite de la même façon que dans le code Streamer, afin d'être cohérent avec les valeurs des flux direct et diffus. Si l'on souhaite obtenir l'albédo du rayonnement direct sur l'ensemble du spectre visible, il suffit de pondérer par le flux total descendant :

$$A_{\text{dir}}(\theta_s) = \frac{\int_{\lambda} F_{\text{dir}}^{\downarrow}(\lambda) A_{\text{dir}}(\theta_s, \lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} F_{\text{dir}}^{\downarrow}(\lambda) d\lambda}$$

L'équation 4.5, déduite de l'équation 4.4, permet finalement de déterminer A_{dif} .

$$A_{\text{dif}} = A_{\text{dir}} + (A - A_{\text{dir}}) \frac{F^{\downarrow}}{F_{\text{dif}}^{\downarrow}} \quad (4.5)$$

où A est l'albédo de la surface, défini comme le rapport entre le flux montant total, F^{\uparrow} , et le flux descendant total, F^{\downarrow} . Nous ne donnerons pas ici de résultats numériques car l'équation 4.5 demande une précision qui est à la limite des performances de Streamer. Le terme qui pose problème est le dernier terme de l'équation. Nous avons une différence entre deux albédos, l'albédo du direct étant notamment entaché d'erreur. Cette différence est multipliée par le rapport entre les deux flux descendants, rapport qui est très supérieur à 1 lorsque l'épaisseur optique des aérosols est faible. L'estimation finale de l'albédo diffus est donc très facilement erronée.

Pour utiliser ces deux albédos, il faut résoudre l'équation de transfert en utilisant une méthode "à deux flux" (de l'anglais *two-stream method*) [Toon et al. 1989]. Cette méthode est moins précise que la méthode des ordonnées discrètes, notamment pour les angles solaires zénithaux faibles (inférieurs à 30° , typiquement), mais permet d'assigner un albédo différent aux signaux direct et diffus. La plupart des modèles de circulation générale utilisent une méthode à deux flux pour sa rapidité de calculs.

4.6 Conclusion sur la surface océanique

Le code de transfert radiatif Streamer permettant de représenter la surface par son albédo lambertien ou sa fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle, nous avons pu estimer l'impact de l'une et l'autre représentation sur la perturbation radiative directe des aérosols. La surface marine est très anisotrope : sombre dans la plupart des directions réfléchies, la réflexion spéculaire étendue à un cône de directions par les vagues apporte une contribution très élevée au signal total. L'albédo de la surface marine est très dépendant de l'épaisseur optique des aérosols. Si l'on considère comme situation de référence l'utilisation de la BRDF, faire dépendre l'albédo de l'épaisseur optique entraîne des erreurs négligeables au niveau de la perturbation radiative directe. Par contre, utiliser un albédo calculé sans aérosols atmosphériques, comme c'est le cas dans la plupart des applications où l'épaisseur optique des aérosols est inconnue, entraîne des erreurs importantes sur la perturbation radiative instantanée. Ces erreurs ne sont pas dues à un changement d'amplitude de la perturbation, mais à un décalage du minimum en fonction de l'angle solaire zénithal. Plus l'épaisseur optique des aérosols est élevée, plus les erreurs commises sont faibles. Cela est dû à la diminution de la contribution de la surface marine au signal total, celle-ci s'effaçant devant les aérosols lorsque leur épaisseur optique augmente. Il faut donc considérer le rôle important de la simplification de la représentation de la surface dans les codes de transfert radiatif. Une fois intégrée sur la journée, la perturbation radiative estimée avec un albédo et avec une BRDF voient leur différence s'amoinrir. Une exception notable sont les jours d'hiver de l'hémisphère nord, où les angles solaires zénithaux ne balaient pas une gamme suffisante pour empêcher les erreurs relatives de dépasser les 10%. Cette période est cependant associée à des perturbations radiatives plus faibles qu'aux autres jours de l'année. Dans les calculs de transfert radiatif qui utilisent une méthode à deux flux (ce qui est le cas dans les modèles de circulation générale, par exemple), prescrire des albédos de surface différents au rayonnement direct et au rayonnement diffus peut permettre de considérer la directionnalité de la BRDF de façon simplifiée, mais rapide.

Chapitre 5

Absorption des aérosols au-dessus des océans avec Polder et Aeronet

5.1 Un problème d'actualité

L'absorption des aérosols est devenue une préoccupation majeure depuis les observations de la campagne Indoex. Au nord de l'Océan Indien, durant les mois de décembre à avril, la circulation atmosphérique se fait du nord au sud jusqu'à la zone de convergence inter-tropicale, installée à cette période entre l'Equateur et 12° de latitude sud. Ainsi, la pollution émise par l'Inde et ses voisins, composée majoritairement de sulfates, de composés organiques et de carbone-suie, est transportée sur l'océan. Dans l'article résumant les découvertes faites à l'occasion de la campagne, *Ramanathan et al.* [2001] montrent que l'aérosol typique de la région est fortement absorbant, avec un albédo de diffusion simple compris entre 0,8 et 0,9 à une longueur d'onde de 530 nm. Cette forte absorption est due au carbone-suie qui, même s'il ne représente que 11% de l'épaisseur optique totale, est doté d'une absorption très importante dans le visible, avec un albédo de diffusion simple évalué à 0,3 à 554 nm^1 [*Bruce et al.* 1991]. Comme conséquence directe, la perturbation radiative des aérosols présente un contraste très important entre le sommet de l'atmosphère et la surface. En moyenne sur la campagne, la perturbation radiative atteignait -7 Wm^{-2} au sommet de l'atmosphère et -23 Wm^{-2} à la surface, soit un rapport entre les deux supérieur à trois, ce qui correspond à 16 Wm^{-2} absorbés par les aérosols atmosphériques. Ainsi, pour ces aérosols absorbants, la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère ne suffit pas à caractériser leur impact climatique. La quantité d'énergie absorbée par la couche d'aérosols devient suffisante pour modifier les profils verticaux de température et donc d'humidité relative [*Ackerman et al.* 2000]. Cela touche le cycle de l'eau, depuis l'évaporation jusqu'à la formation des nuages et les précipitations. *Ackerman et al.* [2000] montrent que la faible couverture nuageuse observée au-dessus de l'Océan Indien lors de la campagne Indoex résultait de la descente d'air sec depuis la péninsule indienne et de ce

¹Les différents processus de combustion émettant du carbone-suie conduisent à des propriétés optiques différentes. Il y a ainsi un facteur cinq entre les différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice de réfraction du carbone-suie [*Bohren* 1986].

qu'il nomment le “*cloud-burning effect*”, dû la forte absorption des aérosols anthropiques. Le réchauffement important au niveau de la couche d'aérosols assèche l'atmosphère, ce qui détruit les nuages ou empêche leur formation [Ackerman et Toon 1996]. Enfin, la pollution d'origine humaine ne touchant que le nord de l'Océan Indien, cela introduit un gradient inter-hémisphérique très important [Rajeev et Ramanathan 2001].

Les observations de Ramanathan et al. [2001] ont été corroborées par Tahnk et Coakley [2002] et Kaufman et al. [2002b], qui utilisèrent les épaisseurs optiques issues respectivement de mesures faites par AVHRR entre 1996 et 2000 et Polder en 1997. D'autres régions ont fait l'objet d'études et d'observations similaires. Entre septembre et novembre 1997, période de feux de forêt en Indonésie, Podgorny et al. [2003] estiment l'absorption des aérosols entre 15 et 20 Wm^{-2} . En Méditerranée, Markowicz et al. [2002] ont mesuré une absorption de 11,3 Wm^{-2} par les aérosols anthropiques étudiés lors de la campagne Minos [Lelieveld et al. 2002]. L'étude de feux au sud de l'Afrique lors de la campagne Safari 2000 a également mis en évidence des aérosols très absorbants. Leur albédo de diffusion simple peut valoir aussi peu que 0,8 à 550 nm [Bergstrom et al. [2003].

L'absorption des aérosols va également avoir un impact sur le bilan énergétique de la surface. Celui-ci est donné par l'équation suivante, en comptant positivement l'énergie absorbée et négativement l'énergie émise par la surface :

$$F_{\text{solaire}} + F_{\text{atm} \rightarrow \text{surf}} - F_{\text{surf} \rightarrow \text{atm}} - F_{\text{latente}} - F_{\text{sensible}} = 0$$

F_{solaire} est le rayonnement solaire absorbé par la surface. Il vaut environ 168 Wm^{-2} (ce chiffre et les suivants sont repris de Penner et al. [2001]). $F_{\text{atm} \rightarrow \text{surf}}$ est le rayonnement thermique émis par l'atmosphère et chauffant la surface, estimé à 324 Wm^{-2} . $F_{\text{surf} \rightarrow \text{atm}}$ est le rayonnement thermique émis par la surface et chauffant l'atmosphère. Il correspond à 390 Wm^{-2} . Les deux derniers termes de l'équation sont des transferts d'énergie non radiatifs. F_{latente} est l'énergie latente perdue par la surface lors de l'évaporation de l'eau liquide. Cette énergie, de 78 Wm^{-2} , est transmise à l'atmosphère lors de la condensation de la vapeur d'eau. F_{sensible} , enfin, est l'énergie transmise à l'atmosphère lors du chauffage de cette dernière par la surface. Elle équivaut à 24 Wm^{-2} . La surface est en équilibre énergétique, le bilan total étant alors nul. Mais l'absorption des aérosols entraîne une diminution du rayonnement solaire incident, donc du rayonnement solaire absorbé. L'équilibre sera rétabli par une modification de l'évaporation à la surface.

Si l'on souhaite obtenir des résultats globaux sur l'absorption, il faut utiliser les produits satellitaires. Mais, même si plusieurs pistes existent pour estimer l'albédo de diffusion simple, comme l'algorithme utilisant le glitter proposé par Kaufman et al. [2002a], aucun système de traitement des données satellitaires ne permet actuellement d'obtenir l'albédo de diffusion simple des aérosols de manière routinière. C'est pourquoi nous avons proposé de coupler aux estimations de l'épaisseur optique des aérosols les mesures de l'albédo de diffusion simple effectuées par le réseau de photomètres Aeronet. Les principaux résultats présentés ici ont été publiés dans Bellouin et al. [2003a].

	α	Re(m)	$\varpi_0 = 1,00$		$\varpi_0 = 0,98$		$\varpi_0 = 0,94$		$\varpi_0 = 0,90$		$\varpi_0 = 0,86$	
			r_0 (μm)	r_0 (μm)	Im(m)	r_0 (μm)	Im(m)	r_0 (μm)	Im(m)	r_0 (μm)	Im(m)	r_0 (μm)
1	0,0	1,33	0,2710	0,2561	0,001	0,2378	0,003	0,2243	0,006	0,2142	0,009	
2	0,3	1,33	0,1445	0,1411	0,001	0,1362	0,005	0,1233	0,009	0,1290	0,013	
3	0,8	1,33	0,0713	0,0704	0,002	0,0690	0,006	0,0677	0,012	0,0664	0,017	
4	1,4	1,33	0,0335	0,0334	0,002	0,0329	0,007	0,0324	0,012	0,0319	0,017	
5	0,0	1,40	0,2239	0,2154	0,001	0,2004	0,003	0,1890	0,007	0,1803	0,010	
6	0,3	1,40	0,1216	0,1199	0,002	0,1156	0,005	0,1121	0,010	0,1092	0,015	
7	0,8	1,40	0,0602	0,0604	0,002	0,0591	0,007	0,0579	0,013	0,0569	0,020	
8	1,4	1,40	0,0293	0,0293	0,002	0,0288	0,008	0,0284	0,014	0,0279	0,020	
9	0,0	1,50	0,1815	0,1724	0,001	0,1616	0,004	0,1529	0,007	0,1463	0,012	
10	0,3	1,50	0,1000	0,0977	0,002	0,0945	0,006	0,0919	0,011	0,0896	0,017	
11	0,8	1,50	0,0510	0,0503	0,003	0,0493	0,008	0,0484	0,015	0,0476	0,023	
12	1,4	1,50	0,0252	0,0251	0,003	0,0247	0,009	0,0244	0,016	0,0240	0,024	

TAB. 5.1 – Les modèles utilisés dans l'inversion Polder modifiés pour leur donner des propriétés absorbantes sans modifier leur coefficient d'Ångström α . La partie réelle de l'indice de réfraction m est également inchangée. Dans le cas d'un albédo de diffusion simple ϖ_0 égal à 1, la partie imaginaire de m est nulle. ϖ_0 est donné à 670 nm. Ces distributions en taille log-normales sont associées à un écart-type de 0,86.

5.2 Cohérence avec les résultats de l'inversion Polder

Les modèles utilisés dans l'inversion Polder étant non-absorbants (voir chapitre 2), il va être nécessaire d'introduire l'absorption par les aérosols de façon correcte. Nous devons modifier l'albédo de diffusion simple sans modifier le coefficient d'Ångström du modèle, car ce dernier correspond à une observation. Ce coefficient d'Ångström ne concernera cependant plus que la diffusion des aérosols, et ne donnera pas la dépendance spectrale de l'épaisseur optique d'extinction des aérosols. Pour ce faire, la partie imaginaire de l'indice de réfraction est augmentée, tandis que le rayon modal de la lognormale est modifié. Ainsi, à partir de l'ensemble des douze modèles utilisés pour l'inversion Polder, on peut créer un deuxième ensemble de modèles dont l'albédo de diffusion simple est différent de 1. Le tableau 5.1 présente les rayons modaux et les indices de réfraction utilisés pour obtenir quelques albédos de diffusion simple compris entre 0,86 et 1. On remarque tout d'abord que l'augmentation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction est compensée par une diminution du rayon modal. On observe également que plus la partie réelle de l'indice de réfraction est élevée, plus la partie imaginaire doit être augmentée. Il est intéressant de préciser que, même si l'indice de réfraction est pris constant sur l'ensemble du spectre, nous parvenons à reconstituer la variation de l'albédo de diffusion simple avec la longueur d'onde observée par Aeronet. Celle-ci est due à la distribution en taille des aérosols.

Il reste une chose à modifier : l'épaisseur optique inversée des mesures Polder. Puisque l'inversion a été effectuée avec des modèles non absorbants, l'épaisseur optique inversée ne correspond qu'à la partie diffusive de l'épaisseur optique totale. Pour obtenir

une estimation de cette dernière, on va diviser l'épaisseur optique donnée par Polder par l'albédo de diffusion simple de l'aérosol. Ce résultat est obtenu simplement en sachant qu'au premier ordre, la contribution des aérosols au signal observé est proportionnelle au produit $\omega_0\tau_{aer}$.

5.3 Choix de l'albédo de diffusion simple

Pour connaître quel albédo de diffusion simple utiliser, il est nécessaire d'identifier le type d'aérosol présent dans l'atmosphère, puis caractériser ses propriétés d'absorption. Le plus difficile est très certainement l'identification du type d'aérosol. Le coefficient d'Ångström permet de savoir si l'aérosol est dans le mode d'accumulation ou le mode grossier. Si le coefficient d'Ångström est inférieur à un seuil donné pris à 0,5 (puis à 0,4 et 0,7 dans l'étude de sensibilité), le mode grossier domine la distribution en taille. Sinon, c'est le mode d'accumulation qui domine. Parmi ce mode, seuls sont présents l'aérosol marin et les poussières désertiques. Le premier est un aérosol toujours présent sur les océans, mais généralement associé à de faibles épaisseurs optiques. Le second, émergeant lors d'événements de poussière importants, est donc associé à des épaisseurs optiques plus fortes.

Pour les aérosols du mode d'accumulation, l'épaisseur optique n'est pas utilisable pour discriminer les différents types d'aérosols : quelque soit l'origine du petit aérosol, les événements peuvent être d'épaisseurs optiques comparables. La solution que l'on a adopté consiste en une discrimination géographique : la surface marine est divisée en zones associées au type d'aérosol du mode d'accumulation *a priori* le plus présent dans cette zone. Afin de rester raisonnable sur le nombre de zones, on se contentera de définir de vastes régions où l'on s'attend à ce que l'aérosol ne varie pas essentiellement de nature. *Kaufman et al.* [1997] utilisent un système similaire pour identifier l'aérosol du mode d'accumulation dans l'algorithme d'inversion des données de Modis sur terres émergées. La figure 5.1 présente l'algorithme d'identification du type d'aérosol et les zones utilisées pour la discrimination géographique des aérosols du mode d'accumulation. Les pollutions industrielles nord-américaine, européenne, asiatique et mexicaine sont différenciées. Il est en effet attendu que les consommations différentes de carburants (plus de diesel en Europe qu'aux Etats-Unis, par exemple), l'état général du parc automobile, la consommation d'énergie dans les villes, etc. conduisent à des aérosols d'absorption différente. Dans le cas de la pollution mexicaine, des aérosols de combustion de la biomasse s'ajoutent aux aérosols de pollution industrielle. Dans l'hémisphère sud, où le mode d'accumulation est dominé par les aérosols de combustion de la biomasse, deux zones distinguent l'Afrique et l'Amérique du Sud. Enfin, l'aérosol mesuré dans le nord de l'Océan Indien est très spécifique : combustions fossile et de biomasse forment sensiblement chacune la moitié des émissions [*Reddy et Venkataraman* 2002a, 2002b], ce qui justifie la création d'une zone dédiée à cette pollution. Ainsi, les différents types d'aérosols sont bien identifiés. Reste à leur associer un albédo de diffusion simple.

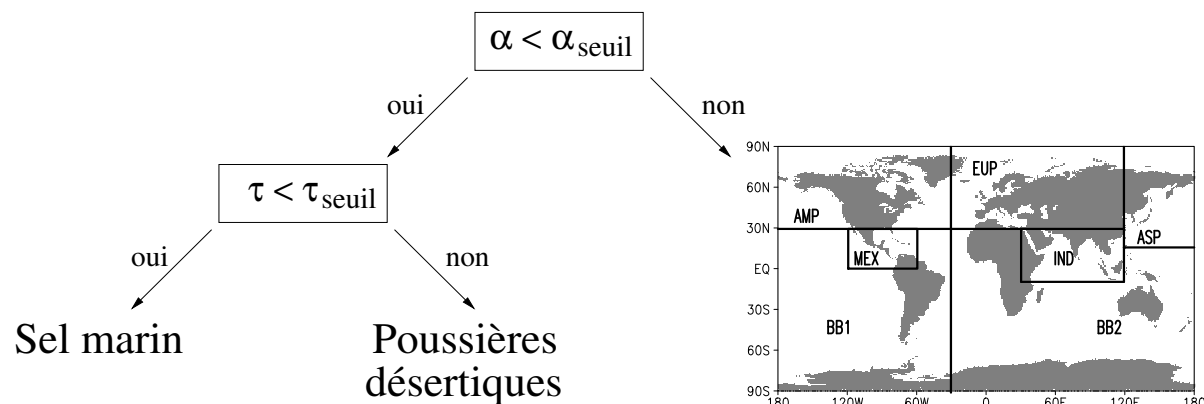


FIG. 5.1 – *Algorithme d'identification du modèle d'aérosol. Sur la carte, AMP désigne la pollution nord-américaine, EUP la pollution européenne, ASP la pollution asiatique, MEX la pollution mexicaine, BB1 l'aérosol de brûlage de biomasse sud-américain, BB2 l'aérosol de brûlage de biomasse africain et IND l'aérosol absorbant émis par l'Inde et ses voisins.*

Le réseau Aeronet va nous permettre de réaliser cette association proprement. *Dubovik et al.* [2002] ont publié une étude des mesures de douze sites Aeronet représentatifs des grands types d'aérosols que l'on peut trouver dans le monde. Les aérosols sont caractérisés par leur distribution en taille (bimodale) et leur indice de réfraction, ce qui permet d'obtenir l'albédo de diffusion simple. Les mesures sont nombreuses et de grande qualité. Pour les aérosols dominés par le mode d'accumulation, il a cependant été nécessaire de réaliser notre propre étude en complément des résultats de *Dubovik et al.* [2002] car les sites présentés ne sont pas tous pertinents pour notre utilisation. Dans la suite, les albédos de diffusion simple sont tous données à 670 nm.

5.3.1 Aérosols du mode grossier

Poussières désertiques

Le site étudié pour les poussières désertiques par *Dubovik et al.* [2002] convient particulièrement bien. Il s'agit de l'île du Cap-Vert, régulièrement survolée par des événements de poussière importants. L'albédo de diffusion simple est de $0,98 \pm 0,01$ (où \pm désigne l'écart-type des mesures). L'incertitude reste faible grâce aux fortes épaisseurs optiques généralement associées aux événements de poussière. L'albédo élevé est en accord avec des mesures précédentes, les poussières désertiques étant généralement considérées comme peu (voire non-) absorbantes dans le visible. Remarquons à ce sujet le changement de point de vue qui s'est opéré lors des années 1990. Les poussières minérales étaient à l'origine considérées comme absorbantes. Ainsi, après une compilation des articles rapportant des mesures d'échantillons pris au sol, *Claquin et al.* [1998] donnaient un albédo de diffusion

simple dans le visible compris entre 0,85 et 0,95 selon la taille de la particule. Un mélange complexe avec des aérosols locaux peut cependant augmenter l'absorption des poussières. C'est le cas dans le golfe Persique, où la pollution locale abaisse l'albédo de diffusion simple à $0,95 \pm 0,03$ (*Dubovik et al.* [2002], site de Bahreïn). L'aérosol est dominé par les poussières désertiques (et sera identifié comme tel), mais est plus absorbant.

Aérosol marin

Le site utilisé par *Dubovik et al.* [2002] pour caractériser l'aérosol marin est Hawaïi. L'albédo de diffusion simple est donné à $0,98 \pm 0,03$. Cette forte incertitude est due aux faibles épaisseurs optiques habituellement associées à l'aérosol marin. Une étude consacrée à cet aérosol a donné des valeurs comparables dans deux autres sites Aeronet, aux Bermudes et aux Maldives [*Smirnov et al.* 2003]. Toutefois les mesures in-situ indiquent plutôt un albédo de diffusion simple plus élevé pour l'aérosol marin non pollué : *Quinn et al.* [1998] donnent par exemple une valeur moyenne de 0,995. Comme nous considérons un peu d'absorption due à un mélange avec un aérosol anthropique, notre estimation sera une borne supérieure due à cette pollution.

5.3.2 Aérosols du mode d'accumulation

L'étude de *Dubovik et al.* [2002] ne peut pas être utilisée aussi facilement pour les aérosols du mode d'accumulation. Les sites choisis ne sont en effet pas forcément représentatifs de l'ensemble de la zone, et sont souvent éloignés des côtes. Nous avons donc procédé à notre propre analyse des mesures Aeronet dans les différentes zones. En plus des sites étudiés par *Dubovik et al.* [2002], conservés pour la qualité des mesures, nous ajoutons les sites compris dans la zone étudiée où les mesures couvrent la période 1997-2001 (de façon intermittente, en général). Les moyennes journalières faites sur les données en ciel clair sont ensuite filtrées pour ne conserver que :

- les mesures correspondant à un événement important. L'épaisseur optique à 870 nm doit être supérieure à 0,15.
- les mesures impliquant de petits aérosols. Le coefficient d'Ångström (calculé entre les canaux à 670 et 870, à la manière de Polder) doit être supérieur au seuil de 0,5 évoqué précédemment.

Ces deux seuils permettent de conserver un nombre significatif de mesures tout en s'assurant de ne caractériser que les aérosols appartenant de manière prépondérante mode d'accumulation.

Pollution nord-américaine

Le site étudié par *Dubovik et al.* [2002] est celui de Greenbelt (Maryland) où se trouve le Goddard Space Flight Center de la Nasa. L'albédo de diffusion simple y est de 0,97. A ce site ont été ajouté Stennis (Mississippi), les Bermudes, Howland (Maine), Bonanza Creek (Alaska), Maryland Science Center (Maryland), COVE (Virginie) et Wallops Island

(Virginie). Les 797 mesures ainsi analysées donnent un albédo de diffusion simple de 0,95. Ce résultat est légèrement inférieur à la moyenne mesurée à Greenbelt.

Pollution asiatique

Trois sites seulement correspondent à nos critères dans cette région : Shirahama (Japon), NCU (Taïwan) et Anmyon (Corée du Sud). Ils permettent de sélectionner 294 mesures et un albédo de diffusion simple moyen de 0,94.

Pollution européenne

L'article de *Dubovik et al.* [2002] prend l'exemple du site de Créteil en région parisienne. L'albédo montre une assez forte absorption, à 0,93. La forte différence avec le site nord-américain est frappante, et peut être justifiée dans l'étude par l'utilisation importante du carburant diesel dans le parc automobile européen, français en particulier. En ajoutant d'autres sites en Europe, l'albédo de diffusion simple moyen est de 0,94 sur 1322 moyennes journalières. Les sites supplémentaires sont Oristano (Sardaigne), Ispra et Venise (Italie), Bordeaux, Toulouse, Avignon et Lille (France), Nes Ziona et Sede Boker (Israël), El Arenosillo (Espagne), Helgoland (Allemagne), Erdemli (Turquie) et Moldova (Ukraine).

Pollution mexicaine

La ville de Mexico est un secteur très pollué et *Dubovik et al.* [2002] lui donnent un albédo de diffusion simple de 0,88. Les rares sites Aeronet dans le golfe du Mexique ont été dédiés à l'étude des poussières sahariennes traversant l'Atlantique, mais ils ont pu nous fournir quelques mesures correspondant à nos critères. Les sites de La Parguera (Puerto-Rico) et Dry Tortugas (Floride), ajoutés à celui de Mexico City, totalisent 238 mesures adéquates, pour un albédo de diffusion simple moyen de 0,92.

Aérosol de l'océan Indien

L'aérosol émis par l'Inde et ses voisins a été intensivement étudié lors de la campagne Indoex, comme indiqué plus haut. Il s'agit d'un mélange de brûlage de biomasse (usages domestiques et feux) et de pollution (combustion de fuels fossiles). Pour cette région, nous avons simplement repris la valeur de $0,89 \pm 0,03$ donnée par *Dubovik et al.* [2002] pour le site des Maldives, qui convient parfaitement à notre usage.

Brûlage de biomasse sud-américain

En Amérique du Sud, l'aérosol dominant dans le mode d'accumulation est issu de la combustion de la biomasse. La saison des feux, particulièrement importante en été en Amazonie, n'a cependant pas été observée par Polder. Mais pour garder la cohérence interne de notre étude, nous avons caractérisé cet aérosol, même s'il ne sera que rarement

utilisé dans les calculs. Nous avons retenu la valeur de $0,90 \pm 0,03$ donnée par *Dubovik et al.* [2002] en l'absence de sites convenant à nos critères. Remarquons juste que le site d'Arica (Chili) donne d'après notre analyse un albédo de 0,95 (sur 422 moyennes journalières adéquates). L'aérosol dans cette zone est un aérosol de pollution, bloqué par la cordillère des Andes le long de la côte ouest du continent sud-américain. Mais comme il n'est associé qu'à de faibles épaisseurs optiques, négliger cet aérosol n'induit pas d'erreurs significatives.

Brûlage de biomasse africain

En Afrique, la situation est plus simple : le mode d'accumulation est le plus souvent composé d'aérosols de brûlage de biomasse. Les feux ont lieu en fin d'année, en partant du sud du Sahara en septembre pour atteindre le sud du continent en décembre. *Dubovik et al.* [2002] donnent un albédo de diffusion simple de $0,84 \pm 0,015$. Cette incertitude relativement faible est due au site choisi : Mongu, en Zambie, est un site source, où les événements d'aérosols de brûlage de biomasse se produisent à des épaisseurs optiques moyennes à 440 nm de 0,38. Le vieillissement de l'aérosol lors de son transport va augmenter son albédo de diffusion simple. En sélectionnant les sites côtiers d'Etosha Pan (Namibie), Skukuza (Afrique du Sud), île d'Ascension (Royaume-Uni, milieu de l'Atlantique sud), Dakar (Sénégal) et Ilorin (Bénin), notre estimation de l'albédo de diffusion simple a été de 0,87 sur 892 mesures.

5.3.3 Variations de l'albédo de diffusion simple

Trois raisons au moins incitent à une étude de sensibilité sur l'albédo de diffusion simple :

- la mesure de ce paramètre étant difficile, sa valeur n'est sûre qu'à quelques centièmes près.
- selon la saison, l'albédo mesuré en un même site varie selon la nature de l'aérosol occupant l'atmosphère.
- l'albédo varie selon les sites d'une même zone.

Si la première raison est irréfutable, les deux suivantes demandent à être relativisées. Tout d'abord, notre algorithme d'identification du type d'aérosol crée lui même une saisonnalité : en absence d'événement de pollution ou de brûlage de biomasse, le coefficient d'Ångström sera petit, et l'aérosol marin ou les poussières désertiques seront identifiés. Assigner le même albédo de diffusion simple toute l'année n'est pas exagéré, puisqu'il ne servira que lors des événements saisonniers. Ensuite, force est de constater que la variation de l'albédo entre deux sites de la même zone n'est pas si grande. Pour la zone nord-américaine, par exemple, Stennis et les Bermudes donnent un albédo de 0,95, le Science Center du Maryland et Bonanza Creek 0,96 alors que ces sites sont localisés aux quatre coins de la zone que nous avons défini pour l'Amérique du Nord.

Nous avons donc choisi de définir trois scénarios afin de refléter les erreurs de mesure sur l'albédo de diffusion simple et sa variabilité selon les saisons et les sites Aeronet.

Type d'aérosol	Estimation		
	Meilleure	Basse	Haute
<i>Mode grossier</i>			
Poussières désertiques	0,98	0,98	0,95
Aérosol marin	0,98	0,98	0,98
<i>Mode d'accumulation</i>			
Pollution nord-américaine	0,95	0,97	0,93
Pollution européenne	0,94	0,96	0,92
Pollution mexicaine	0,92	0,94	0,90
Pollution asiatique	0,94	0,96	0,92
Aérosol de l'Océan Indien	0,89	0,92	0,86
Brûlage de biomasse africain	0,90	0,90	0,87
Brûlage de biomasse sud-américain	0,87	0,90	0,87

TAB. 5.2 – Valeurs des albédos de diffusion simple (à 670 nm) utilisés pour chaque type d'aérosol ou région géographique. Les trois colonnes correspondent à la meilleure estimation de l'absorption et aux estimations basses et hautes (reportez-vous au texte pour la justification des différentes valeurs).

Le scénario qualifié de “meilleure estimation” donne à chaque zone la valeur d'albédo attribuée ci-dessus, soit par le travail de *Dubovik et al.* [2002], soit par notre propre analyse. Les scénarios qualifiés respectivement d'estimation “haute” et “basse” sont obtenus en faisant varier l'albédo de diffusion simple. Lorsqu'un résultat de *Dubovik et al.* [2002] a été sélectionné, on utilise l'écart-type des mesures fourni dans l'article. Lorsqu'un résultat est un produit de notre analyse, on fait varier l'albédo de $\pm 0,02$. Quatre types suivent une règle différente, cependant. Pour les poussières désertiques, la forte absorption est obtenue en utilisant le résultat du site de Bahreïn, lieu d'un mélange d'aérosols dominé par la poussière. Pour les deux modèles de brûlage de biomasse, les estimations “haute” et “basse” sont obtenues en unifiant les deux zones puis en leur donnant l'albédo de diffusion simple attribué à l'aérosol africain et sud-américain, respectivement. Enfin, l'albédo de l'aérosol marin a été maintenu constant dans les trois scénarios, en accord avec les résultats de *Smirnov et al.* [2003] qui, en utilisant les données Aeronet, a étudié les propriétés des aérosols marins aux Bermudes, Maldives et au site d'Hawaii. Les albédos de diffusion simple sont remarquablement proches, indiquant que les propriétés des aérosols dominés par le sel marin varient très peu selon l'endroit où ils sont étudiés. Cela est cependant à relativiser, puisque tous les sites pris en compte sont habités et les aérosols anthropiques sont très certainement responsables de l'absorption mesurée. Le tableau 5.2 reprend les albédos de diffusion simple assignés à chaque zone ou type dans les trois scénarios.

5.4 Résultats

5.4.1 Calcul de la perturbation radiative

Pour chaque ensemble de 12 modèles, caractérisé par son albédo de diffusion simple à 670 nm, on réalise des calculs de Mie pour obtenir la dépendance spectrale de l'épaisseur optique, de l'albédo de diffusion simple et de la fonction de phase de chacun des modèles. Ces calculs se font aux 24 longueurs d'onde centrales des bandes spectrales du code Streamer. La perturbation radiative au sommet de l'atmosphère et à la surface est ensuite calculée pour 10 angles solaires zénithaux pour une épaisseur optique de 0,1 à 865 nm. On utilise le fait que la perturbation radiative est proportionnelle à $(1 - e^{-\tau})$ avec une bonne approximation [Boucher *et al.* 1998] pour obtenir les valeurs à d'autres épaisseurs optiques. La surface est représentée par son albédo lambertien et dépendant de l'angle solaire zénithal et la longueur d'onde. Pour le calcul de cet albédo, la vitesse du vent est prise constante à 7 ms^{-1} à une altitude de 10 m.

Pour chaque scène océanique en ciel clair, on connaît le modèle utilisé par l'algorithme d'inversion de Polder et son épaisseur optique. Notre algorithme donne en plus l'albédo de diffusion simple à utiliser. Après une interpolation sur l'angle solaire zénithal, la perturbation radiative est intégrée sur la journée en utilisant l'équation 3.1. On suppose ici que l'observation quotidienne de Polder est représentative des conditions du jour entier. Cela est en grande partie justifié par l'analyse de la variabilité sur une journée de l'épaisseur optique des aérosols [Kaufman *et al.* 2000]. Finalement, la perturbation radiative journalière est projetée à une résolution de $0,5^\circ$ par $0,5^\circ$ avant de faire les moyennes mensuelles. L'algorithme employé, qui identifie le type d'aérosol, amène plusieurs résultats intéressants. Outre la valeur globale de l'absorption, on peut aussi donner la perturbation radiative et l'absorption moyennes par type d'aérosol. On retrouve ainsi les évolutions saisonnières attendues selon l'aérosol étudié.

5.4.2 Résultats globaux

Sur les 8 mois de mesures Polder, notre meilleure estimation de l'absorption par les aérosols au dessus des océans et en ciel clair est de $2,5 \text{ Wm}^{-2}$. Elle résulte de la différence entre les perturbations radiatives à la surface et au sommet de l'atmosphère, évaluées à $-7,7 \text{ Wm}^{-2}$ et $-5,2 \text{ Wm}^{-2}$ respectivement. Cette dernière valeur est d'ailleurs cohérente avec les perturbations radiatives moyennes estimées au sommet de l'atmosphère à $-5,5 \text{ Wm}^{-2}$ environ par Boucher *et Tanré* [2000] et $-6,0 \text{ Wm}^{-2}$ par Christopher *et Zhang* [2002]. Sur les océans tropicaux (latitudes comprises entre $\pm 35^\circ$), Loeb *et Kato* [2002] avaient estimé la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère à $-4,6 \text{ Wm}^{-2}$ entre janvier et août 1998. Notre valeur sur cette même zone et sur les 8 mois de mesures Polder est de $-5,3 \text{ Wm}^{-2}$. Cette différence de presque 15% peut être due à la méthode utilisée pour obtenir le forçage, à l'élimination des pixels nuageux ou à l'année considérée. Nos estimations hautes et basses de l'absorption sont respectivement de $3,1$ et $2,2 \text{ Wm}^{-2}$. La distribution des perturbations radiatives et de l'absorption sont présentées figures 5.2, 5.3

et 5.4.

Au sommet de l'atmosphère, la perturbation radiative des aérosols est dominée par le brûlage de biomasse africain de novembre à mars. Ensuite, les poussières désertiques traversant l'Atlantique d'est en ouest produisent les perturbations importantes observées en mai et juin. En avril, mai et juin, le niveau des perturbation radiatives s'élève dans l'ensemble de l'hémisphère nord, en relation avec les pics de pollution des pays industrialisés et d'activité photochimique de l'atmosphère. La pollution asiatique est d'ailleurs particulièrement bien représentée.

A la surface, la situation est différente. Les océans bordant l'Asie du sud-est et l'Amérique Centrale apparaissent clairement comme étant le lieu d'une forte perte d'éclairement à la surface. A la fin du printemps et au début de l'été (et tout porte à croire que cela se prolongerait aux mois de juillet de août), la perturbation radiative des aérosols affectant l'ensemble de la surface des océans de l'hémisphère nord est presque partout inférieure à -6 Wm^{-2} , seuls quelques endroits éloignés du Pacifique n'étant pas affectés.

La distribution de l'absorption fait apparaître les régions où la perturbation radiative à la surface est fortement différente de celle calculée au sommet de l'atmosphère. L'aérosol de brûlage de biomasse africain marque ainsi le golfe de Guinée entre novembre et février, puis le sud-ouest de l'Afrique en mai et juin. L'absorption dans la zone où fut réalisée la campagne Indoex est maximale au mois de Mars, durant la fin de la mousson d'hiver. Si l'on regarde le rapport entre les perturbations radiatives à la surface et au sommet de l'atmosphère (figure 5.5) dans le nord de l'océan Indien et pour le mois de mars 1997, les valeurs élevées attendues, comprises entre 2,5 et 3, sont bien présentes. Cependant, la moyenne de ces valeurs est de 2, ce qui est significativement inférieur à la valeur de 3 estimée à partir des mêmes données Polder par *Kaufman et al.* [2002b]. La différence entre les deux estimations est le modèle d'aérosol utilisé : nous utilisons un modèle différent selon la valeur du coefficient d'Ångström alors que *Kaufman et al.* [2002b] ont utilisé le même modèle fortement absorbant partout, ce qui augmente la différence entre la perturbation à la surface et celle au sommet de l'atmosphère.

Un autre résultat global peut être obtenu. L'ensemble des estimations précédentes a été évalué en ciel clair. Si l'on pondère ces résultats par la fraction de ciel clair obtenue par l'analyse des mesures Polder [*Buriez et al.* 1997] on obtient la part du ciel clair à l'absorption totale. La part en ciel nuageux reste inconnue. En effet, les aérosols absorbent également en ciel nuageux, avec une absorption qui peut être augmentée si la couche d'aérosols se trouve dans ou au-dessus du nuage [*Liao et Seinfeld* 1998] ou diminuée si elle se trouve sous le nuage. Si nous considérons cependant que les aérosols n'absorbent pas en ciel nuageux, la valeur que nous obtenons en moyenne sur les 8 mois de données Polder est de $0,8 \text{ Wm}^{-2}$. Elle correspond donc à une limite basse de l'absorption totale par les aérosols puisqu'il faudrait y ajouter l'absorption en ciel nuageux.

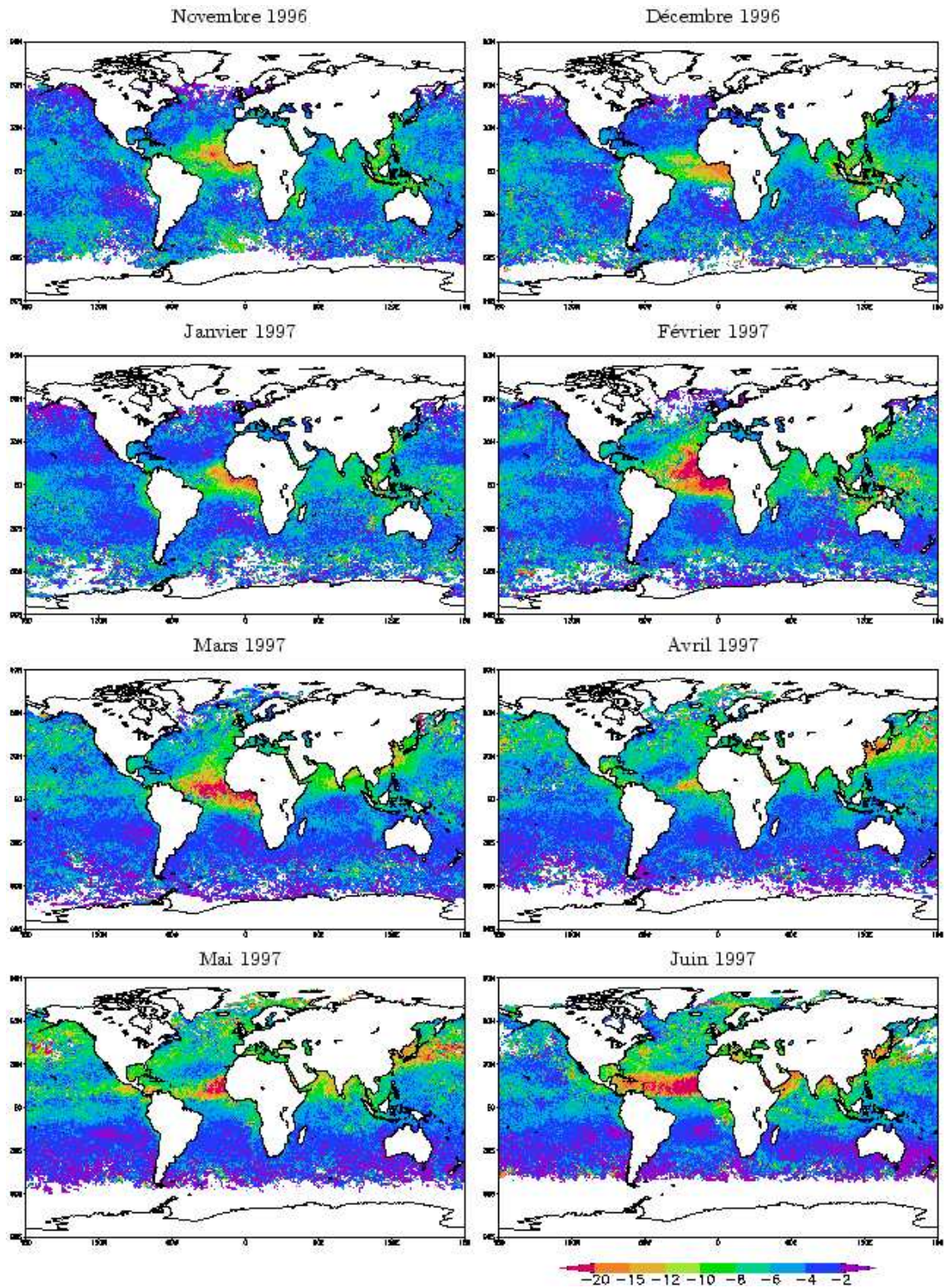


FIG. 5.2 – Cartes des moyennes mensuelles de la perturbation radiative directe des aérosols au sommet de l'atmosphère (Wm^{-2}) pour les 8 mois de données Polder.

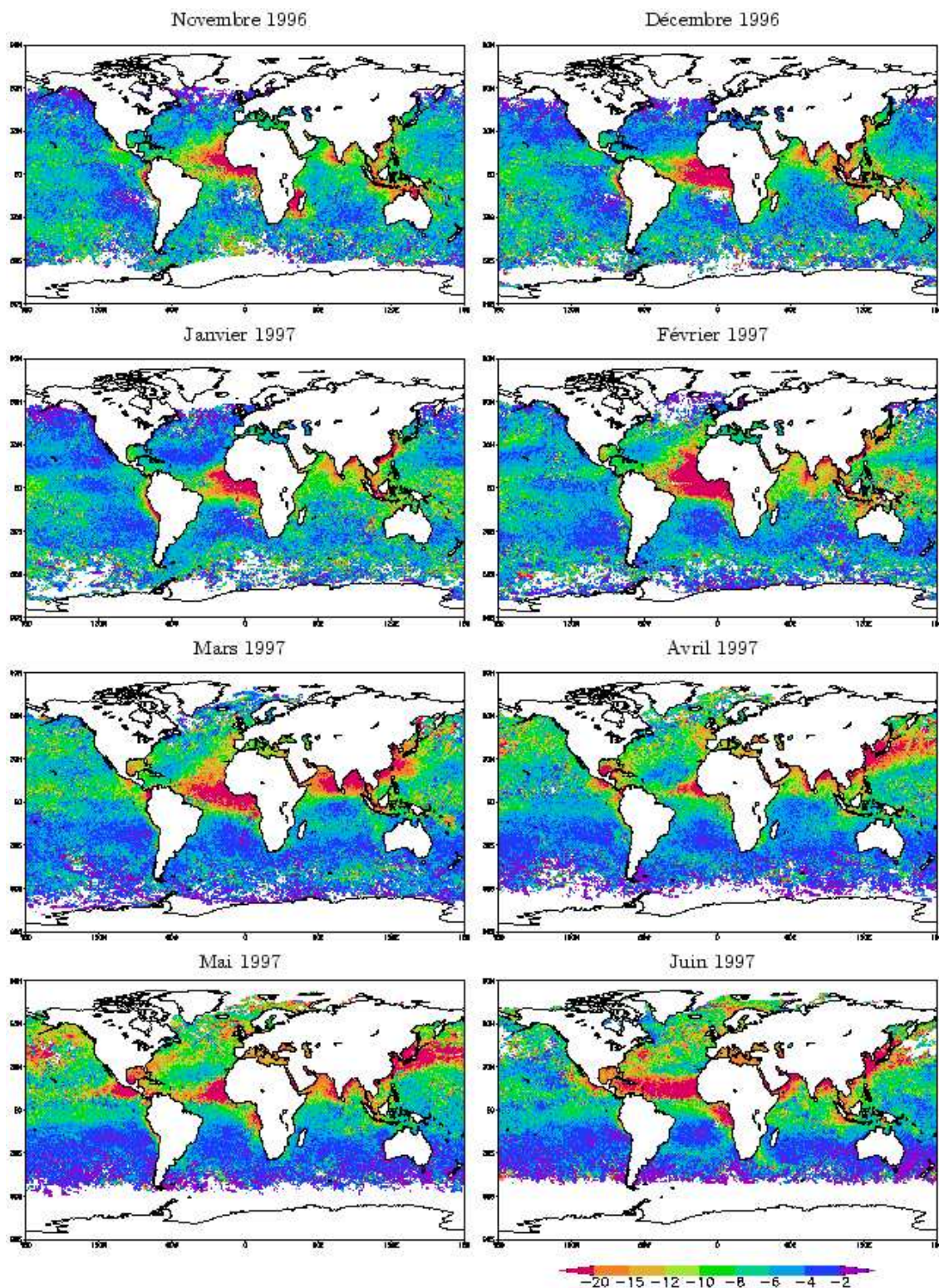


FIG. 5.3 – Cartes des moyennes mensuelles de la perturbation radiative directe des aérosols à la surface (Wm^{-2}) pour les 8 mois de données Polder.

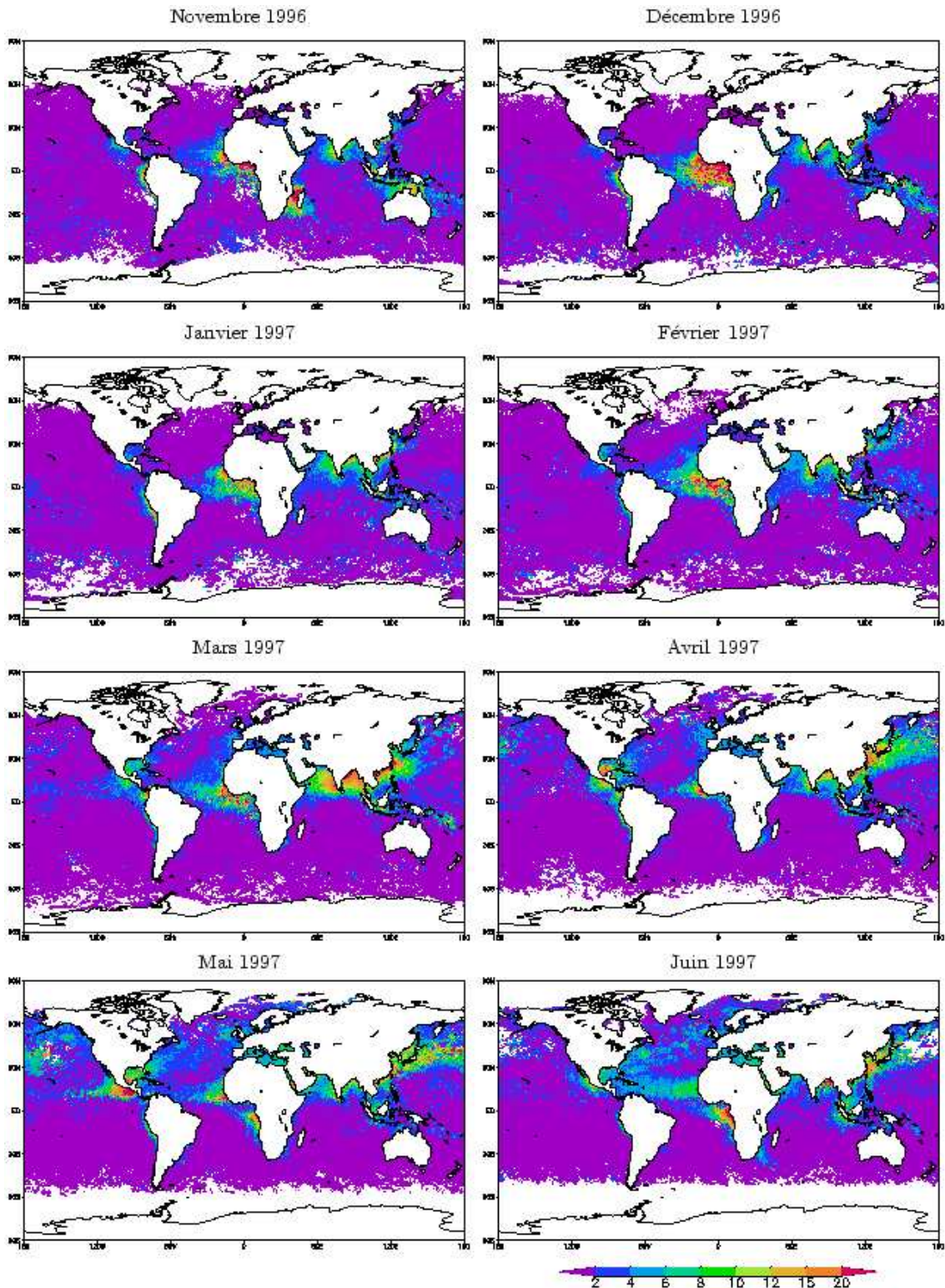


FIG. 5.4 – Cartes des moyennes mensuelles de l'absorption par les aérosols (Wm^{-2}) pour les 8 mois de données Polder.

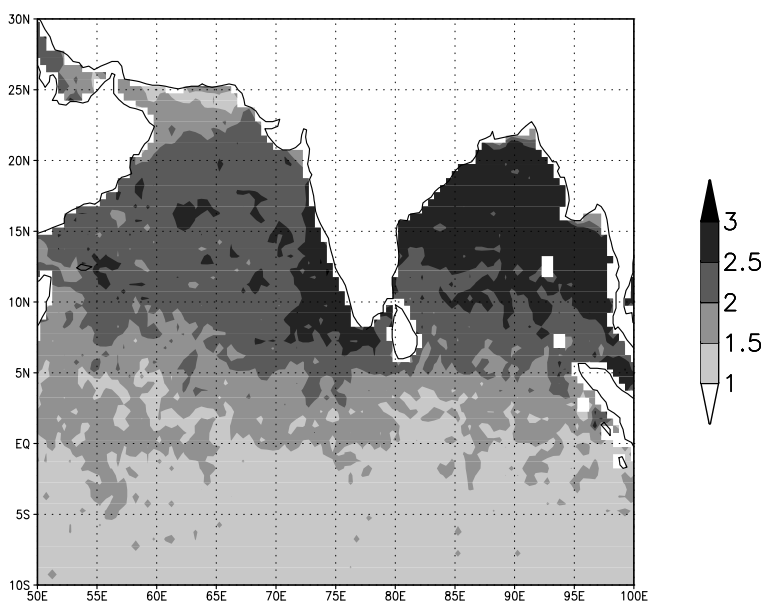


FIG. 5.5 – Rapport entre les perturbations estimées à la surface et au sommet de l’atmosphère pour la zone couverte par la campagne Indoex.

5.4.3 Résultats par type d’aérosol

Notre sélection de l’albédo de diffusion simple est basée sur une identification du type de l’aérosol. Celle-ci est réalisée soit par seuillage du coefficient d’Angström, soit géographiquement, mais dans tous les cas l’aérosol a été identifié : cela va donc nous permettre d’étudier la part de chaque type d’aérosol dans l’absorption totale. On regroupera simplement les résultats correspondant aux aérosols du mode d’accumulation en grands types génériques d’absorption semblable. Les différentes pollutions (Amérique du Nord, Europe, Asie, Mexique) sont ainsi regroupées, ainsi que les aérosols de brûlage de biomasse africain et sud-américain (Polder n’a pas observé la saison des feux en Amérique du Sud, mais essentiellement les feux en Afrique, Amérique Centrale et Asie). On laissera seule la zone correspondant à la campagne Indoex. L’aérosol mesuré là-bas est en effet suffisamment spécifique, mélange de pollution urbaine et brûlage de biomasse, pour mériter de rester différencié.

Nous présenterons deux types de moyennes mensuelles. Tout d’abord, la perturbation radiative au sommet de l’atmosphère et à la surface puis l’absorption seront calculées sur les pixels classés selon chacun des types d’aérosol. Ensuite, on rapporte les résultats précédents à la totalité des pixels, ce qui donne la contribution de chaque type aux perturbations et absorption totales. Bien sûr, lorsque plusieurs types aérosols sont assemblés en un type générique, leurs contributions sont pondérées par la surface qu’ils occupent. Les résultats sont présentés sur les figures 5.6 et 5.7.

La figure 5.6 ne réserve pas de surprise. L’aérosol de brûlage de biomasse et l’aérosol de l’Océan Indien présentent de fortes absorptions atmosphériques, entre 10 et 15 Wm^{-2} .

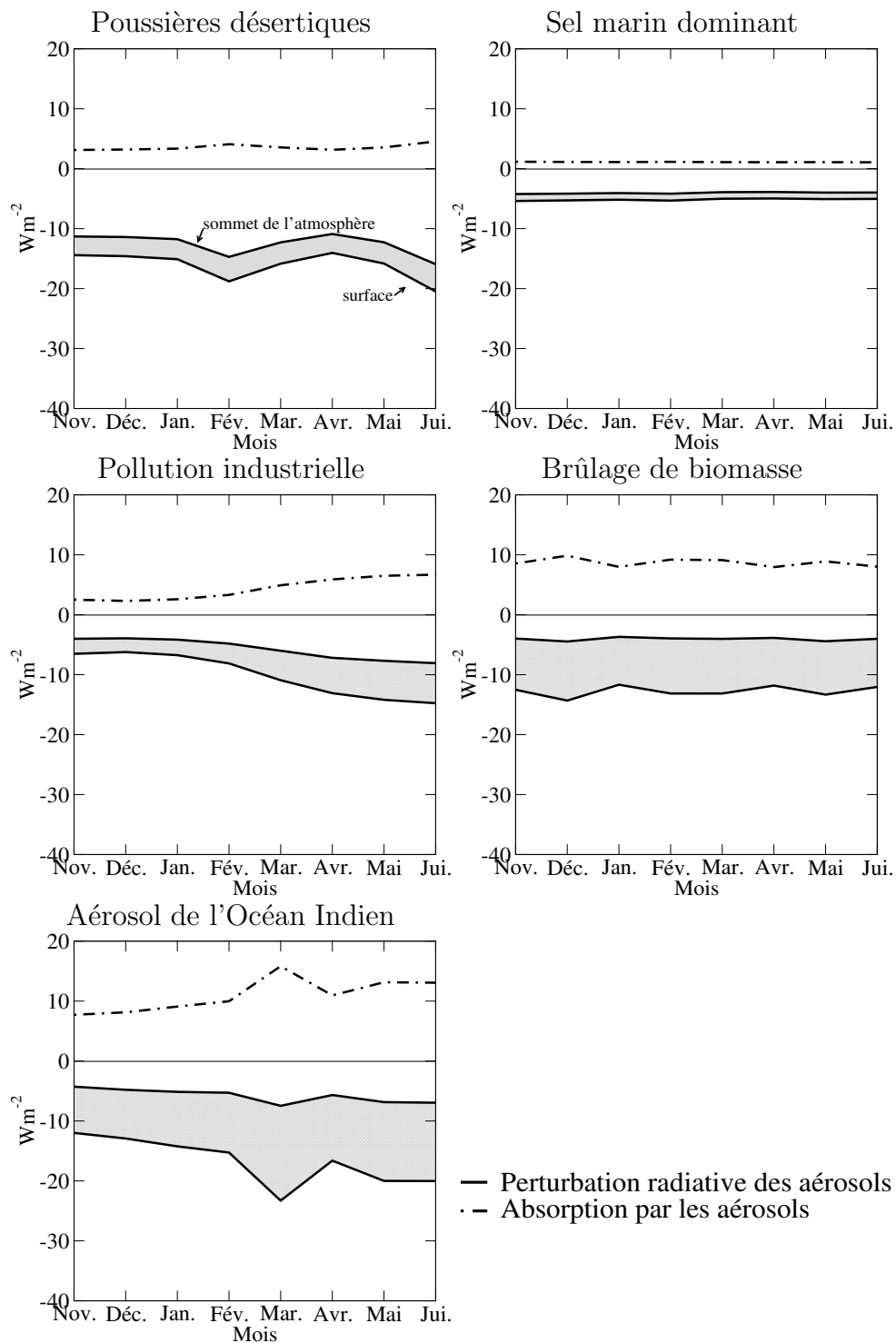


FIG. 5.6 – Moyennes mensuelles des perturbations radiatives au sommet de l'atmosphère et à la surface (courbes pleines) pour six types génériques d'aérosols. Les moyennes sont effectuées uniquement sur les pixels identifiés comme étant d'un type d'aérosol donné. L'atmosphère absorbe la différence entre ces deux perturbations radiatives (surface grisée et valeurs tracées en pointillés).

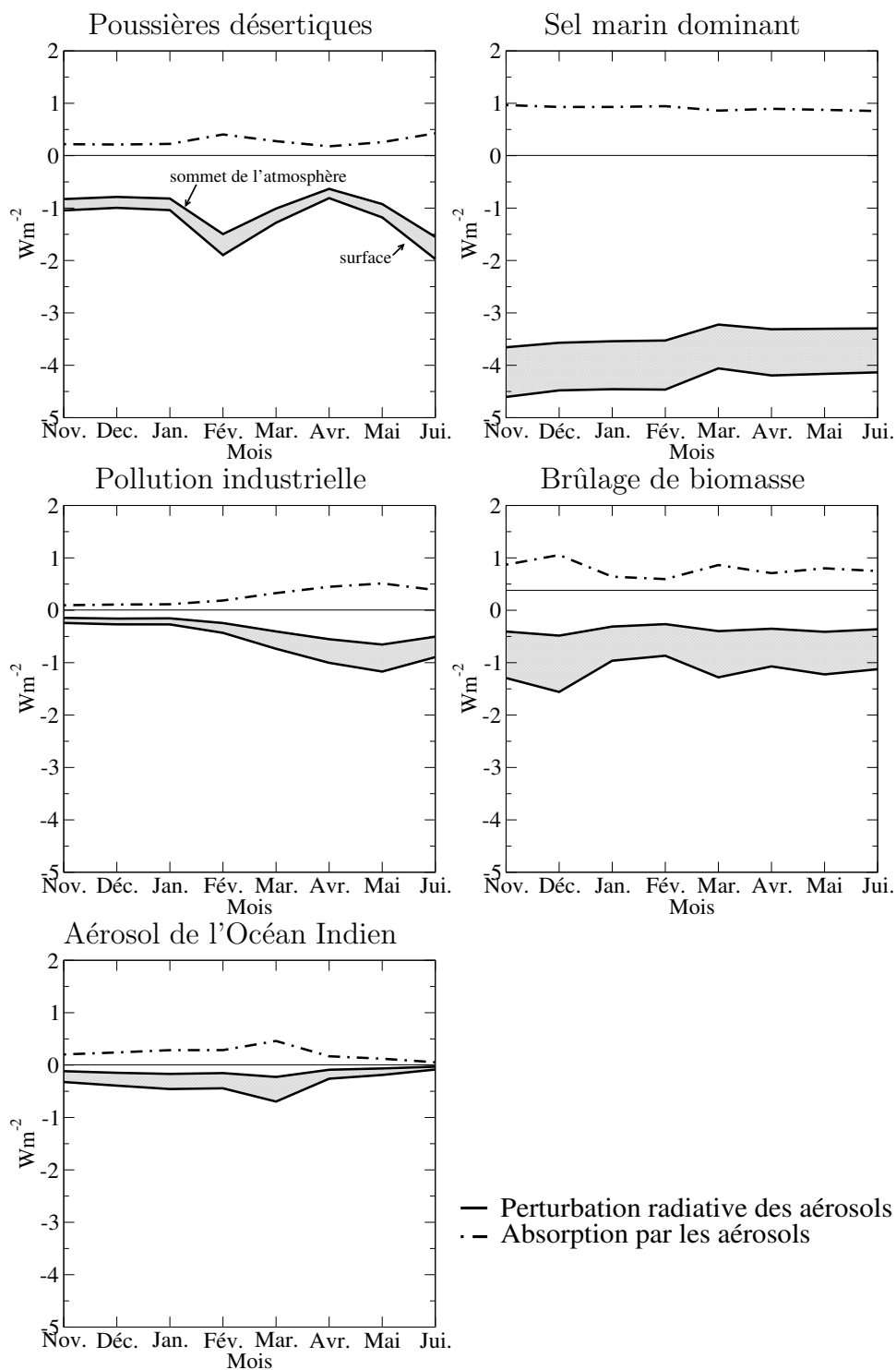


FIG. 5.7 – Moyennes mensuelles des perturbations radiatives au sommet de l'atmosphère et à la surface (courbes pleines) pour six types génériques d'aérosols. Les moyennes sont ramenées aux perturbations radiatives totales.

La saisonnalité des différents types est bien retrouvée. La pollution industrielle augmente à l'approche de l'été et la mousson indienne amène les aérosols émis en Asie sur l'océan indien en mars. Les événements de brûlage de biomasse ou de poussières désertiques apparaissent sur l'ensemble des 8 mois Polder. L'aérosol marin est toujours présent, avec des perturbations radiatives faibles, autour de -5 Wm^{-2} et une absorption constante à 1 Wm^{-2} .

Sur la figure 5.7, l'absorption et les perturbations radiatives sont ramenées à leurs valeurs totales respectives. La moyenne de la somme de toutes les absorptions fait $2,5 \text{ Wm}^{-2}$, celle des perturbations radiatives $-7,7 \text{ Wm}^{-2}$ (surface) et $-5,2 \text{ Wm}^{-2}$ (sommet de l'atmosphère). Le fait que l'aérosol marin représente la plus grande partie de la perturbation radiative des aérosols au sommet de l'atmosphère n'est pas une surprise. *Haywood et al.* [1999] font la même conclusion. Mais que l'aérosol marin représente 40% de l'absorption totale, laissant principalement le reste au brûlage de biomasse, est une surprise... et un problème. Le problème est que le sel marin est généralement considéré comme non absorbant dans le visible. Les mesures Aeronet réalisées à Hawaii, aux Bermudes ou aux Maldives caractérisent certainement un aérosol dominé par le sel marin, mais légèrement pollué par des émissions anthropiques, ce qui explique l'obtention d'un albédo de diffusion simple de 0,98. N'oublions pas non plus que les inversions faites spécifiquement pour l'aérosol marin sont réalisées à faible épaisseur optique, ce qui augmente l'incertitude et peut-être l'erreur sur l'albédo. *Dubovik et al.* [2002] publie ainsi un albédo de $0,98 \pm 0,03$, marge d'erreur qui englobe le cas non-absorbant ! Faut-il pour autant enlever 1 Wm^{-2} à notre estimation de l'absorption ? Certainement pas, puisque certaines zones proches des côtes, la Méditerranée ou l'Atlantique Nord en été sont contaminées par les émissions anthropiques absorbantes. Par contre, les zones du Pacifique éloignées des sources ou les eaux bordant l'Antarctique sont certainement peu – voire pas – absorbantes. Toute la difficulté est alors de définir la notion d'éloignement des sources, qui dépend surtout des vents dominants. Il serait intéressant de faire intervenir ici les modèles de circulation générale, qui eux permettent de considérer le transport et ainsi déterminer les zones où l'aérosol de sel marin est susceptible d'être mélangé à un aérosol anthropique absorbant.

5.4.4 Effets de l'absorption des aérosols sur les perturbations radiatives

Les propriétés absorbantes des aérosols augmentent la quantité d'énergie absorbée dans l'atmosphère, mais quelles sont les répercussions sur la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère et à la surface ? Les calculs précédents ont été repris en utilisant l'ensemble des modèles Polder d'origine, non absorbants. Alors que nous trouvions une perturbation radiative au sommet de l'atmosphère de $-5,2 \text{ Wm}^{-2}$, celle-ci passe à $-5,8 \text{ Wm}^{-2}$ en présence d'aérosols purement diffusants. A la surface, la valeur d'origine de $-7,7 \text{ Wm}^{-2}$ est abaissée à $-6,0 \text{ Wm}^{-2}$. Nous passons donc d'une absorption par l'atmosphère de $2,5 \text{ Wm}^{-2}$ à seulement $0,2 \text{ Wm}^{-2}$. Cette dernière valeur n'est pas nulle car les aérosols, même non-absorbants, augmentent le chemin optique et donc la probabilité d'absorption

du rayonnement solaire par les gaz. En résumé, l'absorption diminue (en valeur absolue) la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère de $0,6 \text{ Wm}^{-2}$, augmente la perturbation radiative à la surface de $1,7 \text{ Wm}^{-2}$ et augmente la quantité d'énergie absorbée par l'atmosphère de $2,3 \text{ Wm}^{-2}$.

Nous ne sommes donc pas en présence d'une conversion totale de l'absorption par l'atmosphère vers la perturbation au sommet de l'atmosphère, le rapport étant en fait d'environ un tiers entre les changements de la perturbation au sommet de l'atmosphère et l'absorption. Si un aérosol est absorbant, la quantité importante à prendre en compte n'est donc pas seulement la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère, mais aussi celle à la surface. Les aérosols diminuent l'éclairement solaire à la surface, leur éventuelle absorption entraînant donc une baisse supplémentaire de $1,7 \text{ Wm}^{-2}$ selon nos estimations. Le bilan d'énergie à la surface, présenté précédemment, n'est donc plus équilibré. L'influence sur l'énergie latente et sur le cycle de l'eau est potentiellement importante. Regarder la perturbation radiative directe au sommet de l'atmosphère convient si l'on s'intéresse au réchauffement des températures à la surface. Mais si l'on regarde le cycle de l'eau, la perturbation radiative directe à la surface est la plus appropriée.

5.4.5 Limitations

Nous ne pouvons pas faire un bilan d'incertitude complet, notamment car l'incertitude sur l'épaisseur optique et le coefficient d'Ångström n'est pas disponible. Nous pouvons cependant identifier quelques limitations à cette étude. L'une d'elle a déjà été citée : la non prise en compte de la variabilité de l'albédo de diffusion simple qui est partiellement compensée par l'algorithme que nous utilisons. Nous pouvons ajouter la méthode d'élimination des données Polder en ciel nuageux. Meme si l'algorithme utilisé est robuste, il peut encore confondre des événements de poussières minérales importants avec des nuages. Le bord des nuages est également un problème : la résolution de Polder n'est pas suffisante pour échantillonner le ciel clair placé à côté ou entre les nuages. Pour calculer l'absorption totale, il faudrait disposer de l'épaisseur optique en ciel nuageux, mais aussi du profil vertical de l'extinction atmosphérique. Cela sera possible avec le lidar spatial Calipso, si la couche d'aérosols est au-dessus des nuages.

Nous avons enfin étudié la sensibilité de l'absorption au seuil utilisé pour différencier les aérosols du mode d'accumulation et ceux du mode grossier. Nous nous limitons au mois de mars 1997, qui est particulièrement fourni en aérosols du mode d'accumulation. Pour notre estimation, nous avons choisi α_{seuil} égal à 0,5. L'absorption en ciel clair moyennée sur le mois de mars est alors de $2,8 \text{ Wm}^{-2}$. Si l'on baisse α_{seuil} à 0,4 (ce qui favorise l'identification de petits aérosols), l'absorption augmente à $3,1 \text{ Wm}^{-2}$. Si l'on augmente α_{seuil} à 0,7 (les aérosols du mode grossier sont cette fois favorisés), l'absorption atteint $2,4 \text{ Wm}^{-2}$. Notre valeur de l'absorption est donc sensible à $\pm 15 \%$ selon le seuil choisi. Comme Polder a tendance à légèrement sous-estimer le coefficient d'Ångström [Goloub *et al.* 1999], 0,7 apparaît comme un seuil maximal dans la discrimination des petits et grands coefficients.

5.5 Comparaison avec un modèle de circulation générale

Le modèle de circulation générale (MCG) du Laboratoire de Météorologie Dynamique (Paris) prend en compte la plupart des aérosols, et comprend notamment un inventaire d'émission par l'Inde précis ($0,5^\circ$ par $0,5^\circ$, voir *Reddy et Venkataraman* [2002a, 2002b]). Il dispose également d'un mode "zoomé" afin de considérer une région spécifique avec une résolution spectrale très importante, au détriment des autres régions du globe. Il permet ainsi l'étude du transport des aérosols au niveau de la région concernée par la campagne Indoex [*Reddy et al.* 2003]. La figure 5.8 présente une comparaison des résultats obtenus par le modèle à nos observations.

Les résultats des observations et les sorties du MCG sont présentés en utilisant les mêmes échelles de couleur. Un masque continental a été appliqué sur les résultats du modèle. D'une manière générale, le contenu et le transport des aérosols est sous-estimé par le MCG par rapport aux observations de Polder. Ainsi, la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère trouvée par le modèle est très faible sur l'hémisphère sud, alors que l'utilisation des données Polder donne une perturbation beaucoup plus uniforme sur l'ensemble de l'Océan Indien. Les aérosols présents sur le golfe du Bengale donnent de fortes perturbations radiatives à la surface (et donc une forte absorption) lorsque les données Polder sont utilisées. Cela implique donc qu'ils ont été identifiés comme faisant partie du mode d'accumulation, certainement d'origine anthropique. Le modèle ne voit pas autant d'émissions et/ou de transport, et sous-estime ainsi fortement l'absorption. Il est possible que la pollution émise par les voisins de l'Inde, par les pays d'Asie du sud-est notamment, soit mal représentée dans le MCG, alors que l'utilisation des mesures de Polder estime les perturbations radiatives à des niveaux élevés en mer de Chine.

5.6 Conclusion sur l'absorption

L'absence d'inversion de l'albédo de diffusion simple des aérosols depuis les mesures des instruments satellitaires fait qu'il est impossible d'estimer l'absorption des aérosols en utilisant uniquement les données de la télédétection spatiale. Nous avons donc proposé de compléter ces dernières avec les estimations de l'albédo de diffusion simple données pour quelques sites Aeronet à travers le monde. L'identification du type de l'aérosol présent dans l'atmosphère peut se faire de façon rigoureuse pour les aérosols du mode grossier. Ils correspondent à des coefficients d'Ångström inférieurs à 0,5 et la différence entre l'aérosol marin et les poussières minérales se fait sur l'épaisseur optique estimée par Polder. Les aérosols du mode d'accumulation (correspondants aux scènes de coefficients d'Ångström supérieurs à 0,5) sont identifiés en utilisant des zones définies géographiquement et supposées correspondre aux zones d'extension des aérosols de pollution et de brûlage de biomasse. Une fois le type d'aérosol identifié, un albédo de diffusion simple lui est attribué grâce à l'étude de *Dubovik et al.* [2002] soit par un tri des mesures de sites Aeronet situés dans les différentes zones définies. Enfin, l'épaisseur optique inversée des données

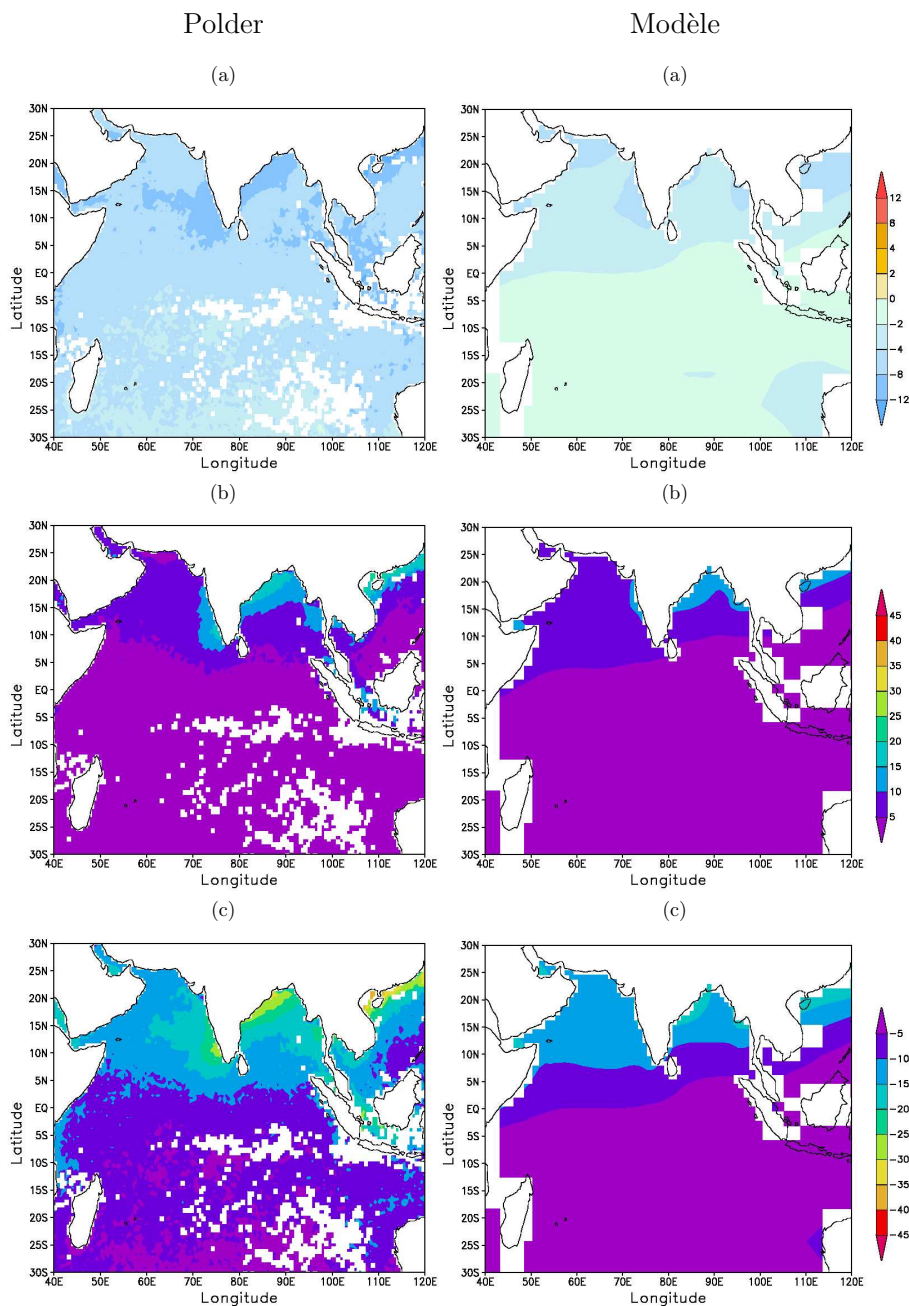


FIG. 5.8 – (a) Perturbation radiative des aérosols (en Wm^{-2}) au sommet de l'atmosphère sur le nord de l'océan Indien. (b) Absorption par les aérosols (en Wm^{-2}). (c) Perturbation radiative des aérosols (en Wm^{-2}) à la surface. La colonne de gauche donne les estimations faites à partir de Polder en mars 1997, la colonne de droite montre les résultats du modèle de circulation générale du LMD sur la même période.

Polder est augmentée en fonction de l'albédo de diffusion simple afin de prendre en compte l'absorption qui a été introduite.

Notre meilleure estimation de l'absorption par les aérosols au-dessus des océans et en ciel clair, en moyenne globale et sur huit mois, est de $2,5 \text{ Wm}^{-2}$, deux scénarios différents permettant en outre de définir une fourchette allant de $2,2$ à $3,1 \text{ Wm}^{-2}$. Les distributions mensuelles de l'absorption montrent l'importance de l'aérosol de brûlage de biomasse autour du continent africain, et du mélange entre les aérosols de pollution et de brûlage de biomasse émis par l'Asie. Cependant, presque la moitié de l'absorption au-dessus des océans est amenée par l'aérosol marin. Son albédo de diffusion simple n'est pourtant pas facile à choisir : lorsqu'il est pur, le sel marin n'absorbe pas dans le visible. Dès qu'une influence anthropique se fait sentir, la dissolution d'aérosols différents abaisse l'albédo de diffusion simple, même si l'aérosol local reste dominé par le sel marin. Le 1 Wm^{-2} attribué à l'aérosol marin est donc à considérer comme une valeur haute de l'absorption par cet aérosol. Il faut également noter que, lorsque les aérosols sont absorbants, la perturbation radiative directe au-sommet de l'atmosphère n'est pas complètement représentative des effets climatiques des aérosols, notamment sur le cycle de l'eau et la formation des nuages. Regrettons enfin l'impossibilité de travailler en ciel nuageux, où les aérosols absorbants continuent d'avoir des effets radiatifs certainement non négligeables.

Chapitre 6

Méthode directe au-dessus des océans

La définition de la perturbation radiative des aérosols – différence de flux nets entre une atmosphère avec et sans aérosols – présente un inconvénient considérable pour l’analyse des observations : il faut définir le cas sans aérosol, alors que l’on ne l’observe jamais. De ce point de vue, les modélisateurs sont privilégiés, puisque dans un modèle de circulation générale, il est aisé d’interrompre l’émission d’aérosols, et donc de définir l’atmosphère de référence. En télédétection satellitaire, plusieurs stratégies ont été mises au point pour retrouver la perturbation radiative des aérosols. Notre méthode va permettre de définir et évaluer une incertitude sur cette perturbation.

6.1 Une perturbation radiative, quatre méthodes

On peut différencier l’ensemble des travaux sur l’estimation de la perturbation radiative des aérosols depuis l’espace en plusieurs types, correspondant à des méthodes différentes. Il convient aussi de remarquer que ces travaux sont encore peu nombreux et très souvent restreints à des régions précises du globe.

La première stratégie adoptée est d’inverser l’épaisseur optique des aérosols, puis d’utiliser un code de transfert radiatif pour calculer la perturbation radiative des aérosols. Cette deuxième étape nécessite de déterminer un modèle d’aérosol, soit par des mesures in-situ, soit par une information *a-priori*. C’est cette méthode que nous avons utilisé jusqu’à présent, en suivant l’exemple de *Boucher et Tanré* [2000]. Rappelons que ces derniers encadraient la perturbation radiative des aérosols au sommet de l’atmosphère entre -5 et -6 Wm^{-2} . *Bergstrom et Russell* [1999] ont quant à eux utilisé l’épaisseur optique obtenue des mesures d’AVHRR et les propriétés optiques obtenues durant l’expérience Tarfox. Leur étude, limitée au nord de l’Océan Atlantique, estime à -4 Wm^{-2} la perturbation radiative des aérosols dans cette région.

Une seconde stratégie consiste à comparer une sortie de Modèle de Circulation Générale (MCG) aux mesures de radiomètres large bande, tels Ceres ou ERBE. *Hay-*

wood et al. [1999] ont ainsi comparé les éclaircissements en ciel clair produits par un MCG aux mesures de ERBE afin d'identifier l'impact des aérosols. Lorsque le modèle n'inclut pas d'aérosol, il sous-estime systématiquement l'éclaircissement réfléchi, ce qui indique qu'il lui manque une réflexion atmosphérique à l'échelle globale. Avec les aérosols, les différences entre modèle et mesures spatiales dépendent de la climatologie des aérosols employée, notamment celle de l'aérosol marin. La perturbation radiative des aérosols est estimée de l'ordre de $-6,7 \text{ Wm}^{-2}$ au sommet de l'atmosphère. Deux études précédentes, comparant également des sorties de modèle aux mesures de ERBE, avaient montré que les MCG pouvaient fort bien reproduire les mesures d'éclaircissement réfléchi [*Cusack et al.* 1998; *Kiehl et al.* 1998].

Un troisième choix consiste à mélanger les informations de spectroradiomètres ondes-courtes aux mesures des instruments de bilan radiatif de la Terre, tel Ceres. *Christopher et al.* [2000] utilisèrent Virs pour identifier les événements de brûlage de biomasse et Ceres pour estimer leur perturbation radiative. Sur quatre jours de mai 1998, l'épaisseur optique moyenne de ces aérosols a été de 1,2 à 630 nm, induisant une perturbation radiative moyenne au sommet de l'atmosphère de -68 Wm^{-2} pour des feux en Amérique Centrale. En utilisant les mêmes instruments, *Loeb et Kato* [2002] estimèrent la perturbation radiative moyenne à $-4,6 \text{ Wm}^{-2}$ au-dessus des océans tropicaux. Ils notent une très bonne corrélation entre l'épaisseur optique des aérosols et leur perturbation radiative, mais également entre la perturbation radiative et la vitesse du vent. Ils ne concluent pas sur cette deuxième corrélation. Les aérosols sont en effet plus nombreux au-dessus des océans lorsque la vitesse du vent augmente, mais la surface devient parallèlement plus réfléchissante, ce qui peut entraîner des erreurs possibles dans sa correction et des biais dans les inversions. *Rajeev et Ramanathan* [2001] utilisèrent l'épaisseur optique dérivée d'AVHRR et les mesures de Ceres au-dessus de la zone couverte par l'expérience Indoex (nord de l'Océan Indien). L'épaisseur optique AVHRR peut être corrélée avec l'albédo donné par Ceres, ce qui donne une droite dont l'ordonnée à l'origine représente les flux radiatifs en absence d'aérosols. Ceci permet donc d'estimer leur perturbation radiative au sommet de l'atmosphère, entre -4 et -14 Wm^{-2} dans l'hémisphère nord et entre 0 et -6 Wm^{-2} dans l'hémisphère sud. *Christopher et Zhang* [2000] associèrent l'épaisseur optique donnée par Modis aux mesures de Ceres pour donner une moyenne de -6 Wm^{-2} à la perturbation radiative des aérosols au-dessus des océans. L'atmosphère est considérée comme étant sans aérosols si l'épaisseur optique Modis est inférieure à 0,02 à 550 nm.

Le dernier type de stratégie propose de transformer les réflectances mesurées par un spectro-radiomètre en flux radiatifs. *Li et al.* [2000] définissent ainsi des modèles de distribution angulaire liant réflectances et flux montant. Ces modèles sont adaptés aux aérosols de brûlage de biomasse. La méthode que nous allons développer ici y est apparentée. Nous souhaitons passer directement (c'est à dire sans inverser l'épaisseur optique) des réflectances mesurées par Polder à la perturbation radiative directe. Nous souhaitons également pouvoir définir une mesure de l'incertitude associée à l'utilisation de cette méthode.

6.2 Principes de la méthode directe

Réflectance spectrale et flux sont des quantités fondamentalement différentes. La première est donnée sur une bande de longueur d'onde étroite, quelques dizaines de nanomètres dans le cas de Polder. Elle correspond également à une géométrie de visée donnée, caractérisée par les angles zénithaux solaire et de visée et l'angle azimutal relatif. Les flux, tels que l'on souhaite les obtenir pour estimer la perturbation radiative des aérosols, sont intégrés sur le spectre solaire, et ne dépendent que de l'angle solaire zénithal. Vouloir relier une réflectance spectrale à la perturbation radiative des aérosols paraît donc assez incertain, du fait même de la nature du problème. Mais il faut aussi considérer que la réflectance mesurée par un instrument satellitaire et la perturbation radiative sont toutes deux dues à la diffusion vers le haut des aérosols.

6.2.1 Objectifs et contraintes

Les paramètres géophysiques inversés des mesures Polder ne permettent pas de faire un bilan précis des incertitudes. *Boucher et Tanré* [2000] évaluent les incertitudes associées à l'absorption des aérosols, à l'identification des scènes nuageuses, à la sous-estimation du coefficient d'Angström et à l'influence de l'écart-type utilisé dans la description des modèles mono-modaux. Mais l'incertitude sur l'épaisseur optique n'étant pas déterminée, son impact sur l'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols ne peut pas être calculé. Rappelons que l'incertitude sur une donnée est tout aussi importante que la donnée elle-même, puisqu'elle décide de la fiabilité à accorder à cette donnée.

La détermination de la contribution des aérosols au signal total est entâchée d'erreurs dues à

- la méconnaissance de la modélisation exacte de la population d'aérosols présente dans l'atmosphère lors de la mesure,
- la non-sphéricité éventuelle des aérosols (*cf.* chapitre 3),
- la représentation de la surface (*cf.* chapitre 4),
- le profil vertical de l'extinction,
- la contamination éventuelle par des nuages non-détectés ou, au contraire, la confusion entre un événement d'aérosols important et un nuage.

Nous nous proposons d'estimer l'incertitude associée au premier point, en cherchant l'existence de géométries de visée privilégiées où cette incertitude est minimale. Polder est un instrument multidirectionnel et va ainsi nous permettre non seulement d'estimer l'incertitude mais également de la minimiser en choisissant d'utiliser la direction de visée où l'incertitude est la plus faible.

L'utilisation directe des réflectances mesurées par Polder va suivre trois étapes consécutives. La première est de sélectionner un ensemble conséquent de modèles d'aérosols réalistes, permettant de mener à bien la simulation des réflectances réfléchies, calculées au sommet de l'atmosphère, et des perturbations radiatives des aérosols. Ensuite, l'algorithme de mise en relation de ces deux quantités simulées est mis en oeuvre, permettant

	Rayon modal (μm)	Ecart-type	Indice de réfraction	Rayon effectif (μm)	Commentaire
<i>Mode d'accumulation</i>					
1	0,07	0,40	1,45 – 0,0035i	0,10	
2	0,06	0,60	1,45 – 0,0035i	0,15	
2b	0,06	0,60	1,40 – 0,0020i	0,15	Mod. 2, indice de mod. 3
3	0,08	0,60	1,40 – 0,0020i	0,20	
3b	0,08	0,60	1,45 – 0,0035i	0,20	Mod. 3, indice de mod. 2
4	0,10	0,60	1,40 – 0,0020i	0,25	
<i>Mode grossier</i>					
A	0,40	0,60	1,45 – 0,0035i	0,98	Aérosol marin
B	0,60	0,60	1,45 – 0,0035i	1,48	
C	0,40	0,60	1,53 – 0,0008i	0,98	Poussières minérales
D	0,60	0,60	1,53 – 0,0008i	1,48	

TAB. 6.1 – Paramètres des lognormales monomodales décrivant différents types d'aérosols. Ces caractéristiques sont reprises de Tanré et al. [1999]. Les modèles 2b et 3b ont été créés en modifiant l'indice de réfraction complexe des modèles originaux 2 et 3. Les paramètres des aérosols du mode d'accumulation sont typiques d'aérosols solubles (indice de réfraction $m=1,45$) et solubles humides ($m=1,40$).

dans un troisième temps d'estimer, à l'aide cette fois de la réflectance mesurée par Polder, la perturbation radiative directe des aérosols et son incertitude qui constituent notre produit final.

6.2.2 Modélisation des aérosols

Afin de définir une incertitude associée à la méconnaissance du modèle d'aérosol, il nous faut disposer de nombreuses modélisations différentes. Celles-ci doivent cependant rester réalistes. L'algorithme d'inversion des données de Modis utilise 11 modèles monomodaux décrivant différents types génériques d'aérosols du mode d'accumulation (cinq modèles) et du mode grossier (six modèles). Chaque distribution en taille est représentée par une loi log-normale dont les paramètres ont été déterminés lors de mesures *in-situ* [Tanré et al. 1999]. Nous avons retenu quatre modèles du mode d'accumulation et deux modèles du mode grossier. Le premier modèle Modis du mode d'accumulation représente en effet de trop petites particules. L'ensemble des différents modèles du mode grossier n'a pas été retenu pour ne pas avoir un trop grand nombre de modèles, les calculs de transfert radiatif à effectuer ensuite étant assez lourds. Le tableau 6.1 résume les paramètres des modèles que nous allons utiliser.

Une description monomodale des aérosols n'est en général pas représentative des mesures *in-situ*. Les 11 modèles monomodaux précédents vont donc être mélangés entre eux afin de construire une distribution en taille bimodale, représentative de différents

mélanges de particules. La somme des lognormales se fait de façon à mettre 0, 25, 50 puis 75% de l'extinction dans le mode grossier. Ceci nous permet d'obtenir finalement 78 modèles d'aérosols, dont les coefficients d'Ångström sont compris entre 0,27 et 2,78.

Il convient de remarquer que ces modèles sont en général peu absorbants, l'absorption par les aérosols n'étant pas mesurée depuis l'espace. Pour préserver le caractère général de la méthode directe, il nous paraît peu souhaitable d'introduire des contraintes géographiques sur les modèles, basées sur des informations *a-priori*. Cela a cependant pour défaut majeur d'empêcher une détermination fiable de la perturbation radiative des aérosols à la surface, dont l'amplitude dépend de façon critique de l'absorption par les aérosols, comme nous l'avons vu au chapitre précédent.

6.2.3 Simulations de transfert radiatif

Nous souhaitons partir des luminances mesurées par Polder. Les canaux de Polder centrés sur 670 et 865 nm sont situés hors des bandes majeures d'absorption gazeuse et la contribution du signal dû à la diffusion moléculaire reste raisonnable à ces longueurs d'onde. Afin de convertir les réflectances en la perturbation radiative, des simulations de transfert radiatif sont effectuées afin d'obtenir d'une part les réflectances telles que Polder les mesurerait et d'autre part la perturbation radiative, moyennée sur la journée. Ces calculs ont déjà été présentés, au chapitre 2 pour la reconstitution de la réflectance totale en prenant en compte l'anisotropie très forte de la surface marine, au chapitre 3 pour l'intégration sur la journée de la perturbation radiative. Ne seront donc présentés ici que les différents paramètres utilisés dans les calculs de transfert radiatif.

La réflectance réfléchie mesurée au sommet de l'atmosphère dépend

- de la longueur d'onde, donc du canal Polder considéré.
- de l'épaisseur optique des aérosols. Elle vaut successivement 0, 0,1, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1,0 et 1,4 à 865 nm.
- du modèle d'aérosol considéré. La théorie de Mie permet de déterminer la dépendance spectrale de l'épaisseur optique, de l'albédo de diffusion simple et de la fonction de phase. Ces différentes valeurs permettent de considérer des événements d'amplitude faible, moyenne et élevée.
- de l'angle solaire zénithal. Sachant que Polder ne peut observer les angles solaires zénithaux supérieurs à 78° (cosinus inférieurs à 0,2), les calculs sont effectués pour des cosinus de l'angle solaire zénithal compris entre 0,2 et 1,0 avec un pas de 0,025, soit 33 valeurs possibles.
- de l'angle zénithal de visée. Pour se conformer aux capacités de visée de l'instrument Polder, les simulations correspondent à des cosinus de l'angle zénithal de visée compris entre 0,325 et 1,0, soit 28 valeurs possibles.
- de l'angle azimutal relatif existant entre le soleil et le satellite, compris entre 0 et 180° avec un pas de 5° , soit 37 valeurs.

La contribution de la diffusion moléculaire à la réflectance totale est prise en compte, puisqu'elle ne sera pas corrigée par la chaîne de traitement. Par contre, l'absorption gazeuse

n'est pas incluse dans les calculs, vu que les réflectances Polder en seront corrigées. Les quelques 18.700.000 combinaisons possibles pour chacun des deux canaux sont stockées dans des fichiers que nous appellerons dans la suite *look-up tables* (LUT).

La perturbation radiative directe des aérosols dépend

- de l'épaisseur optique des aérosols, les valeurs précédentes étant reprises. L'épaisseur optique nulle permet de calculer la perturbation radiative.
- du modèle d'aérosol,
- de l'angle solaire zénithal. La perturbation radiative étant ensuite intégrée sur la journée, elle devient alors fonction du jour dans l'année et de la latitude, ces deux paramètres déterminant l'intervalle d'angles zénithaux couvert. Le cosinus de l'angle solaire zénithal est discrétisé en 100 valeurs comprises entre 0,01 et 1,0. Cette finesse de calcul permet une intégration journalière propre. Celle-ci se fait pour 10 latitudes comprises entre 0 et 90° par pas de 10 degrés et pour 13 jours dans l'année compris entre le solstice d'hiver et le solstice d'été, par pas de 15 jours. La symétrie des hémisphères et des saisons permettra ensuite d'étendre ces résultats à l'ensemble de l'année et des latitudes.

La perturbation radiative est calculée sur l'ensemble du spectre visible découpé en 24 bandes par Streamer. L'absorption gazeuse est incluse dans les calculs. La surface marine est prise en compte par son albédo lambertien, dépendant de la longueur d'onde et de l'angle solaire zénithal. Les look-up tables finales correspondent cette fois à 910 combinaisons pour le sommet de l'atmosphère, la même chose pour la surface.

L'ensemble des calculs de transfert radiatif est conséquent en terme de temps de calcul, ce qui écarte l'utilisation de la BRDF océanique et nécessite des ordinateurs puissants et rapides. Nous avons ainsi utilisé le calculateur parallèle IBM RS6000 disponible au Centre de Ressources Informatiques de l'Université de Lille 1. Elle implique aussi, hélas, une certaine lourdeur qui ne permet pas de redéfinir très souvent les modèles et les géométries utilisés.

6.3 Conversion des réflectances en flux

Nous disposons, dans les produits Polder de niveau 1, des réflectances mesurées dans les canaux à 670 nm, notée $\rho_{670}^{\text{POLDER}}$, et à 865 nm, $\rho_{865}^{\text{POLDER}}$. La géométrie de visée, caractérisée par l'angle solaire zénithal θ_s , l'angle zénithal de visée θ_v et l'angle azimutal relatif ϕ_v , est également connue. Rappelons que Polder observe une même scène sous plusieurs géométries différentes, jusqu'à un maximum de 14. Sont aussi associés à la mesure le jour de l'année et les coordonnées géographiques, latitude et longitude. Avant l'application de notre algorithme, les scènes nuageuses ont été éliminées, de la même manière que pour la chaîne d'inversion Polder classique [Bréon et Colzy 1999]. Les réflectances à 670 et 865 nm ont également été corrigées de l'absorption par la vapeur d'eau et l'ozone.

6.3.1 Algorithme de conversion

L'algorithme va tout d'abord associer aux mesures Polder les quantités simulées adéquates. Pour les réflectances, on sélectionne la géométrie de visée théorique la plus proche des conditions de la mesure par Polder. On dispose ainsi, pour chacune des deux longueurs d'onde considérées, de 546 réflectances (une par modèle et par épaisseur optique non-nulle) auxquelles il faut ajouter la réflectance correspondant à l'épaisseur optique nulle (qui ne dépend pas du modèle d'aérosol). Pour les perturbations radiatives intégrées sur la journée, on sélectionne le couple jour dans l'année / latitude le plus adapté. On dispose alors, à la surface et au sommet de l'atmosphère, de 78 valeurs de la perturbation radiative.

Les réflectances mesurées par Polder à 670 et 865 nm, notées $\rho_{670}^{\text{POLDER}}$ et $\rho_{865}^{\text{POLDER}}$ permettent d'obtenir une troisième quantité, leur rapport. Celui-ci permet de connaître la dépendance spectrale des réflectances produites par la population d'aérosols présente dans l'atmosphère. La première étape de l'algorithme va être d'encadrer pour chaque modèle d'aérosol, noté i dans la suite, le rapport mesuré par Polder entre deux rapports simulés pour deux valeurs d'épaisseur optique successives. Si l'on note $\rho_{670}^{\text{THEOR}}$ et $\rho_{865}^{\text{THEOR}}$ les deux réflectances simulées, on obtient donc

$$\frac{\rho_{865}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^1)}{\rho_{670}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^1)} \leq \frac{\rho_{865}^{\text{POLDER}}(i, \tau_{\text{aer}})}{\rho_{670}^{\text{POLDER}}(i, \tau_{\text{aer}})} \leq \frac{\rho_{865}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^2)}{\rho_{670}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^2)}$$

où τ_{aer}^1 et τ_{aer}^2 sont prises parmi les huit valeurs comprises entre 0 et 1,4 présentées à la section 6.2.3, et τ_{aer} est l'épaisseur optique réelle. Dans certains cas particuliers, où l'épaisseur optique réelle est très élevée, il n'est pas possible d'encadrer le rapport des réflectances. Seule la limite inférieure est alors donnée pour éviter une extrapolation hasardeuse.

L'encadrement du rapport a eu lieu pour chacun des 78 modèles d'aérosols. Pour chacun d'eux, il est maintenant possible de déterminer l'épaisseur optique qui ajuste le mieux la mesure Polder du rapport des réflectances. Elle est notée τ_{aer}^+ . Nous disposons alors, pour chaque modèle, de $\rho_{670}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+)$ et $\rho_{865}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+)$, mais aussi de $\Delta F_{\text{sommet}}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+)$ et $\Delta F_{\text{surface}}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+)$. Ces valeurs sont obtenues par interpolation des valeurs simulées aux deux épaisseurs optiques encadrant le mieux le rapport, sauf si l'on a dépassé l'épaisseur optique maximale prévue, 1,4 à 865 nm ici. Pour chacune des directions de visée fournie par Polder, nous disposons donc d'un nuage de 78 points que l'on va simplifier à 3 paramètres par une régression linéaire : la pente a et l'ordonnée à l'origine b de la droite de régression et l'incertitude relative. Le calcul de cette dernière fait appel à la méthode du χ^2 . On calcule tout d'abord

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \left[\Delta F_{\text{niveau}}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+) - a - b \rho_{\lambda}^{\text{THEOR}}(i, \tau_{\text{aer}}^+) \right]^2 \quad (6.1)$$

où i note le modèle d'aérosol, compris entre 1 et $N = 78$, *niveau* est le sommet de l'atmosphère ou la surface, λ valant 670 ou 865 nm. L'incertitude absolue est égale à χ . Afin de pouvoir comparer les différentes incertitudes obtenues en utilisant les différentes

directions de visée disponibles, l'incertitude absolue est convertie en incertitude relative, notée σ , en divisant par la moyenne des perturbations radiatives données par les 78 modèles :

$$\sigma = \frac{\chi}{\left| \sum_{i=1}^N \Delta F_{\text{niveau}}^{\text{THEOR}}(i) / N \right|} \quad (6.2)$$

Chaque direction de visée donnera une incertitude différente. Les paramètres a et b associés à la direction de visée dont l'incertitude est la plus faible seront finalement utilisés pour calculer la perturbation radiative directe des aérosols moyennée sur la journée pour la scène en cours, soit

$$\Delta F_{\text{niveau}, \lambda}^{\text{POLDER}} = a + b \rho_{\lambda}^{\text{POLDER}} \quad (6.3)$$

Nous avons donc quatre valeurs de cette perturbation, estimées au sommet de l'atmosphère et à la surface en utilisant les canaux centrés à 670 et à 865 nm. Dans l'idéal, l'utilisation d'un canal donné ne doit pas influencer sur la valeur de la perturbation radiative.

Avant de valider cette méthode et de considérer des résultats à grande échelle, nous allons présenter quatre cas d'étude et faire le lien entre nos résultats et ceux de la chaîne d'inversion Polder. Nous reprenons les cas présentés par *Deuzé et al.* [2000] : un panache de poussières désertiques au large de l'Afrique de l'Ouest, un événement de brûlage de biomasse près de Madagascar et un événement de pollution près de l'Inde. Nous ajoutons un exemple d'aérosol marin pris dans le Pacifique. Seul le premier exemple sera abondamment détaillé.

6.3.2 Poussières désertiques

Le 1^{er} mars 1997, Polder a observé au large du Maroc et de la Mauritanie un événement important de poussières désertiques. Les figures 6.1(a) et (b) présentent les résultats de l'inversion de l'épaisseur optique et du coefficient d'Ångström. On peut voir un panache d'épaisseurs optiques supérieures à 0,6 à 865 nm. Le centre du panache a été identifié à tort comme un nuage par la chaîne de traitement. Les coefficients d'Ångström varient entre 0,2 et 0,35 sur le panache, ce qui correspond comme attendu à des aérosols du mode grossier.

Le pixel particulier que nous allons étudier est situé à 23,42° de latitude nord et 18,80° de longitude ouest, ce qui correspond à la partie arrière du panache. L'épaisseur optique inversée pour ce pixel vaut 1,06 à 865 nm pour un coefficient d'Ångström de 0,27. Polder offre quatre directions de visée hors du glitter pour ce pixel. Ce nombre est relativement faible comparé aux conditions normales d'observation, mais cela va nous permettre de suivre en détail l'algorithme présenté précédemment. Elles sont présentées sur le graphique polaire de la figure 6.2 où l'axe radial est l'angle zénithal et l'axe azimutal l'angle azimutal. La position du soleil est repérée par le point en forme de diamant à un angle solaire zénithal de 39° et un angle azimutal solaire de 10°. Les quatre directions de visée se succèdent à des angles zénithaux de visée compris entre 40 et 45° et des angles azimutaux compris entre 30 et 70 degrés environ. Cela permet d'obtenir des angles de diffusion compris entre 136 et 159°.

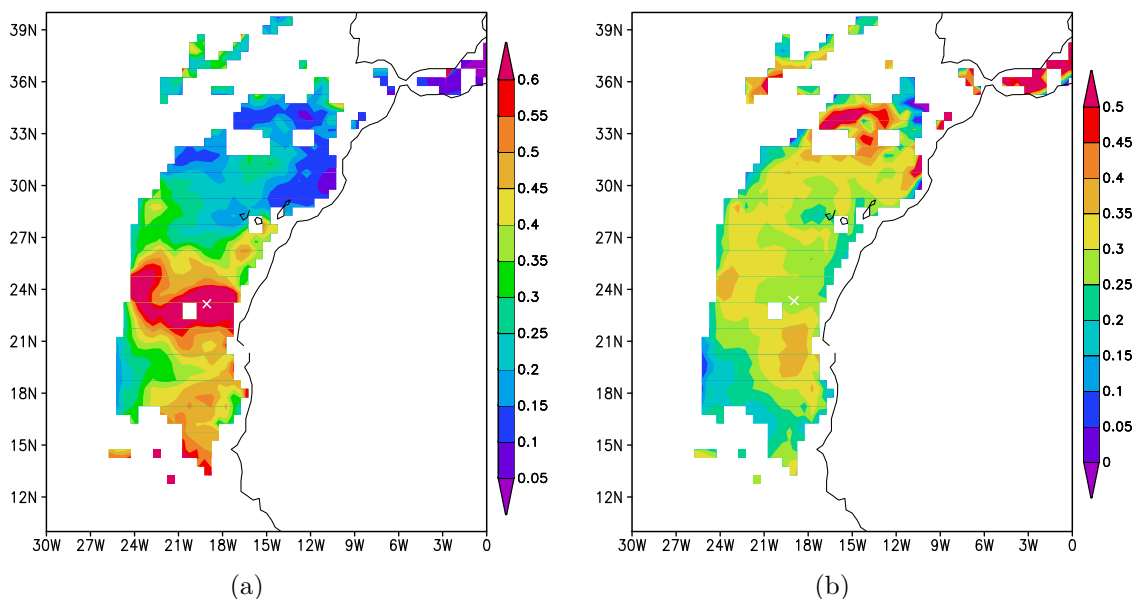


FIG. 6.1 – Événement de poussières désertiques observé par Polder le 1^{er} mars 1997 au large du Maroc (orbite n° 5522). (a) Épaisseur optique inversée des mesures Polder sur les océans, à 865 nm. (b) Coefficient d'Ångström. La croix blanche indique la position du pixel étudié.

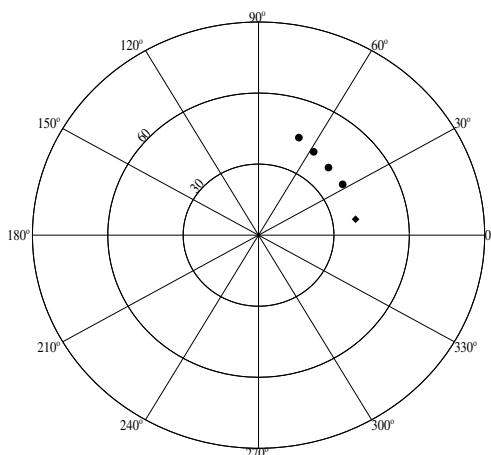


FIG. 6.2 – Diagramme polaire des directions de visée atteintes par Polder à une latitude de $23,4^{\circ}N$, longitude de $18,8^{\circ}O$ le 1^{er} mars 1997. L'axe radial est l'angle zénithal θ , variant de 0 à 90° . L'axe azimutal est l'angle azimutal ϕ , variant de 0 à 360° . Les points indiquent les quatre directions de visée (θ_v, ϕ_v) ne tombant pas dans le glitter. Le diamant indique la position du soleil, donnée par (θ_s, ϕ_s) .

Chaque direction de visée amène une réflectance à 670 nm et à 865 nm. Les figures 6.3 et 6.4 présentent, pour chaque direction de visée, les réflectances mesurées par Polder ainsi que les réflectances simulées pour les 78 modèles d'aérosols à différentes épaisseurs optiques. Pour ne pas compliquer ces graphiques, les réflectances simulées ont été tracées en lignes pleines ou pointillées, en alternance. Il suffit de savoir que l'épaisseur optique la plus faible produit la réflectance la moins élevée. Les réflectances sont tracées en fonction du coefficient d'Ångström et ne sont donc pas continues. Une réflectance est proportionnelle, au 1^{er} ordre, à l'épaisseur optique, à l'albédo de diffusion simple et à la fonction de phase, mais pas au coefficient d'Ångström. Ainsi, on observe des discontinuités pour des coefficients d'Ångström proches de 0,8, par exemple. Plusieurs modèles ont de tels coefficients : le mode d'accumulation 2 du tableau 6.1 mélangé avec un poids de 75% avec les modes grossiers et les modes d'accumulation 3 et 3b mélangés avec un poids de 50%. Leurs coefficients d'Ångström sont similaires, mais leurs propriétés optiques (et donc les réflectances qu'ils induisent au sommet de l'atmosphère) sont différentes, ce qui explique les quelques pics observables sur les figures 6.3 et 6.4.

Comment se comportent les réflectances simulées par rapport à la mesure de Polder ? L'inversion de la chaîne de traitement Polder a donné à ce pixel une épaisseur optique à 865 nm d'environ 1 et un coefficient d'Ångström proche de 0,3. On peut donc légitimement s'attendre à ce que la courbe des réflectances simulées avec une épaisseur optique de 1 croise la mesure de Polder pour des coefficients d'Ångström proches de 0,3 (même si l'on sait que l'inversion Polder de classe 1 n'est pas parfaite, notamment pour le coefficient d'Ångström). C'est bien ce qu'il se produit, mais d'autres valeurs du coefficient d'Ångström correspondent aussi à une égalité entre la mesure de Polder et la simulation, à diverses épaisseurs optiques. En d'autres termes, si l'on souhaitait identifier le modèle présent dans l'atmosphère et son épaisseur optique, plusieurs solutions seraient acceptables. De plus, l'utilisation d'un canal particulier (670 ou 865 nm) ou d'une direction particulière ne donnent pas les mêmes résultats. L'utilisation de la quatrième direction de visée amènerait par exemple à sous-estimer l'épaisseur optique (si l'on considère que le coefficient d'Ångström inversé est exact) ou à sur-estimer le coefficient d'Ångström (si l'on fait confiance à l'épaisseur optique inversée). Ces constatations ne sont pas surprenantes : les modèles que nous utilisons ne sont pas ceux réellement présents dans l'atmosphère. On ne peut donc pas espérer que la dépendance spectrale et la dépendance angulaire de la diffusion (notamment si les aérosols sont non-sphériques) soient complètement restituées. Mais il reste une contrainte à apporter. L'algorithme va donc utiliser le rapport des réflectances pour mieux appréhender la dépendance spectrale des propriétés optiques de l'aérosol (de poussière minérale, dans ce cas) présent dans l'atmosphère.

Pour les quatre directions de visée disponibles, la figure 6.5 présente le rapport entre la réflectance mesurée à 865 nm et à 670 nm en fonction du coefficient d'Ångström. La dépendance spectrale induite par la diffusion des aérosols fait que la réflectance à 670 nm est supérieure à celle mesurée à 865 nm. Cela se traduit indirectement par des coefficients d'Ångström positifs en général. Le rapport est donc inférieur à 1. Quelle décision prendre au vu des graphiques de la figure 6.5 ? Comme on ne peut pas prendre en compte une

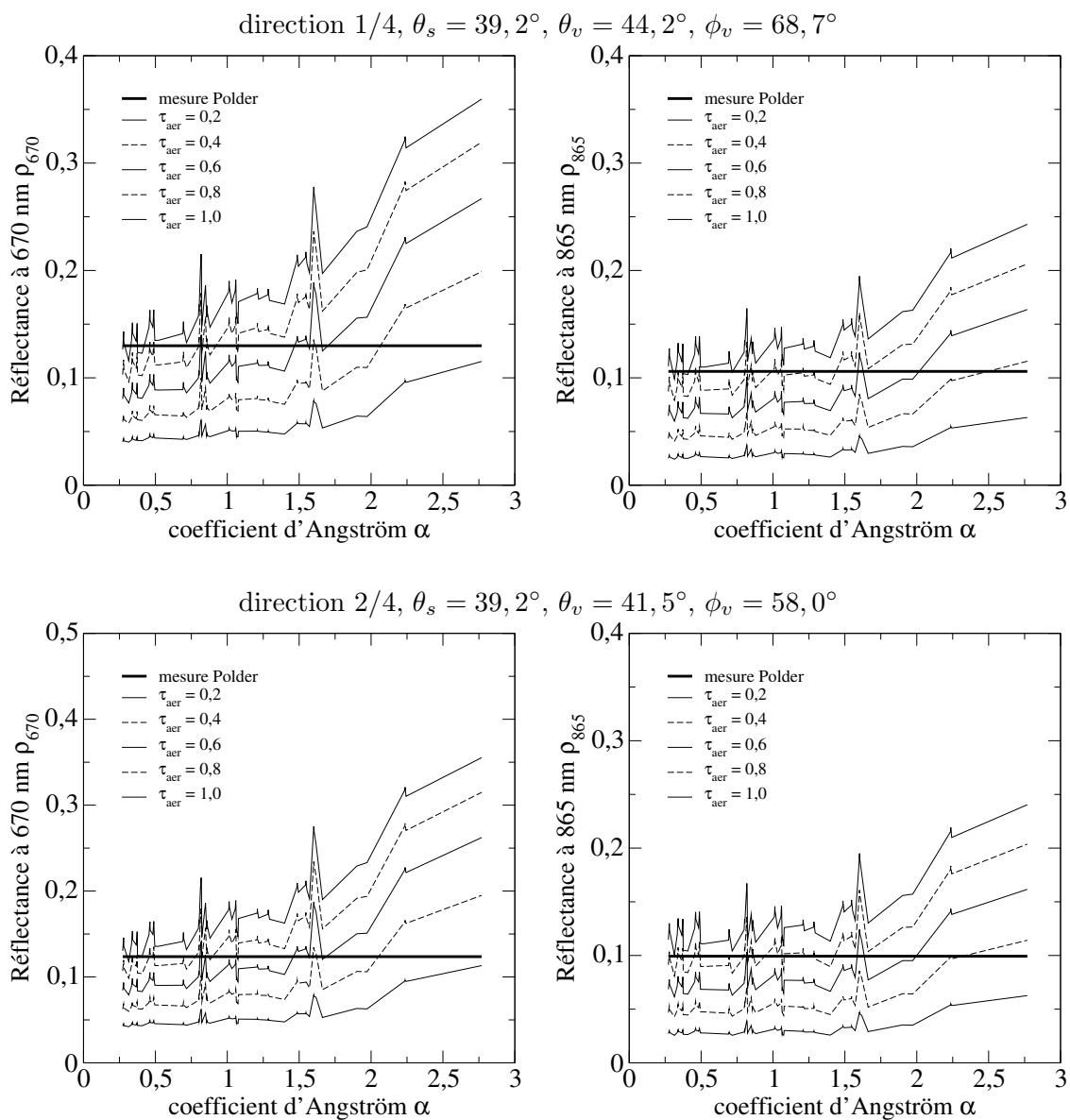


FIG. 6.3 – Réflectances mesurées et simulées, à 670 nm (colonne de gauche) et à 865 nm (colonne de droite), en fonction du coefficient d'Ångström des 78 modèles d'aérosol utilisés, pour les deux premières géométries de visée indiquées figure 6.2. La courbe grasse indique la mesure Polder. Les différentes courbes indiquent les réflectances simulées à différentes épaisseurs optiques.

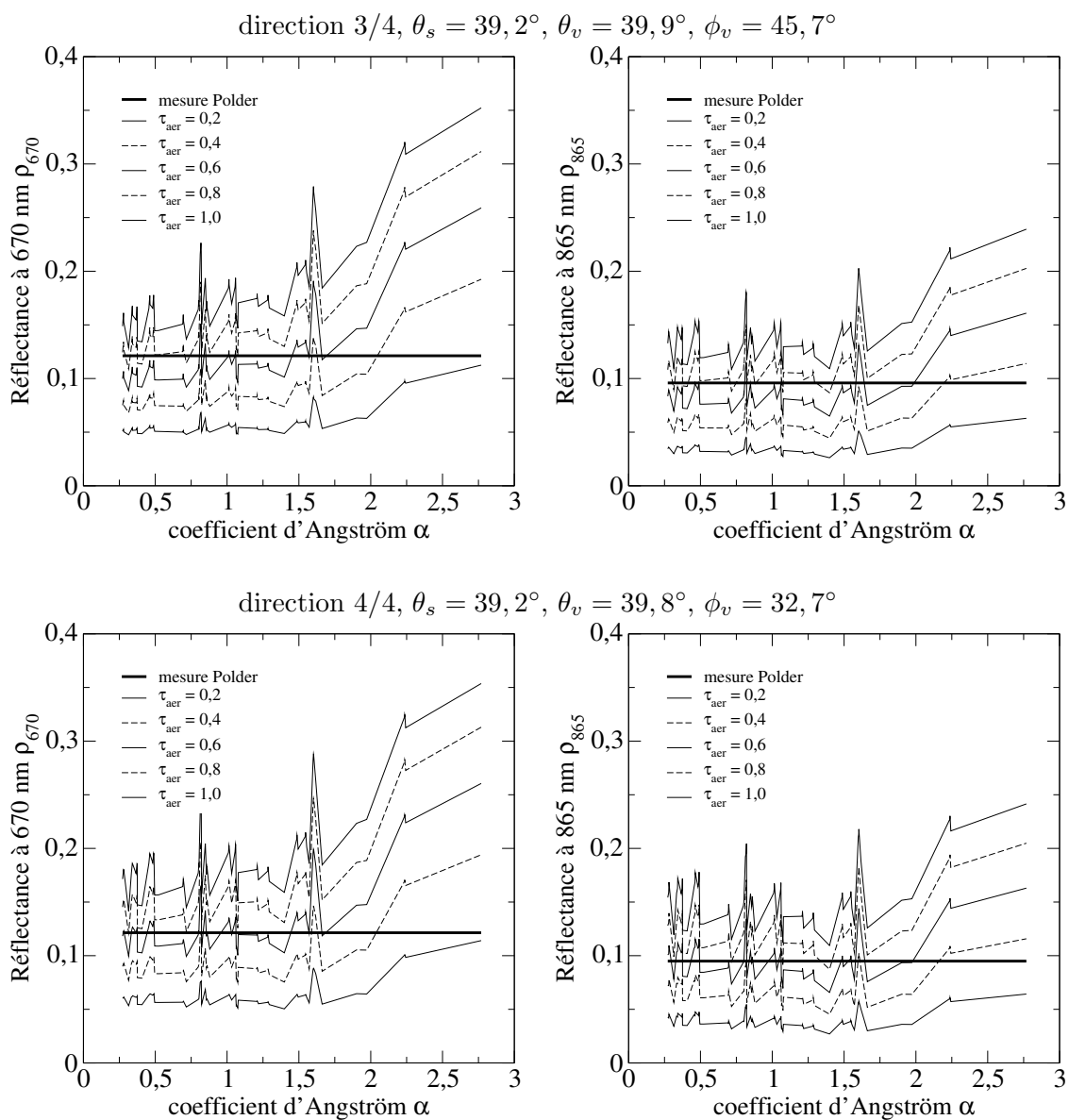


FIG. 6.4 – Même légende que la figure 6.3, mais pour les deux dernières géométries.

infinité de modèles d'aérosol, les mesures de Polder ne pourront pas être toujours exactement ajustées. On peut alors partir dans une direction différente : au lieu de chercher un modèle d'aérosol, l'épaisseur optique de chacun des modèles va être ajustée pour reproduire au mieux les mesures. Ainsi, les modèles dont le coefficient d'Ångström est proche de celui du modèle réel vont contribuer pour une épaisseur optique proche de l'épaisseur optique réelle. Par contre, les modèles dont le coefficient d'Ångström est visiblement erroné, vont contribuer pour des épaisseurs optiques différentes de celle réelle. Dans le cas qui nous occupe ici, les modèles représentatifs du mode d'accumulation vont intervenir à une épaisseur optique élevée pour ajuster la mesure de Polder. Rappelons qu'aucune extrapolation n'est effectuée, donc l'algorithme se contentera pour ces modèles de l'épaisseur optique maximale de 1,4. Pour les différentes directions de la figure 6.5, les modèles dont le coefficient d'Ångström est proche de 0,5 se verront attribuer une épaisseur optique proche de 0,6, 0,8 ou 1 tandis que les modèles dont le coefficient d'Ångström est élevé, supérieur à 1 dans ce cas, interviendront avec une épaisseur optique de 1,4. Contrairement à une méthode d'inversion standard, où l'on cherche à déterminer le modèle le plus "optiquement semblable" à celui présent dans l'atmosphère, nous cherchons ici à déterminer l'épaisseur optique nécessaire à chaque modèle pour ajuster les mesures.

A ce stade de l'algorithme, nous disposons donc, pour chaque modèle, de l'épaisseur optique théorique la plus adaptée pour ajuster les mesures Polder. Nous la noterons τ_{aer}^+ . Il est alors possible de construire les graphiques de la figure 6.6. Afin de ne pas surcharger inutilement le discours, la figure 6.6 ne présente que les graphiques reliant la perturbation radiative directe calculée au sommet de l'atmosphère à la réflectance à 670 nm. La perturbation radiative est également calculée à la surface, et le canal à 865 nm est également utilisé. Ils présentent la perturbation radiative moyennée sur la journée et calculée pour chacun des 78 modèles d'aérosol à l'épaisseur optique τ_{aer}^+ et la réflectance simulée pour le même modèle à la même épaisseur optique. Dans de tels graphiques, l'épaisseur optique n'est pas la même pour tous les points. La phase finale de l'algorithme d'estimation de la perturbation radiative sera de simplifier l'information contenue dans ces graphiques en faisant passer une droite de régression linéaire parmi le nuage de points obtenu. L'écart de chacun des points à cette droite est mesuré à l'aide de l'équation 6.1 afin d'obtenir une mesure de l'erreur effectuée lors de la simplification de l'information. Cette erreur va dépendre de l'ensemble des modèles utilisés : l'utilisation d'une information *a-priori* sur le modèle d'aérosol, comme nous l'avons fait dans le chapitre 5, modifierait l'erreur faite.

L'ajustement d'une droite de régression aux quatre graphiques de la figure 6.6 donne les équations suivantes.

$$\Delta F(1^{\text{er}} \text{ mars}, 20^{\circ}\text{N}) = -207,2 \rho_{670} - 15,2$$

$$\Delta F(1^{\text{er}} \text{ mars}, 20^{\circ}\text{N}) = -218,0 \rho_{670} - 12,9$$

$$\Delta F(1^{\text{er}} \text{ mars}, 20^{\circ}\text{N}) = -237,4 \rho_{670} - 6,9$$

$$\Delta F(1^{\text{er}} \text{ mars}, 20^{\circ}\text{N}) = -249,5 \rho_{670} - 1,9$$

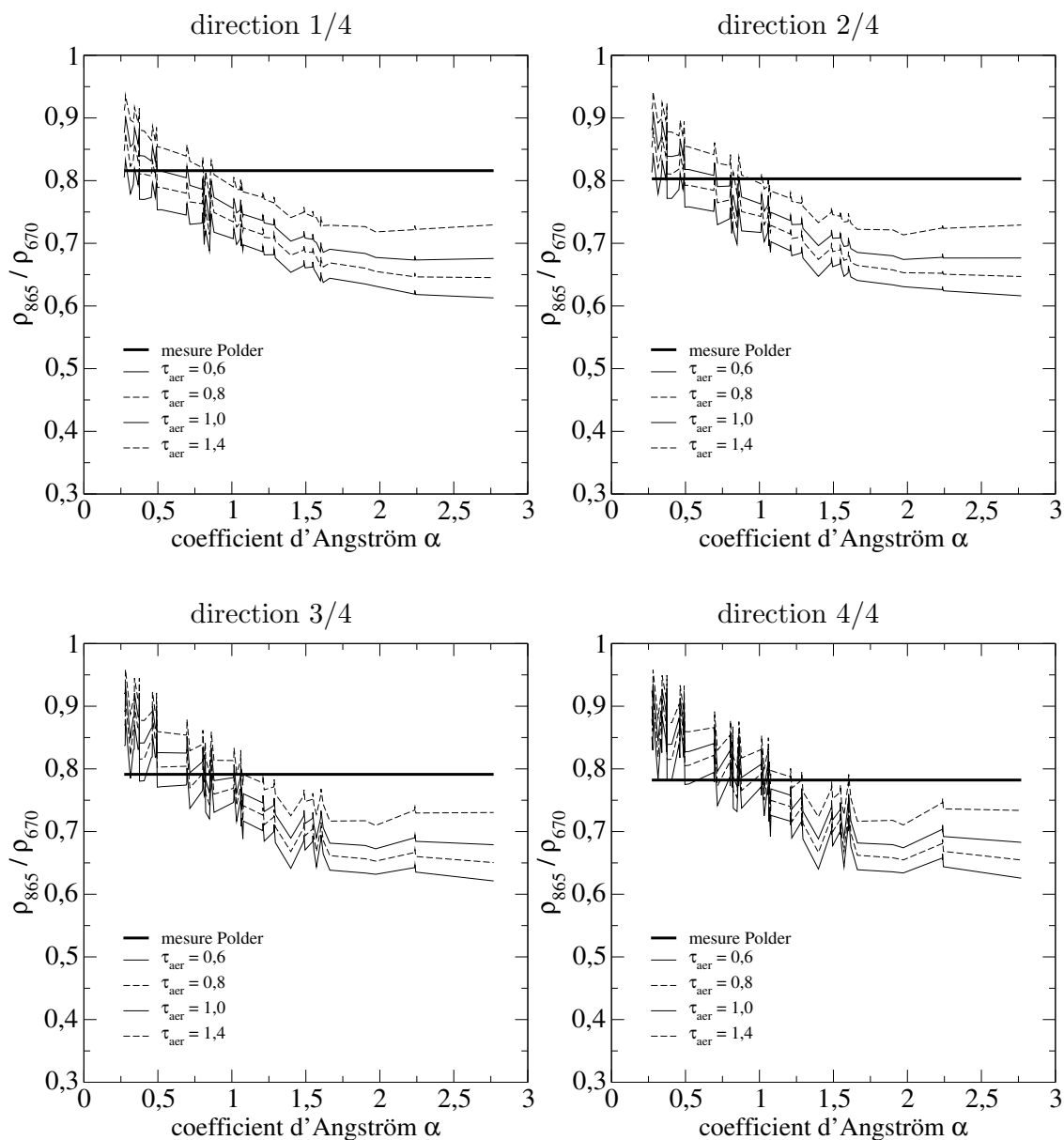


FIG. 6.5 – Rapport de la réflectance à 865 nm, ρ_{865} , à celle à 670 nm, ρ_{670} , en fonction du coefficient d'Ångström des 78 modèles utilisés pour les quatre géométries présentées figure 6.2. La mesure de Polder est tracée en gras. Les différentes courbes identifient les mesures simulées à différentes épaisseurs optiques.

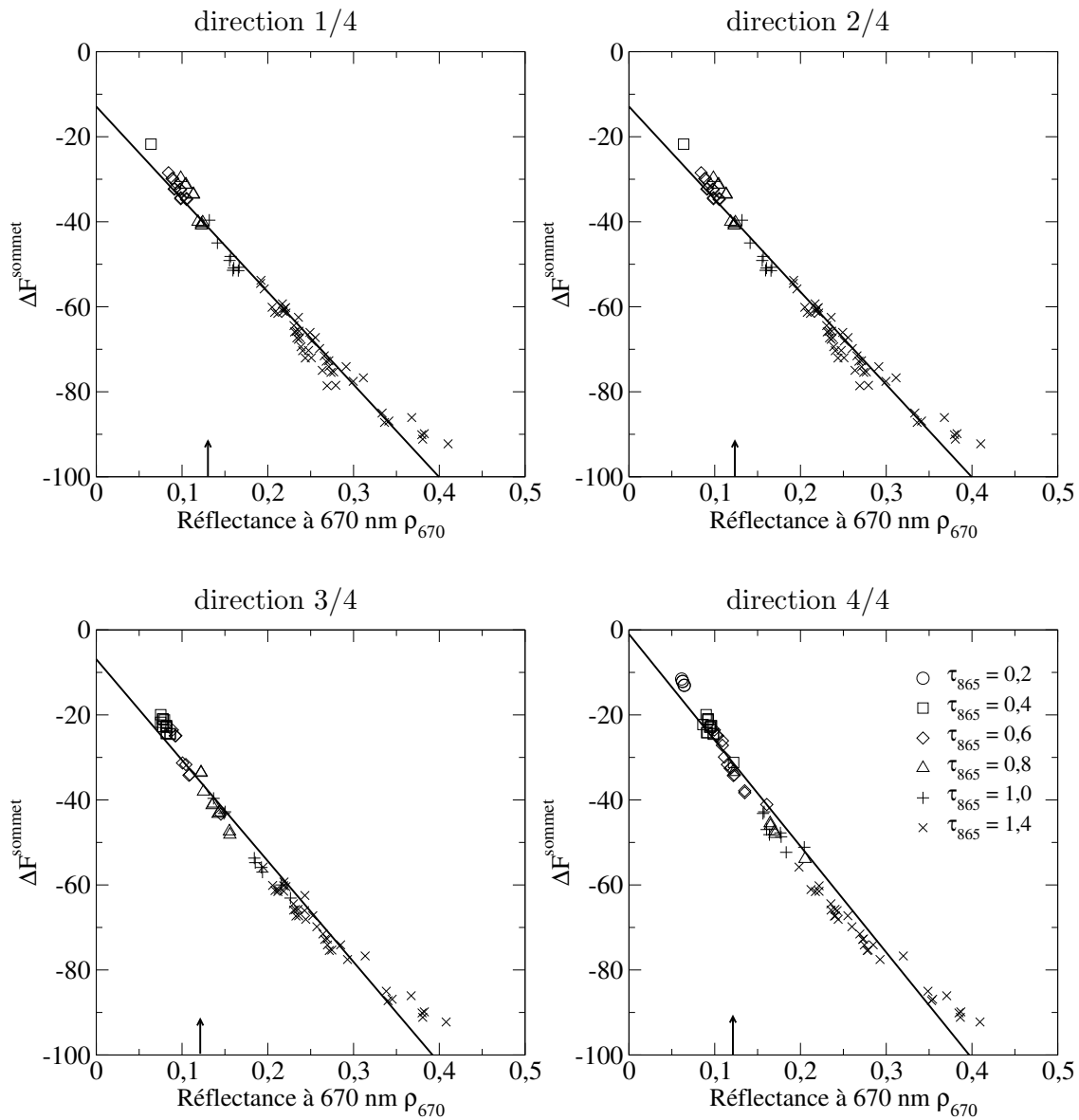


FIG. 6.6 – Perturbation radiative (en Wm^{-2}) en fonction de la réflectance simulée à 670 nm, pour les quatre géométries de visée présentées figure 6.2. La flèche indique la position de la réflectance mesurée par Polder à 670 nm. Les points correspondent aux 78 modèles d'aérosols utilisés et à des épaisseurs optiques différentes, celles-ci étant représentées par les différents symboles présentés en bas à droite. La courbe pleine présente la droite de régression linéaire ajustant le mieux les valeurs. La perturbation radiative est calculée pour le 1^{er} mars à une latitude de 20° N.

Chacune de ces droites est tracée sur les graphiques de la figure 6.6. L'équation 6.1 donne, pour chacune des directions de visée, des erreurs absolues χ égales à 3,05, 3,18, 3,63 et 4,07 respectivement. Une fois transformées en erreurs relatives par l'équation 6.2, les valeurs 5,1%, 5,5%, 7,0% et 8,4% sont obtenues. L'algorithme va donc sélectionner la première géométrie de visée. On obtient finalement une perturbation au sommet de l'atmosphère de $-42,3 \text{ Wm}^{-2}$ en utilisant le canal à 670 nm, avec donc une incertitude de 5,1%. En utilisant le canal à 865 nm, la perturbation vaut $-42,1 \text{ Wm}^{-2}$ avec une incertitude de 3,7%. A la surface, la perturbation vaut $-48,6 \text{ Wm}^{-2}$ (8,0%) *via* le canal à 670 nm et $-49,1 \text{ Wm}^{-2}$ (8,4%) avec le canal à 865 nm, les incertitudes étant indiquées entre parenthèses. Il faut remarquer que dans ce cas, l'algorithme a choisi la même direction de visée pour les deux canaux utilisés. Il n'en va pas nécessairement toujours ainsi.

6.3.3 Aérosol de brûlage de biomasse

Au large de Madagascar, le 20 novembre 1996, la chaîne d'inversion Polder trouve d'importantes épaisseurs optiques associées à des coefficients d'Ångström élevés. L'événement est représenté sur la figure 6.7 et correspond *a-priori* à des aérosols de brûlage de biomasse. Nous n'allons pas revoir tous les détails de l'algorithme, comme dans l'exemple précédent. Seul le passage crucial de l'algorithme, à savoir l'encadrement du rapport des réflectances mesurées par les rapports des réflectances théoriques sera présenté. Le pixel qui nous intéresse ici se trouve à une latitude de $13,9^\circ\text{S}$ et une longitude de $43,2^\circ\text{E}$. L'inversion Polder lui attribue une épaisseur optique des aérosols de 0,36 à 865 nm et un coefficient d'Ångström de 1,19. Ce pixel représente bien un fort événement composé de petits aérosols. La multi-directionnalité de Polder lui permet d'observer ce pixel sous 12 géométries de visée différentes. Elles sont représentées sur la figure 6.8(a). L'angle solaire zénithal est de $43,6^\circ$. Les angles zénithaux de visée varient entre 53 et 63° environ, tandis que les angles azimutaux sont compris entre 1 et 350° . Les angles de diffusion obtenus s'étalent de 134 à 153° .

Afin d'éviter de présenter douze figures de rapports de réflectances, on se limitera à la direction qui sera finalement retenue par l'algorithme pour estimer la perturbation radiative. Il s'agit, pour les deux canaux utilisés, de la première direction de visée, dont les valeurs d'angle zénithal de visée et d'angle azimutal sont respectivement de $62,6^\circ$ et $43,2^\circ$. Le rapport des réflectances est présenté figure 6.8(b). La situation ici est très bonne. Le rapport mesuré par Polder est encadré par les courbes théoriques correspondant à des épaisseurs optiques de 0,2 et de 0,4, ce qui est cohérent avec l'inversion de l'épaisseur optique des aérosols. Les coefficients d'Ångström qui permettent une bonne restitution sont également dans la bonne gamme de valeurs, même si l'on ne dispose pas de la courbe théorique pour une épaisseur optique de 0,3.

Pour ce pixel, notre estimation du forçage au sommet de l'atmosphère est de $-20,1 \text{ Wm}^{-2}$ (5,5%) par le canal à 670 nm, $-20,2 \text{ Wm}^{-2}$ (4,2%) par le canal à 865 nm. A la surface, nos deux estimations sont $-25,6 \text{ Wm}^{-2}$ (5,2%) et $-25,4 \text{ Wm}^{-2}$ (6,0%). Les estimations remarquablement proches obtenues en utilisant les deux canaux sont dues à

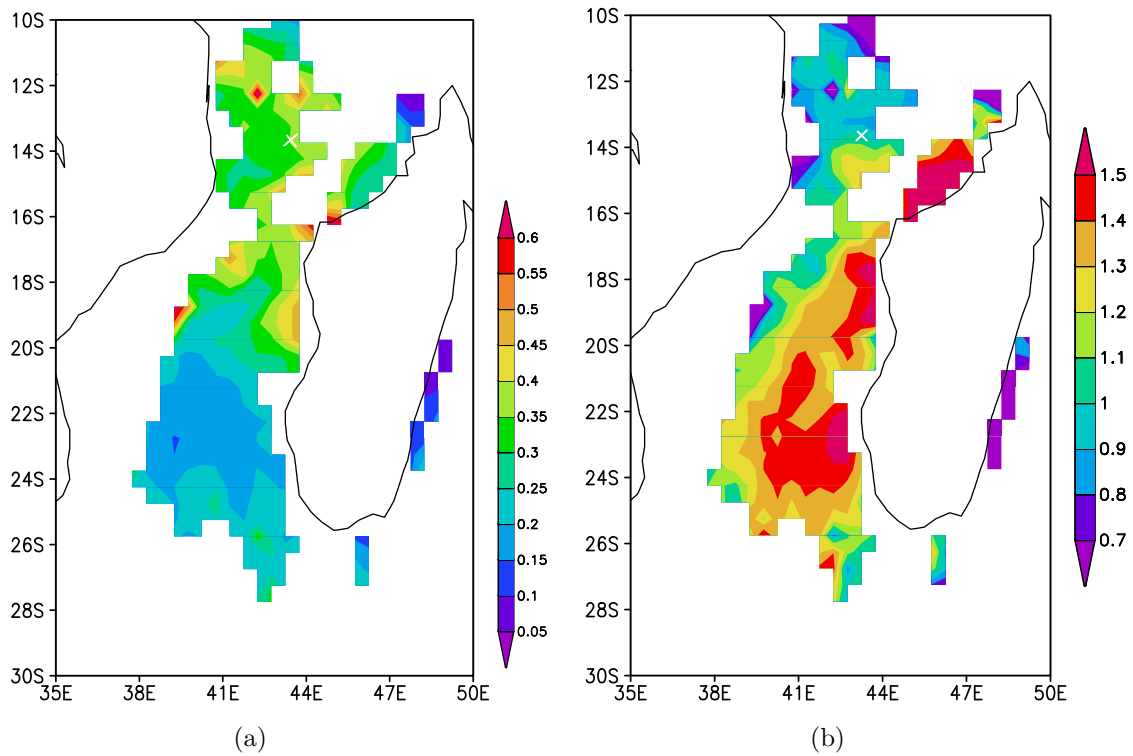


FIG. 6.7 – Panache d'aérosols de brûlage de biomasse observé par Polder le 20 novembre 1996 entre l'Afrique de l'Est et Madagascar (orbite n° 3248). (a) Epaisseur optique inversée des mesures Polder sur les océans, à 865 nm. (b) Coefficient d'Ångström. La croix blanche indique la position du pixel étudié.

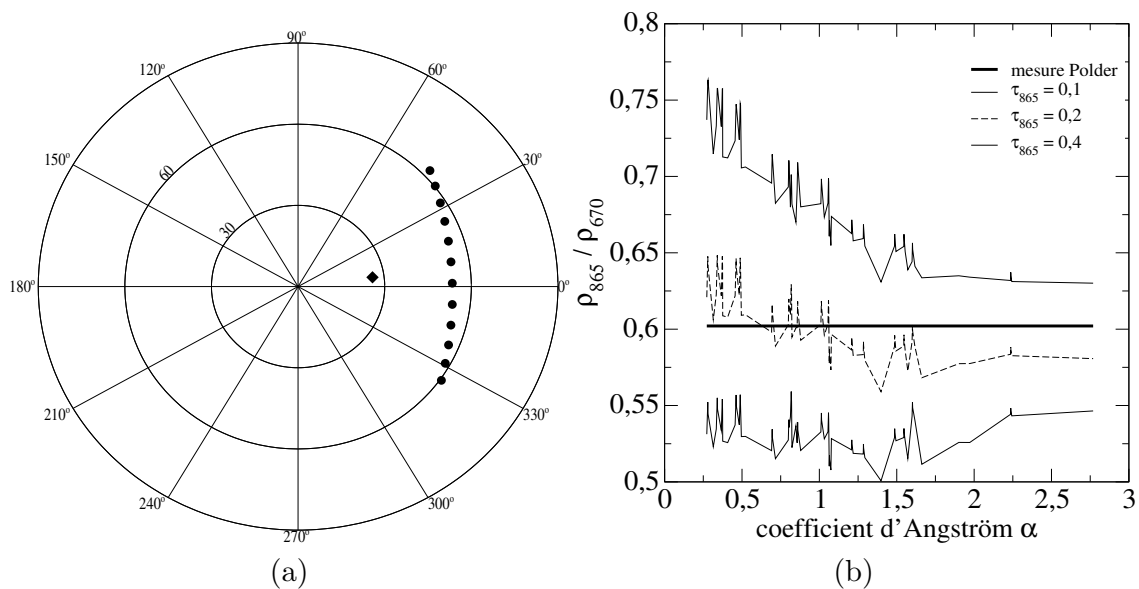


FIG. 6.8 – (a) Diagramme polaire des géométries atteintes par Polder le 20 novembre 1996 à $13,9^{\circ}\text{S}$ de latitude et $43,2^{\circ}\text{E}$ de longitude. L'axe radial est l'angle zénithal de visée, l'axe azimuthal est l'angle azimuthal. Le diamant indique la position du soleil. (b) Rapport de la réflectance à 865 nm ρ_{865} et de celle à 670 nm ρ_{670} en fonction du coefficient d'Ångström pour la première géométrie présentée en (a), avec un angle zénithal de visée de $62,6^{\circ}$ et un angle azimuthal de $43,2^{\circ}$. La ligne constante montre la mesure de Polder, tandis que les trois courbes correspondent aux simulations effectuées à différentes épaisseurs optiques. La courbe correspondant à l'épaisseur optique la plus faible a les rapports les moins élevés.

la bonne représentation de ce type d'aérosol dans notre ensemble de modèles. Comme dans l'exemple précédent, si l'on compare les incertitudes obtenues sur la perturbation au sommet de l'atmosphère, l'utilisation du canal à 865 nm donne de meilleurs résultats qu'à 670 nm. Cela est probablement dû au signal moléculaire, plus important aux courtes longueurs d'ondes. La situation est inversée à la surface, le canal à 670 nm donnant l'incertitude la plus faible. Il est possible que cela soit dû à l'absorption des aérosols réels, généralement plus élevée à 865 nm qu'à 670 nm, comme le montre la dépendance spectrale de l'albédo de diffusion simple inversé des mesures Aeronet et présenté figure 2.7.

6.3.4 Aérosol de pollution anthropique

Le pixel étudié ici se trouve au large de l'Inde, par $19,2^\circ$ de latitude nord et $71,2^\circ$ de longitude est. Il a été observé le 4 décembre 1996. Les résultats de l'inversion Polder, présentés figure 6.9, montrent de fortes épaisseurs optiques associés à des coefficients d'Ångström modérés, compris pour la plupart entre 0,5 et 1,0. Ces résultats et la localisation de l'événement font que ce panache est très certainement composé d'un aérosol d'origine anthropique, mélange d'aérosols urbains et d'aérosols de brûlage de biomasse. Pour le pixel lui-même, l'épaisseur optique a été estimée à 0,31 à 865 nm pour un coefficient d'Ångström de 0,72. Il a été observé par Polder sous 12 directions de visée différentes, présentées figure 6.10. Comme dans l'exemple précédent, nous ne présenterons le rapport des réflectances que pour la géométrie de visée permettant la meilleure estimation de la perturbation radiative directe des aérosols. Cependant, cette fois, cette géométrie n'est pas la même pour les deux canaux.

La figure 6.10 présente les 12 géométries disponibles pour ce pixel particulier. Le soleil se trouve à un angle zénithal de 46° et un angle azimutal de 11° . Les angles zénithaux de visée s'étalent entre 47 et 58° environ, avec des angles azimutaux compris entre 7 et 97° . Les angles de diffusion varient donc entre 107 et 167° .

La figure 6.11 montre les rapports de réflectance mesurées et simulées pour la cinquième direction de visée qui sera utilisée avec la réflectance à 670 nm pour estimer la perturbation radiative des aérosols, et la première direction de visée qui sera associée à la réflectance à 865 nm. Dans les deux cas, on ne retrouve pas les paramètres donnés par l'inversion Polder. Si l'on suppose que la courbe du rapport simulé avec une épaisseur optique de 0,3 (celle inversée par Polder) se trouve au milieu de celles simulées avec des épaisseurs optiques de 0,2 et 0,4, on attend l'identification d'un modèle à coefficient d'Ångström assez élevé, de l'ordre de 1,5. C'est en effet à ce niveau que la mesure de Polder sera la mieux ajustée par l'hypothétique courbe simulée avec une épaisseur optique de 0,3. Par contre, l'algorithme choisira une épaisseur optique de 0,2 pour la plupart des modèles dont le coefficient d'Ångström est inférieur à 1, et partira plutôt sur une épaisseur optique de 0,4 pour ceux dont le coefficient d'Ångström est supérieur à 2. On peut remarquer que les deux directions de visée montrent un comportement sensiblement différent dans l'ajustement de la mesure Polder. Le choix, pour chaque modèle, de l'épaisseur optique la plus appropriée ne sera donc pas exactement le même dans les

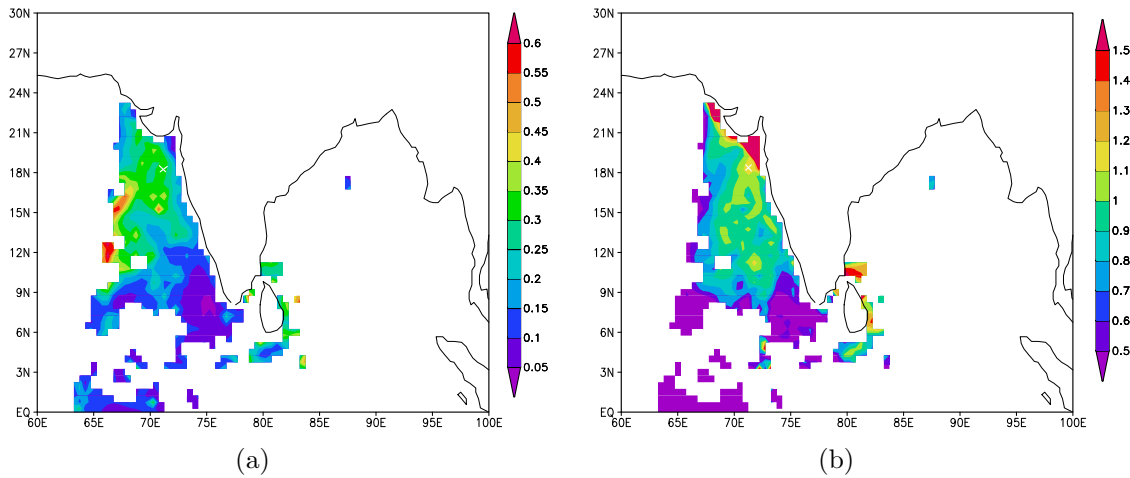


FIG. 6.9 – *Aérosols anthropiques observés par Polder le 4 décembre 1996 au large de la côte ouest de l'Inde (orbite n° 3447). (a) Epaisseur optique inversée des mesures Polder sur les océans, à 865 nm. (b) Coefficient d'Ångström. La croix blanche indique la position du pixel étudié.*

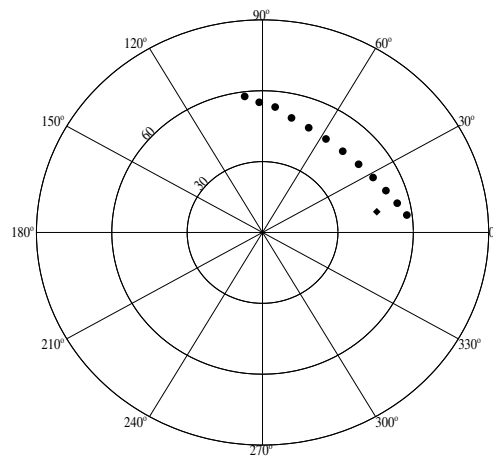


FIG. 6.10 – *Diagramme polaire des géométries atteintes par Polder le 4 décembre 1996 à 19,2° N de latitude et 71,2° E de longitude. L'axe radial est l'angle zénithal de visée, l'axe azimuthal est l'angle azimuthal. Le diamant indique la position du soleil.*

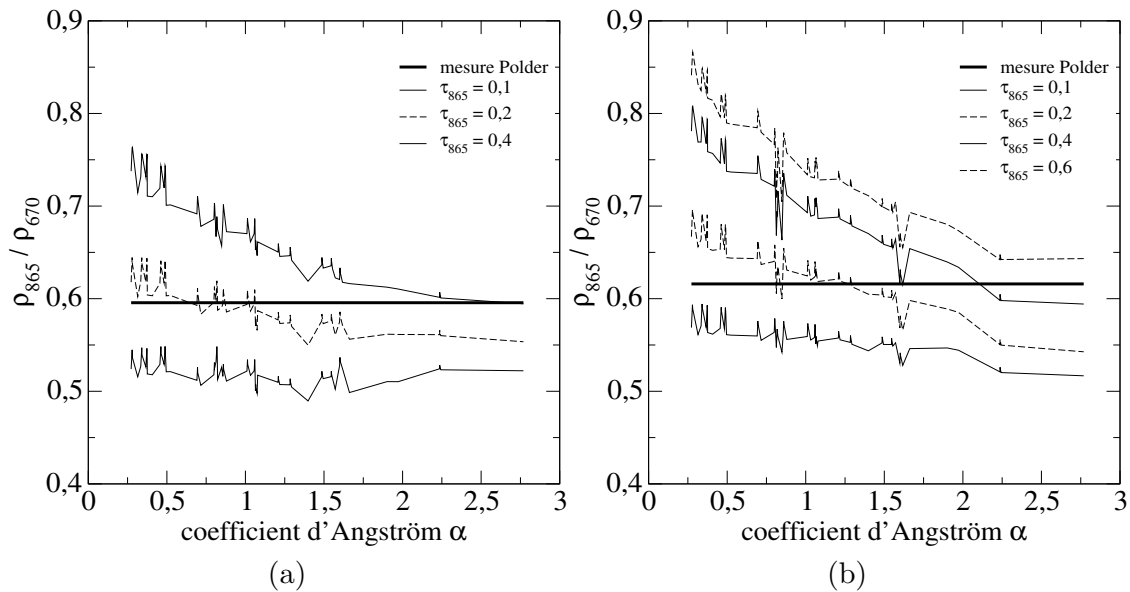


FIG. 6.11 – Rapport de la réflectance à 865 nm sur la réflectance à 670 nm en fonction du coefficient d'Ångström des 78 modèles utilisés. La mesure de Polder est donnée par la courbe grasse. Les simulations par des calculs de transfert radiatif à plusieurs épaisseurs optiques sont données par les courbes pleines et pointillées, sachant que l'épaisseur optique la plus faible donne le rapport le moins élevé. L'angle solaire zénithal est de 46° , l'angle zénithal de visée θ_v et l'angle azimutal relatif ϕ_v dépendent de la figure : (a) $\theta_v = 48^\circ$ $\phi_v = 68^\circ$, (b) $\theta_v = 58^\circ$ $\phi_v = 97^\circ$.

deux cas. À l'exception des modèles représentant les particules les plus grosses, la direction correspondant à la figure 6.11(a) va privilégier des épaisseurs optiques plus faibles que la direction associée à la figure 6.11(b). Lors de la mise en relation des perturbations radiatives avec les réflectances simulées (étape que nous avons présentée dans la figure 6.6 dans le cas des poussières minérales), la deuxième direction va donc faire intervenir des perturbations et des réflectances plus élevées que la première direction. Cependant, l'impact sur la pente de la droite de régression est faible et permet d'obtenir des estimations de la perturbation radiative similaires pour les deux canaux.

Pour ce pixel, la perturbation radiative directe des aérosols est estimée au sommet de l'atmosphère à $-13,8 \text{ Wm}^{-2}$ (incertitude de 6,7%) en utilisant le canal à 670 nm et à $-13,2 \text{ Wm}^{-2}$ (5,0%) *via* le canal à 865 nm. À la surface, les estimations sont très certainement faussées par le fait qu'*a-priori*, l'aérosol présent dans cet événement de pollution est absorbant. Les valeurs estimées, $-17,0 \text{ Wm}^{-2}$ par les deux canaux, avec des incertitudes respectives de 5,7 et 6,4%, sont donc sûrement très en deçà de la vérité.

6.3.5 Aérosol marin

Un exemple d'aérosol marin à faible épaisseur optique et à coefficient d'Ångström négatif va terminer notre étude de cas. La scène considérée se trouve au milieu du Pacifique, par 6° de latitude sud et 139° de longitude ouest, et a été observée lors de l'orbite numéro 8127 du 4 juin 1997. Nous ne présentons pas les cartes des inversions Polder de l'épaisseur optique et du coefficient d'Ångström, puisqu'elles ne montreraient que des épaisseurs optiques inférieures à 0,1 et des coefficients d'Ångström négatifs. L'inversion de classe 1 pour le pixel que nous considérons a donné une épaisseur optique de 0,05 à 865 nm et un coefficient d'Ångström saturé à $-0,2$. L'inversion de classe 2 (disponible pour ce seul mois de juin 1997), donne une épaisseur optique de 0,071 à 865 nm (dont 0,004 se trouve dans le mode d'accumulation) et un coefficient d'Ångström de $-0,03$. Nous sommes donc dans le cas d'un aérosol de sel marin pur à une très faible épaisseur optique. Le pixel permet l'utilisation de 10 directions de visée, dont les angles zénithaux sont compris entre 39 et 57° et les angles azimutaux entre 248 et 353 degrés. Le soleil se trouve à un angle zénithal de $37,7^\circ$ et un angle azimutal de $2,8^\circ$, et les angles de diffusion atteints s'étalent entre 108 et 160° . L'utilisation du canal à 670 nm se fait avec la septième direction de visée (angle de diffusion de $127,7^\circ$). Pour le canal à 865 nm, la direction numéro 6 est préférée, avec un angle de diffusion de $135,2^\circ$. Les rapports de réflectances mesurés et simulés sont présentés dans la figure 6.12. Comme prévu, le rapport expérimental est encadré par les simulations correspondant aux deux épaisseurs optiques les plus faibles, 0 et 0,1. Les perturbations radiatives sont estimées au sommet de l'atmosphère à $-1,4 \text{ Wm}^{-2}$ en utilisant le canal à 670 nm, à $-2,1 \text{ Wm}^{-2}$ en utilisant le canal à 865 nm. A la surface, les valeurs sont respectivement de $-1,66 \text{ Wm}^{-2}$ et $-2,5 \text{ Wm}^{-2}$. On peut remarquer que les valeurs données par les deux canaux sont assez éloignées. Cela est dû à la faiblesse de l'épaisseur optique. A des épaisseurs optiques aussi faibles, les différences entre les modèles sont insignifiantes. Les incertitudes évaluées sont ainsi très faibles, de l'ordre du pourcent, puisque les comportements des différents modèles ne sont pas encore suffisamment éloignés pour créer un écart-type élevé. Les 78 points sont donc très proches, et la droite de régression a une pente forte, ce qui accentue les différences entre les deux canaux.

6.3.6 Conclusion de l'étude de cas

Ces quatre cas ne sont évidemment pas exhaustifs des différents problèmes que peut rencontrer notre algorithme, mais ils permettent de tirer quelques conclusions. Tout d'abord, ils permettent de se rassurer sur la simulation des réflectances. Le point clé de l'algorithme, l'encadrement du rapport des réflectances, se fait toujours bien. L'utilisation de ce rapport permet d'obtenir des valeurs comparables lorsqu'on utilise le canal à 670 nm et le canal à 865 nm. La figure 6.6 montre que chercher une corrélation entre réflectance et perturbation radiative n'est pas vain, puisque le nuage de points est organisé : la droite de régression paraît assez naturelle. Pour les très faibles épaisseurs optiques enfin, les estimations à partir des deux canaux peuvent différer sensiblement. Ces cas restent cependant associés à de faibles valeurs de la perturbation radiative directe (puisque

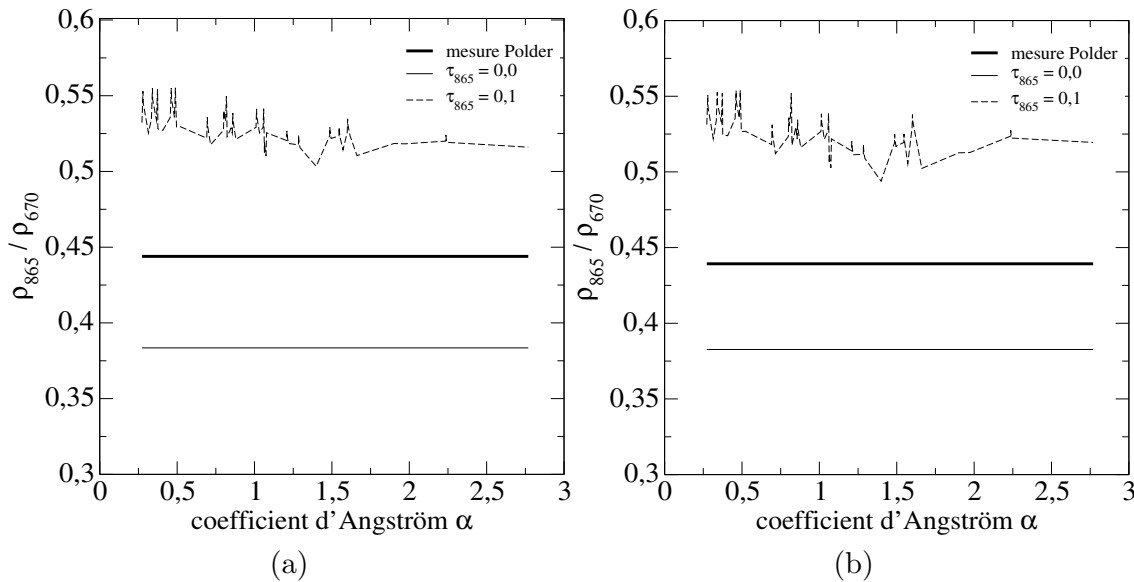


FIG. 6.12 – Même légende que la figure 6.11, mais pour le cas de l'aérosol marin. L'angle solaire zénithal est de $37,7^\circ$ et l'angle zénithal de visée θ_v et l'angle azimutal relatif ϕ_v valent (a) $\theta_v = 42^\circ$ $\phi_v = 273^\circ$, (b) $\theta_v = 40^\circ$ $\phi_v = 285^\circ$.

l'épaisseur optique est faible).

6.4 Validation : l'expérience Shade

La campagne Shade (*SaHarAn Dust Experiment*) a eu lieu du 18 au 29 septembre 2000 au Cap-Vert et au Sénégal. Elle a mobilisé le Mystère-20 de la Division Technique de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) français, le C-130 du MetOffice anglais et plusieurs photomètres du réseau Photons/Aeronet. Ce qui nous intéresse particulièrement ici, c'est la présence sur le Mystère-20 de fluxmètres visibles et de la version aéroportée de Polder. Cela nous offre donc l'opportunité de valider notre estimation de la perturbation radiative directe des aérosols.

6.4.1 Présentation des vols

Parmi les cinq vols de mesure effectués par le Mystère-20, deux ont permis l'observation de panaches de poussières désertiques en provenance du Sahara. Il s'agit des vols 23 et 24, du 25 septembre 2000, de 16h00 à 17h45, et du 26 septembre 2000, entre 11h30 et 14h00. Les trajectoires de ces deux vols sont présentées figure 6.13. Il s'agit d'aller-retours entre l'île de Sal, au Cap-Vert, et le continent africain, au Sénégal ou en Mauritanie. Les mesures prises au cours de ces vols sont filtrées afin de ne garder que celles prises au-dessus

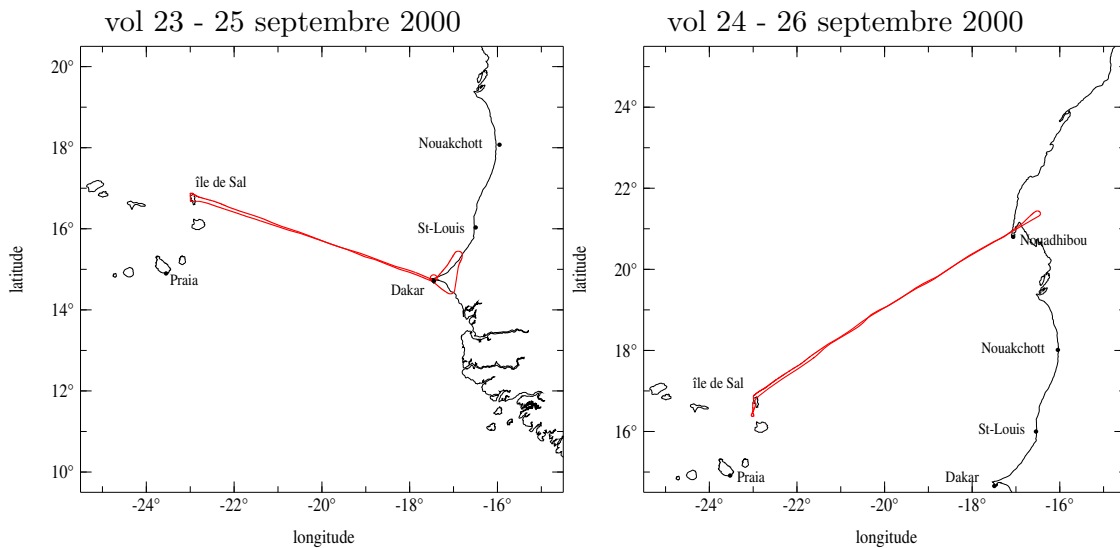


FIG. 6.13 – Trajectoire des vols 23 (à gauche) et 24 (à droite) de la campagne Shade.

des océans lorsque l'avion a une altitude et un cap constants. Cette dernière condition permet d'éviter que certains capteurs ne se retrouvent éclairés directement par le soleil lors des changements de direction de vol et d'inclinaison de l'avion. L'altitude moyenne de croisière a été de 10 km.

Les capteurs installés sur le Mystère-20 sont :

- deux fluxmètres Eppley installés sous et sur l'avion, permettant de mesurer les flux montant et descendant, dans le spectre visible en Wm^{-2} , au niveau de l'avion.
- un fluxmètre infrarouge *Barnes* installé sous l'avion, permettant d'estimer la température de brillance des scènes observées,
- le lidar aérosols Leandre-1 (Lidar Embarqué pour l'étude de l'Atmosphère : Nuages, Dynamique, Rayonnement et cycle de l'Eau), de longueurs d'onde 532 et 1064 nm. Il permet d'obtenir un profil vertical de l'atmosphère située sous l'avion avec une résolution verticale de 15 m [Léon et al. 2003a],
- la version aéroportée de Polder, qui comporte les mêmes canaux que la version spatiale.

Commençons par les mesures du *Barnes*, tracées en fonction de la longitude pour les vols aller et retour du 25 et 26 septembre sur la figure 6.14. Une température de brillance faible indique la présence de nuages : plus le nuage se trouve haut, plus la température de brillance est faible. On observe ainsi la présence de nuages bas le 25 septembre à une longitude de $18,5^{\circ}\text{O}$ et $17,5^{\circ}\text{O}$ lors du vol aller, $17,5^{\circ}\text{O}$ uniquement lors du vol retour. Il s'agit de cumulus repérés par l'équipage du C-130 à proximité des côtes sénégalaises. La situation est nettement plus dégradée le 26 septembre, notamment lors du vol retour, où l'on constate la présence de cirrus élevés sur une grande partie du vol. Afin d'être

certain de travailler en ciel clair, nous ne considérerons dans la suite que le vol du 25 septembre dans sa totalité et les parties du vol du 26 septembre où le Barnes indique une température d'au moins 20°C.

La figure 6.15 présente les profils verticaux de rétrodiffusion obtenus par le lidar Leandre lors de ce vol. Le coefficient de rétrodiffusion atténué est directement relié au contenu d'aérosols présents dans l'atmosphère. Plus ils sont nombreux, plus le coefficient de rétrodiffusion est élevé mais il faut prendre en compte l'atténuation par les couches supérieures. Les basses altitudes présentent donc plus d'aérosols qu'il ne paraît sur la profil lidar. On observe que le transport des aérosols se fait sur deux couches relativement séparées, la plus basse se trouve entre 1 et 2 km d'altitude, la plus haute se déplace entre 4 et 5 km d'altitude. L'inversion de l'épaisseur optique à partir des données Polder a été réalisée par Gérard [2003]. A l'avant des couches d'aérosols, à 21°O de longitude, l'épaisseur optique atteint 0,85 (à 865 nm) à l'aller, 1,1 au retour. L'épaisseur optique augmente ensuite constamment pour atteindre 2,60 à 19°O. Là, l'algorithme de reconnaissance nuageuse se déclenche pour le reste de la couche. Si l'on utilise un algorithme d'inversion simplifié, on obtient des épaisseurs optiques pouvant dépasser 3 à 865 nm, signe que le panache de poussières désertiques observé ce jour-là était exceptionnellement dense. Nous nous trouvons ainsi face à un panache important d'aérosols non-sphériques, ce qui ne facilite pas *a-priori* la comparaison entre notre méthode et les mesures des fluxmètres visibles.

6.4.2 Validation

Avant de valider notre méthode, il nous faut transformer les mesures des fluxmètres en perturbation radiative des aérosols. Les PSP Eppley mesurent le flux incident dans la gamme de longueurs d'onde de 0,28 à 2,8 μm . On note le flux montant mesuré $F_{\text{mesuré}}^{\uparrow}$ et le flux descendant mesuré $F_{\text{mesuré}}^{\downarrow}$. En utilisant Streamer sur cette gamme de longueur d'onde, nous pouvons simuler à l'altitude de l'avion (10 km) les flux montant et descendant en l'absence d'aérosols (épaisseur optique nulle). Les flux simulés sont notés $F_{\text{clair}}^{\uparrow}$ et $F_{\text{clair}}^{\downarrow}$. Les simulations se font à l'altitude de l'avion, sur la gamme de longueur d'onde des Eppley. Un profil vertical tropical est appliqué pour la prise en compte de l'absorption gazeuse. L'angle solaire zénithal est calculé à partir de la date et l'heure du vol, de la latitude et de la longitude et présenté sur la figure 6.16(a). Le vol du 25 septembre a eu lieu entre 16h00 et 17h45 TU, celui du 26 septembre entre 11h30 et 13h30 TU. Les figures 6.16(c) et (d) présentent, respectivement pour les deux vols, les flux montants et descendants issus des mesures des fluxmètres et des simulations de Streamer sans aérosols. Au niveau des flux descendants, on observe un désaccord important lors du vol du 25 septembre, le flux descendant à 10 km d'altitude étant tout d'abord légèrement sous-estimé lors de la première partie du vol, très sur-estimé ensuite. Sur le vol du 26 septembre, les flux simulés sont systématiquement supérieurs à la mesure. Ces faits sont difficilement interprétables puisqu'on ignore ce qui se trouve au-dessus de l'avion. Les flux descendants sont assez bruités, mais d'un ordre de grandeur qui est supérieur au bruit instrumental auquel on peut s'attendre. Il est possible qu'un nuage optiquement très fin augmente le

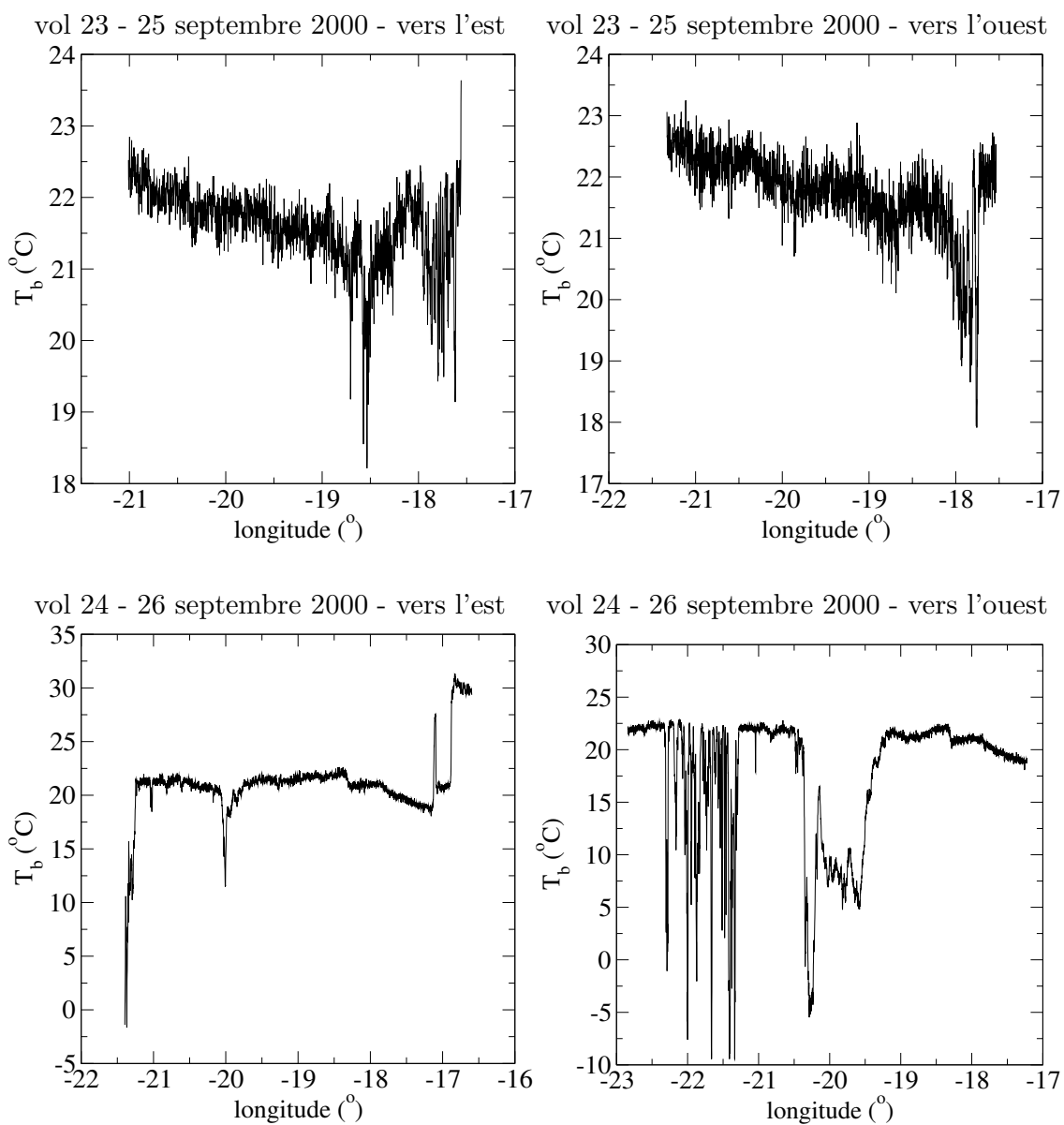


FIG. 6.14 – Température de brillance mesurée par le Barnes du Mystère-20, en degrés celsius, en fonction de la longitude, en degré, pour les vols 23 et 24 de l'expérience Shade.

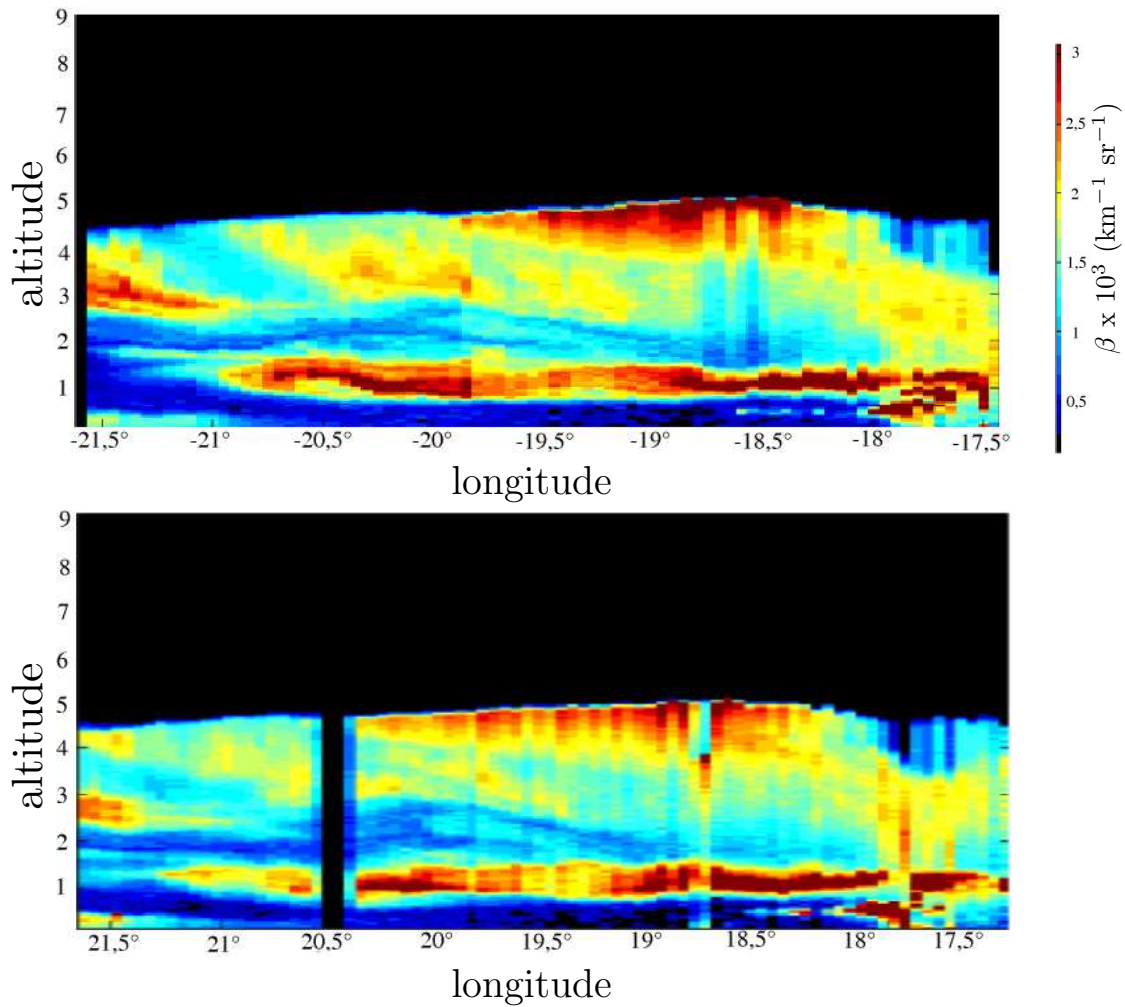


FIG. 6.15 – Profils du coefficient de rétrodiffusion atténué des aérosols, β , mesuré par le lidar Leandre installé à bord du Mystère-20 lors du vol n°23 du 25 septembre 2000. En haut, vol du Cap-Vert vers l'Afrique, en bas, vol retour.

flux descendant par diffusion. Un nuage plus épais diminue ce flux. Mais il paraît peu vraisemblable qu’une couche nuageuse homogène se soit trouvée au-dessus de l’avion lors de la totalité des deux vols.

En ce qui concerne les flux montants, on observe l’augmentation importante de la diffusion vers le haut causée par les couches d’aérosols. Pour le vol du 26 septembre cependant, la plupart des perturbations du flux sont dues aux nuages repérés sur les mesures du Barnes et reportés sur la figure 6.16. La perturbation des aérosols, ΔF est, par définition,

$$\Delta F(\text{longitude, heure TU}) = F_{\text{clair}}^{\uparrow}(\text{longitude, heure TU}) - F_{\text{mesuré}}^{\uparrow}(\text{longitude, heure TU})$$

où la longitude et l’heure TU permettent de calculer l’angle solaire zénithal présenté figures 6.16(a) et (b). Nous pouvons donc, en utilisant les flux montants simulés et mesurés, calculer la perturbation radiative directe lors des deux vols. D’un autre côté, en utilisant les mesures de l’instrument Polder aéroporté dans les canaux centrés sur 670 et 865 nm, nous pouvons appliquer l’algorithme présenté dans la section précédente et obtenir une deuxième estimation de la perturbation radiative. L’algorithme appliqué aux données spatiales et celui appliqué aux données aéroportées sont quasiment identiques. Seules les LUT contenant les réflectances et les perturbations radiatives pour les 78 modèles d’aérosols sont modifiées. Ces deux quantités sont ici calculées à l’altitude de l’avion, soit 10 km, et les perturbations radiatives sont intégrées sur l’intervalle de longueur d’onde de 0,28 à 3 μm et ne sont pas moyennées sur la journée. On utilise uniquement les valeurs instantanées, dépendantes de l’angle solaire zénithal, afin de pouvoir faire la comparaison avec les mesures des fluxmètres. Rappelons ici que les conclusions de nos études sur la non-sphéricité (chapitre 3) et la représentation radiative de la surface (chapitre 4) font que les erreurs dans la simulation de la perturbation radiative sont plus fortes lorsque cette dernière n’est pas moyennée sur la journée. Enfin, une dernière différence existe : dans la version spatiale, les différentes directions de visée d’un même pixel ont été regroupées lors du passage du niveau 0 au niveau 1. Dans la version aéroportée, ce travail n’a pas été fait et on se contentera de travailler dans le plan principal solaire. La résolution spatiale étant bien meilleure lorsqu’on observe la surface depuis un avion que d’un satellite, le fait de ne pas considérer strictement la même cible à la surface n’est pas très gênant – la surface marine et la couche d’aérosols étant de plus très homogènes.

La comparaison entre la perturbation radiative déduite des mesures et celles estimées par notre algorithme n’est pas bonne pour le vol du 25 septembre. Un biais systématique important apparaît entre les différentes estimations et la perturbation radiative produite par notre méthode est supérieure de quelques 80 Wm^{-2} à celle mesurée. Cette dernière semble cependant être en faute puisqu’à une latitude de 21°E, par exemple, la mesure donne une perturbation radiative quasiment nulle alors que l’épaisseur optique inversée des données Polder est de 1,2 à 865 nm ! S’agit-il d’un défaut dans l’étalonnage des fluxmètres ? Les domes recouvrant les appareils ont-ils été recouverts de givre ? Nous ne pouvons répondre à ces questions et c’est pourquoi la figure 6.17 ne présente que les résultats du vol du 26 septembre lorsque les mesures du Barnes ne repèrent pas de nuages sous

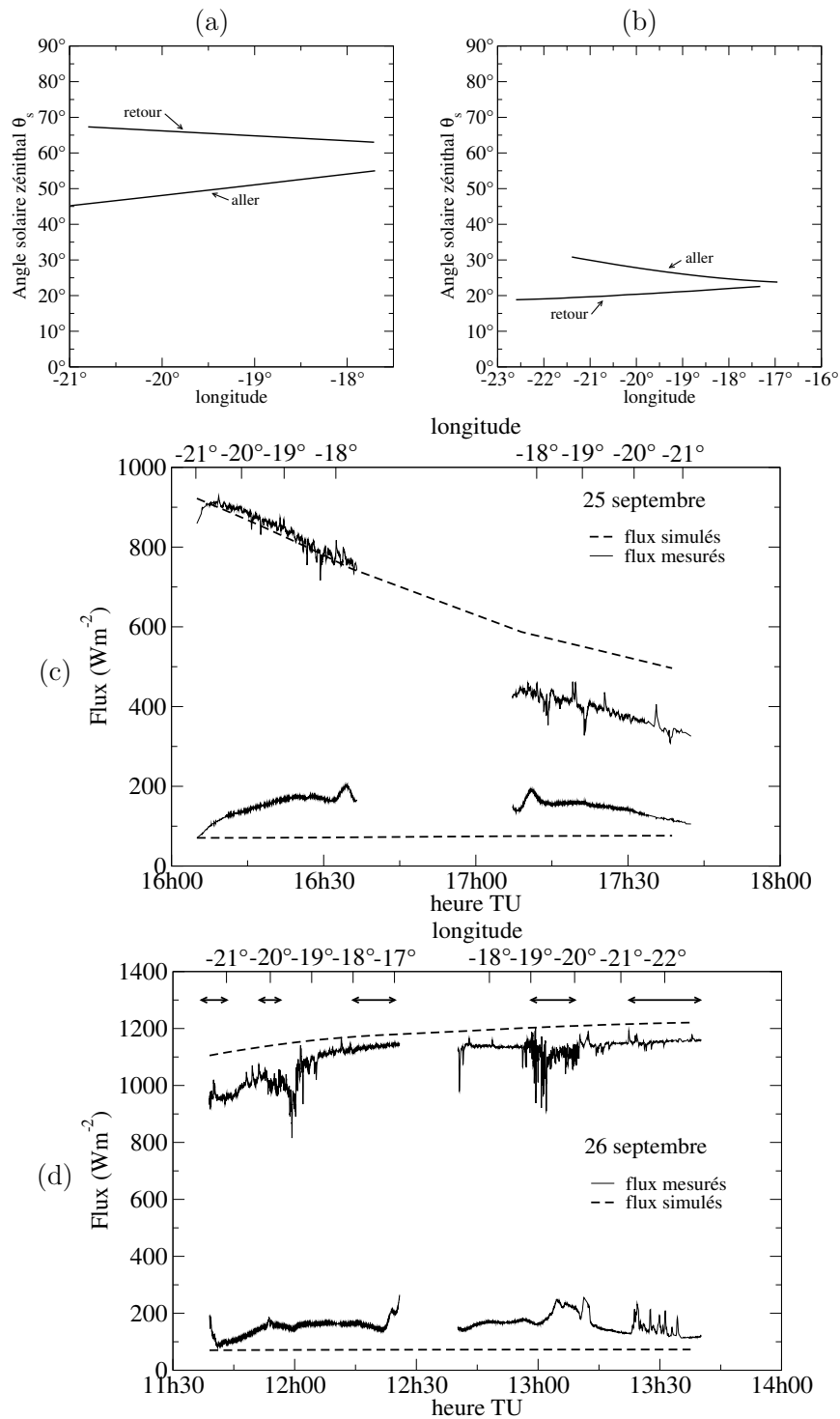


FIG. 6.16 – (a) Angle solaire zénithal en fonction de la longitude pour le vol n°23 du 25 septembre 2000, aller et retour. (b) Angle solaire zénithal en fonction de la longitude pour le vol n°24 du 26 septembre 2000, aller et retour. (c) Flux descendants (courbes du haut) et montants (courbes du bas) mesurés et simulés lors du vol du 25 septembre 2000, en fonction de l'heure TU et de la longitude. (d) même légende que (c) mais pour le vol du 26 septembre 2000. Les zones délimitées par des flèches présentent les mesures pour lesquelles des nuages se trouvent sous l'avion.

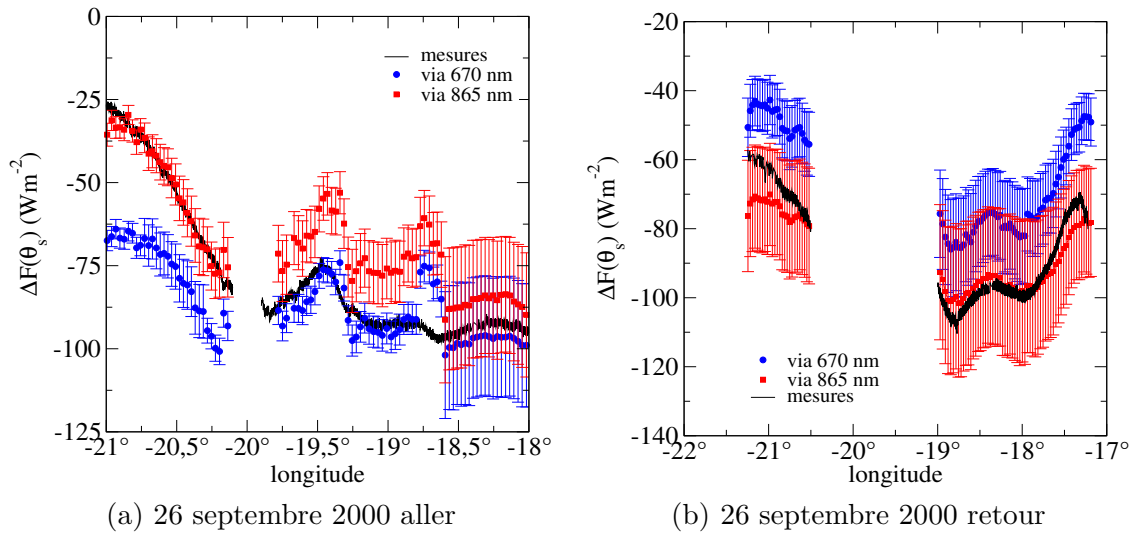


FIG. 6.17 – Perturbations radiatives directes (en Wm^{-2}) issues des mesures de fluxmètre (courbes noires) et déduites des mesures de la version aéroportée de Polder (utilisation du canal à 670 nm en bleu, du canal à 865 nm en rouge) en fonction de la longitude pour le vol du 26 septembre 2000 (a) aller et (b) retour. Seules les mesures faites en ciel non nuageux sont présentées.

l'avion. Notre algorithme a été appliqué aux réflectances des canaux à 670 et 865 nm. Les résultats obtenus en utilisant le canal à 670 nm sont en bleu, à 865 nm en rouge. Ils sont assortis de leur barre d'erreur, qui est l'incertitude calculée par notre méthode. A l'aller (figure 6.17(a)), on observe une très bonne restitution des mesures par le canal à 865 nm tout d'abord, puis par le canal à 670 nm ensuite. La différence entre les valeurs obtenues *via* les deux canaux est frappante et est peut-être due à la non-sphéricité des aérosols de poussière désertique. Comme nous ne disposons pas de mesures de la fonction de phase d'aérosols non-sphériques à plusieurs longueurs d'onde, nous ne pouvons hélas vérifier si la dépendance spectrale de la diffusion peut expliquer les résultats présentés. Une autre raison peut aussi être la dépendance spectrale inversée que présente parfois les poussières désertiques. Pour la plupart des aérosols en effet, la réflectance réfléchi est supérieure à 670 nm qu'à 865 nm. Lors de certains événements de poussières minérales, le contraire a été observé et se produit pour certaines directions dans notre cas. On observe également que les incertitudes, à l'origine très raisonnables, augmentent brutalement à la fin du vol aller pour atteindre 20%. Cela est dû à l'échec de la restitution du rapport des réflectances mesurées. Comme nous ne disposons pas de LUT correspondant à des épaisseurs optiques aussi importantes que celles observées lors de ce vol, l'algorithme va finir, à un certain moment, par sélectionner constamment la plus forte épaisseur optique possible, 1,4 à 865 nm. L'épaisseur optique réelle continuant à augmenter, l'écart entre le rapport des réflectances expérimental et celui prévu augmente, ce qui se répercute sur

les incertitudes. C'est ainsi que pour le vol retour (figure 6.17(b)), les incertitudes sont importantes. Remarquons tout de même la très bonne restitution par le canal à 865 nm, celui à 670 nm sous-estimant systématiquement la perturbation radiative.

6.5 Conclusion

L'algorithme que nous proposons ici n'a pas pour but d'identifier au mieux le modèle d'aérosol présent dans l'atmosphère. Il va s'agir au contraire de jouer sur l'épaisseur optique pour ajuster au mieux la mesure du rapport des réflectances à 670 et 865 nm. Nous pouvons ainsi calculer une incertitude qui quantifie l'écart des modèles utilisés à la loi simplifiée qui convertit les réflectances en perturbations. Comme Polder est multidirectionnel, nous pouvons en plus choisir la direction qui permet l'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols la plus précise. Le point clé, l'encadrement du rapport de réflectances entre ceux que nous avons simulé, a été étudié sur quatre cas correspondant à divers types d'aérosols. A chaque fois, l'algorithme parvient à encadrer convenablement les rapports et produit, en utilisant les deux canaux, deux valeurs proches de la perturbation radiative.

La validation de notre méthode avec les mesures de la campagne Shade est un peu décevante. Si l'on parvient à obtenir quelques résultats encourageants, ils ne concernent qu'un seul canal utilisé sur les deux, et échouent totalement sur l'un des deux vols (pour une raison extérieure à Polder, semble-t-il). Il est vrai que l'aérosol de poussière désertique étudié est très spécifique : non-sphérique, les dépendances angulaire et spectrale de ces propriétés optiques ne sont pas prises en compte dans les modèles que nous considérons. Les événements étudiés étant de plus d'une intensité exceptionnelle, avec des épaisseurs optiques très élevées, nous sommes pris de court par des valeurs pré-calculées ne prévoyant pas de telles exceptions. Le prochain chapitre va présenter les résultats de notre algorithme après l'avoir appliqué aux huit mois de mesures par la version satellitaire de Polder.

Chapitre 7

Résultats globaux de la méthode directe

La méthode d'utilisation directe des réflectances mesurées par Polder afin d'estimer la perturbation radiative directe des aérosols moyennée sur la journée a été présentée au chapitre précédent. Cette méthode a été appliquée aux huit mois de données de Polder-1, de novembre 1996 à juin 1997. Ce chapitre présente donc les résultats de la distribution de la perturbation radiative et son incertitude. L'utilisation de cette incertitude est également discutée.

7.1 Distributions mensuelles de la perturbation radiative

Après avoir appliqué notre chaîne de traitement aux huit mois de mesures de Polder-1, nous disposons, pour chaque région de $0,5^\circ$ de latitude par $0,5^\circ$ de longitude non nuageuse de chaque orbite, de la perturbation radiative estimée au sommet de l'atmosphère et à la surface, à partir des mesures des canaux à 670 et 865 nm. Chacune de ces quatre valeurs possède une incertitude. Nous allons ici ignorer les résultats obtenus à la surface, où l'absorption des aérosols joue un très grand rôle (*cf.* chapitre 5). Nos modèles n'étant pas localisés géographiquement, ils ne peuvent pas donner de résultats réalistes à la surface. Au sommet de l'atmosphère, par contre, l'absorption a un impact plus faible. Les réflectances réfléchies au sommet de l'atmosphère sont plus faibles lorsque les aérosols sont absorbants que lorsqu'ils sont purement diffusants, pour une épaisseur optique d'extinction donnée. Parallèlement, la perturbation radiative est plus faible pour les aérosols absorbants que pour les aérosols diffusants. L'ensemble du nuage de point où l'on fait passer une droite de régression est donc décalé vers l'origine, mais sans que la pente de cette droite ne soit modifiée exagérément. A la surface, cette compensation partielle des erreurs ne joue pas.

7.1.1 Moyennes mensuelles

Avant d'étudier les figures de moyennes mensuelles, intéressons-nous à la figure 7.1 qui présente, pour les huit mois de données de Polder-1, le nombre d'observations en ciel clair par mois. A l'heure locale de passage de Polder (10h45 à l'Equateur), certaines régions sont très souvent nuageuses, et le nombre de pixels clairs obtenus est faible. On observe ainsi de vastes régions, représentées en violet sur la figure 7.1, où le nombre d'observations est inférieur à cinq par mois. La qualité de la moyenne s'en ressent fatalement, même si la perturbation radiative directe des aérosols est moins importante en ciel nuageux. D'autres régions, représentées en vert ou en jaune, donnent par contre plus de 15 données journalières par mois. Il s'agit des régions tropicales, notamment le nord de l'Océan Indien, et de la Méditerranée en été. Dans la plupart des cas, le nombre d'observations utilisables est de l'ordre de la dizaine.

Les figures 7.2 et 7.3 présentent les distributions mensuelles de la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère et au-dessus des océans, obtenue en utilisant respectivement les canaux à 670 et 865 nm. Les deux canaux permettent d'obtenir des distributions équivalentes, nous allons y revenir. Des perturbations radiatives élevées sont observées tout au long des huit mois de données, et correspondent à la climatologie générale des aérosols présentée au chapitre 1. Dans l'Océan Atlantique, les émissions d'aérosol de brûlage de biomasse depuis le Sahel sont importantes durant les mois d'hiver et donnent des perturbations radiatives supérieures à -20 Wm^{-2} en moyenne mensuelle. S'y ajoutent les événements de poussières désertiques en janvier et février. Pour cet aérosol cependant, les perturbations radiatives les plus importantes ont lieu en mai et juin, et l'on distingue très nettement l'impact du transport transatlantique des poussières minérales en juin. Dans l'Océan Indien, les émissions anthropiques provoquent un fort refroidissement (compris entre -10 et -20 Wm^{-2}) au printemps, avec un maximum en mars et mai 1997. En mer de Chine et dans l'ouest du Pacifique nord, les perturbations radiatives sont élevées pour la période d'avril à juin. Il s'agit ici très probablement des aérosols de pollution émis par les pays d'Asie, associés en avril à des poussières minérales qui traversent le Pacifique d'ouest en est. L'influence des aérosols de brûlage de biomasse émis de l'Indonésie est également visible de décembre à février. Aux hautes latitudes de l'hémisphère sud, on observe de fortes valeurs de la moyenne mensuelle de la perturbation radiative directe. Il faut être prudent avec ces données, puisqu'elles correspondent à des zones très peu souvent observées en ciel clair. Comme on peut le voir sur la figure 7.1, peu de points entrent dans le calcul de la moyenne mensuelle. Les fortes perturbations radiatives associées à ces quelques points peuvent cependant être dues à l'aérosol marin, les vents importants soufflant dans cette zone étant à l'origine d'importantes émissions. Une mauvaise correction de la surface (dans le cas d'écume importante, notamment) peut aussi expliquer ces résultats.

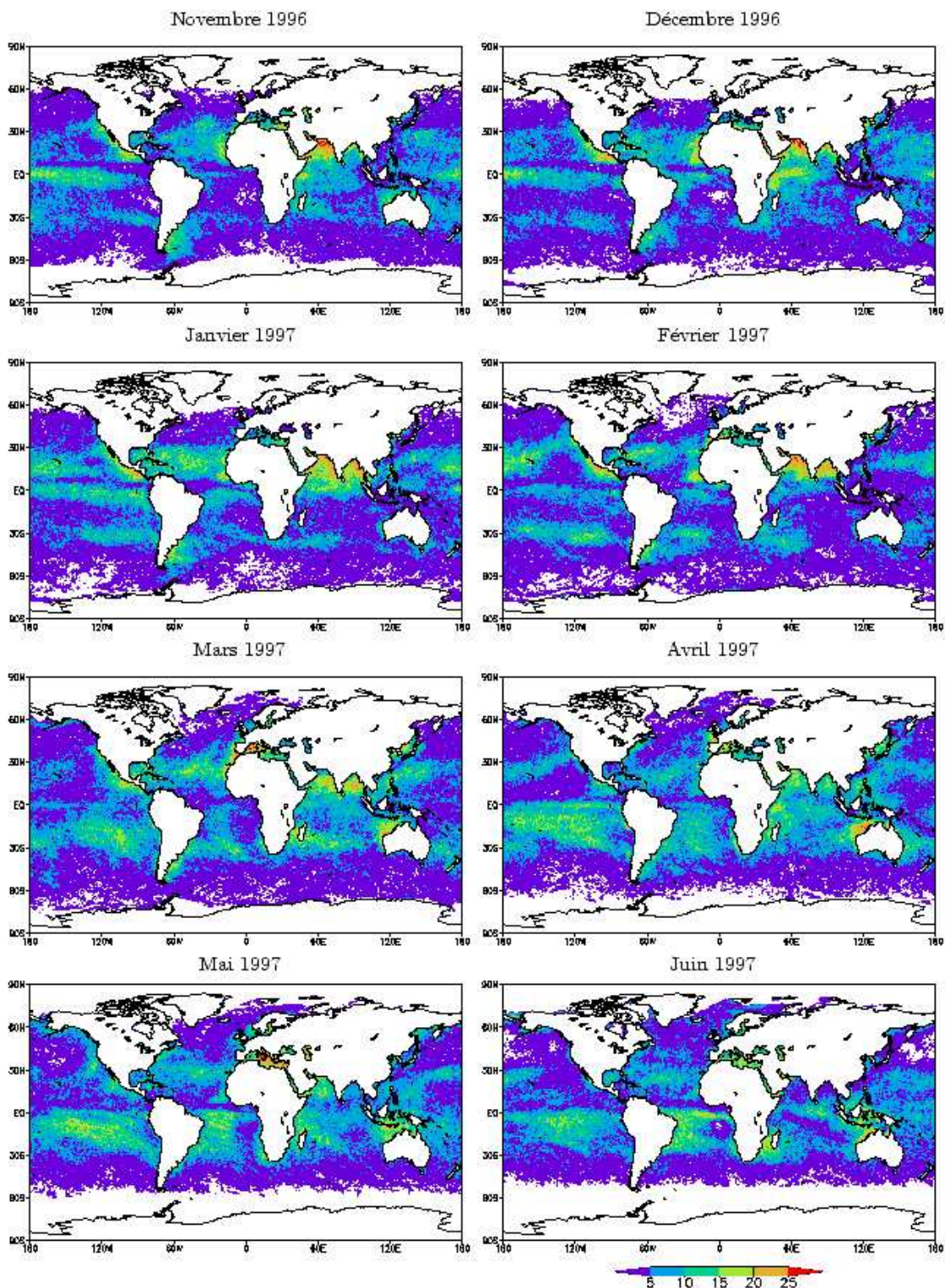


FIG. 7.1 – Nombre de journées d'observations en ciel clair par mois pour les huit mois de données Polder-1. Les régions souvent observées sont en jaune et rouge, les régions nuageuses à l'heure de passage de l'instrument apparaissent en violet.

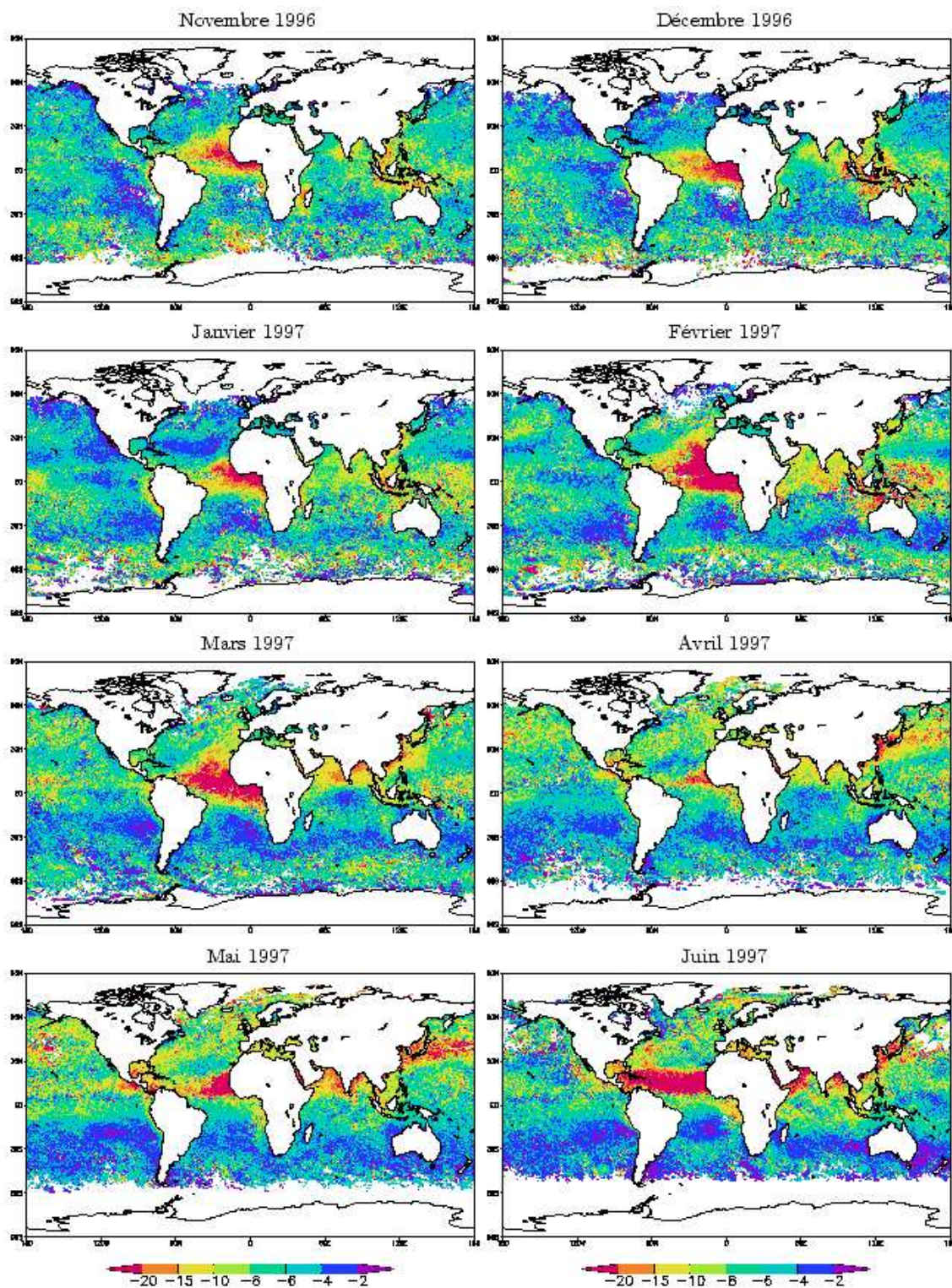


FIG. 7.2 – Distributions des moyennes mensuelles de la perturbation radiative directe des aérosols (en Wm^{-2}), estimée au sommet de l'atmosphère pour les huit mois de données de Polder-1. Les réflectances utilisées sont celles mesurées dans le canal à 670 nm. Ces valeurs ont été obtenues en utilisant la méthode présentée au chapitre 6.

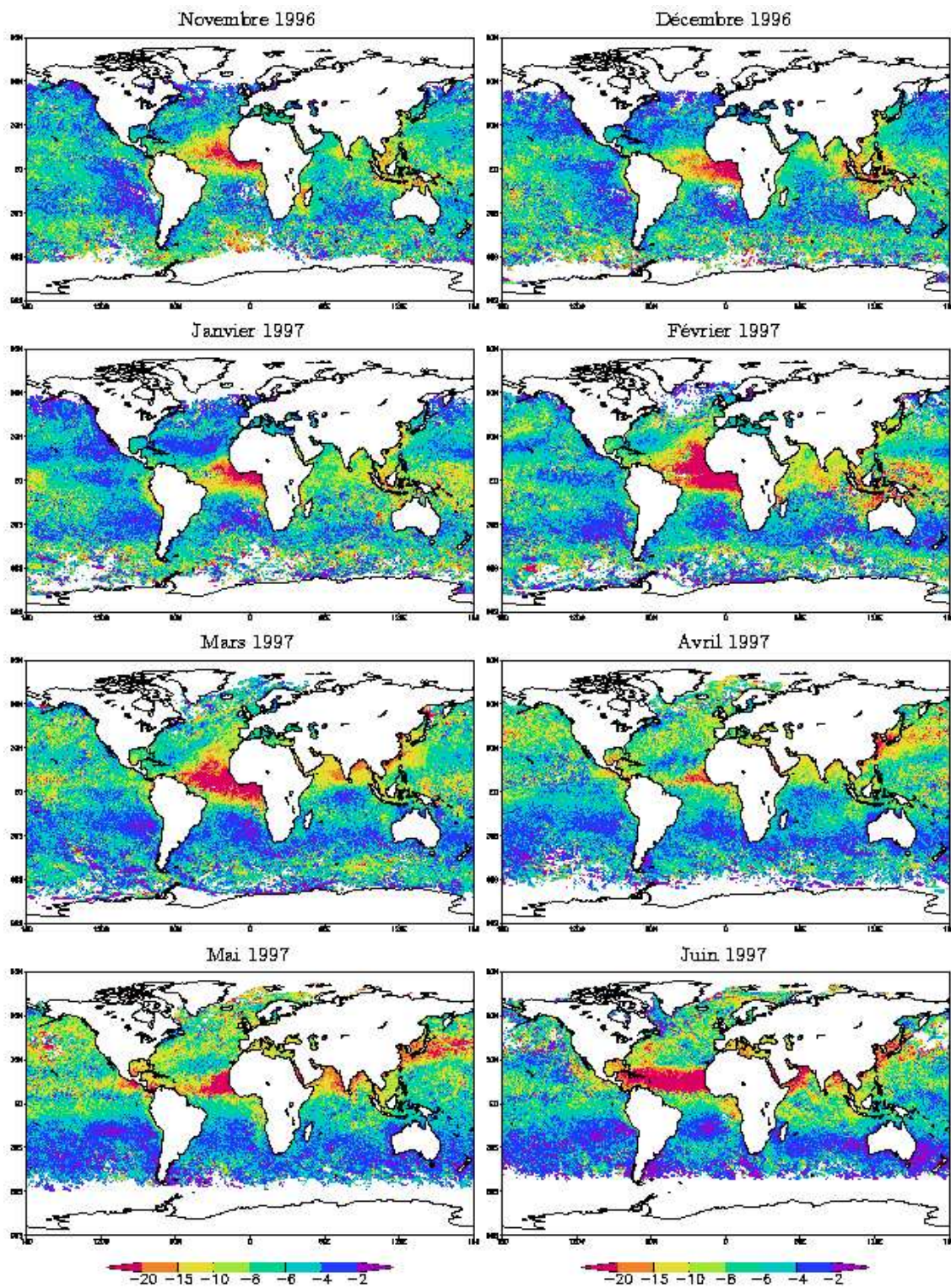


FIG. 7.3 – Même légende que la figure 7.2, mais en utilisant les réflectances à 865 nm.

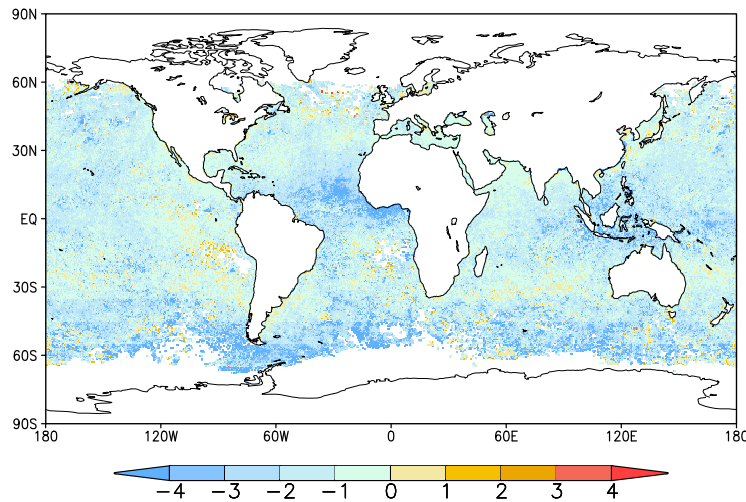


FIG. 7.4 – *Ecart, en Wm^{-2} , entre la perturbation radiative au sommet de l’atmosphère estimée par la méthode directe et celle estimée en utilisant les propriétés optiques des aérosols inversées de la chaîne Polder. Les valeurs sont des moyennes mensuelles pour le mois de novembre 1996. Un écart négatif signifie que la méthode directe donne la perturbation radiative la plus élevée, en valeur absolue.*

7.1.2 Comparaison avec l’utilisation des inversions Polder

Nos résultats s’accordent donc avec les distributions auxquelles on peut s’attendre connaissant la saisonnalité des sources et du transport des aérosols. Cependant, si l’on compare les figures 7.2 et 7.3 aux distributions obtenues en utilisant les produits géophysiques (figure 5.2), il semble bien que la méthode directe produise des perturbations radiatives supérieures à celles de la méthode que nous qualifierons d’“indirecte”. Cette impression est confirmée par la figure 7.4 qui donne, en moyenne mensuelle pour le mois de novembre 1996, la différence entre la perturbation radiative directe obtenue en utilisant le canal à 670 nm et celle obtenue par la méthode indirecte. La comparaison des résultats pour le canal à 865 nm et pour les autres mois donne des distributions similaires. La différence entre les deux méthodes est très majoritairement négative avec un écart pouvant dépasser les $4 Wm^{-2}$ à l’ouest de la pointe de l’Afrique, où un important événement d’aérosol se produit. Ce biais négatif entre les deux méthodes confirme que la méthode directe donne des perturbations plus élevées en valeur absolue. Quelle méthode donne le meilleur résultat ?

Répondre à cette question est difficile. La figure 7.5 compare les réflectances que nous calculons avec Streamer à celles utilisées dans la chaîne Polder, en fonction de l’angle azimutal pour un angle solaire zénithal de 29° et un angle zénithal de visée de 44° environ. Ces réflectances sont comparées pour une épaisseur optique nulle, puisque les modèles d’aérosols utilisés dans les deux algorithmes sont différents ce qui compliquerait la comparaison en présence d’aérosols. On observe que la réflectance utilisée par la méthode

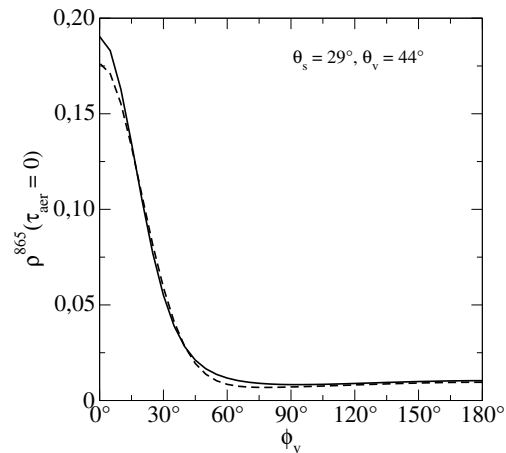


FIG. 7.5 – Réflectances à 865 nm simulées en fonction de l'angle azimutal relatif, pour un angle solaire zénithal de 29° et un angle zénithal de visée de 44° . L'épaisseur optique des aérosols est nulle. L'albédo de surface est celui de l'océan avec une vitesse de vent de 7 ms^{-1} . La courbe pleine est la réflectance utilisée par la méthode directe, la courbe pointillée est la réflectance utilisée par la chaîne d'inversion des données Polder.

directe est légèrement supérieure à celle utilisée dans la chaîne Polder. Cette conclusion est la même dans les autres directions. Les deux chaînes utilisent donc des réflectances très comparables qui ne permettent pas d'expliquer les différences sur les perturbations radiatives. L'autre paramètre important est la prise en compte de la surface.

L'algorithme d'inversion Polder et le nôtre ne prennent pas en compte l'influence de la vitesse du vent sur la réflectance de la surface marine. Dans les deux cas, la vitesse du vent (prise à 10 m d'altitude) est fixe, à 5 ms^{-1} pour l'inversion Polder, à 7 ms^{-1} pour notre algorithme. Est-ce que cette différence dans la prise en compte de la surface est suffisante pour expliquer les écarts entre les deux estimations de la perturbation radiative ? La figure 7.6 présente ces écarts en fonction de la vitesse du vent à 10 mètres provenant des analyses du CEPMMT. Les valeurs sont celles du 1^{er} novembre 1996. La vitesse du vent est moyennée sur la journée (avec quatre observations espacées de six heures) et n'est donc pas tout à fait celle du moment du passage de Polder. Les écarts entre les deux perturbations augmentent avec la vitesse du vent ce qui semble indiquer que la prise en compte trop approximative de la surface dans notre algorithme est la ou tout du moins une des causes de la sur-estimation de la perturbation.

7.1.3 Comparaison entre les deux canaux utilisés

Les distributions de la moyenne mensuelle de la perturbation radiative obtenues par la méthode directe en utilisant le canal à 670 nm (figure 7.2) et celles obtenues en utilisant le canal à 865 nm (figure 7.3) sont très ressemblantes. Pour considérer les choses de façon plus quantitative, la figure 7.7 présente la perturbation radiative estimée *via*

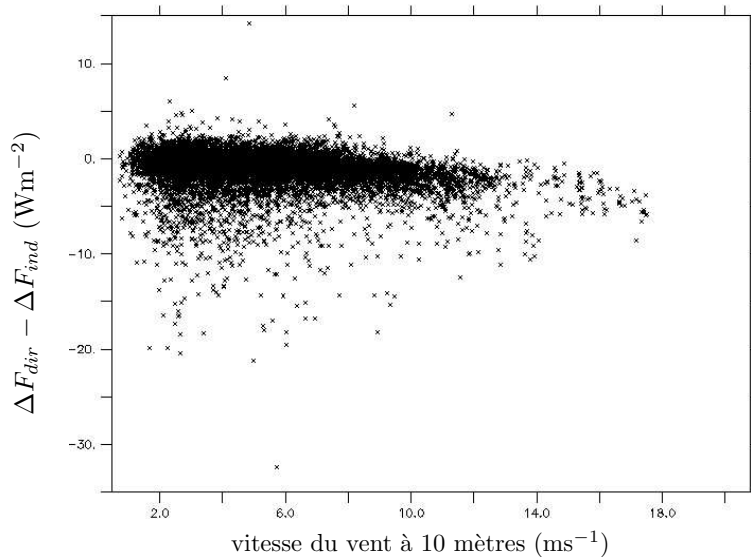


FIG. 7.6 – Différence (en Wm^{-2}) entre la perturbation radiative directe des aérosols estimée par notre méthode, ΔF_{dir} , et celle calculée en utilisant les inversions de la chaîne Polder, ΔF_{ind} , en fonction de la vitesse moyenne du vent à 10 mètres, en ms^{-1} , pour la journée du 1^{er} novembre 1996.

le canal à 865 nm en fonction de celle obtenue par le canal à 670 nm pour le mois de mars 1997. Les autres mois donnent des résultats comparables. Dans l'idéal, les deux estimations sont égales et se répartissent sur la droite de pente un. Nous n'en sommes pas très loin, même si l'utilisation du canal à 670 nm a tendance à donner une valeur plus élevée (en valeur absolue) que le canal à 865 nm lorsque la perturbation radiative est faible (points proche de l'origine) et une valeur plus faible lorsque la perturbation radiative est élevée (points situés à gauche de la figure). Le biais aux faibles perturbations radiatives – *a-priori* associées à de faibles épaisseurs optiques en aérosols – est peut-être dû à la diffusion moléculaire, plus importante à 670 nm qu'à 865 nm et entraînant des erreurs lorsque la contribution des aérosols à la réflectance totale est petite.

7.2 Moyennes globales de la perturbation radiative

La perturbation radiative obtenue par la méthode directe est, en moyenne globale et sur les 8 mois de données Polder, de $-7,4 Wm^{-2}$ si le canal à 670 nm est utilisé, $-7,1 Wm^{-2}$ pour le canal à 865 nm. Cette différence de 4% entre les deux canaux s'explique très certainement par la sur-estimation de la perturbation radiative par le canal à 670 nm lorsque l'épaisseur optique des aérosols est faible. Si on limite la moyenne à l'hémisphère nord, la perturbation radiative est de $-9,2 Wm^{-2}$ *via* la réflectance à 670 nm, de $-9,0 Wm^{-2}$ pour le canal à 865 nm, soit une différence de 2% environ. Pour l'hémisphère sud, ces valeurs sont de $-6,3$ et $-6,0 Wm^{-2}$, respectivement, donc une différence de

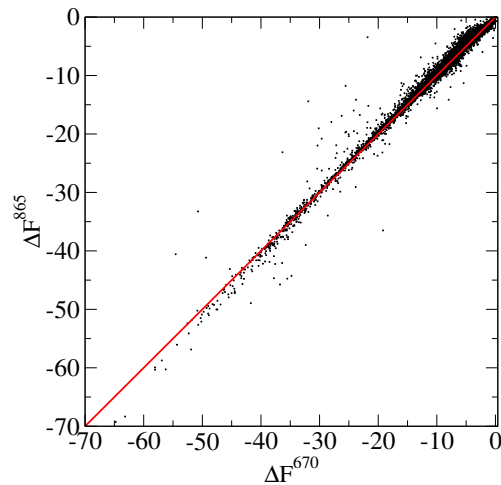


FIG. 7.7 – Perturbation radiative estimée à partir du canal à 865 nm, ΔF^{865} , en fonction de celle obtenue par le canal à 670 nm, ΔF^{670} . Les deux perturbations sont en Wm^{-2} . La droite de pente 1 est tracée en rouge.

5%. Sachant que les épaisseurs optiques sont plus grandes dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud, le fait que la différence relative entre les deux canaux soit moins importante dans l'hémisphère nord conforte notre conclusion sur l'influence de la diffusion moléculaire sur les estimations faites à partir du canal à 865 nm.

La figure 7.8 montre l'évolution des moyennes globales et hémisphériques au cours des huit mois de données Polder. De novembre 1996 à janvier 1997, les moyennes globales et dans les deux hémisphères sont comparables, à $-7,5 \text{ Wm}^{-2}$ environ. Ensuite, on observe une nette augmentation de la perturbation radiative dans l'hémisphère nord, associée aux émissions anthropiques qui augmentent au printemps, et une nette diminution dans l'hémisphère sud, où il ne reste quasiment plus que l'aérosol marin pour perturber les flux radiatifs. Comme nous l'avons précédemment constaté, le canal à 865 nm donne une perturbation radiative légèrement moins élevée en moyenne que le canal à 670 nm.

7.3 Efficacités de perturbation radiative

On définit l'efficacité de perturbation radiative comme étant la perturbation radiative induite par une unité d'épaisseur optique des aérosols. Cette quantité est donc la pente de la droite obtenue en traçant la perturbation radiative en fonction de l'épaisseur optique. Elle dépend du modèle d'aérosol. Un aérosol du mode grossier aura une efficacité faible à cause de sa fraction de diffusion vers le haut peu élevée. Par contre, un aérosol du mode d'accumulation aura une efficacité importante. Ainsi, à épaisseur optique fixée, les petites particules donnent une perturbation plus élevée que les grosses. La figure 7.9 montre, pour le mois de mai 1997 et pour les résultats obtenus à partir du canal à 670 nm, la perturbation en fonction de l'épaisseur optique à 865 nm inversée des données

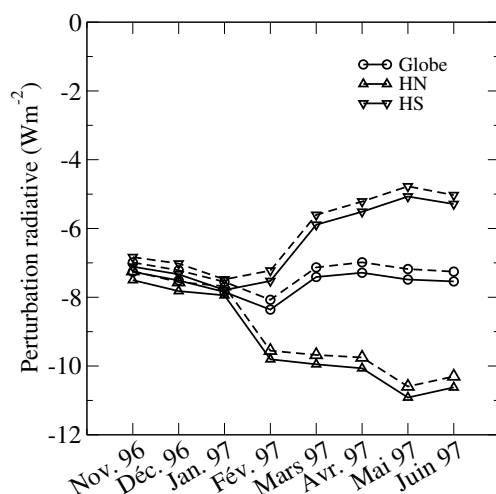


FIG. 7.8 – Moyenne mensuelle de la perturbation radiative directe des aérosols au sommet de l'atmosphère, en Wm^{-2} . La moyenne est faite sur l'ensemble du globe, sur l'hémisphère nord (HN) et sur l'hémisphère sud (HS). Les résultats obtenus en utilisant la réflectance à 670 nm sont indiqués par les courbes pleines, ceux dérivés de la réflectance à 865 nm par les courbes en pointillés.

Mois	Efficacité	Mois	Efficacité
Novembre 1996	-45	Mars 1997	-49
Décembre 1996	-45	Avril 1997	-48
Janvier 1997	-47	Mai 1997	-53
Février 1997	-47	Juin 1997	-58

TAB. 7.1 – Efficacité de perturbation radiative, en Wm^{-2} par unité d'épaisseur optique, pour les 8 mois de données Polder.

Polder. L'ensemble est relativement bruité, mais on peut évaluer, à l'aide de la pente de la droite de régression tracée en rouge, l'efficacité de perturbation à $-45 Wm^{-2}$ par unité d'épaisseur optique. Les valeurs pour les autres mois sont données dans le tableau 7.1 (le canal à 865 nm donnant des valeurs pratiquement égales). On observe bien une augmentation de l'efficacité, signe que les aérosols du mode d'accumulation sont de plus en plus présents dans l'atmosphère à partir du printemps et qu'il y a plus de rayonnement disponible aux latitudes dominées par les aérosols du mode d'accumulation.

7.4 Utilisation des incertitudes

Notre méthode permet de calculer une incertitude. Cette dernière donne un ordre de grandeur de l'erreur commise en évaluant la perturbation radiative directe des aérosols avec un modèle d'aérosol erroné. La figure 7.10 montre la distribution de la moyenne men-

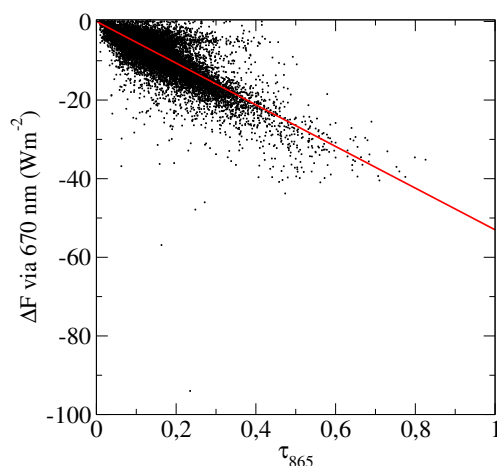


FIG. 7.9 – Perturbation radiative estimée à partir du canal à 670 nm, en Wm^{-2} , en fonction de l'épaisseur optique inversée des données Polder, à 865 nm. Les points correspondent aux moyennes journalières pour les 31 jours du mois de mai 1997. La courbe rouge est la droite ajustant le mieux les mesures en passant par l'origine.

suelle de l'incertitude relative sur la perturbation radiative directe des aérosols déduite des mesures du canal à 865 nm, pour les mois de novembre 1996 et juin 1997. Le canal à 670 nm et les autres mois donnent des distributions similaires. Nous présentons la moyenne arithmétique des incertitudes. Elle se fait en supposant que les erreurs faites d'un jour à l'autre sont dépendantes. Avec cette méthode de calcul de l'incertitude moyenne, nous ne prenons pas en compte le nombre d'observations en ciel clair disponibles dans le mois. Cela serait souhaitable si nous réalisions de nombreuses mesures de la même quantité dans des conditions similaires : l'augmentation du nombre de mesures diminue alors l'incertitude. Mais sur un mois, nous avons plusieurs mesures de la perturbation radiative induite par plusieurs configurations différentes des aérosols. Nous considérons donc que le nombre d'observations n'a pas d'influence sur la moyenne mensuelle de l'incertitude. Deux bandes d'incertitudes fortes sont visibles sur les figures 7.10. En novembre 1996, elles se trouvent par 15° de latitude nord et 45° de latitude sud environ. En juin 1997, elles sont inversées, l'une se trouvant par 15° de latitude sud et l'autre par 45° de latitude nord. Cela indique clairement une influence de la saison. Certains angles solaires zénithaux existants à l'heure du passage de Polder peuvent être plus ou moins favorables à notre méthode, en maximisant les différences entre les modèles d'aérosols. L'intégration de la perturbation radiative sur la journée (équation 3.1) dépend également de la saison et peut jouer un rôle sur l'incertitude.

Il n'est pas impossible de considérer cette incertitude comme une erreur systématique sur l'identification du modèle. En effet, pour un point du globe donné, on peut considérer que l'aérosol présent dans l'atmosphère ne varie pas fondamentalement d'un jour à l'autre, et que l'erreur sur ses propriétés radiatives se fait toujours dans le même sens. Dans le pire des cas, notre méthode sous-estime ou sur-estime systématiquement la perturbation

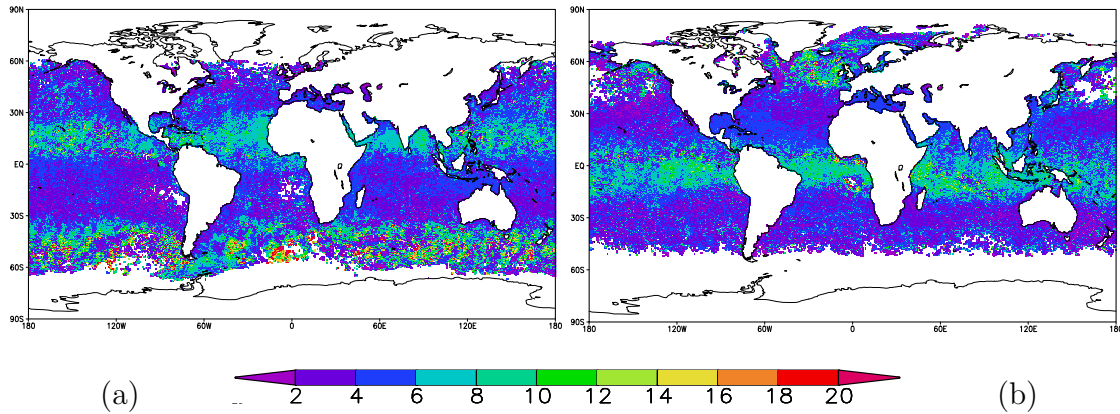


FIG. 7.10 – Moyenne mensuelle de l'incertitude (%) sur la perturbation radiative estimée à partir du canal à 865 nm pour les mois de (a) novembre 1996 et (b) juin 1997.

radiative dans toutes les régions du globe de l'incertitude que nous estimons. Le cas réel se trouve entre ces deux cas extrêmes. Cela permet de définir une gamme de perturbation radiative possible, entre une valeur minimale et une valeur maximale. Si les réflectances à 670 nm sont utilisées, la perturbation radiative est ainsi comprise, en moyenne globale et sur les huit mois de données Polder, entre $-6,9$ et $-7,8 \text{ Wm}^{-2}$. Pour le canal à 865 nm, ces valeurs extrêmes sont $-6,6$ et $-7,5 \text{ Wm}^{-2}$.

Pour faire le bilan complet des incertitudes, on peut considérer que notre estimation de la perturbation radiative des aérosols est associée à trois erreurs différentes. La première est l'incertitude associée à la mesure de Polder. Elle est composée d'un biais systématique, dû à l'étalonnage de l'instrument, et d'une erreur de mesure aléatoire. La seconde, qui est quantifiée par notre méthode, est l'erreur due à la méconnaissance du modèle d'aérosol dans la conversion des réflectances en la perturbation radiative. Elle dépend essentiellement du choix des modèles d'aérosols. Localement, on peut considérer que c'est une erreur systématique : pour une journée donnée, l'erreur provient de la méconnaissance du modèle réellement présent dans l'atmosphère. Par contre, après un certain laps de temps, cette erreur devient aléatoire, puisque le type de l'aérosol peut changer en fonction des émissions locales et du transport. La troisième erreur, enfin, est également associée à la conversion réflectances/perturbation radiative, mais dépend des calculs de transfert radiatif. Elle découle de la non-sphéricité éventuelle des aérosols et de la représentation de la surface, pour ne citer que les sources d'erreur abordées dans cette thèse (chapitres 3 et 4). Nous avons vu que la perturbation radiative moyennée sur la journée est moins élevée lorsque les aérosols sont non-sphériques que lorsqu'ils sont sphériques. Représenter la surface océanique par son albédo sur-estime la perturbation radiative journalière par rapport à l'utilisation de la BRDF. Ces résultats inclinent à penser que cette troisième erreur (qui devrait inclure également la méconnaissance du profil vertical réel des aérosols) est une erreur systématique.

7.5 Conclusion

L'application de notre méthode d'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols aux données Polder donne des résultats conformes à la climatologie des aérosols. Les distributions mensuelles sont cohérentes avec la saisonnalité des différents types d'aérosols, et conduisent à des refroidissements élevés dans les régions où les épaisseurs optiques sont fortes au cours du mois. L'analyse des résultats sous d'autres angles, comme les moyennes hémisphériques ou les efficacités de forçage, conforte cette cohérence, avec la mise en évidence notamment du rôle important des aérosols du mode d'accumulation. Les incertitudes que nous associons à notre estimation de la perturbation radiative sont, en règle générale, inférieures à 10%, avec des bandes de latitudes où les incertitudes sont plus fortes et qui dépendent de la saison.

Notre estimation de la perturbation radiative au sommet de l'atmosphère, en ciel clair et au-dessus des océans, est en moyenne globale et sur les huit mois de données Polder de $-7,4$ ou $-7,1 \text{ Wm}^{-2}$, selon le canal utilisé. Rappelons ici les résultats des quelques travaux qui ont utilisé les observations satellitaires pour estimer la perturbation radiative des aérosols au-dessus des océans, au sommet de l'atmosphère et sur l'ensemble du globe. *Boucher et Tanré* [2000] trouvent environ $-5,5 \text{ Wm}^{-2}$ en utilisant les produits géophysiques de Polder. *Haywood et al.* [1999] parviennent à $-6,7 \text{ Wm}^{-2}$ en comparant les calculs d'un MCG aux mesures de ERBE. *Christopher et Zhang* [2000] estiment la perturbation à -6 Wm^{-2} via les mesures de Modis et Ceres. *Loeb et Kato* [2002] trouvent $-4,6 \text{ Wm}^{-2}$, mais pour les latitudes tropicales uniquement. L'ensemble de ces travaux s'accordent donc à trouver une perturbation de l'ordre de -6 Wm^{-2} . Notre estimation est supérieure à cette valeur. Il est très vraisemblable que notre méthode sur-estime la perturbation radiative parce qu'elle néglige l'influence de la vitesse du vent de surface sur les simulations des réflectances de la surface océanique. Ce point sera corrigé très prochainement en incorporant la vitesse du vent à 10 mètres comme paramètre d'entrée de notre algorithme. Cela nous permettra par ailleurs de tenir compte des variations de la surface océanique dans le calcul des perturbations radiatives.

Chapitre 8

Conclusion générale et perspectives

8.1 Conclusion de ce travail

Les conclusions des différents aspects de ce travail ont été présentées en fin de chapitres et sont résumées ici. L'ensemble de cette thèse a été consacré à l'effet direct des aérosols. Du point de vue du transfert radiatif, deux hypothèses populaires ont été étudiées : supposer les aérosols sphériques et représenter la surface marine par son albédo plutôt que sa BRDF. Leurs répercussions sur la perturbation radiative directe des aérosols sont importantes, mais restent acceptables dans la plupart des cas si la perturbation radiative est intégrée sur la journée. Pour les deux hypothèses, de fortes épaisseurs optiques des aérosols diminuent les erreurs commises. Dans le cas de la non-sphéricité, les erreurs induites par la forme des aérosols sur l'inversion de l'épaisseur optique dépendent fortement de la direction de visée. Le transfert de ces erreurs vers la perturbation radiative est complexe, avec parfois une compensation d'erreurs, parfois une augmentation.

Nous avons ensuite utilisé les mesures de l'instrument satellitaire Polder et du réseau de photomètres Aeronet pour estimer l'absorption par les aérosols au-dessus des océans. Notre estimation, en moyenne globale et sur 8 mois, est de $2,5 \text{ Wm}^{-2}$. Elle doit être considérée comme une valeur maximale, tant l'absorption par les aérosols dominés par l'aérosol marin est complexe à considérer. Comme les aérosols, cette absorption est très inégalement répartie sur la planète. Les zones où l'absorption est la plus forte sont proches des sources de l'aérosol de brûlage de biomasse, le sud du continent africain et le nord de l'Océan Indien notamment. Si localement la quantité d'énergie absorbée par l'atmosphère peut être très impressionnante, il faut se garder de tirer des conclusions trop rapides sur la perturbation au sommet de l'atmosphère. En effet, seule une partie de l'énergie absorbée dans l'atmosphère contribue au forçage radiatif au sommet de l'atmosphère. Pour ces aérosols fortement absorbants, la préoccupation climatique est à placer tant sur le forçage radiatif à la surface, source potentielle de modification du cycle de l'eau et de la formation des nuages, que sur les résultats au sommet de l'atmosphère.

L'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols à partir de données satellitaires n'avait jamais été assortie d'une incertitude permettant d'évaluer la précision

de la méthode elle-même, et non pas seulement par exemple les erreurs sur les calculs de transfert radiatif ou l'étalonnage des appareils utilisés. L'algorithme que nous avons proposé dans cette thèse permet cette évaluation en mesurant les écarts existant entre les perturbations radiatives produites par de nombreux modèles d'aérosols. L'application de cet algorithme aux huit mois de mesures Polder a donné, en moyenne globale sur cette période, une perturbation radiative au sommet de l'atmosphère de $-7,4 \text{ Wm}^{-2}$ ou $-7,0 \text{ Wm}^{-2}$ selon le canal utilisé, ce qui est plus élevé que dans les travaux précédents. Cette sur-estimation est très certainement liée au fait que nous ne prenons pas encore en compte la vitesse du vent dans la modélisation de la surface marine, ce qui sera fait dans la prochaine version de notre algorithme. Si l'on considère les incertitudes que nous donne notre méthode comme des erreurs systématiques sous-estimant ou sur-estimant la perturbation radiative des aérosols, on trouve une fourchette de valeurs comprises entre $-6,8$ et $-7,8 \text{ Wm}^{-2}$. Ces résultats sont limités aux scènes observées au-dessus des océans, et l'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols au-dessus des terres émergées est rendue difficile par la méconnaissance des propriétés radiatives des différentes surfaces et, en conséquence, par le manque de renseignements sur les propriétés optiques des aérosols, épaisseur optique et albédo de diffusion simple notamment. Nous allons y revenir dans la suite de ce chapitre.

8.2 Perturbation radiative au-dessus des continents

8.2.1 Même problème, autre difficulté

L'estimation de la perturbation radiative directe des aérosols peut théoriquement se faire de manière identique au-dessus des océans et au-dessus des terres émergées. Dans les deux cas, il faut disposer d'une épaisseur optique des aérosols, de leur distribution en taille, leur albédo de diffusion simple et l'albédo de la surface. On peut raffiner le calcul en utilisant le profil vertical de l'extinction par les aérosols, par exemple, mais ce n'est pas une quantité nécessaire à l'estimation de la perturbation radiative. Ainsi, dans un modèle de circulation générale, la perturbation radiative directe est calculée sur l'ensemble du globe. Du point de vue de la télédétection, la situation est toute autre.

Pour celui qui étudie les aérosols, utiliser une mesure de réflectance consiste à évaluer leur contribution au signal total. Même si cela consiste le plus souvent à comparer le signal mesuré à des valeurs pré-calculées, la base de la télédétection des aérosols est bien de quantifier le rayonnement qu'ils réfléchissent vers l'espace ou qu'ils transmettent vers la surface. A ce titre, la surface océanique possède deux qualités importantes : elle est homogène sur de très grandes distances et elle est relativement sombre dans les longueurs d'onde du spectre solaire (à l'exception des géométries correspondant au glitter). Il est évident que les surfaces continentales ne se comportent pas de la même façon : elles sont très hétérogènes spatialement et temporellement (variation avec les saisons, notamment) et elles peuvent être très réfléchissantes, comme les déserts ou les terres enneigées. Déterminer la dépendance angulaire et spectrale de la réflectance de surface est donc une

difficulté supplémentaire qui a pour conséquence de limiter la précision de l'inversion de l'épaisseur optique au-dessus des continents.

La situation n'est cependant pas toute noire et il existe quelques stratégies pour travailler au-dessus des terres émergées. Nous n'aborderons ici que les méthodes permettant d'obtenir des estimations quantitatives ou semi-quantitatives des paramètres géophysiques, l'épaisseur optique surtout. Les méthodes qui ne permettent que la détection de la présence d'aérosols sans pouvoir quantifier leur abondance sont très importantes pour établir les climatologies des sources, transports et puits d'aérosols, mais ne sont guère utiles dans le calcul de la perturbation radiative. En premier lieu, comme la sensibilité de la réflectance totale à l'épaisseur optique des aérosols est maximale lorsque la surface est sombre, on peut penser à utiliser les terres émergées où cette condition est remplie. Il s'agit des régions de végétation dense, très peu réfléchissantes dans le rouge et le bleu. *Kaufman et Tanré* [1996] proposent d'utiliser des relations empiriques entre la réflectance à 0,44 et 2,1 μm et la réflectance à 0,67 et 2,1 μm . Ces relations sont

$$\rho_{440} = \frac{\rho_{2100}}{4}$$

et

$$\rho_{670} = \frac{\rho_{2100}}{2}$$

où ρ_λ est la réflectance à la longueur d'onde λ , en nm. Comme les aérosols, à l'exception des poussières désertiques, contribuent peu à la réflectance à 2,1 μm , ces relations permettent de corriger les réflectances à 440 et 670 nm de la contribution de la surface après l'avoir mesurée à 2,1 μm . Un algorithme appliquant ce principe aux mesures de Modis [*Kaufman et al.* 1997] est désormais utilisé de façon routinière et l'épaisseur optique des aérosols est inversée sur la plupart des terres émergées, à l'exception notable des déserts et des terres enneigées qui ne correspondent pas aux exigences de l'algorithme. Remarquons que cet algorithme exige que la réflectance de surface soit estimée avec une précision assez élevée. Citons également un algorithme voisin, proposé par *Veefkind et al.* [1998] pour ATSR-2 : ils considèrent que le rapport entre deux géométries de visée (l'une au nadir, l'autre devant le satellite) ne dépend pas de la longueur d'onde. Cette simplification provient des travaux de *Flowerdew et Haigh* [1996] qui décomposent la réflectance en le produit d'un terme dépendant uniquement de la longueur d'onde avec un terme dépendant uniquement de la géométrie de visée.

L'autre principe majeur utilise la lumière polarisée. En lumière naturelle, la plupart des surfaces sont brillantes. Par contre, en polarisation, la contribution de la surface est bien plus faible devant celle des aérosols du mode d'accumulation (les grosses particules ne polarisant pas suffisamment pour introduire dans le signal total une signature facilement décelable). De plus, étudier une scène en polarisation permet d'atténuer l'hétérogénéité des surfaces. Enfin, quelques modélisations de BRDF (ou BPDF si l'on considère la lumière polarisée) de surfaces continentales sont disponibles [*Rondeaux et al.* 1991, *Bréon et al.* 1995, *Nadal et Bréon* 1999]. L'utilisation de la polarisation et de la modélisation de la réflectance polarisée a été proposée par *M. Herman et al.* [1997] et appliquée par *Deuzé et*

al. [2001] pour l'instrument Polder. Nous allons y revenir dans la section suivante. Avant cela, précisons l'existence de quelques autres méthodes. *Kaufman et al.* [1990] et *Tanré et al.* [1988] utilisent les surfaces dont les réflectances sont quasiment invariantes dans le temps, comme les déserts en dehors de la saison humide. Ainsi, les variations de la réflectance totale peuvent être attribuées aux seuls aérosols. *Tanré et al.* [1988] ajoutent en plus la possibilité de repérer la réduction du contraste entre deux scènes voisines dû à l'extinction des aérosols. Enfin, *von Hoyningen-Huene et al.* [2003] ont proposé un algorithme basé essentiellement sur la modélisation. Connaissant la réflectance au sommet de l'atmosphère corrigée de la diffusion moléculaire (ce qui requiert un modèle d'élévation) et l'indice de végétation (qui permet d'estimer la réflectance de surface), ils peuvent en déduire l'épaisseur optique des aérosols.

Nous avons envisagé plusieurs méthodes pour estimer la perturbation radiative des aérosols au-dessus des continents. Ce chapitre va proposer quelques algorithmes qui en sont encore au stade expérimental. On pourrait bien sûr penser adapter la méthode directe présentée au chapitre 6 : il suffirait de remplacer les réflectances totales en réflectances polarisées. Mais cela n'est pas facile : il faut être capable de simuler avec une précision suffisante les réflectances polarisées et notamment l'influence de la surface et leur dépendance spectrale, afin de ne pas manquer l'encadrement du rapport entre les réflectances à 865 et 670 nm. Plus important, il est impossible de toute façon d'ignorer l'albédo des différentes surfaces à considérer, puisqu'il est indispensable à la simulation des perturbations radiatives qui doivent être mises en relation avec les réflectances polarisées.

8.2.2 Albédo des surfaces émergées

Il existe des produits donnant l'albédo des continents à partir des mesures d'instruments satellitaires. Avec l'instrument Polder, *Hautecoeur et Leroy* [1998] ont observé la BRDF de différents types de surfaces (désert, steppe, prairie, forêt boréale, savanne et zones humides) en appliquant les algorithmes décrits par *Leroy et al.* [1997]. *Schaaf et al.* [2002] utilisent le capteur Modis et obtiennent la BRDF et l'albédo des surfaces sur l'ensemble de la planète (à l'exception de quelques régions trop souvent nuageuses ou sujettes à des épaisseurs optiques d'aérosols trop importantes). Leurs produits, d'une résolution de $0,5^\circ$ par $0,5^\circ$, sont encore en phase de tests qualité et sont très partiellement validés [*Liang et al.* 2002]. Une solution moins rigoureuse est d'utiliser une carte simplifiée d'identification du type de surface et d'associer à chaque type un modèle d'albédo. On peut ainsi mettre en relation les modèles de surface inclus dans Streamer avec les scènes de Polder.

La figure 8.1 présente la carte simplifiée que nous avons obtenue en associant les différents types de la classification d'*Olson* [1994] aux modèles généraux prévus par Streamer. Ces modèles sont très simplifiés et se contentent de donner la variation de l'albédo d'une surface avec la longueur d'onde, sans prise en compte de la dépendance en l'angle solaire zénithal. Les surfaces modélisées sont l'océan ouvert (modélisation plus simple que celles présentées au chapitre 4), la neige, la glace de mer, une végétation générique verte, le

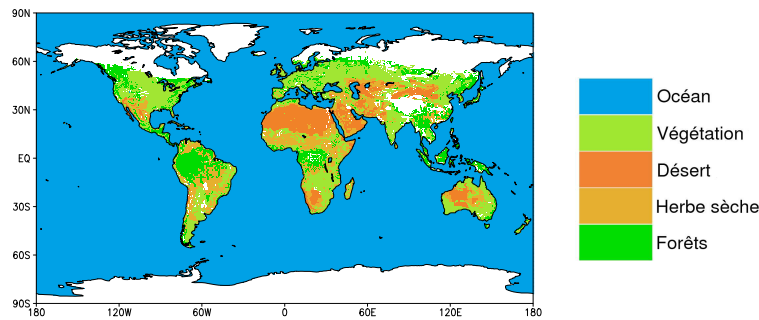


FIG. 8.1 – Carte des modèles d'albédo Streamer utilisés pour représenter les surfaces continentales. Les types de surface sont indiqués sur l'échelle de droite. Les zones représentées en blanc sont les surfaces au-dessus desquelles il est déconseillé de travailler (zones glacées ou enneigées très brillantes, notamment).

sable sec, l'eau douce, l'herbe et l'herbe sèche et les forêts d'arbres feuillus ou de conifères. Les zones constamment recouvertes de neige ou de glace ne sont pas prises en compte : leur albédo très élevé empêche en général l'inversion des propriétés optiques des aérosols au-dessus de telles surfaces et la concentration en aérosol dans ces régions est *a-priori* faible. Les zones humides (fleuves, marais) ne sont également pas prises en compte. La figure 8.1 est très simple. Evidemment, des phénomènes plus complexes, tels la saisonnalité des albédos (due à l'enneigement ou au changement de la végétation), ne sont pas pris en compte dans ce modèle simple. Cela induira des incertitudes sur la perturbation radiative au-dessus des continents.

La figure 8.2 présente l'albédo de végétation générique utilisé par Streamer (l'albédo des forêts est très semblable) et l'albédo de l'herbe sèche. La végétation verte a un albédo important dans le proche infrarouge, de 0,85 à 2 μm environ. Dans le visible, c'est une cible sombre si l'on ne se trouve pas dans le vert et le jaune (longueurs d'onde comprises entre 500 et 700 nm). L'herbe sèche, par contre, présente un albédo important sur l'ensemble du spectre solaire. L'albédo du sable sec a été présenté dans la section 1.4.5, où l'on a montré qu'un aérosol absorbant peut produire une perturbation radiative positive au sommet de l'atmosphère, cela en fonction de sa fraction de diffusion vers le haut et de l'angle solaire zénithal. L'albédo de l'océan a été abondamment décrit dans le chapitre 4. Remarquons enfin que l'utilisation de ces albédos représente une très importante simplification : une surface réelle a la plupart du temps des effets directionnels, avec souvent un maximum de réflexion en rétrodiffusion.

8.2.3 L'indice aérosol Polder

En admettant que la lumière polarisée réfléchiée par la surface est faible et homogène, la contribution des aérosols à la réflectance polarisée totale peut être déterminée. La fonction de distribution de la réflectance polarisée bidirectionnelle est celle déduite des

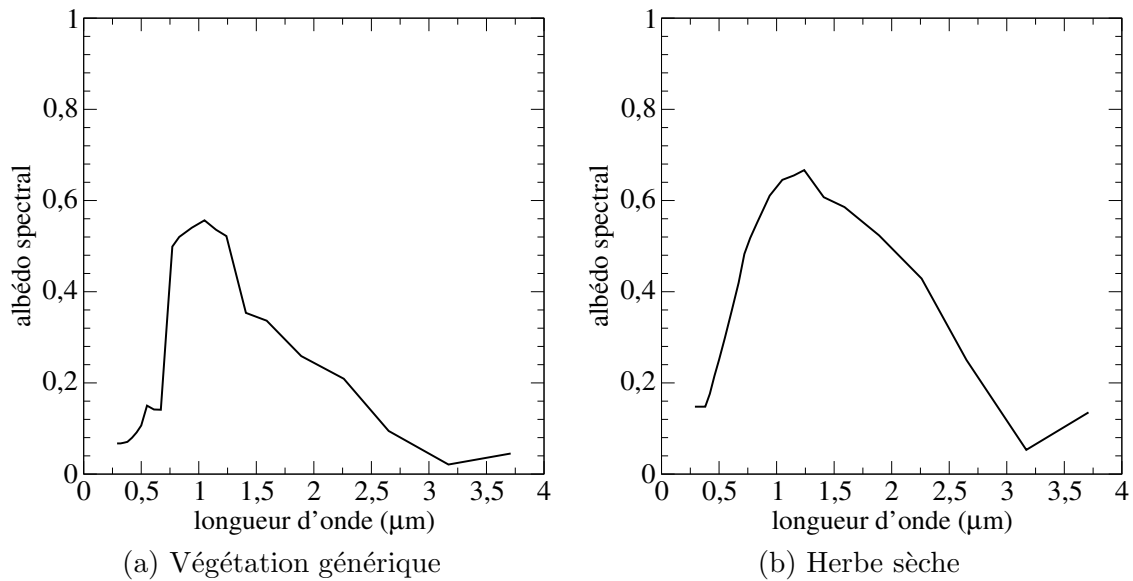


FIG. 8.2 – (a) Albédo d'une végétation générique verte en fonction de la longueur d'onde. (b) Albédo de l'herbe sèche en fonction de la longueur d'onde. Ces albédos sont utilisés dans le code de transfert radiatif Streamer [Key et Schweiger 1998] et sont repris de la bibliothèque de spectres ASTER.

mesures de Polder par *Nadal et Bréon* [1999]. Dans les différentes directions de visée et dans les canaux à 670 et 865 nm, l'épaisseur optique des aérosols est ajustée pour minimiser l'écart entre la luminance polarisée mesurée et simulée pour divers modèles d'aérosols monomodaux et non-absorbants. Celui qui permet le meilleur ajustement de la mesure Polder donne la valeur du coefficient d'Ångström et de l'épaisseur optique. À l'origine, il était également prévu d'estimer la partie réelle de l'indice de réfraction des aérosols en utilisant certaines caractéristiques des fonctions de phase polarisées, comme l'arc-en-ciel généré par les grosses particules pour des angles de diffusion élevés. Mais ces caractéristiques ne sont pas facilement identifiables dans les mesures de Polder.

L'épaisseur optique à 865 nm et le coefficient d'Ångström ont ainsi été inversés au-dessus des continents pour les 8 mois de données Polder-1. Une comparaison avec des mesures photométrique du réseau Aeronet correspondant à la demi-heure près au passage du satellite a été menée par *Deuzé et al.* [2001]. Les résultats sont assez bruités et les points de comparaison peu nombreux, mais ils penchent vers une sur-estimation systématique du coefficient d'Ångström et, parallèlement, une sous-estimation de l'épaisseur optique. L'explication de ces biais est la suivante : en utilisant un modèle monomodal pour ajuster la mesure de Polder de la réflectance polarisée, l'algorithme va naturellement aller vers les petites particules, qui polarisent le plus. Cela se fait au détriment des particules du mode grossier et a pour conséquence d'élever artificiellement la valeur du coefficient d'Ångström et de négliger la part de l'extinction qui se trouve dans le mode grossier. Il a alors été proposé de créer un indice semi-quantitatif, appelé "indice aérosol" (IA) et défini simplement par

$$IA = \alpha \tau_{\text{aer}}$$

où α est le coefficient d'Ångström et τ_{aer} l'épaisseur optique à 865 nm. Le grand intérêt de cette définition est d'obtenir une quantité continue entre l'océan et les continents alors que l'épaisseur optique et le coefficient d'Ångström ne sont pas inversés de la même façon au-dessus des surfaces marines et émergées. Le grand désavantage est la perte d'information que cette multiplication implique, puisque l'indice aérosol n'est plus une donnée complètement quantitative permettant de caractériser optiquement les aérosols.

Le problème à résoudre est le suivant : comment transformer l'indice aérosol inversé des données Polder en épaisseur optique ? Cette épaisseur optique sera ensuite utilisée pour déterminer la perturbation radiative des aérosols. La réponse n'est pas simple. L'indice aérosol étant le produit de l'épaisseur optique par le coefficient d'Ångström, il suffirait de le diviser par ce dernier pour obtenir une estimation de l'épaisseur optique. Or, sur les continents, on sait que l'épaisseur optique des aérosols du mode d'accumulation est sous-estimée par l'algorithme d'inversion Polder. Pour obtenir une épaisseur optique supérieure à celle inversée, il faut diviser l'indice aérosol par un coefficient d'Ångström inférieur à 1. Un tel coefficient est caractéristique d'une population d'aérosols des modes d'accumulation et grossier, ces derniers devant être suffisamment nombreux pour obtenir un coefficient d'Ångström petit. On pourrait aussi penser utiliser le coefficient d'Ångström inversé au-dessus des océans, puisqu'il est bien mieux estimé que sur terres émergées. Mais la présence de l'aérosol marin sur océans fait baisser le coefficient d'Ångström, et on ne peut s'attendre

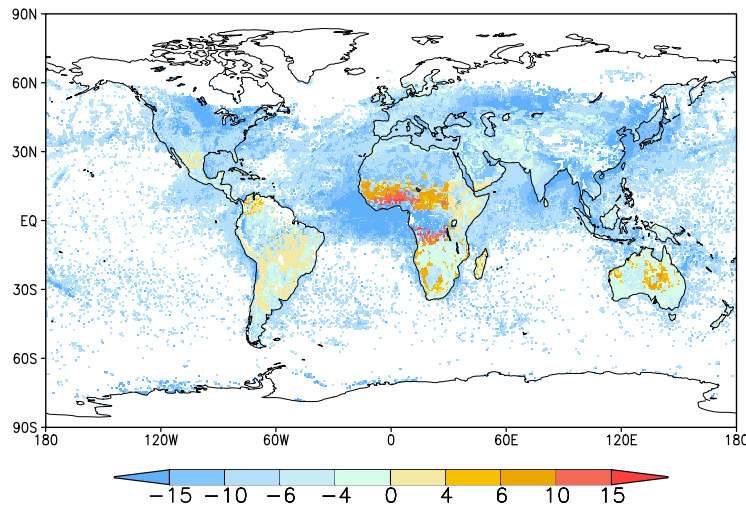


FIG. 8.3 – *Perturbation radiative directe des aérosols (en Wm^{-2}) pour le mois de février 1997. Ces résultats sont expérimentaux et ne concernent que les aérosols du mode d'accumulation.*

à une continuité terre/mer de ce point de vue. Le facteur par lequel diviser l'indice aérosol Polder est donc très difficile à déterminer rigoureusement.

8.2.4 Algorithme et résultats expérimentaux

Une solution très approchée consiste simplement à considérer que l'indice aérosol est l'épaisseur optique du petit mode. Autrement dit, on considère (de façon quelque peu exagérée, il est vrai) que l'indice aérosol est l'épaisseur optique d'une population d'aérosols ayant 1 pour coefficient d'Ångström. L'albédo des différentes surfaces est donné par la méthode approchée présentée dans la section précédente. Pour modéliser les aérosols du mode d'accumulation, nous prenons les zones géographiques que nous avons définies pour estimer l'absorption (chapitre 5 et figure 5.1). Chacune de ces zones est associée à un modèle publié par *Dubovik et al.* [2002] : l'Amérique du Nord par le site de Greenbelt (Maryland), l'Europe et l'Asie par le site de Créteil (France), le nord de l'Océan Indien et l'Inde par le site de Malé (Maldives), l'Amérique du Sud par les mesures du Brésil et l'Afrique par le site de Mongu (Zambie). Seul le mode d'accumulation est considéré, puisque le mode grossier polarise peu et est donc faiblement pris en compte dans l'indice aérosol Polder. Le mois sur lequel on travaille est février 1997, qui présente des indices Polder élevés, en Afrique notamment. Les résultats sont présentés sur la figure 8.3.

L'évaluation de la perturbation radiative des aérosols est bien sûr ici expérimentale, et on ne saurait tirer de conclusions chiffrées d'un tel travail. Quelques conclusions qualitatives peuvent cependant être faites. Tout d'abord, on observe au-dessus des régions désertiques ou arides des perturbations radiatives positives. Cela est dû à l'absorption par les aérosols combinée à des surfaces brillantes. Deuxièmement, on n'observe pas de conti-

nuité entre les terres émergées et les océans, ce qui est tout à fait normal. Le changement d'albédo de la surface sous la couche d'aérosols se répercute en effet sur les perturbations radiatives. Remarquons qu'aux hautes latitudes de l'hémisphère nord, sur les continents, une mauvaise prise en compte des surfaces enneigées cause de fortes perturbations radiatives. Enfin, on peut trouver dommage de ne pas pouvoir prendre en compte les aérosols du mode grossier. On peut toutefois considérer que la seule prise en compte des aérosols du mode d'accumulation représente une quantité plus proche de la partie anthropique de la perturbation (le forçage radiatif). Les petites particules sont en effet d'origine humaine dans leur majorité.

8.3 Autres défis d'avenir

Même si l'effet direct est aujourd'hui mieux connu que l'effet semi-direct ou les effets indirects, notre niveau de connaissance reste bas. On peut ainsi identifier quatre priorités pour l'avenir de l'observation de l'effet direct par télédétection. La première est l'inversion de l'albédo de diffusion simple depuis les mesures des instruments spatiaux. Des pistes existent, comme *Kaufman et al.* [2002a] qui utilisent le glitter, mais aucun capteur n'est pour l'instant adapté à l'algorithme proposé. L'albédo de diffusion simple est pourtant un facteur clé à connaître, et dont la climatologie sera précieuse pour la connaissance des effets direct et semi-direct.

Le deuxième progrès est l'ajout de la dimension verticale à l'étude des aérosols. Dans ce travail comme dans bien d'autres, l'altitude des aérosols est inconnue, et on la suppose constante dans la plupart des calculs de transfert radiatif. La connaissance du profil vertical est pourtant très importante, notamment pour les poussières désertiques si l'on travaille dans l'infrarouge mais aussi pour travailler à des longueurs d'onde où le signal Rayleigh contribue fortement, dans l'ultraviolet par exemple. Connaître le profil vertical permet également de réperer une couche d'aérosol au-dessus d'une couche de nuage, ce qui a des conséquences importantes pour l'ordre de grandeur et le signe de la perturbation radiative directe des aérosols. Enfin, le profil vertical est d'une importance considérable pour les effets indirects, puisqu'il est nécessaire que les couches d'aérosols et de nuages soient au même niveau pour interagir entre elles. La composition du train spatial Aqua, qui se formera en 2005, sera à ce titre un événement important grâce à la présence du lidar spatial Calipso. Nous y reviendrons à la fin de ce chapitre.

La troisième priorité est l'estimation du forçage radiatif direct lui-même. Ce travail et d'autres permettent de connaître la perturbation radiative, mais le tri entre les effets radiatifs des aérosols anthropiques et naturels est vraiment difficile. S'il est vrai que la plupart des aérosols du mode d'accumulation sont d'origine anthropique, on ne peut pourtant pas qualifier de forçage la perturbation radiative associée aux petites particules. En effet, de nombreux petits aérosols sont d'origine naturelle : les poussières désertiques et l'aérosol marin, par exemple, présentent un mode d'accumulation non négligeable. De plus, de nombreux aérosols du mode d'accumulation étant absorbants, on manque encore

de données pour quantifier leur impact en ciel nuageux ou sur terres émergées, dans des conditions suffisantes pour donner des forçages positifs au sommet de l'atmosphère.

Enfin, le plus grand défi reste les scènes nuageuses. Le problème de l'identification et du retrait de ces scènes dans les algorithmes d'inversion est fondamental. Tout d'abord, lorsqu'un pixel est déclaré nuageux, une partie du ciel clair situé à la limite des nuages est ignorée. Cela écarte une surface importante qui pourrait être étudiée, et cela dépend de la résolution du capteur utilisé. Ensuite, les aérosols en ciel nuageux ne sont pas inactifs optiquement. Selon les altitudes relatives des couches d'aérosols et des nuages, de grandes différences existent sur la perturbation radiative (changement de signe, forçage des nuages eux-mêmes). Enfin, l'utilisation de masques nuageux dans les algorithmes crée elle-même des erreurs. Certains événements d'aérosols optiquement épais sont malencontreusement identifiés comme des scènes nuageuses, ce qui provoque une sous-estimation de la perturbation radiative des aérosols. La décomposition de la réflectance totale en toutes ses contributions (surface, molécules, aérosols, nuages) ne sera peut-être jamais possible, tant le problème est complexe, mais c'est ce vers quoi le transfert radiatif doit tendre à l'avenir.

Terminons sur la modélisation, qui présente l'énorme avantage d'éviter (par nature) la plupart des écueils cités ci-dessus. Les relations entre l'observation et la modélisation sont complexes, mais on commence déjà à assimiler, dans les modèles de circulation générale, des données concernant les aérosols. Mais faut-il assimiler des réflectances ou des épaisseurs optiques ? Ce travail apporte une partie de la réponse : dans les réflectances sont contenues suffisamment d'informations pour remonter, plus ou moins directement, à la perturbation radiative des aérosols. Il n'est cependant pas possible de s'affranchir totalement de la connaissance de l'aérosol réellement présent dans l'atmosphère.

8.4 Le train spatial Aqua

A l'horizon 2005, les données de cinq satellites placés sur des orbites très proches et se succédant en des temps très courts seront disponibles. C'est ce que l'on appelle le train spatial *Aqua*, du nom de la plateforme la plus importante de la formation en terme de charge utile. Du point de vue des chercheurs en aérosols atmosphériques, quatre satellites seront particulièrement intéressants à considérer. Le premier est Aqua, donc, satellite de la Nasa américaine portant notamment les instruments Modis et Ceres. L'inversion des paramètres géophysiques des aérosols à partir des données Modis est très performante grâce à la large bande spectrale couverte par les capteurs de l'instrument. Les inversions sur terres émergées sont notamment plus quantitatives que l'indice aérosol Polder, et permettraient d'estimer la perturbation radiative des aérosols au-dessus des continents de façon plus rigoureuse. Les produits d'épaisseurs optiques seront bientôt disponibles à basse résolution (1° par 1° , notamment), ce qui a l'avantage de ne pas avoir à traiter une masse de données trop importante, ce qui était le cas avec Modis jusqu'ici. Les mesures large-bande de l'instrument Ceres, de leur côté, permettent une comparaison intéressante avec les estimations de la perturbation radiative estimée de Modis, les deux instruments

observant des scènes identiques. La plateforme Aqua a été lancée avec succès le 4 mai 2002 et est opérationnelle depuis.

Le second satellite particulièrement intéressant est *Parasol*, la version microsatellite de Polder préparée par le Cnes. L'application de notre algorithme d'estimation directe de la perturbation radiative directe des aérosols peut être adapté à cet instrument, et ses résultats pourront être avantageusement comparés à ceux obtenus *via* Modis et Ceres. Les inversions de l'épaisseur optique et du coefficient d'Ångström des aérosols pourront également être utilisées de façon profitable. Enfin, sa multidirectionnalité peut permettre d'appliquer l'algorithme d'inversion de l'albédo de diffusion simple proposé par *Kaufman et al.* [2002a] dans le cas des poussières désertiques, les autres aérosols étant déjà fortement absorbants à 865 nm. Parasol sera lancé durant l'année 2004, en même temps que *Calipso*, une plateforme comportant, outre une caméra visible à grand champ, un lidar spatial à deux longueurs d'onde. Cet instrument est particulièrement attendu : il sera le premier à fournir depuis l'espace un profil vertical de l'extinction. En ciel clair, le profil vertical des aérosols pourra être obtenu, ce qui permettra des calculs de transfert radiatifs prenant réellement en compte l'altitude de la couche d'aérosols et diverses synergies instrumentales. En ciel nuageux, le signal ne pourra pas parvenir jusqu'à la surface, mais il pourra repérer une couche d'aérosol située au-dessus des nuages (ce qui est important pour le signe de la perturbation radiative directe) et peut-être même servir à l'étude de l'effet indirect en repérant des aérosols à l'altitude des nuages, les deux pouvant éventuellement interagir. Le radar spatial *Cloudsat*, quatrième instrument d'intérêt pour nous et qui partira en 2005, aidera à ces études, puisqu'ils donnera la structure verticale des nuages. Citons tout de même le satellite *Aura*, qui est d'un intérêt moindre pour l'étude des aérosols, puisqu'il est plutôt dédié à la chimie de l'atmosphère, notamment la mesure des gaz traces.

L'énorme avantage de ce "train spatial" réside dans la quasi-simultanéité des mesures. A part *Aura*, qui sera en avance sur les autres instruments, tous les satellites observeront des scènes similaires à la demi-heure près. Ceci permettra non plus seulement de comparer les inversions entre les différents satellites (épaisseur optique déduite des données Polder ou de Modis, par exemple) mais d'envisager une véritable synergie instrumentale. Modis possède 36 canaux spectraux, s'étalant de 0,4 à 14 μm . Ceres mesure dans trois larges bandes, intégrant les réflectances sur l'ensemble du spectre solaire (de 0,3 à 5 μm), l'ensemble du spectre thermique (de 8 à 12 μm) et la somme des deux (0,3 à plus de 50 μm). Parasol apporte des mesures directionnelles et polarisées. Calipso et Cloudsat permettent enfin de considérer la dimension verticale qui manque tellement aujourd'hui. Evidemment, la combinaison de ces différents instruments ne sera pas aisée : ils ne travaillent pas tous à la même résolution, ils seront tout de même décalés dans le temps et la réflectance de surface posera toujours un problème. Un assemblage intelligent des différentes mesures permettra tout de même une intégration spectrale, directionnelle et verticale inédite. Par rapport aux priorités que nous avons inventoriées dans la section précédente, cette combinaison exceptionnelle d'instruments va permettre d'en préciser deux, le profil vertical de l'atmosphère à l'échelle globale et le repérage des nuages. Ce

dernier pourra en effet être de très bonne qualité, puisque les sources de données seront multiples.

Annexe A

Articles liés à cette thèse

Deux articles en relation avec cette thèse ont été soumis au cours de l'année 2003.

Le premier, [Bellouin *et al.* 2003a], publié dans *Geophysical Research Letters* en juillet 2003, concerne l'absorption par les aérosols, et regroupe les principaux résultats du chapitre 5, à l'exception de l'absorption par type d'aérosol.

Le second, [Bellouin *et al.* 2003b], soumis au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* en août 2003 et accepté en décembre, regroupe les études d'impact sur la perturbation radiative de la non-sphéricité (chapitre 3) et de la représentation de la surface (chapitre 4).

Aerosol absorption over the clear-sky oceans deduced from POLDER-1 and AERONET observations

N. Bellouin,¹ O. Boucher,¹ D. Tanré,¹ and O. Dubovik²

Received 13 February 2003; revised 5 June 2003; accepted 10 June 2003; published 23 July 2003.

[1] We estimate aerosol absorption over the clear-sky oceans using aerosol geophysical products from POLDER-1 space measurements and absorption properties from ground-based AERONET measurements. Our best estimate is 2.5 Wm^{-2} averaged over the 8-month lifetime of POLDER-1. Low and high absorption estimates are 2.2 and 3.1 Wm^{-2} based on the variability in aerosol single-scattering albedo observed by AERONET. Main sources of uncertainties are the discrimination of the aerosol type from satellite measurements, and potential clear-sky bias induced by the cloud-screening procedure. *INDEX TERMS:* 0305 Atmospheric Composition and Structure: Aerosols and particles (0345, 4801); 1640 Global Change: Remote sensing; 3359 Meteorology and Atmospheric Dynamics: Radiative processes. **Citation:** Bellouin, N., O. Boucher, D. Tanré, and O. Dubovik, Aerosol absorption over the clear-sky oceans deduced from POLDER-1 and AERONET observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30(14), 1748, doi:10.1029/2003GL017121, 2003.

1. Introduction

[2] Absorption by atmospheric aerosols recently arised as an important process in the climate forcing issue. One usually distinguishes between the radiative perturbation due to all (natural and anthropogenic) aerosols, and the radiative forcing due to anthropogenic aerosols only. *Ramanathan et al.* [2001] showed that during the Indian Ocean Experiment (INDOEX) differences between the aerosol radiative perturbation at the top-of-atmosphere (TOA) and surface could reach $15\text{--}18 \text{ Wm}^{-2}$, due to the large absorption by Asian anthropogenic aerosol. *Ackerman et al.* [2000] suggested that this large absorption may affect the vertical profiles of temperature and relative humidity, and hence cloud formation. Similar values of aerosol absorption have been measured for biomass burning aerosols during forest fires in Indonesia [*Podgorny et al.*, 2003] and over the Mediterranean Sea [*Lelieveld et al.*, 2002]. Atmospheric absorption relates to the surface radiative budget. *Wild* [1999] emphasizes that the absence of absorbing aerosols in GCMs may be responsible for miscalculated regional surface and atmospheric radiative budgets.

[3] Atmospheric aerosols enhance the atmospheric absorption through their own absorption and by scattering incoming solar radiation, thus increasing the mean photon path and the chances of absorption by gases. Aerosol

absorption is computed as the difference between the TOA and surface radiative perturbations. If the TOA direct perturbation over the clear-sky oceans has been shown to be on a global average of the order of magnitude of -5 Wm^{-2} [*Boucher and Tanré*, 2000; *Christopher and Zhang*, 2002], the surface perturbation has only been estimated locally. Using POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectances) satellite measurements and accounting for the measured aerosol absorption, *Kaufman et al.* [2002a] estimated a ratio of 3.5 between TOA and surface perturbations over the INDOEX region, which corroborates estimates made by *Ramanathan et al.* [2001] and *Tahnk and Coakley* [2002].

[4] This study aims at giving a first estimate of aerosol absorption over the clear-sky oceans, on a global scale. Aerosol optical thickness and Ångström coefficient inverted from POLDER and aerosol radiative properties inverted from AERONET (Aerosol Robotic Network) sunphotometer measurements are used to estimate the aerosol absorption. Our work is limited to oceanic regions.

2. Radiative Transfer Calculations

2.1. POLDER Products

[5] The POLDER instrument, which flew aboard the Japanese platform ADEOS from November 1996 to June 1997, allows the retrieval of the aerosol optical thickness at 865 nm, τ , and the aerosol Ångström coefficient, α , computed between the 670 and 865 channels [*Deuzé et al.*, 2000]. Because aerosol absorption cannot be measured from POLDER, the retrieval is based on 12 pre-selected monomodal non-absorbing aerosol models, with Ångström coefficients ranging from 0 to 1.4 (Table 1).

[6] In this study, absorption is accounted for by changing the modal radius and imaginary part of the refractive index of each of the 12 models in order to adjust the single-scattering albedo (SSA), ϖ_0 , to the values discussed below. The real part of the refractive index and the Ångström coefficient for scattering are not modified, as presented in Table 1 for a sample SSA of 0.89 at 670 nm. By using a constant imaginary refractive index throughout the solar spectrum, we can reproduce to a large extent the observed spectral variation in SSA. At first order, the aerosol contribution to the observed radiance is proportional to the product $\varpi_0\tau$. POLDER inversion scheme involves non-absorbing aerosol models, thus leading to the measurement of the scattering optical thickness. It is converted here to an extinction optical thickness by scaling it with a factor equal to $1/\varpi_0$.

2.2. Choice of the Aerosol Single-Scattering Albedo

[7] The selection of the single-scattering albedo at 670 nm, ϖ_0^{670} , implies the identification of the aerosol type. The

¹Laboratoire d'Optique Atmosphérique, CNRS UMR 8518, Université des Sciences et Technologies de Lille, Villeneuve d'Ascq, France.

²Laboratory for Terrestrial Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.

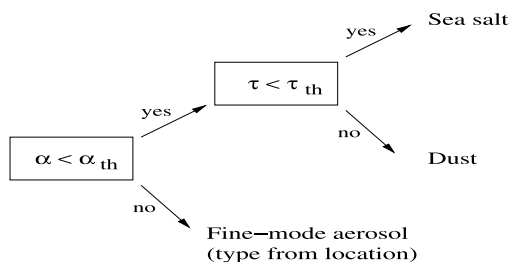
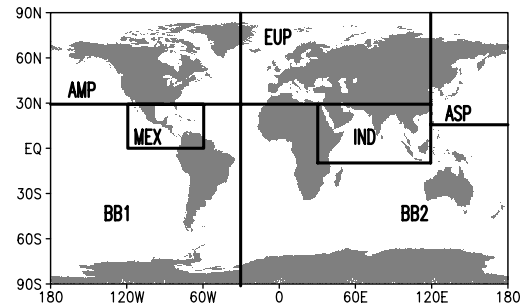
Table 1. Some Aerosol Models Used in This Study

	Aerosol Modal Radius (μm)	Aerosol Effective Radius (μm)	Refractive Index	α	Modified Modal Radius (μm)	Modified Refractive Index
1	0.2710	1.72	1.33-0.0i	0.0	0.2210	1.33-0.0065i
2	0.1445	0.92	1.33-0.0i	0.3	0.1314	1.33-0.0096i
3	0.0713	0.45	1.33-0.0i	0.8	0.0674	1.33-0.0129i
4	0.0335	0.21	1.33-0.0i	1.4	0.0322	1.33-0.0131i
5	0.2239	1.42	1.40-0.0i	0.0	0.1865	1.40-0.0073i
6	0.1216	0.77	1.40-0.0i	0.3	0.1113	1.40-0.0108i
7	0.0577	0.37	1.40-0.0i	0.8	0.0577	1.40-0.0146i
8	0.0293	0.19	1.40-0.0i	1.4	0.0282	1.40-0.0152i
9	0.1815	1.15	1.50-0.0i	0.0	0.1510	1.50-0.0085i
10	0.1000	0.63	1.50-0.0i	0.3	0.0912	1.50-0.0125i
11	0.0510	0.32	1.50-0.0i	0.8	0.0482	1.50-0.0168i
12	0.0252	0.16	1.50-0.0i	1.4	0.0243	1.50-0.0179i

Aerosol models used in the POLDER retrieval schemes are given in columns 2–3. As an example, columns 5–6 present the modified modal radius and refractive index to get a single-scattering albedo of 0.89 at 670 nm without changing the value of the Ångström coefficient (column 4) and real part of the refractive index. Mie calculations are done assuming a lognormal size distribution, with a standard deviation $\sigma_0 = 0.86$. The aerosol refractive index is assumed constant over the solar spectrum.

aerosol identification algorithm is presented in Figure 1. Sea salt and dust (coarse mode aerosols) are characterized by an Ångström coefficient smaller than a threshold, α_{th} , and differentiated according to the optical thickness being smaller or larger than a threshold, τ_{th} . Here, α_{th} and τ_{th} at 865 nm are set to 0.5 and 0.3, respectively. According to the aerosol climatology built by *Dubovik et al.* [2002] from AERONET measurements, dust is not very absorptive ($\tau_0^{670} = 0.98 \pm 0.01$ at the Cape-Verde site, where \pm represents the standard deviation of the measurements) although in some cases dust-dominated aerosol exhibits larger absorption (e.g., $\tau_0^{670} = 0.95 \pm 0.03$ at the Persian Gulf site). Sea salt is given $\tau_0^{670} = 0.98 \pm 0.03$ from Hawaii measurements.

[8] In the presence of small aerosols (α larger than α_{th} , which happens during pollution or biomass-burning events), aerosol type identification is based on geographical location (Figure 2). The aerosol SSA applied in each box is derived from cloud-screened, daily measurements at 54 AERONET coastal sites worldwide, from 1997 to 2002. Considered retrievals have an Ångström coefficient larger than α_{th} in order to address fine mode aerosols, and an aerosol optical thickness larger than 0.2 to ensure the quality of the SSA retrieval. To be consistent with the POLDER retrieval, the Ångström coefficient is computed using the optical thicknesses measured in the 870 and 670 channels. For a given box, all sites exhibit similar absorption properties and seasonal variability. The SSA applied to a given box is then the average of the SSAs measured at each site, weighted by the measured aerosol optical thickness. Pollution aerosols are found to be absorptive, with $\tau_0^{670} = 0.95$

**Figure 1.** Algorithm used to identify the aerosol type.**Figure 2.** Definition of the boxes used in this study to choose between the fine-mode aerosol types: North-American pollution (AMP), European pollution (EUP), Mexican pollution (MEX), Asian pollution (ASP), INDOEX model (IND), South-American (BB1) and African (BB2) biomass-burning aerosol.

for North-America, 0.94 for East Asia and Europe. Measurements in the Central America area indicate quite high absorption with a SSA of 0.92. Biomass burning aerosol around Africa and Australia has been given a SSA of 0.87. Around South-America, measurements show a lower absorption, with a SSA of 0.90. For the Indian Ocean region, measurements presented by *Dubovik et al.* [2002] at the Maldives site suggest a highly absorbing aerosol, with a SSA of 0.89 ± 0.03 . In order to avoid discontinuity between the boxes, a linear transition function is applied near the sides of each box.

[9] To account for the uncertainties and seasonal variabilities in measured SSA, we define three different scenarios, representing our best, low, and high estimations of the aerosol absorption. Aerosol SSAs used for each of the scenarios are summarized in Table 2. For desert dust aerosol, high absorption is obtained by choosing the Persian Gulf aerosol instead of the Cape-Verde one. Sea salt keeps the same SSA in all three scenarios, as it is expected that the large variability reported by *Dubovik et al.* [2002] is mainly due to the fact that retrieval is done at small optical thickness. Moreover, to our knowledge, the low absorption of sea-salt-dominated aerosol has not been questioned in the literature. For North-American, European, Asian, and Mexican pollution, lower and higher values of the SSA are obtained by accounting for a variability of ± 0.02 . INDOEX model variability has been computed to ± 0.03 by *Dubovik et al.* [2002]. We get the extreme cases for biomass burning models by applying only

Table 2. Values of the Single-Scattering Albedos at 670 nm Used in This Study for Each Aerosol Type or Geographical Location

Aerosol type	Best	Low	High
<i>Coarse mode</i>			
Dust	0.98	0.98	0.95
Sea Salt	0.98	0.98	0.98
<i>Accumulation mode</i>			
North Am. Pollution	0.95	0.97	0.93
European Pollution	0.94	0.96	0.92
Mexican Pollution	0.92	0.94	0.90
Asian Pollution	0.94	0.96	0.92
INDOEX Aerosol	0.89	0.92	0.86
South Am. Biomass Burning	0.90	0.90	0.87
African Biomass Burning	0.87	0.90	0.87

The three columns correspond to the best, low, and high absorption estimates, respectively (see text for explanation of the different values).

one of the two available models to the whole southern hemisphere. Lowest absorption is obtained with the South-American model, largest with the African one.

2.3. Aerosol Radiative Perturbation

[10] For each set of 12 models, characterized by its SSA, optical properties (phase function, optical thickness and SSA) are computed using Mie theory at 24 wavelengths in the visible. TOA and surface radiative perturbations are calculated for 10 values of the solar zenith angle and for an aerosol optical thickness τ_0 of 0.1 at 865 nm. The values of the aerosol perturbations at other optical thicknesses are derived based on the fact that the perturbation is proportional to $(1 - e^{-\tau})$ to a good approximation [Boucher *et al.*, 1998]. Radiative transfer calculations are performed at 24 visible bands using the Streamer radiative code [Key and Schweiger, 1998] with a mid-latitude summer profile for all seasons. Use of different profiles would change the results by no more than 2%. The aerosol layer is assumed to be located below 3 km. The surface reflectance is that of the open ocean and is assumed to be Lambertian, but depends on the value of the solar zenith angle. For calculation of foam and sun glint reflectances, the 10-m wind speed is taken constant at 7 ms^{-1} .

[11] When computing the aerosol radiative perturbations for each oceanic, clear-sky pixel, the values of the reference perturbations are interpolated in solar zenith angle and Ångström coefficient, but not in refractive index. The 24h-averaged aerosol perturbation (at TOA and surface) is computed as:

$$\Delta F_{\text{day}} = \int_{\text{day}} \Delta F(\tau_0, \alpha, m, \mu(t)) \frac{1 - e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau_0}} dt / \int_{\text{day}} dt \quad (1)$$

where $\mu(t)$ is the cosine of the solar zenith angle at time of the day t , τ , α , and m are the measured optical thickness corrected for absorption, Ångström coefficient, and refractive index retrieved at that pixel. We assume here that the daily observation of POLDER (at about 10am local time) is representative of daytime condition. This is to a large extent justified by the analysis of the intraday variability in sunphotometer aerosol optical thickness [Kaufman *et al.*, 2000]. Finally the daily aerosol radiative perturbation is gridded at a resolution of $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ before applying monthly and seasonal averaging.

3. Results and Limitations

[12] Figure 3 shows the seasonal distributions of aerosol-induced absorption. The 8-month averaged clear-sky aerosol absorption is 2.5 , 2.2 , and 3.1 Wm^{-2} for the 3 scenarios. These 2.5 Wm^{-2} correspond to the difference in radiative perturbation of -5.2 Wm^{-2} at the TOA and -7.7 Wm^{-2} at the surface. This translates into a ratio of 1.5 between TOA and surface perturbations. The aerosol absorption pattern is dominated by biomass-burning aerosol, mainly located in tropical regions, and fossil fuel combustion. Using the cloud-cover, CC , retrieved from POLDER measurements [Buriez *et al.*, 1997], we can estimate the clear-sky contribution to the total aerosol absorption as

$$\bar{A} = \overline{A_{\text{clear}}}(1 - \overline{CC}) \quad (2)$$

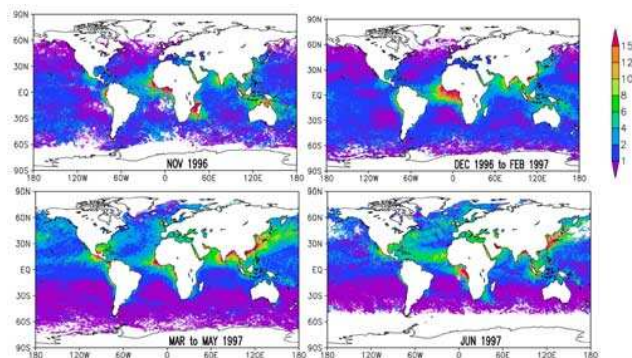


Figure 3. Distributions of the seasonally-averaged aerosol absorption (Wm^{-2}) deduced from POLDER and AERONET measurements.

where A_{clear} is the clear-sky absorption and the overline denotes monthly averaging. Aerosols also absorb in cloudy sky, so this clear-sky contribution is a lower bound to the total aerosol absorption. The 8-month averaged clear-sky contribution is 0.8 Wm^{-2} .

[13] There are of course assumptions causing uncertainties in our first-order estimation of aerosol absorption. Those uncertainties cannot be thoroughly estimated, but some limitations can be identified. The estimation of the SSAs applied to the boxes relies on thousands of AERONET measurements. For the sake of simplicity, the information on the local variability was ignored. Yet, as we considered only those retrievals done at large aerosol optical thickness, we were able to sample the actual pollution or biomass-burning event. When POLDER measurements detect an event, we are then confident that a fair value of the aerosol SSA is used.

[14] We also estimated the sensitivity of our results to the choice of our Ångström coefficient threshold. The choice of α_{th} is important as absorbing aerosols are to be found among fine-mode aerosols. For the month of March 1997, setting α_{th} to 0.4 and 0.7 instead of 0.5, aerosol absorption changes from 2.8 Wm^{-2} to 3.1 and 2.4 Wm^{-2} , respectively. As POLDER slightly underestimates the Ångström coefficient, 0.7 is an upper threshold for discriminating small and large aerosols.

[15] The cloud screening used to identify the clear-sky pixels among POLDER observations is quite robust, but may still misidentify thick dust events as clouds [Boucher and Tanré, 2000]. It may be necessary to go to a higher resolution than that of POLDER to allow sampling of clear-sky regions close to cloud edges. In order to compute the total aerosol absorption, one would need the vertical profile of aerosol and cloud extinction. But there is presently no remote-sensing technique capable of observing aerosols in a cloudy sky. Spaceborne lidars should allow the retrieval of aerosol layers above cloud layers.

4. Conclusion

[16] We estimated the 8-month, globally-averaged clear-sky aerosol absorption at 2.5 Wm^{-2} over oceans. Low and high absorption scenarios lead to 2.2 and 3.1 Wm^{-2} , respectively. Fine- and coarse-mode aerosols were distinguished by

applying thresholds on the aerosol Ångström coefficient. Selection among the several fine-mode aerosol types was done using geographical location. The clear-sky contribution of the aerosol absorption is estimated at 0.8 Wm^{-2} using the retrieved cloud cover. Algorithm for remote-sensing aerosol absorption from space [Kaufman *et al.*, 2002b], and forthcoming satellite instruments will soon allow a better estimate of aerosol absorption and its uncertainty.

[17] **Acknowledgments.** POLDER-1 is a joint CNES/NASDA effort. Information on the POLDER products can be found at <http://smc.cnes.fr/POLDER/>. We thank the AERONET principal investigators and their staff for establishing and maintaining the 54 sites used in this study. Stefan Kinne and an anonymous reviewer are acknowledged for their constructive comments. The LOA is a member of the "fédération de recherche" of the CNRS FR1818. This research project is supported by the "Programme National de Télédétection Spatiale" (PNTS) of the CNRS.

References

- Ackerman, A. S., O. B. Toon, D. E. Stevens, A. J. Heymsfield, V. Ramanathan, and E. J. Welton, Reduction of tropical cloudiness by soot, *Science*, 288, 1042–1047, 2000.
- Boucher, O., et al., Intercomparison of models representing shortwave radiative forcing by sulfate aerosols, *J. Geophys. Res.*, 103, 16,979–16,998, 1998.
- Boucher, O., and D. Tanré, Estimation of the aerosol perturbation to the Earth's radiative budget over the oceans using POLDER satellite aerosol retrievals, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1103–1106, 2000.
- Buriez, J.-C., et al., Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER, *Int. J. Remote Sens.*, 18, 2785–2813, 1997.
- Christopher, S. A., and J. Zhang, Shortwave aerosol radiative forcing from MODIS and CERES observations over the oceans, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1859, doi:10.1029/2002GL014803, 2002.
- Deuzé, J. L., P. Goloub, M. Herman, A. Marchand, and G. Perry, Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER, *J. Geophys. Res.*, 105, 15,329–15,346, 2000.
- Dubovik, O., B. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanré, and I. Slutsker, Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations, *J. Atmos. Sci.*, 59, 590–608, 2002.
- Kaufman, Y. J., B. Holben, D. Tanré, I. Slutsker, A. Smirnov, and T. F. Eck, Will aerosol measurements from TERRA and AQUA polar orbiting satellites represent the daily aerosol abundance and properties?, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3861–3864, 2000.
- Kaufman, Y. J., D. Tanré, and O. Boucher, A satellite view of aerosols in the climate system, *Nature*, 419, 215–223, 2002a.
- Kaufman, Y. J., J. V. Martins, L. A. Remer, M. R. Schoeberl, and M. A. Yamasoe, Satellite retrieval of aerosol absorption over the oceans using sunglint, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1928, doi:10.1029/2002GL015403, 2002b.
- Key, J. R., and A. J. Schweiger, Tools for atmospheric radiative transfer: STREAMER and FLUXNET, *Computers & Geosciences*, 24, 443–451, 1998.
- Lelieveld, J., et al., Global air pollution crossroads over the Mediterranean, *Science*, 298, 794–799, 2002.
- Podgorny, I. A., F. Li, and V. Ramanathan, Large aerosol radiative forcing due to the 1997 Indonesian forest fire, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1028, doi:10.1029/2002GL015979, 2003.
- Ramanathan, V., et al., Indian Ocean Experiment: An integrated analysis of the climate forcing and effects of the great Indo-Asian haze, *J. Geophys. Res.*, 106, 28,371–28,398, 2001.
- Tahnk, W. R., and J. A. Coakley, Aerosol optical depth and direct radiative forcing for INDOEX derived from AVHRR: Observations, January–March 1996–2000, *J. Geophys. Res.*, 107, 8010, doi:10.1029/2000JD000183, 2002.
- Wild, M., Discrepancies between model-calculated and observed shortwave atmospheric absorption in areas with high aerosol loadings, *J. Geophys. Res.*, 104, 27,361–27,371, 1999.

N. Bellouin, Laboratoire d'Optique Atmosphérique, CNRS UMR 8518, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France. (bellouin@loa.univ-lille1.fr)

O. Dubovik, Laboratory for Terrestrial Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA.

Q. J. R. Meteorol. Soc. (2003), **128**, pp. 1–999

doi: 10.1256/qj.03.x

Estimating the direct aerosol radiative perturbation: Impact of ocean surface representation and aerosol non-sphericity

By N. BELLOUIN^{1*}, O. BOUCHER¹, M. VESPERINI¹, and D. TANRE¹

¹*Laboratoire d'Optique Atmosphérique, UMR CNRS 8518, Université des Sciences et Technologies de Lille, Villeneuve d'Ascq, France*

(Received ; revised)

SUMMARY

Atmospheric aerosols are now actively studied, in particular because of their radiative and climate impacts. Estimations of the direct aerosol radiative perturbation, caused by extinction of incident solar radiation, usually rely on radiative transfer codes and involve simplifying hypotheses. This paper addresses two approximations which are widely used for the sake of simplicity and limiting the computational cost of the calculations. Firstly, it is shown that using a Lambertian albedo instead of the more rigorous bidirectional reflectance distribution function (BRDF) to model the ocean surface radiative properties leads to large relative errors in the instantaneous aerosol radiative perturbation. When averaging over the day, these errors cancel out to acceptable levels of less than 3% (except for northern-hemisphere winter). The other scope of this study is to address aerosol non-sphericity effects. Comparing an experimental phase function with an equivalent Mie-calculated phase function, we found acceptable relative errors if the aerosol radiative perturbation calculated for a given optical thickness is daily averaged. However, retrieval of the optical thickness of non-spherical aerosols assuming spherical particles can lead to significant errors. This is due to significant differences between the spherical and non-spherical phase functions. Discrepancies in aerosol radiative perturbation between the spherical and non-spherical cases are sometimes reduced sometimes enhanced if the aerosol optical thickness for the spherical case is adjusted to fit the simulated radiance of the non-spherical case.

KEYWORDS: Radiative transfer Saharan dust BRDF

1. INTRODUCTION

Aerosols affect the atmospheric solar radiation through scattering and absorbing. This causes a change in the spectral and angular distribution of radiation in the atmosphere. We refer to the change in net radiation as the direct aerosol radiative perturbation (DARP). It is termed radiative forcing when only anthropogenic aerosols are considered. Numerical methods used to estimate this direct effect evolved throughout the 1990's. Charlson *et al.* (1992) estimated the DARP using an approximated, analytical equation based on aerosol optical thickness (AOT) and hemispheric upscatter fraction. A more general formulation, accounting for aerosol absorption through the aerosol single-scattering albedo, was proposed by Haywood and Shine (1995) and Chylek and Wong (1995). Dependence of the DARP on solar zenith angle (SZA, noted θ_s hereafter) was introduced by Russell *et al.* (1997). Similarly, surface modeling evolved from an albedo independent of SZA (Charlson *et al.* 1992) to a surface albedo varying with the SZA (Russell *et al.* 1997) in the case of an oceanic surface. Radiative transfer codes solving numerically the radiative transfer equation are now replacing these simplified equations. Intercomparison of the DARP for non-absorbing aerosols showed a general agreement among different codes of varying complexity although discrepancies ($\pm 20\%$) were also observed (Boucher *et al.* 1998).

Calculations of the DARP usually rely on the assumption of a Lambertian surface. New radiative transfer codes allow the use of a bidirectional reflectance distribution fonction (BRDF) to characterize the radiative behaviour of the surface. Although more rigorous than using a SZA-dependent albedo, the considerable increase in computer time associated with the BRDF use prevents a routine usage. The impact of using a

* Corresponding address: Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Bâtiment P5, USTL, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France. e-mail: bellouin@loa.univ-lille1.fr

© Royal Meteorological Society, 2003.

simplified surface model instead of a BRDF is thus addressed in this study for an oceanic surface.

Mie theory describes scattering by spherical particles. Most aerosols, especially in the coarse mode, are non-spherical, thus preventing use of the Mie theory to calculate their optical properties. Theoretical calculations have been done using particles built on Chebyshev polynomials (Mugnai and Wiscombe 1986, 1989; Wiscombe and Mugnai 1988), spheroids (Mishchenko et al. 1996), and convex or concave particles (Yang *et al.* 2000). However most radiative transfer calculations remain based on Mie theory for the sake of simplicity and computer-time issues. Previous numerical studies by Mishchenko *et al.* (1995, 1997) showed that satellite-based remote-sensing of aerosols based on Mie theory would cause significant errors in the retrieved AOT if aerosols were spheroids. However, if the AOT is already known, the impact of non-sphericity on the local albedo is smaller. Moreover, errors do not cancel out if Mie theory is used to invert measured radiances and to calculate the DARP. Pilinis and Li (1998) showed using a box model that assuming homogeneous spherical aerosols instead of non-spherical ones may introduce large errors in DARP estimations. Using previously published experimental measurements of the phase function of non-spherical aerosols (Volten *et al.* 2001), this paper quantifies the impact of neglecting non-sphericity effects in simulations of the DARP.

2. IMPACT OF MODELING THE SURFACE RADIATIVE PROPERTIES

(a) Radiative transfer code

The Streamer radiative code (Key and Schweiger 1999) is based on the discrete-ordinate method (Stamnes *et al.* 1988) which allows, in its latest version, the use of a surface BRDF or the albedo of a Lambertian surface. Fluxes are integrated over 24 shortwave bands, ranging from 0.28 to 4 μm . Calculations are made using 24 streams, with gaseous absorption included. It has been checked that the Streamer model produces exactly the same results whether a given Lambertian albedo is prescribed through a constant BRDF or through the albedo option of the code. This precludes the differences between our surface BRDF and albedo simulations from being a numerical artefact.

(b) Aerosol radiative perturbation calculation

We adapted three different aerosol types, represented by three different bimodal log-normal particle volume distributions and absorption properties, from Dubovik *et al.* (2002). Their parameters are summarized in Table 1. The dust model from Cape-Verde represents coarse-mode aerosol with little absorption. The pollution model from Maryland and the biomass-burning model from Zambia consist of smaller aerosols, with small and high absorption, respectively. For each model, Mie calculations are used to estimate the spectrally-varying (1) aerosol extinction coefficient, (2) single-scattering albedo, which is the ratio of scattering to extinction, and (3) phase function, which is truncated and decomposed in 48 Legendre moments. Those parameters are used as inputs to the Streamer radiative code. Another parameter of interest is the upscatter fraction for monodirectional radiation, $\beta(\theta_s)$, which, although not used directly in the calculations, is helpful to interpret the results. It is defined as the fraction of direct radiation with SZA θ_s scattered by the aerosol into the upward hemisphere (Wiscombe and Grams 1976; Boucher 1998).

The DARP, $\Delta F(\theta_s)$, is defined for a SZA θ_s as the difference in net (downward minus upward) shortwave flux with and without aerosols. Here we focus on the aerosol radiative perturbation at the top of the atmosphere (TOA). Results at the surface differ

NON-SPHERICITY AND SURFACE

3

TABLE 1. PARAMETERS OF THE 3 BIMODAL LOG-NORMAL AEROSOL MODELS USED IN ESTIMATING THE IMPACT OF THE SURFACE REPRESENTATION.

	Dust	Pollution	Biomass-burning
r_{0a}	0.12	0.12	0.12
r_{0c}	1.90	3.03	3.22
σ_{0a}	0.49	0.38	0.40
σ_{0c}	0.63	0.75	0.73
C_{va}	0.02	0.15	0.12
C_{vc}	0.90	0.01	0.09
$\text{Re}(m)$	1.48	1.41	1.51
$\text{Im}(m)$	0.0007	0.003	0.021
ϖ_0	0.98	0.94	0.77
g	0.70	0.54	0.47

r_0 (in μm) and σ_0 are the modal radius and standard deviation of the lognormal distribution of aerosol volume in each mode. C_v is the particle volume concentration. Subscripts a and c denotes the accumulation and coarse modes, respectively. m is the complex refractive index at 670 nm. The single scattering albedo, ϖ_0 , and the phase function asymmetry factor, g , result from Mie calculations at 865 nm.

in magnitude, mainly because of aerosol absorption, but the qualitative interpretation remains the same. For a given atmospheric level and AOT, the magnitude of the DARP is directly related to the aerosol phase function: large aerosols have a sharp forward peak, thus a low upscatter fraction and radiative perturbation. Fig. 1 shows the DARP of our three aerosol models at an AOT of 0.1 and 0.5 at 865 nm. The surface is modeled by its BRDF. The DARP exhibits a minimum (or maximum in absolute values) at some intermediate SZAs, eventually reaching 0 Wm^{-2} at a SZA of 90° (Nemesure *et al.* 1995; Boucher *et al.* 1998). This minimum results from the competition between aerosol and Rayleigh scattering. The minimum shifts towards small SZAs if aerosol upscatter is weak, which occurs in the case of large aerosols (dust model) and/or large aerosol absorption (biomass-burning aerosol). In contrast, if aerosol upscatter is large, the minimum moves to larger SZAs. This is the case for small aerosols (pollution or biomass-burning aerosols) but also small AOT and/or bright surfaces (which enhances upward fluxes).

(c) Surface representation

Radiative transfer in the atmosphere requires the knowledge of the surface optical properties which can be described through an albedo or a BRDF. Surface albedo is defined as the ratio between the reflected upward and downward fluxes. This quantity thus depends on the way the surface is illuminated, which relates to the SZA as well as atmospheric scattering and absorption. In contrast to surface albedo, the BRDF is an intrinsic property of the surface and does not depend on the way it is illuminated. The BRDF gives the fraction of reflected radiation for each combination of incident and reflection geometry. For a given viewing geometry it can be considered as the albedo of the surface, should it reflect radiation in the same way in the other directions.

Here we focus on the open ocean surface, which was chosen for three reasons: (i) ocean covers about two thirds of the Earth's surface, (ii) aerosol properties can be accurately retrieved from space over the ocean, and (iii) the ocean BRDF is very anisotropic so the effects of anisotropy found here probably represents an upper bound. The oceanic BRDF is calculated following Cox and Munk (1954) as the Fresnel

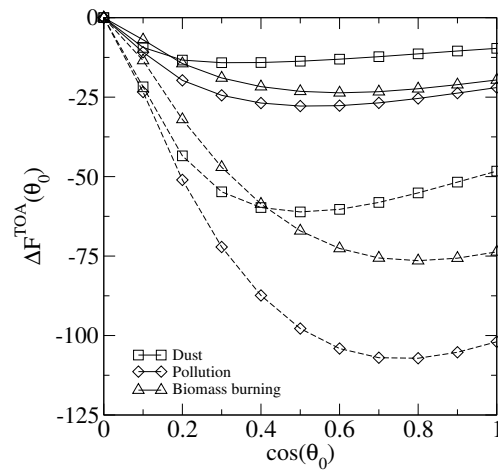


Figure 1. Aerosol radiative perturbation (Wm^{-2}) estimated at the top of the atmosphere for our three different aerosol models (see Table 1). The aerosol optical thickness is 0.1 (solid lines) and 0.5 (dashed lines) at 865 nm.

reflection function weighted by the wave slope probability. Wind speed is taken constant at 7 ms^{-1} .

Using the BRDF of the ocean coupled with an aerosol model, one can compute the upward and downward fluxes in the atmosphere and at the surface. The ratio of these two fluxes at the surface is the actual surface albedo which depends on the aerosol content through its impact on the shape of the incident radiation field. This albedo is used in a second estimation of the fluxes with the Lambertian surface assumption. The DARP can be estimated as the difference between upward fluxes with and without aerosols, as sketched in Fig. 2.

(d) Results

Fig. 3 shows the effect of aerosols on the surface albedo as computed in our BRDF-case simulations. The choice of the dust model is to get the largest impact on the surface albedo. The case without aerosols (solid line) shows the usual increase in surface albedo due to Fresnel reflection as SZA increases, up to 0.13 for $\cos(\theta_s) = 0.1$. In this case, the angular distribution of the downward radiation gathers around the SZA in a tight cone. When aerosols are present, surface albedo is increased and decreased at small and large SZA, respectively. This can be explained by a change in the angular distribution of downward radiation, which broadens due to multiple scattering caused by the increase in the AOT. For very large AOTs, the distribution of radiation is more isotropic, which flattens the dependence of surface albedo on the SZA. The reduction in surface albedo at large SZA can be very large (up to a factor of 3) for an AOT at 865 nm of 0.5.

Fig. 4(a) shows the DARP at TOA as a function of the cosine of the SZA for a constant optical thickness at 865 nm of 0.05 for our three aerosol models. Such a small optical thickness has been chosen in order to get a large contribution of the surface to the total signal. As discussed in section 2(b), small particles induce a greater flux perturbation than large particles, because of their larger upscatter fraction. Absorption reduces significantly the radiative perturbation at the TOA, as can be seen from the comparison of the low-absorbing pollution and high-absorbing biomass-burning cases. Here the surface albedo for the Lambertian case is that of its non-Lambertian counterpart. Therefore, the Lambertian and non-Lambertian cases have

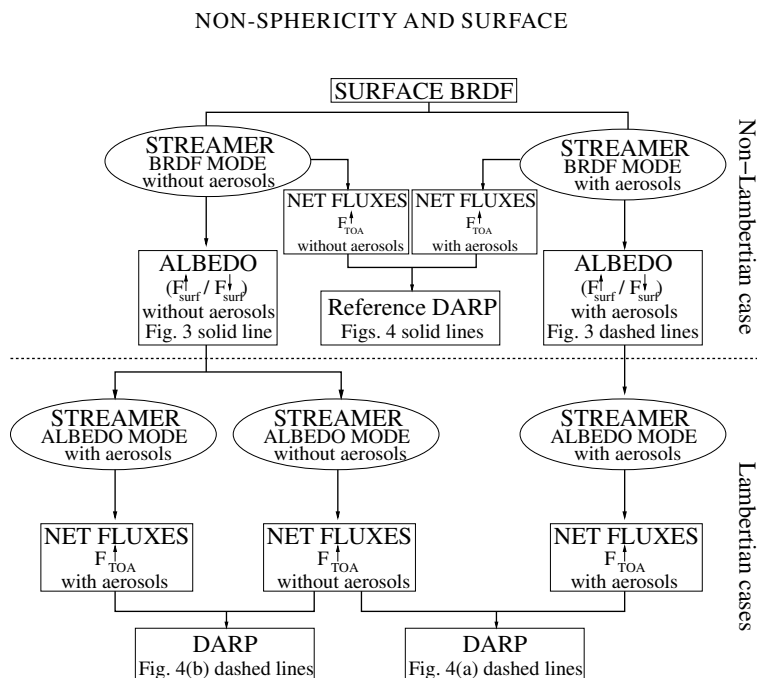


Figure 2. Sketch of radiative transfer calculations performed to study the impact of the oceanic surface representation. Streamer is the radiative transfer code used in this study. Upward and downward net fluxes are noted F^{\uparrow} and F^{\downarrow} , respectively. *surf* stands for surface while *TOA* stands for top of atmosphere.

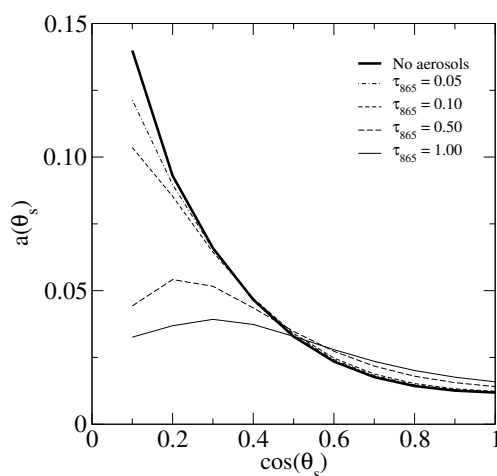


Figure 3. Shortwave albedo of the oceanic surface as a function of the cosine of the solar zenith angle. The thick solid line is the reference case, calculated with no aerosol included. The other lines include increasing optical thicknesses at 865 nm for the dust aerosol model.

exactly the same surface albedo which is different between the aerosol and non-aerosol cases. By doing so, estimates of the DARP in the Lambertian and non-Lambertian cases are very close to each other and exhibit a minimum for the same SZA. Relative difference remains below 5% for all three models. However, the practical intent of this simplification is limited because the non-Lambertian (BRDF) calculations is required to get the Lambertian results. The computational burden is therefore not reduced.

6

BELLOUIN ET AL.

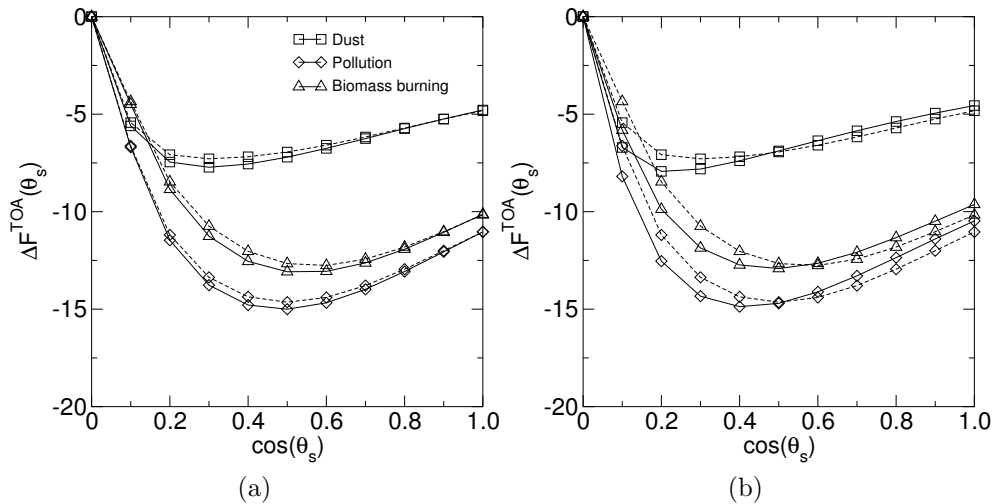


Figure 4. Aerosol radiative perturbation (in Wm^{-2}) estimated at the top of atmosphere for three different aerosol models and an aerosol optical thickness at 865 nm of 0.05. The surface is modeled through a surface albedo (dashed line) or through the real surface BRDF (solid line). The surface albedo in the Lambertian case with aerosol is that of the BRDF case with aerosol in a) and no aerosol in b). See text and Fig. 2 for further explanation.

For a faster computation, the Lambertian case calculations with aerosols can also be done by approximating the surface albedo to that of the aerosol-free atmosphere. These results are shown in Fig. 4(b). Although less rigorous, this method is more affordable in terms of computational cost as non-Lambertian calculations are needed only once (the no-aerosol case) for each SZA. Such an approximation leads to absolute relative errors of up to 25% as shown in Fig. 5(a). Errors are enhanced in the case of large aerosol absorption. For the dust model, Fig. 5(b) shows that the error is reduced in the case of multiple scattering due to large optical thickness. Relative errors are less than 7% for an AOT at 865 nm of 1. The errors are actually due to a shift in the position of the minimum of the DARP with SZA and therefore change sign at a SZA of about 60° . This can be interpreted by looking at the differences in surface albedo computed for the aerosol and no-aerosol cases (Fig. 3).

The results presented so far are for the instantaneous (i.e., SZA-dependent) DARP. However, from a climate perspective, it is more interesting to consider the daily-averaged radiative perturbation, which requires an integration over SZAs. The distribution of SZA depends on day of the year and latitude. Table 2 presents the daily-averaged radiative perturbation for spring equinox, and summer and winter solstices, at Equator and 45°N . Surface albedo is estimated from the no-aerosol case. The error in daily-averaged DARP is reduced significantly if it is integrated over a large range of SZAs, as it is the case at the Equator or in mid-latitude summer (see Table 2). However the error remains large if only large SZAs are considered in the integration, e.g., during mid-latitude winter. Note also that the bias caused by the no-aerosol ocean albedo is almost always negative and therefore cannot be expected to cancel out when integrating seasonally and spatially.

NON-SPHERICITY AND SURFACE

7

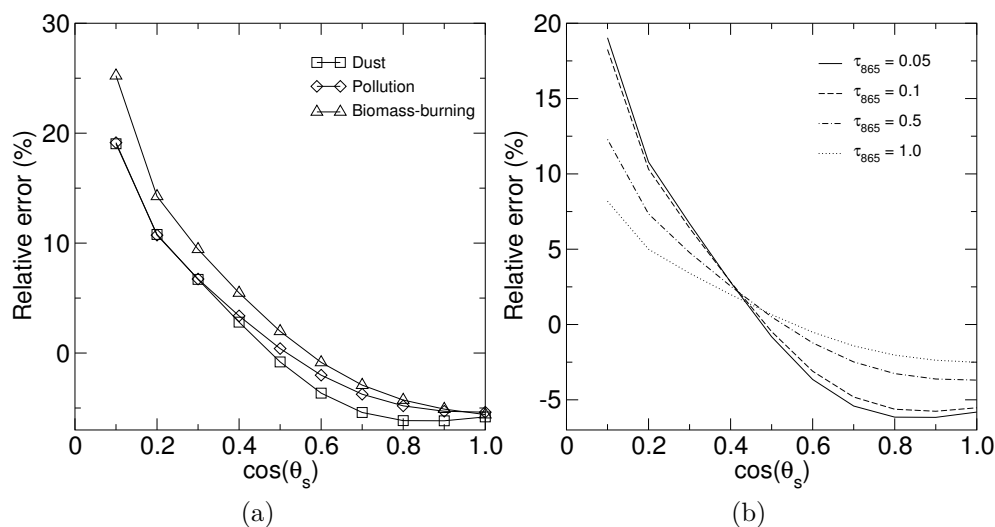


Figure 5. Relative difference (in %) between the DARP estimated using non-Lambertian and Lambertian surfaces: (a) for the three aerosol models with an aerosol optical thickness at 865 nm of 0.05, (b) for the dust aerosol only and 4 increasing optical thicknesses. The Lambertian surface has the albedo of the no-aerosol case, as in Fig. 4(b).

TABLE 2. DAILY-AVERAGED RADIATIVE FORCING PERTURBATIONS, ESTIMATED WITH AN AEROSOL OPTICAL THICKNESS OF 0.05 AT 865 NM. FIGURES IN PARENTHESES INDICATE THE RELATIVE DIFFERENCE BETWEEN THE TWO SURFACE REPRESENTATIONS STUDIED.

Aerosol model	Surface model	Equinox		Solstices		
		45°N spring/autumn	Equator	45°N summer	Equator summer/winter	45°N winter
Dust	Albedo	-3.28	-2.92	-3.88	-3.02	-2.55
	BRDF	-3.19 (2.7%)	-2.91 (1.0%)	-3.83 (1.3%)	-2.99 (1.0%)	-2.31 (10.4%)
Pollution	Albedo	-6.43	-5.99	-7.80	-6.14	-4.31
	BRDF	-6.29 (2.2%)	-6.00 (-0.2%)	-7.76 (0.5%)	-6.13 (0.2%)	-3.93 (9.7%)
Biomass burning	Albedo	-5.54	-5.27	-6.82	-5.39	-3.48
	BRDF	-5.34 (3.6%)	-5.23 (0.8%)	-6.71 (1.6%)	-5.32 (1.3%)	-3.08 (13.0%)

We do not account for changes in Earth-Sun distance with the day of the year.

3. IMPACT OF NON-SPHERICITY OF DUST AEROSOLS

In order to compare DARPs induced by spherical or non-spherical aerosols, two phase functions are needed. The non-spherical aerosol phase function is taken from Volten *et al.* (2001). Some missing features were added. The spherical aerosol phase function is calculated using Mie theory. We are then able to compare DARPs calculated using the two models at a given AOT. The impact of non-sphericity on AOT inversion from space measurements is also investigated, as well as the transfer of errors made on the AOT to the DARP.

(a) Aerosol phase functions

Volten *et al.* (2001) measured the phase function of several randomly-oriented non-spherical mineral aerosols, including dust and volcanic ash. The device used, based on a laser, reaches scattering angles between 5 and 173°. The strong forward peak and the backscatter features are then not documented. These measurements, performed at 632.8 nm, produced results consistent enough to build an average aerosol phase function. This phase function allows a much better retrieval of dusty scenes from the angular and polarized information of the POLDER instrument (Deuzé *et al.* 2000; J.-L. Deuzé, personal communication). We therefore base our analysis of aerosol non-sphericity effects on this phase function.

Our first task was to extend the phase function to the full range of scattering angles. As forward scattering is dominated by diffraction, the shape of the particle is not important for scattering angles smaller than 5° and an equivalent spherical model can be assumed. We select the effective radius of 2.3 μm and effective standard deviation of 1.5 of the Quartz sample studied by Volten *et al.* (2001). Such a size distribution is typical of dust atmospheric aerosol (e.g., Haywood *et al.* 2003). We further assume a refractive index $m = 1.55 - 0.0007i$, which is typical for Saharan measurements. The phase function at backscattering angles (from 173 to 180°) is extrapolated from the side-scattering values, as it is expected that non-spherical particles exhibit no enhanced backscatter (Mugnai and Wiscombe 1989).

Fig. 6(a) presents the spherical and non-spherical phase functions as a function of scattering angle. It is interesting to note the large differences in side scattering (scattering angles ranging from 60° to 140°) which corresponds to viewing geometries easily reached by space sensors. The better balance between forward and side-scattering of non-spherical aerosols enhances (resp. decreases) the upscatter fraction at small (resp. large) SZAs. The asymmetry parameters, g , of the spherical and non-spherical aerosol models are very close, 0.71 and 0.72 at 632.8 nm, respectively. This is due to the large weight of the forward peak in the calculation of g . Because it is not trivial to derive the spectral dependence of our non-spherical dust model, we restrict hereafter all our flux calculations to the 0.57–0.64 μm waveband of the Streamer model.

(b) Impact of non-sphericity on the DARP: Constant AOT

Radiative perturbations are calculated with the Streamer radiative code using the approximated Lambertian oceanic albedo (bold solid line in Fig. 3). The reference AOT is taken at 865 nm; the AOT and single scattering albedo at the Streamer waveband are taken from the Mie calculations for both models, so only the phase function differ in our calculations.

Fig. 7 presents the aerosol radiative perturbations and relative difference between the spherical and non-spherical models obtained at TOA for small, medium, and large AOTs. In this plot, we compare the results at a given AOT. Qualitatively, the aerosol

NON-SPHERICITY AND SURFACE

9

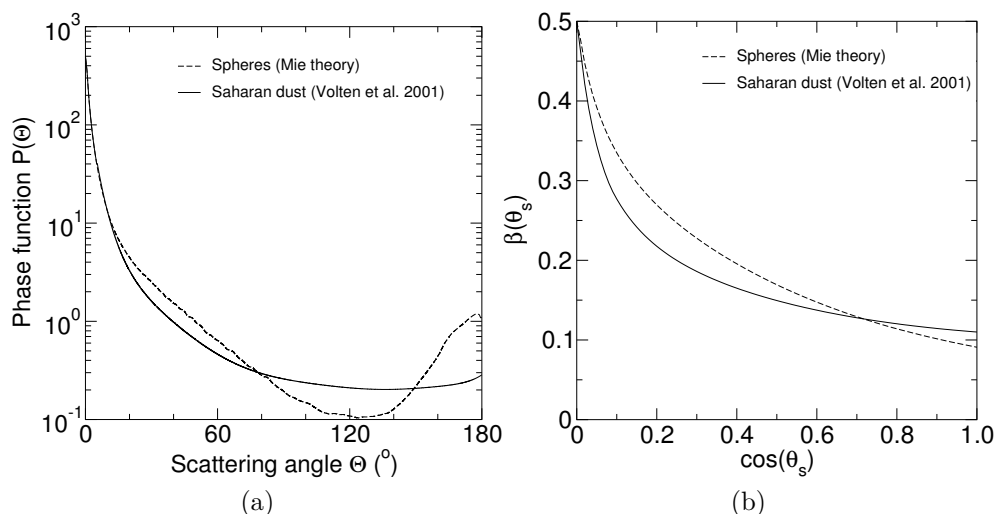


Figure 6. (a) Scattering phase function of non-spherical aerosols from Volten *et al.* (2001) (solid line) and corresponding spherical model (dashed line) at 632.8 nm as a function of the scattering angle. The forward peaks are assumed to be the same for the two phase functions. Both phase functions are normalized to 4π . (b) Upscatter fraction as a function of the cosine of the solar zenith angle for the spherical and non-spherical cases.

TABLE 3. DAILY-AVERAGED AEROSOL RADIATIVE PERTURBATIONS ESTIMATED WITH VARYING AEROSOL OPTICAL THICKNESS AT 865 NM, τ_{865} . FIGURES IN PARENTHESES INDICATE THE RELATIVE DIFFERENCES BETWEEN SPHERICAL (MIE) AND NON-SPHERICAL (VOLTEN) AEROSOLS.

Aerosol optical thickness	Aerosol model	Equinox		Solstices		
		30°N spring/autumn	Equator	30°N summer	Equator summer/winter	30°N winter
$\tau_{865} = 0.1$	Spherical	-0.66	-0.61	-0.72	-0.64	-0.61
	Non-spherical	-0.61 (7.6%)	-0.60 (1.6%)	-0.69 (4.2%)	-0.60 (6.3%)	-0.54 (11.5%)
$\tau_{865} = 0.3$	Spherical	-1.81	-1.72	-2.00	-1.77	-1.63
	Non-spherical	-1.67 (7.7%)	-1.70 (1.2%)	-1.94 (3.0%)	-1.69 (4.5%)	-1.45 (11.0%)
$\tau_{865} = 1.0$	Spherical	-4.87	-4.80	-5.53	-4.85	-3.96
	Non-spherical	-4.69 (3.7%)	-4.65 (3.1%)	-5.39 (2.5%)	-4.67 (3.7%)	-3.67 (7.3%)

We do not account for changes in Earth-Sun distance with the day of the year.

radiative perturbation for the non-spherical model exhibits a less pronounced minimum at intermediate SZAs as compared to the spherical model. The relative differences are large, greater than 15% for an aerosol optical thickness at 865 nm of 0.1. It reduces to less than 10% for an optical thickness of 1.0.

Relative differences decrease to reasonable values in terms of the daily-averaged radiative perturbation, as presented in Table 3. Calculations have been restricted to tropical latitudes (0, 30°N), where non-spherical dust are a common aerosol type. For winter days at 30°N, when SZAs are large throughout the day, relative differences remain significant at more than 10% for medium aerosol loading. It is interesting to note that the distribution of SZA in the day always leads to a spherical aerosol DARP larger (in magnitude) than the non-spherical one.

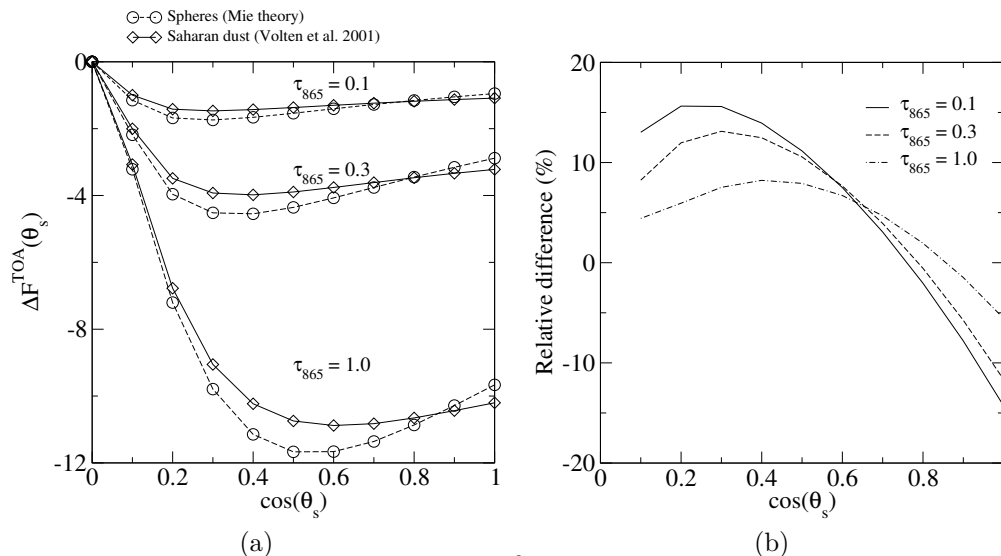


Figure 7. (a) Aerosol radiative perturbation (in Wm^{-2}) for the spherical and non-spherical cases and three different aerosol optical thicknesses at 865 nm. (b) Relative difference (in %) between the two particle shapes considered.

(c) Impact of non-sphericity on retrieved AOT

One of the major use of remote sensing in the aerosol field is to retrieve the AOT from radiance measurements. Non-spherical particles exhibit large side scattering, leading to significant errors in the AOT if the retrieval is based on Mie theory (Mishchenko *et al.* 1995). We reevaluate here how non-spherical effects can affect the retrieval of the AOT.

We compute TOA radiances at 670 nm as a function of the AOT accounting for the various contributions of the surface and atmosphere (Tanré *et al.* 1983). The surface considered is that of the open ocean with a wind speed of 7 ms^{-1} at 10 m. Fig. 8 shows the simulated radiances for a given geometry as a function of the optical thickness of the spherical and non-spherical models. The view zenith angle is hereafter noted θ_v while ϕ_v is the relative azimuthal angle between the sun and the satellite. The arrows illustrate the error which would be made in the AOT inversion if the spherical model was used. Note that in this particular case the error increases with AOT. This error is caused by the lack of knowledge of the aerosol model. In a more realistic case errors would also be due to uncertainties in the aerosol vertical profile and surface representation. Single-view sensors are then prone to large errors in estimating the AOT in the case of non-spherical aerosols. Detection of aerosol non-sphericity is however allowed to multiangular sensors, such as POLDER or MISR (Kahn *et al.* 1997).

(d) Impact of the erroneous AOT on the DARP

Errors made on the AOT retrieval and DARP calculation are presented in Fig. 9 for three values of the SZA. In these polar diagrams the radial axis is the view zenith angle θ_v , ranging from 0 to 90° , while the azimuthal axis is the azimuthal angle ϕ_v , ranging from 0 (forward-scattering) to 180° (backscatter). Fig. 9(a) shows the scattering angle Θ . Only those geometries with scattering angles between 60° and 180° are kept in order to be consistent with space-sensor capabilities. Fig. 9(b) shows the ratio between the retrieved spherical AOT and given non-spherical AOT taken at 0.1 at 865 nm. The DARP is then

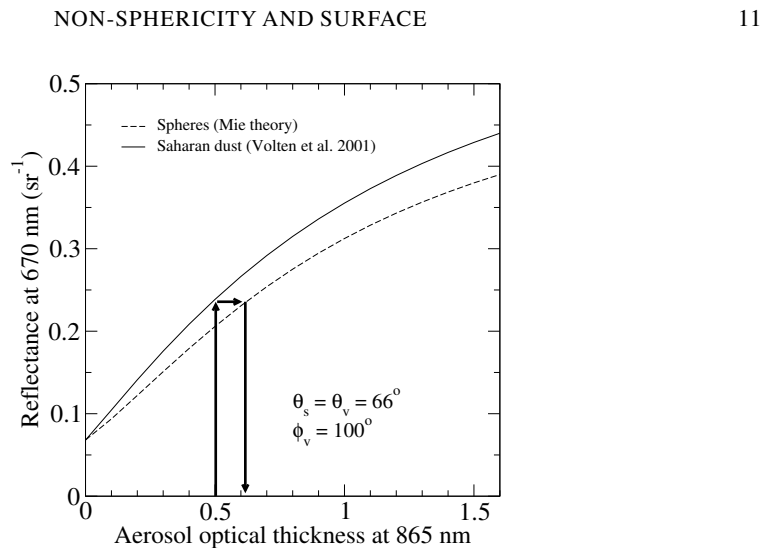


Figure 8. Simulated top-of-atmosphere reflectance at 670 nm as a function of aerosol optical thickness for the non-spherical (solid line) and spherical (dashed line) aerosol models. If non-spherical aerosols are present in the atmosphere at an aerosol optical thickness of 0.5 (at 865 nm), inversion of the measured reflectance assuming spherical aerosols would produce an optical thickness larger than 0.6.

recomputed using the retrieved spherical AOT and compared to the DARP calculated using the given non-spherical AOT. Fig. 9(c) shows the ratio between these two DARPs. Fig. 9(d) and (e) are the same as Fig. 9(b) and (c) but for a non-spherical AOT of 0.4 at 865 nm. Fig. 9(f) correspond to a non-spherical AOT of 1.0 at 865 nm.

Some viewing geometries are more liable to errors than others. Very few geometries have a ratio of 1 between the non-spherical AOT and the retrieved spherical AOT. As a consequence, the recomputed DARP for spherical particles almost never equals the DARP for non-spherical aerosols. The ratios between the spherical and non-spherical cases do not follow the exact pattern of the scattering angles (compare Figs. 9(a) and (b)), so considering the full viewing geometry is mandatory. Polar diagrams exhibit a deep minimum around the backscatter area, where Θ approaches 180° , which corresponds to a ϕ_v of 180° when $\theta_s = \theta_v$. This minimum is surrounded by the isoline 1, where spherical and non-spherical AOTs and DARPs are about the same. Then, in the wide area characterized by scattering angles between 80° and 140° , the spherical AOT and DARP are larger than their non-spherical counterparts, which translates into ratios reaching 1.6 and 1.3 at small and large non-spherical AOT, respectively. Finally, in the forward scattering area, where ϕ_v is less than 60° and at large view zenithal angle, ratios range between 0.8 and 1.2. In this region, when θ_v nearly equals the SZA θ_s , the spatial instrument looks directly into the sunglint. This particular viewing geometry is generally not used in the inversion, as the aerosol contribution to the total signal is overcome by the surface contribution. The general pattern remains the same with increasing non-spherical AOT (Figs. 9(d–f)). Errors made on the AOT are yet smaller in the $\Theta = 120^\circ$ area.

The ratio between the retrieved spherical AOT and given non-spherical AOT is mainly driven by the differences in the phase functions (Fig. 6(a)). If the spherical aerosol phase function is larger than the non-spherical one, it takes smaller AOT to fit the upward reflectance induced by the non-spherical particles. This is the case in the backscatter area, for instance. On the contrary, when the spherical aerosol phase function is smaller, then larger AOT are needed. This is the case at side-scattering angles.

And, of course, when both phase functions are comparable, retrieved spherical AOT nearly equals the given non-spherical one. This can be seen on isoline 1, which roughly matches the $\Theta = 80$ and 150° isolines. When the given non-spherical AOT is increased to 0.4 and 1.0, the spherical AOT gets closer to the non-spherical one at scattering angles outside the backscatter region. This effect is particularly strong at side-scattering angles, and is due to multiple scattering. As photons are scattered by several particles, their scattering angles cover a large range, thus involving the whole phase function. As both aerosol models have similar asymmetry parameters, this lessens the importance of specific differences between spherical and non-spherical phase functions.

Errors made on the DARP do not match those made on the AOT. Their interpretation involves the upscatter fraction, $\beta(\theta_s)$, presented in Fig. 6(b). The three values used for the SZA correspond to three different cases. When $\theta_s = 0^\circ$ ($\cos(\theta_s) = 1.0$), the upscatter fraction of the spherical aerosols is smaller than for the non-spherical case. It is nearly equal at $\theta_s = 40^\circ$ ($\cos(\theta_s) = 0.77$), and larger at $\theta_s = 60^\circ$ ($\cos(\theta_s) = 0.5$). For $\theta_s = 0^\circ$, there is a compensation between errors on the AOT and on the DARP for side-scattering angles. Retrieved spherical AOTs are indeed larger than given non-spherical one in this area, but there is also less upscatter at this SZA. On the contrary, when $\Theta = 180^\circ$, the AOT is underestimated and the deprecated upscatter amplifies the errors. This is the exact opposite when $\theta_s = 60^\circ$, with a larger spherical upscatter this time. When $\theta_s = 40^\circ$, the upscatter fractions are the same for spherical and non-spherical particles. In this case, the errors on the retrieved AOTs are simply transferred to the computed DARP, without any compensation or amplification.

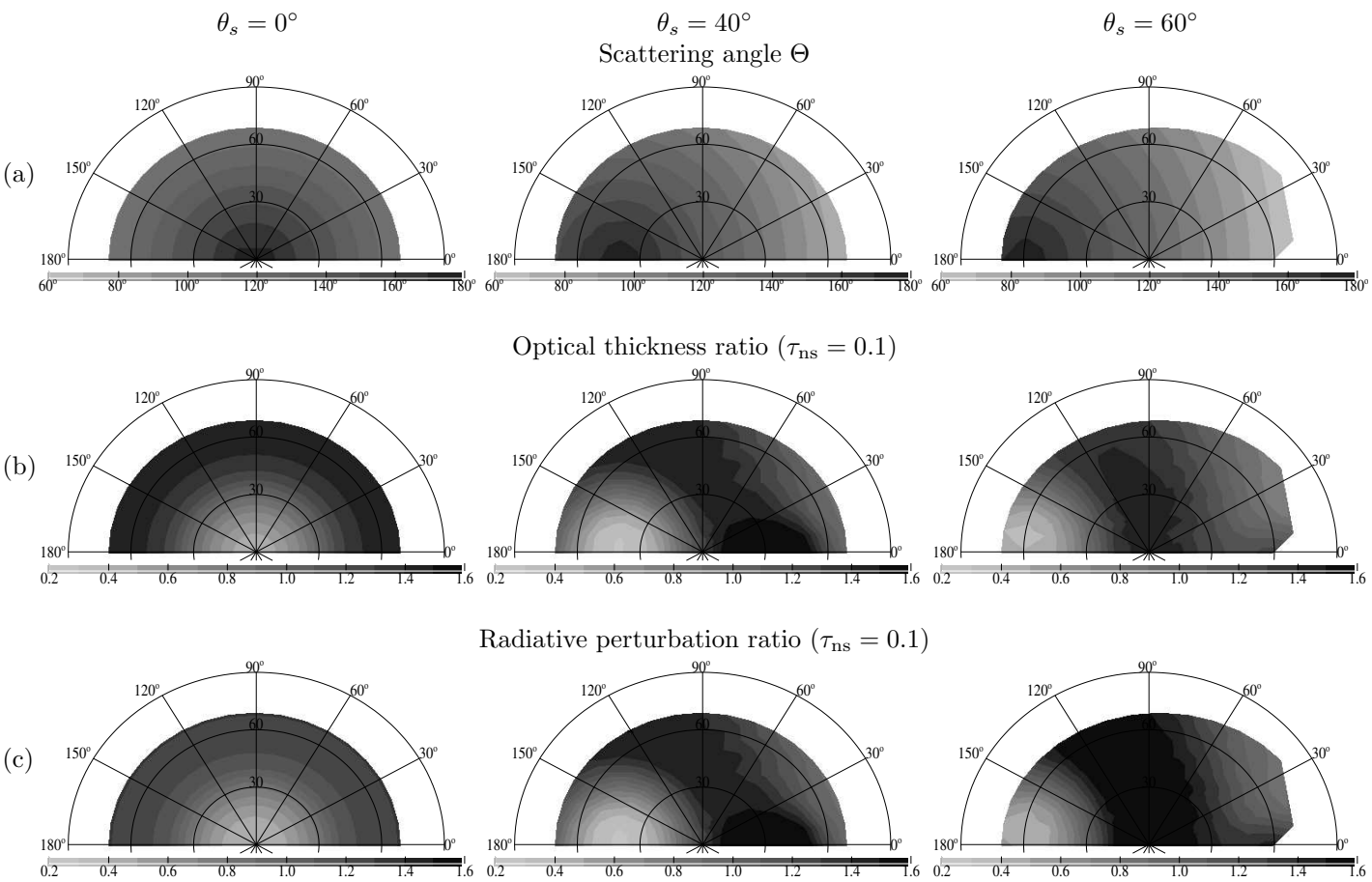


Figure 9. For three values of the solar zenith angle θ_s , polar diagrams show the scattering angle Θ (in degrees), the ratio between the retrieved spherical and non-spherical aerosol optical thicknesses for a given non-spherical optical thickness τ_{ns} (at 865 nm) and the ratio between the recomputed spherical and non-spherical DARR. The radial axis is the view zenith angle, θ_v , ranging from 0 (center) to 90° (larger half-circle) and the polar axis is the relative azimuthal angle ϕ_v , ranging from 0 to 180°. In these diagrams, the scattering angle is limited to 60° to 180°. Smaller scattering angles have been removed as they are not reached by space sensors.

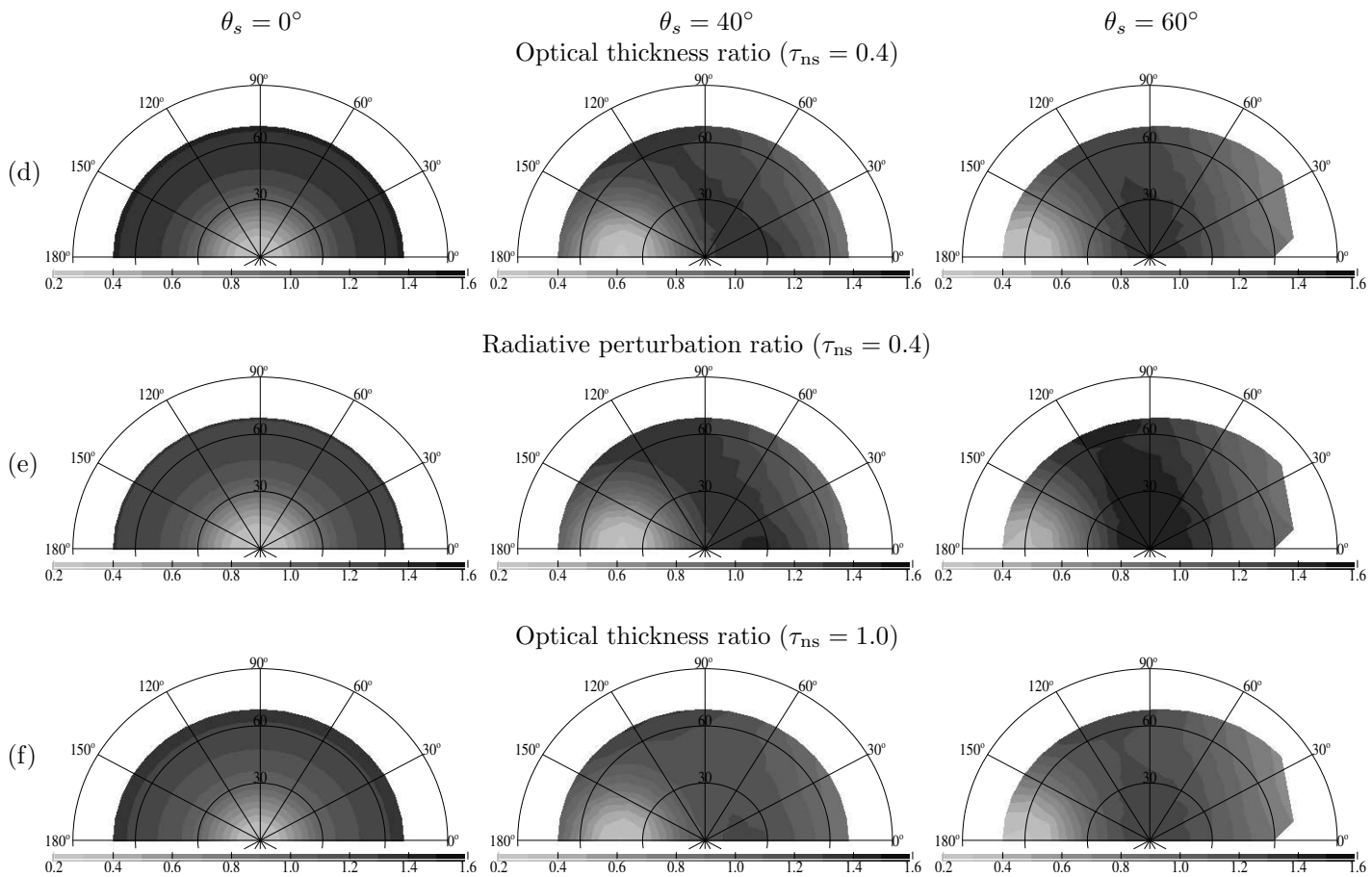


Figure 9. (continued)

4. CONCLUSION

We have presented radiative transfer simulations assessing the impact on the DARP of two widely-used, simplifying hypotheses: using a Lambertian albedo to represent the surface and neglecting the effects of aerosol non-sphericity. Using a radiative transfer code able to model the surface through either its Lambertian albedo or its BRDF, we found that the surface albedo of the open ocean is strongly dependent on the AOT, especially at large SZAs, where an AOT of 0.1 at 865 nm decreases the albedo by almost one third. If this dependence is taken into account, errors due to the use of the albedo instead of the BRDF are very small, and the dependence of the DARP with SZA is well reproduced. If the prescribed albedo does not depend on the aerosol loading, relative errors made on the DARP can reach 20% at small AOTs. Large AOTs are required to bring the errors to less than 10%. Errors are smaller for the daily-averaged DARP, except for northern-hemisphere winter. Assigning different surface albedos to direct and diffuse radiation would be a simple and affordable way to mimic the surface BRDF behaviour in simplified radiative transfer codes, such as those used in general circulation models of the atmosphere.

Spherical and non-spherical dust aerosols exhibit dissimilar phase functions and upscatter fractions. As a consequence, these differences in shapes leads to significant differences in the DARP. If the same AOT is used for both models, relative errors in the DARP can be as large as 15%, and only a daily integration is able to reduce the errors to acceptable values. If top-of-the-atmosphere upward radiances estimated from a non-spherical aerosol model are inverted using a spherical aerosol model, there can be large errors in the AOT retrieval and the subsequent DARP estimation. We further showed that some viewing geometries are more prone to errors than others. Backscatter is very sensitive to aerosol non-sphericity effects whereas AOT inversion at side-scattering angles (120° to 140°) shows little dependence on aerosol shape. The impact of dust non-sphericity should nevertheless be considered in satellite and model estimates of the radiative impact of aerosols.

ACKNOWLEDGEMENTS

Hester Volten is acknowledged for providing the non-spherical phase function. The Laboratoire d'Optique Atmosphérique is a member of the "Fédération de recherche" of the CNRS FR1818. This study has been supported by the "Programme National de Télédétection Spatiale" (PNTS) of the CNRS. Calculations have been conducted on the high-performance computer of Lille University. This equipment was funded in part by the "Fond Européen de Développement Régional" (FEDER) of the European Union.

REFERENCES

- | | | |
|---|------|--|
| Bellouin, N., Boucher, O., Tanré, D. and Dubovik, O. | 2003 | Aerosol absorption over the clear-sky oceans deduced from POLDER-1 and AERONET observations. <i>Geophys. Res. Lett.</i> , 30 , 1748, doi:10.1029/2003GL017121 |
| Boucher, O. | 1998 | On aerosol direct shortwave forcing and the Henyey-Greenstein phase function. <i>J. Atmos. Sci.</i> , 55 , 128–134 |
| Boucher, O., <i>et al.</i> | 1998 | Intercomparison of models representing direct shortwave radiative forcing by sulfate aerosols. <i>J. Geophys. Res.</i> , 103 , 16,979–16,998 |
| Charlson, R. J., Schwartz, S. E., Hales, J. M., Cess, R. D., Coakley, J. A., Hansen, J. E. and Hofmann, D. J. | 1992 | Climate forcing by anthropogenic aerosols. <i>Science</i> , 255 , 423–430 |

- 16 BELLOUIN ET AL.
- Chylek, P. and Wong, J. 1995 Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 929–931
- Coakley, J. A., Tahnk, W. R., Jayaraman, A., Quinn, P. K., Devaux, C. and Tanré, D. 2002 Aerosol optical depths and direct radiative forcing for INDOEX derived from AVHRR: Theory. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2002JD000182
- Cox, C. and Munk, W. 1954 Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 838–850
- Deuzé, J.-L., Goloub, P., Herman, M., Marchand, A., Perry, G., Susana, S. and Tanré, D. 2000 Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER. *J. Geophys. Res.*, **105**, 15,329–15,346
- Dubovik, O. B., Holben, B., Eck, T. F., Smirnov, A., Kaufman, Y. J., King, M. D., Tanré, D. and Slutsker, I. 2002 Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 590–608
- Haywood, J. M. and Shine, K. P. 1995 The effect of anthropogenic sulfate and soot aerosol on the clear sky planetary radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 602–606
- Haywood, J. M., Francis, P., Osborne, S., Glew, M., Loeb, N., Highwood, E., Tanré, D., Myhre, G. and Formenti, P. 2003 Radiative properties and direct radiative effect of Saharan dust measured by the C-130 aircraft during SHADE: 1. Solar spectrum. *J. Geophys. Res.*, in press.
- Kahn, R., West, R., McDonald, D., Rheingans, B. and Mishchenko, M. I. 1997 Sensitivity of multiangle remote sensing observations to aerosol sphericity. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16,861–16,870
- Key, J. R. and Schweiger, A. J. 1998 Tools for atmospheric radiative transfer: STREAMER and FLUXNET. *Computers & Geosciences*, **24**, 443–451
- Mishchenko, M. I., Lacis, A. A., Carlson, B. E. and Travis, L. D. 1995 Nonsphericity of dust-like tropospheric aerosols: implications for aerosol remote sensing and climate modeling. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1077–1080
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D. and Mackowski, D. W. 1996 T-Matrix computations of light-scattering by nonspherical particles: A review. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **55**, 535–575
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., Kahn, R. A. and West, R. A. 1997 Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16,831–16,847
- Mugnai, A. and Wiscombe, W. J. 1986 Scattering from nonspherical Chebyshev particles. I: Cross sections, single-scattering albedo, asymmetry factor, and backscattered fraction. *Appl. Opt.*, **25**, 1235–1244
- Mugnai, A. and Wiscombe, W. J. 1989 Scattering from nonspherical Chebyshev particles. III: Variability in angular scattering patterns. *Appl. Opt.*, **28**, 3061–3073
- Nemesure, S., Wagener, R. and Schwartz, S. E. 1995 Direct shortwave forcing of climate by anthropogenic sulfate aerosol: Sensitivity to particle size, composition and relative humidity. *J. Geophys. Res.*, **100**, 26,105–26,116
- Pilinis, C. and Li, X. 1998 Particle shape and internal inhomogeneity effects on the optical properties of tropospheric aerosols of relevance to climate forcing. *J. Geophys. Res.*, **103**, 3789–3800
- Russell, P. B., Kinne, S. A. and Bergstrom, R. W. 1997 Aerosol climate effects: Local radiative forcing and column closure experiment. *J. Geophys. Res.*, **102**, 9397–9407
- Stamnes, K., Tsay, S., Wiscombe, W. and Jayaweera, K. 1988 Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502–2509
- Tanré, D., Herman, M. and Deschamps, P.-Y. 1983 Influence of the atmosphere on space measurements of directional properties. *Appl. Opt.*, **21**, 733–741
- Volten, H., Muñoz, O., Rol, E., de Haan, J. F., Vassen, W. and Hovenier, J. W. 2001 Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm. *J. Geophys. Res.*, **106**, 17,375–17,401
- Wiscombe, W. J. and Grams, G. W. 1976 The backscattered fraction in two-stream approximations. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2440–2451
- Wiscombe, W. J. and Mugnai, A. 1988 Scattering from nonspherical Chebyshev particles. II: Means of angular scattering patterns. *Appl. Opt.*, **27**, 2405–2421
- Yang, P., Liou, K. N., Mishchenko, M. I. and Gao, B. 2000 Efficient finite-difference time-domain scheme for light-scattering by dielectric particles: application to aerosols. *Appl. Opt.*, **39**, 3727–3737

Bibliographie

- [1] Ackerman, A. S. et Toon, O. B. Unrealistic dessication of marine stratocumulus due to enhanced solar absorption. *Nature*, **380**, 512–515, 1996.
- [2] Ackerman, A. S., Toon, O. B., Stevens, D. E., Heymsfield, A. J., Ramanathan, V. et Welton, E. J. Reduction of tropical cloudiness by soot. *Science*, **288**, 1042–1047, 2000.
- [3] Albrecht, B. A. Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness. *Science*, **245**, 1227–1230, 1989.
- [4] Atwater, M. A. Planetary albedo changes due to aerosols. *Science*, **170**, 164–166, 1970.
- [5] Bates, T. S., Huebert, B. J., Gras, J. L., Griffiths, F. B. et Durkee, P. A. International Global Atmospheric Chemistry (IGAC) Project's First Aerosol Characterization Experiment (ACE 1) : Overview. *J. Geophys. Res.*, **103**, 16297–16318, 1998.
- [6] Bellouin, N., Boucher, O., Tanré, D. et Dubovik, O. Aerosol absorption over the clear-sky oceans deduced from POLDER-1 and AERONET observations. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1748, doi :10.1029/2003GL017121, 2003a.
- [7] Bellouin, N., Boucher, O., Vesperini, M. et Tanré, D. Estimating the direct aerosol radiative perturbation : Impact of ocean surface representation and aerosol non-sphericity. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, accepté, 2003b.
- [8] Bergstrom, R. W. et Russell, P. B. Estimation of aerosol direct radiative effects over the mid-latitude North Atlantic from satellite and in situ measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1731–1734, 1999.
- [9] Bergstrom, R. W., Pilewskie, P., Schmid, B., Russell, P. B. Estimates of the spectral aerosol single scattering albedo and aerosol radiative effects during SAFARI 2000. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8474, doi :10.1029/2002JD002435, 2003.
- [10] Bohren, C. F. Applicability of effective-medium theories to problems of scattering and absorption by nonhomogeneous atmospheric particles. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 469–475, 1986.
- [11] Boucher, O. *Etude de quelques interactions aérosol-nuage-rayonnement : modélisation et simulations avec un modèle de circulation générale*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 223 p., 1995.
- [12] Boucher, O. On aerosol direct shortwave forcing and the Henyey-Greenstein phase function. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 128–134, 1998.

- [13] Boucher, O., Schwartz, S. E., Ackerman, T. P., Anderson, T. L., Bergstrom, B., Bonnel, B., Chýlek, P., Dahlback, A., Fouquart, Y., Fu, Q., Halthore, R. N., Haywood, J. M., Iversen, T., Kato, S., Kinne, S., Kirkevåg, A., Knapp, K. R., Lacis, A., Laszlo, I., Mishchenko, M. I., Nemesure, S., Ramaswamy, V., Roberts, D. L., Russell, P., Schlesinger, M. E., Stephens, G. L., Wagener, R., Wang, M., Wong, J. et Yang, F. Intercomparison of models representing direct shortwave radiative forcing by sulfate aerosols. *J. Geophys. Res.*, **103**, 16979–16998, 1998.
- [14] Boucher, O. et Tanré, D. Estimation of the aerosol perturbation to the Earth's radiative budget over oceans using POLDER satellite aerosol retrievals. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1103–1106, 2000.
- [15] Boucher, O. et Haywood, J. On summing the components of radiative forcing of climate change *Climate Dyn.*, **18**, 297–302, 2001.
- [16] Boucher, O. et Pham, M. History of sulfate aerosol radiative forcings. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1308, doi :10.1029/2001GL014048, 2002.
- [17] Brenguier, J. L., Chuang, P. Y., Fouquart, Y., Johnson, D. W., Parol, F., Pawlowska, H., Pelon, J., Schüller, L., Schröder, F. et Snider, J. An overview of the ACE-2 CLOUDYCOLUMN closure experiment. *Tellus B*, **52**, 815–827, 2000.
- [18] Bréon, F.-M., Tanré, D., Lecomte, P. et Herman, M. Polarized reflectance of bare soils and vegetation : Measurements and models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **33**, 487–499, 1995.
- [19] Bréon, F.-M. et Colzy, S. Cloud detection from the spaceborne POLDER instrument and validation against surface synoptic observations. *J. Appl. Meteorol.*, **38**, 777–785, 1999.
- [20] Bruce, C. W., Stromberg, T. F., Gurton, K. P. et Mozer, J. B. Trans-spectral absorption and scattering of electromagnetic radiation by diesel soot. *Appl. Opt.*, **30**, 1537–1546, 1991.
- [21] Buriez, J.-C., Vanbauce, C., Parol, F., Goloub, P., Herman, M., Bonnel, B., Fouquart, Y., Couvert, P. et Sèze, G. Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *Int. J. Remote Sens.*, **18**, 2785–2813, 1997.
- [22] Cakmur, R. V., Miller, R. L. et Tegen, I. A comparison of seasonal interannual variability of soil dust aerosols over the Atlantic Ocean as inferred by the TOMS AI and AVHRR AOT retrievals. *J. Geophys. Res.*, **106**, 18287–18303, 2001.
- [23] Cess, R. D., Zhang, M.-H., Potter, G. L., Barker, H. W., Colman, R. A., Dazlich, D. A., Del Genio, A. D., Esch, M., Fraser, J. R., Galin, V., Gates, W. L., Hack, J. J., Ingram, W. J., Kiehl, J. T., Lacis, A. A. Le Treut, H., Li, Z.-X., Liang, X. Z., Mahfouf, J.-F., McAvaney, B. J., Meleshko, K. P., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Roeckner, E., Royer, J.-F., Sokolov, A. P., Sporyshev, P. V., Taylor, K. E., Wang, W.-C. et Wetherald, R. T. Uncertainties in CO₂ radiative forcing in atmospheric general circulation models. *Science*, **262**, 1252–1255, 1993.
- [24] Charlson, R. J. et Pilat, M. J. Climate : the influence of aerosols. *J. Appl. Meteorol.*, **8**, 1001–1002, 1969.

- [25] Charlson, R. J., Langner, J., et Rodhe, H. Sulphate aerosol and climate. *Nature*, **326**, 655–661, 1987.
- [26] Charlson, R. J., Leovy, C. B. et Warren, S. G. Perturbation of the Northern Hemisphere radiative balance by backscattering from anthropogenic sulfate aerosols. *Tellus*, **43AB**, 152–163, 1991.
- [27] Charlson, R. J., Schwartz, S. E., Hales, J. M., Cess, R. D., Coakley, J. A., Hansen, J. E. et Hofmann, D. J. Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science*, **255**, 423–430, 1992.
- [28] Chiapello, I., Goloub, P., Tanré, D., Marchand, A., Herman, J. et Torres, O. Aerosol detection by TOMS and POLDER over oceanic regions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 7133–7142, 2000.
- [29] Chiapello, I. et Moulin, C. TOMS and METEOSAT satellite records of the variability of Saharan dust transport over the Atlantic during the last two decades (1979–1997). *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 17, doi :10.1029/2001GL013767, 2002.
- [30] Christopher, S. A., Chou, J., Zhang, J., Li, X., Berendes, T. A. et Welch, R. M. Shortwave direct radiative forcing of biomass burning aerosols estimated using VIRS and CERES data. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2197–2200, 2000.
- [31] Christopher, S. A. et Zhang, J. Shortwave aerosol radiative forcing from MODIS and CERES observations over the oceans. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1859, doi :10.1029/2002GL014803, 2002.
- [32] Chu, D. A., Kaufman, Y. J., Ichoku, C., Remer, L. A., Tanré, D. et Holben, B. N. Validation of MODIS aerosol optical depth retrieval over land. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi :10.1029/2001GL013205, 2002.
- [33] Chylek, P. et Wong, J. Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 929–931, 1995.
- [34] Claquin, T., Schulz, M., Balkanski, Y. et Boucher, O. Uncertainties in assessing radiative forcing by mineral dust. *Tellus*, **50B**, 491–505, 1998.
- [35] Collins, W. D., Rasch, P. J., Eaton, B. E., Khattatov, B. V. et Lamarque, J.-F. Simulating aerosols using a chemical transport model with assimilation of satellite aerosol retrievals : Methodology for INDOEX. *J. Geophys. Res.*, **106**, 7313–7336, 2001.
- [36] Cox, C. et Munk, W. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *J. Mar. Res.*, **13**, 198–227, 1954.
- [37] Cox, C. et Munk, W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 838–850, 1954.
- [38] Cox, C. et Munk, W. Some problems in optical oceanography. *J. Mar. Res.*, **14**, 63–78, 1956..
- [39] Cusack, S., Slingo, A., Edwards, J. M. et Wild, M. The radiative impact of a simple aerosol climatology on the Hadley Centre atmospheric GCM. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 2517–2526, 1998.

- [40] De Haan, J. F., Bosma, P. B. et Hovenier, J. W. The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astron. Astrophys.*, **183**, 371–391, 1986.
- [41] Deschamps, P.-Y., Bréon, F.-M., Leroy, M., Podaire, A., Bricaud, A., Buriez, J.-C. et Sèze, G. The POLDER mission : Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **32**, 598–615, 1994.
- [42] Deuzé, J.-L., Herman, M. et Santer, R. Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **41**, 483–494, 1989.
- [43] Deuzé, J.-L., Herman, M., Goloub, P., Tanré, D. et Marchand, A. Characterization of aerosols over ocean from POLDER/ADEOS-1. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1421–1424, 1999.
- [44] Deuzé, J.-L., Goloub, P., Herman, M., Marchand, A., Perry, G., Susana, S. et Tanré, D. Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER. *J. Geophys. Res.*, **105**, 15329–15346, 2000.
- [45] Deuzé, J.-L., Bréon, F.-M., Devaux, C., Goloub, P., Herman, M., Lafrance, B., Maignan, F., Marchand, A., Nadal, F., Perry, G. et Tanré, D. Remote sensing of aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS-1 polarized measurements. *J. Geophys. Res.*, **106**, 4913–4925, 2001.
- [46] Dubovik, O., Holben, B. N., Kaufman, Y. J., Yamasoe, M., Smirnov, A., Tanré, D. et Slutsker, I. Single-scattering albedo of smoke retrieved from the sky radiance and solar transmittance measured from ground. *J. Geophys. Res.*, **103**, 31903–31923, 1998.
- [47] Dubovik, O et King, M. D. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements, *J. Geophys. Res.*, **105**, 20673–20696, 2000.
- [48] Dubovik, O., Holben, B., Eck, T. F., Smirnov, A., Kaufman, Y. J., King, M. D., Tanré, D. et Slutsker, I. Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 590–619, 2002.
- [49] Dubuisson, P., Buriez, J.-C. et Fouquart, Y. High spectral resolution solar radiative transfer in absorbing and scattering media, application to the satellite simulation. *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **55**, 103–126, 1996.
- [50] Eck, T. F., Holben, B. N., Dubovik, O., Smirnov, A., Slutsker, I., Lobert, J. M. et Ramanathan, V. Column-integrated aerosol optical properties over the Maldives during the northeast monsoon for 1998-2000. *J. Geophys. Res.*, **106**, 28555–28566, 2001.
- [51] Eck, T. F., Holben, B. N., Ward, D. E., Mukelabai, M. M., Dubovik, O., Smirnov, A., Schafer, J. S., Hsu, N. C., Piketh, S. J., Queface, A., Le Roux, J., Swap, R. J. et Slutsker, I. Variability of biomass burning aerosol optical characteristics in southern Africa during the SAFARI 2000 dry season campaign and a comparison of single scattering albedo estimates from radiometric measurements. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8477, doi :10.1029/2002JD002321, 2003.

- [52] Ensor, D. S., Porch, W. M., Pilat, M. J. et Charlson, R. J. Influence of the atmospheric aerosol on albedo. *J. Appl. Meteorol.*, **10**, 1303–1306, 1971.
- [53] Flowerdew, R. J. et Haigh, J. D. Retrieval of aerosol optical thickness over land using the ATSR-2 dual-look satellite radiometer. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 351–354, 1996.
- [54] Fraser, R. S. et Kaufman, Y. J. The relative importance of aerosol scattering and absorption in remote sensing. *IEEE J. Geosci. Rem.*, **GE-23**, 525–633, 1985.
- [55] Gérard, B. *Caractérisation des aérosols au cours de la campagne Shade*. Mémoire de diplôme d'études approfondies "Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique", Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 34 p., 2003.
- [56] Goloub, P., Tanré, D., Deuzé, J.-L., Herman, M., Marchand, A. et Bréon, F.-M. Validation of the first algorithm applied for deriving the aerosol properties over the ocean using the POLDER/ADEOS measurements. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **37**, 1586–1596, 1999.
- [57] Goloub, P. et Arino, O. Verification of the consistency of POLDER aerosol index over land with ATSR-2/ERS-2 fire product. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 899–902, 2000.
- [58] Hansen, J. et Travis, D. *Light Scattering in Planetary Atmospheres*. Goddard Institute for Space Studies, 69 pages, 1974.
- [59] Hansen, J. E., Sato, M. et Ruedy, R. Radiative forcing and climate response. *J. Geophys. Res.*, **102**, 6831–6864, 1997.
- [60] Hautecoeur, O. et Leroy, M. M. Surface bidirectional reflectance distribution function observed at global scale by POLDER/ADEOS. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4197–4200, 1998.
- [61] Haywood, J. M. et Shine, K. P. The effect of anthropogenic sulfate and soot aerosol on the clear sky planetary radiation budget. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 602–606, 1995.
- [62] Haywood, J. M., Ramaswamy, V. et Soden, B. J. Tropospheric aerosol climate forcing in clear-sky satellite observations over the oceans. *Science*, **283**, 1299–1303, 1999.
- [63] Haywood, J., Osborne, S. R., Francis, P. N., Keil, A., Formenti, P., Andreae, M. O. et Kaye, P. H. The mean physical and optical properties of regional haze dominated by biomass burning aerosol measured from the C-130 aircraft during SAFARI 2000. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8473, doi :10.1029/2002JD002226, 2003a.
- [64] Haywood, J., Francis, P., Osborne, S., Glew, M., Loeb, N., Highwood, E., Tanré, D., Myhre, G., Formenti, P. et Hirst, E. Radiative properties and direct radiative effect of Saharan dust measured by the C-130 aircraft during SHADE : 1. Solar spectrum. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8577, doi :10.1029/2002JD002687, 2003b.
- [65] Herman, M., Deuzé, J.-L., Devaux, C., Goloub, P., Bréon, F.-M. et Tanré, D. Remote sensing of aerosols over land surfaces including polarization measurements and application to POLDER measurements. *J. Geophys. Res.*, **102**, 17039–17049, 1997.

- [66] Herman, J. R., Bhartia, P. K., Torres, O., Hsu, C., Seftor, C. et Celarier, E. Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data. *J. Geophys. Res.*, **102**, 2489–2506, 1997.
- [67] Hignett, P., Taylor, J. P., Francis, P. N. et Glew, M. D. Comparison of observed and modeled direct aerosol forcing during TARFOX. *J. Geophys. Res.*, **104**, 2279–2287, 1999.
- [68] Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J.-P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y. J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I. et Smirnov, A. AERONET - A federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1–13, 1998.
- [69] von Hoyningen-Huene, W., Freitag, M. et Burrows, J. B. Retrieval of aerosol optical thickness over land surfaces from top-of-atmosphere radiance. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4260, doi :10.1029/2001JD002018, 2003.
- [70] Husar, R. B., Tratt, D. M., Schichtel, B. A., Falke, S. R., Li, F., Jaffe, D., Gassó, S., Gill, T., Laulainen, N. S., Lu, F., Reheis, M. C., Chun, Y., Westphal, D., Holben, B. N., Gueymard, C., McKendry, I., Kuring, N., Feldman, G. C., McClain, C., Frouin, R. J., Merrill, J., DuBois, D., Vignola, F., Murayama, T., Nickovic, S., Wilson, W. E., Sassen, K., Sugimoto, N. et Malm, W. C. Asian dust events of April 1998. *J. Geophys. Res.*, **106**, 18317–18330, 2001.
- [71] Jankowiak, I. et Tanré, D. Climatology of saharan dust events observed from Meteosat imagery over Atlantic Ocean. Method and preliminary results. *J. Clim.*, **5**, 646–656, 1992.
- [72] Joseph, J. H., Wiscombe, W. J. et Weinman, J. A. The delta-approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452–2459, 1976.
- [73] Kahn, R., West, R., McDonald, D., Rheingans, B. et Mishchenko, M. I. Sensitivity of multiangle remote sensing observations to aerosol sphericity. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16861–16870, 1997.
- [74] Kaufman, Y. J., Fraser, R. S. et Ferrare, R. A. Satellite measurements of large-scale air pollution methods. *J. Geophys. Res.*, **95**, 9895–9909, 1990.
- [75] Kaufman, Y. J. et Tanré, D. Strategy for direct and indirect methods for correcting the aerosol effect on remote sensing : From AVHRR to EOS-MODIS. *Remote Sens. Environ.*, **55**, 65-79, 1996.
- [76] Kaufman, Y. J., Tanré, D., Remer, L. A., Vermote, E. F., Chu, A. et Holben, B. N. Operational remote sensing of tropospheric aerosol over land from EOS moderate resolution imaging spectroradiometer. *J. Geophys. Res.*, **102**, 17051–17067, 1997.
- [77] Kaufman, Y., Hobbs, P. V. , Kirchhoff, V. W., Artaxo, P., Remer, L. A., Holben, B. N., King, M. D., Ward, D. E., Prins, E. M., Longo, K. M., Mattos, L. F., Nobre, C. A., Spinhirne, J. D., Ji Q., Thompson, A. M., Gleason, J. F., Christopher, S. A. et Tsay, S.-C. The Smoke, Clouds and Radiation experiment in Brazil (SCAR-B). *J. Geophys. Res.*, **102**, 16911–16922, 1998.

- [78] Kaufman, Y. J., Holben, B., Tanré, D., Slutsker, I., Smirnov, A. et Eck, T. F. Will aerosol measurements from TERRA and AQUA polar orbiting satellites represent the daily aerosol abundance and properties? *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3861–3864, 2000.
- [79] Kaufman, Y. J., Martins, J. V., Remer, L. A., Schoeberl, M. R. et Yamasoe, M. A. Satellite retrieval of aerosol absorption over the oceans using sunglint. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1928, doi :10.1029/2002GL015403, 2002a.
- [80] Kaufman, Y. J., Tanré, D. et Boucher, O. A satellite view of aerosols in the climate system. *Nature*, **419**, 215–223, 2002b.
- [81] Keil, A. K. et Haywood, J. M. Solar radiative forcing by biomass burning aerosol particles during SAFARI 2000 : A case study based on measured aerosol and cloud properties. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8467, doi :10.1029/2002JD002315, 2003.
- [82] Kiehl, J. T., Hack, J. J. et Hurrell, J. W. The energy budget of the NCAR Community Climate Model : CCM3. *J. Climate*, **11**, 1151–1178, 1998.
- [83] Key, J. R. et Schweiger, A. J. Tools for atmospheric radiative transfer : STREAMER and FLUXNET. *Computers & Geosciences*, **24**, 443–451, 1998
- [84] King, M. D., Kaufman, Y. J., Tanré, D., et Nakajima, T. Remote sensing of tropospheric aerosols from space : Past, present, and future. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **80**, 2229–2259, 1999..
- [85] Koepke, P. et Hess, M. Scattering functions of tropospheric aerosols : The effects of nonspherical particles. *Appl. Opt.*, **27**, 2422–2430, 1988.
- [86] Legrand, M., Plana-Fattori, A. et N'Doumé, C. Satellite detection of dust using the IR imagery of Meteosat : 1. Infrared difference dust index. *J. Geophys. Res.*, **106**, 18251–18274, 2001.
- [87] Lelieveld, J., Berresheim, H., Borrmann, S., Crutzen, P. J., Dentener, F. J., Fischer, H., Feichter, J., Flatau, P. J., Heland, J., Holzinger, R., Korrman, R., Lawrence, M. G., Levin, Z., Markowicz, K. M., Mihalopoulos, N., Minikin, A., Ramanathan, V., de Reus, M., Roelofs, G. J., Scheeren, H. A., Sciare, J., Schlager, H., Schultz, M., Siegmund, P., Steil, B., Stephanou, E. G., Stier, P., Traub, M., Warneke, C., Williams, J. et Ziereis, H. Global air pollution crossroads over the Mediterranean. *Science*, **298**, 794–799, 2002.
- [88] Léon, J.-F., Tanré, D., Pelon, J., Kaufman, Y. J., Haywood, J. M. et Chatenet, B. Profiling of a Saharan dust outbreak based on a synergy between active and passive remote sensing. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8574, doi :10.1029/2002JD002774, 2003.
- [89] Léon, J.-F. et Legrand, M. Mineral dust sources in the surroundings of the north Indian Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1309, doi :10.1029/2002GL016690, 2003.
- [90] Leroy, M., Deuzé, J.-L., Bréon, F.-M. *et al.* Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectional reflectances over the land from POLDER/ADEOS. *J. Geophys. Res.*, **102**, 17023–17037, 1997.

- [91] Li, X., Christopher, S. A., Chou, J. et Welch, R. M. Estimation of shortwave direct radiative forcing of biomass-burning aerosols using new angular models. *J. Appl. Meteor.*, **39**, 2278–2291, 2000.
- [92] Liang, S., Fang, H., Chen, M., Shuey, C. J., Walthall, C., Daughtry, C., Morisette, J., Schaaf, C., Strahler, A. Validating MODIS land surface reflectance and albedo products : Methods and preliminary results. *Remote Sens. Environ.*, **83**, 149–162, 2002.
- [93] Liao, H. et Seinfeld, J. H. Effect of clouds on direct aerosol radiative forcing of climate. *J. Geophys. Res.*, **103**, 3781–3788, 1998.
- [94] Loeb, N. G. et Kato, S. Top-of-atmosphere direct radiative effect of aerosols over the tropical oceans from the Clouds and the Earth’s Radiant Energy System (CERES) satellite instrument. *J. Climate*, **15**, 1474–1484, 2002.
- [95] Markowicz, K. M., Flatau, P. J., Ramana, M. V., Crutzen, P. J. et Ramanathan, V. Absorbing mediterranean aerosols lead to a large reduction in the solar radiation at the surface. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1968, doi :10.1029/2002GL015767, 2002.
- [96] McCormick, R. A. et Ludwig, J. H. Climate modification by atmospheric aerosols. *Science*, **156**, 1358–1359, 1967.
- [97] Mie, G. Beiträge zur Optick trüber medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen Physik*, **25**, 377–445, 1908.
- [98] Mishchenko, M. I., Lacis, A. A., Carlson, B. E. et Travis, L. D. Nonsphericity of dust-like tropospheric aerosols : Implications for aerosol remote sensing and climate modeling. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1077–1080, 1995.
- [99] Mishchenko, M. I., Travis, L. D. et Mackowski, D. W. T-Matrix computations of light scattering by nonspherical particles : A review. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **55**, 535–575, 1996.
- [100] Mishchenko, M. I., Travis, L. D., Kahn, R. A. et West, R. A. Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16831–16847, 1997.
- [101] Mitchell, J. M. The effects of atmospheric aerosols on climate with special reference to temperature near the Earth’s surface. *J. Appl. Meteorol.*, **10**, 703–714, 1971.
- [102] Moulin, C., Guillard, F., Dulac, F. et Lambert, C. E. Long-term daily monitoring of Saharan dust load over ocean using Meteosat ISCCP-B2 data. 1 : Methodology and preliminary results for 1983-1994 in the Mediterranean. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16947–16958, 1997.
- [103] Mugnai, A. et Wiscombe, W. J. Scattering of radiation by moderately nonspherical particles. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1291–1307, 1980.
- [104] Mugnai, A. et Wiscombe, W. J. Scattering from nonspherical Chebyshev particles. 1 : Cross sections, single-scattering albedo, asymmetry factor, and backscattered fraction. *Appl. Opt.*, **25**, 1235–1244, 1986.
- [105] Mugnai, A. et Wiscombe, W. J. Scattering from nonspherical Chebyshev particles. 3 : Variability in angular scattering patterns. *Appl. Opt.*, **28**, 3061–3073, 1989.

- [106] Muñoz, O., Volten, H., de Haan, J. F., Vassen, W. et Hovenier, J. W. Experimental determination of scattering matrices of randomly oriented fly ash and clay particles at 442 and 633 nm. *J. Geophys. Res.*, **106**, 22833–22844, 2001.
- [107] Nadal, F. et Bréon, F.-M. Parametrization of surface polarized reflectance from Polder spaceborne measurements. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **37**, 1709–1718, 1999.
- [108] Nakajima, T., Tanaka, M. et Yamauchi, T. Retrieval of the optical properties of the aerosols from aureole and extinction data. *Appl. Opt.*, **22**, 2951–2959, 1983.
- [109] Nakajima, T., Tonna, G., Rao, R., Boi, P., Kaufman, Y. et Holben, B. Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions. *Appl. Opt.*, **35**, 2672–2686, 1996.
- [110] Nemesure, S., Wagener, R. et Schwartz, S. E. Direct shortwave forcing of climate by anthropogenic sulfate aerosol : Sensitivity to particle size, composition and relative humidity. *J. Geophys. Res.*, **100**, 26,105–26,116, 1995.
- [111] Olson, J. S. Global ecosystem framework-definitions. dans *USGS EROS Data Center Internal Report*, Sioux Falls, Dakota du Sud, 37 p., 1994.
- [112] Penner, J. E., Andreae, M., Annegarn, H., Barrie, L., Feichter, J., Hegg, D., Jayaraman, A., Leaitch, R., Murphy, D., Nganga, J. et Pitari, G. Aerosols, their direct and indirect effects, dans *Climate Change 2001, Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, édité par J. T. Houghton et al., Cambridge University Press, New York, 2001.
- [113] Perry, R. J., Hunt, A. J. et Huffman, D. R. Experimental determinations of Mueller scattering matrices for non-spherical particles. *Appl. Opt.*, **17**, 2700–2710, 1978.
- [114] Pilinis, C. et Li, X. Particle shape and internal inhomogeneity effects on the optical properties of tropospheric aerosols of relevance to climate forcing. *J. Geophys. Res.*, **103**, 3789–3800, 1998.
- [115] Podgorny, I. A., Li, F. et Ramanathan, V. Large aerosol radiative forcing due to the 1997 Indonesian forest fire. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1028, doi :10.1029/2002GL015979, 2003.
- [116] Potter, J. F. The delta function approximation in radiative transfer theory. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 943–949, 1970.
- [117] Prentice, I. C., et al. The carbon cycle and atmospheric carbon dioxide. dans *Climate Change 2001 : The Scientific Basis*, Cambridge University Press, Cambridge, p. 185 à 237, 2001.
- [118] Quinn, P. K., Coffman, D. J., Kapustin, V. N., Bates, T. S. et Covert, D. S. Aerosol optical properties in the marine boundary layer during the First Aerosol Characterization Experiment (ACE 1) and the underlying chemical and physical aerosol properties. *J. Geophys. Res.*, **103**, 16547–16563, 1998.
- [119] Raes, F., Bates, T., McGovern, F. et van Liedekerke, M. The 2nd Aerosol Characterization Experiment (ACE2) : General overview and main results. *Tellus B*, **52**, 111-125, 2000.

- [120] Rajeev, K. et Ramanathan, V. Direct observations of clear-sky aerosol radiative forcing from space during the Indian Ocean Experiment. *J. Geophys. Res.*, **106**, 17221–17235, 2001.
- [121] Ramanathan, V., Crutzen, P. J., Lelieveld, J., Mitra, A. P., Althausen, D., Anderson, J., Andreae, M. O., Cantrell, W., Cass, G. R., Chung, C. E., Clarke, A. D., Coakley, J. A., Collins, W. D., Conant, W. C., Dulac, F., Heintzenberg, J., Heymsfield, A. J., Holben, B., Howell, S., Hudson, J., Jayaraman, A., Kiehl, J. T., Krishnamurti, T. N., Lubin, D., McFarquhar, G., Novakov, T., Ogren, J. A., Podgorny, I. A., Prather, K., Priestley, K., Prospero, J. M., Quinn, P. K., Rajeev, K., Rasch, P., Rupert, S., Sadourny, R., Satheesh, S. K., Shaw, G. E., Sheridan, P. et Valero, F. P. J. Indian Ocean Experiment : An integrated analysis of the climate forcing and effects of the great Indo-Asian haze. *J. Geophys. Res.*, **106**, 28371–28398, 2001.
- [122] Ramaswamy, V., *et al.* Radiative forcing of climate change. dans *Climate Change 2001 : The Scientific Basis*, Cambridge University Press, Cambridge, p. 346 à 416, 2001.
- [123] Rao, C. R. N., Stowe, L. L. et McClain, E. P. Remote sensing of aerosols over the oceans using AVHRR data. Theory, practice and applications. *Int. J. Rem. Sens.*, **10**, 743-749, 1989.
- [124] Reck, R. A. Aerosols in the atmosphere : Calculation of the critical absorption/backscatter ratio. *Science*, **186**, 1034–1036, 1974.
- [125] Reck, R. A. Aerosols and polar temperature changes. *Science*, **188**, 728–730, 1975.
- [126] Reddy, M. S. et Venkataraman, C. Inventory of Aerosol and Sulphur Dioxide Emissions from India : I - Fossil Fuel Combustion. *Atmos. Environ.*, **36**, 677–697, 2002a.
- [127] Reddy, M. S. et Venkataraman, C. Inventory of Aerosol and Sulphur Dioxide Emissions from India : II - Biomass Combustion. *Atmos. Environ.*, **36**, 699–712, 2002b
- [128] Reddy, M. S., Boucher, O., Venkataraman, C., Verma, S., Léon, J.-F. et Pham, M. GCM estimates of aerosol transport and radiative forcing during INDOEX. *Atmos. Chem. Phy.*, soumis, 2003.
- [129] Reid, J. S., Kinney, J. E., Westphal, D. L., Holben, B. N., Welton, E. J., Tsay, S.-C., Eleuterio, D. P., Campbell, J. R., Christopher, S. A., Colarco, P. R., Jonsson, H. H., Livingston, J. M., Maring, H. B., Meier, M. L., Pilewskie, P., Prospero, J. M., Reid, E. A., Remer, L. A., Russell, P. B., Savoie, D. L., Smirnov, A., Tanré, D. Analysis of measurements of Saharan dust by airborne and ground-based remote sensing methods during the Puerto Rico Dust Experiment (PRIDE) *J. Geophys. Res.*, **108**, 8586, doi :10.1029/2002JD002493, 2003.
- [130] Robock, A. Volcanic eruptions and climate. *Rev. Geophys.*, **38**, 191–219, 2000.
- [131] Rondeaux, G. et Herman, M. Polarization of light reflected by crop canopies. *Rem. Sens. Environ.*, **38**, 68–75, 1991.
- [132] Russell, P. B., Livingston, J. M. et Uthe, E. E. Aerosol-induced albedo change : Measurement and modeling of an incident. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1587–1608, 1979.

- [133] Russell, P. B., Kinne, S. A. et Bergstrom, R. W. Aerosol climate effects : Local radiative forcing and column closure experiment. *J. Geophys. Res.*, **102**, 9397–9407, 1997.
- [134] Russell, P. B., Hobbs, P. V. et Stowe, L. L. Aerosol properties and radiative effects in the United States East Coast haze plume : An overview of the Tropospheric Aerosol Radiative Forcing Observational Experiment (TARFOX). *J. Geophys. Res.*, **104**, 2213–2222, 1999a.
- [135] Russell, P. B., Livingston, J. M., Hignett, P., Kinne, S., Wong, J., Chien, A., Bergstrom, R., Durkee, P. et Hobbs, P. V. Aerosol-induced radiative flux changes off the United States mid-Atlantic coast : Comparison of values calculated from sunphotometer and in situ data with those measured by airborne pyranometer. *J. Geophys. Res.*, **104**, 2289–2307, 1999b.
- [136] Schaaf, C. B., Gao, F., Strahler, A. S., *et al.* First operational BRDF, albedo nadir reflectance products from MODIS. *Remote Sens. Environ.*, **83**, 135–148, 2002.
- [137] Smirnov, A., Holben, B. N., Dubovik, O., Frouin, R., Eck, T. F. et Slutsker, I. Maritime component in aerosol optical models derived from Aerosol Robotic Network data. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4033, doi :10.1029/2002JD002701, 2003.
- [138] Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W. et Jayaweera, K. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502–2509, 1988.
- [139] Stenchikov, G., Kirchner, I., Robock, A., Graf, H.-E., Antuna, J. C., Grainger, R. G., Lambert, A., Thomason, L. Radiative forcing from the 1991 Mount Pinatubo volcanic eruption. *J. Geophys. Res.*, **103**, 13837–13857, 1998.
- [140] Tahnk, W. R. et Coakley, J. A. Aerosol optical depth and direct radiative forcing for INDOEX period derived from AVHRR : Observations. January–March 1996–2000. *J. Geophys. Res.*, **107**, 8010, doi :10.1029/2000JD000183, 2002.
- [141] Tanré, D., Herman, M. et Deschamps, P. Y. Influence of the atmosphere on space measurements of directional properties. *Appl. Opt.*, **21**, 733–741, 1983.
- [142] Tanré, D., *et al.* *Simulation of the satellite signal in the solar spectrum (5S)*. Laboratoire d’Optique Atmosphérique, 262 p.
- [143] Tanré, D., Deschamps, P.-Y., Devaux, C. et Herman, M. Estimation of Saharan aerosol optical thickness from blurring effect in the Thematic Mapper data. *J. Geophys. Res.*, **93**, 15955–15964, 1988.
- [144] Tanré, D., Kaufman, Y., Herman, M. et Mattoo, S. Remote sensing of aerosol properties over oceans using the MODIS/EOS spectral radiances. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16971–16988, 1997.
- [145] Tanré, D., Remer, L. A., Kaufman, Y. J., Mattoo, S., Hobbs, P. V., Livingston, J. M., Russell, P. B. et Smirnov, A. Retrieval of aerosol optical thickness and size distribution over ocean from the MODIS airborne simulator during TARFOX. *J. Geophys. Res.*, **104**, 2261–2278, 1999.

- [146] Tanré, D., Bréon, F.-M., Deuzé, J.-L., Herman, M., Goloub, P., Nadal, F. et Marchand, A. Global observation of anthropogenic aerosols from satellite. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4555–4558, 2001.
- [147] Tanré, D., Haywood, J., Pelon, J., Léon, J. F., Chatenet, B., Formenti, P., Francis, P., Goloub, P., Highwood, E. J. et Myhre, G. Measurement and modeling of the Saharan dust radiative impact : Overview of the Saharan Dust Experiment (SHADE). *J. Geophys. Res.*, **108**, 8574, doi :10.1029/2002JD003273, 2003.
- [148] Toon, O. B., McKay, C. P. et Ackerman, T. P. Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, **94**, 16827–16301, 1989.
- [149] Twomey, S. Pollution and the planetary albedo. *Atmos. Environ.*, **8**, 1251–1256, 1974.
- [150] Veefkind, J. P., de Leeuw, G. et Durkee, P. A. Retrieval of aerosol optical depth over land using two-angle view satellite radiometry during TARFOX. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3135–3138, 1998.
- [151] Vermote, E., Tanré, D., Deuzé, J.-L., Herman, M. et Morcrette, J.-J. Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum, 6S : An Overview. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **35**, 675–686, 1997.
- [152] Volten, H., Muñoz, O., Rol, E., de Haan, J. F., Vassen, W., Hovenier, J. W., Muinonen, K. et Nousiainen, T. Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm. *J. Geophys. Res.*, **106**, 17375–17401, 2001.
- [153] Wilson, J., Cuvelier, C. et Raes, F. A modeling study of global mixed aerosol fields *J. Geophys. Res.*, **106**, 34081–34108, 2001.
- [154] Wiscombe, W. J. Improved Mie scattering algorithms. *Appl. Opt.*, **19**, 1505–1509, 1980.
- [155] Wiscombe, W. J. et Mugnai, A. Scattering from nonspherical Chebyshev particles. 2 : Means of angular scattering patterns. *Appl. Opt.*, **27**, 2405–2421, 1988.
- [156] Yang, P., Liou, K. N., Mishchenko, M. I et Gao, B. Efficient finite-difference time-domain scheme for light-scattering by dielectric particles : Application to aerosols. *Appl. Opt.*, **39**, 3727–2727, 2000.