

N° d'ordre: 1484

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité

LASER, MOLECULES, RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par **Pucaï WANG**

MODELISATION ET MESURE DU RAYONNEMENT SOLAIRE ULTRA VIOLET



Soutenu le 25 Janvier 1995 devant la commission d'examen:

Membres du jury

Mme J. Lenoble	Professeur, Université de Lille I	Président
Mme A. Webb	Senior Research Fellow, Univ. of Reading (UK)	Rapporteur
M. D. Gillotay	Chef de Travaux, IASB (Belgique), Maître de Conférence, Université de Reims	Rapporteur
M. J. L. Bocquet	Professeur, Université de Lille I	Membre
Mme C. Brogniez	Maître de Conférence, Université de Lille I	Membre

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

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur Maurice Herman, Professeur. Je tiens à le remercier de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Cette étude a été dirigée par Madame Jacqueline Lenoble, fondatrice du Laboratoire. Je voudrais lui adresser mes sincères remerciements pour la confiance qu'elle m'a accordé en acceptant de diriger mon travail, pour ses multiples conseils précieux et ses encouragements, et pour l'honneur qu'elle me fait en présidant mon jury.

Madame Ann Webb, Senior Research Fellow de l'Université de Reading, Royaume-Uni, et Monsieur Didier Gillotay, Chef de travaux de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique et Maître de Conférence de l'Université de Reims ont eu la gentillesse de se charger de la lourde tâche de rapporteur. Je leur en suis très reconnaissant.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur Jean Louis Bocquet, Professeur de l'Université de Lille I, pour la disponibilité de son instrument et pour ses conseils précieux.

Je tiens également à remercier Madame Colette Brogniez, Maître de Conférence de l'Université de Lille I, pour ses conseils précieux et ses encouragements.

Je voudrais exprimer ma gratitude à l'ensemble des membres du LOA et à toutes les personnes qui ont permis l'aboutissement de ce travail. Je citerai en particulier: Monsieur Pierre Pruvost et Mademoiselle Isabelle Jankowiak, Monsieur Hong-Bin Chen pour leur aide précieuse et leur disponibilité, Monsieur Phillippe Dubuisson pour m'avoir donné le code d'ordonnées discrètes, ainsi que Monsieur Louis Gonzalez et Madame Christine Deroo, notre équipe d'informaticiens, Madame Devaux et Madame Thérooux, nos secrétaires, pour l'accueil sympathique, Mademoiselle Thérèse Lacoste et Mademoiselle Laure Godard, mes meilleures voisines, pour leur aide précieuse.

Enfin, je tiens également à témoigner toute mon amitié à Wang Hanfei, compagnon de route de thèse.

Ce travail a été rendu possible par le financement accordé par la CEE (Contrat STEP0076) qui m'a permis de disposer d'une bourse CIES.

Résumé

L'extrémité du rayonnement solaire ultraviolet a des effets biologiques importants, et la diminution de l'ozone peut augmenter l'énergie disponible. Afin de bien comprendre de cette situation, nous avons développé un modèle du transfert du rayonnement ultraviolet en utilisant la méthode des ordonnées discrète, qui est une méthode précise. Ce modèle a respecté l'inhomogénéité verticale de l'atmosphère et la dépendance en température du coefficient d'absorption de l'ozone. A partir de ce modèle, nous avons étudié en détail la réponse de l'UV transmis et réfléchi, pour l'atmosphère claire, à divers paramètres, tels que la quantité totale d'ozone et sa distribution en altitude, la quantité totale de dioxyde de soufre, l'épaisseur optique totale d'aérosols, l'albédo du sol et l'angle solaire zénithal. Nous avons obtenu comme résultats que l'UV-B qui atteint le sol dépend de nombreux facteurs, parmi lesquels la quantité totale d'ozone est la plus importante, l'épaisseur optique totale d'aérosols est également importante et le dioxyde de soufre dans l'atmosphère très polluée n'est pas négligeable. Nous avons étudié également le transfert du rayonnement solaire ultraviolet dans l'atmosphère nuageuse. Dix sortes de nuage ont été étudiés, et nous avons trouvé que, en présence de nuages, la diffusion des gouttes d'eau devient plus importante que celle de l'aérosol et des molécules, et que le rôle de certains paramètres a changé en comparant au cas dans l'atmosphère claire. A part la modélisation, nous avons développé également un spectroradiomètre pour effectuer de la mesure de l'UV-B. Cet instrument a été utilisé dans la troisième campagne de l'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets, qui a eu lieu à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. Nous avons caractérisé cet instrument en effectuant l'étalonnages absolu et relatif, en déterminant la stabilité de la longueur d'onde, la fonction fente, la réponse angulaire et la linéarité. Nous avons soigneusement traité tous les problèmes rencontrés au cours de son développement. Cet instrument pourra s'intégrer dans le réseau européen de surveiller la variation de l'UV-B après certains transformations.

Abstract

The extremity of solar UV radiation has some biologically important effects, and the ozone depletion can greatly augment the UV-B energy. For well understanding the situation, we have developed an ultraviolet radiative transfer model using the discrete ordinate method, which is an accurate method. The vertical inhomogeneity of atmosphere and the dependence on temperature of ozone absorption coefficient are respected in this model. With this model, we have studied in detail the response of the transmitted and reflected UV, for clear atmosphere, to various parameters, such as total ozone amount and its vertical distribution, total sulfur dioxide amount, total aerosol optical depth, ground albedo and solar zenith angle. We have obtained as results that UV-B arriving at the earth's surface depends on many factors, of which total ozone amount is the most important, total aerosol optical depth is also important and total sulfur dioxide amount for a very polluted atmosphere is not negligible. We have also studied the ultraviolet radiative transfer in cloudy atmospheres. Ten types of cloud have been studied and we have found that, in the presence of clouds, the scattering of the small water droplets become more important than that of aerosols and of air molecules, and that the role of certain parameters is changed compared with the case in the clear atmosphere. Besides the modeling, we have developed also a spectroradiometer for undertaking UV-B measurements. This instrument has been used in the third campaign of the European Intercomparison of Ultraviolet Spectroradiometers, which took place in Garmisch-Partenkirchen, Germany. We have characterised this instrument by making absolute and relative calibration and by determining the stability of the wavelength, the slit function, the angular response and the linearity. We have meticulously treated the problems encountered in the course of the development. This instrument will be integrated in the european network of monitoring UV-B variation after some modifications.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>Chapitre 1</u>	
MODELISATION DU TRANSFERT DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET DANS L'ATMOSPHERE CLAIRE -- TESTS DE SENSIBILITE	9
1.1. Introduction.....	10
1.2. Modélisation du Rayonnement Ultraviolet.....	12
1.2.1. Définition de fonction de phase, de l'albédo de diffusion simple et de la profondeur optique atmosphérique.....	12
1.2.2. Résolution de l'équation du transfert du rayonnement dans l'atmosphère plan-parallèle.....	15
1.2.3. Méthode des Ordonnées Discrètes(DOM).....	16
1.2.4. Caractérisation des couches homogènes.....	19
1.2.5. Transmittance et réflectance	20
1.3. Sensibilités du Rayonnement Ultraviolet aux Paramètres atmosphériques dans l'atmosphère claire.....	21
1.3.1. Profils atmosphériques de base et les modèles d'aérosol.....	21
1.3.2. Sensibilité à la quantité totale d'ozone.....	26
1.3.3 . Sensibilité à la répartition verticale de l'ozone.....	27
1.3.4. Sensibilité à la quantité de SO ₂	32
1.3.5. Sensibilité à l'épaisseur optique totale d'aérosols.....	37
1.3.6. Sensibilité à l'aérosol volcanique.....	40
1.3.7. Sensibilité à l'albédo du sol.....	45
1.3.8. Influence de l'angle solaire zénithal.....	51
1.4. Conclusion.....	51

<u>Chapitre 2.</u>	
INFLUENCE DES NUAGES SUR LES FLUX ULTRAVIOLETS TRANSMIS ET RÉFLÉCHI	55
L'article soumis: "Influence of Clouds on UV Irradiance at Ground Level and Backscattered Exittance"	
<u>Chapitre 3.</u>	
COMPARAISONS ENTRE MODÈLE ET MESURES	81
3.1. Comparaisons avec les Mesures de la Première Campagne Européenne d'Intercomparaison de Spectroradiomètres à Panorama, Grèce, en 1991	82
3.2. Comparaisons avec les Mesures de la Troisième Campagne Européenne d'Intercomparaison de Spectroradiomètres Ultraviolets à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne, en 1993.	83
3.3 Comparaison avec les Mesures Faites à Neuherberg, Allemagne, et à Lauder, Nouvelle Zélande, en Juillet 1991	99
3.4. Conclusion.....	101
<u>Chapitre 4.</u>	
SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET	111
4.1. Introduction.....	112
4.2. Présentation du Spectroradiomètre.....	112
4.3. Spécification du Spectroradiomètre.....	113
4.4. Etalonnage du Spectroradiomètre.....	113
4.4.1. Dispositif expérimental d'étalonnage.....	116
4.4.2. Procédés d'étalonnage.....	116
4.4.3. Résultats d'étalonnage.....	117
4.4.4. Choix de la haute tension optimale du photomultiplicateur et établissement d'un nouveau coefficient d'étalonnage à partir d'un ancien étalonnage.....	118
4.5. Étalonnage avec le Transportable Lamp System(TLS).....	123
4.6. Réglage de l'échelle de la Longueur d'onde	127

4.7. Stabilité de la Longueur d'onde	130
4.8. Fonction Fente et sa Largeur.....	131
4.9. Réponse Angulaire	134
4.9.1. Détermination de la réponse angulaire en laboratoire.....	135
4.10. Linéarité de la Réponse	139
4.11. Plus Faible Signal Détectable	139
4.12. Comparaison avec les Mesures du Spectroradiomètre de l'IASB.....	142
4.13. Conclusions.....	153

Chapitre 5.

**INTERCOMPARAISON EUROPÉENNE DE SPECTRORADIOMÈTRES
ULTRAVIOLETS 159**

5.1. Introduction.....	160
5.2. Intercomparaison de la Mesure de l'Étalonnage Absolu en Laboratoire et de la Mesure Extérieure.....	162
5.3. Conclusion.....	168

CONCLUSION 173

ANNEXE 179

Annexe 1.....	180
Annexe 2.....	187

Publication: "Comparison between measurements and modeling of
UV-B irradiance for clear sky: a case study"

BIBLIOGRAPHIE 195

Introduction

INTRODUCTION

Le spectre du rayonnement solaire est très proche de celui du corps noir à environ 5800 K. Le maximum du spectre se trouve vers 450 nm. Les trois parties de la région ultraviolette (UV) sont définies par la CIE (Commission Internationale de l'Eclairage): l'UV-A, 315-400 nm; l'UV-B, 280-315 nm; l'UV-C (200-280 nm). Cette définition pour l'UV-A et l'UV-B est un peu différente d'une définition habituellement utilisée, soit l'UV-A, 320-400 nm; l'UV-B, 280-320 nm. Nous allons suivre la deuxième définition dans ce travail.

La grande partie de l'énergie du rayonnement solaire est dans l'infrarouge (52,8%) et dans le visible (38,9%) (Frederick et al., 1989). L'émission solaire dans l'UV-C ne représente que 0,5% du flux total, alors que l'UV-B représente 1,5% et l'UV-A 6,3%.

Le rayonnement UV-C est complètement absorbé dans la haute atmosphère par l'oxygène, l'azote, ainsi que par l'ozone. L'UV-B est largement réduit par la couche d'ozone, tandis qu'une large partie de l'UV-A atteint le sol. Bien que l'UV-B transmis au sol soit très faible par rapport à l'UV-A et au visible, c'est lui qui attire fortement l'attention des biologistes, des scientifiques d'environnement et également des médecins, en raison des effets biologiques nuisibles. L'importance du rayonnement ultraviolet pour la biosphère est bien connue depuis très longtemps. Beaucoup de processus biologiques ont été étudiés et leurs spectres d'action biologiques ont été établis, tels que le spectre d'action de dommage de DNA (Setlow, 1974), celui de dommage des plantes (Caldwell et al., 1986), et celui d'érythème (McKinlay et al., 1987). A propos de nombreux processus biologiques, un spectre d'action unifié n'existe pas, néanmoins la majorité des spectres d'action croissent rapidement vers courtes longueurs d'onde entre 290 nm et 340 nm.

Depuis sa découverte pour la première fois en Antarctique (Farman et al., 1985), le trou d'ozone apparaît régulièrement dans cette région avec différents degrés d'importance (Stolarski et al., 1990, 1991; Krueger et al., 1992; Newman et al., 1991). Pour le cas extrême, la quantité totale d'ozone est réduite jusqu'à 120 U.D., plus faible que la moitié de la quantité normale (Stolarski et al., 1991). Il semble que la diminution d'ozone apparaît également en Arctique et aux latitudes moyennes (Bojkov et al., 1993). Comme l'affaiblissement de la couche d'ozone augmente largement

INTRODUCTION

la pénétration de l'UV-B, et que l'UV-B a des effets biologiques importants, notamment l'effet nuisible au phytoplancton qui est primordial pour la chaîne d'alimentation dans l'écosystème maritime, le trou d'ozone inquiète beaucoup les scientifiques. Une conséquence serait une grande réduction de la production de la mer (Lubin, 1992).

De nombreux scientifiques sont en train de faire des observations intensives sur l'ozone, étudient la variation interannuelle de l'apparition et l'importance du trou d'ozone, tentent de comprendre les mécanismes de la formation du trou d'ozone. L'observation satellite de l'ozone atmosphérique donne une couverture globale, complétant le réseau de mesure au sol. Par exemple, TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) donne la quantité totale d'ozone et SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) le profil d'ozone stratosphérique.

La mesure du rayonnement ultraviolet a été réalisée depuis très longtemps avec des UV-biomètres Robertson-Berger. Cet instrument donne la dose effective UV avec son spectre de réponse qui simule le spectre d'action d'érythème (Berger, 1976; Berger, 1980; Berger et al., 1992). En raison de la simplicité, facile à maintenir, faible coût et fiabilité, les UV-biomètres Robertson-Berger sont utilisés au niveau mondial, et le réseau Robertson-Berger a été établi en 1973 pour la surveillance du rayonnement solaire ultraviolet au sol. Les données d'observation du réseau Robertson-Berger sont de plus exploitées en considérant la corrélation linéaire entre la dose effective mesurée UV et celles pour d'autres processus biologiques.

Rigoureusement, la dose UV pour des effets biologiques différents est représentée par la convolution entre le flux spectral et le spectre d'action correspondant (Dahlback et al., 1989). De nombreuses applications biologiques exigent la mesure du flux spectral qui peut être effectué par un spectroradiomètre, mais pas par un UV-biomètre Robertson-Berger.

La mesure du rayonnement ultraviolet avec spectroradiomètre a commencé très tôt en Nouvelle-Zélande depuis 1980 et elle est effectuée régulièrement depuis 1989 (Bittar et al., 1990; McKenzie et al., 1991, 1992). La mesure a été également réalisée

INTRODUCTION

en Australie depuis des années (Roy et al., 1988). Une intercomparaison de la mesure du rayonnement solaire ultraviolet entre les spectroradiomètres de "Institute of Water and Atmospheric Research (NIWA)", Nouvelle-Zélande, de "Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung (IFU)", Allemagne, et "Australian Radiation Laboratory (ARL)", Australie, a été réalisée en Février 1993 (McKenzie et al., 1993).

Un réseau de la surveillance du rayonnement ultraviolet avec spectroradiomètre a été établi depuis 1987. Il est devenu une partie importante du Programme Antarctique des Etats Unis. Ce réseau est destiné à évaluer les conséquences de la diminution de l'ozone stratosphérique sur la santé et la productivité des organismes antarctiques. Il se compose d'un spectroradiomètre à chaque site antarctique permanent des Etats Unis (Lubin et al., 1992): McMurdo, Palmer, Amundsen Scott et Centro Austral de Investigaciones Cientificas (CADIL) à Ushuaia, Argentine.

En Europe, des groupes scientifiques ont entrepris des mesures du rayonnement ultraviolet il y a quelques années, on peut citer parmi eux les groupes de l'IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique), de l'IFU, de l'Université d'Innsbruck, de l'Université de Reading, etc. Leurs instruments ont été développés indépendamment. La spécification de ces instruments est donc très variable. A défaut d'un standard unique du rayonnement ultraviolet, l'exploitation des mesures de ces instruments dispersés pour la surveillance du rayonnement ultraviolet au niveau de l'Europe est limitée. Ils ne peuvent pas tout de suite former un réseau avant d'entreprendre une série d'intercomparaisons en face d'un standard unifié. Cependant, un projet intitulé "Determination of Standards for a UV-B Monitoring Network", supporté par la Commission des Communautés Européennes, s'est déroulé pendant trois ans à partir de 1991. Il vient de se terminer, et est actuellement prolongé par le programme "Calibration and Maintenance of Standards for Solar UV Measurements (CAMSSUM)". Ces projets ont intégré une dizaine de groupes qui travaillent sur la mesure ou la modélisation de l'UV (Gardiner et al., 1992, 1994a, 1994b). Trois campagnes d'intercomparaison des spectroradiomètres ultraviolets ont été organisées, elles ont eu lieu deux fois à Panorama, Grèce, une fois à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. Pendant ces campagnes, on a travaillé rigoureusement et soigneusement avec une étroite coopération pour trouver, analyser et résoudre tous les problèmes rencontrés dans

INTRODUCTION

cette intercomparaison. Après ces trois campagnes, l'écart des spectroradiomètres est largement réduit, et leurs résultats sont beaucoup rapprochés. Ces campagnes ont formé une bonne fondation pour l'établissement d'un réseau européen pour la surveillance de la variation du rayonnement solaire ultraviolet à long terme.

Le groupe scientifique de l'USTL (Université des Sciences et Technologies de Lille) a commencé à développer son spectroradiomètre à partir de la deuxième année de l'intercomparaison. Cet instrument est le seul de la France qui a participé à l'intercomparaison. Il est actuellement en cours du développement. Lorsqu'il sera bien validé, il pourra s'intégrer dans le réseau futur européen, et il pourra servir de référence pour d'autres spectroradiomètres en France.

La surveillance par le spectroradiomètre pendant des années permet d'établir directement la tendance de la variation du rayonnement ultraviolet. Comme la quantité de l'UV au sol dépend, de façon complexe, de nombreux facteurs, connus et inconnus, tels que la quantité totale d'ozone, la distribution verticale d'ozone, l'épaisseur optique totale d'aérosols, la quantité totale de dioxyde de soufre, l'albédo du sol, l'angle solaire zénithal et des paramètres nuageux, la simulation numérique présente des avantages: elle permet d'étudier séparément l'influence de chaque paramètre, donc d'interpréter les mesures et de mieux comprendre la variation du rayonnement ultraviolet; elle permet également d'effectuer interpolation et même extrapolation entre les sites d'observation qui sont limités, donc de réduire largement la dépense de travail; elle permet encore d'établir une relation entre la mesure au sol et la mesure satellitaire, qui permet de surveiller la terre au niveau du globe.

L'influence sur la transmittance et la réflectance UV a été étudié par Frederick et Lubin (1988) avec un modèle simple du transfert du rayonnement appelé la méthode approximative de "2 streams". Il est prouvé que cette méthode introduit des erreurs de 3-10%. Le nuage est simplement décrit par l'albédo effectif qui vient de l'observation satellitaire. L'influence des nuages sur le flux transmis a été également étudiée plus tôt par Spinhirne et Green (1978) avec la méthode des ordonnées discrètes. L'influence sur la dose effective biologique due à la diminution de l'ozone a été étudiée par Dahlback et al. (1989) avec également la méthode des ordonnées

INTRODUCTION

discrètes.

La méthode des ordonnées discrètes est présentée d'abord par Chandrasekhar (1950). Cette méthode est de plus développée et appliquée à l'atmosphère nuageuse et brumeuse par Liou (1973). Les comparaisons effectuées pour l'intensité transmise et réfléchi et le flux ont montré que le calcul avec cette méthode pour 16 directions discrètes peut donner des résultats très proches de ceux obtenus avec d'autres méthodes précises, par exemple, "Doubling Method". Stamnes et ses collègues (1988) ont développé un code plus stable du transfert du rayonnement par la méthode des ordonnées discrètes en appliquant des techniques mathématiques. Etant donné la rapidité et la précision, la méthode des ordonnées discrètes est prise par de nombreux modélistes, par exemple, Zeng et al. (1994), Forster et al. (1993, 1994), Wang et al. (1994), pour développer leurs modèles du transfert du rayonnement solaire.

Notre modèle du transfert du rayonnement solaire ultraviolet est développé à partir du code de Stamnes et ses collègues. Il est utilisé pour l'étude de l'effet sur le rayonnement solaire ultraviolet de divers paramètres, notamment la répartition verticale d'ozone, la quantité de dioxyde de soufre, l'aérosol volcanique et les paramètres nuageux. Jusqu'à maintenant, l'effet de ces paramètres est encore insuffisamment étudié, surtout pour les nuages. La comparaison entre mesure et modèle est réalisée dans ce travail. Une bonne comparaison va donner une bonne fondation pour interpréter les mesures des spectroradiomètres en appliquant le modèle et pour réaliser l'interpolation et l'extrapolation afin de pallier les trous de mesure.

Le fait que de nombreux scientifiques étudient dans le même domaine avec des méthodes différentes ou proches permet de vérifier leurs résultats, de comparer l'efficacité et qualité de leurs codes, d'approfondir l'étude sur le transfert du rayonnement ultraviolet, et renforcer l'analyse des données d'observation.

Dans le premier chapitre, nous présentons d'abord notre modèle du transfert du rayonnement ultraviolet en utilisant la méthode des ordonnées discrètes, puis les tests de sensibilité aux divers paramètres. Dans le chapitre 2 nous étudions l'influence des nuages uniformes sur le flux ultraviolet. Dans le chapitre 3 nous donnons les ré-

INTRODUCTION

sultats de la comparaison entre modèle et mesure pour les mesures effectuées par le spectroradiomètre de l'Université d'Innsbruck pendant les campagnes de 1993 et de 1991 de l'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets. Ensuite, nous présentons le développement de notre spectroradiomètre ultraviolet dans le chapitre 4, et enfin nous présentons brièvement l'Intercomparaison dans le dernier chapitre (5).

Chapitre 1

MODÉLISATION DU TRANSFERT DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET DANS L'ATMOSPHERE CLAIRE ET TESTS DE SENSIBILITÉ

1.1 Introduction

Le rayonnement solaire est produit par des réactions nucléaires dans les couches profondes du soleil où la température est de plusieurs millions de degrés (conversion d'atomes H en atomes He).

La terre tourne autour du soleil sur une trajectoire elliptique à faible excentricité (0,01673). La distance Terre-Soleil varie entre $1,471 \cdot 10^8$ km et $1,521 \cdot 10^8$ km avec une moyenne de $1,496 \cdot 10^8$ km. Le point plus proche est le périhélie (autour du 3 Janvier), et le point le plus loin est l'aphélie (autour du 5 Juillet).

Le flux du rayonnement solaire traversant une surface unitaire perpendiculaire au faisceau à la distance moyenne Soleil-Terre est nommé constante solaire. Les observations satellitaires donnent une valeur moyenne de $1367 W \cdot m^{-2}$, avec une variation de l'ordre de 0.1% au cours du cycle solaire (Meckerikunnel et al., 1988). Le spectre solaire est présenté sur la figure 1.1 (d'après Fröhlich et London, 1986). Nous avons utilisé les valeurs tabulées dans l'annexe I de ce travail; elles sont données dans l'UV avec un pas de 1 nm entre 290-310 nm et entre 330-400 nm, et de 0,4 nm entre 310-330 nm (d'après Brasseur et Simon (1981), Arvesen et al. (1969), Neckel et Labs (1984), Smith et Gottlieb (1974)).

Le rayonnement ultraviolet solaire entrant dans l'atmosphère subit une série d'interactions avec les molécules et particules, au cours desquelles une partie de l'énergie arrive au sol, une partie est réfléchiée par l'atmosphère et le sol pour retourner dans l'espace, et enfin une partie de l'énergie est absorbée dans l'atmosphère.

Le rayonnement ultraviolet solaire court (inférieur à 280 nm) est principalement absorbé par O_2 , N_2 , O et N dans la haute atmosphère. L'ozone (O_3) a une très forte bande d'absorption, la bande de Hartley (242-310 nm) qui empêche entièrement l'UV-B inférieur à 290 nm d'arriver au sol. Les bandes de Huggins (310-350 nm) sont faibles et laissent largement l'UV-A atteindre le sol. SO_2 a une absorption pas très forte dans l'UV-B, parce que la quantité de SO_2 est en général très faible, et NO_2 a une absorption très faible. Les spectres d'absorption de O_3 dans l'UV pour

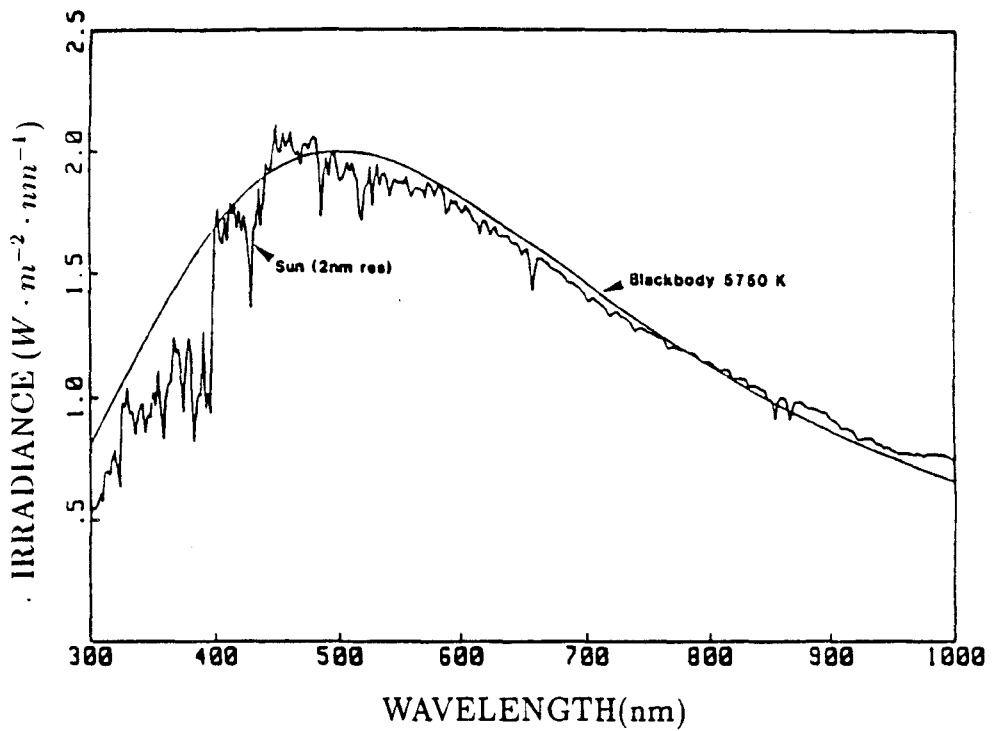


Figure 1.1. Spectre solaire hors de l'atmosphère terrestre(d'après Fröhlich et London, 1986).

la température de 263 K est présenté sur la figure 1.2a (Molina et Molina, 1986). Ce spectre dépend un peu de la température. Le spectre d'absorption de SO_2 est donné sur la figure 1.2b (Manatt et Lane, 1993).

La diffusion moléculaire (en λ^{-4}) est très importante dans l'UV. Les aérosols diffusent le rayonnement ultraviolet et leur absorption est généralement négligeable. Les nuages diffusent fortement le rayonnement ultraviolet, augmentant la réflexion vers l'espace, et diminuant l'UV arrivant au sol. Les nuages n'absorbent pas l'UV.

Nous présentons d'abord la résolution de l'équation du transfert du rayonnement solaire dans l'atmosphère plan-parallèle en utilisant la méthode des ordonnées discrètes. Ensuite, nous montrons les résultats des tests de sensibilité aux paramètres atmosphériques tels que la quantité totale d'ozone, la répartition verticale de l'ozone, la quantité de SO_2 , l'épaisseur optique d'aérosols, l'aérosol volcanique, l'albédo du sol.

1.2 Modélisation du Rayonnement Ultraviolet

1.2.1 Définition de la fonction de phase, de l'albédo de diffusion simple et de la profondeur optique atmosphérique

En général, le rayonnement solaire se propageant dans l'atmosphère est absorbé et diffusé. La répartition directionnelle de l'énergie diffusée du rayonnement après la diffusion primaire est définie comme fonction de phase, noté $P(\Theta)$, où Θ est l'angle entre la direction d'incidence et celle de sortie. La diffusion par les molécules d'air est décrite par la fonction de phase de Rayleigh et celle par les particules (poussière, nuages, etc) peut être déterminé par la théorie de Mie, si on connaît la distribution dimensionnelle des particules.

La fonction de phase $P(\Theta)$ est généralement développée en polynômes de Legendre (voir Eq.(1.11)) pour résoudre l'équation du transfert du rayonnement. Le

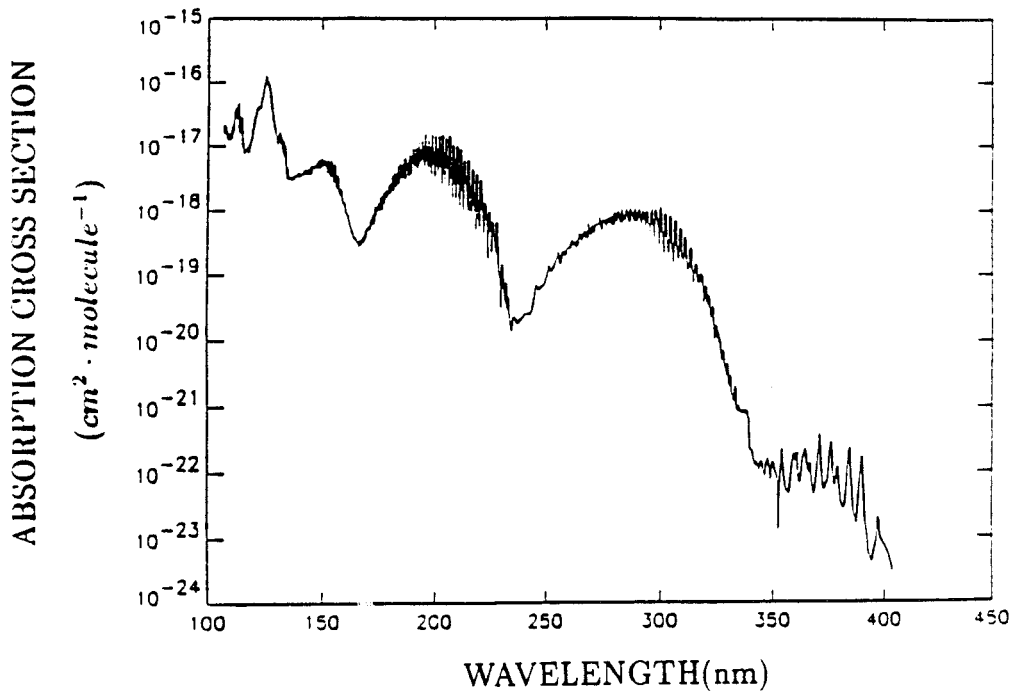
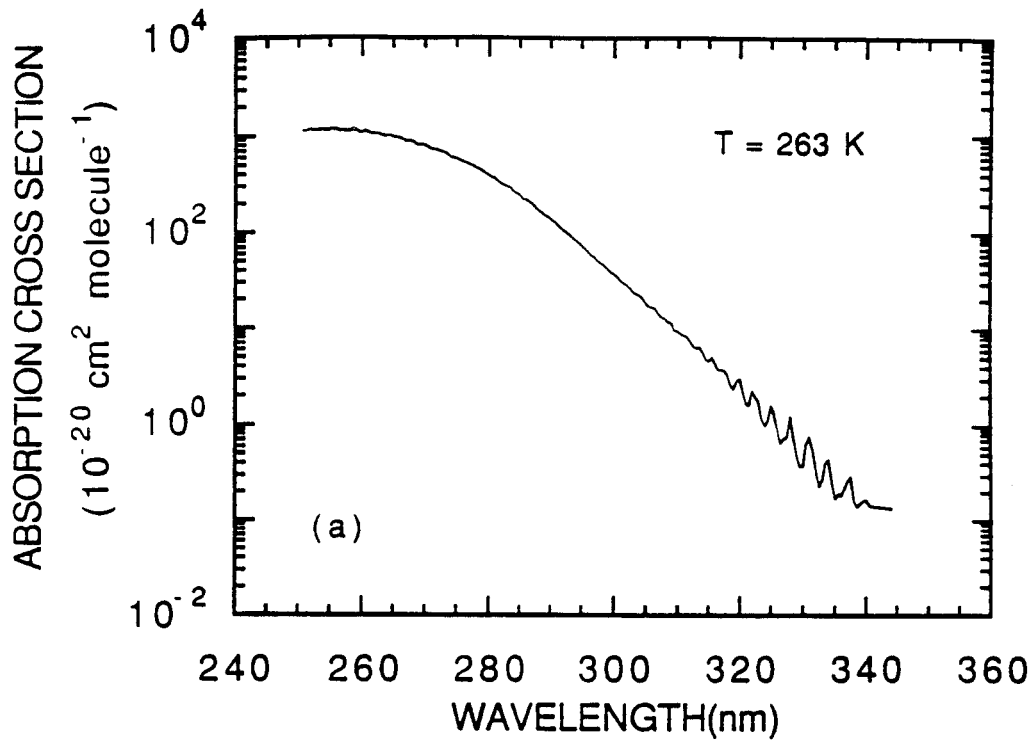


Figure 1.2. Spectres d'absorption (a) de O_3 (d'après Molina et Molina, 1986) et (b) de SO_2 (d'après Manatt et Lane, 1993).

CHAPITRE 1. MODÉLISATION UV TESTS DE SENSIBILITÉ

deuxième coefficient de ce développement β_1 joue un rôle particulier.

$$g = \frac{\beta_1}{3} \quad (1.1)$$

est nommé le facteur d'asymétrie.

La fonction de phase de Henyey-Greenstein

$$P(\Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.2)$$

est très souvent utilisée comme une approximation de la fonction de phase de Mie.

Le rapport de l'énergie perdue par la diffusion primaire à l'énergie perdue totale (diffusée + absorbée) est défini comme l'albédo de diffusion simple, noté ω_0 . Lorsque ω_0 est égale à 1, la diffusion est conservative. ω_0 peut s'exprimer par

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} \quad (1.3)$$

avec

$$\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a, \quad (1.4)$$

où σ_a , σ_s et σ_e sont les coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction.

L'atténuation du rayonnement solaire direct dans l'atmosphère le long du trajet incliné est décrite par

$$I^{dir}(z) = I_0 \exp(-\tau(z)/\mu_s), \quad (1.5)$$

où I_0 est l'intensité au sommet de l'atmosphère, $\mu_s = \cos \theta_s$ et θ_s est l'angle solaire zénithal, $\tau(z)$ est la profondeur optique à l'altitude z , qui est définie par

$$\tau(z) = \int_z^\infty \sigma_e(z) dz. \quad (1.6)$$

L'Eq.(1.5) est valable tant qu'on peut négliger la sphéricité de l'atmosphère ($\theta_s < 75^\circ$).

1.2.2 Résolution de l'équation du transfert du rayonnement dans l'atmosphère plan-parallèle.

L'équation fondamentale décrivant le transfert du rayonnement monochromatique, à une longueur d'onde λ , à travers une atmosphère diffusante plan-parallèle est

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) - \frac{\omega_{0\lambda}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} P_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi, \mu', \phi') I_\lambda(\tau_\lambda, \mu', \phi') d\mu' d\phi' - Q_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi), \quad (1.7)$$

$I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)$ est la luminance diffuse dans la direction (μ, ϕ) à l'altitude correspondant à la profondeur optique τ_λ , ϕ étant l'angle azimutal et μ le cosinus de l'angle zénithal. $\omega_{0\lambda}$ est l'albédo de diffusion simple, $P_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi, \mu', \phi')$ est la fonction de phase normalisée à la profondeur optique τ_λ pour la direction d'incidence (μ', ϕ') et la direction de diffusion (μ, ϕ) . Dans le domaine du spectre solaire, la source est le faisceau parallèle solaire se propageant dans une direction (μ_0, ϕ_0) et peut s'exprimer comme

$$Q_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) = \frac{\omega_{0\lambda}}{4\pi} \pi F_{0\lambda} P_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{\mu_0}\right), \quad (1.8)$$

$\pi F_{0\lambda}$ est le flux solaire sur une surface unitaire perpendiculaire au faisceau.

On n'étudie dans la suite que le transfert du rayonnement monochromatique et on omettra donc l'indice λ pour alléger les notations.

De nombreuses méthodes de calcul approximatif ou précis ainsi que des codes de calcul de transfert du rayonnement ont été développés et comparés, telles que les méthodes des Ordonnées Discrètes, des Harmoniques Sphériques, de Monte Carlo, de Doubling ou Adding, ou des Diffusions Successives (Lenoble, 1985). L'une des méthodes les plus avantageuses est celle des Ordonnées Discrètes (DOM) en raison de la rapidité du code ainsi que de la précision des résultats. Présentée d'abord par Chandrasekhar (1950), DOM est améliorée successivement par Liou (1973), Stamnes et Swanson (1981), Wang et Zhao (1990). Nous prenons ici le code de Stamnes et al. (1988). DOM a beaucoup d'avantages, parmi lesquels on peut noter que (a) le temps de calcul du flux ne dépend pas de l'épaisseur optique totale du milieu et que (b) le champ interne du rayonnement, de même que la réflexion et la transmission, peut

être obtenue facilement sans calculs supplémentaires. Nous présentons brièvement cette méthode telle que nous l'avons utilisée dans les sous-sections qui suivent.

1.2.3 Méthode des Ordonnées Discrètes (DOM)

En développant la luminance $I(\tau, \mu, \phi)$ en série de Fourier de cosinus

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} I^m(\tau, \mu) \cos m(\phi - \phi_0), \quad (1.9)$$

$I^m(\tau, \mu)$ est le coefficient de développement d'ordre m , et parallèlement en développant la fonction de phase $P(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi')$ en polynômes de Legendre et en utilisant le théorème d'addition des harmoniques sphériques, on a

$$P(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=m}^{\infty} (2 - \delta_{0,m}) \beta_l^m(\tau) P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos m(\phi - \phi') \quad (1.10)$$

avec

$$\delta_{0,m} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = 0 \\ 0 & \text{autrement,} \end{cases}$$

et

$$\beta_l^m = \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \beta_l,$$

$P_l^m(\mu)$ sont les fonctions de Legendre associées, β_l sont les coefficients de développement de la fonction de phase $P(\Theta)$, soit

$$P(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l P_l(\cos \Theta) \quad (1.11)$$

avec

$$\cos \Theta = \mu \mu' + \sqrt{(1-\mu^2)} \sqrt{(1-\mu'^2)} \cos(\phi - \phi') \quad (1.12)$$

et en substituant (1.9) et (1.10) dans (1.7), on obtient le système de m équations intégral-différentielles séparées

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI^m(\tau, \mu)}{d\tau} &= I^m(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^{+1} \sum_{l=m}^{\infty} \beta_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') I^m(\tau, \mu') d\mu' \\ &- \frac{\omega_0}{4} F_0 (2 - \delta_{0,m}) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \sum_{l=m}^{\infty} (-1)^{l+m} \beta_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu_0), \end{aligned} \quad (1.13)$$

$m = 0, 1, \dots$

A l'aide de la formule de quadrature de Gauss, on a

$$\int_{-1}^{+1} P_l^m(\mu') I^m(\tau, \mu') d\mu' = \sum_{j=-n, j \neq 0}^{j=n} a_j P_l^m(\mu_j) I^m(\tau, \mu_j). \quad (1.14)$$

Les points de quadrature μ_j sont les $2n$ zéros du polynôme de Legendre $P_{2n}(\mu)$, a_j sont les poids correspondants.

Considérant l'équation d'ordre m , à partir de (1.13) et (1.14) on obtient

$$\mu_i \frac{dI^m(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I^m(\tau, \mu_i) - \sum_{j=-n, j \neq 0}^n c_{ij}^m I^m(\tau, \mu_j) - X^m(\mu_i) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad (1.15)$$

$$i = -n, \dots, -1, +1, \dots, n,$$

soit un système de $2n$ équations différentielles hétérogènes de première ordre avec

$$c_{ij}^m = \frac{\omega_0}{2} a_j \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_j) \quad (1.16)$$

et

$$X^m(\mu_i) = \frac{\omega_0}{4} F_0(2 - \delta_{0,m}) \sum_{l=m}^L (-1)^{l+m} \beta_l^m P_l^m(\mu_i) P_l^m(\mu_0). \quad (1.17)$$

La solution homogène peut s'exprimer par

$$I_h^m(\tau, \mu_i) = W^m(\mu_i) \exp(-k^m \tau). \quad (1.18)$$

En substituant (1.18) dans (1.15), à partir des équations différentielles homogènes correspondantes, on obtient le système d'équations algébriques

$$k^m W^m(\mu_i) - \sum_{j=-n}^n b_{ij}^m W^m(\mu_j) = 0 \quad (1.19)$$

$$i = -n, \dots, -1, +1, \dots, n.$$

avec

$$b_{ij}^m = (c_{ij}^m - \delta_{ij}) / \mu_i \quad (1.20)$$

CHAPITRE 1. MODÉLISATION UV TESTS DE SENSIBILITÉ

A partir du système d'équations algébriques (1.19) et à l'aide d'une procédure standard, en résolvant la matrice propre, on obtient les valeurs et vecteurs propres.

Une solution particulière est

$$I_p^m(\tau, \mu_i) = Z^m(\mu_i) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right). \quad (1.21)$$

En substituant l'Eq.(1.21) dans l'Eq.(1.15), après une série de transformations, on a

$$\sum_{j=-n}^n d_{ij}^m Z^m(\mu_j) = X^m(\mu_j) \quad (1.22)$$

avec

$$d_{ij}^m = \left(1 + \frac{\mu_i}{\mu_0}\right) \delta_{ij} - c_{ij}^m. \quad (1.23)$$

$Z^m(\mu_i)$ peut être facilement déterminé en résolvant le système algébrique (1.22).

Nous avons maintenant la solution complète pour l'équation du transfert du rayonnement d'ordre m à toutes les ordonnées discrètes

$$I^m(\tau, \mu_i) = \sum_{j=-n}^n L_j^m W_j^m(\mu_i) \exp(-k_j^m \tau) + Z^m(\mu_i) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad (1.24)$$

$$i = -n, \dots, -1, +1, \dots, n.$$

où les coefficients L_j^m sont déterminés par les conditions aux limites.

Les conditions à la limite supérieure et à la limite inférieure sont données respectivement par

$$I^m(\tau = 0, \mu_i < 0) = 0 \quad (1.25)$$

et

$$I^m(\tau = \tau_s, \mu_i > 0) = \frac{\rho_s}{\pi} \left(2\pi \sum_{j=1, \mu_j > 0}^n a_j \mu_j I^m(\tau_s, -\mu_j) + \delta_{0,m} \pi \mu_0 F_0 \exp\left(-\frac{\tau_s}{\mu_0}\right) \right), \quad (1.26)$$

$$i = 1, 2, \dots, n.$$

où ρ_s est l'albédo du sol, et τ_s est l'épaisseur optique atmosphérique totale.

L'atmosphère est verticalement inhomogène et nous la décomposerons en couches, assez fines pour que chaque couche puisse être considérée comme homogène. Alors,

nous pouvons résoudre l'équation du transfert du rayonnement pour chaque couche homogène et on a la condition de la continuité à interface entre deux couches

$$F(z^+) = F(z^-) \quad (1.27)$$

F est le flux, z^+ est la limite supérieure de l'altitude z et z^- est la limite inférieure.

1.2.4 Caractérisation des couches homogènes

Pour une couche donnée, le transfert du rayonnement peut être caractérisé par trois paramètres atmosphériques $\Delta\tau_{e,i}$, $\omega_0(i)$, $P_i(\Theta)$, i est l'indice de i^{eme} couche. $\Delta\tau_{e,i}$ peut être calculée par

$$\Delta\tau_{e,i} = \Delta\tau_{e,i}^{O_3} + \Delta\tau_{e,i}^{SO_2} + \Delta\tau_{e,i}^R + \Delta\tau_{e,i}^A \quad (1.28)$$

L'indice inférieur e représente le coefficient d'extinction, les indices supérieurs O_3 , SO_2 , R , A représentent respectivement les éléments qui contribuent à l'épaisseur optique atmosphérique, R diffusion Rayleigh par les molécules d'air, A diffusion par les aérosols. L'albédo de diffusion simple $\omega_{0,i}$ peut s'exprimer par

$$\omega_{0,i} = \frac{\Delta\tau_{s,i}}{\Delta\tau_{e,i}} \quad (1.29)$$

avec

$$\Delta\tau_{s,i} = \Delta\tau_{s,i}^R + \Delta\tau_{s,i}^A, \quad (1.30)$$

l'indice inférieur s représente la diffusion. La fonction de phase $P(\Theta)$ peut être calculée:

$$P_i(\Theta) = \frac{\Delta\tau_{s,i}^R P_i^R(\Theta) + \Delta\tau_{s,i}^A P_i^A(\Theta)}{\Delta\tau_{s,i}^R + \Delta\tau_{s,i}^A} \quad (1.31)$$

où

$$P_i^R(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\Theta) \quad (1.32)$$

est la fonction de phase de Rayleigh qui décrit la diffusion des molécules d'air, $P_i^A(\Theta)$ est la fonction de phase d'aérosols. Elle peut être calculée à l'aide du code de Mie pour une distribution dimensionnelle donnée de l'aérosol.

Le choix du nombre de couches et leur altitude est discuté dans l'annexe 2.

1.2.5 Transmittance et réflectance

En résolvant l'équation du transfert du rayonnement, nous pouvons obtenir la luminance du rayonnement $I(\mu, \theta, \phi)$. Le flux global arrivant sur une surface horizontale au sol est donnée par

$$f_{sol}^\downarrow = f_{sol}^{dif\downarrow} + f_{sol}^{dir} \quad (1.33)$$

avec

$$f_{sol}^{dif\downarrow} = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I^{dif}(z=0, \mu, \phi) \mu d\mu d\phi \quad (1.34)$$

et

$$f_{sol}^{dir} = \mu_s f_0 \exp(-\tau_s / \mu_s), \quad (1.35)$$

où τ_s est l'épaisseur optique atmosphérique, μ_s est le cosinus de l'angle solaire zénithal, f_0 est le flux du rayonnement solaire passant une surface unitaire perpendiculaire au faisceau solaire au sommet de l'atmosphère à une longueur d'onde ($f_0 = \pi F_0$).

Le rapport du flux global arrivant au sol au flux projeté au sommet de l'atmosphère est nommée transmittance atmosphérique:

$$T = \frac{f_{sol}^\downarrow}{\mu_s f_0}. \quad (1.36)$$

De façon similaire, nous avons la définition de la réflectance atmosphérique:

$$R = \frac{f_{toa}^\uparrow}{\mu_s f_0}, \quad (1.37)$$

l'indice *toa* représente le sommet de l'atmosphère (top of the atmosphere).

Le calcul du flux nécessite seulement le terme indépendant de l'azimuth, ce qui facilite le calcul de transmittance et de réflectance.

C'est la transmittance, c'est-à-dire le flux global reçu au sol, qui nous intéresse essentiellement dans cette étude. Néanmoins nous présentons également les résultats concernant la réflectance, qui sont utiles pour l'observation satellitaire et que le code radiatif fournit en même temps que la transmittance.

Une extension de DOM a été proposée pour tenir compte de façon approximative de la sphéricité (Dahlback et Stamnes, 1990), mais nous ne l'avons pas utilisé.

En annexe 1 nous présentons brièvement la méthode de Monte Carlo qui permet de résoudre l'équation du transfert quelque soit la géométrie du problème. Nous l'avons utilisée dans un cas particulier pour tester la limite de validité de DOM quand l'angle zénithal solaire croît.

1.3 Sensibilités du Rayonnement Ultraviolet aux Paramètres Atmosphériques dans l'Atmosphère Claire

La sensibilité du rayonnement ultraviolet aux paramètres atmosphériques, tels que l'ozone total, le profil d'ozone, la quantité d'aérosols, l'albédo du sol, le SO_2 , etc, est importante à connaître pour comprendre comment l'UV répond aux variations de ces paramètres atmosphériques. Cette connaissance peut sûrement nous aider à interpréter les mesures du rayonnement ultraviolet, à comprendre les raisons de ses variations, et à pousser la protection de l'environnement biologique. Une étude de sensibilité a été réalisée à l'aide du modèle de transfert du rayonnement ultraviolet décrit au début de ce chapitre. L'effet des nuages sera étudié dans le chapitre 2.

1.3.1 Profils atmosphériques de base et modèles d'aérosol

Les profils atmosphériques de l'**US Standard Atmosphere** en été à moyenne latitude sont pris comme profils de base pour l'étude des sensibilités aux paramètres atmosphériques (NASA, 1966; NASA 1976). Les profils de la pression, de la température, de l'ozone, et de l'aérosol sont présentés sur la figure 1.3a-d.

Nous avons pris le profil d'aérosols avec l'épaisseur optique totale de 0.33 à 550 nm et les modèles d'aérosols décrit par Kneizys et al. (1988) comme base. Le profil d'aérosol est décomposé en 4 régions d'altitude: (1) la couche de mélange (0-2 km) (voir la figure 1.3c), dans laquelle les aérosols sont distribués plus ou moins unifor-

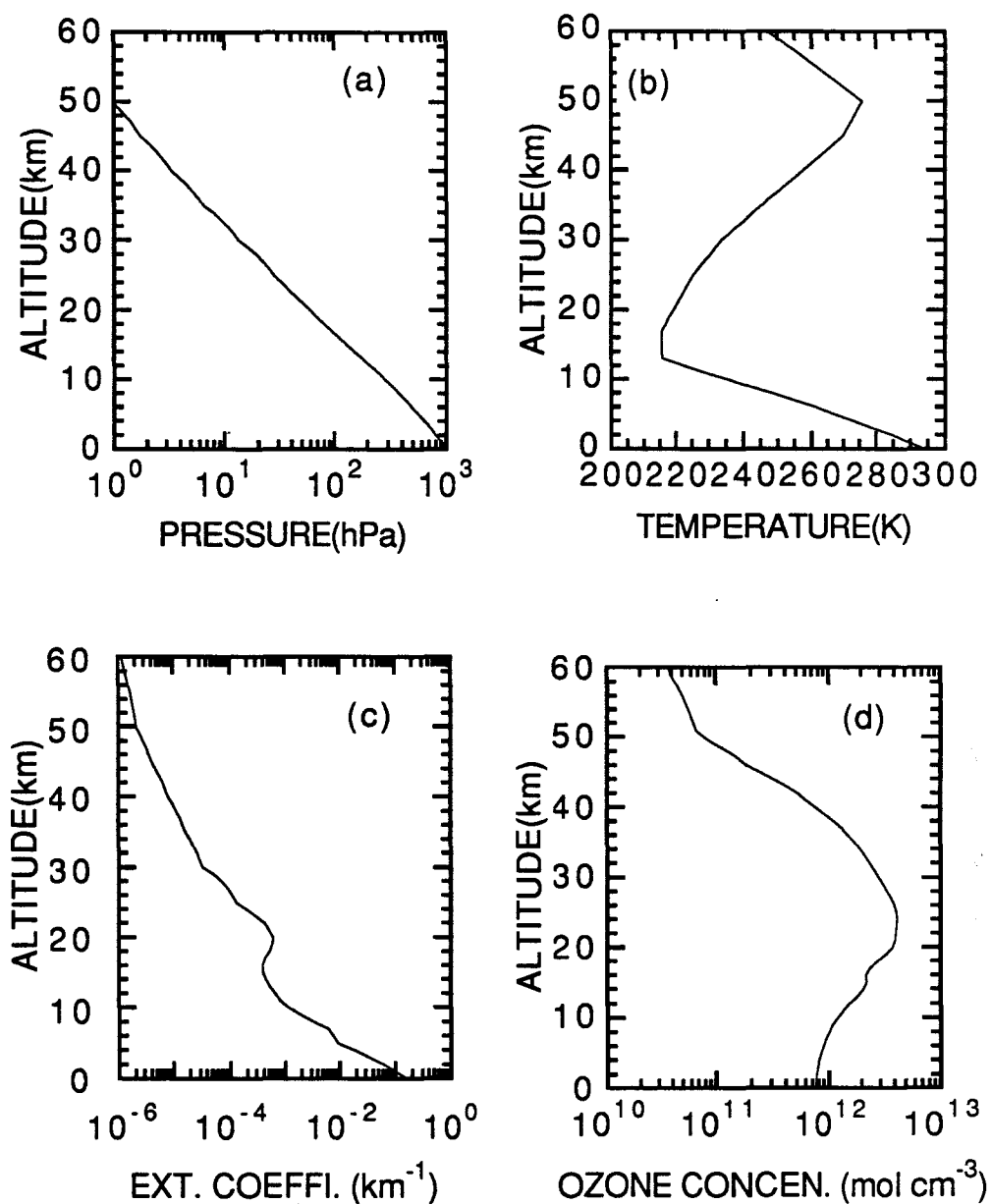


Figure 1.3. Les profils atmosphériques (a) de la pression, (b) de la température, (c) du coefficients d'extinction de l'aérosol (550 nm), et (d) de la concentration d'ozone.

CHAPITRE 1. MODÉLISATION UV TESTS DE SENSIBILITÉ

mément; (2) la haute troposphère (2-10 km), où les aérosols décroissent en altitude; (3) la basse stratosphère, où il y a un maximum vers 20 km; (4) la haute atmosphère (30-100 km). L'aérosol rural qui remplit la couche de mélange est applicable pour les régions continentales qui ne sont pas directement influencées par les sources d'aérosols des zones industrielles. L'aérosol est supposé composé d'un mélange de 70% de substance soluble dans l'eau et de 30% de poussière. Les caractéristiques optiques de l'aérosol sont déterminées par le code de Mie en supposant que l'aérosol est paramétrisé par une distribution dimensionnelle log-normale et que les particules de l'aérosol sont sphériques. L'aérosol qui remplit la haute troposphère est proche de l'aérosol rural, mais avec moins de grosses particules. La basse stratosphère est remplie par l'aérosol stratosphérique de base qui est distribué plus ou moins uniformément au niveau du planète. Cet aérosol est constitué de particules d'acide sulfurique formées par des interactions photochimiques. L'aérosol stratosphérique de base est souvent perturbé fortement par l'injection de SO_2 due aux éruptions volcaniques, qui augmente la production d'aérosols. L'éruption du volcan Pinatubo aux Philippines en Juin 1991 a largement perturbé l'aérosol stratosphérique. Les aérosols dans la haute atmosphère sont mal connus, mais leur quantité est très faible, et leur effet dépend peu du modèle choisi.

Nous prenons 550 nm comme longueur d'onde de référence pour présenter la dépendance en longueur d'onde des coefficients d'extinction et d'absorption qui caractérisent les aérosols (Figures 1.4 et 1.5). Les coefficients d'extinction pour les aérosols dans la couche de mélange, dans la haute troposphère et dans la basse stratosphère, et les coefficients d'absorption pour les deux premiers aérosols sont assez fortement dépendants de la longueur d'onde. La figure 1.6 présente la variation du facteur d'asymétrie de la fonction de phase. Pour les 4 modèles d'aérosol, les facteurs d'asymétrie sont très peu différents, et varient peu en longueur d'onde (entre 0,67 et 0,71).

Les profils atmosphériques sont utilisés dans toutes les simulations numériques des sensibilités aux paramètres atmosphériques. Nous avons fait varier les divers paramètres atmosphériques dans un domaine raisonnable autour de ces valeurs de base dans notre étude de sensibilité.

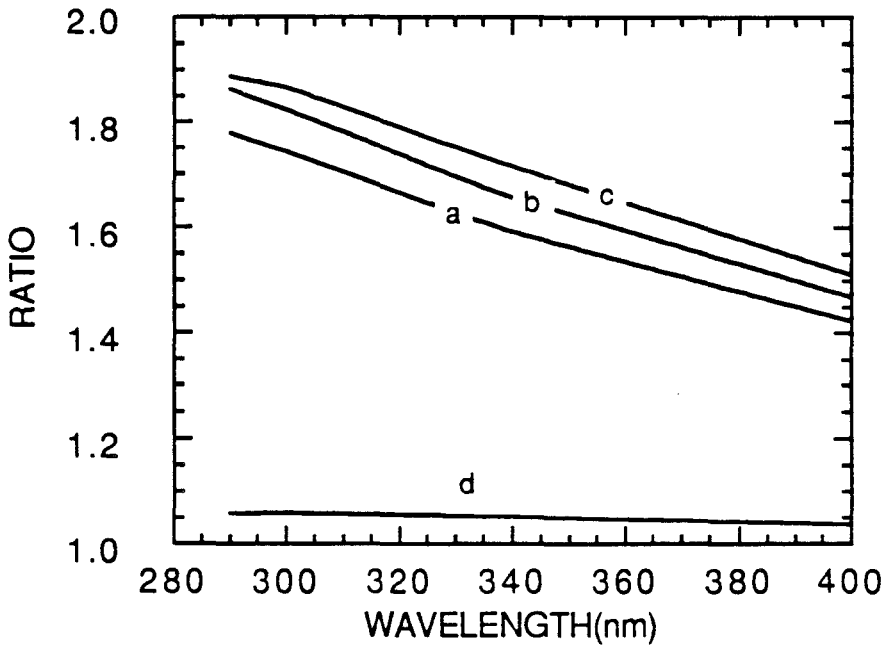


Figure 1.4. Rapports du coefficient d'extinction sur le coefficient d'extinction à la longueur d'onde de référence, soit 550 nm, pour les aérosols (a) dans la couche de mélange, (b) dans la haute troposphère, (c) dans la basse stratosphère, et (d) dans la haute atmosphère.

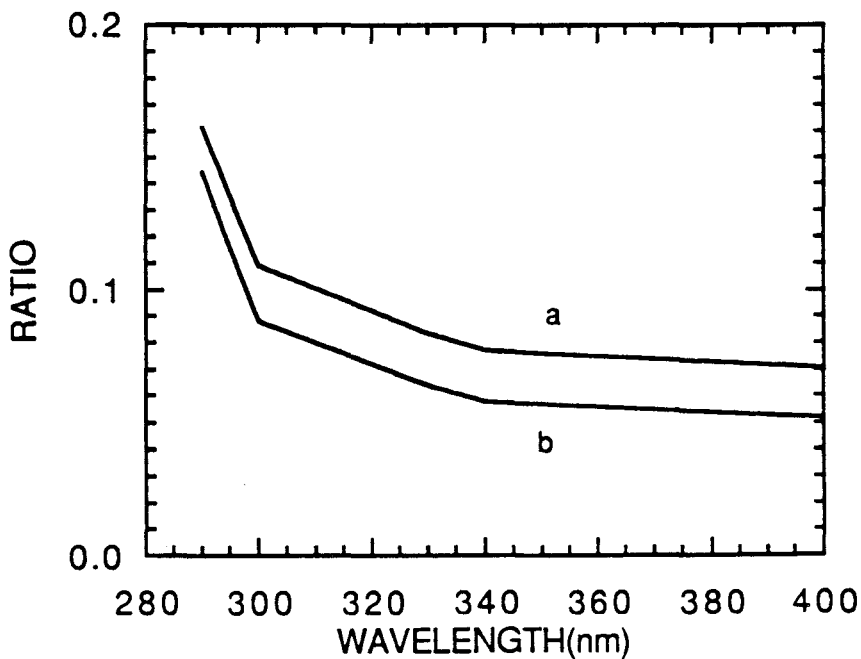


Figure 1.5. Rapports du coefficient d'absorption sur le coefficient d'extinction à la longueur d'onde de référence, soit 550 nm, pour les aérosols (a) dans la couche de mélange, (b) dans la haute troposphère. Les absorptions des aérosols dans la basse stratosphère et dans la haute atmosphère sont négligeables.

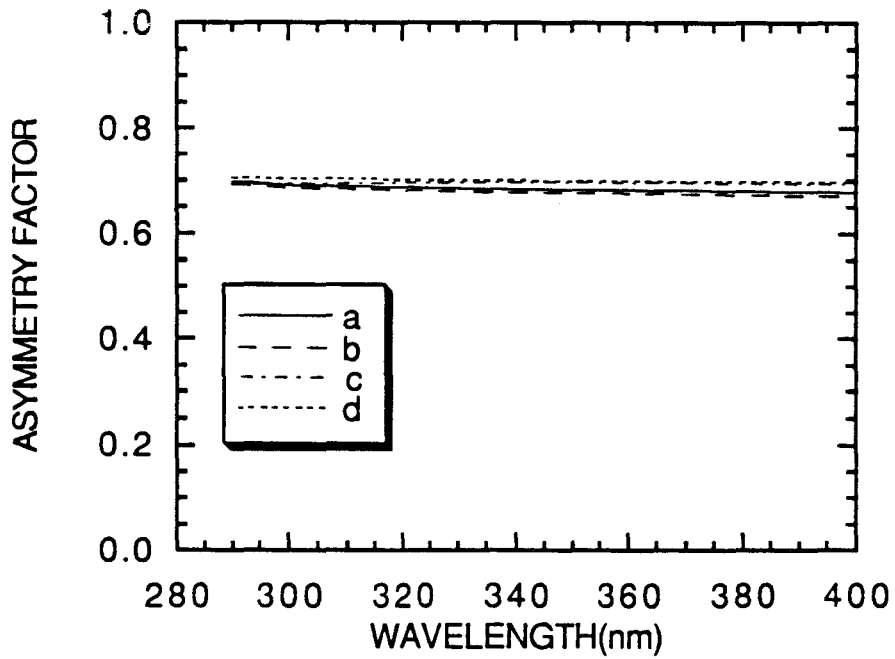


Figure 1.6. Les facteurs d'asymétrie de la fonction de phase pour les aérosols (a) dans la couche de mélange, (b) dans la haute troposphère, (c) dans la basse stratosphère, et (d) dans la haute atmosphère.

L'angle solaire zénithal affecte toujours fortement la répartition du rayonnement solaire ultraviolet en interaction avec les paramètres atmosphériques. Pour simplifier les tests de sensibilité aux divers paramètres atmosphériques, nous ne prenons qu'un angle solaire moyen de 45° , pour la majorité des tests qui suivent. Pour un angle solaire zénithal plus grand, le trajet d'atténuation par les absorbants est rallongé d'un facteur du cosinus de l'angle solaire zénithal, en absence de diffusants, mais l'interaction compliquée se produirait dans une couche mélange d'absorbants et diffusants, par exemple, l'aérosol stratosphérique, surtout l'aérosol volcanique et PSCs (Polar Stratospheric Clouds). L'effet sur l'UV-B de l'aérosol volcanique dépendant de l'angle solaire zénithal est étudié dans la suite.

1.3.2 Sensibilité à la quantité totale d'ozone

Le paramètre principal modulant l'UV-B est la quantité totale d'ozone, parce qu'il y a une forte absorption par l'ozone dans l'UV-B (les bandes de Hartley et Huggins).

Pour quantifier cet effet, nous faisons varier la quantité totale d'ozone autour de la quantité de référence (337 U.D.) par un facteur entre 0,5 et 1,5. C'est à dire que la quantité d'ozone totale varie entre 168 U.D. et 505 U.D. Cette fourchette couvre bien le domaine des variations connues de la quantité d'ozone totale.

Les transmittances par ces cas sont présentées sur la figure 1.7 et les rapports des transmittance à la référence (avec le profil de base) sur la figure 1.8; les réflectances et leurs rapports à la référence sont données sur les figures 1.9 et 1.10. Les figures confirment que l'UV-B est très sensible à la quantité totale d'ozone, surtout aux courtes longueurs d'onde. Par exemple, la diminution de la quantité totale de l'ozone jusqu'à la moitié de la référence, soit 168 U.D., peut conduire à une augmentation de l'UV-B par un facteur d'environ $5 \cdot 10^3$ à 290 nm pour un angle solaire zénithal de 45° . Une telle diminution de la quantité de l'ozone totale a été observé dans les régions polaires (Krueger et al., 1992; Newman et al., 1991). Comme la contribution de l'UV-B est très importante pour la dose effective biologique, cette

diminution peut conduire à une très large augmentation de la majorité des doses effectives biologiques. Par exemple, elle augmente la dose d'érythème d'un facteur de 2,7. Par contre, la réflectance hors de l'atmosphère est nettement moins influencée par la quantité d'ozone. L'augmentation de réflectance quand la quantité totale d'ozone diminue s'explique par une contribution accrues des basses couches à la rétrodiffusion; l'effet augmente avec l'absorption de l'ozone (présence de structures dues aux bandes de Huggins entre 320-330 nm; croissance de 320 à 305-308 nm). Aux très courtes longueurs d'onde l'effet diminue car presque toute la réflectance se produit au-dessus de la couche d'ozone. L'UV-A (supérieur à 320 nm) est très peu sensible à la quantité d'ozone totale pour les transmittances ainsi que pour les réflectances.

Le rapport du flux diffusé au flux global pour le cas ci-dessus est donné sur la figure 1.11. Cette figure montre que le rapport est peu sensible à la quantité d'ozone totale et que le flux diffusé représente environ 80% du flux global vers 300 nm et environ 55% vers 400 nm pour un soleil à 45° du zénith; il dépend fortement de l'angle zénithal (voir la figure 1.38). Les courbes qui décroissent vers les grandes longueurs d'onde correspondent à l'augmentation de la diffusion aux courtes longueurs d'onde.

Le rayonnement ultraviolet dépend non seulement de la quantité d'ozone totale, mais aussi, quoique de façon moindre, de sa répartition verticale. Par conséquent, une simulation numérique pour l'étude de la sensibilité au profil d'ozone sera présentée dans la suite.

1.3.3 Sensibilité à la répartition verticale de l'ozone

On peut imaginer que les mêmes quantités d'ozone localisées à des altitudes différentes affectent différemment l'UV-B arrivant au sol, en particulier que l'efficacité d'absorption de l'ozone stratosphérique et celle de l'ozone troposphérique soient différentes. Pour l'étude de cette efficacité, nous effectuons des simulations en déplaçant de 3 km ou 6 km vers le haut ou le bas le profil d'ozone de base sur la figure 1.3 avec une coupure de 6 km en haut et en bas, en maintenant constante la quantité totale d'ozone (voir la figure 1.12).

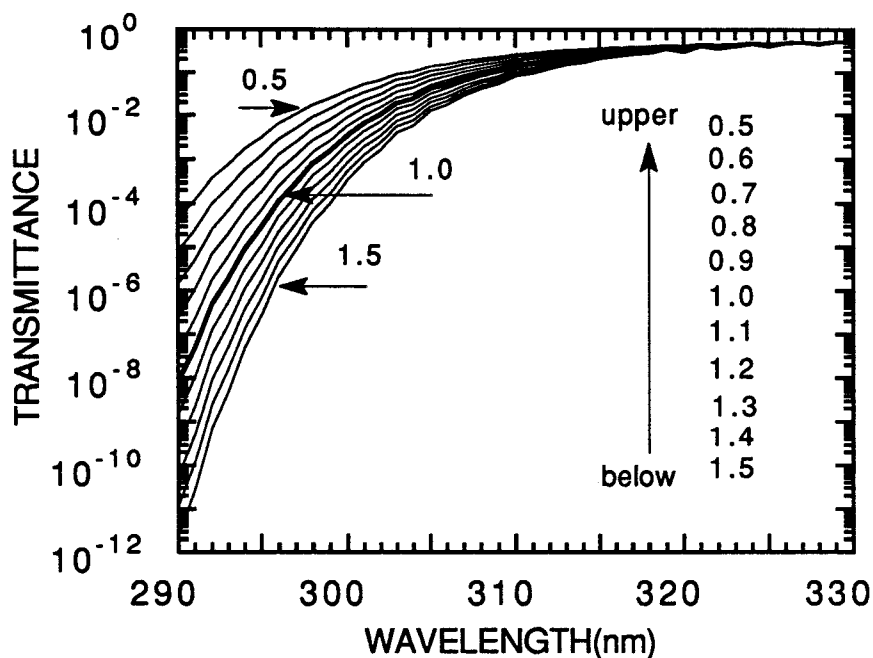


Figure 1.7. Les transmittances pour les profils atmosphériques avec la quantité d'ozone totale de 337 U.D. multipliées par un facteur variant de 0.5 à 1.5. (SZA=45°)

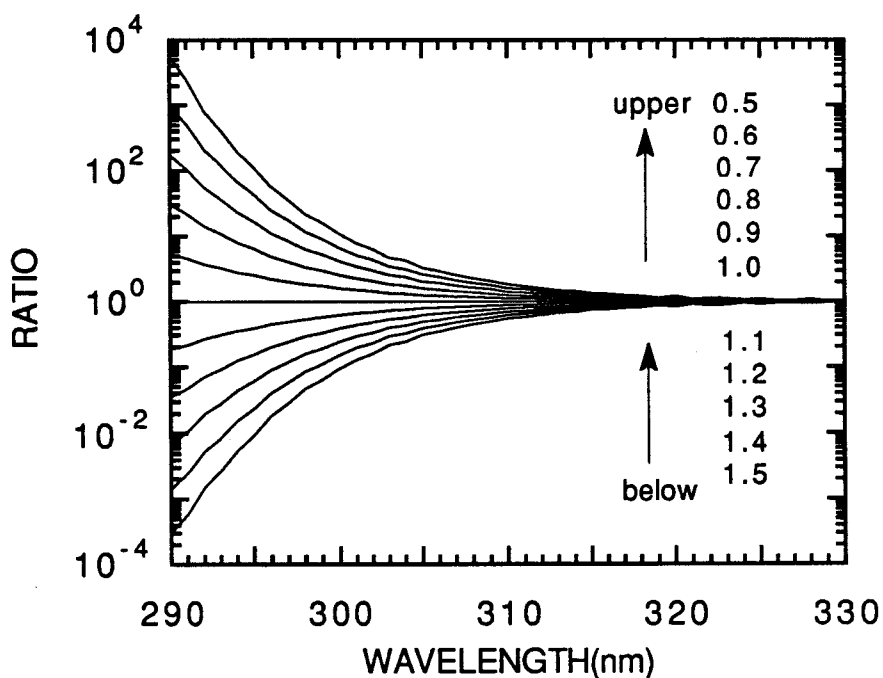


Figure 1.8. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.7 au cas standard(337 U.D.)(SZA=45°).

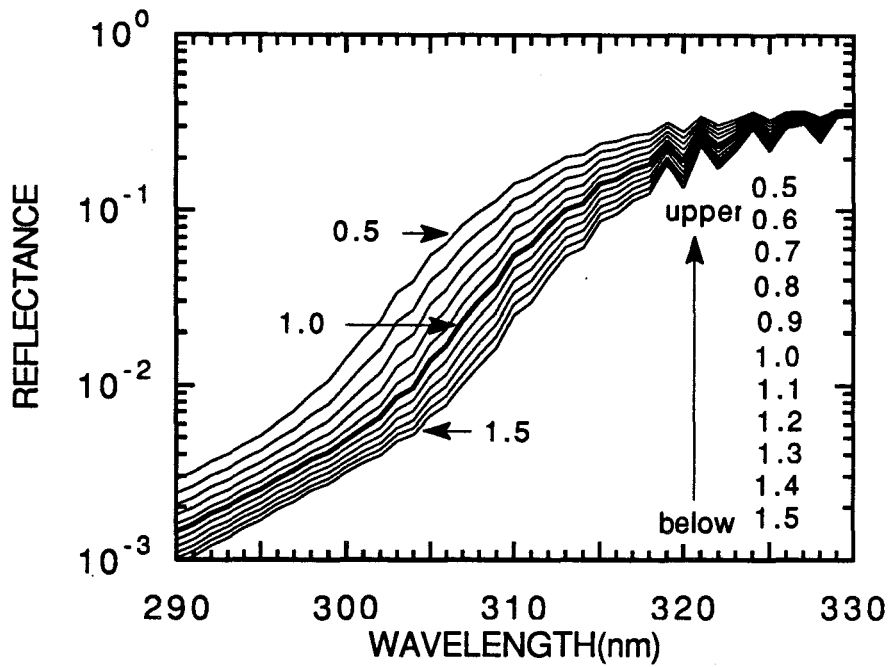


Figure 1.9. Les réflectances pour les profils atmosphériques avec la quantité de l'ozone totale de 337 U.D. multipliées par un facteur variant de 0.5 à 1.5 (SZA=45°).

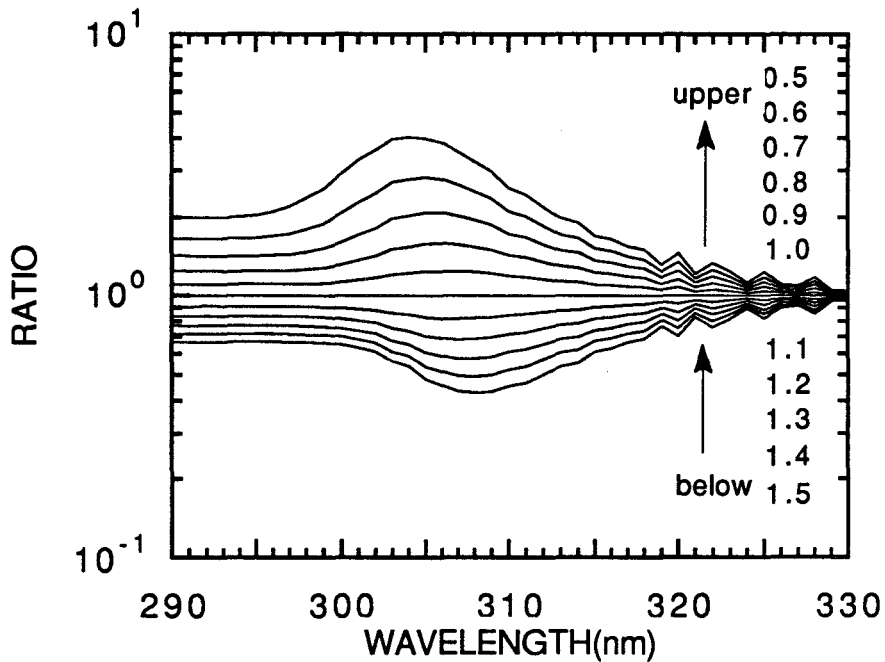


Figure 1.10. Les rapports des réflectances présentées sur la figure 1.9 au cas standard(337 U.D.) (SZA=45°).

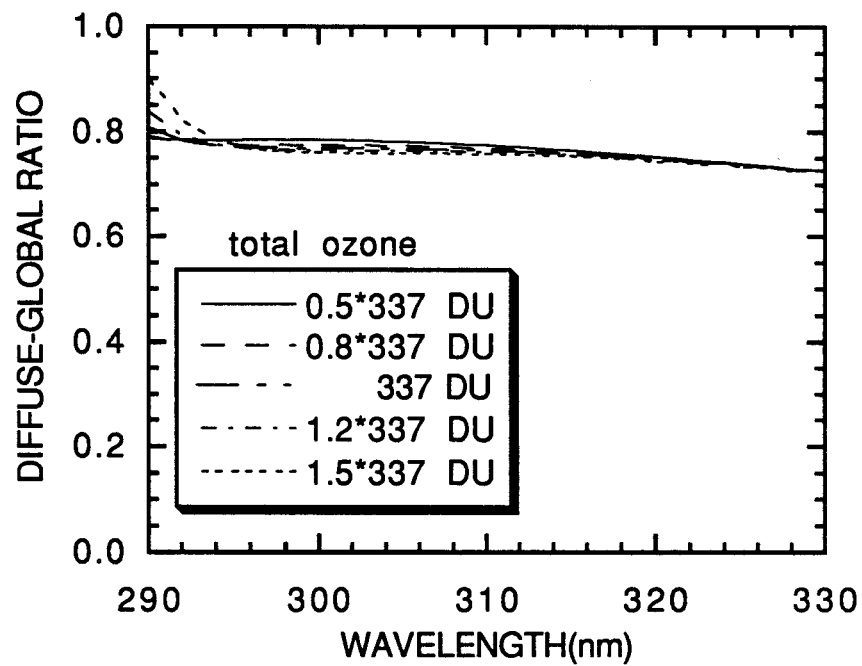


Figure 1.11. Rapport du flux diffusé au flux global arrivant au sol pour les quantités d'ozone totales variantes de 168 au 505 U.D. (SZA=45°)

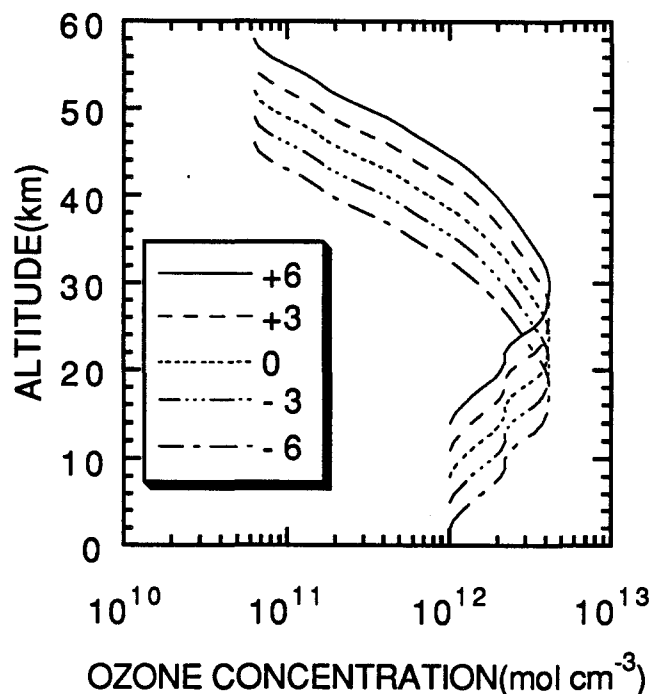


Figure 1.12. Les profils d'ozone utilisés dans l'étude de la sensibilité du rayonnement ultraviolet à la répartition verticale de l'ozone. Les chiffres sont les distances du déplacement(en km) du profil d'ozone(+, montant; - , descendant).

Les transmittances calculées sont présentées sur la figure 1.13 et leurs rapports à la référence (0 km de déplacement) sur la figure 1.14. Les résultats concernant la réflectance sont données sur les figures 1.15 et 1.16. La figure 1.14 nous montre que l'UV-B arrivant au sol diminue de 12% au voisinage de 298 nm pour le déplacement de 6 km vers le bas. Ceci confirme que l'absorption de l'UV-B par l'ozone troposphérique est plus efficace que celle par l'ozone stratosphérique (Brühl et Crutzen, 1989). Actuellement, si la quantité d'ozone diminue dans la stratosphère, elle tend à augmenter dans la troposphère par suite de la pollution. Les figures 1.15 et 1.16 nous montrent que l'UV-B sortant du sommet de l'atmosphère peut augmenter d'un facteur 2 lorsque le profil d'ozone descend de 6 km, par suite de la contribution d'une plus grande masse diffusante.

Comme le rapport du flux diffusé au flux global est peu sensible à la quantité d'ozone, on peut juger que des profils d'ozone avec la même quantité d'ozone totale ne modifie pas beaucoup ce rapport.

1.3.4 Sensibilité à la quantité de SO_2

SO_2 a une forte absorption par molécule dans l'UV-B. Pourtant, l'absorption par la quantité totale de SO_2 n'est pas grande par rapport à l'absorption de l'ozone, parce que la quantité de SO_2 est beaucoup plus faible que celle de l'ozone. La section efficace de SO_2 est trois fois environ aussi grande que celle de O_3 dans l'UV-B (Zerefos et al., 1986). Cela est présenté sur la figure 1.17 (d'après la figure 1 de Zerefos, et al., 1986).

Zerefos et ses collègues ont étudié la quantité de SO_2 à Thessalonique, Grèce, et les ont comparées avec celles dans d'autres régions. Ils indiquent que la quantité de SO_2 est $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ en moyenne annuelle à Thessalonique, $2,25 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ en hiver et $1,66 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ en été au centre de l'Europe. SO_2 est concentré dans la basse atmosphère, surtout dans les régions industrielles très polluées.

Pour simuler l'influence de SO_2 sur l'UV-B, nous avons pris une quantité de SO_2 variable de $0 - 8 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ avec une distribution verticale exponentielle avec une échelle de hauteur de 0,33 km. Le profil avec la quantité de $2 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ est présenté sur la figure 1.18.

Les transmittances sont présentés sur la figure 1.19 et leurs rapports à la référence (sans SO_2) sur la figure 1.20, et les réflectances sont données sur la figure 1.21 et leurs rapports sur la figure 1.22.

La figure 1.20 indique que l'absorption de SO_2 peut diminuer environ de 20% l'UV-B au voisinage de 300 nm pour une atmosphère extrêmement polluée par SO_2 (avec une quantité de $8 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$). Par conséquent, la négligence de l'absorption de SO_2 peut conduire à des erreurs importantes pour l'UV-B. Les figures 1.20 et

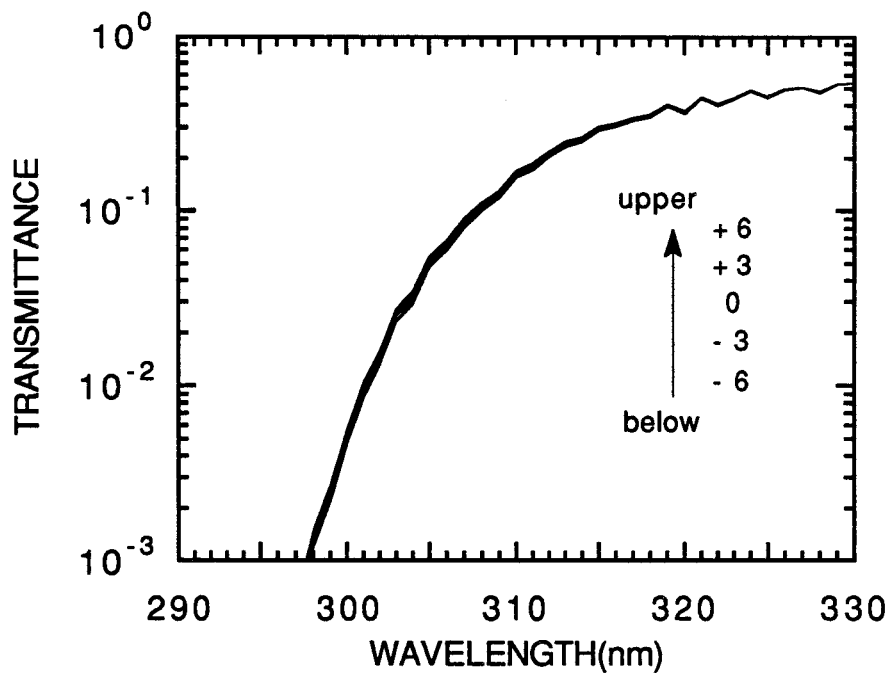


Figure 1.13. Les transmittances pour les profils d'ozone présentés sur la figure 1.12. (SZA= 45°)

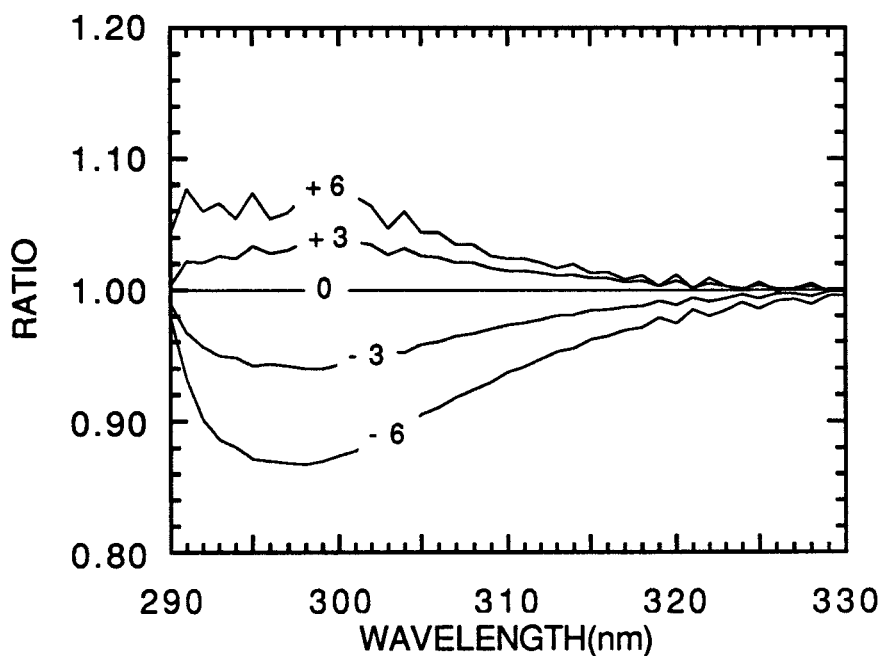


Figure 1.14. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.13 au cas de référence(sans déplacement) (SZA=45°).

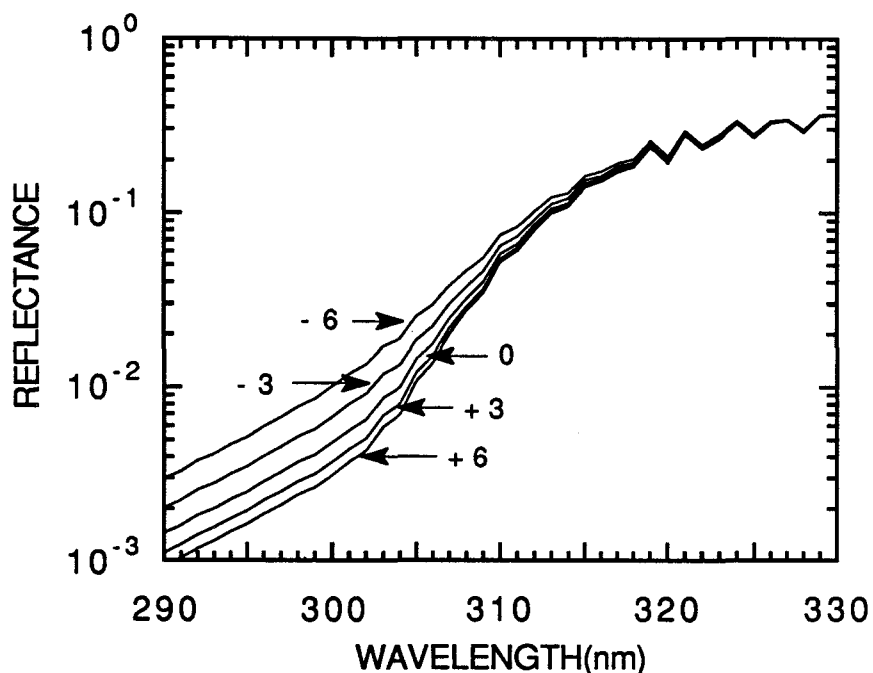


Figure 1.15. Les réflectances pour les profils d'ozone présentés sur la figure 1.12. (SZA=45°)

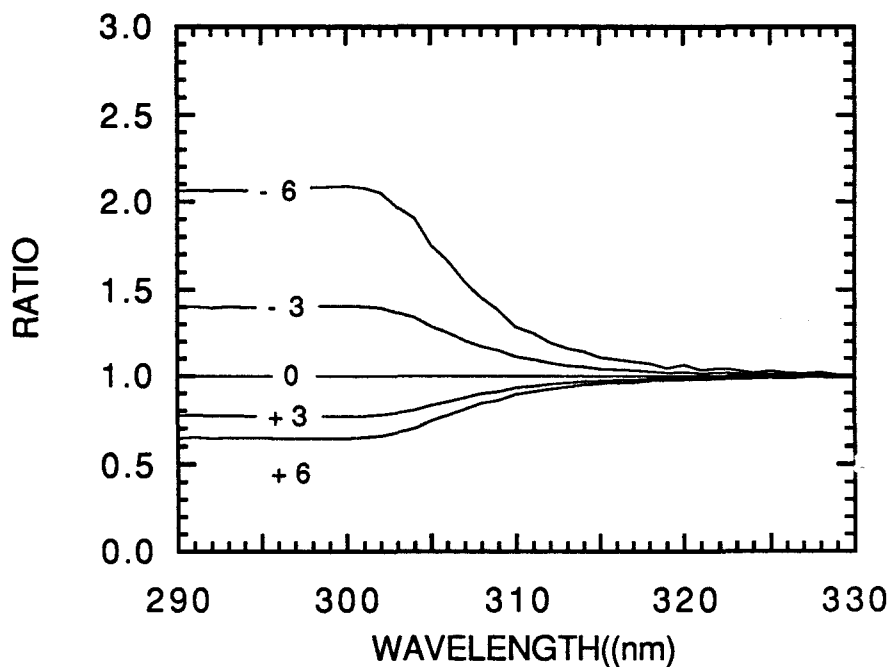


Figure 1.16. Les rapports des réflectances présentées sur la figure 1.15 au cas de référence(sans déplacement) (SZA=45°).

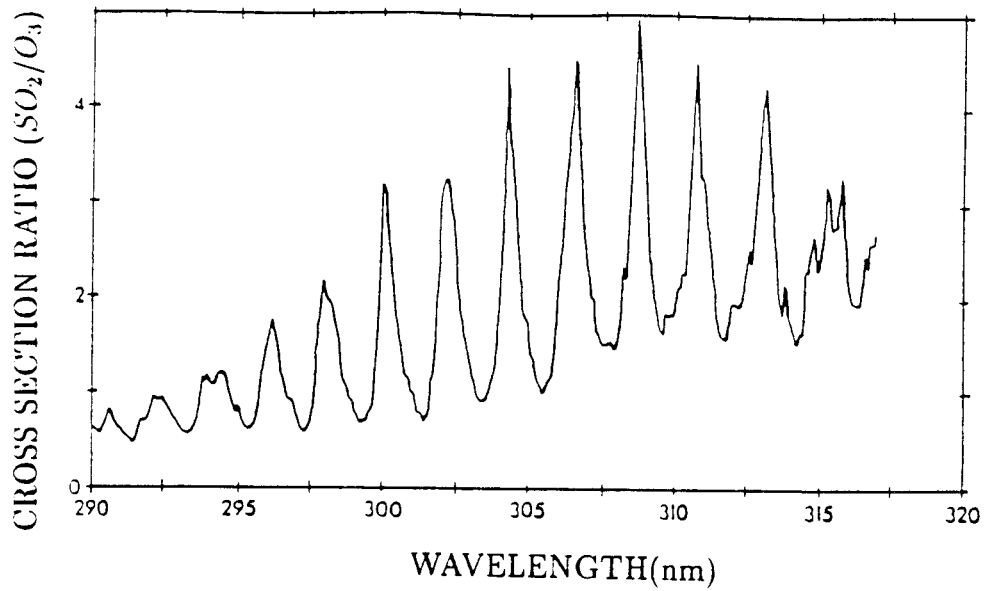


Figure 1.17. Rapport de section efficace de SO₂ à celle de O₃ dans l'UV-B(d'après Zerofos et al., 1986).

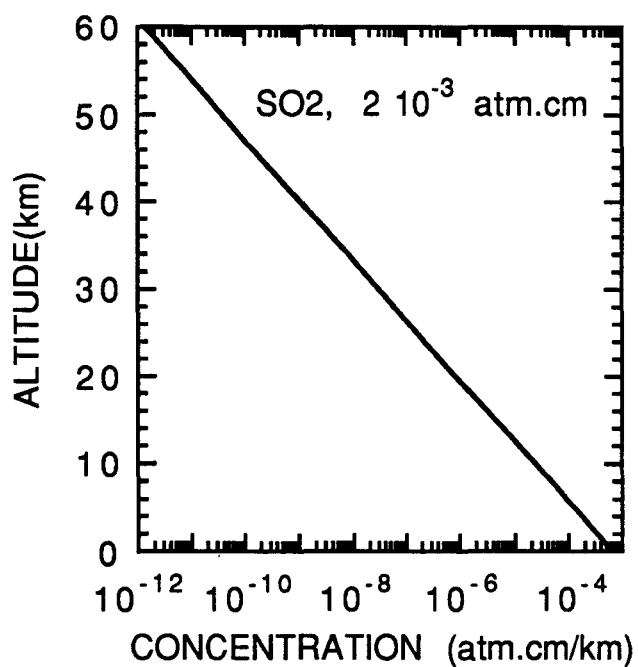


Figure 1.18. Le profil de SO₂ avec une quantité de 2×10^{-3} atm . cm utilisé dans l'étude de la sensibilité du rayonnement ultraviolet à la quantité de SO₂.

1.22 nous montrent que la négligence de l'absorption de SO_2 même en cas de forte pollution ne conduit qu'à quelques pour cents d'erreur au voisinage de 310 nm pour la réflectance. On peut dire donc que le SO_2 de la basse atmosphère affecte très peu la réflectance au sommet de l'atmosphère.

La comparaison entre les sensibilités de la transmittance à la quantité d'ozone totale et à la quantité de SO_2 totale nous montre que l'absorption de SO_2 est beaucoup moins importante que celle par ozone en raison de la faible quantité de SO_2 , bien que SO_2 ait une section efficace d'absorption environ trois fois plus grande que celle de O_3 (voir la figure 1.17). La quantité d'ozone totale est généralement d'une centaine de fois plus grande que celle de SO_2 . La quantité de l'ozone normale est de 250 U.D., soit $0,25 \text{ atm} \cdot \text{cm}$ pour la région tropicale, et de 450 U.D., soit $0,45 \text{ atm} \cdot \text{cm}$ pour la région arctique au printemps, mais celle de SO_2 , même pour l'atmosphère très polluée, est moins de $5 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$. Zerefos et ses collègues donnent $3,67 \cdot 10^{-3} \text{ atm} \cdot \text{cm}$ pour la période Octobre 1984 - Mars 1985 dans la grande ville industrielle Thessalonique où l'atmosphère est très polluée (Zerefos et al., 1986).

1.3.5 Sensibilité à l'épaisseur optique totale d'aérosols

Pour observer l'effet sur le rayonnement solaire de l'épaisseur optique d'aérosols, nous faisons des simulations en faisant varier l'épaisseur optique d'aérosols à 550 nm de 0 à 1,6 et en fixant les autres paramètres d'entrée. Le modèle d'aérosol utilisé reste celui défini dans la section 1.3.1, c'est-à-dire que la plus grosse partie des aérosols se trouve dans les basses couches.

Les transmittances et leurs rapports au cas sans aérosols sont présentées sur les figures 1.23 et 1.24, et les réflectances et leurs rapports à la référence sont données sur les figures 1.25 et 1.26. Les figures 1.23 et 1.24 montrent que l'UV arrivant au sol peut diminuer à peu près d'un facteur 2 lorsque l'épaisseur optique d'aérosols atteint 1,6 à 550 nm (atmosphère très trouble). En général, l'aérosol diminue l'UV arrivant au sol de façon spectralement neutre. La figure 1.26 montre que les réflectances aux grandes longueurs d'onde augmentent plus qu'aux courtes longueurs d'onde lorsque l'épaisseur optique d'aérosol devient plus grande. Mais les réflectances aux longueurs

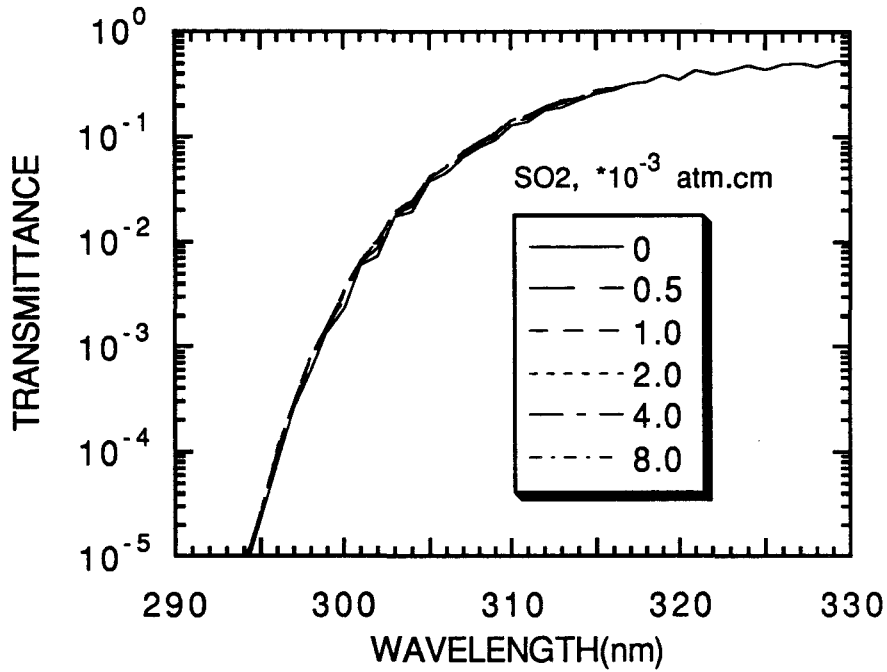


Figure 1.19. Les transmittances pour diverses quantités de SO_2 avec le profil présenté sur la figure 1.18. ($\text{SZA}=45^\circ$)

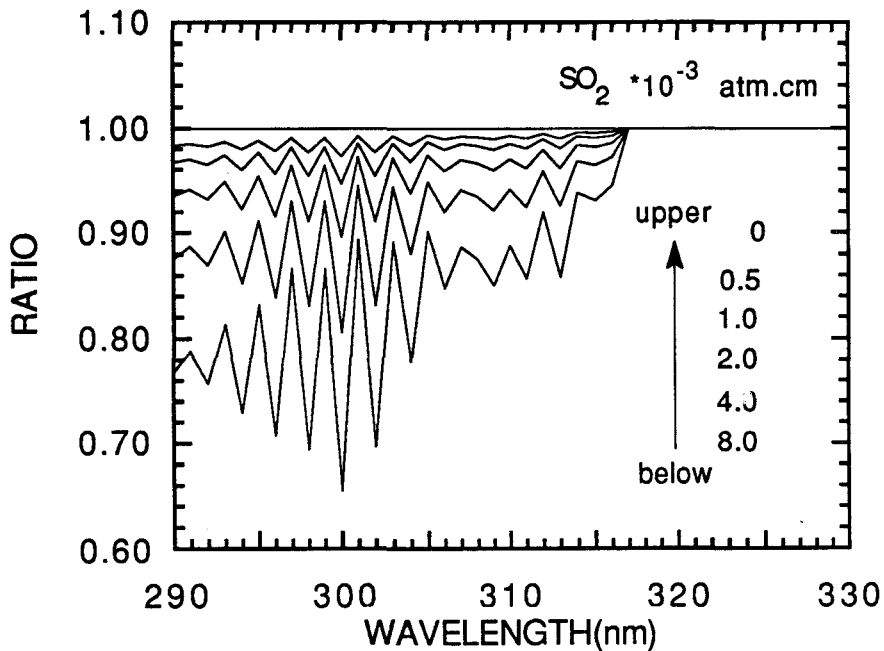


Figure 1.20. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.19 au cas de référence (sans SO_2) ($\text{SZA}=45^\circ$).

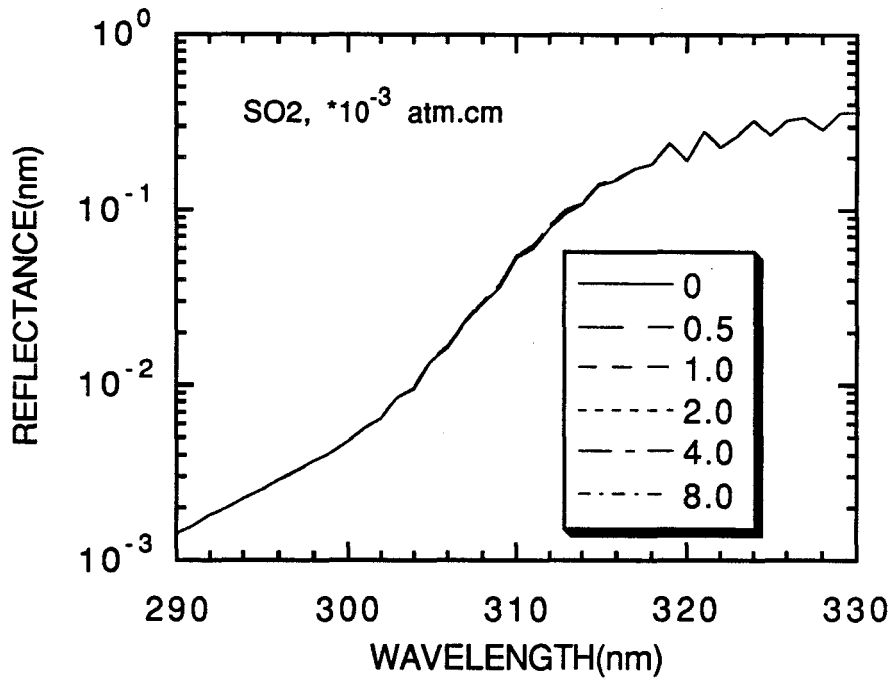


Figure 1.21. Les réflectances pour diverses quantités de SO_2 avec le profil présenté sur la figure 1.18. ($\text{SZA}=45^\circ$)

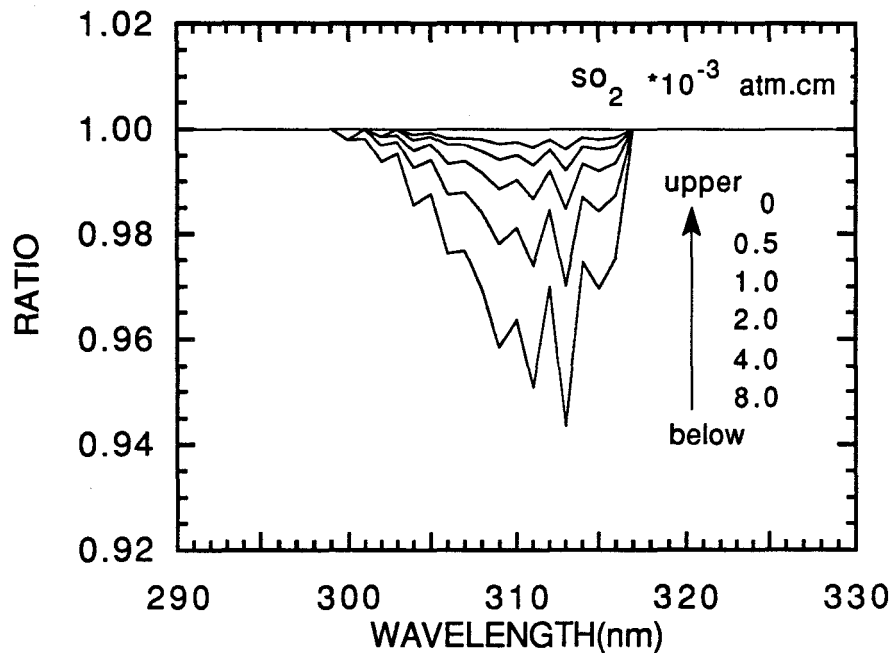


Figure 1.22. Les rapports des réflectances présentées sur la figure 1.21 au cas de référence (sans SO_2) ($\text{SZA}=45^\circ$).

d'onde inférieures à 305 nm où l'absorption par l'ozone est dominante ne changent presque pas.

La figure 1.27 présente le rapport du flux diffusé sur le flux global. Il est évident que le flux diffus augmente avec le contenu en aérosol. De plus l'aérosol tend à neutraliser la dépendance spectrale du rapport diffus-global.

1.3.6 Sensibilité à l'aérosol volcanique

En général, les éruptions volcaniques augmentent fortement l'aérosol stratosphérique. Par exemple, l'éruption du volcan Pinatubo qui s'est produite aux Philippines en Juin 1991 a produit une importante augmentation de l'aérosol stratosphérique. L'étude des données de SAGE II avant et après l'éruption du volcan Pinatubo jusqu'à Mars 1992 au-dessus de l'ouest de l'Europe réalisée par Brogniez et al. (1992) a conclu que le nuage du Pinatubo évoluait constamment jusqu'à Décembre 1991, avant de se stabiliser en 1992. Le coefficient d'extinction de l'aérosol stratosphérique est au maximum multiplié d'un facteur du 50 par l'éruption de Pinatubo. Les caractéristiques optiques de l'aérosol volcanique sont assez différentes de celles de l'aérosol stratosphérique de fond. L'extinction de l'aérosol volcanique est faiblement dépendante de la longueur d'onde, correspondant à d'assez grosses particules, par contre, celle de l'aérosol stratosphérique de fond est fortement dépendante de la longueur d'onde.

Pour simuler l'influence de l'aérosol volcanique sur l'UV au sol, nous avons pris deux profils d'aérosol à 550 nm (figure 1.28): (a) le profil d'aérosol de fond (sans aérosol volcanique); (b) le profil d'aérosol volcanique qui correspond au profil d'aérosol volcanique au-dessus de l'Europe en Décembre 1991 dû à l'éruption du Pinatubo avec une augmentation de l'épaisseur optique de 0,14 par rapport au profil d'aérosol de fond à 550 nm.

Les transmittances, les réflectances et leurs rapports sur les références (avec l'aérosols de fond) sont présentées sur les figures 19-32. Sur la figure 1.30, on voit que l'aérosol volcanique dans la stratosphère réduit généralement l'UV-A de quelques

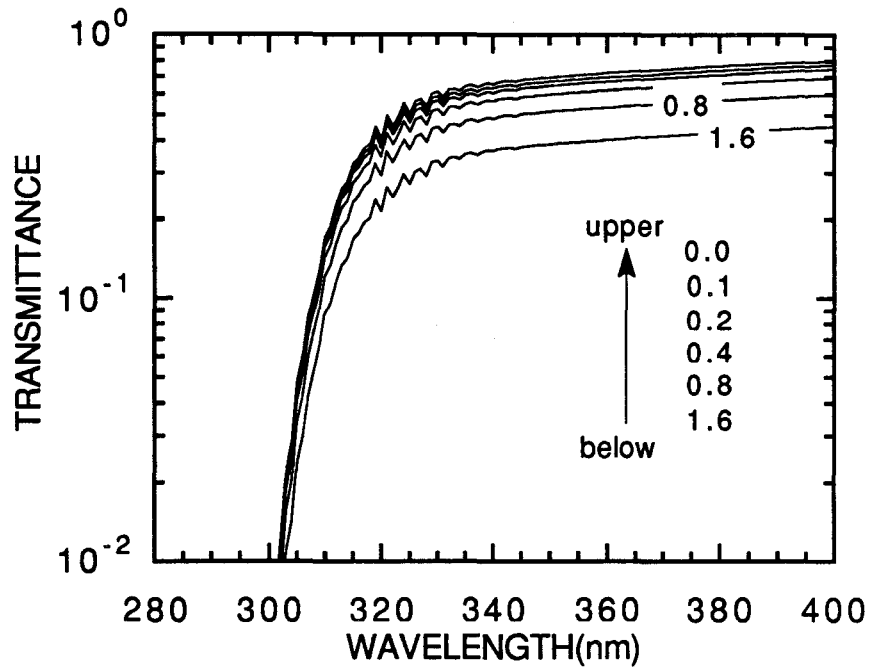


Figure 1.23. Les transmittances pour les profils atmosphériques avec l'épaisseur optique d'aérosols à 550 nm variant de 0 à 1,6 (SZA=45°).

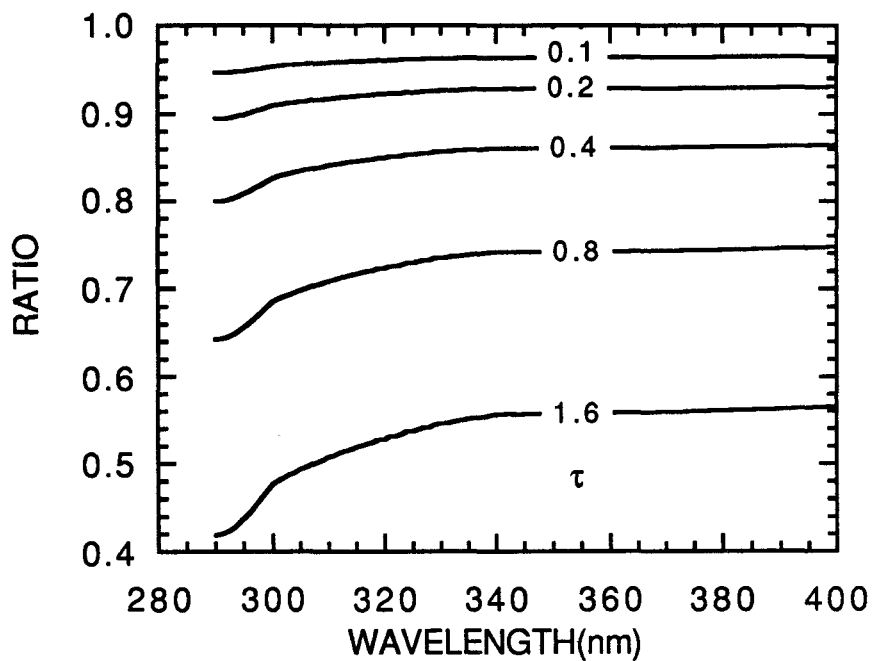


Figure 1.24. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.23 au cas de référence(sans aérosols) (SZA=45°).

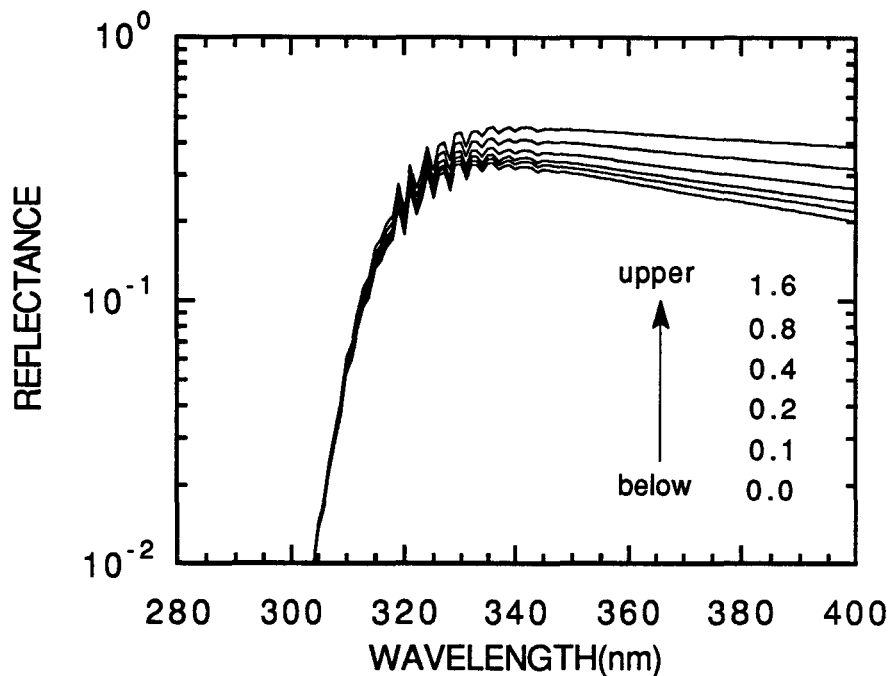


Figure 1.25. Les reflectances pour les profils atmosphériques avec l'épaisseur optique d'aérosols à 550 nm variant de 0 à 1,6 (SZA=45°).

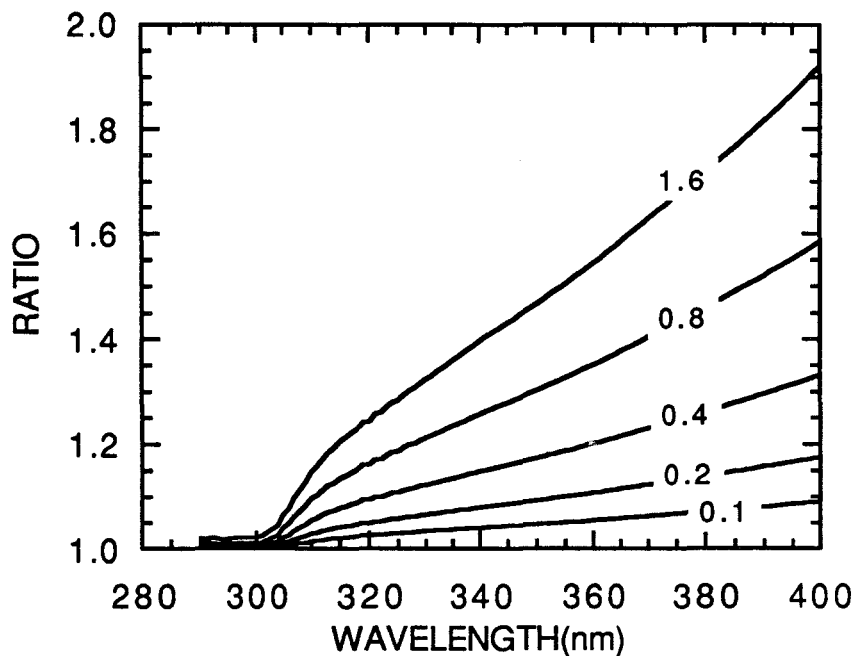


Figure 1.26. Les rapports des reflectances présentées sur la figure 1.25 au cas de référence(sans aérosols) (SZA=45°).

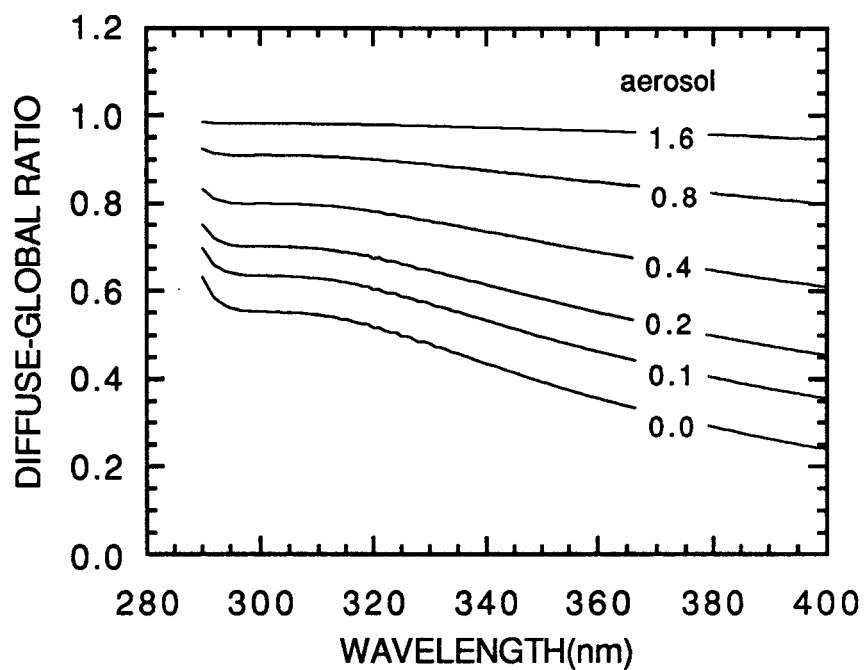


Figure 1.27. Rapport du flux diffusé au flux global arrivant au sol pour les épaisseurs optiques d'aérosols variant de 0 à 1,6 (SZA=45°).

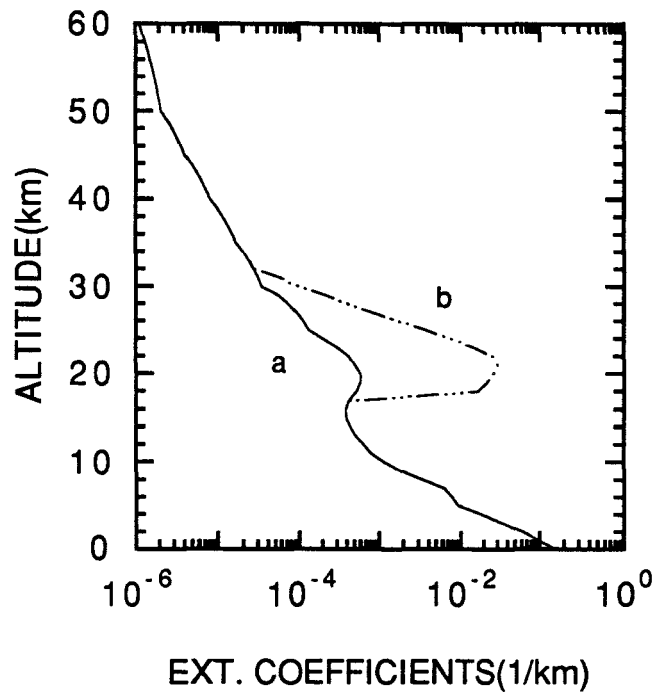


Figure 1.28. Les profils du coefficient d'extinction à 550 nm utilisés dans l'étude de la sensibilité à l'aérosol volcanique.(a) le profil d'aérosol de fond, et (b) le profil aérosol volcanique avec une augmentation de l'épaisseur optique à 550 nm de 0,14 sur le profil de fond.

pourcents, mais qu'il affecte l'UV-B de façon très différente, suivant l'angle solaire zénithal. Pour un faible angle solaire zénithal, par exemple 30° , l'aérosol volcanique réduit plus l'UV-B que l'UV-A. Pour un grand angle solaire zénithal, par exemple 75° , la présence de l'aérosol volcanique augmente au contraire fortement la transmittance vers les courtes longueurs d'onde. L'augmentation ou la réduction de l'UV-B par l'aérosol volcanique dépend de facteurs concurrents: (1) atténuation de l'aérosol volcanique lui-même et (2) rallongement ou raccourcissement du trajet des photons qui dépend de l'angle solaire zénithal et de la section efficace de l'ozone en fonction de la longueur d'onde. La figure 1.32 montre que l'aérosol volcanique augmente l'UV-A ainsi que l'UV-B, parce qu'il renvoie toujours plus de photons vers l'espace. Elle montre de plus que l'augmentation atteint son maximum à un certain point dépendant un peu de l'angle solaire zénithal. Ceci implique des interactions complexes entre l'absorbant et le diffusant dans une couche mélange.

1.3.7 Sensibilité à l'albédo du sol

Nous avons simulé l'effet de l'albédo du sol sur l'UV en le faisant varier de 0 à 0,8. La forêt présente un albédo très faible, mais les surfaces de glace ou de neige présente un albédo important. Dans tous les cas la réflectance est supposé Lambertienne.

Les résultats simulés sont présentés sur les figures 1.33-36. Ils nous montrent que l'augmentation de l'albédo augmente l'UV arrivant au sol ainsi que l'UV sortant du sommet de l'atmosphère, mais l'augmentation de la réflectance est beaucoup plus importante que celle de la transmittance sauf aux courtes longueurs d'onde de 290-300 nm où l'absorption d'ozone est très forte.

La figure 1.37 présente le rapport du flux diffus au flux global. On voit que un grand albédo tel que 0,8 peut augmenter le rapport diffus-global d'environ 10% pour un angle zénithal du soleil de 45° . Cette augmentation d'albédo correspond à une augmentation de 30-45% du flux global au flux direct, dépendante de la longueur d'onde.

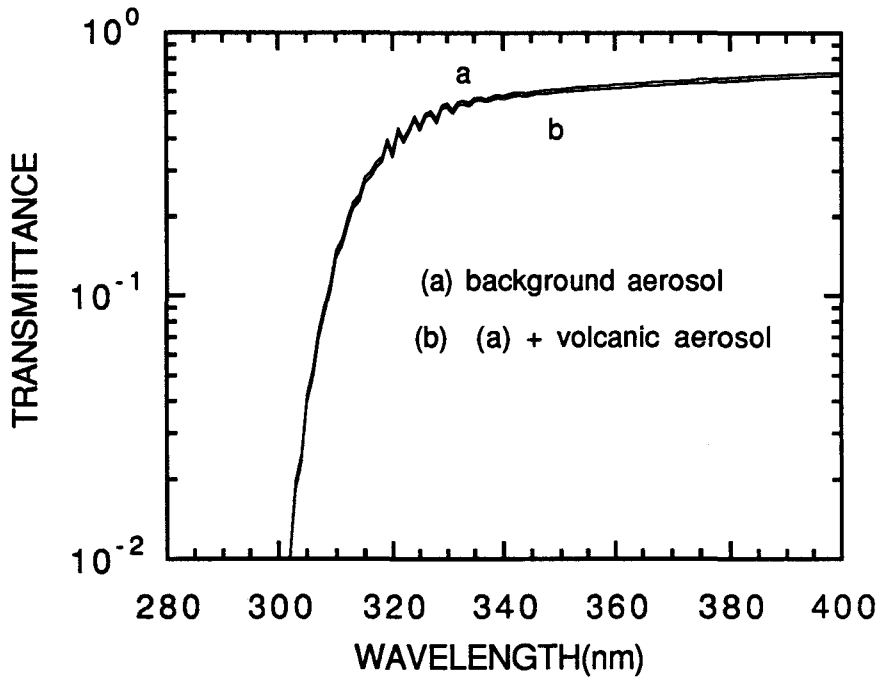


Figure 1.29. Les transmittances pour les profils d'aérosols présentés sur la figure 1.28 (SZA= 45°).

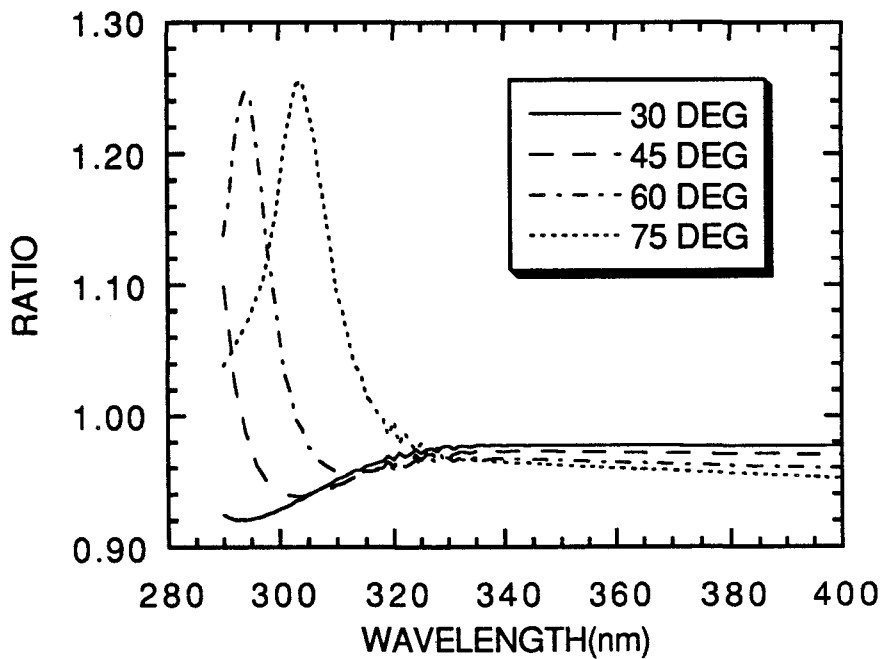


Figure 1.30. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.29 au cas de référence (sans aérosol volcanique) (SZA=30°, 45°, 60°, 75°.)

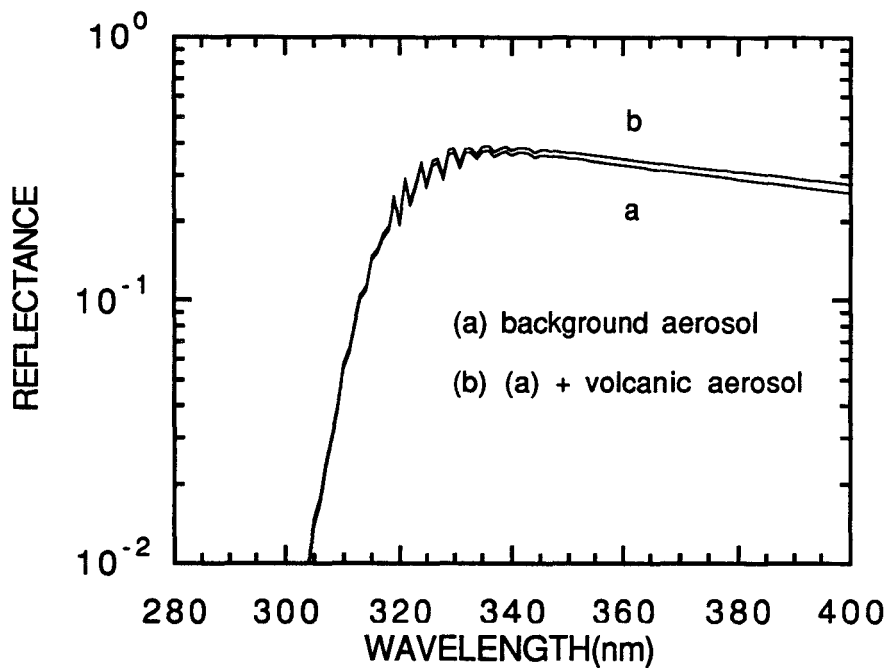


Figure 1.31. Les reflectances pour les profils d'aérosols présentés sur la figure 1.28 (SZA= 45°).

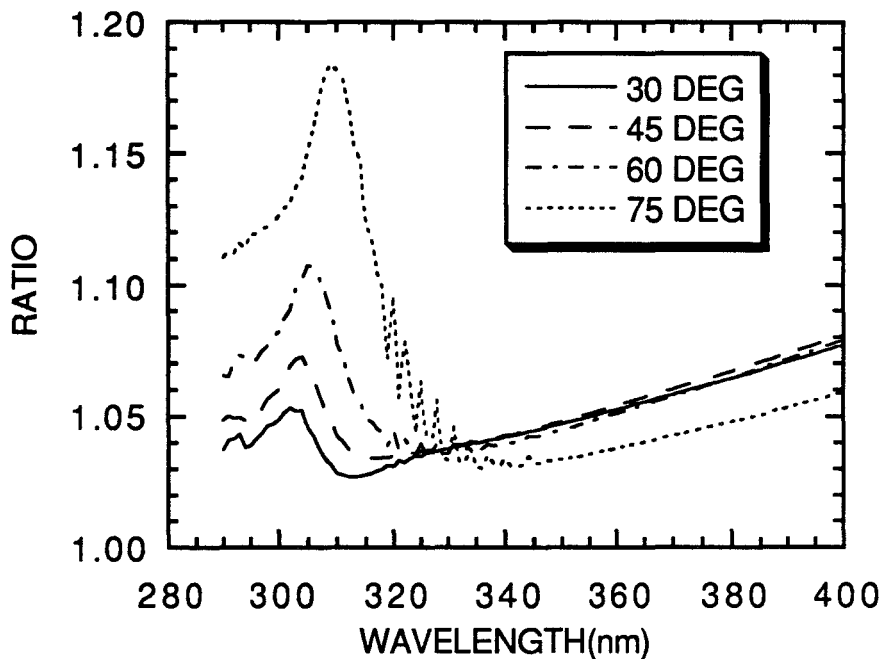


Figure 1.32. Les rapports des reflectances présentées sur la figure 1.31 au cas de référence (sans aérosol volcanique) (SZA=30°, 45°, 60°, 75°.)

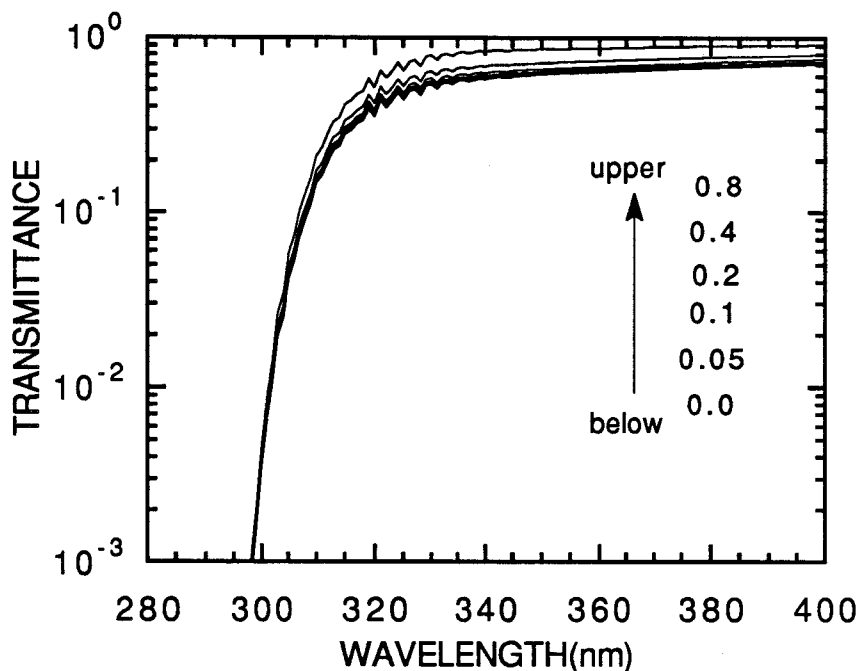


Figure 1.33. Les transmittances pour les profils atmosphériques de base avec l'albédo du sol variant de 0 à 0.8. (SZA=45°)

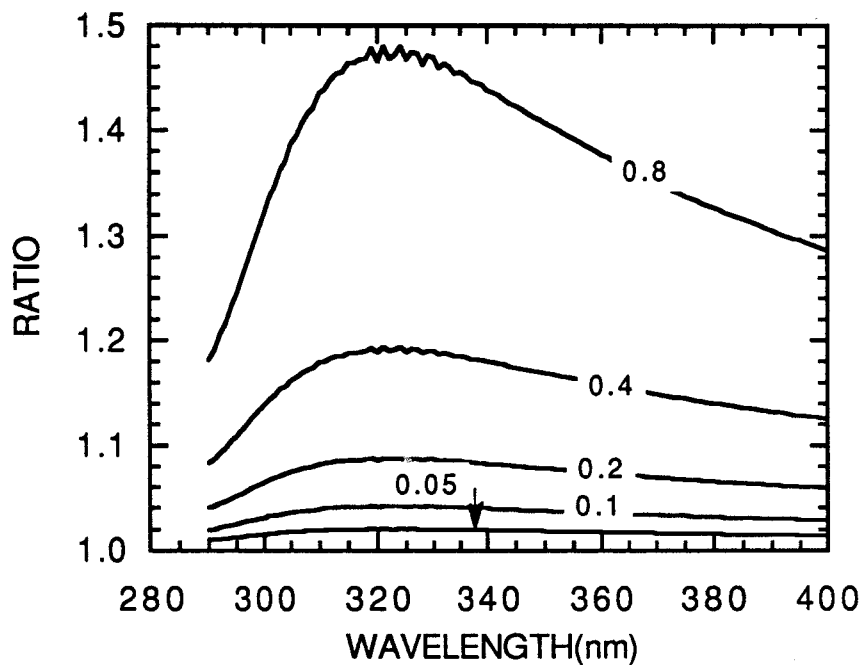


Figure 1.34. Les rapports des transmittances présentées sur la figure 1.33 au cas de référence(avec un albédo nul) (SZA=45°).

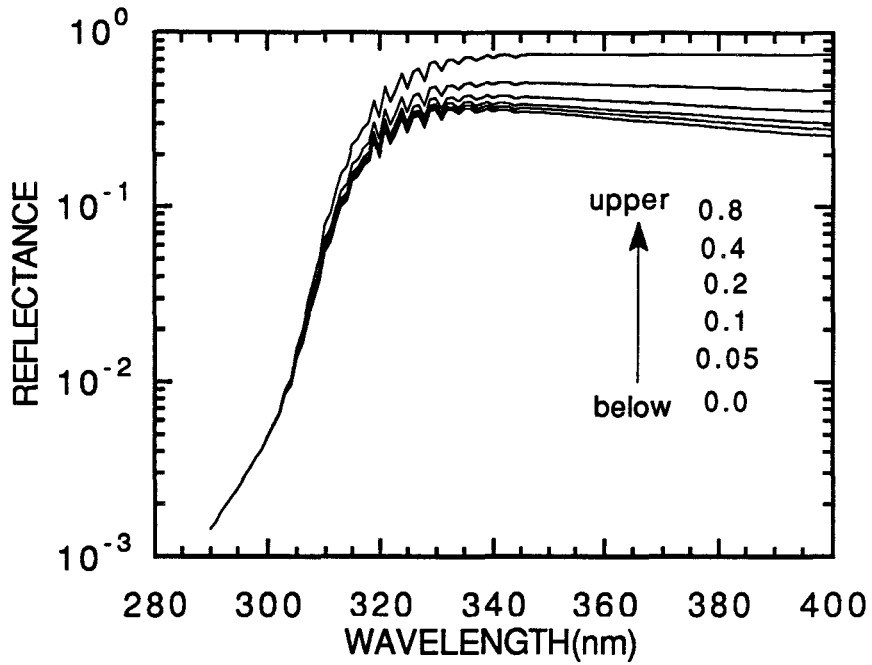


Figure 1.35. Les réflectances pour les profils atmosphériques avec l'albédo du sol variant de 0 à 0.8 (SZA=45°).

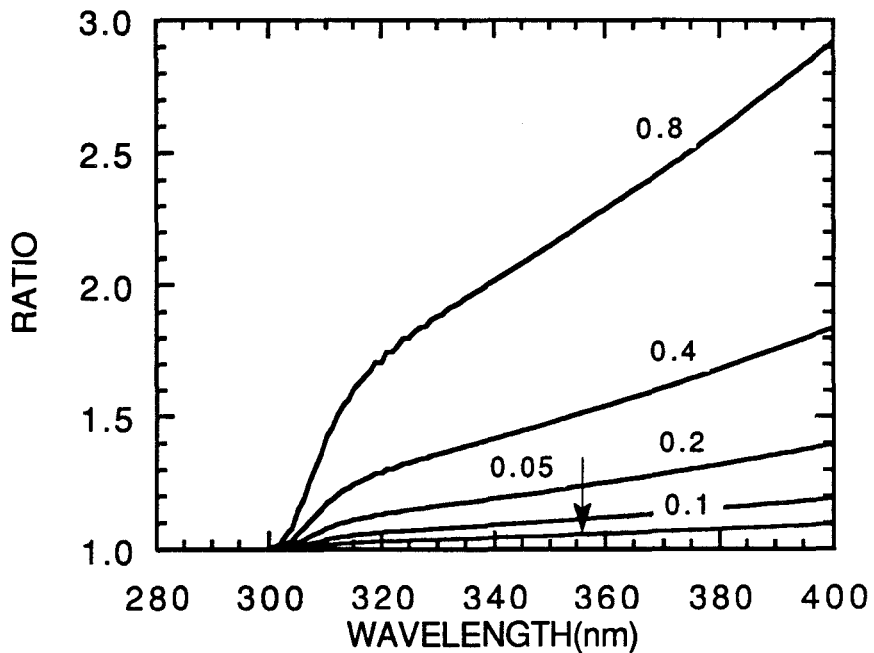


Figure 1.36. Les rapports des réflectances présentées sur la figure 1.35 au cas de référence (avec un albédo nul) (SZA=45°).

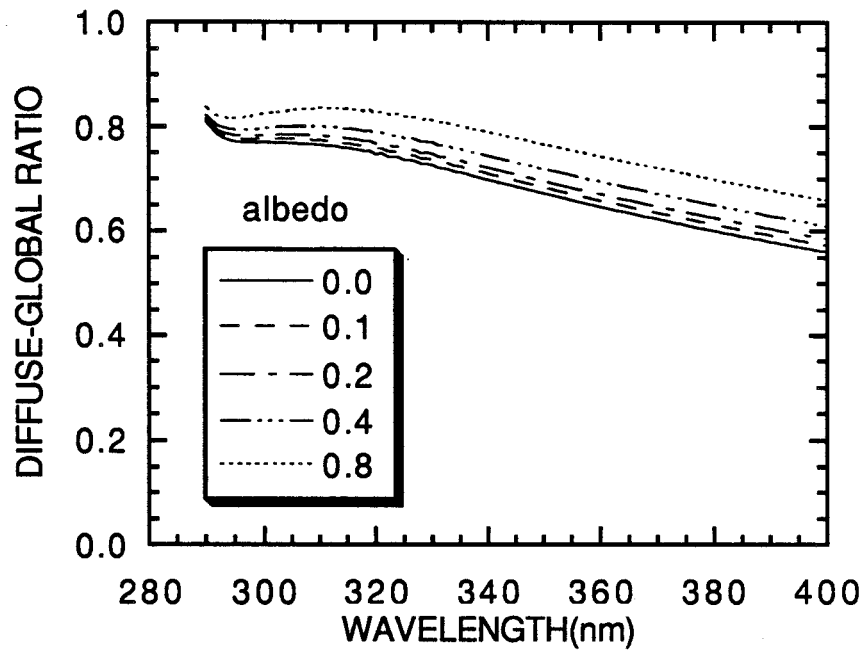


Figure 1.37. Rapport du flux diffusé au flux global arrivant au sol pour les albédos du sol variants de 0 à 0.8 (SZA=45°).

1.3.8 Influence de l'angle zénithal solaire

Il est évident que l'UV arrivant au sol est faible au lever ou au coucher du soleil, et qu'il atteint le maximum vers midi. Les figures 3.23 dans le chapitre 3 qui présentent les mesures du matin au soir par notre spectroradiomètre ultraviolet sur le toit du bâtiment du LOA par temps clair en donnent un exemple. Ce qui nous intéresse n'est pas la transmittance ou le flux global en fonction de l'angle solaire zénithal, mais nous voulons savoir comment l'angle solaire zénithal modifie la contribution du diffus. La figure 1.38 présente les rapports du flux diffus au flux global. Elle correspond aux mesures de 12 à 17h (TU), le 24 Juillet 1993 pendant la 3-ème campagne de l'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne (voir Chapitres 4 et 5). On voit que plus le soleil est bas, plus le rapport diffus-global est grand. Vers midi le flux diffus et le flux direct sont à peu près égaux.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'effet sur le rayonnement ultraviolet de nombreux facteurs. Cet étude conduit à la conclusion suivante:

Il est évidemment confirmé que la quantité totale d'ozone est le facteur le plus important qui détermine l'UV-B transmis au sol. La diminution jusqu'à la moitié de la quantité normale peut augmenter l'UV-B transmis vers 290 nm de 3 ordres de grandeurs. Comme la contribution de l'UV-B est très importante pour la dose effective biologique, cette diminution peut conduire à une très large augmentation de la majorité des doses effectives biologiques. Par exemple, elle augmente la dose d'érythème d'un facteur de 2,7. La quantité totale d'ozone affecte très peu l'UV-A, parce que l'absorption par l'ozone dans l'UV-A est très faible. Elle affecte très peu également la proportion entre les flux diffus et direct au sol.

L'ozone dans la basse atmosphère absorbe l'UV-B de façon plus efficace que l'ozone dans la stratosphère en raison de l'interaction entre absorbants et diffusants.

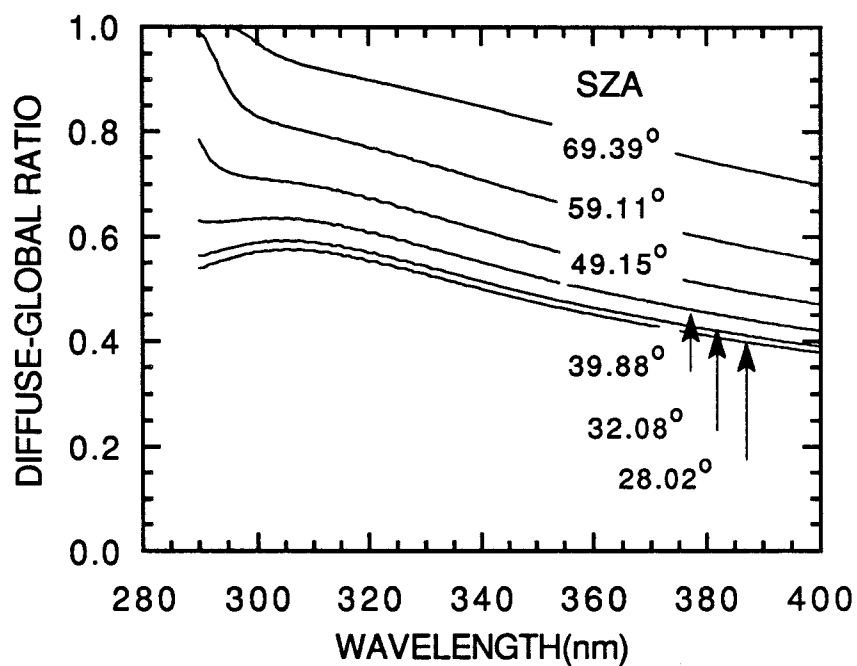


Figure 1.38. Rapport du flux diffusé au flux global arrivant au sol pour les angles solaires zénithaux variants de 28.02 à 69.39 degree, correspondant aux mesures du 12 au 17 TU, 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen en Allemagne.

CHAPITRE 1. MODÉLISATION UV TESTS DE SENSIBILITÉ

La présence de dioxyde de soufre dans l'atmosphère très polluée peut diminuer l'UV-B transmis au sol jusqu'à 20% pour un angle solaire zénithal moyen de 45°, et sûrement plus pour un plus grand angle solaire zénithal.

L'aérosol avec une épaisseur optique de 0,8 à 550 nm réduit de façon presque neutre de 25% l'UV transmis au sol par rapport au cas sans aérosols pour un angle solaire zénithal de 45°. La plus forte réduction aux courtes longueurs d'onde entre 290-300 nm manifeste l'interaction entre l'absorption d'ozone et la diffusion de l'aérosol. Cette interaction dépend de l'angle solaire zénithal. Cet aérosol augmente l'UV réfléchi de 20% à 320 nm et de 60% à 400 nm pour un angle solaire zénithal moyen de 45°, mais n'augmente quasiment pas l'UV réfléchi aux très courtes longueurs d'onde entre 290-300 nm en raison de la forte absorption par l'ozone au-dessus de la couche d'aérosols.

L'aérosol volcanique six mois après l'éruption du Pinatubo réduit de 3-5% l'UV-A transmis au sol pour l'angle solaire zénithal de 30°-75°. Néanmoins la plus forte réduction se produit dans l'UV-B pour un petit angle solaire zénithal, par exemple 8% pour 30°, et au contraire une forte augmentation dépendante de la longueur d'onde se produit dans l'UV-B pour un grand angle solaire zénithal, par exemple, 26% pour 75°. Ceci manifeste l'interaction très compliquée entre l'absorption d'ozone et la diffusion de l'aérosol volcanique dans la couche de mélange (18-25 km). L'aérosol volcanique augmente l'UV-A réfléchi ainsi que l'UV-B réfléchi, mais l'augmentation dans l'UV-B dépend fortement de la longueur d'onde et l'angle solaire zénithal. L'augmentation atteint 18% au voisinage de 310 nm pour l'angle solaire zénithal de 75°.

Un grand albédo du sol de 0,8 conduit à une augmentation de 45% à 320 nm et de 30% à 400 nm de l'UV transmis au sol et également à une augmentation de 70% à 320 nm et d'un facteur de 2 à 400 nm de l'UV réfléchi au sommet de l'atmosphère par rapport au cas avec un albédo nul pour un angle solaire zénithal de 45°. Il n'affecte pas l'UV réfléchi aux très courtes longueurs d'onde de 290-300 nm où l'absorption par l'ozone est dominante.

CHAPITRE 1. MODÉLISATION UV TESTS DE SENSIBILITÉ

L'épaisseur optique d'aérosol et l'angle solaire zénithal déterminent principalement la proportion entre les flux diffus et direct. L'augmentation de l'épaisseur optique d'aérosol tend à neutraliser le rapport du flux diffus au flux global et l'augmentation de l'angle solaire zénithal augmente de façon neutre le rapport. Un grand albédo du sol peut également augmenter ce rapport.

Chapitre 2

INFLUENCE DES NUAGES SUR LES FLUX ULTRAVIOLETS TRANSMIS ET RÉFLÉCHI

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

Ce travail a été soumis à "Contributions to Atmospheric Physics". Nous en donnons ici un bref résumé en français qui est suivi par l'article soumis.

L'influence de divers paramètres des nuages et les interactions avec l'albédo du sol et l'angle solaire zénithal ont été étudiées au moyen d'une simulation. Le modèle du transfert du rayonnement qui est adaptable à l'atmosphère nuageuse a été développé sur la base de la méthode des ordonnées discrètes, présentée pour l'atmosphère claire au chapitre 1. L'étude a montré que lors de la présence de nuage étendu, la diffusion du nuage est dominante par rapport à la diffusion des molécules et des aérosols; cette diffusion est indépendante de la longueur d'onde; le rapport du flux transmis par l'atmosphère nuageuse à celui transmis par l'atmosphère claire de fond est indépendant de la hauteur de nuage et l'angle solaire zénithal. C'est-à-dire, le rayonnement descendant de la couche de nuage est assez isotrope, il décroît approximativement exponentiellement avec l'épaisseur optique de nuage à un taux lié à l'albédo du sol; le flux réfléchi au sommet de l'atmosphère est dépendant de l'épaisseur optique ainsi que de l'angle solaire zénithal, mais pas de l'albédo du sol.

Influence of Clouds on UV Irradiance at
Ground Level and Backscattered Exittance

Pucaï Wang and Jacqueline Lenoble

December 1994

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
Université des Sciences et Technologies de Lille
URA 713 CNRS

59655 Villeneuve d'Ascq, France

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

abstract

The influence of various cloud parameters and the interactions with the ground albedo and the solar zenith angle have been studied by means of model simulations. The radiative transfer model suitable for a cloudy atmosphere as well as for a clear atmosphere has been developed on the basis of the Discrete Ordinate Method. This study leads to a general understanding of cloudy atmospheres: in the presence of a uniform cloud, the cloud scattering dominates over molecular and aerosol scattering, and it is also wavelength-independent. The ratio of transmitted irradiance in a cloudy atmosphere to that in the background clear atmosphere is almost independent of cloud height and solar zenith angle. The radiation downwelling out of a cloud is quite isotropic and decreases approximately exponentially with the cloud optical depth at a rate related to the ground albedo. The reflected irradiance at the top of the atmosphere is dependent on cloud optical depth and solar zenith angle, but not on ground albedo.

2.1 Introduction

There has been much concern about the possible increase of the ultraviolet radiation reaching the earth's surface because of its negative influence on the biosphere. The influence of ozone on ultraviolet radiation (UV) has gained much attention since a substantial reduction in the springtime ozone column over Antarctica was reported (Farman et al., 1985). The global scale downward trend in stratospheric ozone concentration was revealed by analysis of NIMBUS 7 TOMS data from 1978 to 1990 (Stolarski et al., 1991). One of the consequences of ozone reduction in the atmosphere is an increase of ultraviolet radiation, especially UV-B (280-320 nm) at ground level. However, clouds also have a great and complex influence on ultraviolet radiation (Lubin et al., 1991; Tsay et al., 1992). Although global cloud patterns (cover and thickness) are considered to be stable (global cloud cover is approximately 50%), cloud patterns may change markedly on a local scale. The influence of changes in cloudiness may impair the observation of UV changes due to ozone reduction. Therefore, it is important to consider the influence of clouds on ultraviolet radiation.

Worldwide, there are many sites observing ultraviolet radiation at the ground level, for which data are obtained in both clear and cloudy sky conditions. The objective of this work is to help the interpretation of the measurement data, including those collected in the presence of clouds, in order to extract more information on ultraviolet radiation at ground level.

A UV radiative transfer model for clear atmospheres has been developed by Wang and Lenoble (1994) and used for comparison with measurements obtained during the first campaign of the European Intercomparison of Ultraviolet Spectroradiometers in Panorama, Greece in July 1991 (Gardiner et al., 1992). An agreement of within $\pm 6\%$ was found without taking account into the angular response correction of the instrument. The Discrete Ordinate Method (DOM), realized as Stamnes' code (Stamnes et al., 1988), was used with twenty flexible layers. Here we extend the model to cloudy atmospheres.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

The clouds used in the radiative transfer code are treated as horizontally homogeneous and incorporated into one or several of the background clear atmospheric layers.

The influence of various parameters of clouds, such as vertical position, optical depth, type, and the interactions between clouds and other parameters, such as ground albedo and solar zenith angle is estimated by model simulations. Although the major interest is in the ground surface irradiance, the backscattered exitance has also been considered. This is of importance for satellite observations and is obtained from the model simultaneously with the ground surface irradiance. In this paper the study is limited to horizontally uniform clouds as the non uniform clouds, especially the broken clouds, cannot be handled by a code based on plane-parallel geometry.

Section 2 presents briefly the clear atmosphere model which has been used as a reference to compare the cloudy cases. A large range of cloud models have been considered; they are presented with their radiative characteristics in section 2.3. Results are given in section 2.4, and some discussion and conclusions are given in section 2.5.

2.2 Reference Clear Atmosphere Model

A clear atmosphere is defined by the profiles of pressure, temperature, humidity, aerosols, ozone and other minor gases. In the UV spectral region the major processes influencing radiative transfer are the absorption by ozone and the scattering by aerosols and molecules; the absorption by other minor gases is negligible, with an exception for SO_2 in very polluted industrial atmospheres. Water vapour does not absorb in the UV wavelength region, but it has some indirect influence on UV radiation through aerosols, which have characteristics influenced by water vapour.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

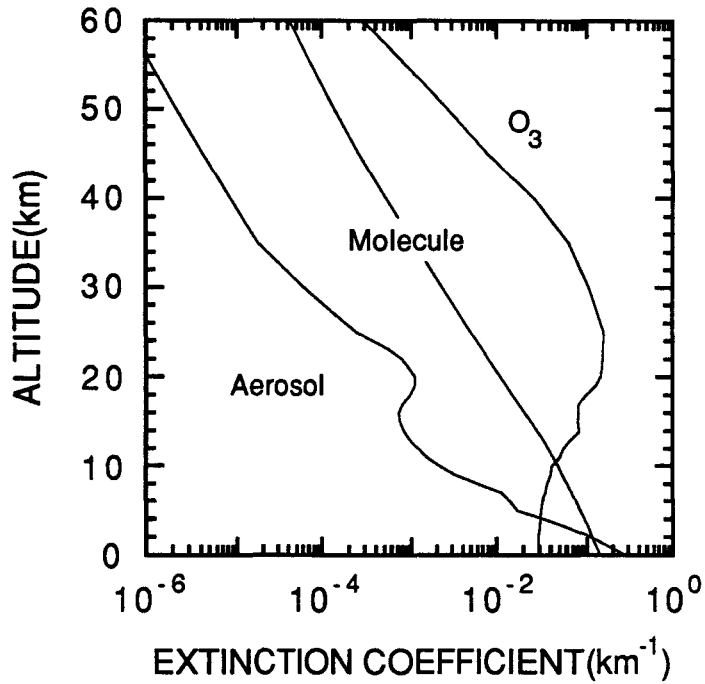


Figure 2.1. Extinction profiles of molecules, ozone and aerosols at 300 nm.

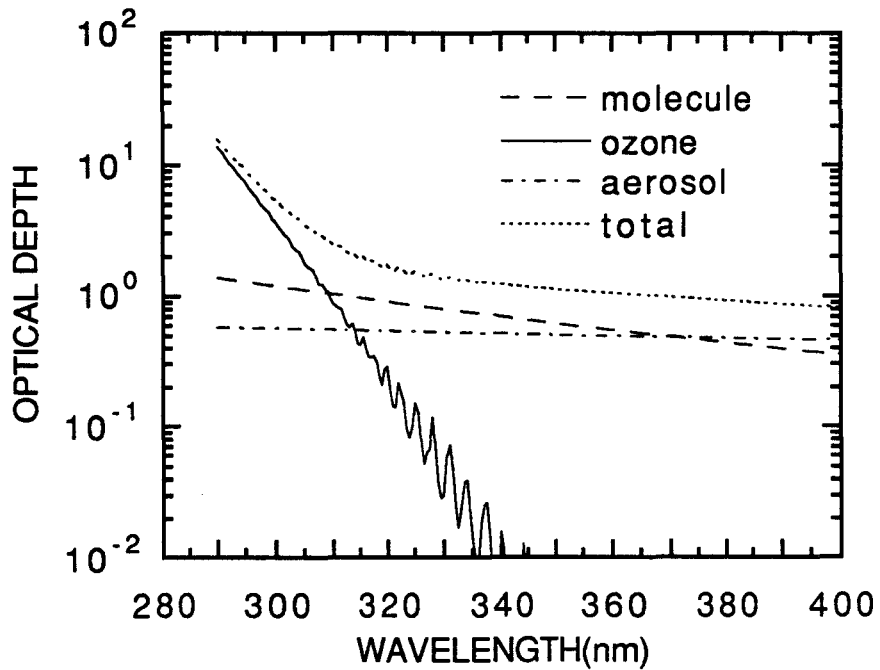


Figure 2.2. Optical depths of molecules, ozone and aerosols as function of wavelength.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

A set of standard clear atmospheres, NASA (1966, 1976), has been widely used in the simulation of atmospheric processes, and have been incorporated into LOWTRAN 7 code (Kneizys et al., 1988). We have chosen to use the midlatitude summer standard atmosphere, including profiles of pressure, temperature, humidity and ozone concentration. The total ozone amount is 332 Dobson units. The aerosol profile and model are also taken from LOWTRAN 7; they correspond to four altitude regions: the boundary or mixing layer (0-2 km), the upper troposphere (2-10 km), the lower stratosphere (10-30 km), and the upper atmosphere (30-100 km). The rural aerosol profile is used in the mixing layer as well as in the upper troposphere, but with fewer large particles for the latter. This model is applicable to the continental regions which are not directly influenced by the sources of aerosols from industrial areas. For the aerosol extinction profile, the optical parameters are determined by Mie code, using their size distribution and assuming spherical particles. The extinction coefficients at 300 nm are approximately 1.8 times their values at the reference wavelength 550 nm. The asymmetry factors of the different aerosol models are very close, around 0.69 in the whole UV spectrum; the aerosols below 10 km are absorptive (single scattering albedo between 0.9 and 0.96) and the aerosols above 10 km are almost non-absorptive.

The extinction profiles of molecules, ozone and aerosols at 300 nm are plotted in Figure 2.1. The total atmospheric optical depth as a function of wavelength is presented in Figure 2.2, with the separate contributions due to ozone, aerosols and molecules.

Notice that this somewhat arbitrary choice of a reference clear atmosphere model does not affect our conclusions concerning the cloud influence.

2.3 Cloud Models

To describe a cloud the following parameters should be considered: (a) cloud type; (b) cloud height, defined by the top and the bottom levels; (c) horizontal extent; (d) phase of water, namely liquid or ice; (e) spatial liquid water density; (f)

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

size distribution of water droplets or ice crystals. We consider here only water clouds with large horizontal extent which can be treated as a plane-parallel homogeneous layers. Ice clouds raise the problem of scattering by crystals, i.e. non-spherical particles, and will be left for a future study.

The cloud models used are summarized by Silverman et al. (1970) and quoted by Falcone et al. (1979), based on a large number of airborne measurements: Altostratus, Stratus I, Stratus II, Stratus-Stratocumulus, Stratocumulus I, Stratocumulus II, Cumulus, Cumulus-Cumulus congetus, Nimbostratus I, Nimbostratus II. Their size distributions and optical characteristics will be described in section 2.3.1 below.

2.3.1 Cloud droplet size distribution

The droplet size distribution is important to determine the cloud optical characteristics. Water clouds consist of a large number of small spherical water particles, whose diameters may vary from 0.01 to 100 μm . Following Deirmendjian (1969), the cloud droplet size distributions of various water clouds can be represented by a modified gamma distribution

$$n(r) = ar^{\beta} \exp(-br^{\gamma}), \quad (2.1)$$

where $n(r)$ is the number of particles of radius r ; the three distribution parameters, β , b , γ are determined by fitting experimental data; a is related to the total number N_0 of particles per unit volume. Table 2.1 presents the characteristics of 10 cloud models. Some examples of the size distributions are plotted in Figure 2.3.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

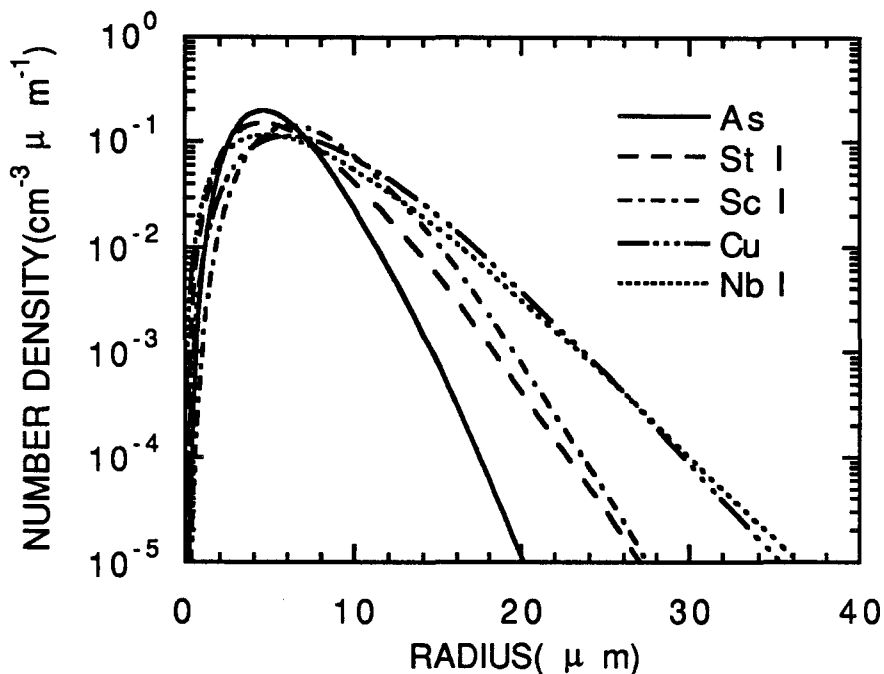


Figure 2.3. Droplet size distributions of 5 of the 10 cloud models. (As, Altostratus; St I, Stratus I; Sc I, Stratocumulus I; Cu, Cumulus; Nb I, Nimbostratus.)

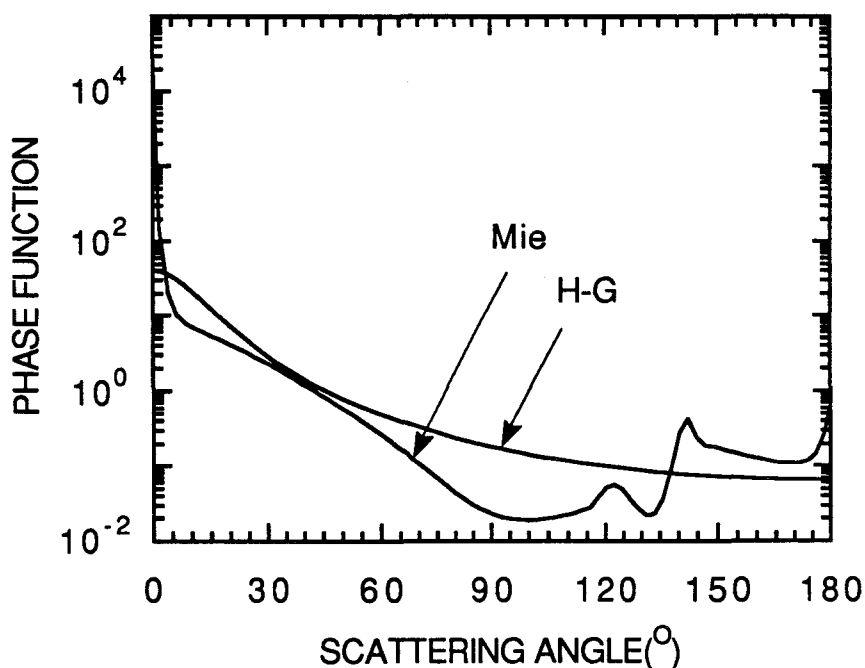


Figure 2.4. Exact Mie phase function for Stratus I and Henyey-Greenstein function with the same asymmetry factor 0.79.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

Table 2.1. Cloud models. N_0 , number density; M , liquid water content; β , b , a are coefficients of size distribution in Eq.(1) with $\gamma = 1$. (From Falcone et al., 1979.)

Cloud Type	Model number	β	b (μm^{-1})	a	N_0 (cm^{-3})	M ($g * m^{-3}$)
Altostratus	1	5	1.11	6.268	400	0.41
Stratus I	2	3	0.667	8.247	250	0.42
Stratus II	3	2	0.6	27.00	250	0.29
St-Sc	4	2	0.75	52.734	250	0.15
Stratocumulus I	5	5	0.8	0.4369	200	0.55
Stratocumulus II	6	2	0.50	9.375	150	0.30
Cumulus	7	3	0.5	2.604	250	1.00
Cu-Cu cong	8	2	0.328	1.4115	80	0.57
Nimbostratus I	9	2	0.425	7.676	200	0.65
Nimbostratus II	10	1	0.333	11.089	100	0.27

2.3.2 Optical Characteristics of the cloud models

The coefficient of extinction, the single scattering albedo, and the phase function or phase matrix determined by Mie theory are used to describe the optical characteristics of an individual cloud droplet. The refractive index of water at UV wavelengths, which is necessary for the treatment by Mie theory, is taken from Hale and Query (1973). The optical characteristics of a water cloud, which consists of a large number of spherical water droplets, can be obtained by integrating their individual characteristics weighted by their size distribution.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

Table 2.2. The optical characteristics of the clouds.

N , model number; β_{ext} , extinction coefficient (km^{-1});

$\beta_{ext}^* = \beta_{ext}(\lambda)/\beta_{ext}(550nm)$; g , asymmetry factor.

N	Wavelength(nm)											
	550		300		325		350		375		400	
	β_{ext}/M	g	β_{ext}^*	g	β_{ext}^*	g	β_{ext}^*	g	β_{ext}^*	g	β_{ext}^*	g
1	220.0	.833	.981	.789	.983	.794	.985	.799	.987	.804	.990	.809
2	175.2	.821	.983	.785	.985	.789	.987	.793	.989	.797	.991	.800
3	189.9	.825	.981	.789	.984	.794	.986	.799	.988	.803	.990	.806
4	237.3	.834	.978	.798	.981	.804	.983	.809	.985	.813	.987	.817
5	156.8	.812	.985	.780	.987	.783	.989	.787	.990	.790	.992	.793
6	157.2	.817	.984	.784	.986	.788	.988	.792	.989	.795	.991	.798
7	130.2	.807	.986	.779	.987	.782	.990	.785	.993	.788	.994	.790
8	102.6	.802	.986	.777	.988	.780	.991	.783	.994	.786	.995	.785
9	133.1	.810	.985	.781	.987	.784	.989	.788	.992	.790	.993	.793
10	130.8	.812	.984	.783	.986	.786	.989	.790	.993	.793	.994	.794

The optical characteristics derived from Mie theory for the 10 clouds are presented in Table 2.2. The extinction coefficient per unit of liquid water content (β_{ext}/M) is given at 550 nm, which is often used as a reference wavelength for the visible spectrum and will be used here for comparison between ultraviolet and visible. The single scattering albedo is not given in Table 2.2 because it is always 1.0 as the liquid water does not absorb at either visible or UV wavelengths. The spectral extinction coefficient ratio, given by $\beta_{ext}(\lambda)/\beta_{ext}(550)$ for six UV wavelengths, is almost independent of the cloud type, and decreases very slightly in the UV range, remaining between 0.98 (300 nm) and 0.99 (400 nm). These results, together with the non-absorption and approximately the same asymmetry factors, suggest that the scattering of low and middle altitude uniform clouds is almost wavelength-independent; it also has little dependence on the cloud type.

The exact phase functions can be obtained from Mie computation for each cloud type and each wavelength. However we have verified that the UV irradiance is not sensitive to the details of the phase function by comparing the fluxes computed with the exact Mie phase function and the Henyey-Greenstein phase function using the same asymmetry factor; the irradiances do not differ by more than 0.3% although

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

these phase functions are very different, as shown in Figure 2.4. For simplifying the computation of radiative transfer with a large number of wavelengths the same Mie phase function with an asymmetry factor 0.79 was applied for all cases and all wavelengths.

2.3.3 Altitude and optical thickness of clouds

Section 3.2 shows that all the 10 cloud models can be characterized by a unique set of optical parameters (extinction ratio and asymmetry factor), despite the fact that they have very different size distributions. This is because the required model output is fluxes within a relatively narrow wavelength range rather than for radiance distribution.

The various clouds will therefore differ only by their position (top(Z_t) and bottom(Z_b)) in the model atmosphere and by their total liquid water content M ; their optical depth is given by

$$\delta(\lambda) = M\beta_{ext}^*(\lambda) (\beta_{ext}(550)/M) (Z_t - Z_b), \quad (2.2)$$

where $\beta_{ext}^*(\lambda)$ and $(\beta_{ext}(550)/M)$ are given in Table 2.2. The clouds will be located in the different layers of the model between 0.2 and 5.5 km.

2.4 Results

In the study of the influence of clouds on UV radiation presented below, the computation for the clear atmosphere model is used as the reference with which the results for the cloudy atmospheres are compared for evaluating the influence of clouds. The ground surface is assumed to reflect according to the Lambert's law.

Clouds are imbedded in the clear atmosphere model and assumed to completely fill one or more layers of the model. As discussed above, only one cloud model is used, characterized by its optical depth and the same phase function, remembering that optical depth is related to the geometrical thickness and to the liquid water

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

content of the cloud. For example, a cloud of 0.5 km thickness with an optical depth 36.8 corresponds to a liquid water content of 0.33, 0.42 and 0.56 $g \cdot m^{-3}$ respectively for the altostratus, stratus I and cumulus cases.

The results presented below are the spectral transmittance and reflectance, and the transmittance and reflectance ratios to the clear sky case. The spectral transmittance T and reflectance R are defined respectively as the ratios of irradiances reaching the ground level and reflected out of the atmosphere to the incoming solar irradiance at the top of the atmosphere. T and R are used in preference to irradiance at the ground or at the top of the atmosphere to avoid the irregularity and uncertainty of the solar spectrum and, furthermore, to facilitate the comparison processes below. Only when comparing model results with measurements is it necessary to compute the irradiance in absolute units, for example, $W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$.

The transmittance ratio is defined as

$$T_r(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c) = \frac{f_g^{\downarrow cld}(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c)}{f_g^{\downarrow clr}(\lambda, \mu_s, \rho_s)} = \frac{T^{cld}(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c)}{T^{clr}(\lambda, \mu_s, \rho_s)}, \quad (2.3)$$

where λ is the wavelength, μ_s the cosine of the solar zenith angle, ρ_s the ground albedo, δ_c the cloud optical depth, $f_g^{\downarrow cld}$ and $f_g^{\downarrow clr}$ are the transmitted irradiances at ground level in a cloudy atmosphere and in a clear atmosphere, respectively, and T^{cld} and T^{clr} are the corresponding transmittances, defined above.

In the same way, we define the reflectance ratio:

$$R_r(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c) = \frac{f_{toa}^{\uparrow cld}(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c)}{f_{toa}^{\uparrow clr}(\lambda, \mu_s, \rho_s)} = \frac{R^{cld}(\lambda, \mu_s, \rho_s, \delta_c)}{R^{clr}(\lambda, \mu_s, \rho_s)}, \quad (2.4)$$

where the index *toa* indicates the top of the atmosphere.

The transmittance and reflectance ratios are suitable for evaluating the sensitivity of transmittance or reflectance to cloud parameters, because they separate the effect of ozone from that of cloud parameters.

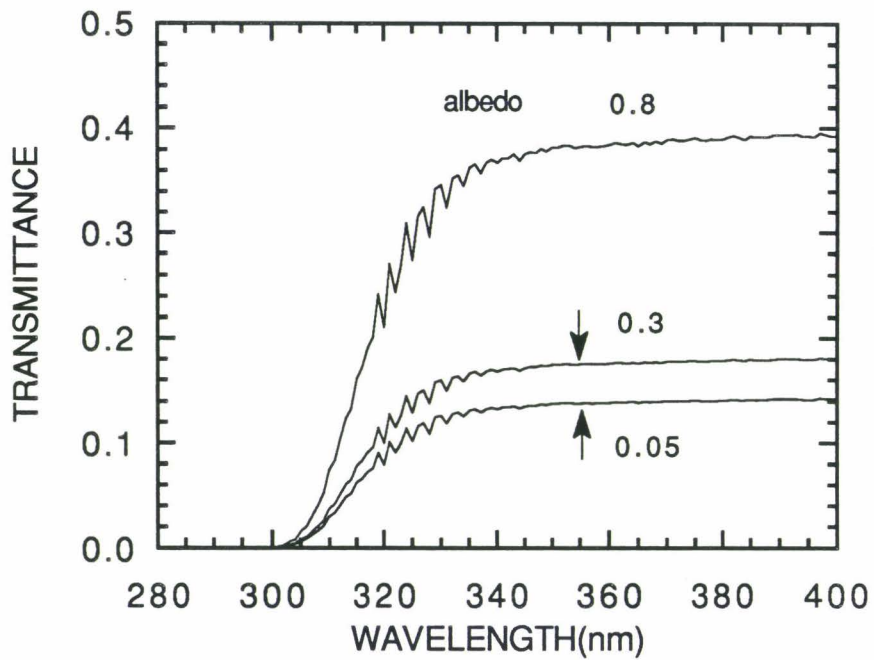


Figure 2.5. Transmittances in the cloudy atmosphere for different ground albedoes with solar zenith angle 45° and cloud optical depth 36.8.

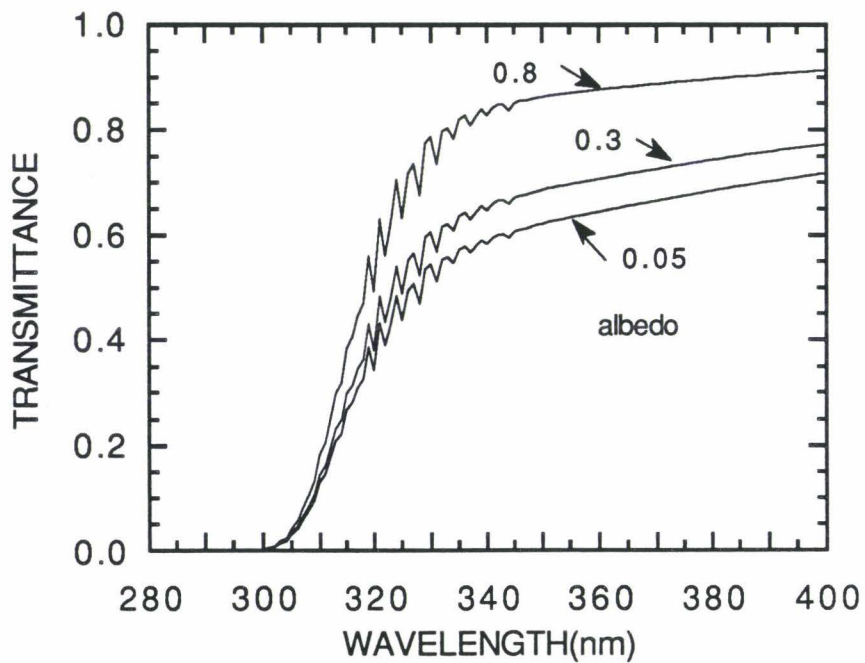


Figure 2.6. Transmittances in the clear atmosphere for different ground albedoes with solar zenith angle 45° .

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

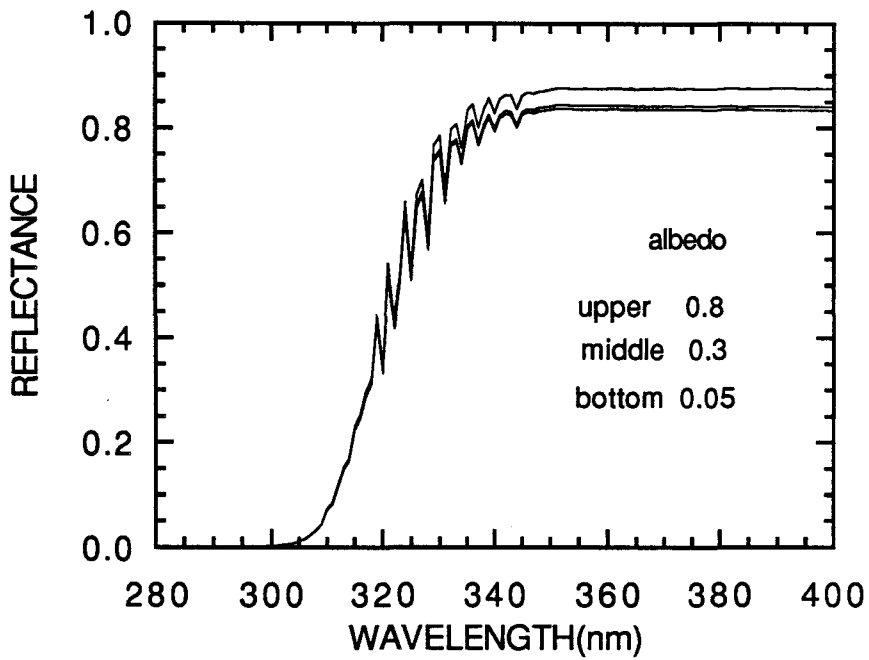


Figure 2.7. Reflectance in the cloudy atmosphere for different ground albedoes with solar zenith angle 45° and cloud optical depth 36.8.

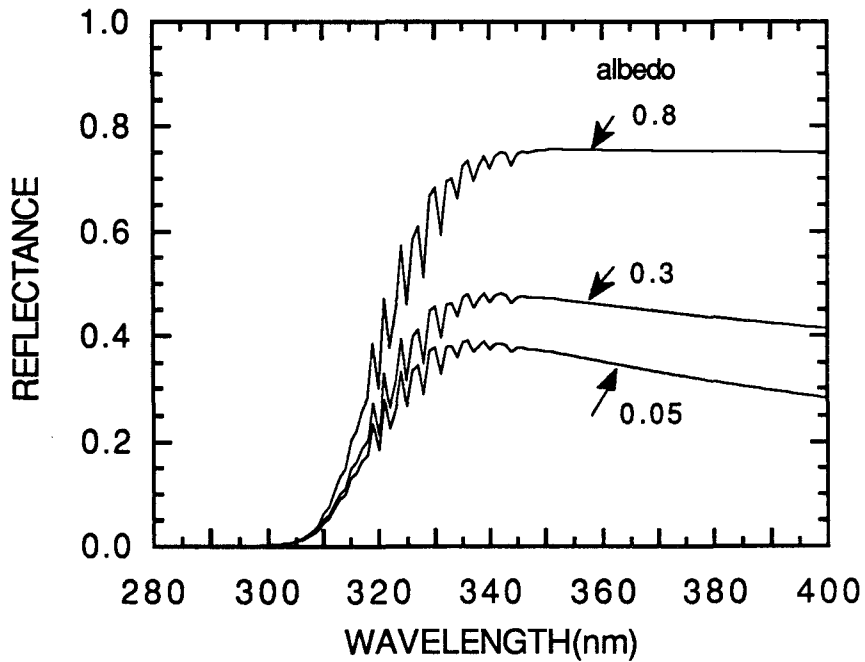


Figure 2.8. Reflectances in the clear atmosphere for different ground albedoes with solar zenith angle 45° .

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

The transmitted irradiance includes two components, direct and diffuse. Usually, in the presence of clouds, the direct part is close to zero, and the transmitted irradiance is close to the diffuse component, unless the clouds are very thin (for example, $\delta_c < 5$), a case which rarely occurs for low and middle level clouds.

For clarifying the complicated interactions between the cloud parameters and the surface and solar parameters, the effects of ground albedo and solar zenith angle are presented first, then the effects of cloud height and cloud thickness. The results are exclusively given by the radiative transfer code with a 20-layer atmospheric model and with a spectral resolution of 0.5 nm.

Figures 2.5-8 present a comparison between the effects of ground albedo on transmittance and reflectance in a cloudy atmosphere, and those in the background clear atmosphere. The same albedoes of 0.05, 0.3 and 0.8 are applied to the computations for the cloudy atmosphere and for the clear atmosphere, but there is a cloud layer of optical depth of 36.8 situated at 1.5-2 km in the former. Usually, a cloud layer significantly reduces the transmitted UV radiation at the ground and greatly augments the reflected UV radiation at the top of the atmosphere. A high ground albedo slightly augments the transmittance for a clear atmosphere, but strongly increases the transmittance in the presence of clouds, because of the multiple reflectance of light between the ground and the cloud layer. A high ground albedo has a little effects on the reflectance in a cloudy atmosphere, with greater influence for a clear atmosphere. The cloud layer, as a lower limit, largely blocks the contribution of light reflected by the ground and scattered in the atmosphere below the cloud layer. Clouds and ground albedo have no important effects on reflectance for wavelength less than 300 nm because of the strong absorption by ozone, which implies that most of the reflectance comes from the high atmosphere layers above the ozone. Furthermore, clouds neutralize the wavelength-dependency of both transmittance and reflectance between 340-400 nm (evident for a clear atmosphere), as the scattering of clouds is the dominant process and is wavelength-independent.

The effects of solar zenith angle on transmittance and reflectance are shown in Figures 2.9 and 2.10, as the transmittance and reflectance ratios. Three solar zenith

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

angles, 45° , 60° and 75° have been selected. The same cloud layer between 1.5-2 km of optical depth of 36.8 and the ground albedo of 0.05 are used. Figure 2.9 shows that the transmittance ratio is almost independent of solar zenith angle. This is because photons entering a sufficiently thick cloud layer soon lose the memory of their original incident direction. So, the approximate relationship between the transmittance in a cloudy atmosphere ($T^{cld}(\mu_s)$) and in the background clear atmosphere ($T^{clr}(\mu_s)$) is:

$$T^{cld}(\mu_s) = T^{clr}(\mu_s) \cdot T^c, \quad (2.5)$$

where μ_s is the cosine of solar zenith angle, and T^c is the transmittance ratio of the cloud layer, independent of the solar zenith angle.

The reflectance ratio is larger for small solar zenith angles; it decreases towards the short wavelengths when the molecular scattering contribution increases and it tends to 1 in the region of strong ozone absorption.

The effects on transmittance and reflectance of the cloud height are presented in Figures 2.11 and 2.12. A cloud of optical depth 36.8 is successively placed between 0.16-0.66, 1.5-2, 3-3.5 and 5-5.5 km. A solar zenith angle of 45° and a ground albedo of 0.05 are used. The figures show clearly that both the transmittance and the reflectance ratios are almost insensitive to cloud height, increasing only marginally as cloud height increases. This is because the light scattering by clouds dominates over that of molecules and of aerosols. So, cloud layers with the same optical depth, have the same influence whatever their altitude. However, the study has been limited to lower and middle clouds (with altitude ≤ 5.5 km).

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

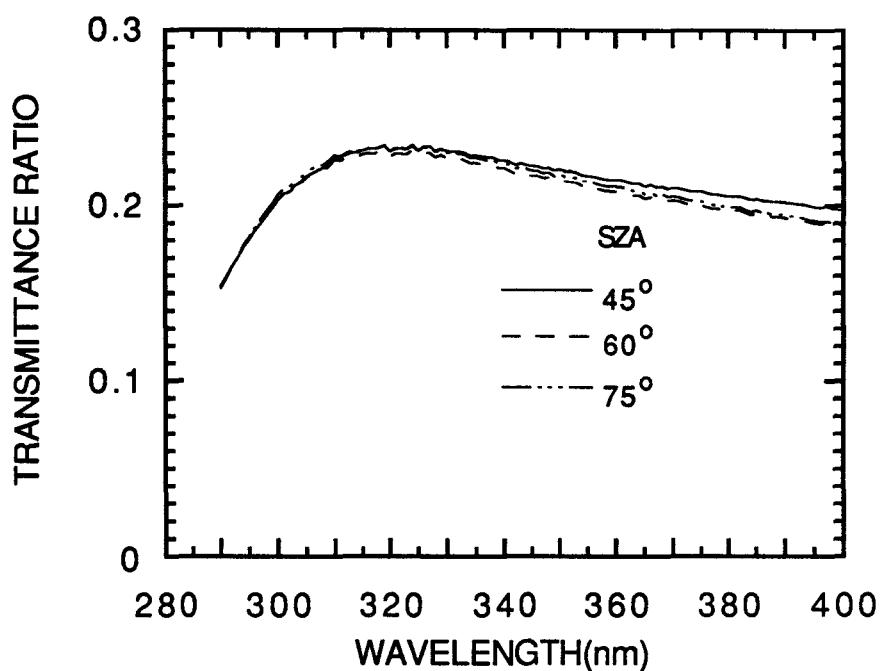


Figure 2.9. Transmittance ratios for different solar zenith angles. ($\rho_s = 0.05$, $\delta_c = 36.8$).

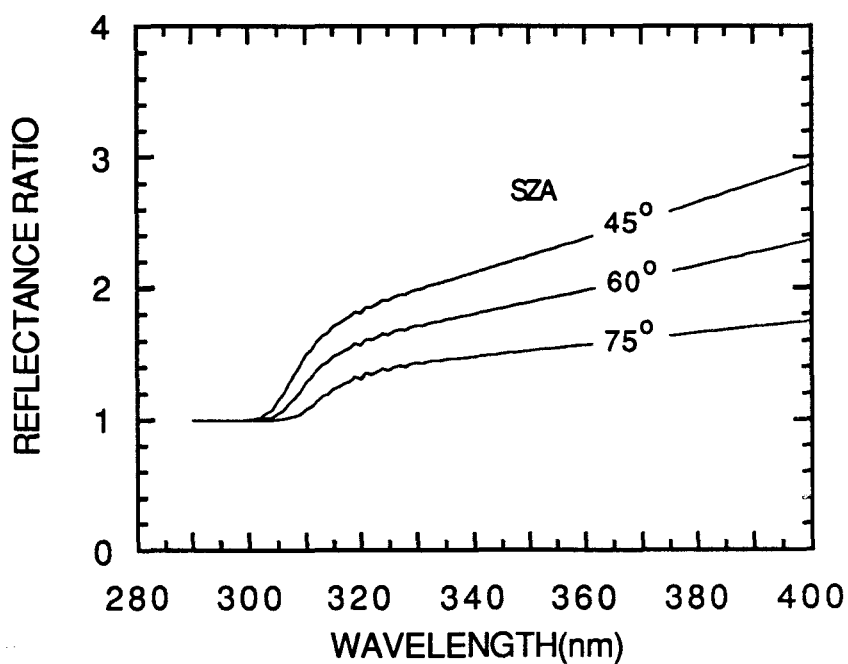


Figure 2.10. Reflectance ratios for different solar zenith angles. ($\rho_s = 0.05$, $\delta_c = 36.8$).

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

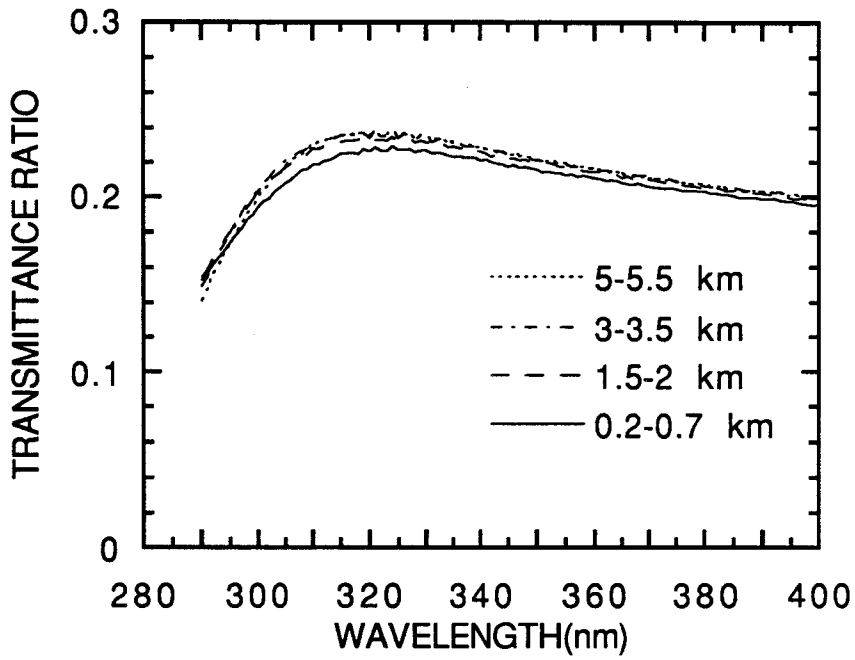


Figure 2.11. Transmittance ratios for different cloud heights. ($\theta_s=45^\circ$, $\rho_s = 0.05$, $\delta_c = 36.8$).

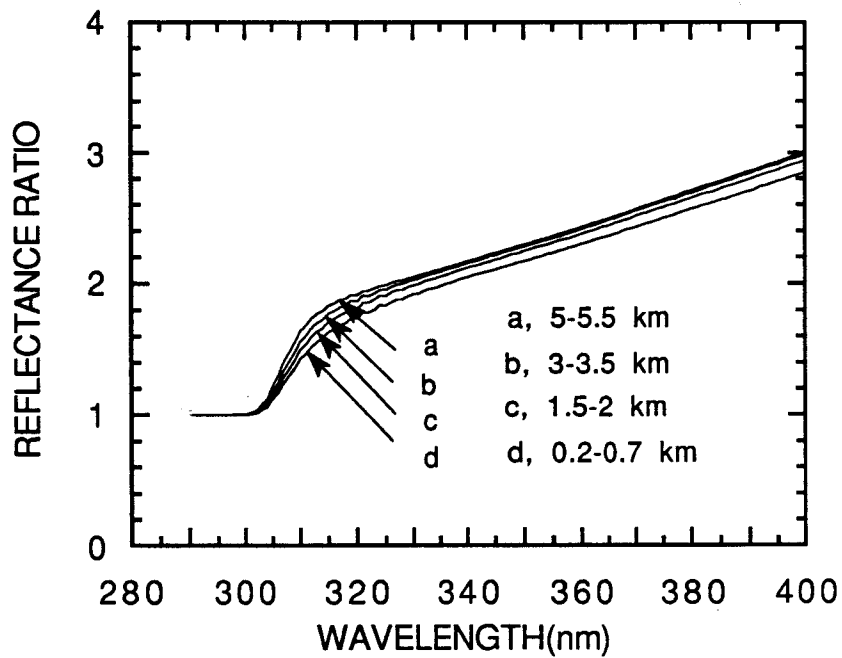


Figure 2.12. Reflectance ratios for different cloud heights. ($\theta_s=45^\circ$, $\rho_s = 0.05$, $\delta_c = 36.8$).

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

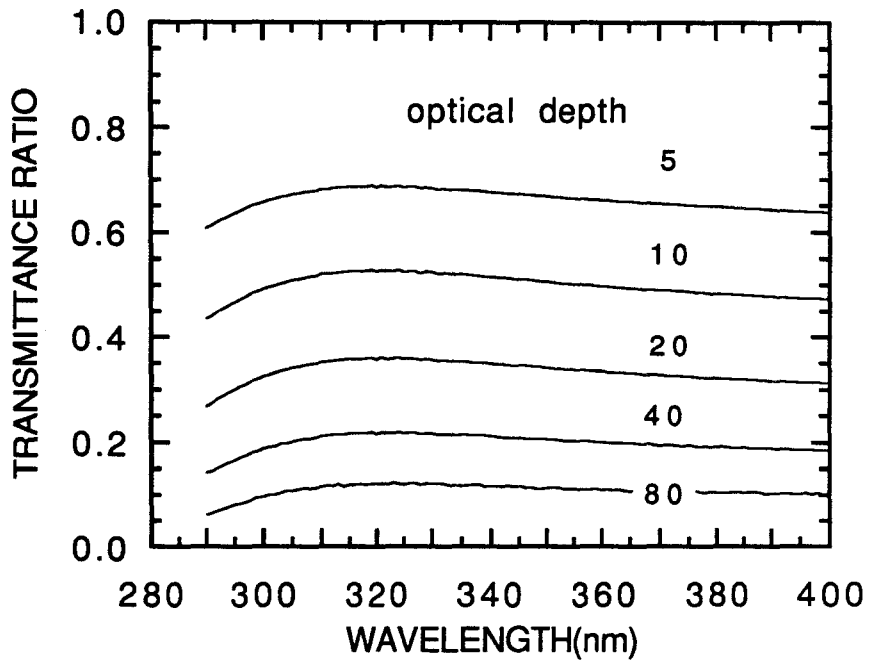


Figure 2.13. Transmittance ratios for different cloud optical depths. ($\theta_s=45^\circ$, $\rho_s = 0.05$.)

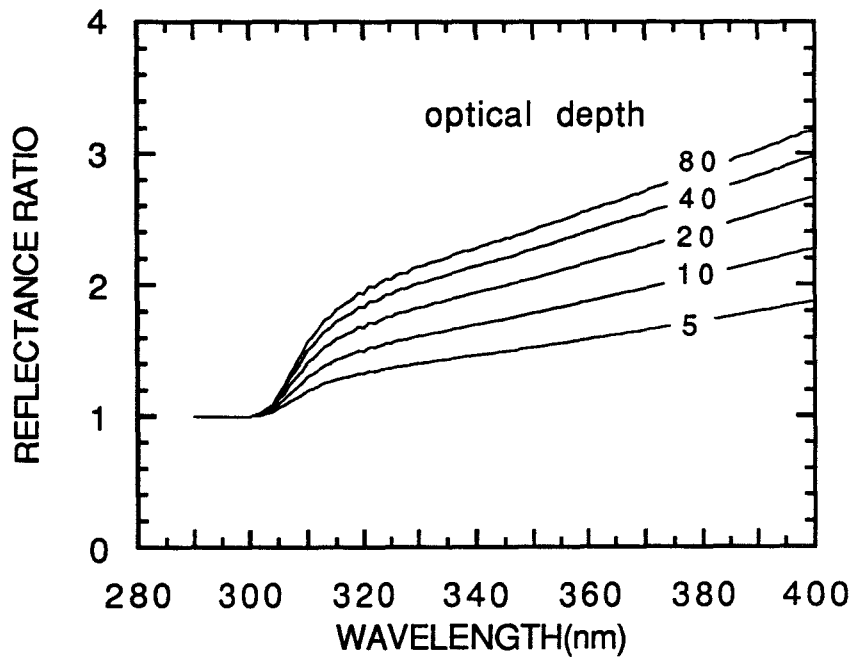


Figure 2.14. Reflectance ratios for different cloud optical depths. ($\theta_s=45^\circ$, $\rho_s = 0.05$.)

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

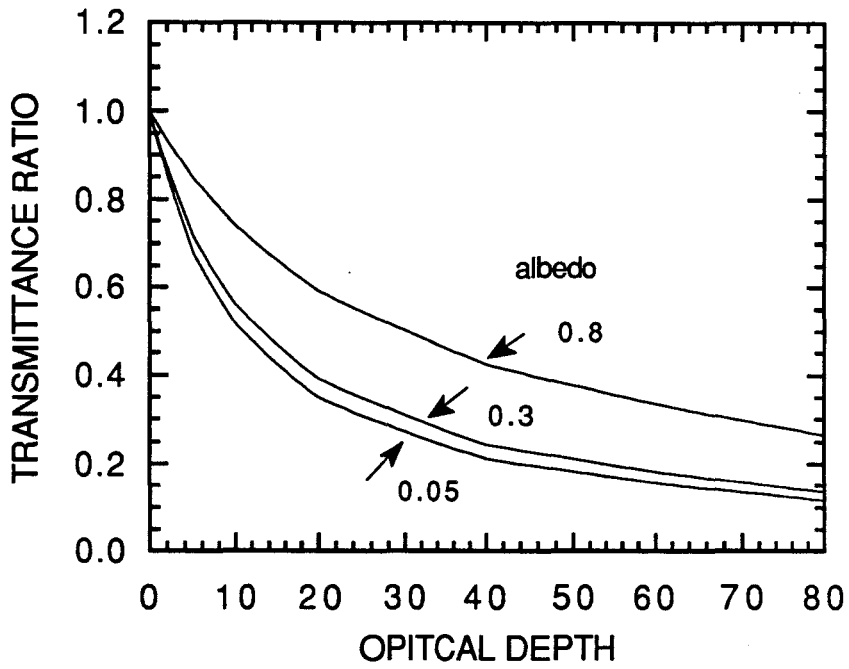


Figure 2.15. Transmittance ratios at 340 nm as function of cloud optical depth for different ground albedoes with solar zenith angle 45° .

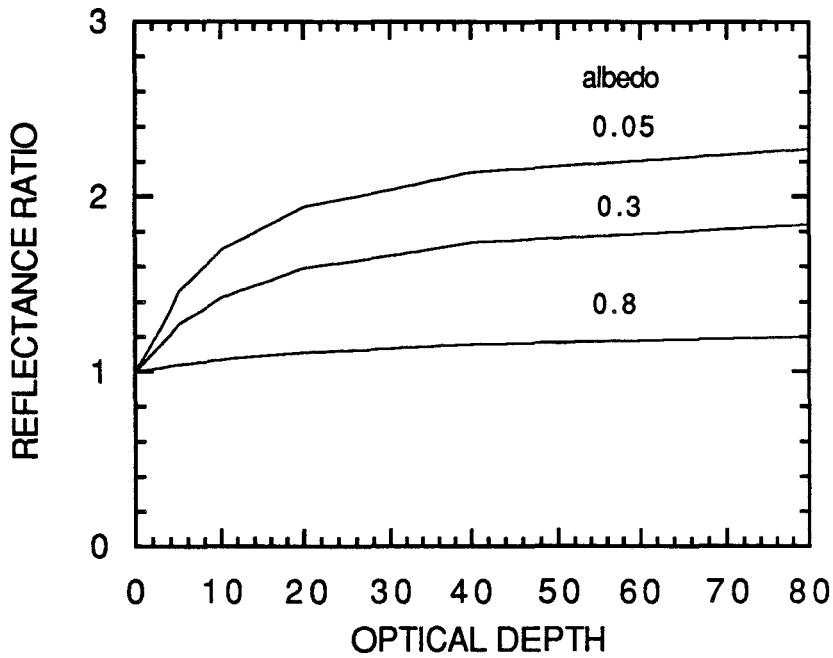


Figure 2.16. Reflectance ratios at 340 nm as function of cloud optical depth for different ground albedoes with solar zenith angle 45° .

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

The effects on transmittance and reflectance of the cloud optical depth are presented in Figures 2.13 and 2.14. The clouds are located between 1.5-2 km with different optical depths from 5 to 80. The solar zenith angle of 45° and the ground albedo of 0.05 are assumed again. The figures show that the transmittance ratio decreases as expected with the increase of the cloud optical depth, and depends only weakly on wavelength as cloud scattering is essentially wavelength-independent. The reflectance increases with the cloud optical depth as well as with wavelength, but it remains 1 below 302 nm because the absorption by ozone above the cloud layers is dominant.

Figure 2.15 shows the transmittance ratio as a function of cloud optical depth at 340 nm for 3 different ground albedoes 0.05, 0.3 and 0.8 with a fixed solar zenith angle of 45° and a cloud height of 1.5-2 km, as it has been shown that the transmittance ratio is almost insensitive to the cloud height (Figure 2.11) and to the solar zenith angle (Figure 2.9). The transmittance ratio decreases approximately exponentially with the cloud optical depth at rates dependent on the ground albedo. A similar result at 345 nm with a ground albedo of 0.4 and a solar zenith angle of 60° has been obtained by Lubin and Frederick (1991) when they studied the ultraviolet radiation environment of the Antarctic peninsula. The reflectance ratios as a function of cloud optical depth at 340 nm for the same cases as in Figures 2.15 are shown in Figure 2.16. The reflectance ratio is also almost independent of the cloud height (Figure 2.12), but it does depend on the solar zenith angle (Figure 2.10). Figure 2.16 shows that reflectance is sensitive to the cloud optical depth when ground albedo is low but not when it is high.

2.5 Conclusions and Discussions

The influence of low and middle extended clouds on UV radiation has been investigated. High clouds, as cirrus, consist of large crystal particles; their scattering characteristics can not be obtained by Mie theory; their optical depth is much smaller, and they are often semi-transparent. They will be considered in a further study. Another unresolved question is the influence of thin polar stratospheric clouds

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

(PSCs) located at the level of the ozone layer, which play an important role in the ozone chemistry.

The assumption of homogeneous clouds made in the study for the adaptation of plane-parallel theory is insufficient to describe real clouds, whose forms are irregular, usually broken. The influence of inhomogeneous and broken clouds on UV radiation is very complicated. For example, clouds generally reduce the transmitted UV radiation at the ground level, but some broken clouds maybe augment it briefly by some percents.

The influence of the various parameters of the cloudy atmosphere, including ground albedo, cloud height, cloud optical depth and solar zenith angle has been studied. Although transmittance in both cloudy and clear atmospheres is evidently strongly dependent on wavelength, the ratio of transmittance in a cloudy atmosphere to that in a clear atmosphere is only weakly dependent on wavelength, this is essentially determined by wavelength-independent cloud scattering. The transmittance ratio is almost insensitive to cloud height as the cloud scattering is dominant to the molecular and the aerosol scattering. The transmittance ratio is also almost independent of the solar zenith angle, this is the result of the high efficiency of cloud scattering. The transmittance ratio decreases approximately exponentially with the cloud optical depth at a rate related to ground albedo. The reflectance for the cloudy atmosphere is almost independent of the ground albedo, but the reflectance ratio depends on this ground albedo. It increases with the cloud optical depth for a low ground albedo, but is almost constant for a very high ground albedo.

Acknowledgments This work has been supported by the Commission of European Communities (Contract No. STEP0076). The authors are indebted to K. Stamnes and his colleagues for providing a DOM radiation code.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

References

- Deirmendjian, D., 1969: Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions, *American Elsevier Publishing Co. Inc.*, New York.
- Falcone, V.J., W.A. Leonard and E.P. Shettle, 1979: Atmospheric attenuation of millimeter and submillimeter waves: Models and computer code, AFGL-TR-0253.
- Farman, J.C., B.G. Gardiner, and J.D. Shanklin, 1985: Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction, *Nature*, **315**, 207-210.
- Gardiner, B.G., and P.J. Kirsch, 1992: European Intercomparison of Ultraviolet Spectrometers, Panorama, Greece, 3-12 July, 1991. *Air Pollution Research Report 38*, Commission of the European Communities, Directorate-General for Science, Research and Development, Brussels, 70pp.
- Hale, G. and M. Querry, 1973: Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region. *Appl. Opt.*, **12**, 555-563.
- Kneizys, F. X., G. P. Anderson, E. P. Shettle, W. O. Gallery, L. W. Abreu, J. E. A. Selby, J. H. Chetwynd, S. A. Clough, 1988: User's guide to LOWTRAN 7, AFGL-TR-88-0177.
- Lubin, D. and J. E. Frederick, 1991: The ultraviolet radiation environment of the Antarctic peninsula: the roles of ozone and cloud cover, *J. Appl. Meteor.*, **30**, 478-493.
- NASA, 1966: U.S. standard atmosphere supplements, 1966, *U.S. Government Printing Office*, Washington, DC.
- NASA, 1976: U.S. standard atmosphere supplements, 1976, *U.S. Government Printing Office*, Washington, DC.
- Silverman, B. A. and Sprague, E. D., 1970: Airborne measurements of in-cloud visibility, National Conference on Weather Modification of the American Meteorological Society, April 6-9, Santa Barbara, California.

CHAPITRE 2. INFLUENCE DES NUAGES SUR LE FLUX ULTRAVIOLET

Stamnes, K., S. C. Tsay, W. J. Wiscombe and K. Jayaweera, 1988: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Opt.*, **27**, 2502-2509.

Stolarski, R. S., P. Bloomfield, R. D. McPeter, J. R. Herman, 1991: Total ozone trends deduced from Nimbus 7 TOMS data, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1015-1018.

Tsay, S. C. and K. Stamnes, 1992: Ultraviolet radiation in the Arctic: the impact of potential ozone depletion and cloud effects, *J. Geophys. Res.*, **97**, 7829-7840.

Wang P. C. and J. Lenoble, 1994: Comparison between measurements and modeling of UV-B irradiance for clear sky: a case study, *Appl. Opt.*, **33**, 3964-3971.

Chapitre 3

COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

Ce chapitre présente un certain nombre de comparaisons entre le rayonnement ultraviolet mesuré par un spectroradiomètre et le rayonnement calculé par la méthode décrite au chapitre 1 en utilisant des paramètres d'entrée correspondants aux conditions de mesures; ces comparaisons sont évidemment limitées au cas de ciel clair. Les deux premières sections concernant des mesures extraites des campagnes d'intercomparaisons présentées au chapitre 5. La section 3.3 concerne des mesures indépendantes qui nous ont été communiquées par G. Seckmeyer.

3.1 Comparaisons avec les Mesures de la Première Campagne Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets à Panorama, Grèce en Juillet 1991

Ce travail a fait l'objet d'une publication " *Comparison between Measurement and Modeling of UV-B Irradiance for Clear Sky: a case study, Applied Optics, 33, 3694 (1994)*", jointe en annexe 2. Nous le résumerons brièvement ici.

Nous avons comparé les flux UV-B (global et direct) calculé et mesuré. Le flux mesuré a été obtenu par le spectroradiomètre ATI (Université d'Innsbruck) lors de la première campagne d'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets à Panorama, Grèce, en Juillet 1991. Le flux calculé a été obtenu à l'aide de notre modèle de transfert du rayonnement (DOM) en utilisant des paramètres atmosphériques d'entrée réels (la quantité d'ozone totale, l'épaisseur optique d'aérosol). Les paramètres manquants (profils d'ozone et d'aérosols) sont remplacés par des valeurs climatologiques en maintenant les quantités totales. Les comparaisons pour les angles solaires zénithaux moyens conduisent à des écarts inférieurs à 6% sans tenir compte de la correction due à la réponse angulaire.

3.2 Comparaisons avec les Mesures de la Troisième Campagne Européenne d'Intercomparaison de Spectroradiomètres Ultraviolets à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne en Juillet 1993

La troisième campagne d'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets s'est passée à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne (47.47° N, 11.07° E) du 19 au 31 Juillet 1993. Une dizaine de groupes scientifiques de pays différents y participèrent. Le site d'observation était sur le toit du bâtiment du " *Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung*" qui se situe au pied d'une montagne. L'altitude de ce site est 730 mètres. Quelques kilomètres autour de ce site, s'étendent des montagnes couvertes par des forêts, à part une pâture de quelques kilomètres carrés.

3.2.1 Sélection des mesures

Pendant cette intercomparaison, le 24 Juillet a été la seule journée où le temps était assez clair pour les comparaisons entre modèle et mesures pour le ciel clair. La matinée de ce jour-là, toutes les équipes ont fait toutes les demi-heures des mesures synchronisées de 280-400 nm par pas de 0.5 nm avec l'intervalle d'acquisition de 3 secondes. Une mesure durait à peu près 14 minutes.

La comparaison des résultats des divers instruments est discutée dans le rapport de Gardiner et Kirsch (1994). Le spectroradiomètre d'ATI (Université d'Innsbruck, Autriche) a, pour diverses raisons, été retenu dans ce travail comme référence de base, ce qui ne signifie pas forcément que les résultats de cet instrument soient définitivement meilleurs que les autres. Néanmoins nous utiliserons ici les données de cette équipe pour la comparaison à nos calculs, comme nous l'avions également fait pour le cas précédant (section 3.1).

Durant cette troisième campagne d'intercomparaison, on a fait également des mesures auxiliaires des paramètres atmosphériques qui sont nécessaires pour les calculs du modèle. La quantité d'ozone totale a été mesurée régulièrement par le

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

spectrophotomètre Brewer de *l'Institut de Météorologie de Hohenpeissenberg*. Ces mesures donnent la quantité totale d'ozone de 283 U.D. avec une très petite variation de $\pm 1\%$ pour le 24 Juillet au cours de la journée. L'épaisseur optique d'aérosols en ciel clair ont été mesurée avec un pyréliomètre et un photomètre de type CIMEL, respectivement par les équipes ATI et FR (Université des Sciences et Technologies de Lille, France). Les deux équipes donnent des résultats très proches. Les conditions météorologiques, telles que pression, température et humidité au sol, visibilité, fraction de nuage ont été observées (Gardiner et Kirsch, 1994). Des sondages météorologiques étaient effectuées par *Institut de Météorologie à Hohenpeissenberg* à quelques dizaines kilomètres de Garmisch-Partenkirchen. Ces sondages donnent les profils de pression, température, humidité, ainsi que le profil de concentration d'ozone. Comme il a été dit, le site d'observation était entouré de forêts et pâtures présentant en été un faible albédo, on l'a pris égal à 0.04 pour l'ensemble du spectre ultraviolet.

Les paramètres d'entrée du modèle sont les profils d'ozone et d'aérosols, les profils de pression et de température, l'albédo du sol, l'angle solaire zénithal. La quantité d'ozone totale, l'épaisseur optique d'aérosols sont fixés par leurs profils, mais ont évidemment un effet prépondérant, les détails du profil jouant un rôle mineur (voir Chapitre 1).

Ces données sont en principe fournies par les mesures auxiliaires, sauf le profil d'aérosols.

Le profil d'aérosol stratosphérique provient des données les plus proches de SAGE II, et l'aérosol troposphérique est supposé décroître exponentiellement de façon uniforme, avec la condition d'avoir l'épaisseur optique d'aérosols mesurée de 0.2 à 450 nm. Les épaisseurs optiques d'aérosols à d'autres longueurs d'onde sont calculées à partir du modèle d'aérosol continental-moyen (d'Almeida et al., 1991), ainsi que les coefficients d'extinction, les albédos de diffusion simple et les facteurs d'asymétrie de la fonction de phase (avec le pas de 10 nm). La figure 3.1 présente le profil de l'aérosol.

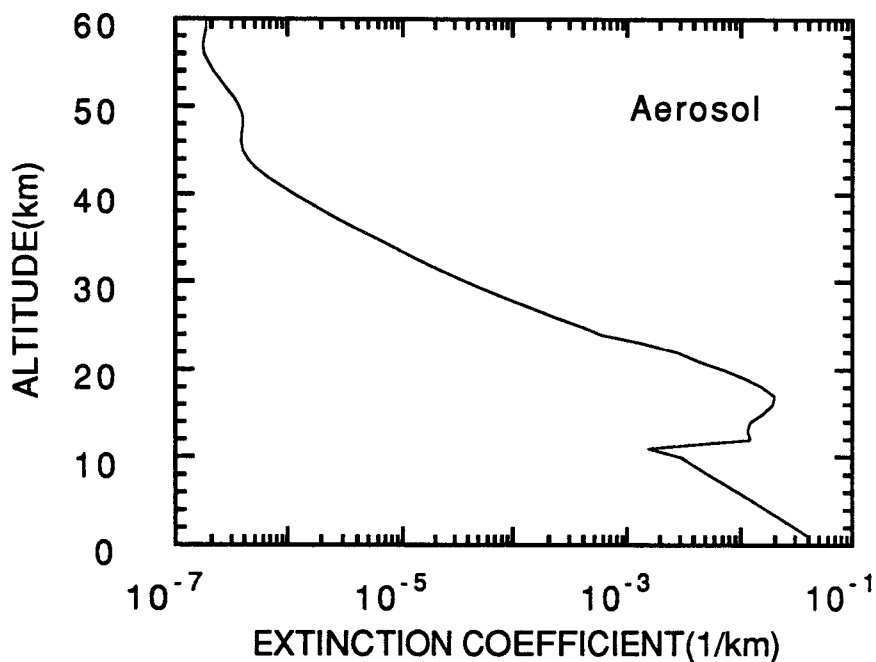


Figure 3.1. Profil du coefficient d'extinction d'aérosols à 550 nm utilisé dans le modèle pour le 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen, Allemagne.

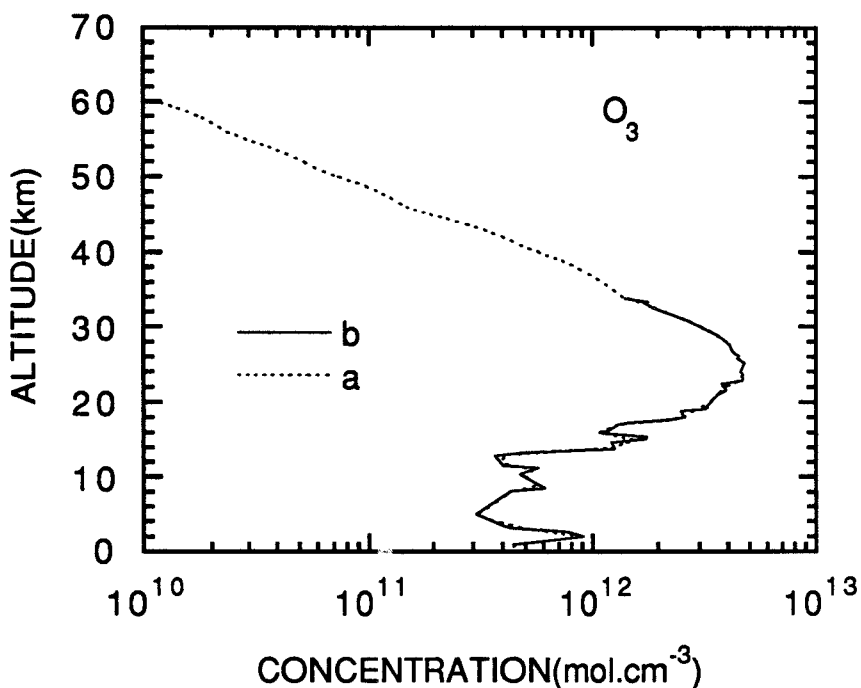


Figure 3.2. Profils d'ozone (a) pour le calcul du modèle du 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne, et (b) du sondage de 4 jours plus tard à Hohenpeissenberg à 60 km de Garmisch-Partenkirchen.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

Malheureusement le sondage d'ozone du 24 Juillet a échoué et nous avons dû utiliser un autre profil. La quantité d'ozone totale du 28 Juillet est plus proche de celle du 24 Juillet que les autres jours proches, il semble que remplacer le profil du 24 Juillet par celui du 28 Juillet est la meilleure solution. Ce sondage avait les données jusqu'à 34 km. Au-dessus de cette altitude, un profil d'ozone de SAGE II de l'endroit et du jour les plus proches (48.04° N, 20.49° E, le 18 Juillet 1993) est pris. Le profil d'ozone est légèrement modifié afin d'avoir la quantité d'ozone totale mesurée de 283 U.D. Le profil d'ozone utilisé dans le calcul du modèle et celui du sondage sont présentés sur la figure 3.2.

La figure 3.3 donne les angles solaires zénithaux du 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne en fonction du temps universel pour faciliter l'interprétation des comparaisons. Cette figure couvre la période de 06 à 17 TU pendant laquelle on a effectué les comparaisons correspondant à un angle solaire zénithal variant de 70° le matin ou le soir, à 28° vers midi.

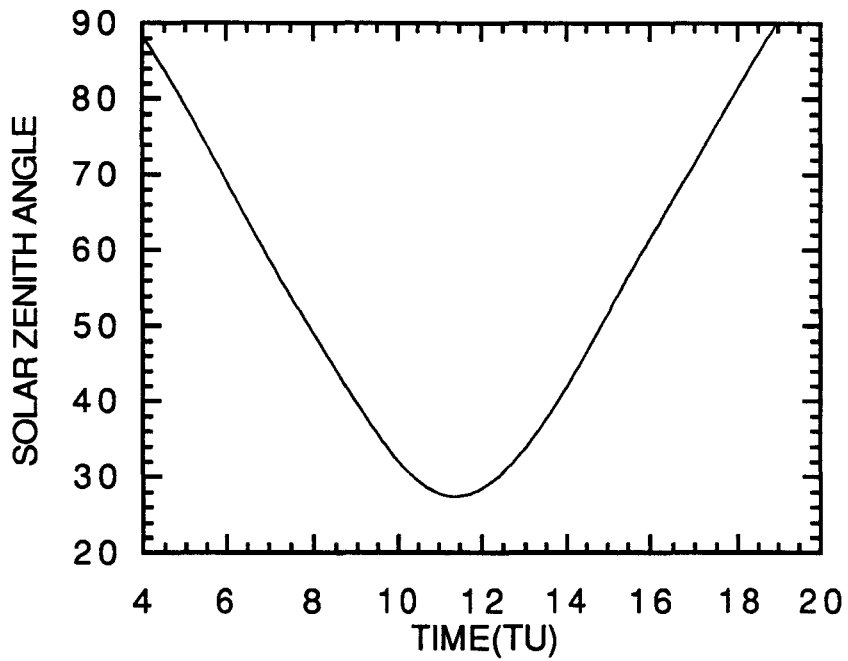


Figure 3.3. Angle solaire zénithal en fonction de l'heure pour le 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

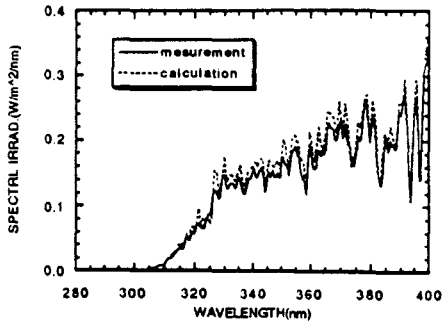
Nous avons effectué des calculs du flux global pour toutes les heures de toute la journée du 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen. Les figures 3.4a-l présentent la comparaison des flux calculés et mesurés. Les lignes pleines représentent les mesures d'ATI et les lignes pointillées les calculs du modèle. Les figures 3.5a-l donnent les rapports du flux calculés à ceux mesurés. Les lignes pointillées représentent les simples rapports du calcul à la mesure, et les lignes pleines sont les lissages de 5 points de ces rapports, soit sur un intervalle de 2,5 nm de longueur d'onde.

Les figures 5.5a-l montrent que les rapports sont en général autour de 1,1 à l'exception des rapports à 16 et 17 heures, qui sont situés entre 1,2 et 1,5. Un accord calcul-mesure meilleur que 20% peut être considéré comme très satisfaisant, étant donné les écarts observés entre les divers instruments (Gardiner et Kirsch, 1994b) et la sensibilité du modèle aux incertitudes des paramètres d'entrée. Plus précisément, on remarque que les calculs sont en général d'environ 10% au-dessus de la mesure et ceci de façon sensiblement neutre dans le spectre.

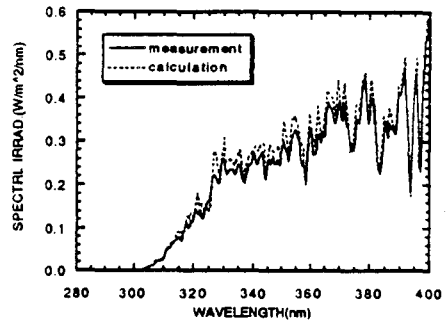
Un écart de la réponse angulaire de l'instrument par rapport à la réponse angulaire idéale peut généralement conduire à une réduction de quelques pourcents du flux global. McKenzie et al.(1991) a estimé une réduction de 5% pour leur instrument. La correction de la réponse angulaire pour le spectroradiomètre ATI est estimée dans le chapitre 5, en utilisant un modèle simple avec une supposition que la répartition du flux diffus soit isotrope. Cette correction est de 10-14%, dépendante de l'angle solaire zénithal et un peu de la longueur d'onde. Les calculs après la correction de la réponse angulaire sont très proches des mesures avec l'écart d'environ 5% pour les hauts soleils ($\theta_s < 50^\circ$). Pour 8 et 9 heures(TU) les calculs sont d'environ 10% au-dessous des mesures, néanmoins pour 16 et 17 heures(TU), les calculs sont d'environ 10-15% au-dessus des mesures. C'est-à-dire par rapport aux calculs, les mesures sont plus importantes le matin (tôt) et plus faibles l'après-midi (tard). Ceci est en accord avec le fait que les mesures d'ATI sont de quelques pour cents au-dessus le matin et au-dessous l'après-midi des mesures de MF qui sont les moyennes des six instruments sélectionnés (ATI, BE, DEM, GB, GR et NLRD) (Figures 71 et 72, Gardiner et Kirsch, 1944b). Les mesures de MF sont probablement plus proches de la vérité.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

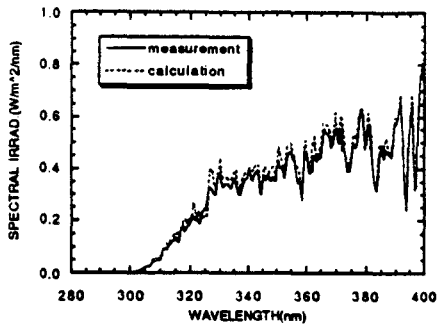
(a) 06.00TU



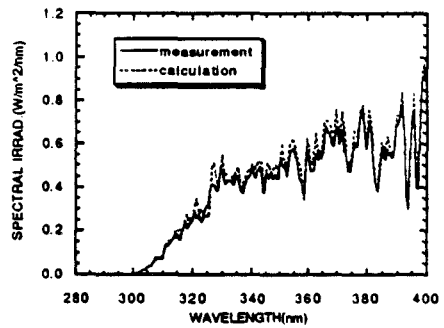
(b) 07.00 TU



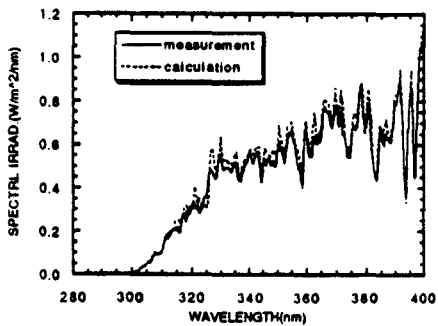
(c) 08.00 TU



(d) 09.00 TU



(e) 10.00 TU



(f) 11.00TU

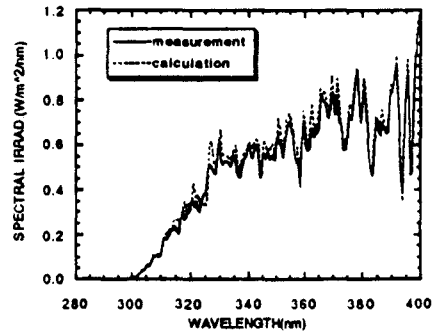
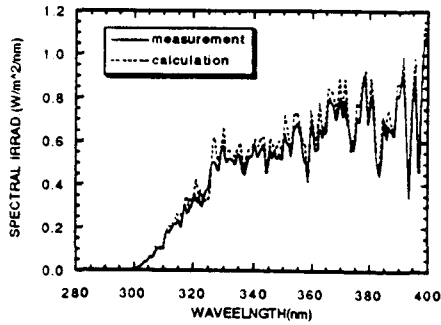


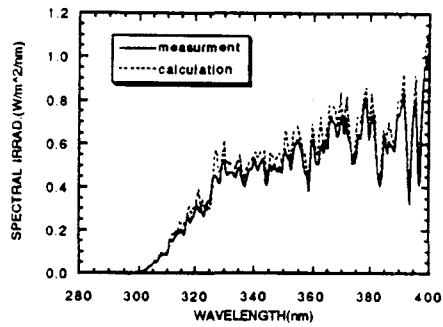
Figure 3.4 Comparaisons des flux calculés et mesurés pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU,, 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen (à suivre).

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

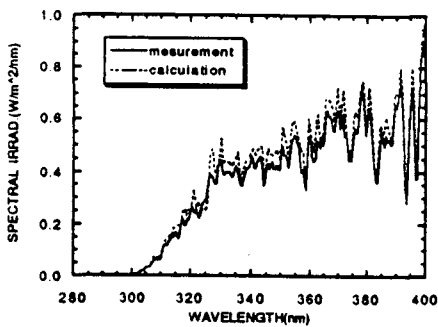
(g) 12.00 TU



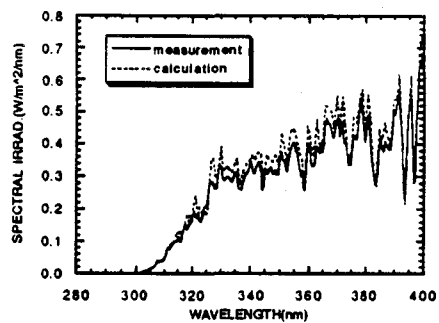
(h) 13.00 TU



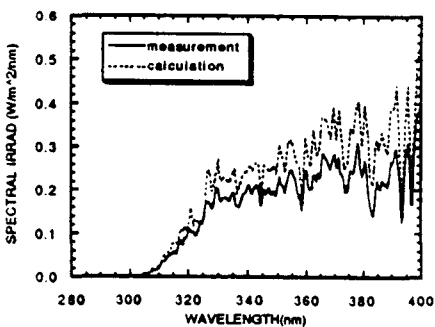
(i) 14.00 TU



(j) 15.00 TU



(k) 16.00 TU



(l) 17.00 TU

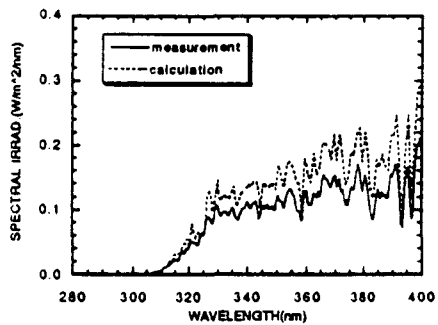
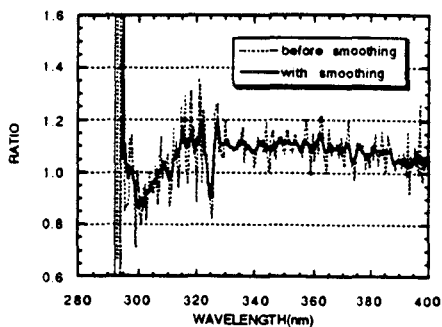


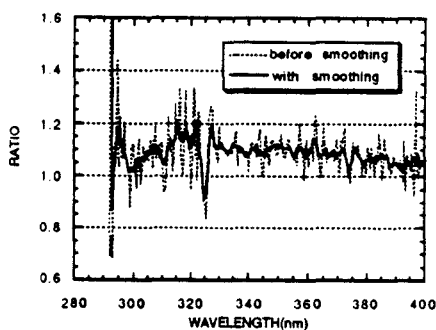
Figure 3.4 Comparisons des flux calculés et mesurés pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU, 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

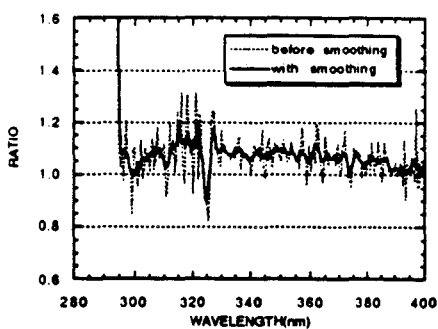
(a) 06.00 TU



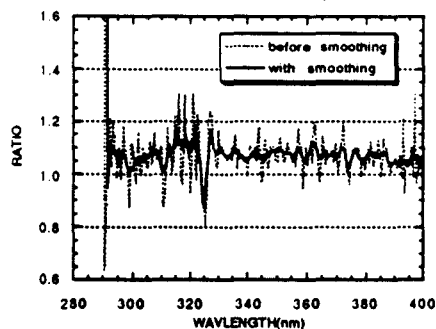
(b) 07.00 TU



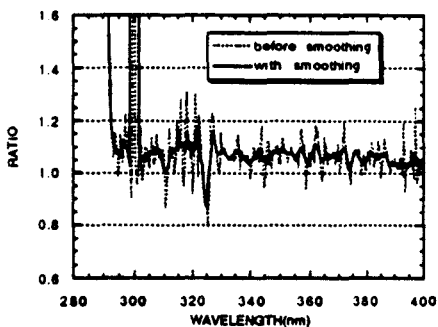
(c) 08.00 TU



(d) 09.00 TU



(e) 10.00 TU



(f) 11.00 TU

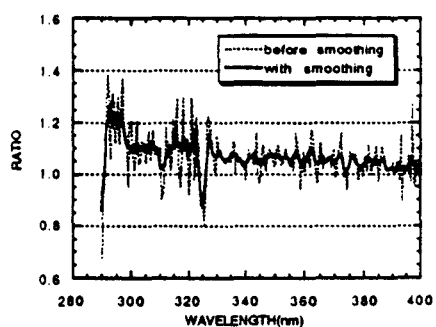
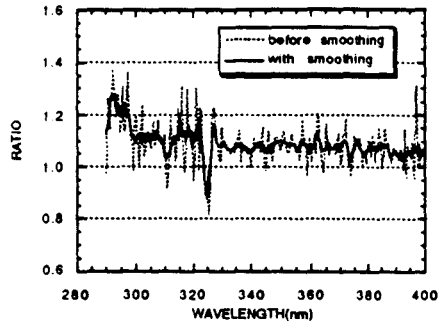


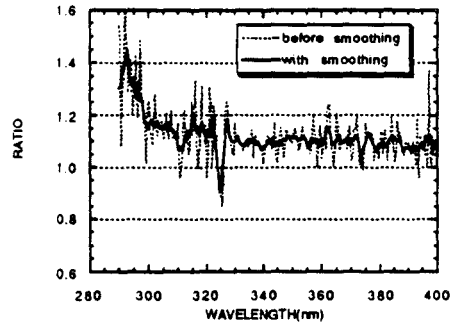
Figure 3.5 Rapports des flux calculés à ceux mesurés pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU., 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen (à suivre).

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

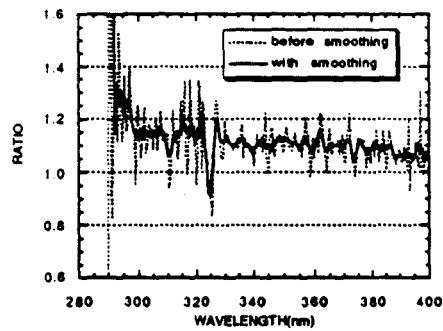
(g) 12.00 TU



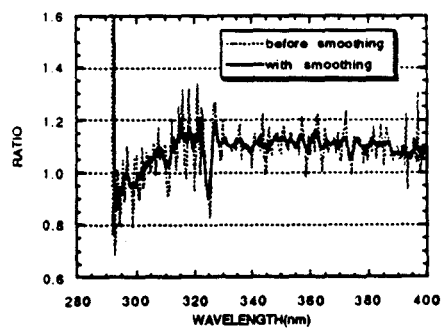
(h) 13.00 TU



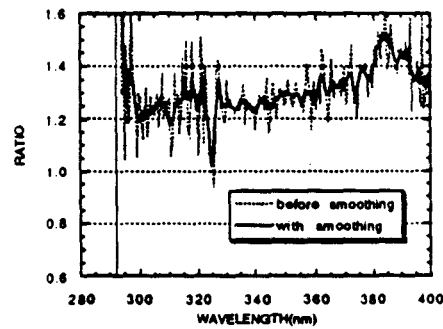
(i) 14.00 TU



(j) 15.00 TU



(k) 16.00 TU



(l) 17.00 TU

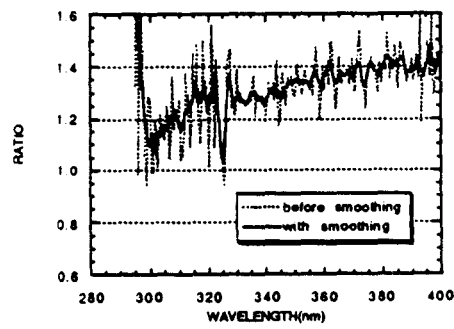


Figure 3.5 Rapports des flux calculés à ceux mesurés pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU, , 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

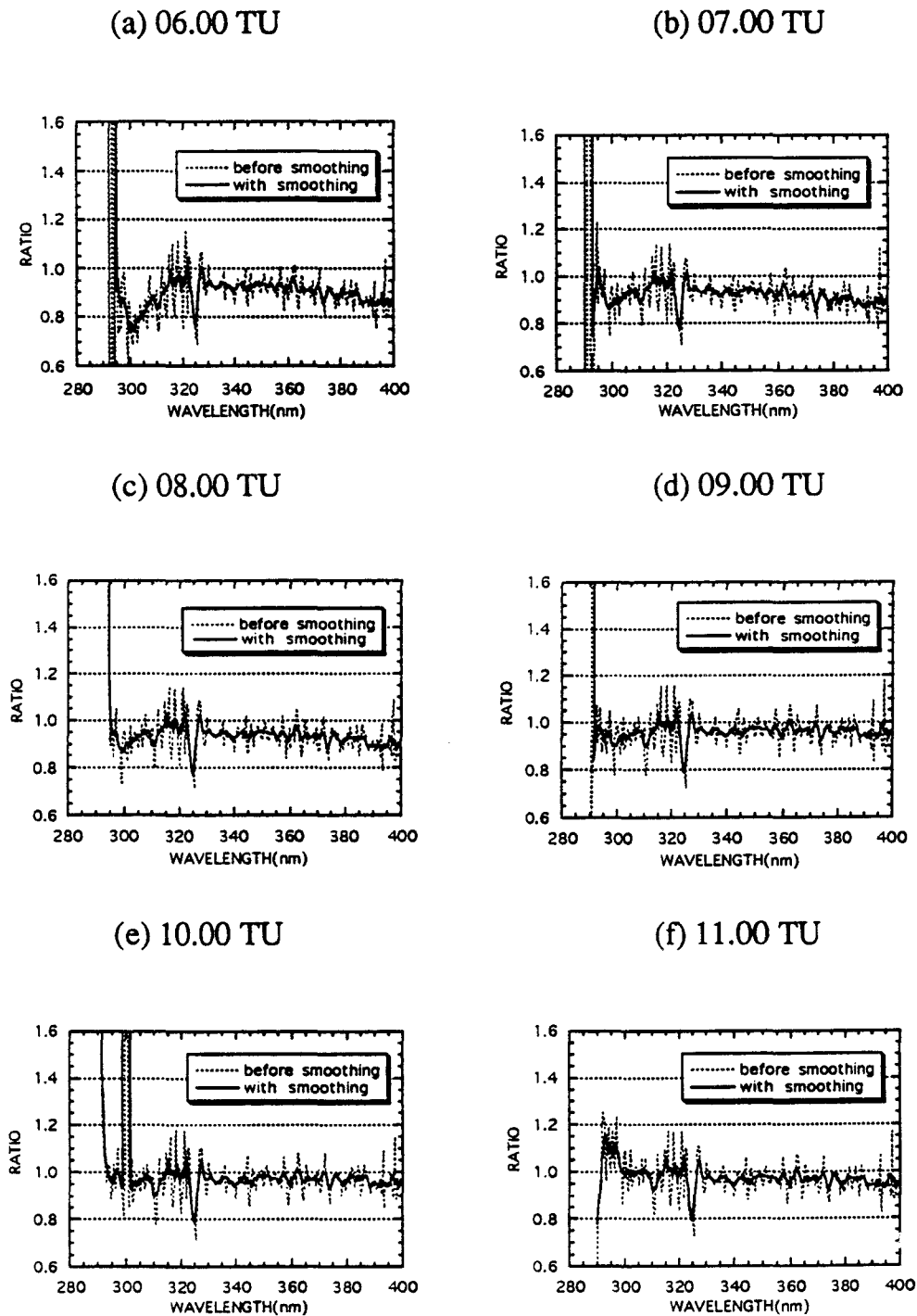
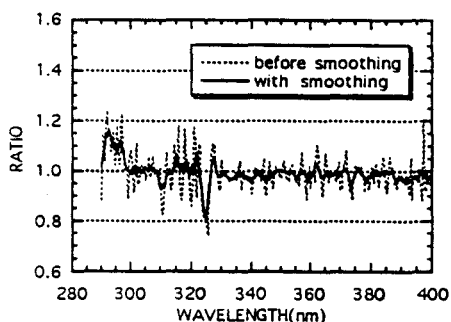


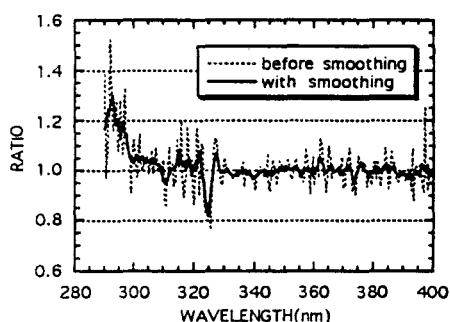
Figure 3.6 Rapports des flux calculés à ceux mesurés après la correction de la réponse angulaire pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU, 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen (à suivre).

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

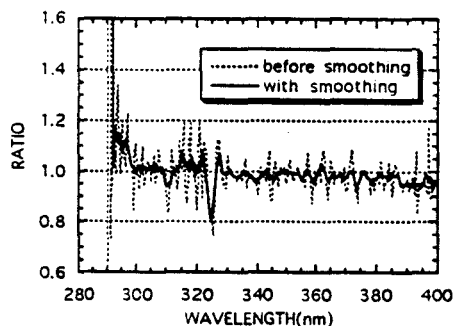
(g) 12.00 TU



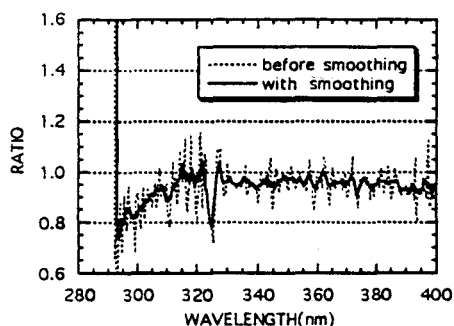
(h) 13.00 TU



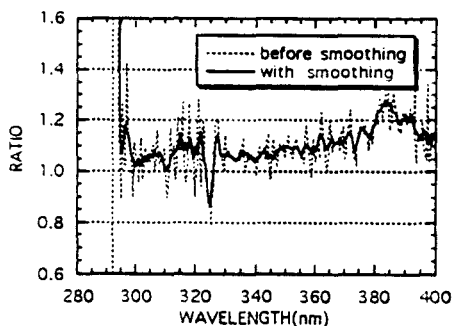
(i) 14.00 TU



(j) 15.00 TU



(k) 16.00 TU



(l) 17.00 TU

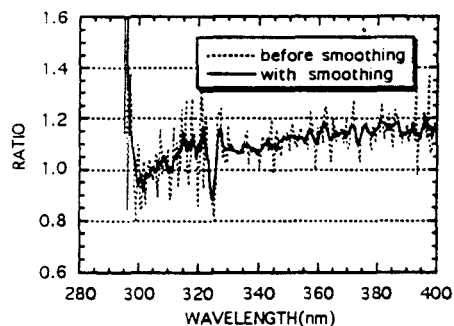


Figure 3.6 Rapports des flux calculés à ceux mesurés après la correction de la réponse angulaire pour toutes les heures de 06.00 à 17.00 TU, 24 Juillet 1993, Garmisch-Partenkirchen.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

Lorsque nous avons effectué la comparaison entre calcul et mesure pour la mesure de l'Instrument ATI pendant l'intercomparaison de spectroradiomètre de 1991 à Panorama en Grèce, nous avons trouvé également que les calculs sont de 6% au-dessus de la mesure pour les angles solaires zénithals de 44°-75°. La correction de la réponse angulaire peut mettre les calculs d'environ 5% au-dessous des mesures. Il semble que le rajustement de l'épaisseur optique totale d'aérosols n'est pas nécessaire.

Dans la majorité des figures 5.6a-l aux très courtes longueurs d'onde vers 290 nm, les rapports calcul-mesure sont énormes, c'est parce que l'instrument est incapable de réaliser la mesure aux telles courtes longueurs d'onde. Sur la figure 5.6e, on voit que une valeur anormale au voisinage de 298 nm. Cette anomalie est éventuellement due à une erreur de mesure.

La variation des rapports calcul-mesure entre 290-315 nm où l'absorption par ozone est dominante sur les figures 5.6a-l signifie une petite variation de l'ordre de $\pm 2\%$ de la quantité totale d'ozone au cours de la journée, d'après le test de sensibilité effectué au chapitre 1. Cette variation est un peu plus grande que la variation mesurée de $\pm 1\%$.

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

Il semble qu'on trouve un écart systématique au voisinage de 325 nm. Une grande chute à cette longueur d'onde apparaît dans tous les spectres des rapports calcul-à-mesure pour l'intercomparaison de 1993 ainsi que pour celle de 1991. Ce comportement n'arrive pas dans les comparaisons entre les mesures par des différents spectroradiomètres. Cela confirmerait bien cela vient du calcul, donc du coefficient d'absorption d'ozone.

L'effet biologique du rayonnement ultraviolet peut s'exprimer par une dose effective d'ultraviolet qui est définie comme une convolution d'un spectre d'action avec le flux spectral. Le taux de dose $\frac{dD}{dt}$ et la dose totale D sont donnés par (Dahlback et al., 1989)

$$\frac{dD}{dt} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)A(\lambda)d\lambda \quad (3.1)$$

et

$$D = \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)A(\lambda)d\lambda, \quad (3.2)$$

où $f(\lambda)$ est le flux spectral, et $A(\lambda)$ est le spectre d'action caractérisant la réponse biologique et qui dépend du phénomène considéré.

Dans la suite, nous avons calculé 2 taux de dose différents avec 2 spectres d'action (DNA et érythème) plus l'UV-B et l'UV total intégrés sans spectre d'action, soit $A(\lambda) = 1$. Les spectres d'action de DNA et d'érythème sont présentés à la figure 3.7.

La figure 3.8 présente les 4 taux de dose UV calculés et mesurés, et la figure 3.9 donne le rapport du taux de dose UV calculé à celui mesuré en fonction de l'heure. Les différences pour toutes les 4 taux de dose UV entre calculs et mesures sont généralement environ 10%, sauf à 16 et 17 heures, traduisant bien sûr le décalage sensiblement spectralement neutre entre mesures et calculs discuté ci-dessus. Les résultats nous montrent un très bon accord entre calculs et mesures si on tient compte la correction de 10% à 14% due à la réponse angulaire pour le spectroradiomètre.

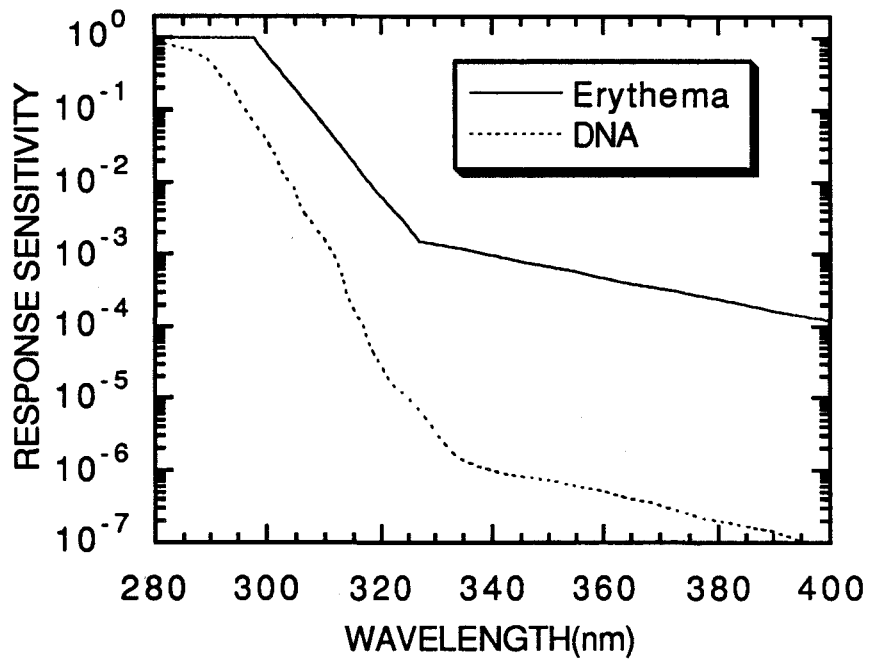


Figure 3.7. Spectres d'action d'erythème et de DNA.

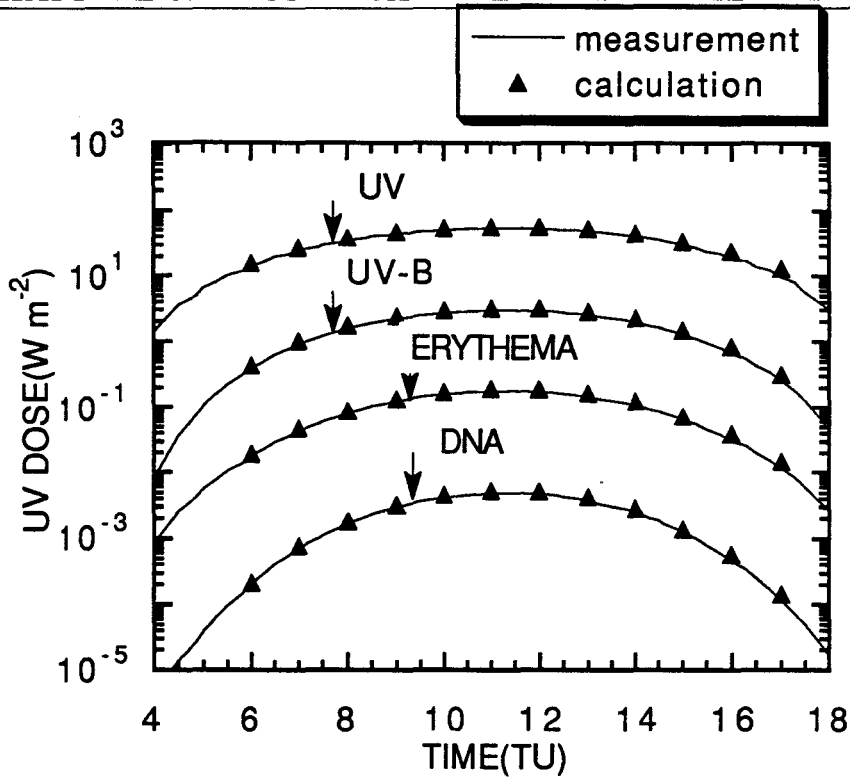


Figure 3.8. Taux de dose UV calculé et mesuré pour le 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne.

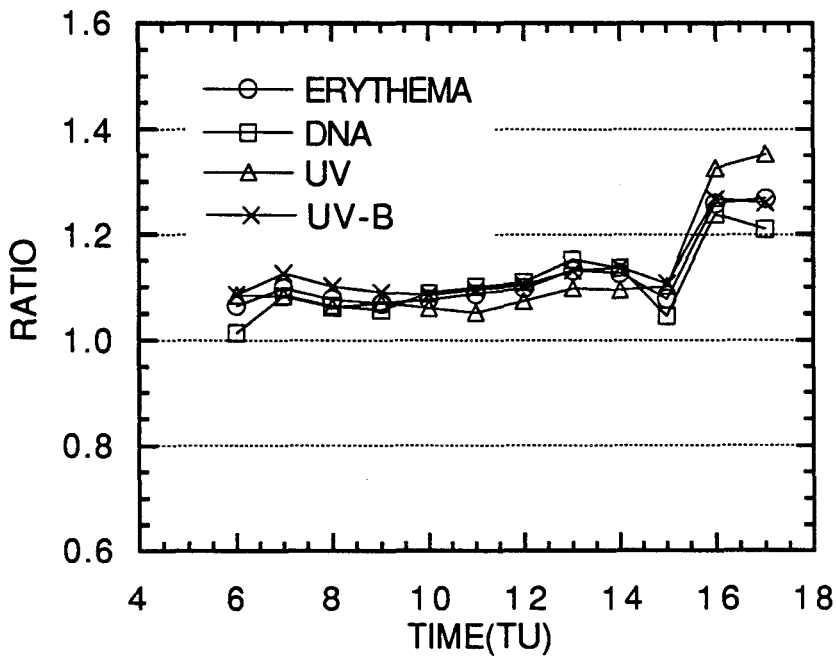


Figure 3.9. Rapport de taux de dose UV calculé à celui mesuré pour le 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne.

3.3 Comparaison avec les Mesures Faites à Neuherberg, Allemagne et à Lauder, Nouvelle Zélande en Juillet 1991

G. Seckmeyer (Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung(IFU), Garmisch-Partenkirchen, Allemagne) et R. L. McKenzie (National Institute of Water and Atmospheric Research, Lauder, Nouvelle Zélande), ont fait des mesures coordonnées à Neuherberg, Allemagne (48.2° N, 11.5° E, altitude 500 m) et à Lauder, Nouvelle Zélande (45° N, 170° E, altitude 300 m) le 29 Juillet 1991 (Seckmeyer et Mckenzie, 1992). Les mesures ($\leq 330nm$) correspondantes à l'angle solaire zénithal de 34.3° à Neuherberg et à Lauder sont prises pour la comparaison entre modèle et mesure. Les données détaillées nous ont été communiquées par G. Seckmeyer.

3.3.1 Neuherberg, le 29 Juillet 1991

La mesure du spectroradiomètre Brewer a donné la quantité d'ozone totale de 352 U.D. sans correction de Bass et Paur (1985). Le profil d'ozone est pris à partir des données de SAGE II. En l'absence de coïncidence exacte, le lieu le plus proche 50° N, 5.3° E et le jour le plus proche du 26 Juillet 1991 sont pris. Le profil d'ozone est légèrement modifié afin d'avoir la quantité d'ozone totale mesurées. Un profil standard d'aérosols est pris avec une épaisseur optique totale de 0.2 à 450 nm identique à celle observée le 24 Juillet 1993 à Garmisch- Partenkirchen, à environ 80 km de Neuherberg. L'incertitude sur cette épaisseur optique d'aérosol est la plus grave cause d'erreur dans les calculs. Le même albédo de 0.04 est pris; il semble convenable pour l'été à Garmisch-Partenkirchen et à Neuherberg, et une petite différence d'albédo ne mène qu'à très peu de différence pour les rayonnements ultraviolets transmis selon les tests de sensibilités à l'albédo du sol que nous avons fait (voir Chapitre 1).

Les figures 3.10a-b présentent la comparaison entre calcul et mesure, à échelles logarithmique et linéaire. La figure 3.11 présente le rapport du calcul à la mesure. Un lissage au-dessus de 5 nm est fait pour réduire les ondulations rapides qui sont liées à des décalages de longueur d'onde, même très petits. La pente importante vers courtes longueurs d'onde dans la figure 3.11 démontre qu'on a sur-estimé la

CHAPITRE 3. COMPARAISON ENTRE MODÈLE ET MESURE

quantité d'ozone totale. Une réduction de 6%, soit 21 U.D. suffit pour rapprocher le calcul de la mesure. Cette réduction est comparable à la correction de Bass et Paur, qui donne une réduction atteignant 5% de la quantité d'ozone totale. Les deux réductions seraient donc comparables. Les résultats re-calculés avec cette réduction d'ozone (soit au total 321 U.D.) sont donnés sur les figures 3.12-13. Cette dernière figure montre que le rapport après lissage est entre 0,85 et 1,0, avec les valeurs calculées en général inférieures de 10% aux valeurs mesurées.

3.3.2 Lauder, le 29 Juillet 1991

Nous présentons maintenant la comparaison entre le calcul et la mesure du 29 Juillet 1991 pour le même angle solaire zénithal (34.3°) à Lauder, Nouvelle Zélande.

La mesure du spectroradiomètre Brewer a donné une quantité totale d'ozone de 266 U.D. sans correction de Bass et Paur. Le profil d'ozone est également pris des données de SAGE II. Le lieu et le jour les plus proches d'observation de SAGE II sont 48.2° S, 165° E et le 31 Juillet 1991. Un profil standard d'aérosols avec l'épaisseur optique totale de 0.1 à 450 nm est pris puisque la charge d'aérosols dans l'atmosphère est très légère. Un faible albédo de 0.04 est pris.

La comparaison entre le calcul et la mesure est présentée sur les figures 3.14a et 3.14b à respectivement échelles logarithmique et linéaire. Le rapport du calcul à la mesure et son lissage sur 5 nm sont présentés sur la figure 3.15. Cette dernière figure nous montre que le rapport après lissage est entre 0.80 et 1.03. La pente vers courtes longueurs d'onde entre 290-315 nm nous suggère que la quantité d'ozone totale est sur-estimé. Une réduction de 2%, soit 5 U.D. de l'ozone totale peut rapprocher le calcul et la mesure pour entre 290-315 nm où l'ozone sont dominant. Cette réduction pourrait être la correction de Bass et Paur. Les résultats recalculés avec cette réduction de l'ozone totale sont présentés sur les figure 3.16-17. La figure 3.17 montre que le nouveau rapport après lissage est entre 0.9 et 1.03.

3.4 Conclusion

Les comparaisons entre modèle et mesure par le spectroradiomètre ATI du 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen pendant la troisième campagne de l'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets ont montré que les calculs sont très proches des mesures avec l'écart d'environ 5% pour les hauts soleils ($\theta_s < 50^\circ$). Les calculs sont d'environ 10% au-dessous des mesures pour 8 et 9 heures(TU), et de 10-15% au-dessus des mesures pour 16 et 17 heures(TU). Ceci suggérerait que les mesures de MF pourrait être plus proches de la vérité. L'écart systématique au voisinage de 325 nm apparaît dans toutes les comparaisons calcul-mesures suggérerait que la section efficace d'absorption d'ozone à cette longueur d'onde n'est pas bien connue.

Les rapports de calcul-à-mesure pour les mesures par le spectroradiomètre de Seckmeyer du 29 Juillet 1991 sont entre 0.85 et 1.0, et ceux pour les mesures par le spectroradiomètre de McKenzie du même jour à Lauder (Nouvelle Zélande) sont entre 0.9 et 1.03. Toutes les comparaisons ont manifesté que le modèle peut bien simuler le spectre solaire si on a une bonne connaissance des paramètres atmosphériques, tels que la quantité d'ozone totale et sa distribution verticale, l'épaisseur optique atmosphérique (aérosols+molécules) et sa distribution verticale, et l'albédo du sol.

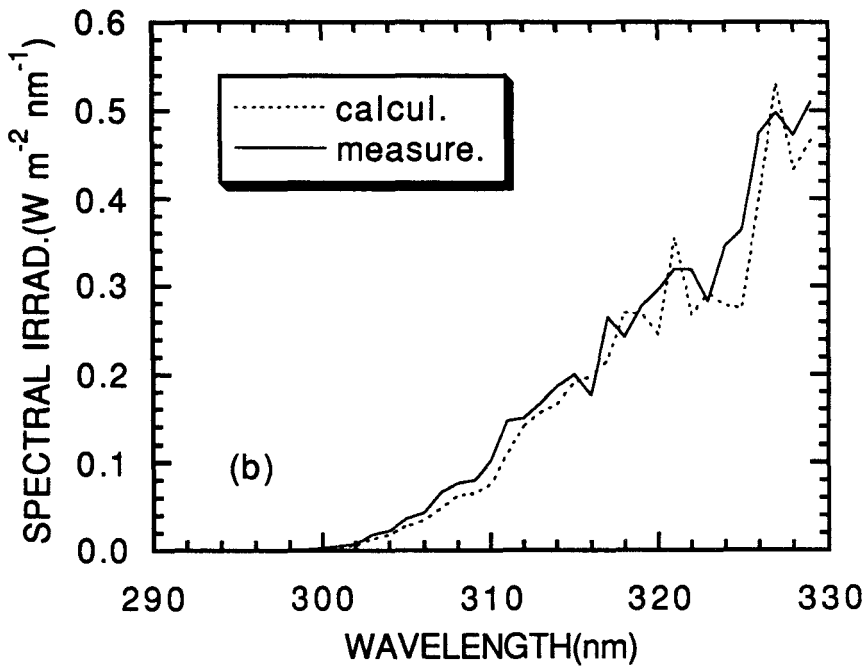
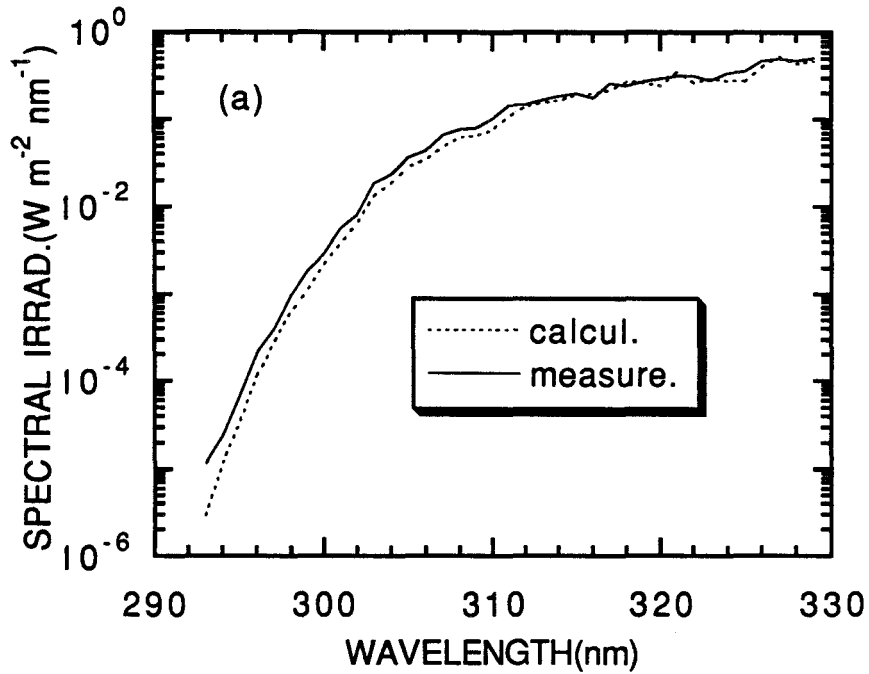


Figure 3.10. Flux calculé et mesuré aux échelles (a) logarithmique et (b) linéaire pour Neuherberg, Allemagne, le 29 Juillet 1991.

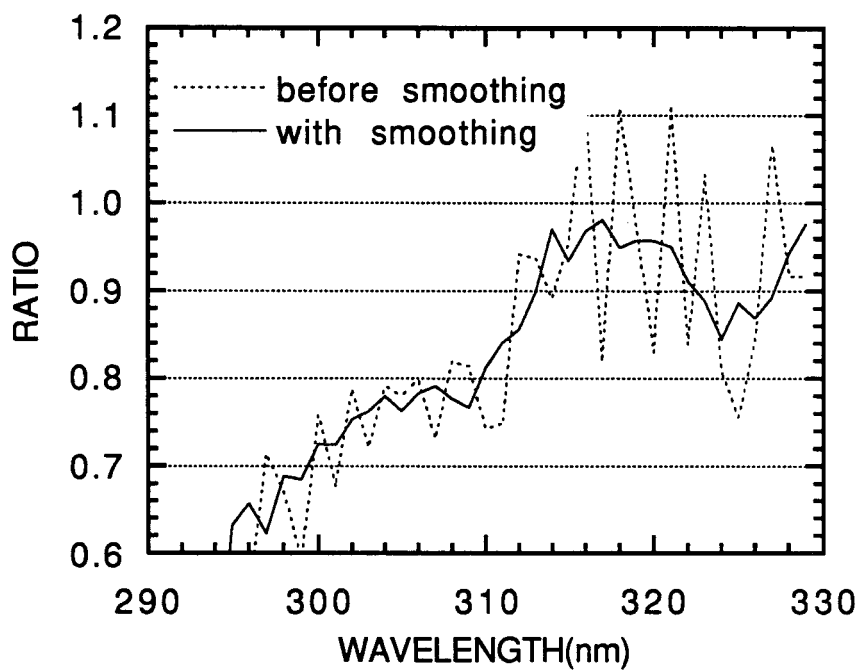


Figure 3.11. Rapport du flux calculé à celui mesuré pour Neuherberg, Allemagne, le 29 Juillet 1991.

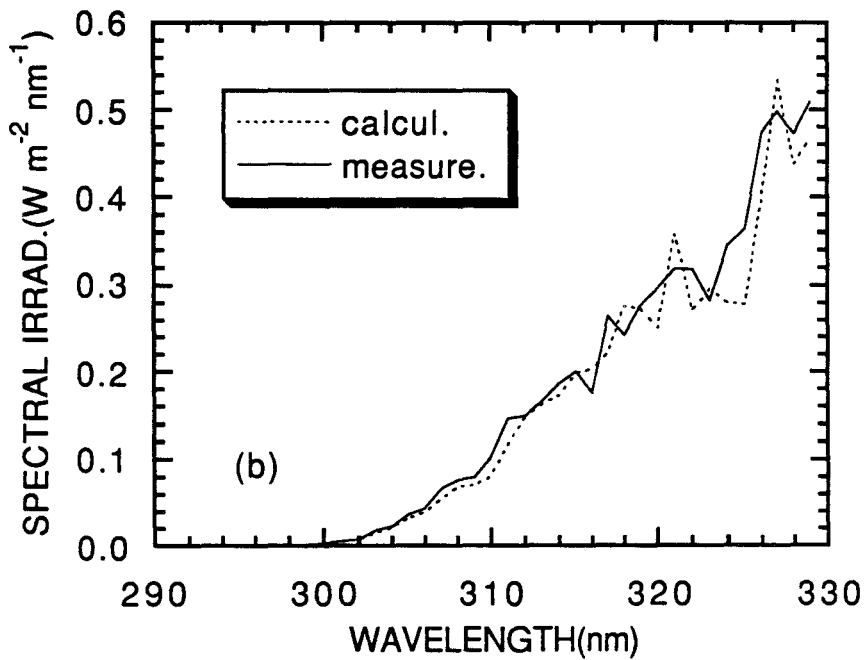
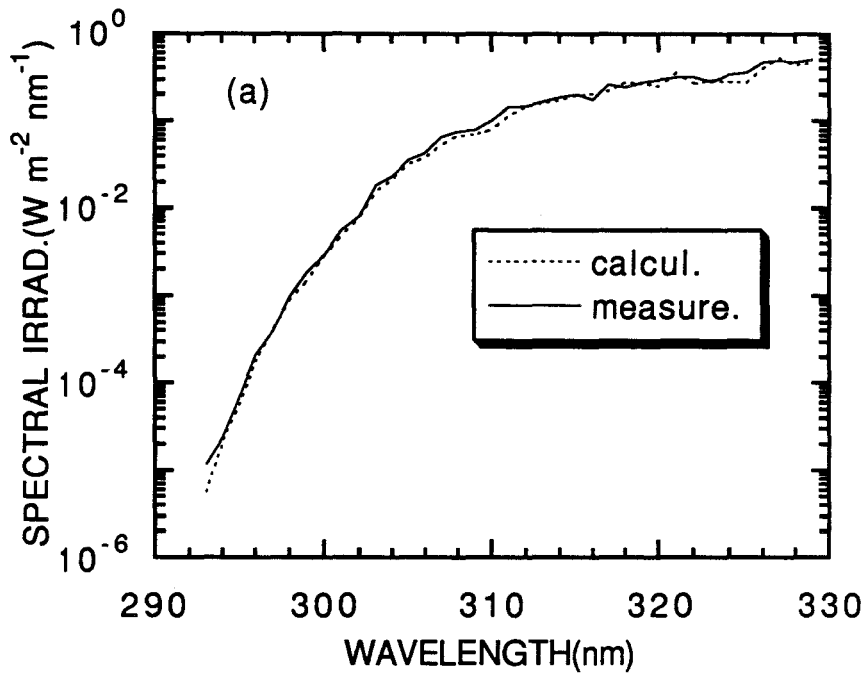


Figure 3.12. Même que les figures 3.10a-b à l'exception d'une réduction de 6%, soit 21 U.D., de la quantité d'ozone totale.

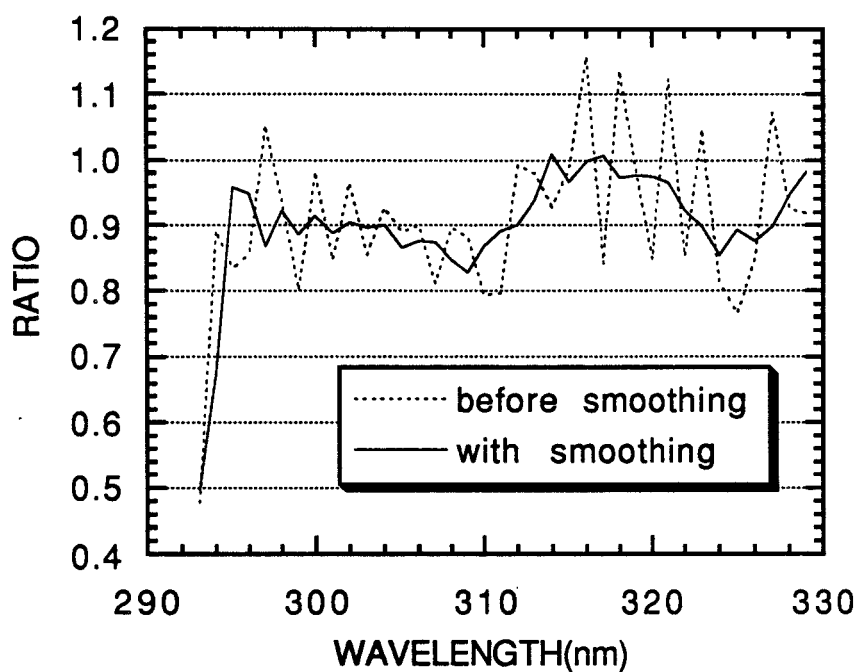


Figure 3.13. Même que la figure 3.11, à l'exception d'une réduction de 6%, soit 21 U.D., de la quantité d'ozone totale.

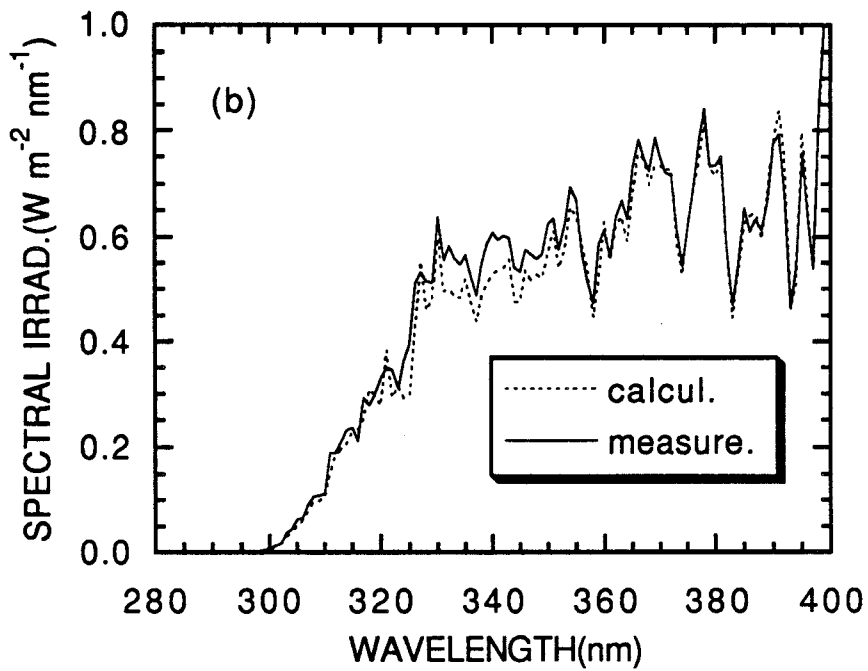
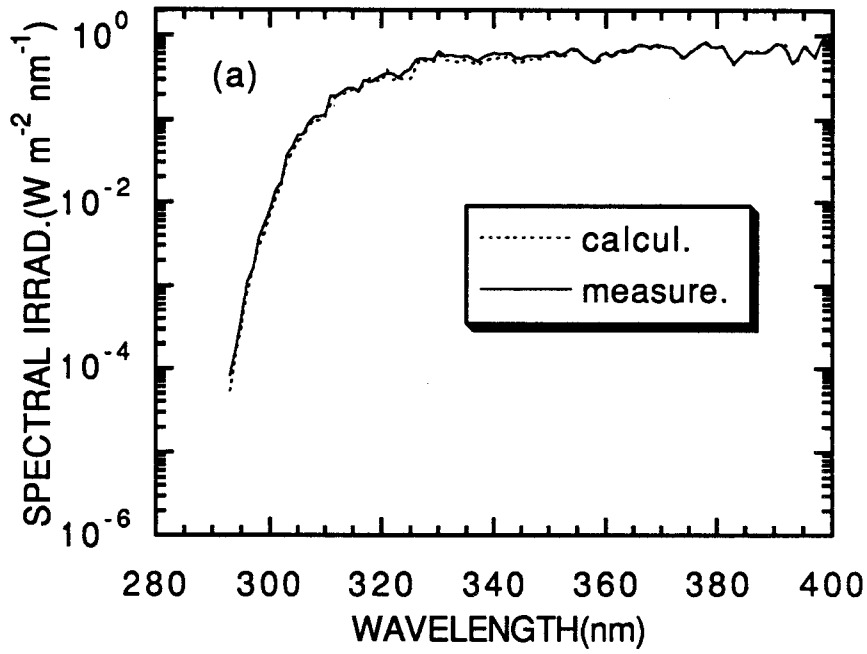


Figure 3.14. Flux calculé et mesuré aux échelles (a) logarithmique et (b) linéaire pour Lauder, Nouvelle Zéalande, le 29 Juillet 1991.

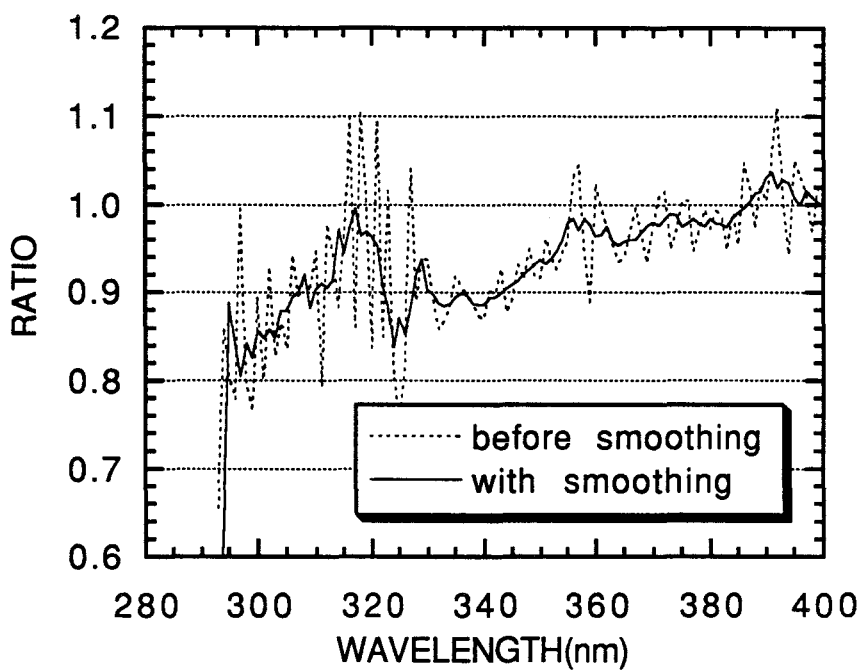


Figure 3.15. Rapport du flux calculé à celui mesuré pour Lauder, Nouvelle Zélande, le 29 Juillet 1991.

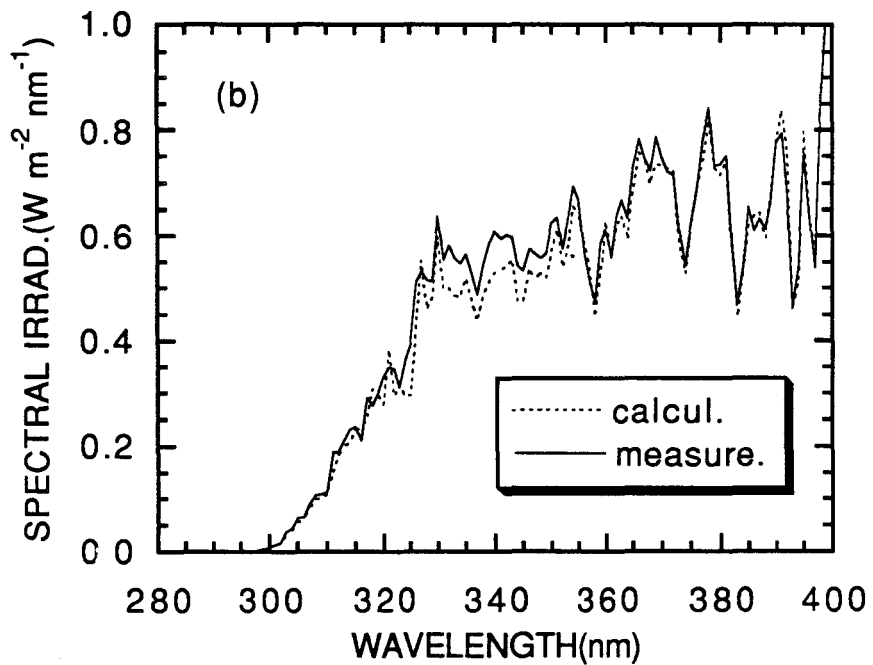
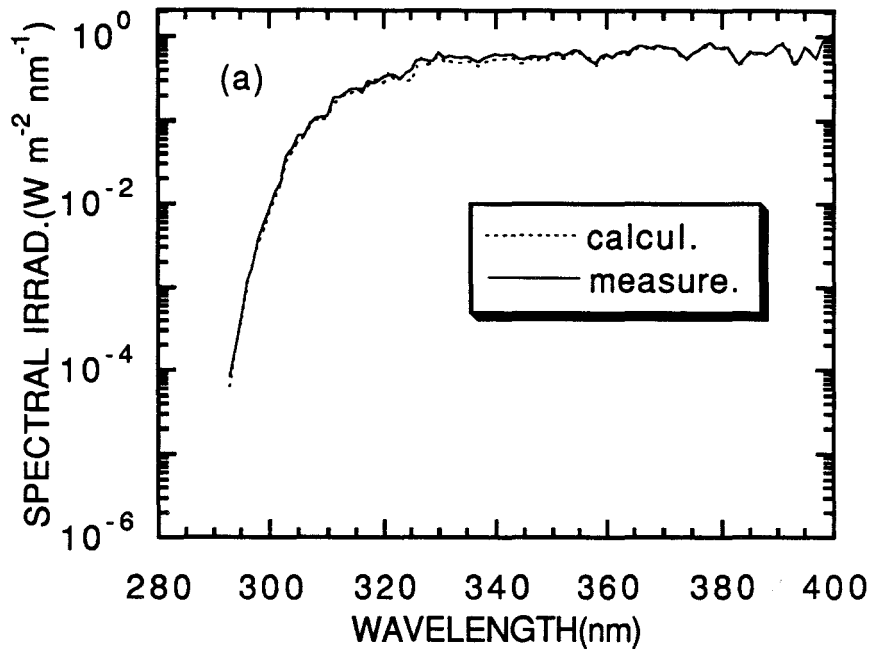


Figure 3.16. Même que les figures 3.14a-b, à l'exception d'une réduction de 2%, soit 5 U.D., de la quantité d'ozone totale.

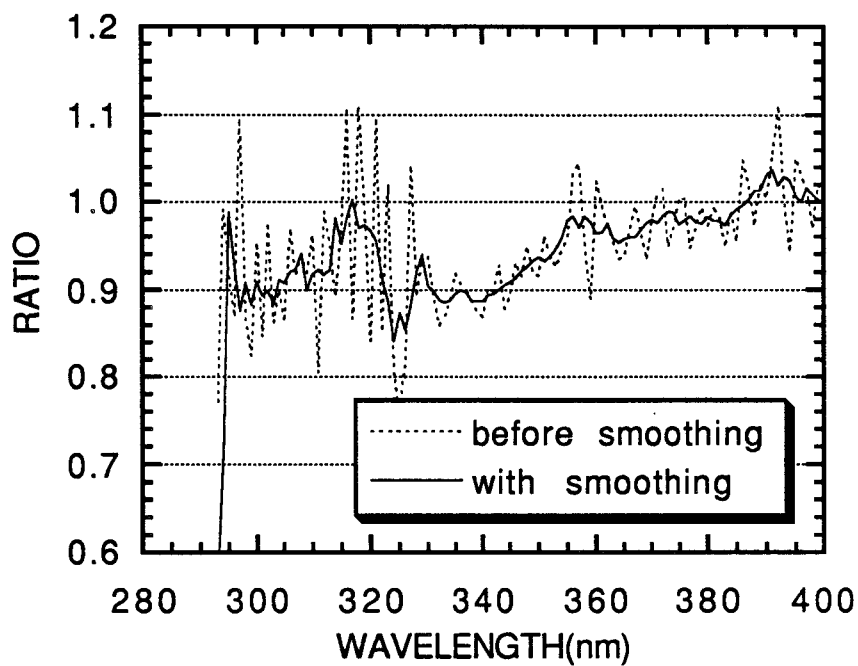


Figure 3.17. Même que la figure 3.15, à l'exception d'une réduction de 2%, soit 5 U.D., de la quantité d'ozone totale.

Chapitre 4

SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

4.1 Introduction

Un spectroradiomètre ultraviolet a été développé à l'EUDIL (École Universitaire d'Ingénieurs de Lille) et une collaboration s'est établie avec le LOA (Laboratoire d'Optique Atmosphérique) pour intégrer ce spectroradiomètre dans les programmes d'intercomparaisons et dans le futur réseau européen.

Nous présentons dans ce chapitre le travail effectué pour l'étalonnage et la mise au point de cet instrument en étroite collaboration avec l'IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique).

4.2 Présentation du Spectroradiomètre

Le spectroradiomètre Jobin Yvon comporte en trois parties:

1. Un double monochromateur muni de trois fentes: une fente d'entrée, une fente de sortie et une fente intermédiaire, de deux réseaux de diffraction, d'un moteur pas à pas pour commander la rotation des réseaux. Cet appareil est équipé d'un diffuseur à l'entrée et d'un photomultiplicateur à la sortie. Le rayonnement reçu par le diffuseur est dispersé deux fois par les réseaux de diffraction. La lumière parasite est en grande partie éliminée grâce à la fente intermédiaire. Le rayonnement est détecté par le photomultiplicateur et transformé en signal électrique.

2. Une unité de pilotage nommé SPECTRALINK qui, d'une part, alimente le moteur pas à pas et le photomultiplicateur, d'autre part, fait l'acquisition du signal électrique du photomultiplicateur et envoie les données dans le micro-ordinateur. Deux modes de communication dits en série et en parallèle peuvent être utilisés, mais il vaut mieux se placer en mode en série pour la communication à longue distance.

3. Un micro-ordinateur PC-386 sur lequel est installé le logiciel SpectraMax. A l'aide de ce logiciel, le micro-ordinateur fait l'acquisition, l'enregistrement, le trai-

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

tement des données. Les résultats s'affichent sur l'écran sous forme de spectre et peuvent être imprimés sur demande.

Les trois parties du spectroradiomètres ont présentées sur la figure 4.1. Le schéma optique du monochromateur est donnée sur la figure 4.2.

4.3 Spécification du Spectroradiomètre

La spécification du spectroradiomètre est présentée dans la tableau 4-1.

Tableau 4-1. La spécification du spectroradiomètre

Type	JY DH10
Distance focale	100 mm
Réseau	concave, holographique, 1200 traits/mm
Largeur de bande (FWHM)	1,4 nm
Pas de balayage	usuel 0,5 nm, minimal 0,05 nm
Gamme usuelle	280-600 nm
Sens de balayage	montant
Durée d'un balayage	200 s
Diffuseur	Quartz (Oriol)
Détecteur	PM <i>Hammamatsu</i> 1P28
Étanche	non
Automatique	oui
Température stabilisée	non
Courant d'obscurité supprimé	oui
Lumière parasite supprimée	non
Standard du rayonnement	NIST
Lampe principale	1000 W (empruntée à l'IASB)
Lampe secondaire	200 W (empruntée à l'IASB)

4.4 Etalonnage du Spectroradiomètre

La mesure du rayonnement ultraviolet par le spectroradiomètre ultraviolet est donnée dans un premier temps en nombre de coups par seconde (*counts per second en anglais ou cts/s*). Si on veut obtenir le flux du rayonnement ultraviolet en W .

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

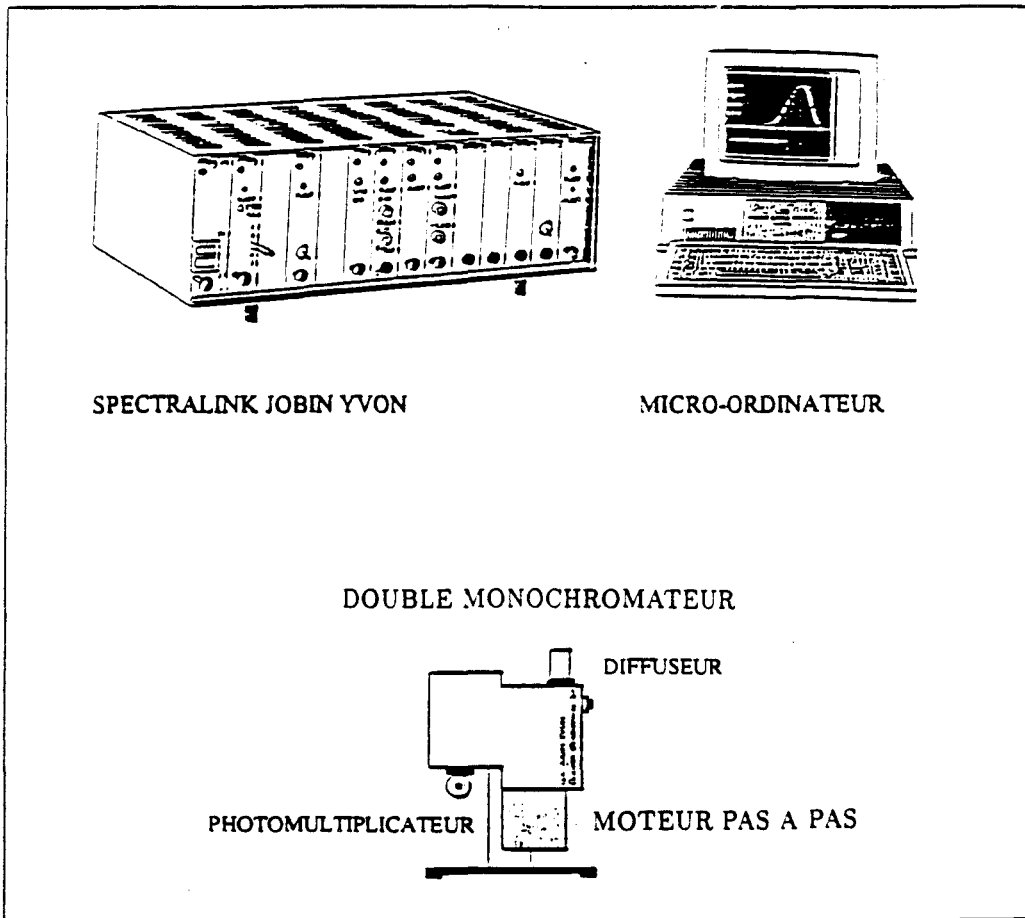


Figure 4.1. Eléments du spectroradiomètre.

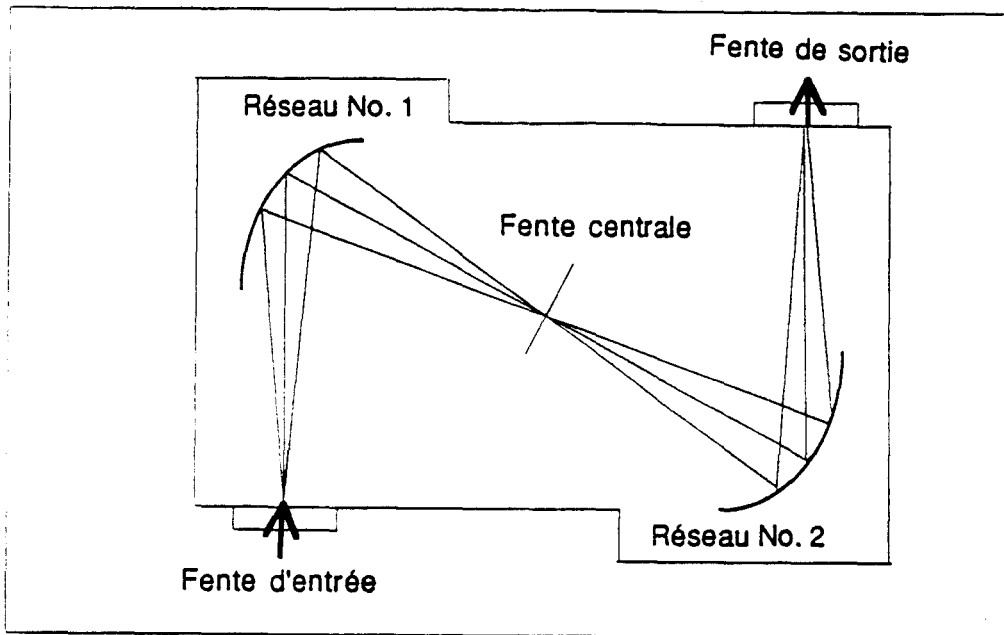


Figure 4.2. Schéma optique du monochromateur.

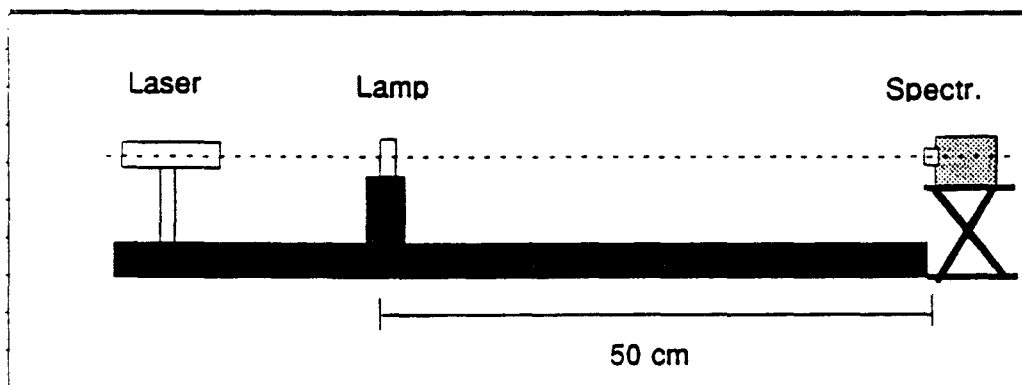


Figure 4.3. Dispositions des composants optiques sur le banc d'étalonnage.

$m^{-2} \cdot nm^{-1}$, il faut interpréter la mesure au moyen d'un coefficient d'étalonnage. L'interprétation de la mesure peut s'exprimer par

$$f(\lambda) = c(\lambda) \cdot s(\lambda) \quad (4.1)$$

où $f(\lambda)$ est le flux mesuré en $W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$, $s(\lambda)$ est le signal mesuré en cts/s , et $c(\lambda)$ est le coefficient d'étalonnage en fonction de la longueur d'onde.

4.4.1 Dispositif expérimental d'étalonnage

On effectue l'étalonnage d'un spectroradiomètre en mesurant le rayonnement d'une lampe étalon dont le flux à une distance donnée est connu. Nous avons utilisé pour l'étalonnage le dispositif expérimental d'étalonnage de l'IASB, qui comprend:

- trois lampes étalons de tungstène de 1000 W notées F-300, F-104 et F-102;
- une alimentation de tension stable pour les lampes étalons;
- un voltmètre pour surveiller la variation de la tension de l'alimentation de la lampe étalon;
- une lampe au mercure pour déterminer et puis corriger le décalage en longueur d'onde du spectroradiomètre;
- un laser pour régler l'alignement entre la lampe étalon et le diffuseur du spectroradiomètre;
- une table expérimentale dans une salle noire avec un banc optique pour faire varier la distance entre la lampe étalon et le récepteur;
- une platine tournante pour déterminer la réponse angulaire du diffuseur.

4.4.2 Procédés d'étalonnage

La figure 4.3 montre le positionnement de la lampe étalon, du spectroradiomètre et du laser. La lampe étalon, est placée à 50 cm du diffuseur, est parfaitement alignée grâce au laser. Avant d'allumer la lampe étalon, on a vérifié l'étalonnage en longueur d'onde du spectroradiomètre avec une lampe au mercure (voir section 4.6). Ensuite

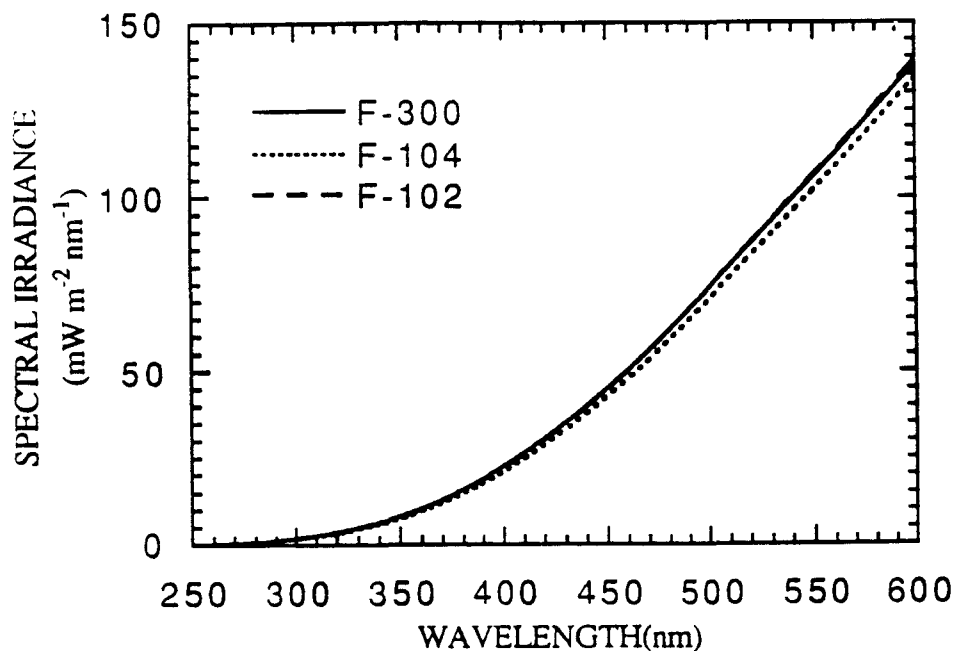


Figure 4.4 Flux spectraux à la distance de 50 cm pour les lampes étalons F-300, F-104 et F-102.

on allume la lampe étalon et on la laisse chauffer environ vingt minutes pour que son émission soit stable. Lorsque le régime stable est atteint, on commence l'acquisition. On refait l'acquisition plusieurs fois (3 à 5 fois) pour voir si la lampe étalon est bien stable, et si oui, on prend la moyenne de ces mesures qui constitue le signal mesuré $s(\lambda)$. Comme le flux $f(\lambda)$ à la distance donnée 50 cm est connu (figure 4.4), on obtient tout de suite le coefficient d'étalonnage

$$c(\lambda) = \frac{f(\lambda)}{s(\lambda)}. \quad (4.2)$$

Pour obtenir un meilleur étalonnage, on fait des étalonnages devant différentes lampes étalons en suivant les mêmes procédés.

4.4.3 Résultats d'étalonnage

Durant la semaine du 17 au 21 Février 1994, nous avons effectué l'étalonnage à l'IASB avec l'aide des spécialistes de cet institut. Lorsqu'on a effectué l'étalonnage,

on a fixé la haute tension du photomultiplicateur à 800 V. Nous allons discuter ce choix dans la section 4.4.4. Les 5 mesures d'étalonnage devant la lampe étalon F-104 sont présentées sur la figure 4.5, et la dispersion autour de la moyenne est donnée sur la figure 4.6. On voit une bonne reproductibilité: environ 1% entre 320-600 nm et environ 2% entre 280-320 nm. Le coefficient d'étalonnage est reporté sur la figure 4.7. Il sera désormais utilisé pour interpréter les mesures futures. Ce coefficient n'est évidemment valable que pour la haute tension 800 V.

Les facteurs qui influencent l'étalonnage sont la transmission du diffuseur qui augmente avec la longueur d'onde, l'efficacité des réseaux et le détecteur.

4.4.4 Choix de la haute tension optimale du photomultiplicateur et établissement d'un nouveau coefficient d'étalonnage à partir d'un ancien étalonnage

La haute tension du photomultiplicateur est choisie en fonction du rayonnement que l'on se propose de mesurer, dans notre cas l'éclairement solaire UV global aux latitudes moyennes. Elle sera aussi élevée que possible pour avoir le meilleur gain du photomultiplicateur, mais elle est limitée par le fait que le signal mesuré $s(\lambda)$ ne doit pas dépasser un maximum pour rester dans la zone de linéarité du photomultiplicateur (section 4.10). Le maximum s_{max} imposé par le constructeur est de 10^6 cts/s (Notice de SpectraMax, Jobin Yvon, 1993).

Ce signal maximum est obtenu par ciel clair, quand le soleil est à sa distance zénithale minimum, c'est-à-dire vers le solstice d'été à 12h solaire. Nous discutons ici ce choix de la tension optimum, ainsi que la possibilité de convertir l'étalonnage réalisé avec une certaine tension pour une utilisation sous une autre tension, la valeur de 800 V qui a été choisie lors de l'étalonnage à l'IASB s'étant révélée trop élevée.

Il faut dans tous les cas possibles que

$$s(\lambda) \leq s_{max} \quad (4.3)$$

Les expériences de mesure du flux solaire nous montrent que $s(\lambda)$ atteint son

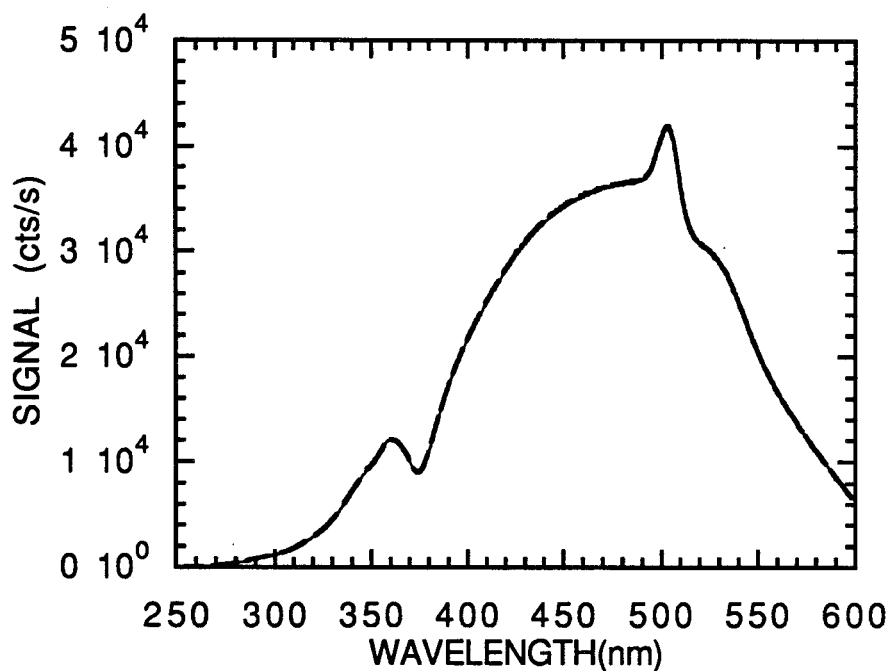


Figure 4.5. Mesures d'étalonnage devant la lampe étalon F-104.

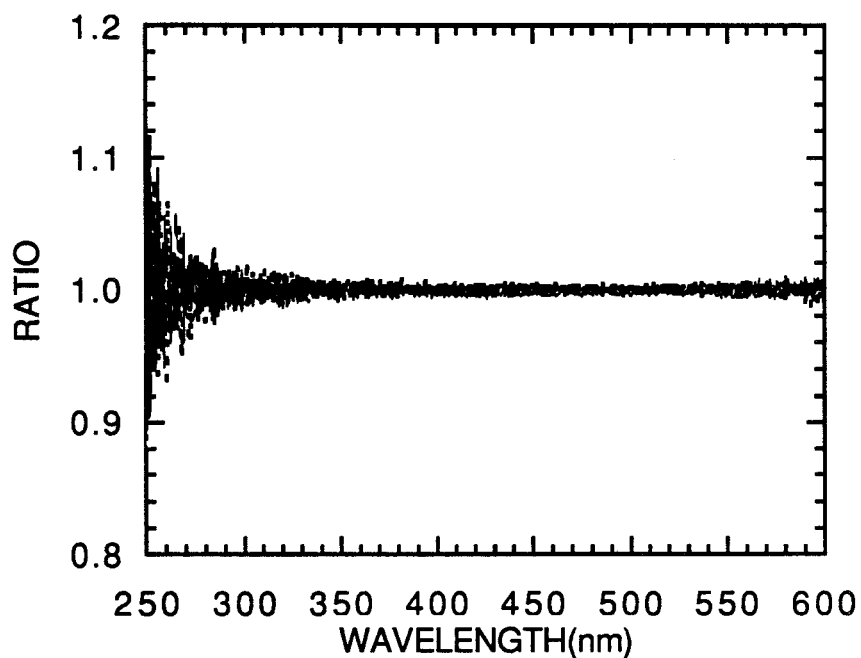


Figure 4.6. Dispersion autour de la moyenne des 5 mesures de la figure 3.5.

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

maximum vers 451 nm qui est noté λ_{max} lorsque le ciel est clair. λ_{max} est indépendant de la haute tension. A partir de l'Eq.(4.2), il est évident que

$$c(\lambda_{max}) = \frac{f(\lambda_{max})}{s(\lambda_{max})} \geq \frac{f(\lambda_{max})}{s_{max}}, \quad (4.4)$$

pour que $s(\lambda)$ ne dépasse plus la limite supérieure s_{max} dans tous les cas possibles. Pour se garder une marge de sécurité, nous prenons

$$c(\lambda_{max}) \geq \frac{1.1f(\lambda_{max})}{s_{max}}. \quad (4.5)$$

Si nous voulons adapter le spectroradiomètre pour faire des mesures dans les régions de moyenne latitude par tout temps, nous devons prendre

$$f(\lambda_{max}) = f_0(\lambda_{max}) \cos \theta_{min} T_{max} \quad (4.6)$$

avec le minimum de l'angle solaire zénithal $\theta_{min} = 15^\circ$, la transmission de l'atmosphère $T_{max} \approx 0,9$, et le flux extraterrestre $f_0(451nm) = 2,13 W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$. Par conséquent, nous avons

$$c(451nm) \geq 2,04 \cdot 10^{-6} W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} (cts/s)^{-1}. \quad (4.7)$$

En comparant au coefficient de $1,25 \cdot 10^{-6} W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} (cts/s)^{-1}$ obtenu pour 800 V (Figure 4.7), nous devons baisser la haute tension.

Bien entendu, on peut chercher la haute tension optimale par des essais successifs devant une lampe étalon, mais cette méthode entraîne un vieillissement supplémentaire de la lampe. Une façon plus économique est de chercher cette haute tension, en profitant du rayonnement solaire si on a déjà fait une fois un étalonnage avec une haute tension d'essais.

Dans la suite, nous présentons d'abord la méthode pour réaliser un nouvel étalonnage avec une haute tension différente à partir d'un ancien étalonnage. Puis, nous donnons les procédés pour chercher la haute tension optimale.

Soit le coefficient d'étalonnage $c_{v_0}(\lambda)$ correspondant à une haute tension v_0 , on va en déduire le coefficient $c_{v_1}(\lambda)$ à la haute tension v_1 .

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

Pour la haute tension v_0 , nous avons d'après l'Eq.(4.1):

$$f(\lambda) = c_{v_0}(\lambda) s_{v_0}(\lambda) \quad (4.8)$$

et pour v_1

$$f(\lambda) = c_{v_1}(\lambda) s_{v_1}(\lambda), \quad (4.9)$$

on en déduit immédiatement

$$c_{v_1}(\lambda) = c_{v_0}(\lambda) \frac{s_{v_0}(\lambda)}{s_{v_1}(\lambda)} \quad (4.10)$$

Les expériences de mesure du flux solaire ou du flux de la lampe étalon nous ont montré que le rapport de deux mesures à des hautes tensions différentes est quasiment indépendant de la longueur d'onde (Figures 4.9 et 4.10), soit

$$\alpha_{v_0, v_1} = \frac{s_{v_0}(\lambda)}{s_{v_1}(\lambda)}, \quad (4.11)$$

et

$$c_{v_1}(\lambda) = c_{v_0}(\lambda) \cdot \alpha_{v_0, v_1}, \quad (4.12)$$

α_{v_0, v_1} est une constante. A partir de cette équation, nous pouvons trouver la haute tension optimale qui satisfait l'Eq.(4.7) par des essais successifs pour différentes hautes tensions devant le rayonnement solaire ou une lampe étalon. Nous présentons ici la méthode utilisée avec le rayonnement solaire.

Le coefficient d'étalonnage présenté sur la figure 4.7 obtenu à l'IASB, le correspond à la haute tension 800 V. Malheureusement, lorsque nous avons fait des mesures à l'extérieur, le signal a dépassé souvent le maximum (10^6 cts/s) et nous devons baisser la haute tension.

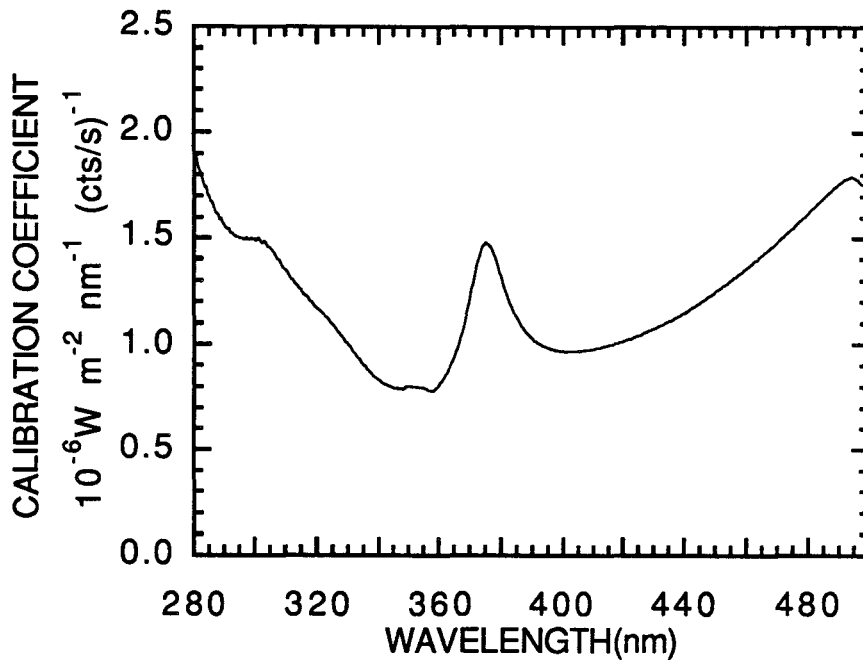


Figure 4.7. Coefficient d'étalonnage à la tension 800 V, réalisé à l'IASB durant la semaine du 17 au 21 Février 1994.

Pour atteindre la condition de l'Eq.(4.7), il faut que

$$\frac{C_{800V}}{C_{v_{opt}}} = 0.61. \quad (4.13)$$

où v_{opt} est la haute tension optimale.

Toute la matinée du 16 Août 1994, le ciel était clair avec des cirrus très fins. Il n'y a pas de perturbation par des nuages pour ces essais successifs. Ceux-ci nous ont permis de déterminer le rapport 0,61 de l'Eq.(4.13) à la haute tension de 750V. En maintenant cette haute tension, trois essais sont effectués à 10h10, 10h18 et 10h25, et pour chacun des essais, 3 mesures sont faites en 5 minutes l'un après l'autre en prenant respectivement les hautes tensions 800 V, 750 V et 800 V. La troisième mesure, répétition de la première, a été faite pour surveiller la variation du flux solaire pendant la durée d'un essai. Ces trois mesures donnent une très petite variation (< 1%). Nous présentons les deux premières mesures du premier essai sur la figure 4.8, les mesures de deux autres essais sont très semblables. Les rapports de la

mesures de 750 V à celle de 800 V pour les trois essais sont présentés sur la figure 4.9. Les rapports montrent que le choix de 750 V donne le rapport de 0,6 qui est très proche de 0,61 dans l'Eq.(4.14) avec un écart de 3%. Les rapports aux longueurs d'onde inférieures à 305 nm sont évidemment perturbés par la lumière parasite (voir section 4.11).

La mesure du flux solaire sur le toit du bâtiment du LOA le 16 Août 1994 à 11h30, heure locale, est présentée sur la figure 4.11. On voit que le maximum $0,8 \cdot 10^6 \text{cts/s}$ est atteint aux voisinages de 412,5 nm et 451 nm. Nous savons que l'angle solaire zénithal va atteindre son minimum vers 14h, heure locale, cela signifie que le flux solaire va augmenter encore de 11,7%, soit un signal $0,94 \cdot 10^6 \text{cts/s}$, inférieur de 6% au maximum permis.

4.5 Étalonnage avec le " Transportable Lamp System (TLS) "

Le *Transportable Lamp System* est un équipement spécifique, utilisé comme un standard de référence relative pour surveiller périodiquement les spectroradiomètres ultraviolets attachés à un réseau de mesure de l'UV-B. Cet équipement a été conçu et développé par l'IASB. Sélectionner un tel standard de référence relative fiable et facile à utiliser est l'un des buts du projet STEP-076 intitulé "*Determination of Standards for a UV-B Monitoring Network.*"

TLS est un équipement comportant 5 lampes de tungstène-halogène de 200 W, très stables à long terme, et une lampe au mercure. Il est piloté par un micro-ordinateur.

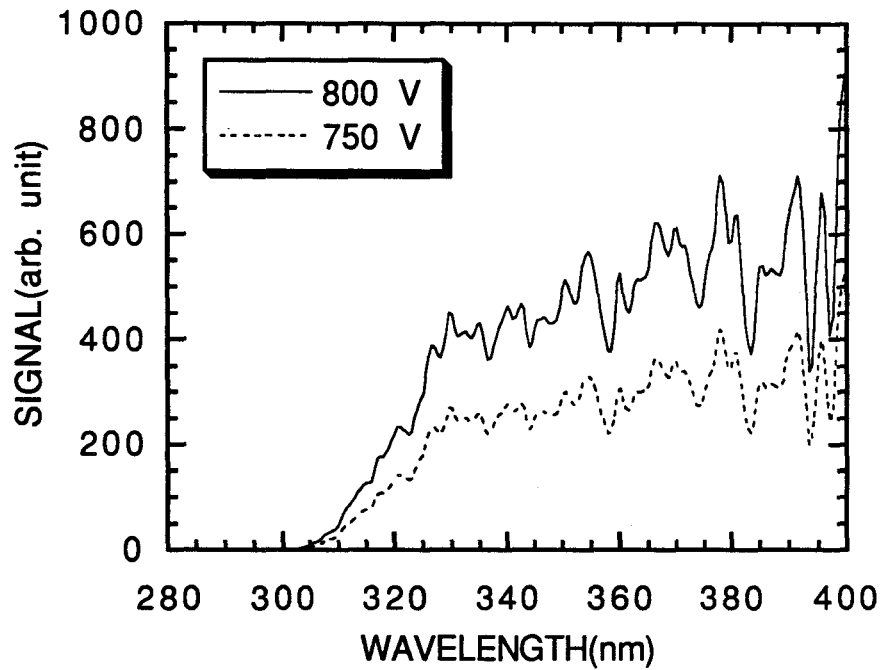


Figure 4.8. Mesures relatives aux tensions 800 V et 750 V à 10h10 (heure locale) le 16 Août 1994 sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL.

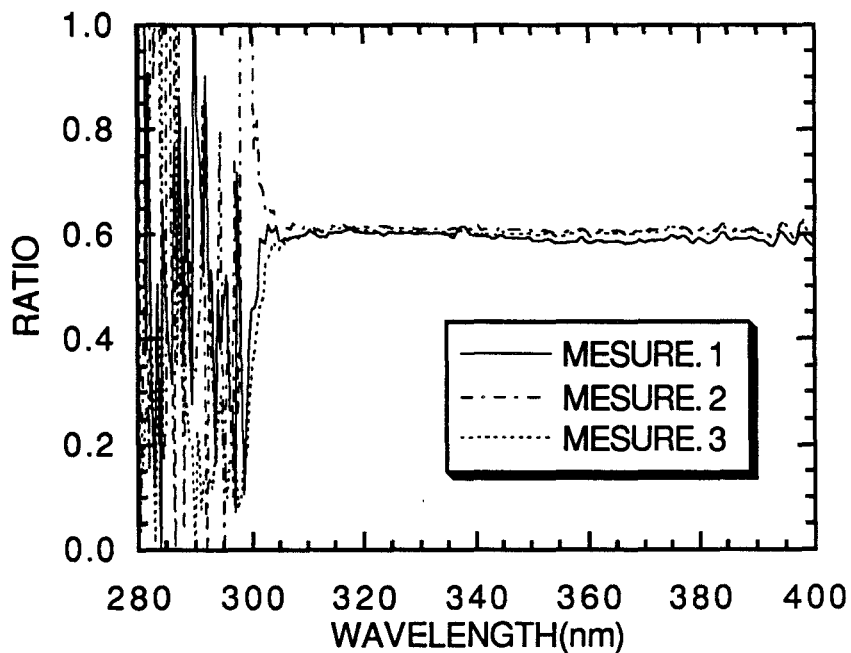


Figure 4.9. Rapports des mesures à 750 V à celle à 800 V pour les trois essais à 10h10, 10h18 et 10h25.

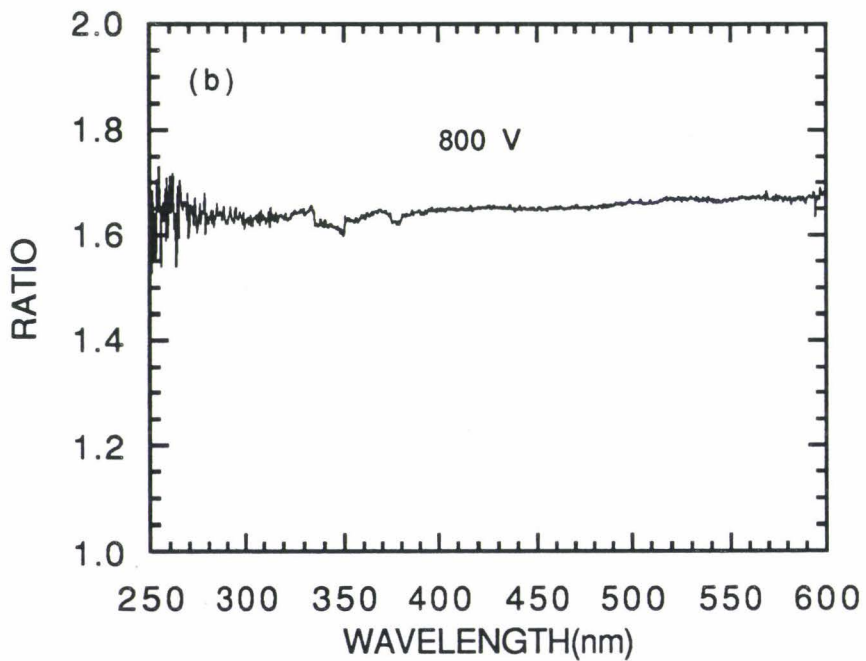
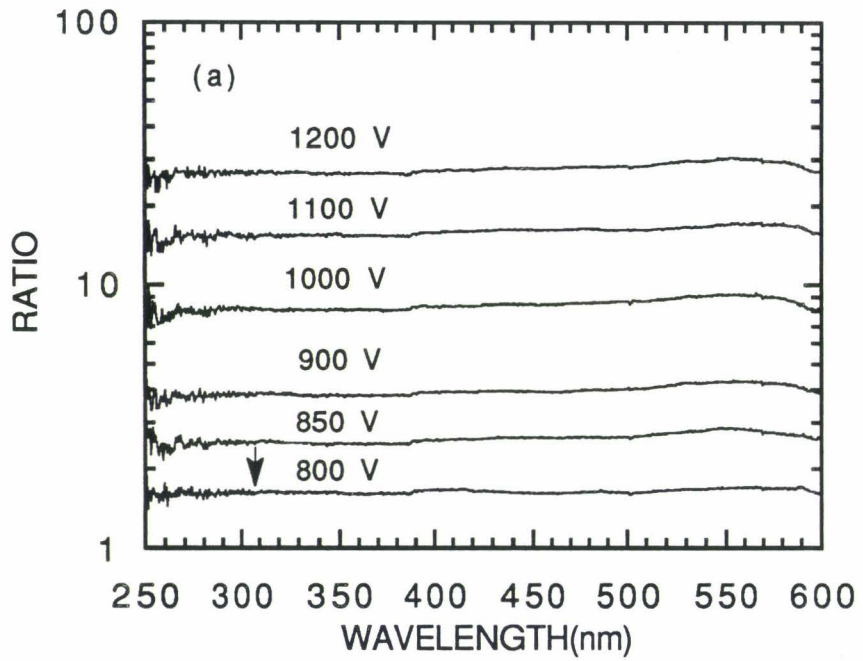


Figure 4.10. Rapports des mesures à différentes tensions à la mesure à 750 V. Mesures faites à l'IASB en Septembre 1994: (a) devant la lampe avec laquelle on fait la réponse angulaire; (b) devant la lampe étalon F-102.

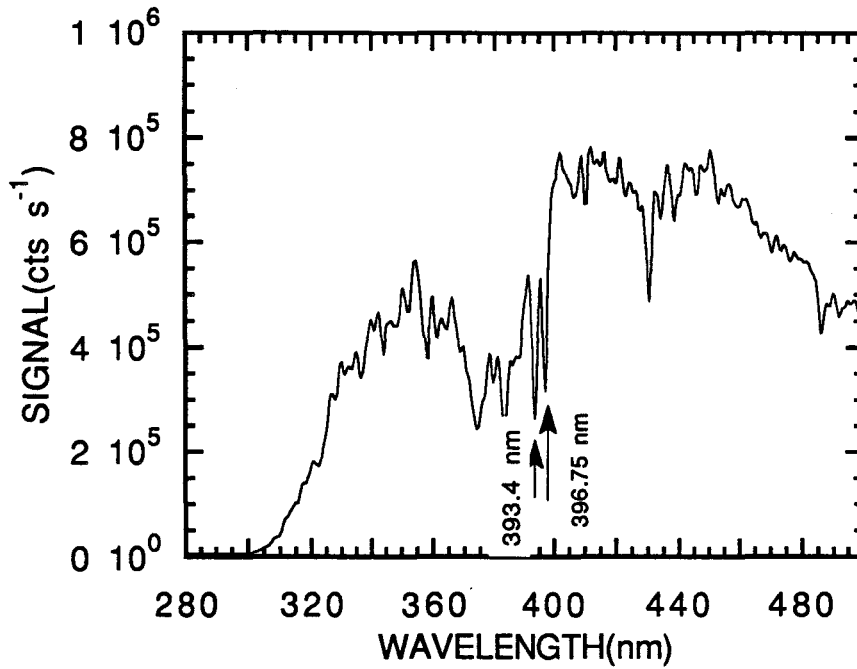


Figure 4.11. Mesure du flux solaire sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL le 16 Août 1994 à 11:30 heures locales. Le maximum atteint est de $0.8 \cdot 10^6$ cts s⁻¹ à 451 nm.

Le TLS est décrit en détails dans le rapport de D. Gillotay (1994). Il a indiqué dans ce rapport qu'après une étude de faisabilité de 2 ans, cet appareil, de conception simple, deviendra un moyen indépendant de corroborer les étalonnages réguliers des spectroradiomètres effectués à chaque station. Facile à transporter, cet équipement va bientôt tourner entre les sites d'observation pour une période de quelques mois.

Le 3 Mars 1994, des tests avec le TLS ont été effectués pour notre spectroradiomètre à l'EUDIL. D'abord, on a fait l'une après l'autre des mesures devant 3 lampes disponibles. Ensuite, on a déplacé le TLS et le spectroradiomètre, puis on les a remis en place; on a réinitialisé les positions des lampes, ceci pour voir la reproductibilité. Les 4 mesures devant la lampe No. 1 sont présentées sur la figure 4.12 et la dispersion autour de leur moyenne est donnée sur la figure 4.13. On voit que la dispersion est de 1% pour l'UV-A (320-400 nm) et de 3% pour l'UV-B (280-320 nm). Les 4 nouvelles mesures devant la même lampe après le déplacement du TLS et du spectroradiomètre sont très semblables aux précédentes. Le rapport des deux séries de mesures est présenté sur la figure 4.14. Elle nous montre une variation de 3% pour 280-550 nm. Les mesures devant les autres lampes donnent des résultats très similaires.

4.6 Réglage de l'Échelle en Longueur d'onde du Spectroradiomètre

La différence entre la longueur d'onde indiquée par le spectroradiomètre et la longueur d'onde réelle est nommée décalage. Celui-ci se produit souvent à cause de la variation de la température ambiante ou de la mauvaise manipulation. Des décalages en longueurs d'onde perturbent fortement les mesures du rayonnement ultraviolet. L'expérimentateur doit donc vérifier souvent et régler les positions de longueurs d'onde connues.

Le réglage de la longueur d'onde peut s'effectuer en utilisant des raies connues d'une lampe au mercure, par exemple 253,65 nm, 334,15 nm, 404,66 nm, 507,30 nm et 546,07 nm. Nous en donnons un exemple sur la figure 4.15. Les positions

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

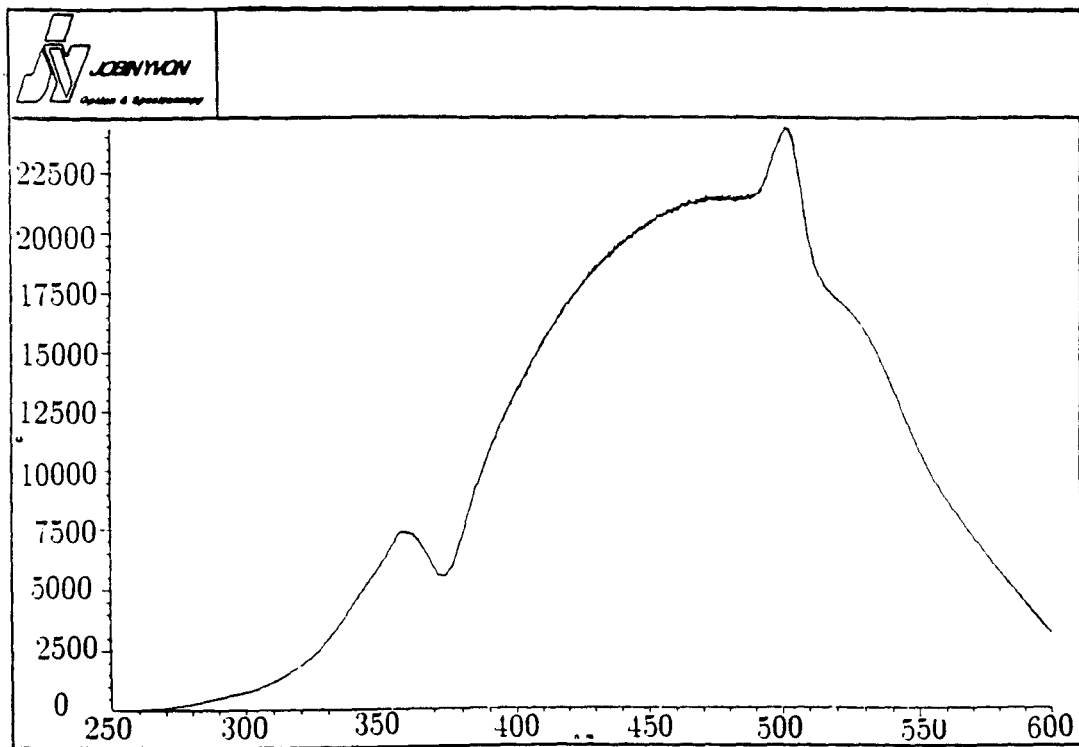


Figure 4.12. 4 mesures devant la lampe No.1 du TLS.

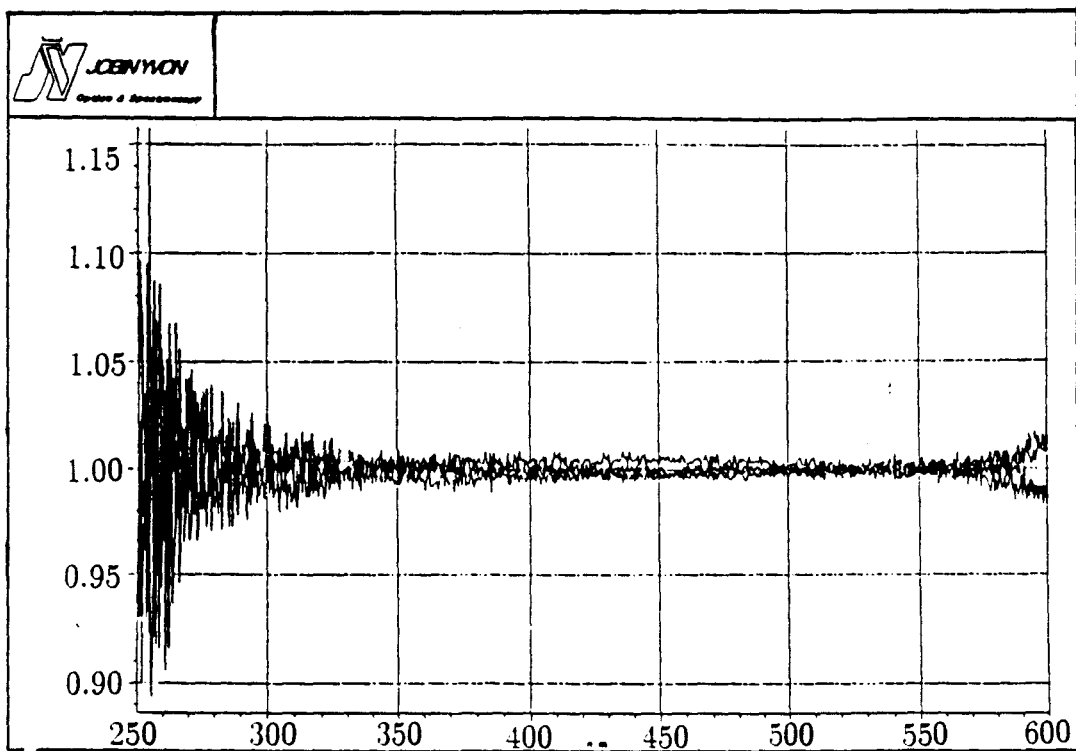


Figure 4.13. Dispersion autour de la moyenne de ces 4 mesures de la figure 4.12. La dispersion est de 1% pour l'UV-A(320-400 nm) et 3% pour l'UV-B(280-320 nm).

CHAPITRE 3. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

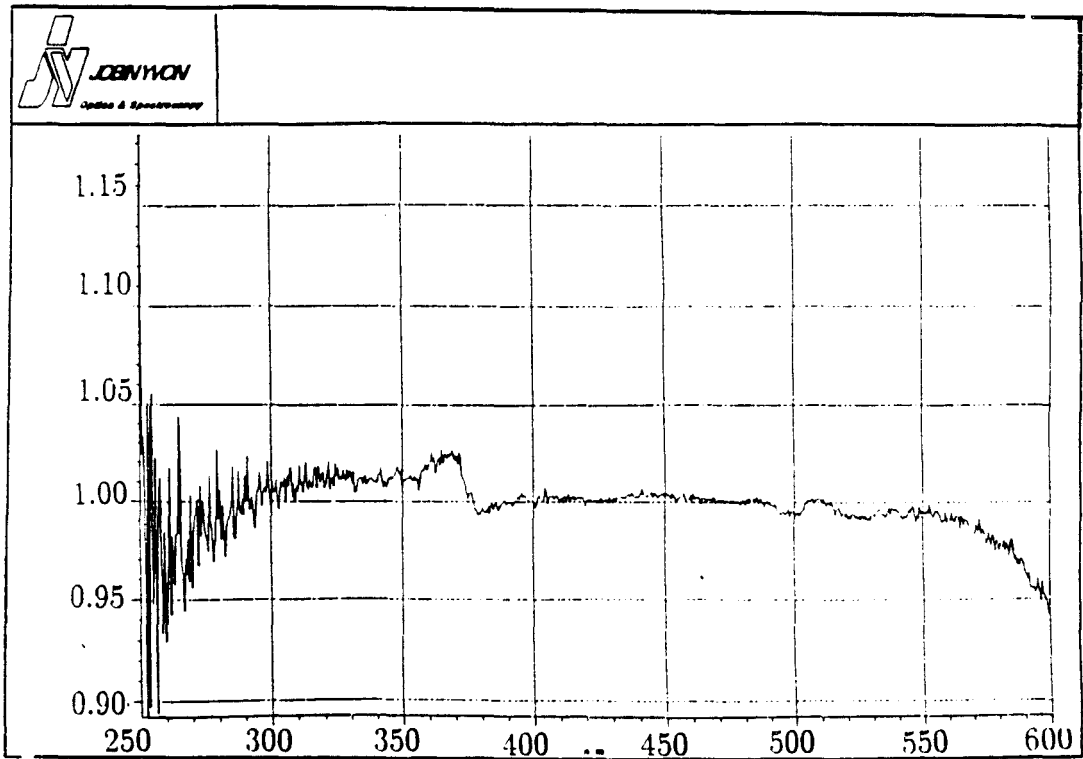


Figure 4.14. Rapport entre deux mesures successives avec le TLS. Il montre la variation de 3%.

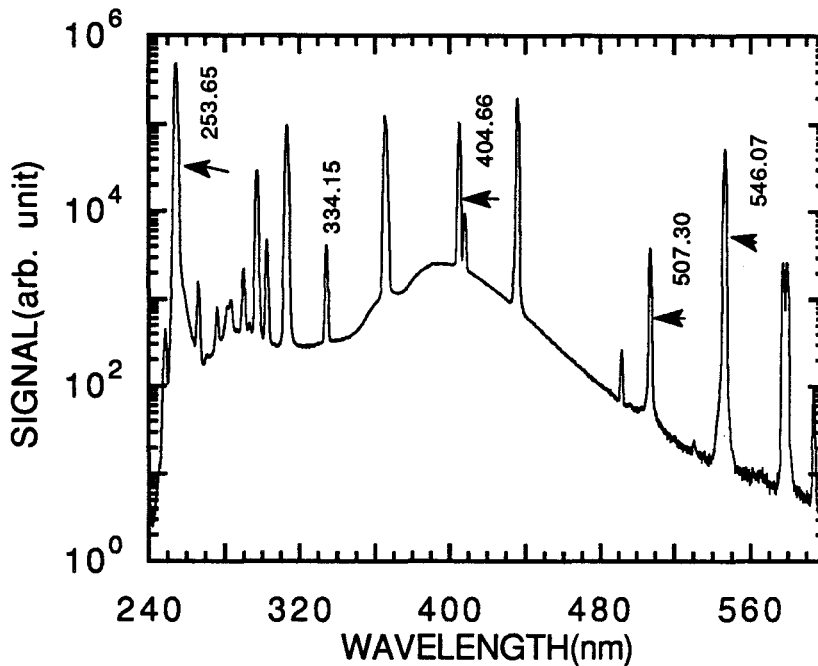


Figure 4.15. Raies du mercure mesurées par le spectroradiomètre.

mesurées des raies de mercure sont légèrement décalées par rapport aux positions de certification. En général, les décalages de différentes raies ne sont pas les mêmes et nous utilisons la méthode des moindres carrés pour déterminer la correction. Une autre méthode consiste à utiliser les raies de Fraunhofer du spectre solaire. Deux raies de Fraunhofer situées à 393,4 nm et 396,75 nm présentées sur la figure 4.11 sont souvent utilisées pour ce type de réglage.

4.7 Stabilité du Réglage en Longueur d'onde du Spectroradiomètre

On constate que le décalage en longueur d'onde a varié au cours du temps, probablement par suite de l'échauffement du spectroradiomètre qui n'est pas stabilisé en température.

Pour observer la variation de la longueur d'onde du spectroradiomètre, nous avons fait des mesures dans deux conditions: par temps clair et par temps nuageux. Dans chaque cas, nous avons enregistré des spectres toutes les 15 minutes avec le plus petit pas, soit 0,05 nm, sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL (Université des Sciences et Technologies de Lille). Les figures 4.16a-b donnent les positions mesurées des raies de Fraunhofer du spectre solaire à 393,4 nm et 396,75 nm le 7 Juin et le 9 Août 1994. On voit sur les figures 4.16a-b que la longueur d'onde du spectroradiomètre se décale vers la grande longueur d'onde à mesure que le spectroradiomètre se chauffe du fait de la température ambiante montante, et qu'elle se stabilise après 13h30.

Pour éliminer une partie des décalages de longueur d'onde, il apparaît donc nécessaire de stabiliser la température ambiante. La plupart des spectroradiomètres qui ont participé à la troisième campagne de l'intercomparaison européenne à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne (Gardiner et Kirsch, 1994) étaient équipés d'unités de refroidissement. Dans un premier temps nous envisageons de mettre notre spectroradiomètre dans une caisse isolante pour limiter les variations de température dues essentiellement à l'échauffement par le soleil.

4.8 Fonction Fente et sa Largeur

L'élargissement d'une raie fine par le spectroradiomètre peut être décrit par la fonction fente. Sa largeur ou FWHM (Full Width at Half Maximum) est définie comme la largeur à mi-hauteur de la raie observée. La fonction fente est déterminée à l'aide de mesures de raies très étroites de mercure. La figure 4.17 les montre pour la raie à 546,07 nm.

La fonction fente et sa largeur dépendent de la structure du spectroradiomètre, et principalement de la largeurs des fentes (fentes d'entrée, de sortie et centrale). Nous avons pris 0,25 nm pour les largeurs des fentes d'entrée et de sortie, et 0,5 nm pour la fente centrale. Cette configuration donne une largeur de la fonction fente de 1,4 nm.

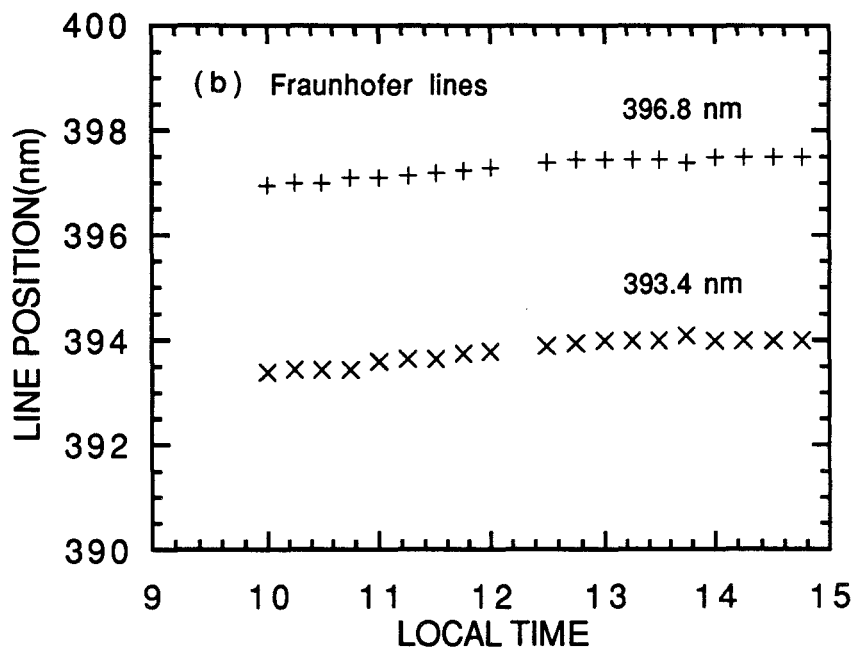
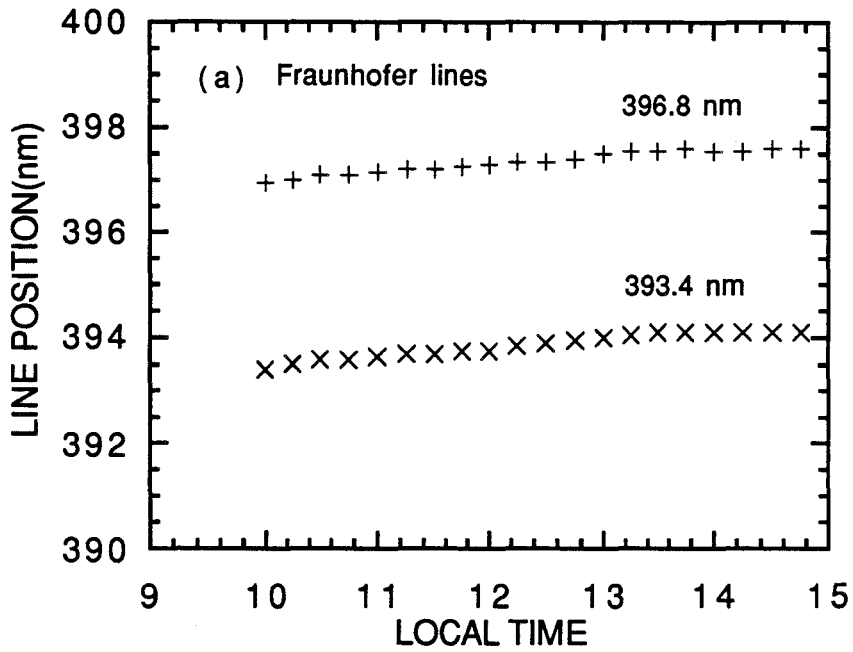


Figure 4.16. Positions mesurées des raies de Fraunhofer du spectre solaire à 393,4 et 396,75 nm (a) le 7 Juin et (b) le 9 Août 1994.

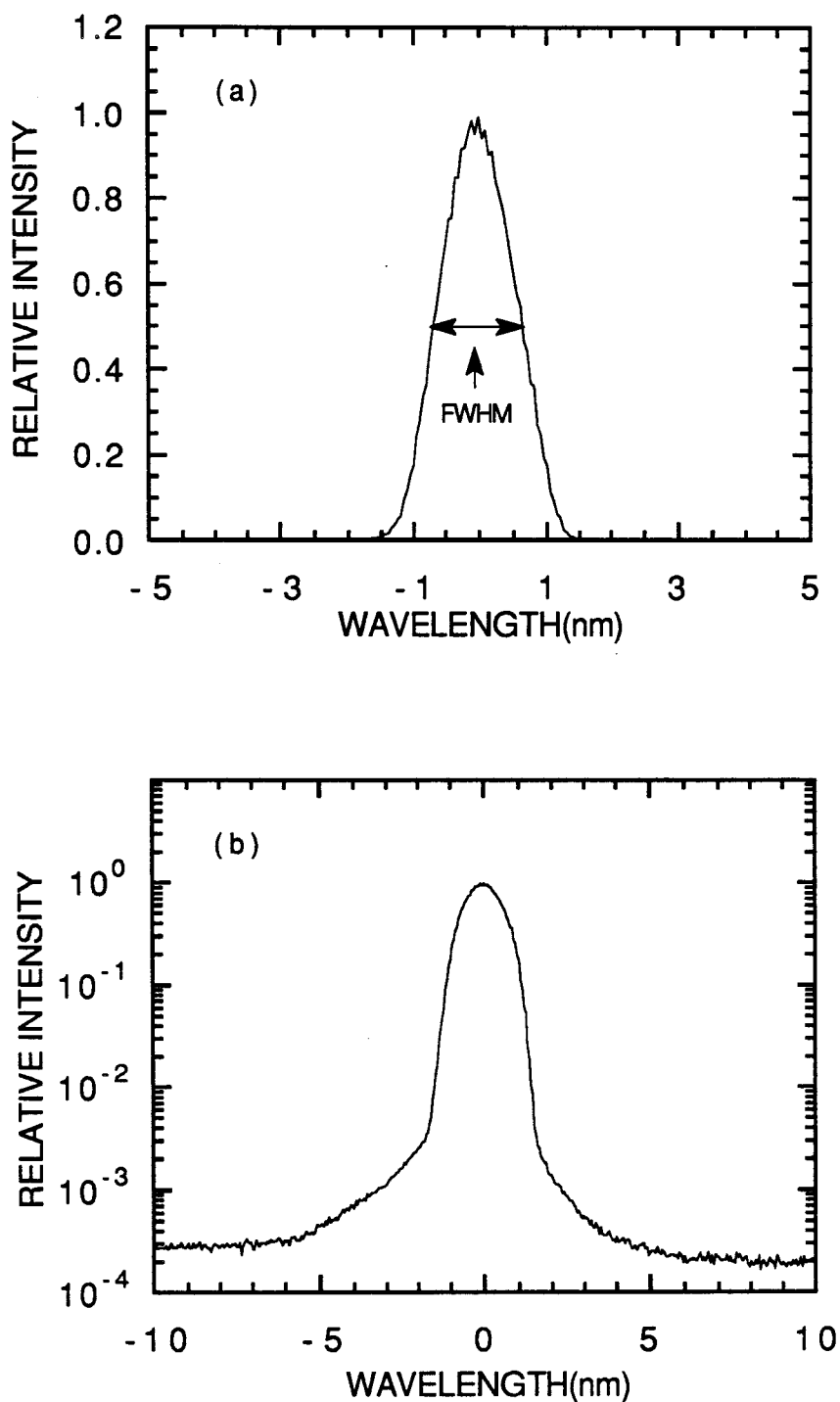


Figure 4.17. Fonction fente du spectroradiomètre à 546,07 nm, (a) à l'échelle linéaire, (b) à l'échelle logarithmique.

Les largeurs de la fonction fente déterminées à partir de diverses raies présentent parfois une dizaine de pour cents de différence. Par exemple, les largeurs mesurées à partir des raies de 253,65 nm, 334,15 nm, 404,66 nm, 507,30 nm et 546,07 nm sont respectivement 1,55 nm, 1,40 nm, 1,32 nm, 1,37 nm et 1,33 nm. Nous avons pris la moyenne comme représentative de la largeur de la fonction fente.

La mesure du spectroradiomètre $f(\lambda)$ peut s'écrire comme la convolution du signal lumineux extérieur $f_{entree}(\lambda)$ et de la fonction fente $g(\lambda)$

$$f_{sortie}(\lambda) = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} f_{entree}(\lambda') g(\lambda' - \lambda) d\lambda', \quad (4.14)$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur effective d'intégration. La fonction fente doit donc être bien connue.

4.9 Réponse Angulaire du Spectroradiomètre

Un diffuseur est utilisée à l'entrée du spectroradiomètre pour mesurer le flux global. En fait il n'est jamais parfait, et ses écarts à la loi du cosinus s'exprime par la réponse angulaire $R(\theta, \phi)$. Le flux mesuré par le spectroradiomètre F_λ peut s'exprimer par l'intégration de la luminance $L_\lambda(\theta, \phi)$ pondérée par la réponse angulaire du diffuseur,

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_\lambda(\theta, \phi) R_\lambda(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi. \quad (4.15)$$

En général, $R_\lambda(\theta, \phi)$ est approximativement indépendant de la longueur d'onde, on omettra donc l'indice inférieur λ . En supposant que la réponse azimutale est homogène, et en posant $\mu = \cos\theta$, l'équation ci-dessus peut être simplifiée comme

$$F_\lambda = 2\pi \int_0^1 L_\lambda(\mu) R(\mu) \mu d\mu. \quad (4.16)$$

Il en résulte que les mesures extérieures faites par des divers spectroradiomètres qui possèdent des réponses angulaires différentes donnent des résultats distincts.

4.9.1 Détermination de la réponse angulaire en laboratoire

Nous décrivons ci-dessous la procédure pour la détermination de la réponse angulaire en laboratoire à l'IASB.

Le schéma pour déterminer la réponse angulaire est présenté sur la figure 4.18. Le spectroradiomètre est posé horizontalement, la lampe est attachée sur un support qui est maintenu par une platine verticale. La lampe simule le mouvement apparent du soleil autour de la terre. La distance entre la lampe et le diffuseur est quelconque, c'est le flux relatif qui est important.

Si le diffuseur du spectroradiomètre est éclairé par un faisceau de lumière parallèle, le flux reçu F peut s'exprimer en fonction de l'angle d'incidence θ par

$$F = L \cos \theta R(\theta), \quad (4.17)$$

$R(\theta)$ est la réponse angulaire, L est la luminance. Si on pose le spectroradiomètre assez loin de la lampe étalon, (généralement, quelques dizaines de centimètres sont suffisants, étant donné que le diffuseur est petit,) on peut considérer le faisceau de lumière reçue par le spectroradiomètre venant de la lampe étalon comme un faisceau quasiment parallèle.

Pour un diffuseur parfait, $R(\theta)$ est toujours égale à 1, mais en pratique, $R(\theta)$ est égal à peu près à 1 pour des angles inférieurs à 70° , puis il diminue au-delà. En général, la réponse angulaire ne dépend que de l'angle zénithal d'incidence, mais parfois, elle dépend aussi de l'angle azimutal. Pour la détermination complète de la caractéristique de la réponse angulaire du spectroradiomètre, nous avons mesuré la réponse angulaire $R(\theta, \phi)$ aux quatre angles azimutaux $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ et 270° .

Les figures 4.19a-d présentent les réponses angulaires en fonction de l'angle zénithal pour les angles azimutaux $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ et 270° . La réponse angulaire à l'angle zénithal de 80° diminue d'environ 20% par rapport au diffuseur parfait. La similitude entre les 4 figures 4.19 montre que la réponse angulaire dépend principalement de l'angle zénithal, mais peu de l'angle azimutal.

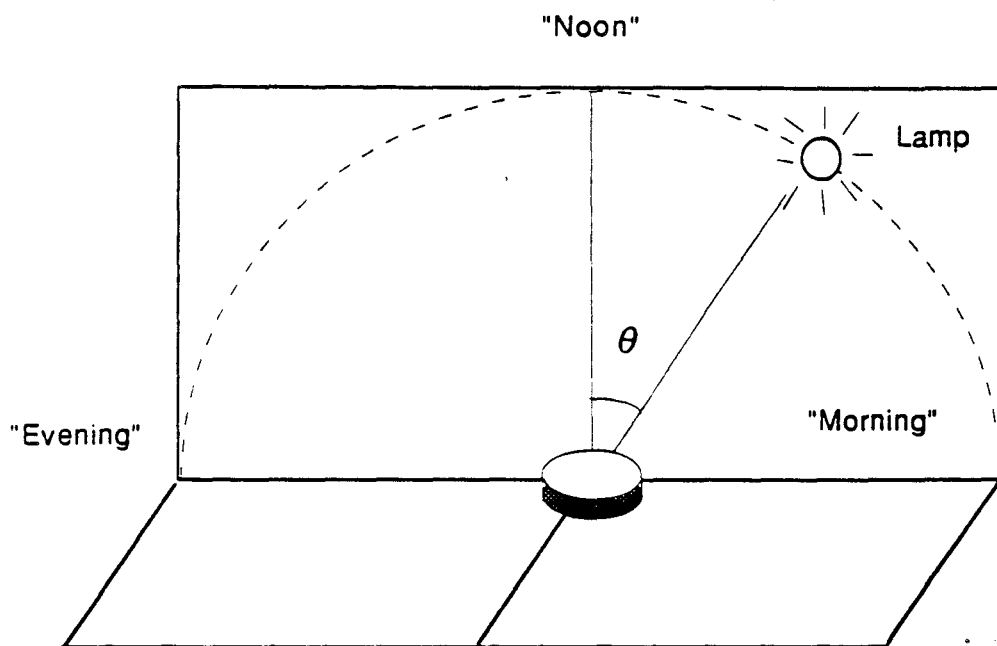


Figure 4.18 Schéma de principe pour déterminer la réponse angulaire

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

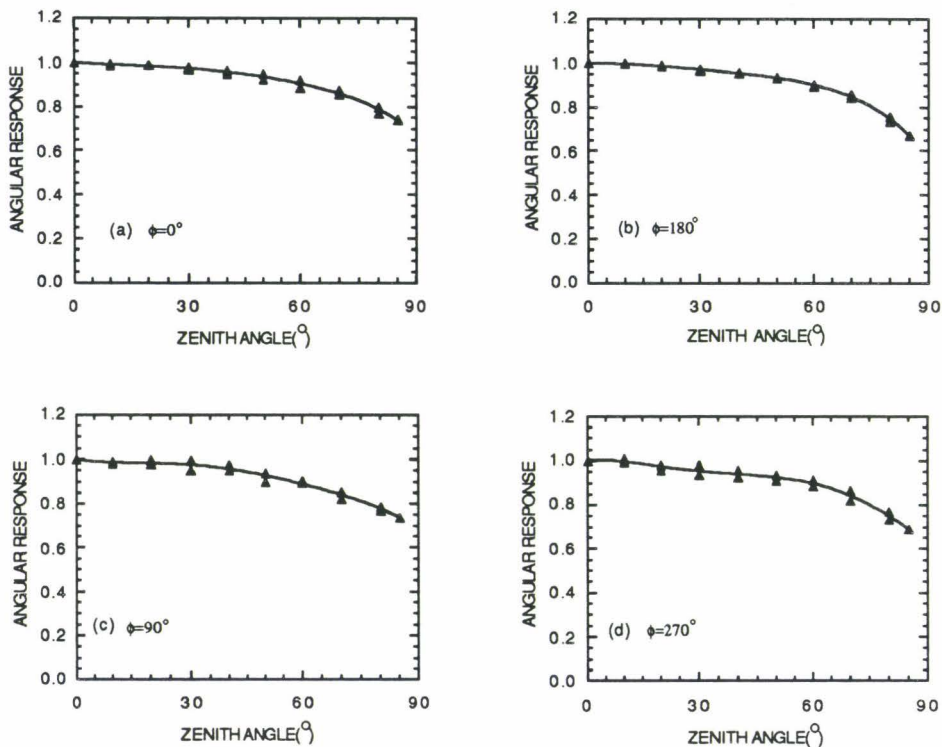


Figure 4.19. Réponses angulaires en fonction de l'angle zénithal de la lampe pour les angles azimutaux (a) 0° , (b) 180° , (c) 90° , et (d) 270° .

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

Maintenant que la réponse angulaire est connue, il faut évaluer son effet et sa correction.

En séparant $L_\lambda(\mu)$ en rayonnement direct transmis $L_\lambda^{dir}(\mu)$ et en rayonnement diffus $L_\lambda^{dif}(\mu)$, on a

$$F_\lambda = 2\pi \int_0^1 [L_\lambda^{dir}(\mu) + L_\lambda^{dif}(\mu)] R(\mu) \mu d\mu. \quad (4.18)$$

Supposons que la répartition du flux diffus soit isotrope, le flux global reçu par le spectroradiomètre peut s'exprimer par deux facteurs $R(\mu_s)$ et β :

$$F_\lambda = R(\mu_s) F_\lambda^{dir} + \beta F_\lambda^{dif} \quad (4.19)$$

où

$$\beta = 2 \int_0^1 \mu R(\mu) d\mu, \quad (4.20)$$

μ_s est l'angle solaire zénithal.

A partir de l'Eq.(4.19), on voit tout de suite que le diffuseur actuel réduit le flux direct d'un facteur $R(\mu_s)$ et le flux diffus d'un facteur β .

Prenons le spectroradiomètre de l'Université d'Innsbrück qui était à Garmisch-Partenkirchen durant la troisième campagne de l'Intercomparaison Européenne des Spectroradiomètres Ultraviolets comme exemple. Pour ce spectroradiomètre, la réponse angulaire est présentée sur la figure 4.20, β a la valeur de 0.86. Cela signifie que le spectroradiomètre a perdu 14% du flux diffus. A partir de l'Eq.(4.19), on voit également que, lorsque l'angle solaire zénithal est très grand, le spectroradiomètre sous-estime le flux direct d'un facteur important $(1 - R(\mu_s))$. La figure 4.21 présente les rapports du flux global avec la perte à celui sans perte pour les 4 angles solaires zénithaux le 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen. On voit que le spectroradiomètre a perdu 8% du flux global à l'angle solaire zénithal de 29°, et 13-18% pour 62°-72°. La correction de la réponse angulaire peut donc être très importante.

Pour le spectroradiomètre de l'USTL duquel les réponses angulaires pour 4 angles azimutaux sont présentées sur la figure 4.19, il perd 6% du flux global pour l'angle

solaire zénithal de 29°, et 8-10% pour 62°-72°.

4.10 Linéarité de la Réponse du Spectroradiomètre

Dans la section d'étalonnage du spectroradiomètre nous avons supposé que celui-ci répond linéairement au signal lumineux extérieur dans la gamme d'utilisation. Pour vérifier cette affirmation, nous avons effectué une série de mesures devant une lampe étalon à des distances différentes du diffuseur. En considérant que le flux lumineux produit par la lampe étalon est inversement proportionnel au carré de la distance et que le flux lumineux à une distance donnée est connu, on peut réaliser la relation entre le flux extérieur et le signal mesuré à une longueur d'onde quelconque. Les mesures ont été réalisées à l'IASB et sont présentées sur la figure 4.22. Cette figure indique que le spectroradiomètre fonctionne bien d'une façon linéaire pour un signal à 500 nm inférieur à $500 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$. Or, le rayonnement solaire pourrait être beaucoup plus fort, dans ce cas la linéarité de la réponse du spectroradiomètre reste à déterminer. On pourrait utiliser un soleil artificiel très fort avec des filtres de transmission bien connue.

4.11 Plus Faible Signal Détectable par le Spectroradiomètre

Le signal sorti du spectroradiomètre contient une contribution due à la lumière parasite et au courant d'obscurité du photomultiplicateur. Lorsque le signal est très faible, ce qui est le cas aux courtes longueurs d'onde pour le rayonnement solaire, il est couvert par ces signaux parasites.

Pendant la semaine de préparation pour la campagne CAMSSUM (*Calibration and Maintenance of Standards for Solar UV Measurements*), nous avons mesuré les niveaux du courant d'obscurité avec différentes tensions dans une salle obscure. Le spectroradiomètre a été très bien couvert par du tissu noir. Ces mesures donnent 1,1 cts/s pour la haute tension de 750 V, 3,2 cts/s pour 1000 V et 12 cts/s pour

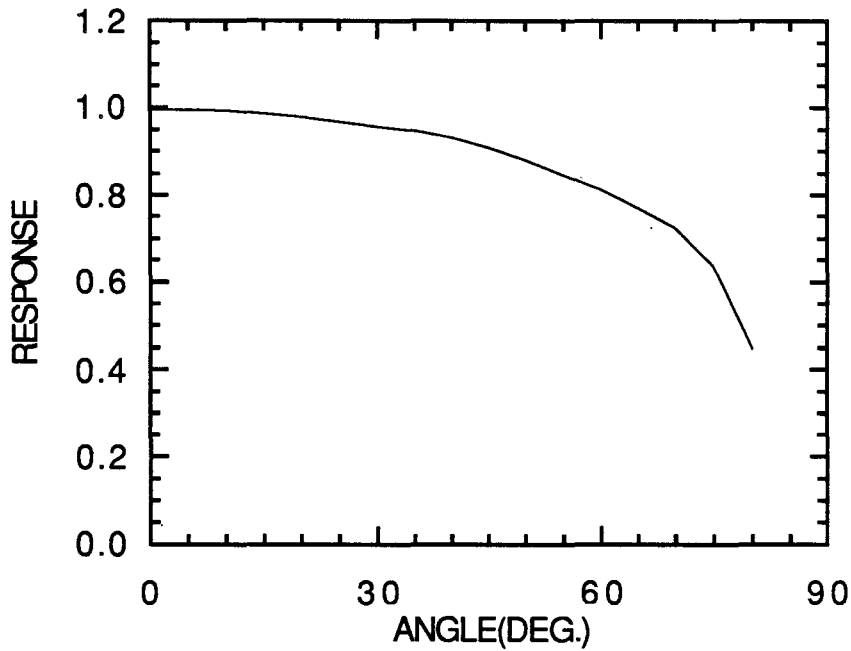


Figure 4.20. Réponse angulaire du spectroradiomètre de l'Université d'Innsbruck.

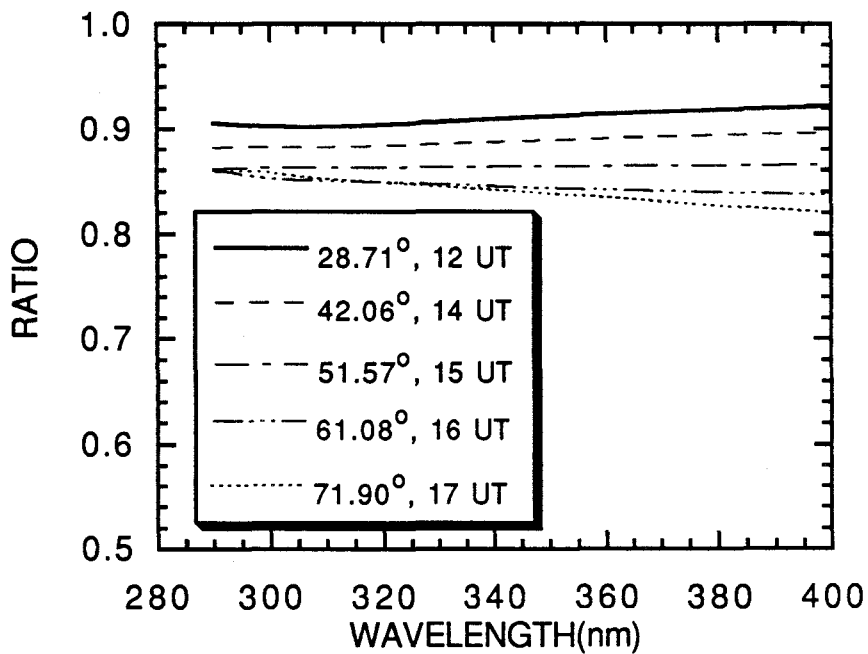


Figure 4.21. Correction due à la réponse angulaire pour le spectroradiomètre de l'Université d'Innsbruck aux angles solaires zénithaux 28,71°, 42,06°, 51,57°, 61,08° et 71,90°.

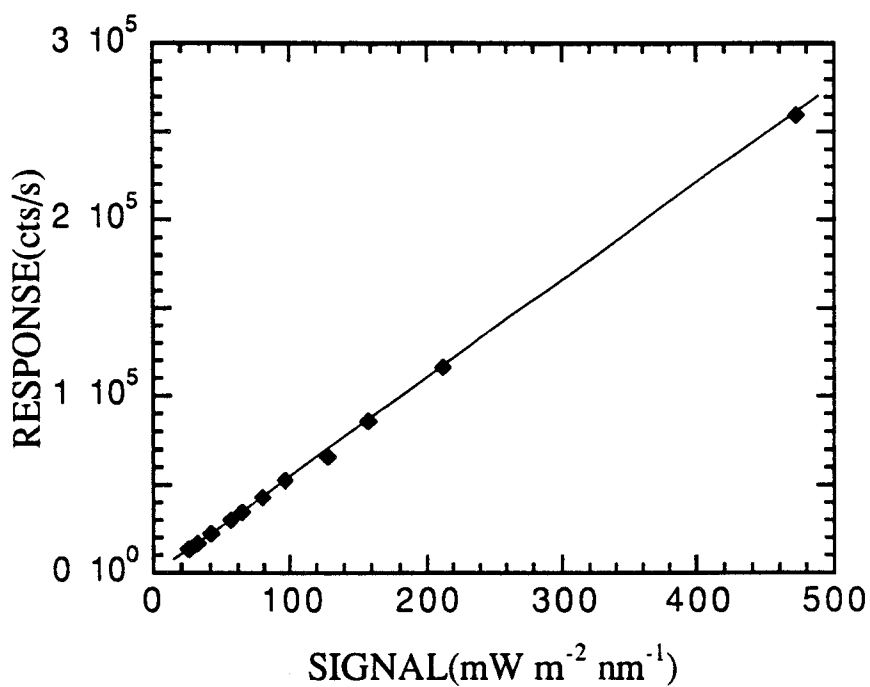


Figure 4.22. Linéarité de la réponse du spectroradiomètre au signal extérieur.

1200 V. Sachant que le signal maximum permis, soit 10^6 cts/s, correspond environ à $2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ pour 750 V et environ à $0.24 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ pour 1000 V, sans compter la contribution de la lumière parasite, nous aurons le plus faible signal détectable d'environ $10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ pour 1000 V (même niveau que le spectroradiomètre de l'Université d'Innsbrück), et $10^{-5} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ pour 750 V. Bien entendu, nous pouvons utiliser des tensions différentes pour les niveaux différents du rayonnement solaire. Nous devons d'abord nous efforcer de réduire la lumière parasite pour notre appareil. Cette lumière parasite limite sans doute fortement le plus faible signal détectable, mais nous l'avons pas encore étudiée. Mettre l'appareil dans une boîte noire peut être une bonne solution.

4.12 Comparaison avec les Mesures du Spectroradiomètre de l'IASB

L'observation combinée a été effectuée les 2 et 3 Mai 1994 à Bruxelles, Belgique et Villeneuve d'Ascq, France. Le spectroradiomètre de l'IASB est déjà bien validé par les trois intercomparaisons européennes entre les spectroradiomètres (Gardiner et Kirsch, 1992, 1994a, 1994b).

Le site d'observation à Bruxelles est sur le toit du bâtiment de l'IASB qui se situe sur une colline. L'équipe de l'IASB fait en routine des mesures du rayonnement solaire ultraviolet avec leur propre spectroradiomètre. De plus, ils font des mesures auxiliaires, telles que la quantité totale d'ozone. Le sondage du profil d'ozone de l'Institut Royal Météorologique de Belgique est disponible. Le site d'observation à Villeneuve d'Ascq se situe sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL. Il n'y a pas d'obstacle important sur l'horizon. Nous avons mesuré le rayonnement solaire ultraviolet et également l'épaisseur optique atmosphérique avec le photomètre CIMEL aux 4 canaux: 1,02, 0,87, 0,68 et 0,45 μm .

Nous comparons les mesures du rayonnement ultraviolet obtenus par les spectroradiomètres de l'IASB et du LOA, ainsi que les doses effectives d'UV et d'UV-B définies ci-dessous.

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

Les mesures du rayonnement ultraviolet du 2 et 3 Mai 1994 du LOA et de l'IASB sont présentées sur les figures 4.23-26. Les deux mesures présentent la même structure.

Avant d'étudier plus en détails ces spectres, nous comparons des quantités intégrées. Nous définissons ici l'intégration entre 280-320 nm comme *dose effective d'UV-B* et celle entre 280-400 nm comme *dose effective d'UV*.

Bien que les deux sites d'observation soient distants d'environ 100 km, les angles solaires zénithaux présentés sur la figure 4.27 sont très proches à la même heure, et leur différence peut donc être négligée dans la comparaisons entre les mesures des deux spectroradiomètres.

En examinant bien les mesures du LOA, on a trouvé qu'il y avait des décalages de longueur d'onde au fur et à mesure que l'instrument s'échauffait. Les valeurs précises des ces décalages sont difficiles à déterminer, car les mesures sont effectuées par pas de 0.5 nm. La correction de décalage de longueur d'onde est nécessaire pour la comparaison des dose effective d'UV-B. 1 nm de décalage de longueur d'onde pourrait conduire à plus de 15% d'erreur sur la dose effective d'UV-B. Par contre, le même décalage ne conduit qu'à 6% d'erreur pour la dose effective d'UV. Les doses effectives d'UV-B avec la correction du décalage approximatif de longueur d'onde et les doses effectives d'UV du 2 et 3 Mai de l'IASB et du LOA sont respectivement présentés sur les figures 4.28-31. Comme il manque des données dans les mesures du LOA au delà de 398 nm en raison du dépassement du maximum du signal d'entrée de l'instrument, les doses effectives d'UV entre 280-398 nm du LOA sont comparés avec ceux entre 280-400 nm de l'IASB. Ce remplacement conduira à moins de 6% d'erreur.

Le 2 Mai à Bruxelles, le ciel était clair avec des cirrus sereins. La variation régulière des courbes de dose effective d'UV-B et dose effective d'UV en fonction de l'heure en donnant également la preuve. Le même jour à Villeneuve d'Ascq, la situation était à peu près la même, mais il semble que le ciel était moins serein qu'à Bruxelles. Les mesures d'épaisseur optique atmosphérique à 450 nm (celle de Ray-

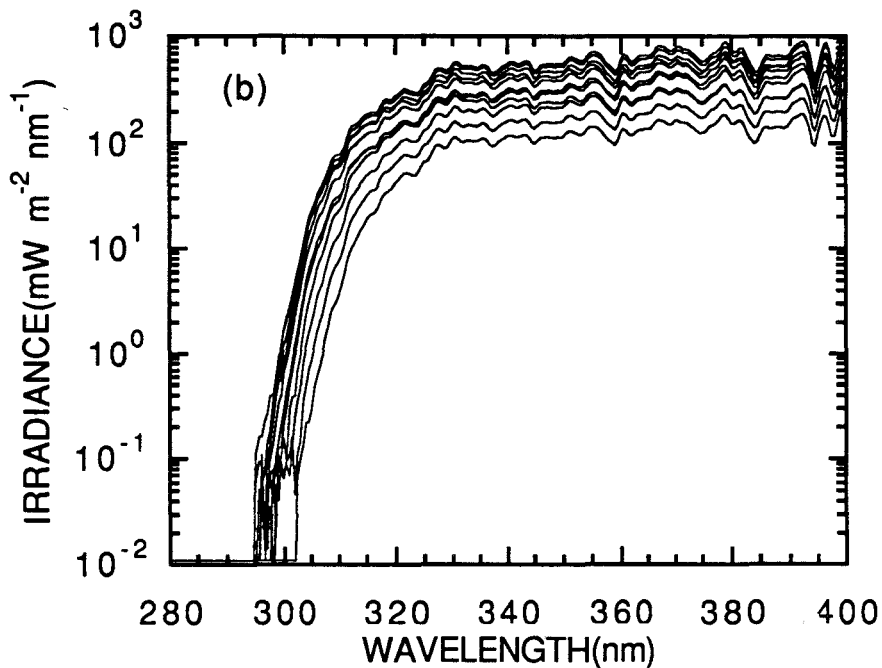
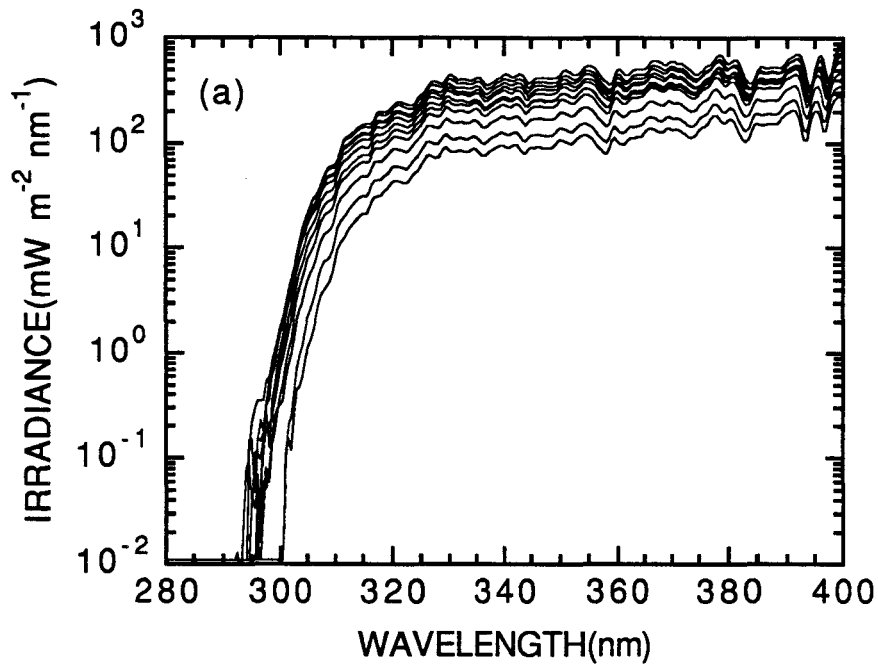


Figure 4.23. Mesures du rayonnement UV sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL, Villeneuve d'Ascq. Le 2 Mai 1994 (a) De 07h00 à 12h00 TU, (b) De 12h30 à 17h00 TU, toutes les 30 minutes.

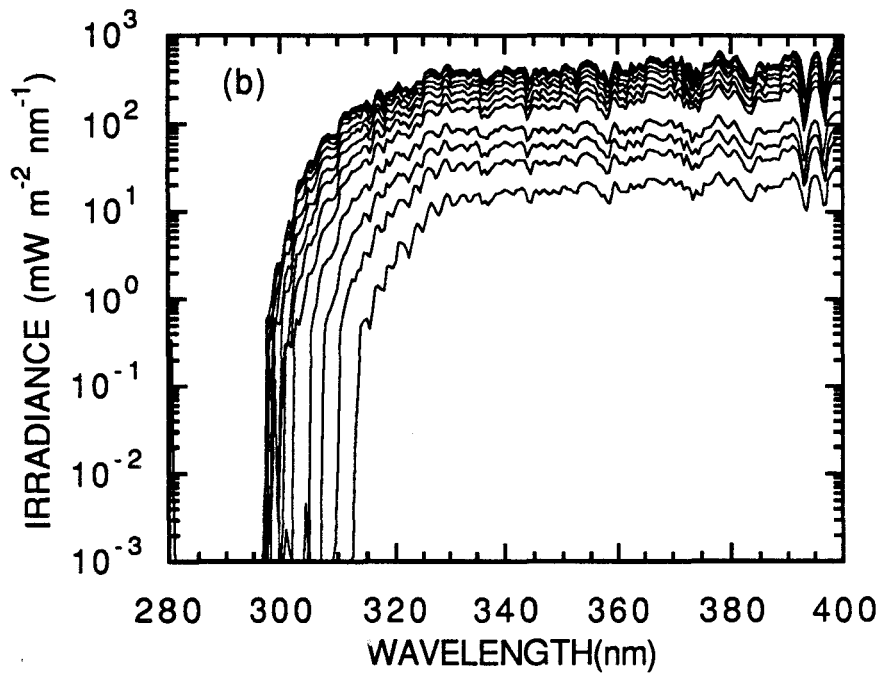
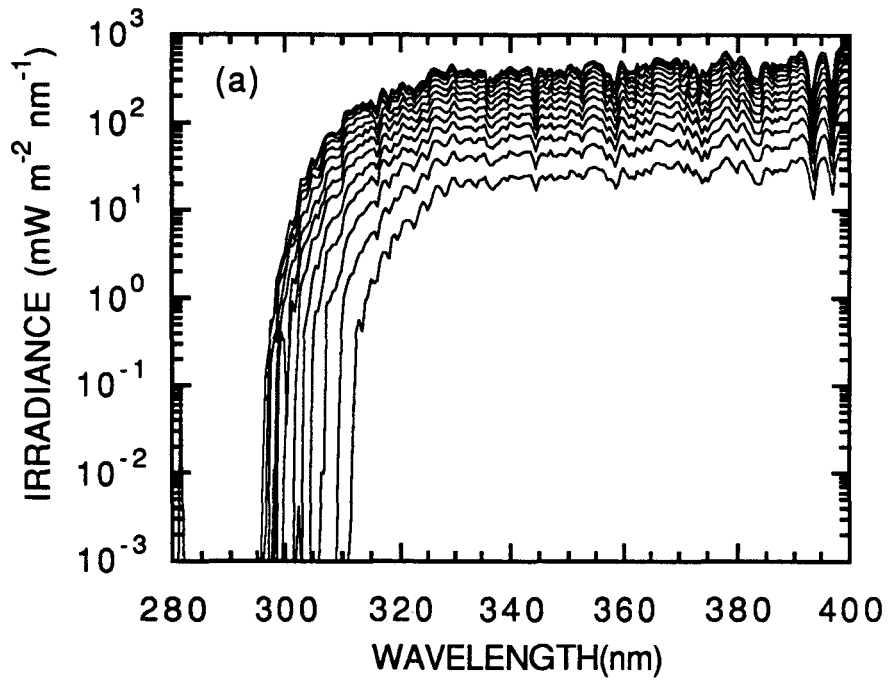


Figure 4.24. Mesures du rayonnement UV à Uccle, Bruxelles. Le 2 Mai 1994 (a) De 06h00 à 12h30 TU, (b) De 13h00 à 19h00 TU, toutes les 30 minutes.

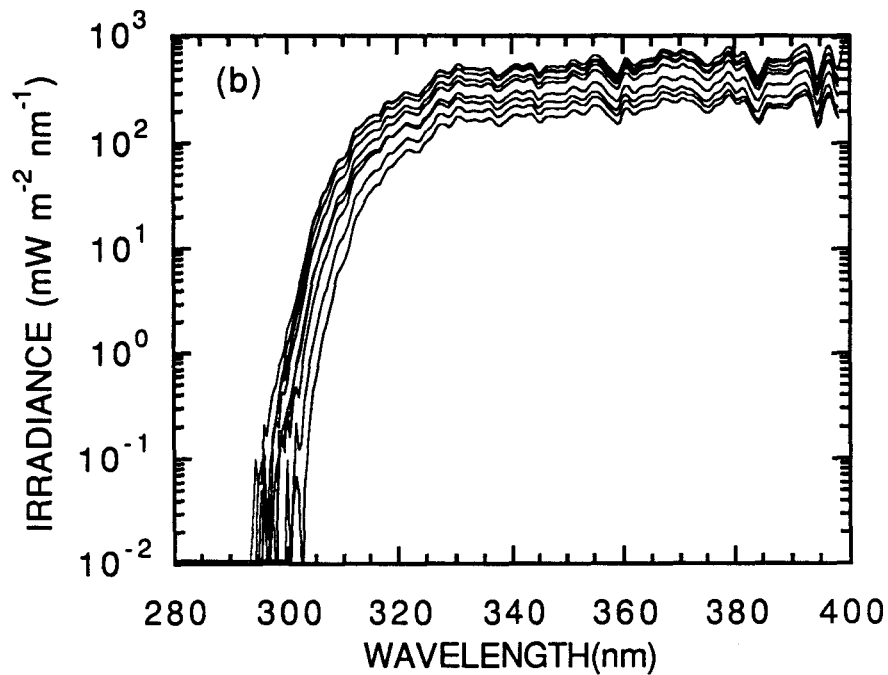
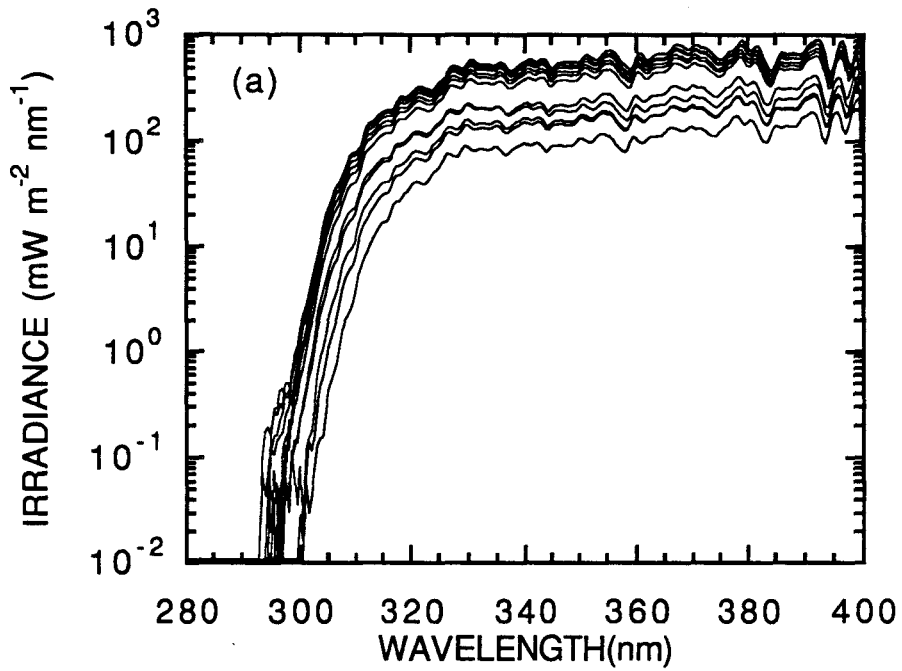


Figure 4.25. Mesures du rayonnement UV sur le toit du bâtiment P5 de l'USTL, Villeneuve d'Ascq. Le 3 Mai 1994 (a) De 06h30 à 12h00, (b) De 12h30 à 16h30 TU, toutes les 30 minutes.

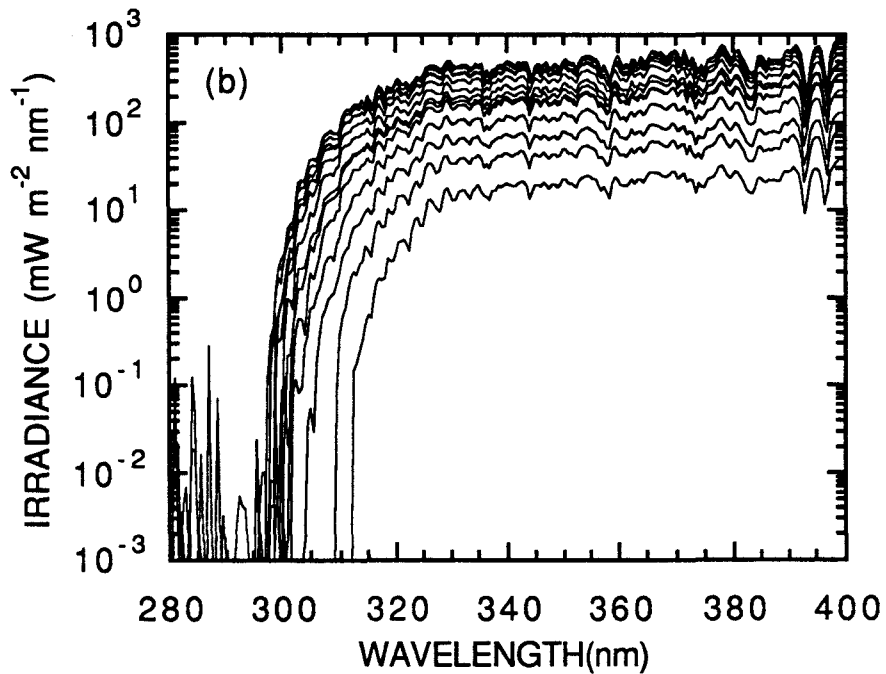
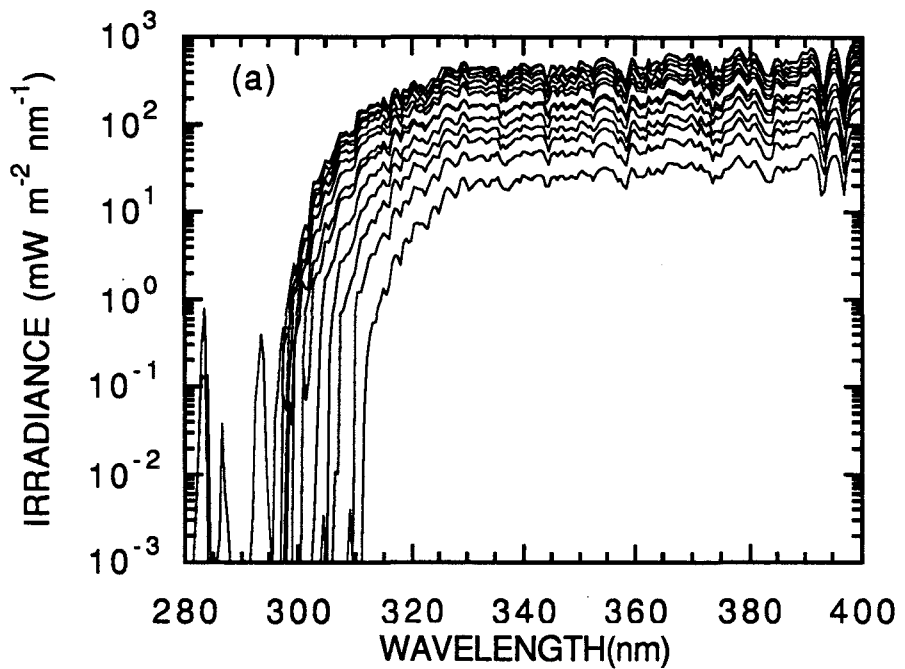


Figure 4.26. Mesures du rayonnement UV à Uccle, Bruxelles. Le 3 Mai 1994 (a) De 06h00 à 12h30, (b) De 13h00 à 19h00 TU, toutes les 30 minutes.

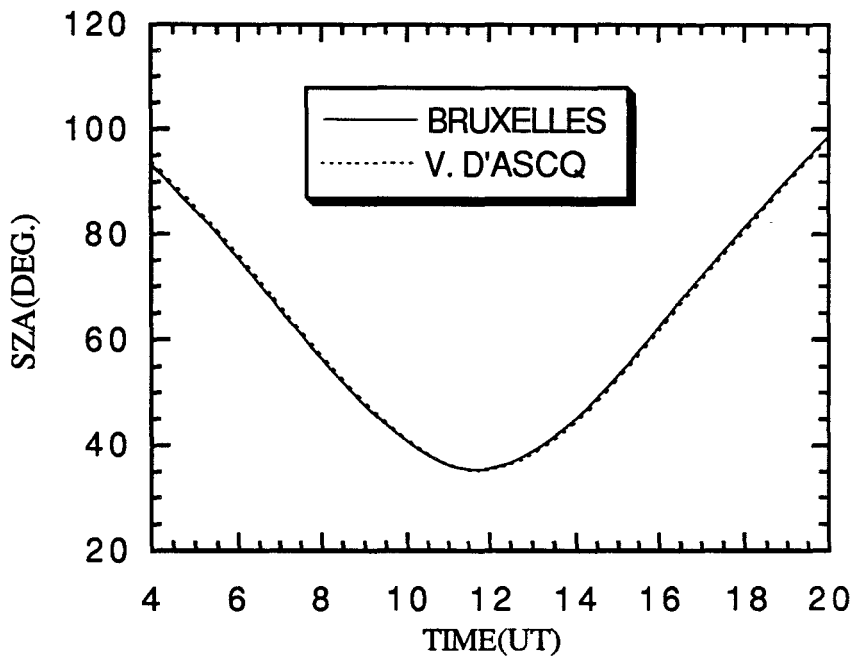


Figure 4.27. Angles zénithal solaire à Bruxelles, Belgique et à Villeneuve d'Ascq, France en fonction de l'heure.

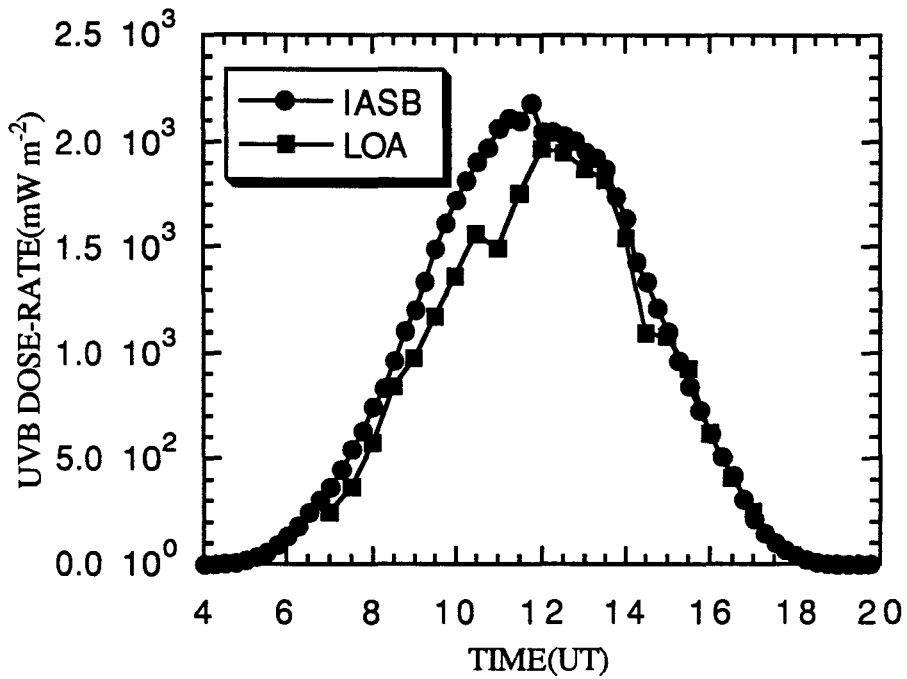


Figure 4.28. Doses efficaces de l'UV-B mesurées le 2 Mai par l'IASB et le LOA après la correction des décalages de longueur d'onde.

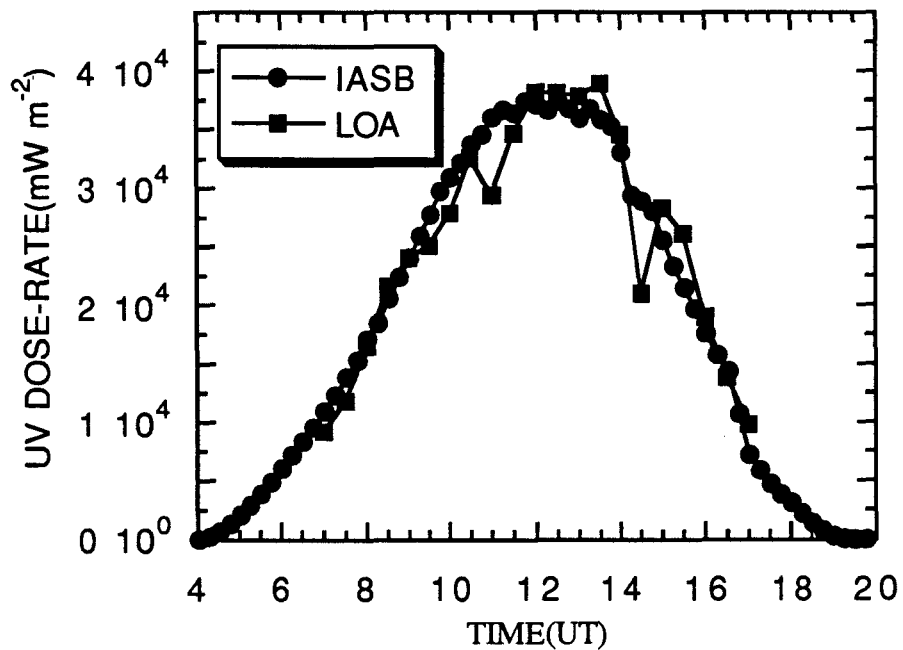


Figure 4.29. Doses efficaces de l'UV mesurées le 2 Mai par l'IASB et LOA.

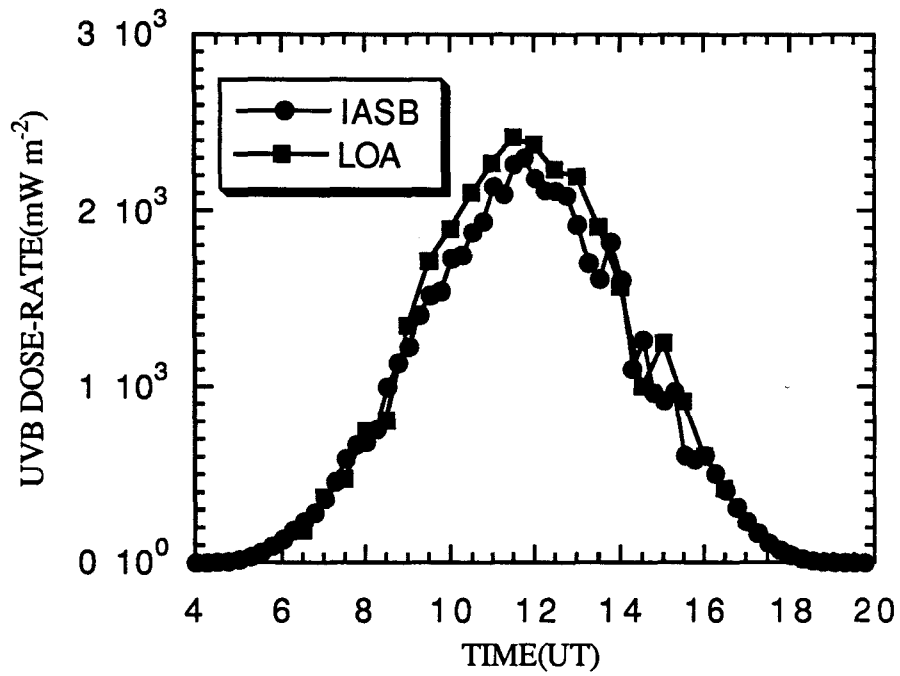


Figure 4.30. Doses effectives de l'UV-B mesurées 3 Mai par l'IASB et le LOA après la correction des décalages de longueur d'onde.

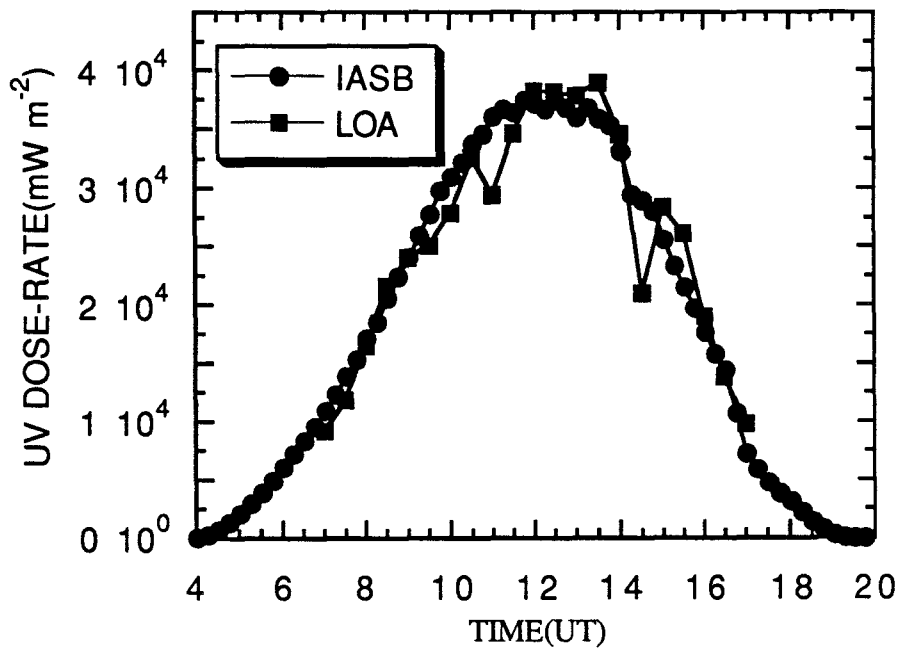


Figure 4.31. Doses effectives de l'UV mesurées le 3 Mai par l'IASB et LOA.

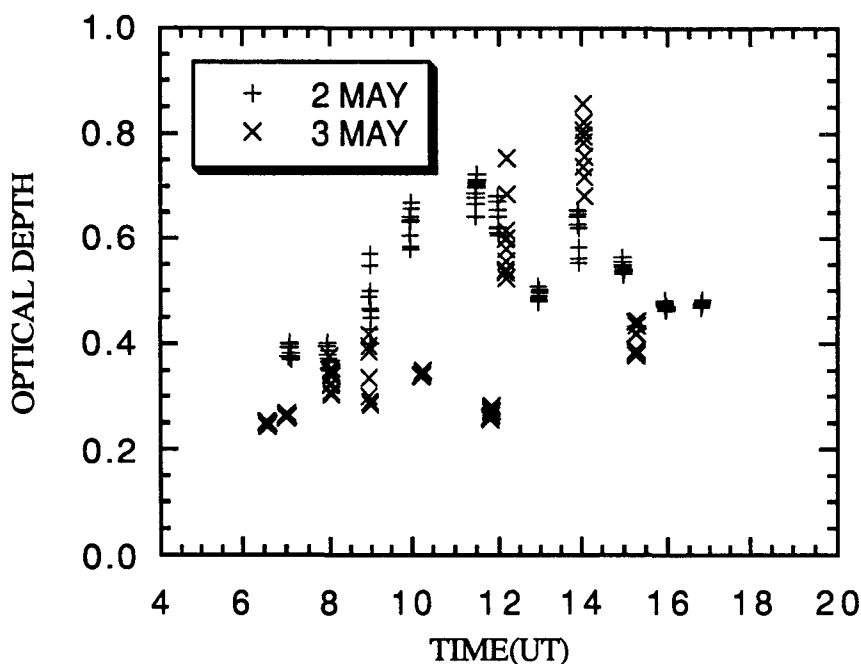


Figure 4.32. Épaisseur optique atmosphérique des 2 et 3 Mai 1994 à Villeneuve d'Ascq, France (celle des molécules est enlevée).

leigh est enlevée) sur la figure 4.32 indiquent que les couches de cirrus de 09h à 14h TU étaient variables, avec une épaisseur optique entre 0,4 et 0,7 et elles étaient plus épaisses vers midi.

Le lendemain (3 Mai) à Bruxelles ainsi que à Villeneuve d'Ascq, le ciel était clair, mais avec des cirrus variables ou hétérogènes. La structure de doses effectives d'UV-B et d'UV l'indiquent. A Villeneuve d'Ascq, l'épaisseur optique atmosphérique à 450 nm variait entre 0,25 et 0,8 (celle des molécules a été enlevée).

Selon la situation du ciel, les 2 et 3 Mai aux deux sites d'observation sont adaptable pour la comparaison entre les deux mesures.

Sur les figures 4.28 et 4.29 (2 Mai), on voit que les doses effectives d'UV-B du LOA mesurées avant 12h00 TU sont en général 20% plus faibles que celles de l'IASB, après 12h00 TU, elles deviennent proches de celles de l'IASB. Les doses effectives

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

d'UV du LOA sont voisines de celles de l'IASB; Dans la matinée du 2 Mai, il est probable que les cirrus à Villeneuve d'Ascq étaient plus épais qu'à Bruxelles, les deux petites chutes à 11h00 TU et à 14h30 TU sont sûrement liées à la perturbation des couches de cirrus plus épaisses.

Sur les figures 4.30 et 4.31 (3 Mai), on voit que les doses effectives d'UV-B et d'UV du LOA sont toutes les deux en général plus importantes que celles de l'IASB, surtout les doses effectives UV. Ce résultat est en accord avec le fait que le ciel de ce jour-là à Villeneuve d'Ascq est plus clair qu'à Bruxelles. La variation irrégulière des doses effectives d'UV-B et d'UV aux deux sites d'observation est liée à la variation irrégulière des couches de cirrus.

Quelques mesures du rayonnement solaire du LOA et de l'IASB et les rapports entre les mesures des deux groupes sont présentées sur les figures 4.33a-d et 4.34a-d. Sur les mesures du 2 Mai à 12 heures (TU), les irradiances spectrales du LOA entre 300-320 nm et entre 370-400 nm sont au maximum 25% plus faibles que celles de l'IASB, par contre les deux spectres entre 320-370 sont en bon accord (< 10%). Sur les mesures du 2 Mai à 16 heures (TU), du 3 Mai à 12 heures (TU) et à 16 heures (TU), les spectres entre 280-320 nm sont toujours plus faibles que ceux de l'IASB, par contre les spectres entre 320-400 nm sont plus importants que ceux de l'IASB. Ce point est en accord avec le fait que les doses effectives d'UV-B du 2 Mai du LOA sont plus faibles que celles de l'IASB et que les doses effectives d'UV sont plus importantes que celles de l'IASB.

Une analyse plus poussée n'est pas possible étant donné la distance entre les deux instruments et les possibles différences dans l'état de l'atmosphère, mais les résultats montrent qu'il n'y a pas à priori d'erreur systématique grave, et la prochaine étape sera une comparaison des deux instruments côte à côte à l'IASB.

4.13 Conclusions

Les procédés de caractérisation du spectroradiomètre et les résultats ont été présentés. L'étalonnage absolu du spectroradiomètre et l'étalonnage relatif avec TLS ont été effectués en profitant du dispositif expérimental d'étalonnage de l'IASB. Une méthode pour déterminer la haute tension optimale du photomultiplicateur avant l'étalonnage absolu a été développée. Le réglage de l'échelle de longueur d'onde, la détermination de la fonction fente et de sa largeur ont été étudiées également. Nous avons eu de bonnes réponses angulaires dans toutes les directions azimutales pour notre spectroradiomètre. En prenant le spectroradiomètre de l'Université d'Innsbrück comme un exemple, la correction effectuée pour le flux global due à la réponse angulaire à partir d'une modèle simple nous montre son importance. La linéarité de la réponse du spectroradiomètre a été effectuée. Le plus faible signal détectable par le spectroradiomètre a été discuté.

Nous avons effectué des observations corrélatives les 2 et 3 Mai 1994 à Bruxelles et Villeneuve d'Ascq. Les mesures obtenues par les deux spectroradiomètre sont comparables (Figures 4.28-31, 4.34a-d).

L'étude de la stabilité de la longueur d'onde du spectroradiomètre manifeste la nécessité de stabiliser la température ambiante du monochromateur. On peut, par exemple, mettre le monochromateur dans une boîte isolante avec une unité de ventilation ou de refroidissement pour qu'il fonctionne dans une température ambiante stable.

L'étude de la lumière parasite nous invite à améliorer l'enveloppe du monochromateur pour la rendre plus étanche. Une amélioration simple consiste à mettre le monochromateur dans une boîte noire.

Un dispositif propre pour l'étalonnage absolu, tel qu'une lampe étalon stabilisée et une alimentation pour celle-ci, est nécessaire et urgente pour effectuer l'étalonnage absolu régulièrement et surveiller la stabilité du spectroradiomètre.

CHAPITRE 4. SPECTRORADIOMÈTRE ULTRAVIOLET

L'observation future par tout temps en routine exige de mettre le spectroradiomètre dans une caisse étanche muni d'un hublot. Les fentes plus fines pour le monochromateur permettraient d'avoir une résolution meilleure et sont envisagées pour l'étude de la climatologie de l'UV.

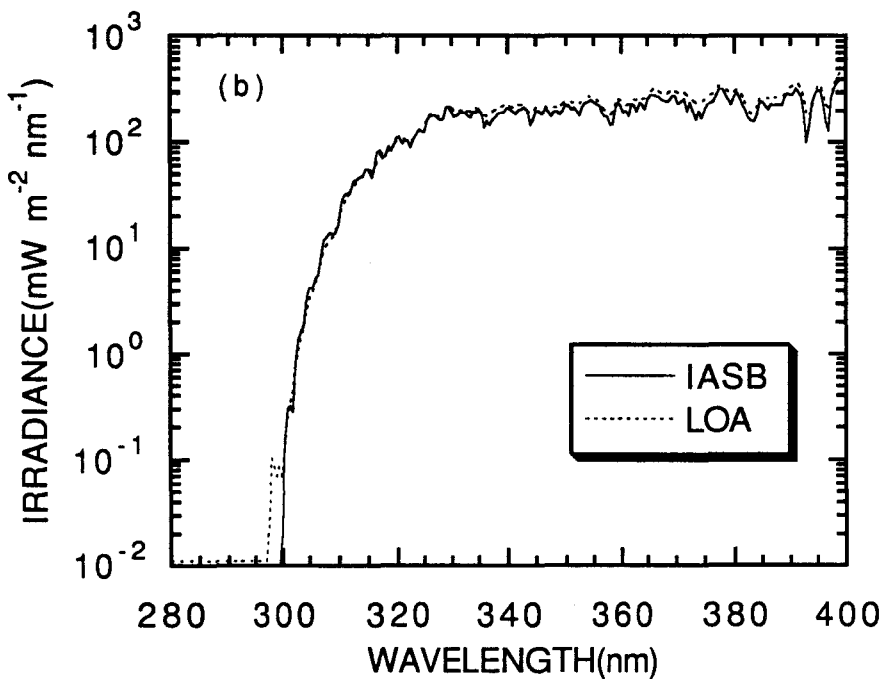
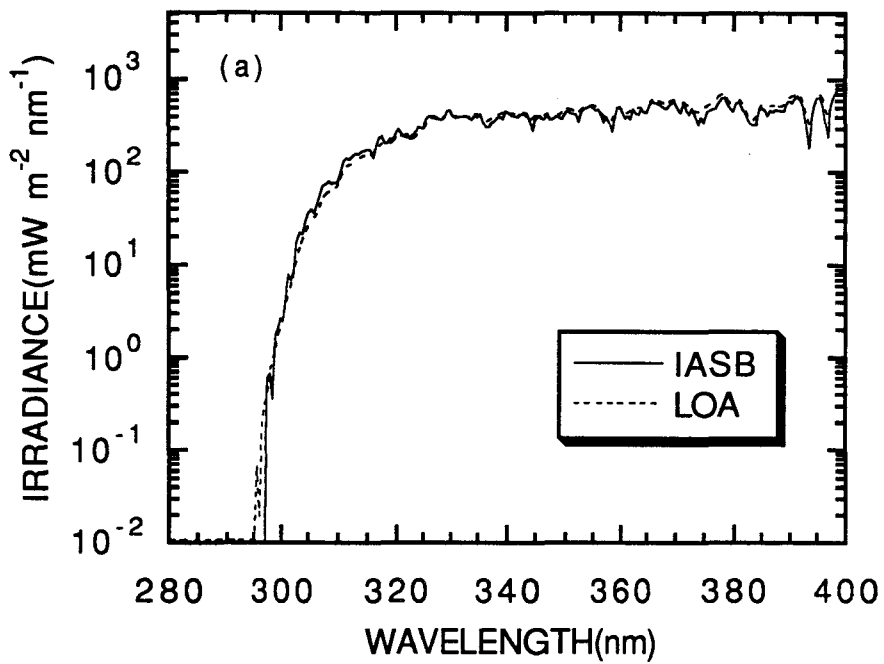


Figure 4.33. Comparaison des mesures du rayonnement UV de l'IASB et du LOA. (a) 12h00 TU, 2 Mai 1994, (b) 16h00 TU, 2 Mai, (c) 12h00 TU, 3 Mai, et (d) 16h00 TU, 3 Mai.

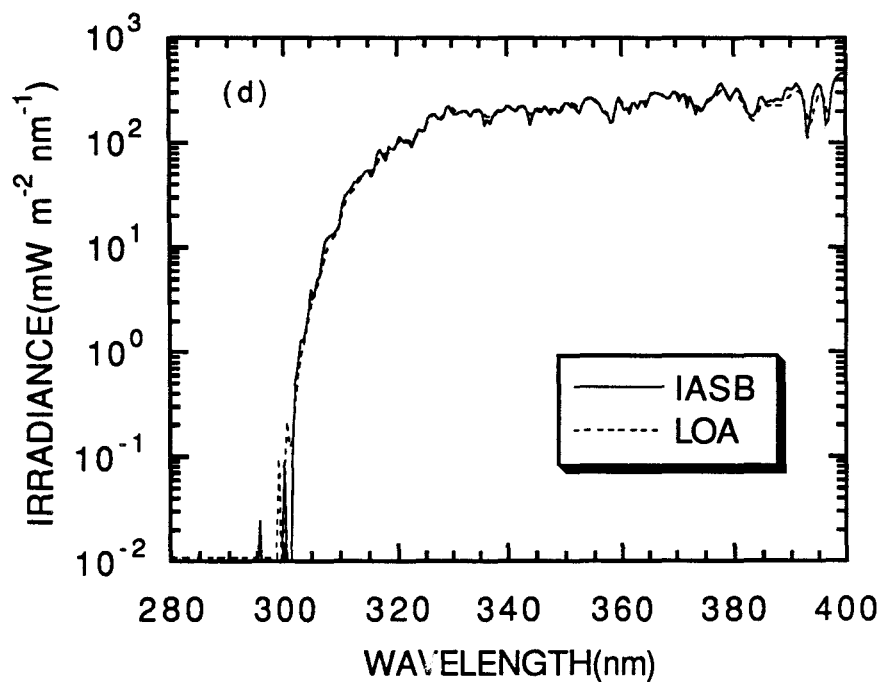
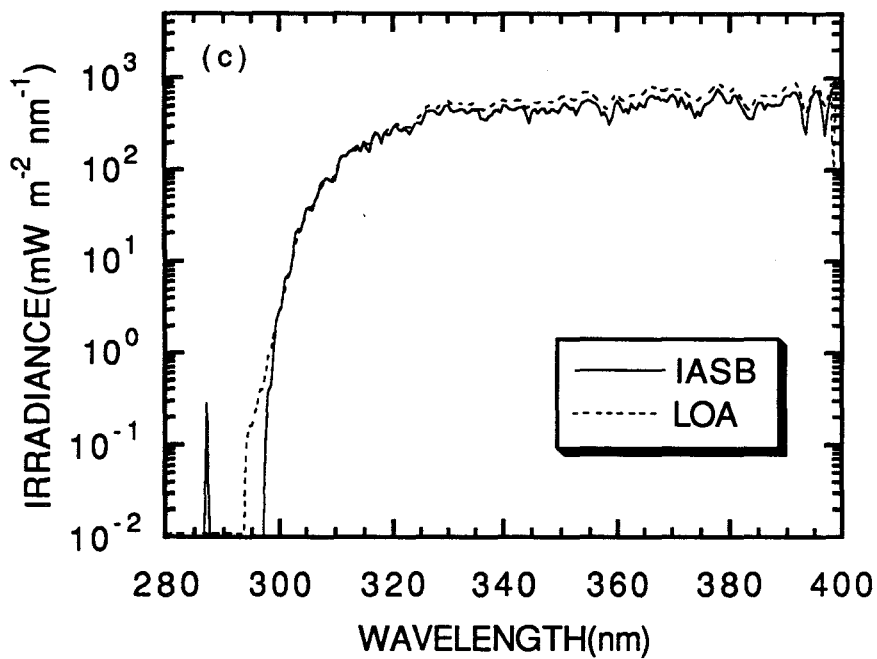


Figure 4.33. Comparaison des mesures du rayonnement UV de l'IASB et du LOA. (a) 12h00 TU, 2 Mai 1994, (b) 16h00 TU, 2 Mai, (c) 12h00 TU, 3 Mai, et (d) 16h00 TU, 3 Mai.

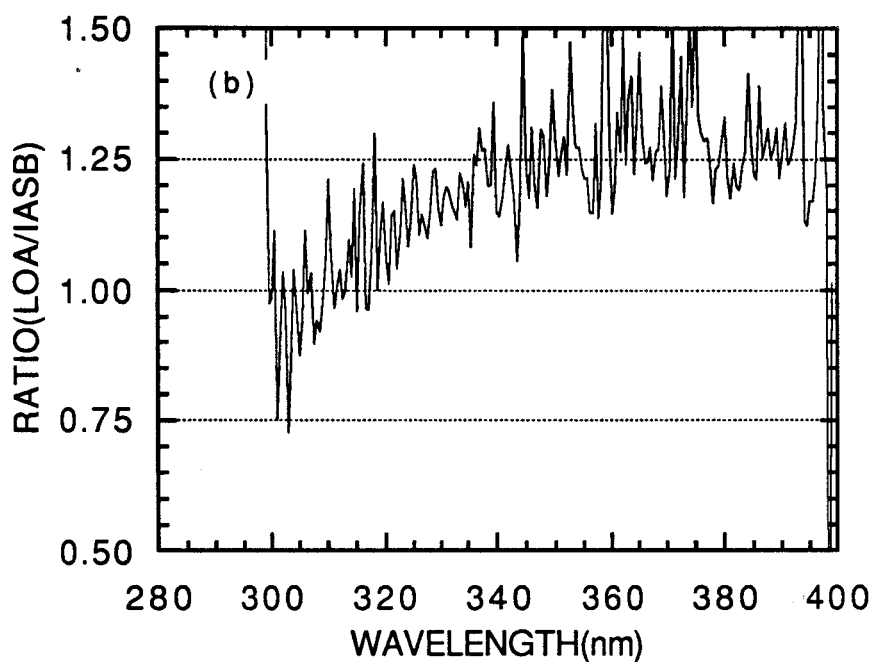
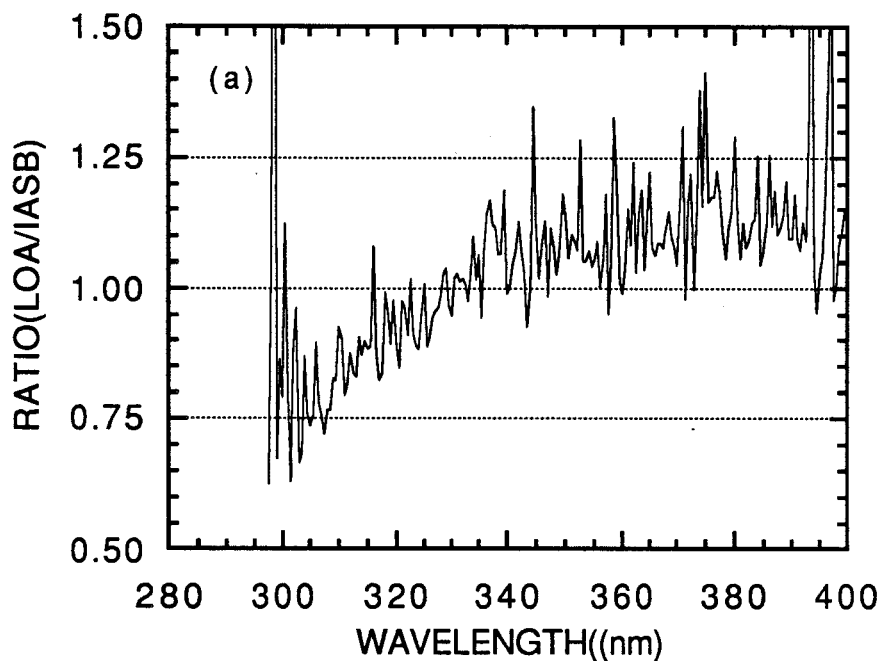


Figure 4.34. Rapports entre les mesures effectuées par les deux groupes. (a) 12h00 TU, 2 Mai 1994, (b) 16h00 TU, 2 Mai, (c) 12h00 TU, 3 Mai, et (d) 16h00 TU, 3 Mai.

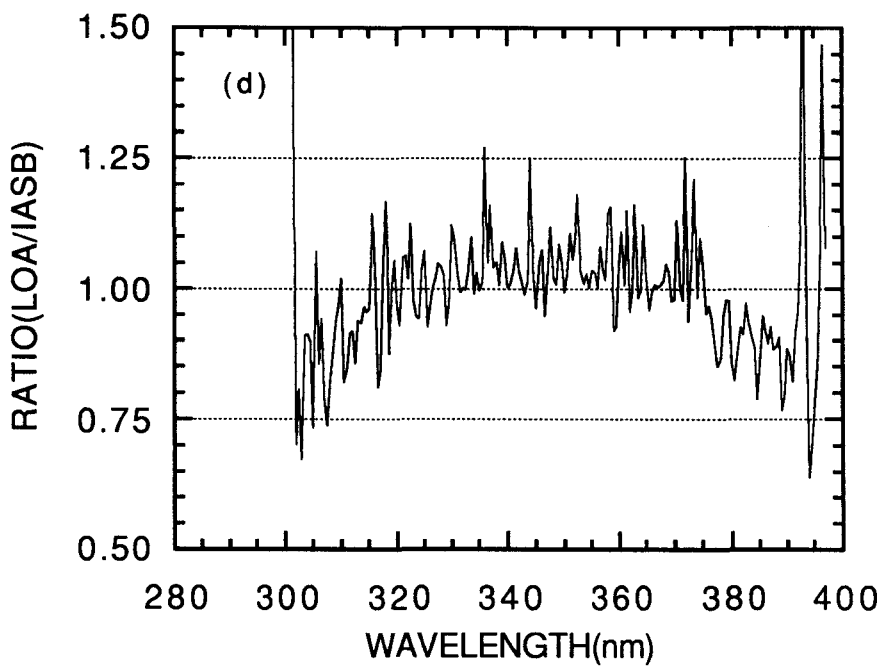
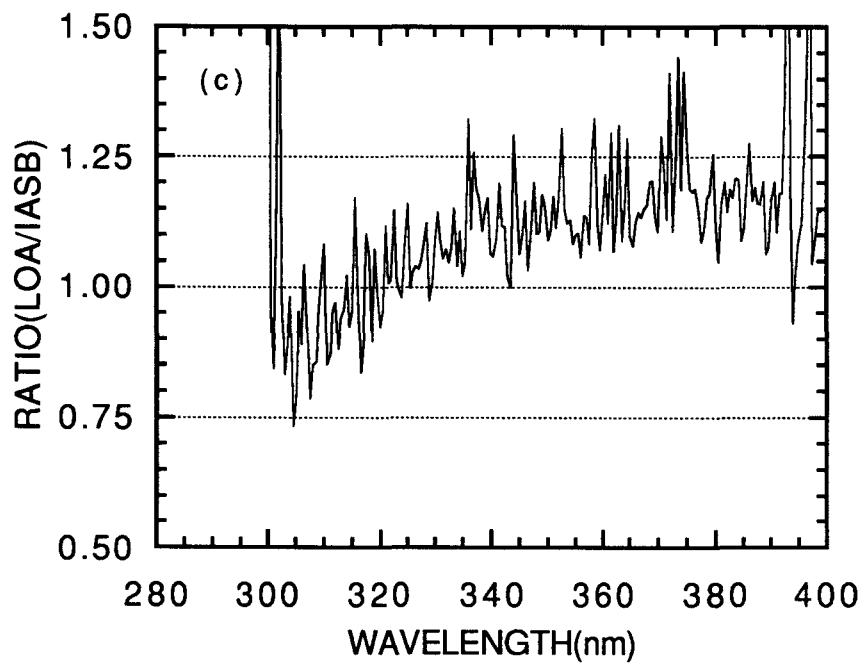


Figure 4.34. Rapports entre les mesures effectuées par les deux groupes. (a) 12h00 TU, 2 Mai 1994, (b) 16h00 TU, 2 Mai, (c) 12h00 TU, 3 Mai, et (d) 16h00 TU, 3 Mai.

Chapitre 5

INTERCOMPARAISON EUROPÉENNE DE SPECTRORADIOMÈTRES ULTRAVIOLETS

5.1 Introduction

Il y a plusieurs équipes scientifiques en Europe qui observent et étudient la variation du rayonnement ultraviolet avec leurs propres spectroradiomètres ultraviolets, chaque appareil ayant été étalonné sous des conditions différentes, sans suivre un critère unique. Tout le monde sait que l'étalonnage absolu de spectroradiomètre ultraviolet est difficile. Si on n'a pas fait l'étalonnage absolu dans des conditions rigoureuse, l'étalonnage sera probablement assez loin de la vérité. Toutes ces équipes font des observations avec des procédures variées. Cela peut largement limiter l'exploitation des données mesurées. De là est née l'idée d'une coopération entre les équipes européennes, supportée par un programme de la Commission des Communautés Européennes STEP-076 " *Determination of Standards for a UV-B Monitoring Network*". Le projet consiste en une intercomparaison des instruments amenés en un même endroit. Le but final est l'établissement d'un réseau en Europe pour surveiller la variation du rayonnement solaire ultraviolet à long terme. Les trois campagnes de cette intercomparaison ont eu lieu, respectivement, deux fois à Panorama en Grèce ($43^{\circ}36'N, 23^{\circ}04'E$) en Juillet 1991 et en Août 1992, et à Garmisch-Partenkirchen en Allemagne ($47^{\circ}28'N, 11^{\circ}04'E$) en Juillet 1993. Le programme a été mis au point au cours d'une première réunion à l'Université de Reading (Angleterre) en Janvier 1991. Notre rôle dans ce programme était d'abord la modélisation du transfert du rayonnement ultraviolet qui permet d'évaluer l'importance des facteurs atmosphériques comme la quantité totale d'ozone, la distribution verticale d'ozone, aérosols, nuages, albédo, etc (Chapitre 1). Cette modélisation permet également de faire l'interpolation entre des sites peu nombreux d'observation, complétant la surveillance du rayonnement ultraviolet au niveau de l'Europe. Ensuite, nous avons été amené à travailler sur un spectroradiomètre développé à Lille par J. L. Bocquet et ses collègues, et qui a pu être intégré dans le programme d'intercomparaisons (Chapitre 4).

Les sites des campagnes de l'intercomparaison ont été choisis en considérant le climat et la saison (la probabilité de temps clair et nuageux exigés par la campagne), les facteurs environnementaux (des obstacles sur l'horizon etc), l'équipement expérimental (salle noire, dispositif pour l'étalonnage, etc), les problèmes de transport et logistique.

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

Le site de la première et de la deuxième campagnes à Panorama se situe sur une colline à l'altitude de 385 m, à 12 km d'une grande ville industrielle, Thessalonique. Les spectroradiomètres ont été posés sur le toit de 50 m² d'un bâtiment, les ordinateurs pour le pilotage et pour l'analyse des données installés dans la salle au-dessous. Une salle noire dans le même bâtiment peut servir à l'étalonnage absolu. Il n'y avait pas d'obstacles sur l'horizon. Les bois sombres d'alentour présentent faible albédo ultraviolet du sol.

Le site de la troisième campagne de l'intercomparaison à Garmisch-Partenkirchen en Allemagne, se situe au pied d'une montagne à l'altitude de 730 m, à une distance de 3 km d'une petite ville touristique, Garmisch-Partenkirchen. Les spectroradiomètres participants ont été posés dans une plateforme de 100 m² sur le toit du bâtiment. Le site d'observation était entouré par des bois aux flancs des montagnes ou des pâtures de quelques kilomètres carrés. Il présente également un faible albédo du sol. La salle de manipulation où on a mis les ordinateurs est au-dessous de la plateforme. Il y avait deux salles noires, l'une pour l'étalonnage absolu, et l'autre pour l'étalonnage relatif par *Transportable Lamp System* (voir Chapitre 4).

L'intercomparaison consiste en deux parties: (1) les mesures en laboratoire, tels que l'étalonnage absolu devant la même lampe étalon dans les mêmes conditions, l'étude de la réponse angulaire et de la fonction fente; (2) les mesures extérieures synchronisées avec la même résolution par temps clair et nuageux. Des mesures auxiliaires ont été également effectuées, comme des mesures de l'ozone par un spectromètre Brewer, de l'épaisseur optique atmosphérique par des photomètres, et les données de météorologie ont été également enregistrées, y compris la couverture de nuages.

Nous avons participé à la deuxième campagne à Panorama avec un simple photomètre et à la troisième campagne à Garmisch-Partenkirchen avec notre propre spectroradiomètre et un nouveau photomètre CIMEL. La mesure de l'épaisseur optique atmosphérique nous permet de réaliser la comparaison entre la mesure et le modèle (Chapitre 3).

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

Les équipes scientifiques qui ont participé à ces campagnes pendant trois années s'efforçaient constamment d'améliorer les spécifications de leurs spectroradiomètres ultraviolets. A présent, les spécifications actuelles des spectroradiomètres ultraviolets sont généralement fixées (Appendix D., Setting Standards for European Ultraviolet Spectroradiometers, Gardiner et Kirsch, 1994).

Les spectroradiomètres sont très différents. La majorité des équipes utilisent des photomultiplicateurs (PM) comme détecteur, mais deux équipes prennent des diodes. Les durées du balayage des spectroradiomètres avec photomultiplicateurs sont de 100 à 500 secondes, mais les spectroradiomètres avec une barrette de diodes mesurent tout le spectre solaire simultanément (quelques secondes). Il y avait trois sortes de diffuseurs: teflon, quartz et sphère intégrante. Les bandespassantes varient de 0,5 à 1,6 nm.

Les équipes participantes et leurs instruments seront notés dans la suite par les abréviations ATI, ATW, BE, DEG, DEK, DEM, FR, GB, GR, NLK, NLR et NO, définies ci-dessous:

ATI	Austria · Innsbrück	Institut für Medizinische Physik
ATW	Austria · Vienna	Universität für Bodenkultur
BE	Belgium · Brussels	Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique
DEG	Germany · Garmisch-Par.	Institut für Atmosphärische Umweltforschung
DEK	Germany · Karlsruhe	Botanisches Institut der Universität Karlsruhe
DEM	Germany · Munich	Institut für Biochemische Pflanzenpathologie
FR	France · Lille	Université des Sciences et Technologies de Lille
GB	Great Britain · Reading	University of Reading
GR	Greece · Thessaloniki	University of Thessaloniki
NLK	Netherlands · KNMI	Royal Netherlands Meteorological Institute
NLR	Netherlands · RIVM	National Institute of Public Health
NO	Norway ·	University of Tromsø

5.2 Intercomparaison de l'Étalonnage Absolu en Laboratoire et de la Mesure Extérieure

L'étalonnage d'un spectroradiomètre ultraviolet est effectué en mesurant le rayonnement d'une lampe étalon pour obtenir le coefficient d'étalonnage qui est nécessaire

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

pour interpréter les mesures (section 4.4, Chapitre 4).

Le coefficient d'étalonnage est très sensible à l'état du spectroradiomètre ultraviolet. Si un spectroradiomètre a subi un choc lors du transport ou un changement de structure, on doit refaire l'étalonnage absolu.

La première campagne d'intercomparaison a donné des très grandes différences entre les instruments pour les étalonnages absolus et les mesures extérieures. On pourrait dire que l'observation de l'UV effectué à cette époque par les équipes ne donne qu'une information relative sur la climatologie de l'UV, et l'exploitation de ces mesures est très limitée. La deuxième et la troisième campagnes d'intercomparaison (à Panorama et à Garmisch-Partenkirchen, respectivement) donnent des résultats très améliorés pour l'étalonnage absolu et la mesure extérieure. La figure 5.1 (d'après la figure 1, Gardiner et Kirsch, 1994^b) donne comme exemple la mesure du spectroradiomètre ATI devant la lampe étalon BN133 et la figure 5.2 (d'après la figure 2, Gardiner et Kirsch, 1994^b) donne le rapport des deux mesures successives à la certification de la lampe étalon. Elle montre que pour ce spectroradiomètre l'irradiance spectrale mesurée est de 5% plus élevée entre 250-300 nm et de 2% plus élevée entre 300-500 nm que la certification. Pour les autres spectroradiomètres, la différence entre la mesure et la certification est de quelques pour cents, sauf le spectroradiomètre FR qui participait pour la première fois à cette intercomparaison, avec un seul étalonnage préliminaire. Mais les mesures extérieures par les spectroradiomètres sont encore très différentes. Les figures 5.3-6 (d'après les figures 47, 48, 53 et 54, Gardiner et Kirsch, 1994^b) donnent l'intercomparaison entre les mesures extérieures par les instruments ATI et BE, et ATI et DEM. Elle montre un bon accord vers midi et des grandes différences au matin et au soir.

Le signal reçu est la convolution du signal extérieur et de la fonction fente du spectroradiomètre (Eq. (4.14), Chapitre 4). Cela peut être interprété comme un lissage différent du signal pour les spectroradiomètres ayant des fonctions fentes différentes.

Il est évident que de même un petit décalage de longueur d'onde entre deux spectroradiomètres peut conduire à des ondulations rapides dans le rapport des deux

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

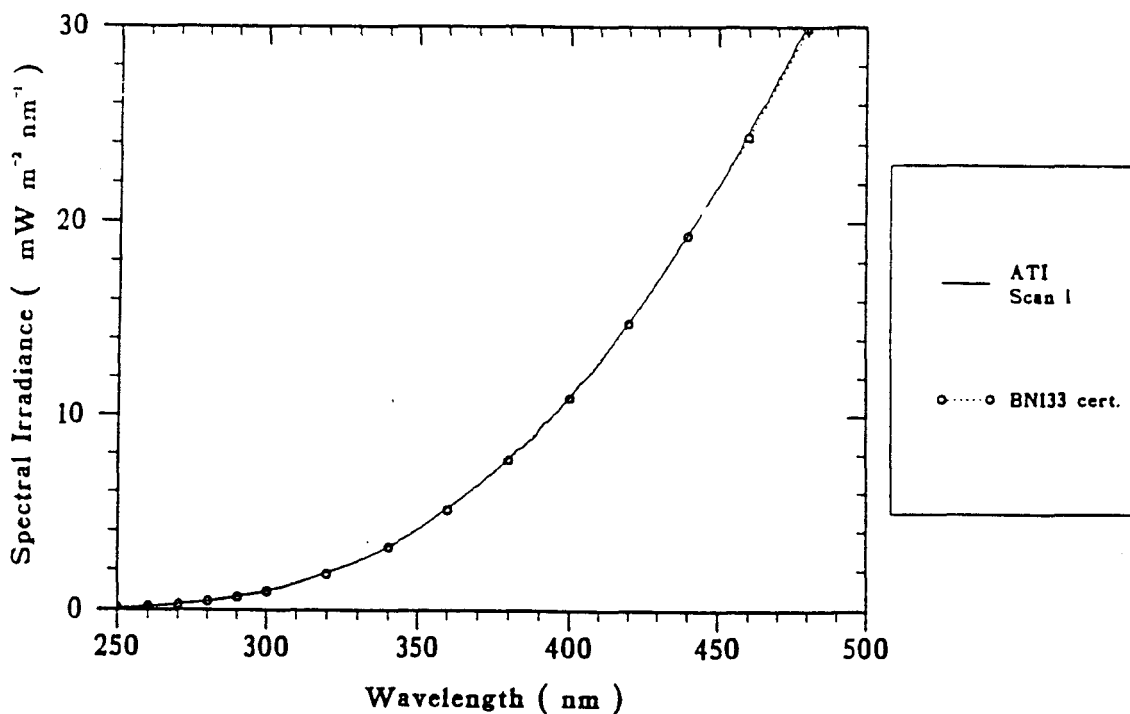


Figure 5.1 Balayage devant la lampe étalon BN133 pour le spectroradiomètre d'ATI pendant la troisième campagne de l'intercomparaison à Garmisch-partenkirchen, Allemagne. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 1.)

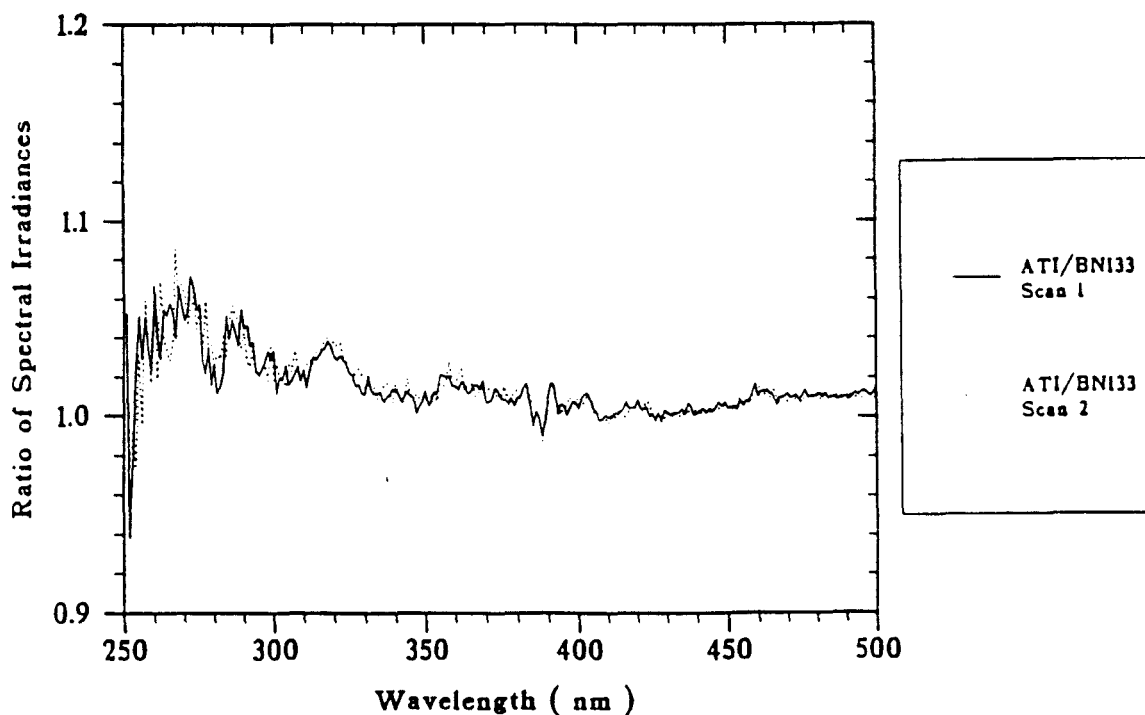


Figure 5.2 Rapport des balayages devant la lampe BN133 à la certification de la lampe étalon pour le spectroradiomètre ATI. (D'après Gardiner et Kirsch, , 1994b, Figure 2.)

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

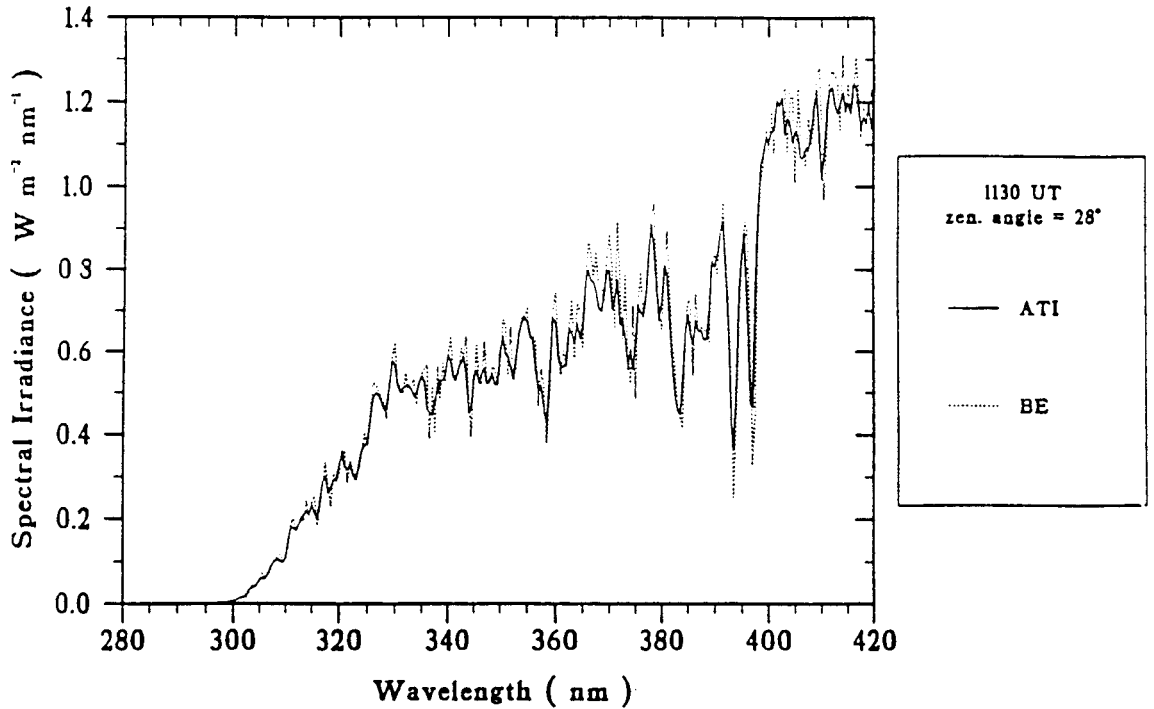


Figure 5.3 Irradiances spectrales solaires globales mesurées par les spectroradiomètres d'ATI et de BE, à 11h30 TU, 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 47.)

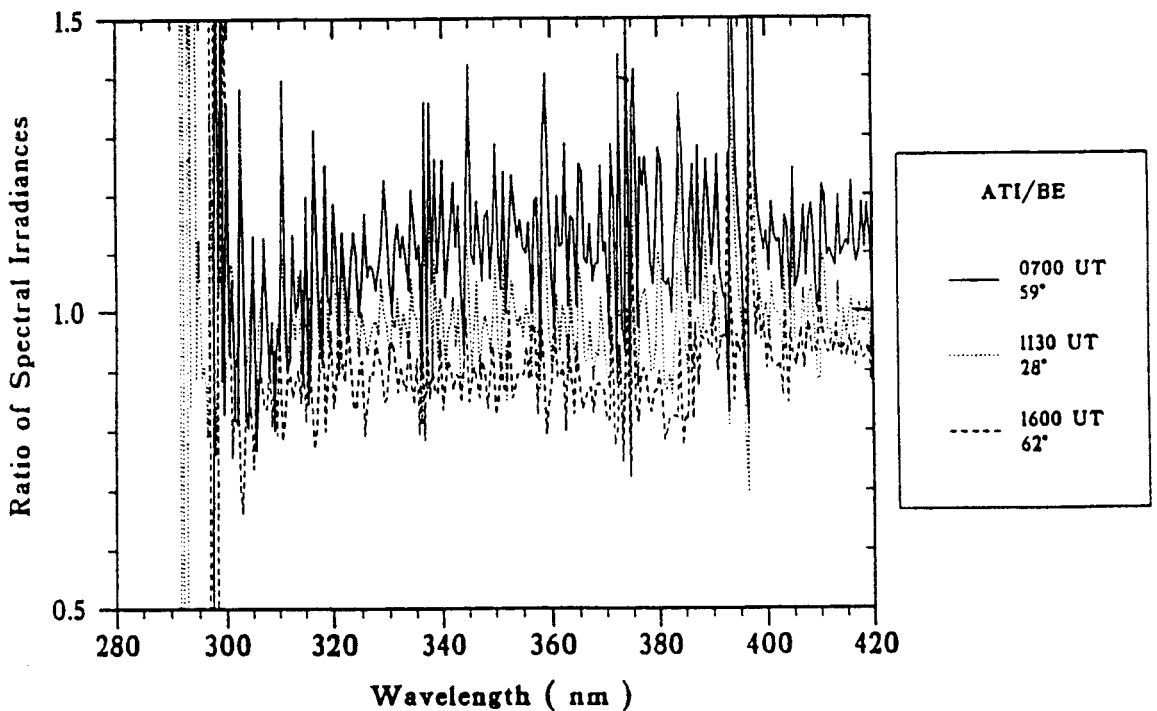


Figure 5.4 Rapport de la mesures d'ATI à celle de BE à 07h00 TU (59°), 11h30 TU(28°), 16h00 TU(62°), 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 48.)

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

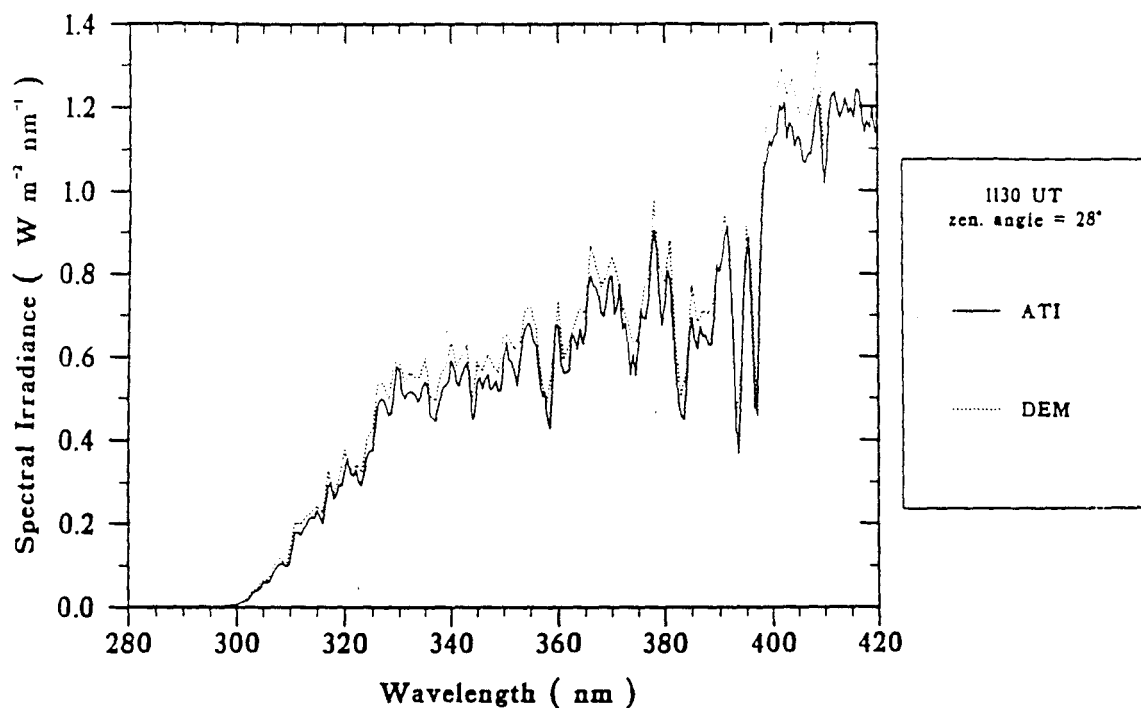


Figure 5.5 Irradiances spectrales solaires globales mesurées par les spectroradiomètres ATI et DEM, à 11h30 TU, 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 53)

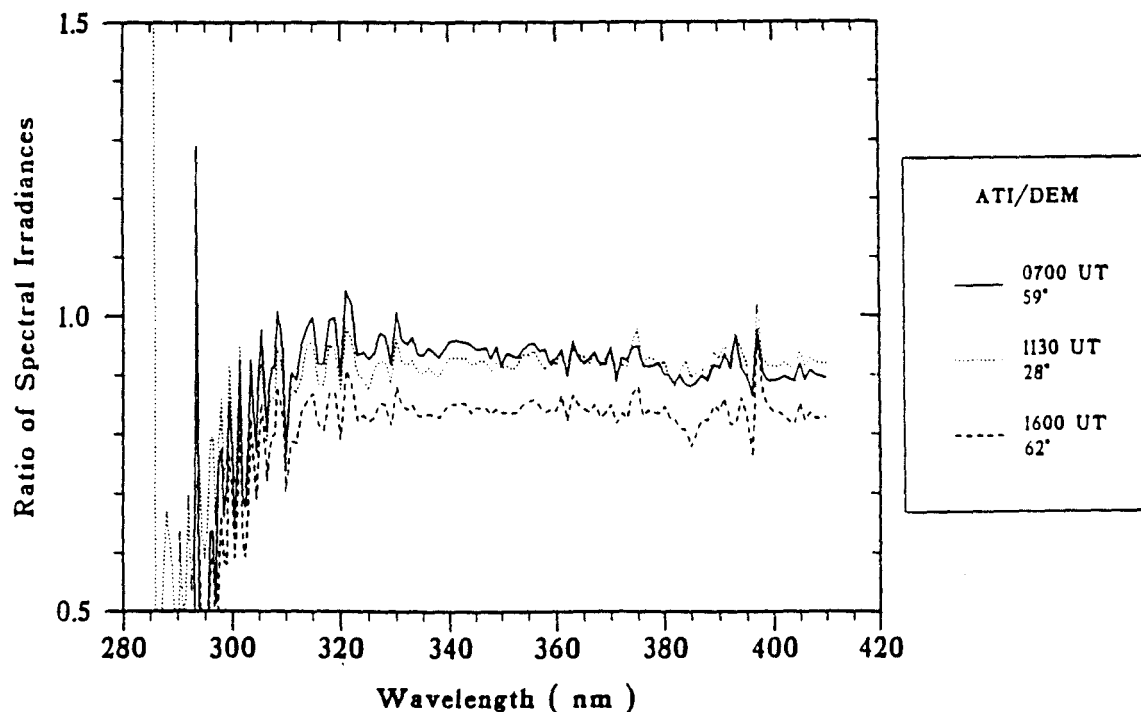


Figure 5.6 Rapport de la mesures ATI à celle de DEM à 07h00 TU(59°), 11h30 TU(28°), 16h00 TU(62°), 24 Juillet 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 54.)

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

mesures, surtout au voisinage des raies de Fraunhofer. Les fonctions fentes différentes donnent non seulement des petits lissages différents, mais aussi des petits décalages différents en longueur d'onde, comme le signal extérieur varie très rapidement. Ceci complique l'intercomparaison.

Les figures 5.7 et 5.8 (d'après les figures 23 et 24, Gardiner et Kirsch, 1994^b) donnent les fonctions fentes de spectroradiomètre ATI et BE à 254, 297 et 404 nm. La bande-passante (FWHM, Full Width at Half Maximum) du spectroradiomètre ATI est 0,9 nm, et celle de BE est 0,5 nm. Les deux bande-passantes sont très différentes. La figure 5.3 (d'après la figure 47, Gardiner et Kirsch, 1994^b) indique que le spectroradiomètre BE mesure de plus hauts pics et de plus profondes vallées que celui d'ATI, pour les raies de Fraunhofer. Les ondulations rapides et irrégulières du rapport (figure 5.4) sont essentiellement dues aux fonctions fentes différentes, ainsi qu'aux petits décalages de longueur d'onde.

La discussion dans la section 9 du chapitre 3 a montré l'importance de la correction due à la réponse angulaire. La figure 5.9 présente les réponses angulaires des spectroradiomètres ATI, BE et DEM. La réponse angulaire de BE est la plus proche de 1. L'équipe de BE a pris deux couches de diffuseurs pour obtenir une telle meilleure réponse angulaire. Pour ces réponses angulaires, suivant la méthode très simple décrite dans la section 9 du chapitre 3, nous avons les rapports du signal mesuré par le spectroradiomètre réel (avec sa réponse angulaire) au signal qui serait mesuré par un spectroradiomètre idéal qui sont présentés sur la figure 5.10. En général, ce rapport est faiblement dépendant de la longueur d'onde et, nous ne le présentons qu'à une longueur d'onde. On voit que le spectroradiomètre de BE ne perd que 2% du signal extérieur vers le midi et que 3% vers le soir par rapport au spectroradiomètre parfait. Mais, le spectroradiomètre DEM perd 6% vers le midi et 10% vers le soir, et l'ATI perd 10% même vers le midi et 15% vers le soir.

La capacité d'un spectroradiomètre à mesurer un faible signal est limitée par la lumière parasite et le courant noir du photomultiplicateur. Les figures 125-128 dans le rapport de Gardiner et Kirsch (1994^b) montrent que la majorité des spectroradiomètres peuvent mesurer un signal minimum d'environ $10^{-6} W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$. Ceci

limite les mesures des spectroradiomètres ultraviolets à environ 290 nm vers midi. Lorsque l'angle solaire zénithal augmente, le signal extérieur devient plus faible, alors la limite inférieure de longueur d'onde devient plus grande. La figure 5.11 présente la limite inférieure de longueur d'onde en fonction de l'angle solaire zénithal pour les mesures du 24 Juillet à Garmisch-Partenkirchen par le spectroradiomètre ATI.

5.3 Conclusion

La comparaison des mesures obtenues pas des différents spectroradiomètres ultraviolets est perturbée par les décalages de longueur d'onde, et également par la différence de fonction fente. Un modèle simple montre que la correction due à la réponse angulaire est très importante pour cette comparaison, et également pour la comparaison entre calculs et mesures.

CHAPITRE 5. INTERCOMPARAISON DE SPECTRORADIOMÈTRES

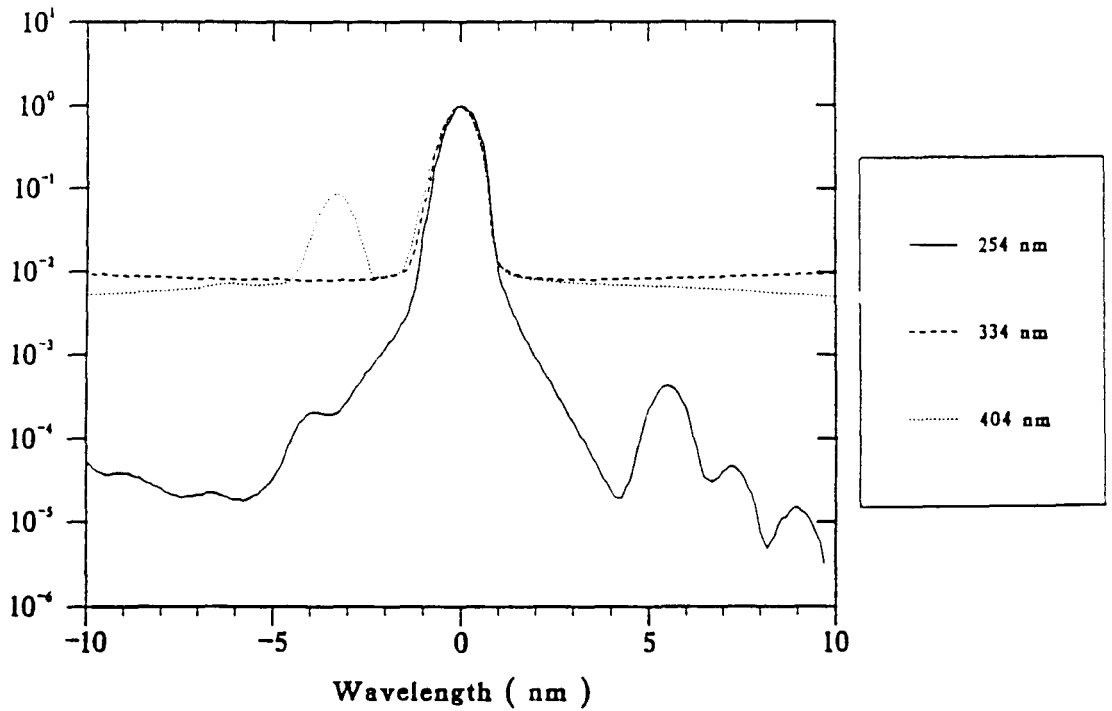


Figure 5.7 Fonctions fente du spectroradiomètre ATI à 254, 334 et 404 nm. (D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figure 23.)

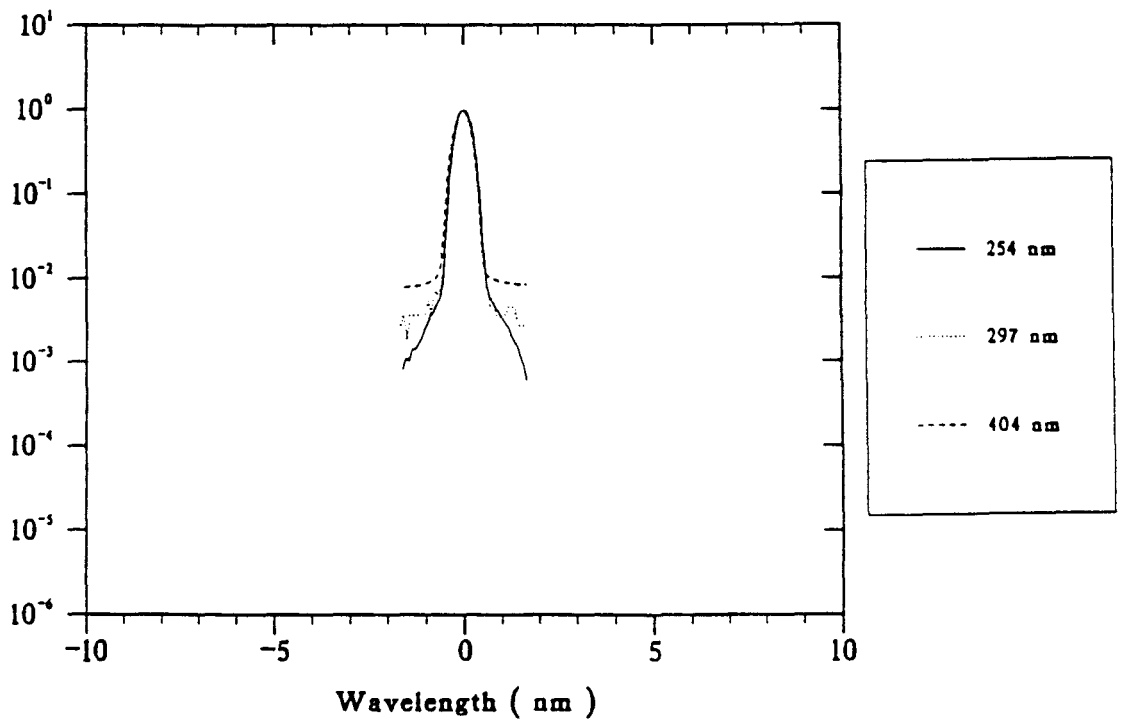


Figure 5.8 Fonctions fente du spectroradiomètre BE à 254, 297 et 404 nm. (D'après Gardiner et Kirsch, , 1994b, Figure 24.)

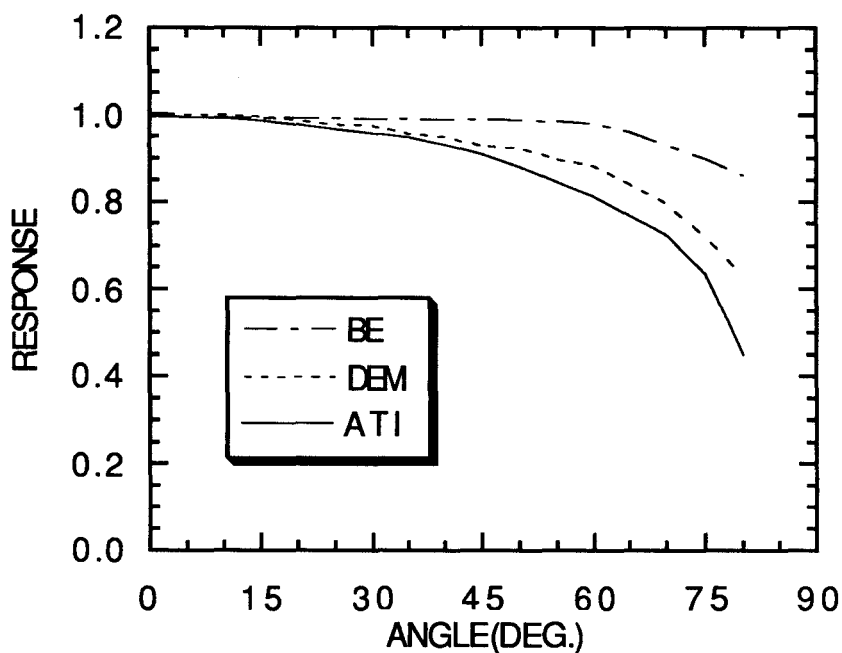


Figure 5.9. Réponses angulaires des spectroradiomètres d'ATI, de BE et de DEM.(D'après Gardiner et Kirsch, 1994b, Figures 32, 33 et 35.)

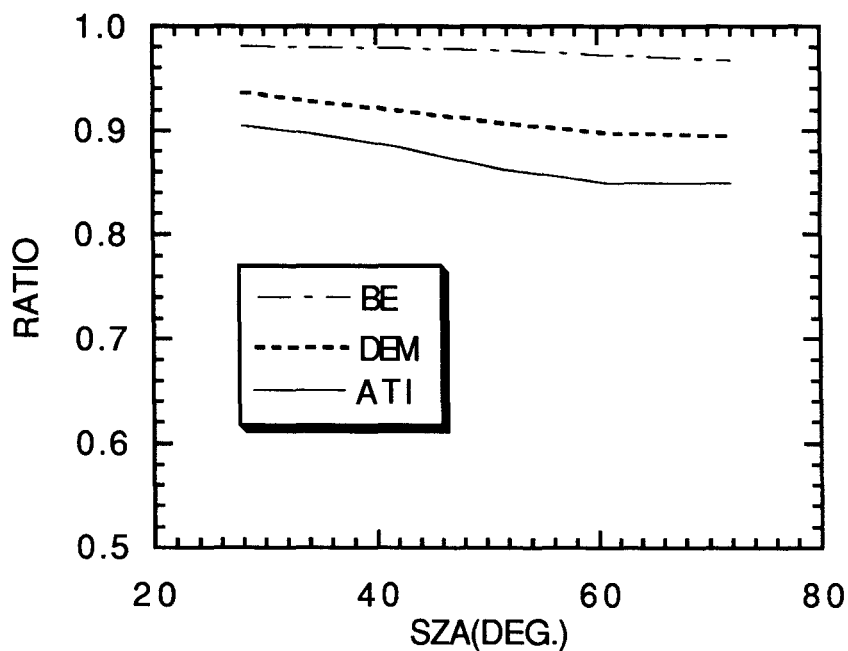


Figure 5.10. Rapport du signal mesuré par le spectroradiomètre au signal mesuré par un spectroradiomètre parfait, calculé pour les réponses angulaires de la figure 4.9.

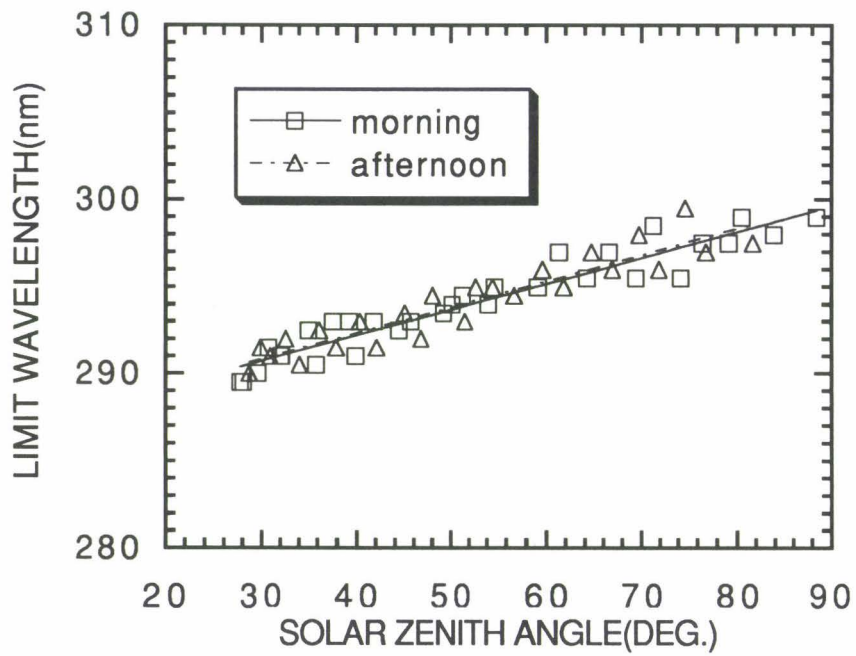


Figure 5.11. Limite inférieure de longueur d'onde correspondant au plus faible signal détectable pour le spectroradiomètre ATI.

Conclusion

CONCLUSION

Nous avons développé un modèle du transfert du rayonnement ultraviolet en utilisant la méthode d'ordonnées discrètes, qui est une méthode précise. Dans ce modèle, l'atmosphère (claire ou nuageuse) est coupée en plusieurs dizaines de couches pour respecter son inhomogénéité verticale; la dépendance en température du coefficient d'absorption d'ozone est prise en compte; les données du spectre solaire extraterrestre et de la section efficace d'ozone les plus récentes sont utilisées. Ce modèle permet de simuler le rayonnement ultraviolet à pas assez petit, habituellement 0,5 nm, pour s'accorder à la résolution de spectroradiomètres, et donc faciliter la comparaison entre modèle et mesure.

A partir de ce modèle, nous avons d'abord étudié la réponse de l'UV transmis au sol aux divers paramètres dans l'atmosphère claire. Cette étude a montré que la quantité totale d'ozone est le facteur le plus important affectant l'UV-B transmis au sol. La diminution de la quantité totale d'ozone augmente largement l'UV-B transmis au sol. Un trou d'ozone avec la moitié de la quantité totale normale, soit 168 U.D., mène à une forte augmentation aux courtes longueurs d'onde, par exemple, 3 ordres de grandeurs vers 290 nm, et à une augmentation de 2,7 de la dose effective d'érythème. La redistribution en altitude de l'ozone affecte également l'UV-B transmis au sol, en particulier l'augmentation de l'ozone troposphérique due à la pollution peut jouer un rôle important, parce que l'ozone troposphérique absorbe l'UV-B de façon plus efficace que l'ozone stratosphérique. La présence de dioxyde de soufre n'est pas négligeable pour l'atmosphère très polluée. Les aérosols réduisent pas mal l'UV transmis de façon spectralement neutre. L'aérosol volcanique affecte l'UV transmis de façon complexe, dépendant de la longueur d'onde et de l'angle solaire zénithal. Pour un faible angle solaire zénithal, il réduit l'UV-A transmis et également l'UV-B transmis. Néanmoins pour un grand angle solaire zénithal, il réduit l'UV-A transmis, mais augmente fortement l'UV-B transmis. Cette augmentation monte d'abord vers courtes longueurs d'onde, atteint son maximum à certain point, puis descend. Pour l'aérosol volcanique six mois après l'éruption du Pinatubo, le maximum atteint 26% vers 304 nm pour l'angle solaire zénithal de 75°. Un grand albédo augmente beaucoup l'UV transmis. La proportion entre le flux diffus et le flux direct dépend principalement de l'épaisseur optique de l'aérosol et l'angle solaire zénithal.

CONCLUSION

L'étude de la sensibilité a montré également que bien que la diminution de la quantité totale d'ozone augmente très largement l'UV-B transmis au sol, elle n'augmente que d'un facteur au maximum 2 l'UV réfléchi au sommet de l'atmosphère. Lorsque la quantité totale d'ozone diminue jusqu'à la moitié de la quantité normale, soit 168 U.D. La redistribution en altitude de l'ozone affecte beaucoup plus fortement l'UV-B réfléchi au sommet de l'atmosphère que l'UV-B transmis au sol, parce que l'UV-B réfléchi est déterminé par la diffusion des molécules au-dessus de la couche d'ozone.

Le dioxyde de soufre n'affecte pas beaucoup l'UV-B réfléchi, parce qu'il se distribue au-dessous de la couche d'ozone. Les aérosols troposphériques affectent quand même fortement l'UV réfléchi, dépendant fortement de la longueur d'onde sauf aux très courtes longueurs d'onde où l'absorption par ozone est dominante. L'aérosol volcanique augmente l'UV-A ainsi que l'UV-B. L'augmentation dans la région UV-B dépend fortement de l'angle solaire zénithal et de la longueur d'onde. Pour l'aérosol volcanique six mois après l'éruption du Pinatubo, le maximum atteint 18% au voisinage de 310 nm. L'albédo du sol affecte très fortement l'UV réfléchi, dépendant fortement de la longueur d'onde. Un grand albédo du sol de 0,8 augmente l'UV réfléchi au sommet de l'atmosphère de 70% à 320 nm et d'un facteur de 2 à 400 nm sauf aux très courtes longueurs d'onde où l'absorption par ozone est dominante..

La proportion entre le flux diffus et le flux direct dépend principalement de l'épaisseur optique de l'aérosol, de l'angle solaire zénithal et de l'albédo du sol. L'augmentation de l'épaisseur optique de l'aérosol tend à neutraliser le rapport du flux diffus au flux global, et l'augmentation de l'angle solaire zénithal augmente de façon neutre le rapport.

Nous avons abordé également le transfert du rayonnement ultraviolet dans l'atmosphère nuageuse. Le calcul de Mie pour les divers nuages liquides a montré que le coefficient d'extinction à une longueur d'onde sur celui à la longueur d'onde de référence de 550 nm ne dépend que faiblement de la longueur d'onde dans la région UV. Les nuages n'absorbent pas le rayonnement ultraviolet. Le facteur d'asymétrie

CONCLUSION

également dépend faiblement de la longueur d'onde. Ces propriétés permettent de caractériser les nuages par une série de paramètres optiques à la longueur d'onde de référence, soit l'épaisseur optique, le rapport du coefficient d'extinction à une longueur d'onde sur celui à la longueur d'onde de référence et le facteur d'asymétrie. Ceci a largement simplifié l'étude des effets des nuages sur le transfert du rayonnement ultraviolet. Le modèle du transfert du rayonnement solaire ultraviolet pour l'atmosphère claire a été étendu à l'atmosphère nuageuse. Les simulations numériques ont manifesté que, en présence de nuage étendu, la diffusion de gouttes d'eau devient plus importante que celles d'aérosols et des molécules. De plus, cette diffusion est essentiellement indépendante de la longueur d'onde. Ceci conduit à ce que le rapport du flux transmis au sol en ciel nuageux à celui en ciel clair est quasiment indépendant de la hauteur du nuage et de l'angle solaire zénithal. Le rayonnement descendant de la couche du nuage est assez isotrope. Le rapport de transmittance décroît approximativement exponentiellement avec l'épaisseur optique de nuage à un taux lié à l'albédo du sol. Le flux réfléchi au sommet de l'atmosphère est indépendant de l'épaisseur optique ainsi que de l'angle solaire zénithal, mais pas de l'albédo du sol.

Nous avons effectué des comparaisons entre modèle et mesure en introduisant au maximum les paramètres d'entrée réels dans notre modèle du transfert du rayonnement ultraviolet. Les mesures par temps clair ont été effectuées par le spectroradiomètre ATI pendant la première et la troisième campagnes de l'Intercomparaison Européenne de Spectroradiomètres Ultraviolets. Ces campagnes avait lieu respectivement en Juillet 1991 à Panorama, Grèce, et en Août 1993 à Garmisch-Partenkirchen, Allemagne. Les comparaisons ont montrés que les calculs sont très proches des mesures avec un écart d'environ 5% pour les le soleil haut ($\theta_s < 50^\circ$). Les calculs sont d'environ 10% au-dessous des mesures pour 8 et 9 heures, et de 10-15% au-dessus des mesures pour 16 et 17 heures. Comme les mesures d'ATI sont de quelques pour cents au-dessus le petit matin et également de quelques pour cents au-dessous l'après-midi tard des mesures de MF (Gardiner et Kirsch, 1994b), les comparaisons suggèrent que le calcul est plus proche des mesures de MF, qui pourraient être plus proches de la vérité. L'écart systématique au voisinage de 325 nm apparaît dans toutes les comparaisons calcul-mesures suggère que la section efficace d'absorption à cette longueurs d'onde n'est pas bien connue.

CONCLUSION

Les calculs du modèle en utilisant les paramètres d'entrée réels s'accordent bien aux mesures obtenues par temps clair au cours des campagnes d'intercomparaison. Ceci manifeste que la modélisation peut aider à analyser et à exploiter les données mesurées au sol par les spectroradiomètres, et donner la possibilité de surveiller l'UV-B au niveau du globe en introduisant des observations satellitaires, comme TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer), qui donne la quantité totale d'ozone, et SAGE (Stratospheric Aerosols and Gas Experiment), qui donne les profils d'aérosols et de concentration d'ozone, parce que les sites d'observation sont loins d'être suffisants pour avoir la distribution globale de l'UV-B. Le modèle présenté dans ce travail peut très bien simuler le spectre solaire ultraviolet mesuré si les paramètres d'entrée sont très bien connus. Malheureusement, cette valeur est limitée du fait que les paramètres d'entrée sont souvent malconnus. L'observation fiable au sol par spectroradiomètres peut servir de référence à la modélisation.

Le modèle basé sur la méthode d'ordonnées discrètes qui est adaptable à un milieu plan-parallèle ne peut s'appliquer qu'aux nuages étendus et aux cas où l'angle solaire zénithal n'est pas trop grand ($< 75^\circ$). La méthode de Monte Carlo présentée dans Annexe 1 est adaptable au cas général, également pour les nuages dispersés, mais le calcul par cette méthode est très lourd. Ce travail sera développé dans l'avenir.

Nous avons développé un spectroradiomètre de type de JY DH10, qui contient un double monochromateur, une unité de pilotage nommé SPECTRALINK. Le photomultiplicateur est pris comme détecteur. Le logiciel très pratique appelé SPECTRAMAX installé sur micro-ordinateur PC-386 est appliqué pour effectuer automatiquement des mesures et pour effectuer également le traitement des données. Nous avons soigneusement caractérisé le spectroradiomètre grâce à la coopération de l'IASB en effectuant l'étalonnage absolu et relatif, le réglage de l'échelle en longueur d'onde, la fonction fente, la réponse angulaire et la linéarité. Cet instrument est encore en cours de développement. L'étalonnage absolu n'est pas assez stable, il exige de plus d'efforts. La réponse angulaire est bonne. De plus, elle est homogène pour les azimuts. La fonction fente est satisfaisante, sauf que la largeur de 1,4 nm

CONCLUSION

semble trop grande. Il faut réduire les largeurs des fentes pour améliorer la résolution spectrale. Nous allons ajouter une unité de refroidissement ou de ventilation pour stabiliser la température ambiante, donc stabiliser la longueur d'onde et de plus l'étalonnage absolu. Nous allons réduire les largeurs des fentes pour améliorer la résolution spectrale. Un laboratoire pour effectuer l'étalonnage absolu souvent et régulièrement va bientôt être installé pour assurer l'avancement du développement de l'instrument. Quand nous aurons fini ces transformations, le spectroradiomètre pourra s'intégrer dans le réseau européen de la surveillance de l'UV-B.

Annexe 1: Méthode de Monte Carlo

Comme nous savons, l'atmosphère de la terre est une couche sphérique entourant la terre fine par rapport au grand rayon de la terre. Dans l'étude des interactions entre le rayonnement solaire et l'atmosphère, on peut appliquer l'approximation de l'atmosphère plan-parallèle, lorsque l'angle zénithal du faisceau solaire n'est pas trop grand. Cette approximation simplifie largement le traitement du transfert du rayonnement, permettant d'utiliser certaines méthodes numériques bien développées dont la méthode des ordonnées discrètes. On admet en général que l'approximation plan-parallèle s'applique jusqu'à un angle zénithal du soleil de 70-75°.

La comparaison avec la méthode de Monte Carlo qui est adaptable au cas général permet de donner la limite de la méthode des ordonnées discrètes.

Collins et ses collègues ont développé la méthode de Backward Monte Carlo (1972). Cette méthode est appliquée largement car son utilisation est plus facile que celle de Forward Monte Carlo.

Supposant que des photons assez nombreux sont émis au point où on pose le détecteur, ces photons vont subir des interactions avec les absorbant (O_3 , NO_2 , SO_2 , etc), les diffusants (molécules d'air, aérosols) dans l'atmosphère et aux limites (surface du sol, etc).

Certains photons sont absorbés, certains sont diffusés (changement de direction), les photons projetés à la surface sont soit absorbés, soit réfléchis pour rentrer dans l'atmosphère. Le transfert des photons (la distance et la direction du transfert) sont décrits par une procédure aléatoire des paramètres du transfert du rayonnement, tels que l'épaisseur optique τ , l'albédo de diffusion simple ω_0 et la fonction de phase de diffusion qui satisfont des distributions aléatoires (Chen, 1992; Crétel, 1987).

Par exemple, l'épaisseur optique τ a une fonction de densité de probabilité lorsqu'on ne considère pas les photons directement transmis, qui est

$$f(\tau) = \frac{\exp(-\tau)}{1 - \exp(-\tau_s)}, \quad (\text{A. 1})$$

ANNEXE 1: METHODE DE MONTE CARLO

τ_s est l'épaisseur optique atmosphérique totale. En intégrant l'équation ci-dessous, on obtient la fonction de distribution

$$F(\tau) = \frac{1 - \exp(\tau)}{1 - \exp(-\tau_s)}. \quad (\text{A. 2})$$

On a donc

$$\tau = -\ln(1 - \alpha_1(1 - \exp(-\tau_s))), \quad (\text{A. 3})$$

α_1 est un nombre aléatoire distribué uniformément entre 0 et 1.

De la même façon, la fonction de densité de probabilité de la fonction de phase est

$$g(\theta_d) = \frac{p(\theta)}{4\pi}. \quad (\text{A. 4})$$

En faisant l'intégration, on obtient la fonction de distribution

$$F(\theta_d) = 2\pi \int_0^{\theta_d} g(\theta) \sin\theta d\theta. \quad (\text{A. 5})$$

En posant $\mu = \cos\theta$:

$$F(\mu_d) = \frac{1}{2} \int_{\mu_d}^1 p(\mu) d\mu, \quad (\text{A. 6})$$

μ_d peut donc être obtenue en inversant l'équation

$$\frac{1}{2} \int_{\mu_d}^1 p(\mu) d\mu = \alpha_2, \quad (\text{A. 7})$$

où α_2 est également un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.

Pour la surface lambertienne, la fonction de densité de probabilité est

$$h(\theta_l) = \frac{2}{\pi}, \quad (\text{A. 8})$$

la fonction de distribution est donc

$$F(\theta_l) = \frac{2}{\pi} \theta_l \quad (\text{A. 9})$$

θ_l est donc déterminé à partir de

$$\theta_l = \frac{\pi}{2} \alpha_3 \quad (\text{A. 10})$$

où α_3 est également un nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.

ANNEXE 1: METHODE DE MONTE CARLO

Nous comparons les résultats de calculs de DOM qui n'est applicable qu'à l'atmosphère plan-parallèle et de Monte Carlo qui est s'applique au cas général pour le modèle d'atmosphères donnée sur la figure A.1.

La figure A.2 présente les luminances diffusées verticalement vers le bas calculées par les deux méthodes pour l'atmosphère sans aérosols et leur rapport. La figure A.3 est pour l'atmosphère avec l'aérosol de fond. La figure A.4 donne les luminances du ciel à 45° du zénith (verticalement vers le haut est définie comme 0°) et leur rapport pour l'atmosphère avec l'aérosol de fond. Les trois figures montrent que la différence des résultats des deux méthodes est inférieure à 1% lorsque l'angle zénithal est inférieur à 75° , mais au-delà la différence augmente rapidement. Cela signifie que dans ce cas-là, l'atmosphère plan-parallèle n'est plus une approximation valable, par conséquent, la DOM n'est plus applicable.

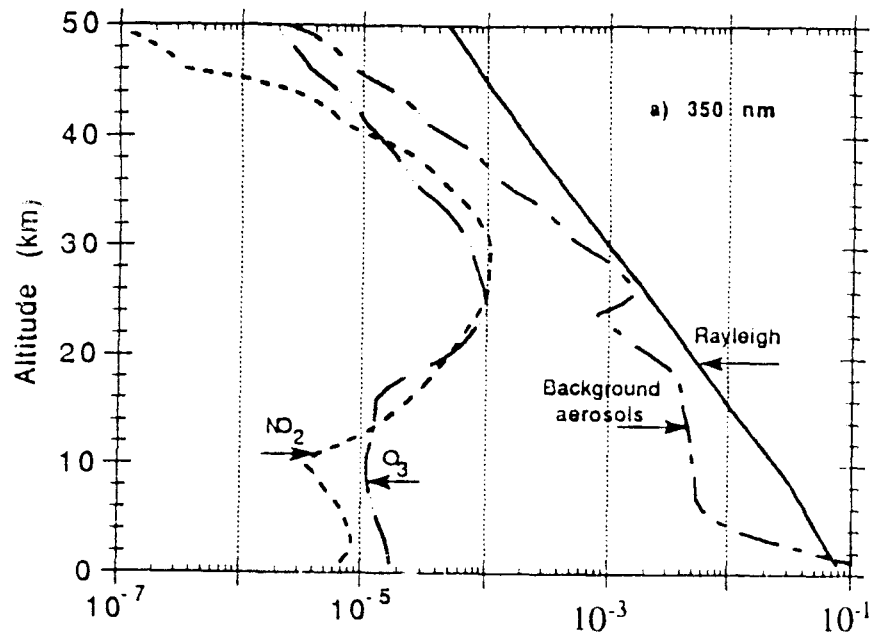


Figure A.1. Les profils de coefficient d'extinction à 350 nm de molécules d'aérosols, de O_3 et de NO_2 .

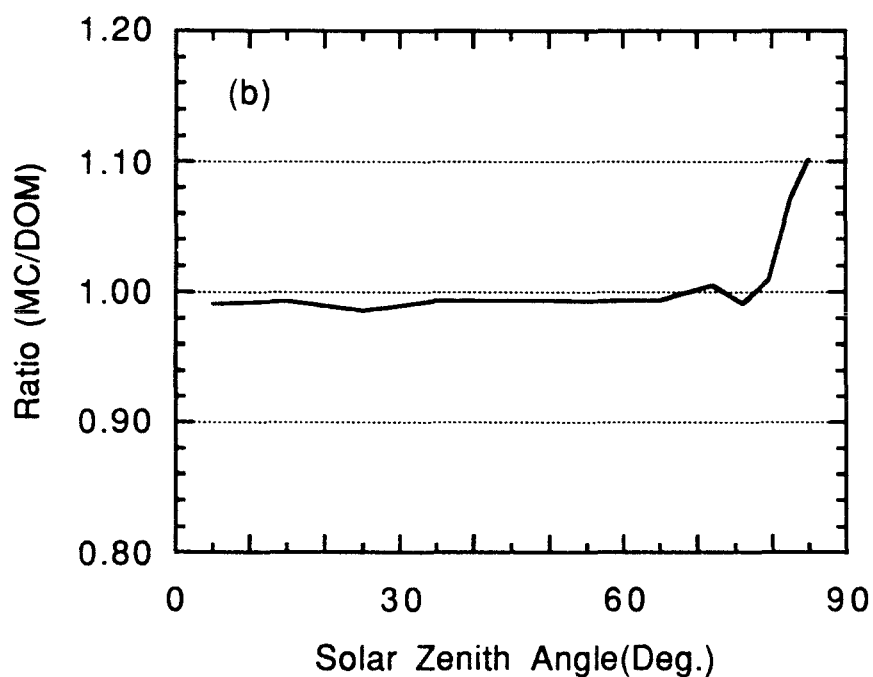
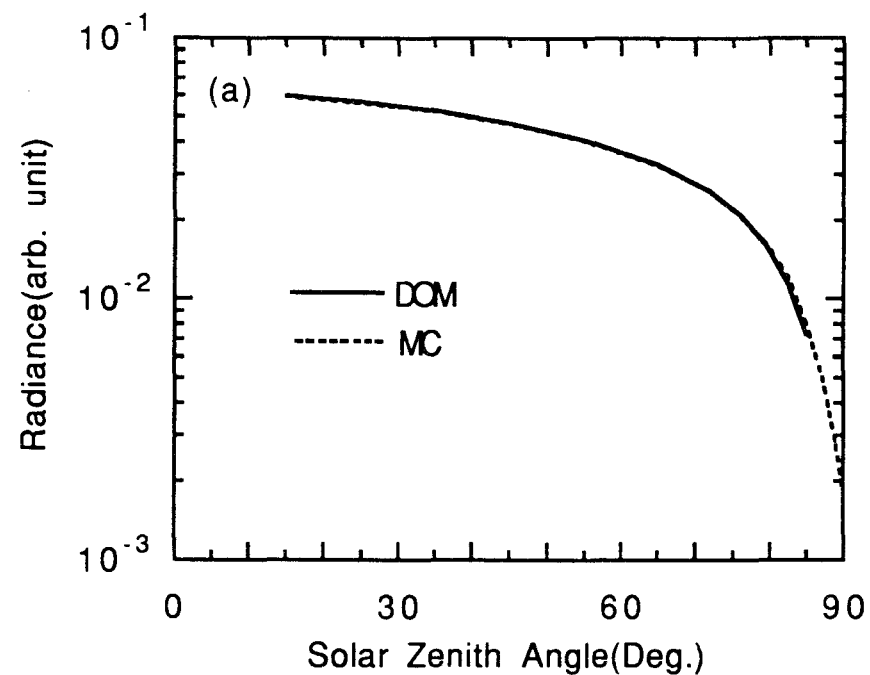


Figure A.2. Comparaison de la luminance du ciel zénithal à 350 nm en fonction de l'angle solaire zénithal, calculée par la méthode d'ordonnées discrètes(DOM) et par la méthode de Monte Carlo(MC). L'atmosphère de Rayleigh est utilisée ici. (a) Radiances; (b) Rapport(MC/DOM).

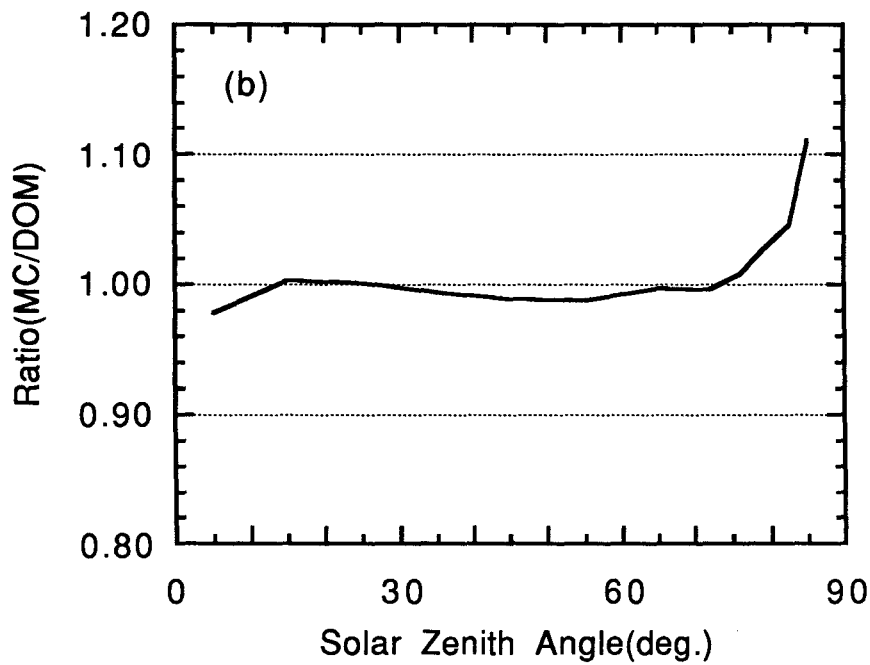
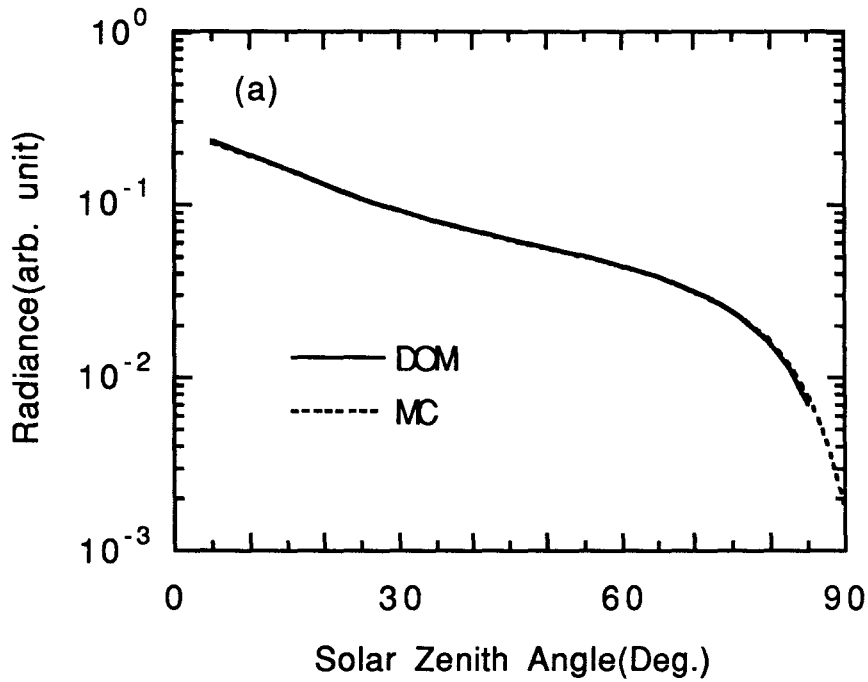


Figure A.3. Comparaison de la luminance du ciel zénithal à 350 nm en fonction de l'angle solaire zénithal, calculée par la méthode d'ordonnées discrètes(DOM) et par la méthode de Monte Carlo(MC). L'atmosphère de Rayleigh plus l'aérosol de fond est utilisée ici. (a) Radiances; (b) Rapport(MC/DOM).

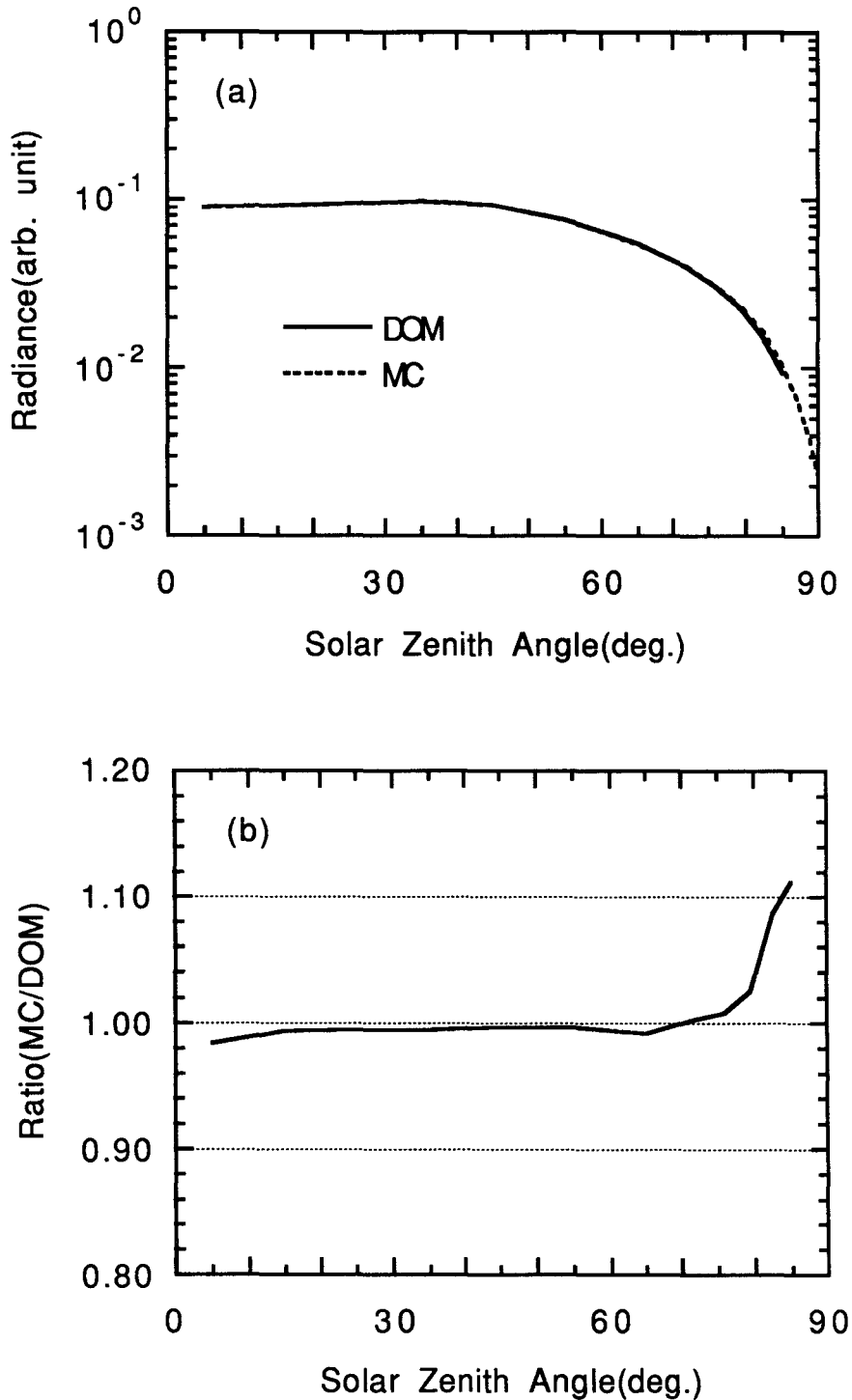


Figure A.4. Comparaison de la luminance du ciel à 350 nm à 45° du zénith en fonction de l'angle solaire zénithal, calculée par la méthode d'ordonnées discrètes (DOM) et par la méthode de Monte Carlo (MC). L'atmosphère de Rayleigh plus l'aérosol de fond est utilisée ici. (a) Radiances; (b) Rapport (MC/DOM).

Annexe 2

Comparison between measurements and modeling of UV-B irradiance for clear sky: a case study

Pucai Wang and Jacqueline Lenoble

We compare the UV-B global and direct irradiances computed with a radiative transfer model (discrete ordinate method) and measured during a European intercomparison campaign in Greece in July 1991, with clear sky. The agreement between the model and the measurements is within 6%. The sensitivity of the model to the accuracy of the input parameters as well as the potential of modeling for instrument calibration is discussed.

Key words: UV-B, radiative transfer.

1. Introduction

Since the discovery of the Antarctic ozone hole more and more scientists are paying attention to ozone depletion. The most direct effect of ozone depletion is an increase in UV-B radiation reaching the Earth's surface, because the strong absorption by stratospheric ozone is the dominant process that determines the amount of UV-B radiation reaching the surface. The scattering of UV-B radiation by aerosols and clouds also plays an important and complex role.

The increase in UV-B radiation at the surface will strongly affect the Earth's ecosystem. Considerable evidence shows that an increase in UV-B radiation may be detrimental to various forms of marine life in the upper layers of the sea and may affect terrestrial vegetation. Consequently the increase of UV-B can potentially affect the human food supply. The increase in UV-B is harmful to sunbathers because UV-B possibly may induce skin cancer.¹⁻³

A major effort has already been devoted to the measurement and modeling of UV-B, especially in the Antarctic region.⁴⁻⁷ Global trends in stratospheric ozone seem to be established,⁸ and there is a growing interest in UV-B trends at midlatitudes.⁹⁻¹¹

The authors are with the Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, Unité de Recherches Associée 713 Centre National de Recherche Scientifique, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.

Received 19 January 1993; revised manuscript received 15 November 1993.

0003-6935/94/183964-08\$06.00/0.

© 1994 Optical Society of America.

For a better understanding of the change in UV-B, a European program for the determination of standards for a UV-B monitoring network has been undertaken. Two campaigns for the intercomparison of instruments took place in Panorama, Greece (40.60° N, 23.07° E) during 3-12 July 1991¹² and 20-31 August 1992,¹³ respectively. The campaigns were aimed at establishing the criteria for a network of UV spectroradiometers to monitor the changes in UV-B at the Earth's surface throughout Europe.

Modeling of radiative transfer is necessary to provide a global climatology of UV-B and to permit interpolation as well as extrapolation between ground-based measurement sites. The current ground measurement sites are neither numerous nor close together enough to provide a global climatology of UV-B. Moreover the model study is necessary to understand the processes of UV-B change and the role of the various atmospheric parameters.

In this paper we compare the results derived from a model with those obtained during the first campaign on 9 July 1991, which was the only suitable cloud-free day during this campaign.

The description of the model for clear atmosphere conditions is presented in the Section 2, and the choice of the input parameters is given in Section 3. Section 4 presents the experimental data. The results of the comparisons between measurements and model calculations are given in Section 5 and discussed in Section 6.

2. Radiative Transfer Model for a Clear Atmosphere

Many approximate or accurate computational methods and corresponding computational radiative trans-

fer codes have been developed and compared, such as the discrete ordinates method (DOM) and the spherical harmonics, Monte Carlo, doubling or adding, and successive scatterings methods.¹⁴ One of the most favored methods is the DOM because of its fast code as well as the accurate results it provides. Presented first by Chandrasekhar,¹⁵ DOM has been improved successively by Liou,¹⁶ Stamnes and Swanson,¹⁷ and Wang and Zhao.¹⁸ Here we have used the code of Stamnes *et al.*¹⁹ DOM has many advantages, two of which are that (a) the intensity and flux computation time do not depend on the total optical depth of the medium and (b) the internal radiation field as well as the reflection and the transmission can be obtained easily without additional computational effort.

The DOM code used in this paper has been written for a clear atmosphere, and the code is extended to include cloud layers. The vertically inhomogeneous atmosphere is divided into homogeneous layers. As usual the geometric thickness of the layers is small in the lower atmosphere and large in the upper atmosphere. For a 11-layer model, the points of division are the surface and altitudes of 1, 2, 3, 4, 5, 9, 13, 17, 21, 25, and 51 km. We chose 11 layers by trial. The relative errors of the global irradiances computed by the model with 4 and 11 layers with respect to the model with 16 layers are presented in Table 1. Table 1 shows that for the model with 4 layers there are quite large errors but for the model with 11 layers there are only very small errors. So the model with 11 layers is applied in the model computations below.

The direct and the global irradiances at the ground level have been computed in the wavelength range 290–350 nm; the direct irradiance is due to only the transmitted solar beam, whereas the global irradiance includes the diffuse irradiance that is due to the sky.

3. Choice of Input Parameters

The input parameters of the model are the molecular and the ozone profiles, the aerosol profile and characteristics, and the ground reflectance. The parameters must be chosen to represent as closely as possible the real conditions at the time of the observation.

Some of these input data are measured during the field experiment, and others are sought from satellite observations. The stratospheric aerosols and ozone are monitored with the SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) occultation instrument.²⁰ Unfortunately SAGE II was not observing the Greek latitude at the time of the field experiment; the

closest SAGE II profile was used (22 July 1991; 36.95° N, 21.74° E).

A. Aerosol Loading and Profile

We obtain the profiles of the extinction coefficients of the stratospheric aerosols by inversion of SAGE II data at four wavelengths, 1.02, 0.525, 0.453, and 0.385 μm.²¹ The extinction coefficients at other wavelengths can be derived with the following formula²¹:

$$\log \sigma_e(\lambda) = \log \sigma_e(\lambda_1) - \alpha \log\left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right) - \beta \log^2\left(\frac{\lambda}{\lambda_1}\right), \quad (1)$$

where $\lambda_1 = 1.02 \mu\text{m}$ is the reference wavelength, $\sigma_e(\lambda)$ is the extinction coefficient at the wavelength λ , and the coefficients α and β are derived with a rms fit to the four-wavelength SAGE II data. It must be pointed out that the coefficients α and β are dependent on altitude. This SAGE II stratospheric aerosol profile is used down to 13 km.

The tropospheric aerosol profile is assumed to decrease exponentially above 2 km and to be constant with altitude below 2 km. The total aerosol optical depth has been fixed to fit the direct solar irradiance measured at 350 nm, where ozone absorption is negligible; the data for a solar zenith angle of 44.72° have been used and lead to an aerosol optical depth of 0.61 at 350 nm. This value agrees reasonably with the values measured in similar conditions in 1992. The tropospheric aerosol profile has been adjusted to obtain this total optical depth of 0.61.

The extinction profile of the tropospheric aerosols at the other UV wavelengths can be derived with an equation similar to Eq. (1), with 450 nm as the reference wavelength. The coefficients α and β for the aerosols of the 2–13-km layer are 0.94 and 0.44, respectively, and those for the aerosols of the surface-to-2-km layer are 1.0 and 0.56, respectively. These values are derived from the clean-continental and the average-continental aerosol models, which are described in Subsection 3.B. These values of α and β are very close to the α and β coefficients (0.98 and 0.48, respectively), which are derived from the measurements of the total aerosol optical depths at the wavelengths 450, 650, and 850 nm performed in 1992 during the second campaign.

The chosen aerosol extinction profile at 300 nm is presented in Fig. 1. Figure 1 shows that there is a rather heavy aerosol loading in the lower stratosphere. The aerosol spectral optical depth is presented in Fig. 2. Figure 2 shows that the variation of the aerosol total optical depth in the range of 290–350 nm is less than 15%.

B. Characteristics of Stratospheric and Tropospheric Aerosols

The characteristics of aerosols that are necessary in the model are the single-scattering albedo ω and the asymmetry factor g . The asymmetry factor describes the main features of scattering phase function

Table 1. Relative Errors (Percent) in Global Surface Irradiance with 4 and 11 Layers with Respect to the Model with 16 Layers

Layers	Wavelength (nm)						
	290	300	310	320	330	340	350
4	11.6	-3.7	-3.4	-1.3	0.5	0.6	0.7
11	1.3	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.0

ANNEXE 2

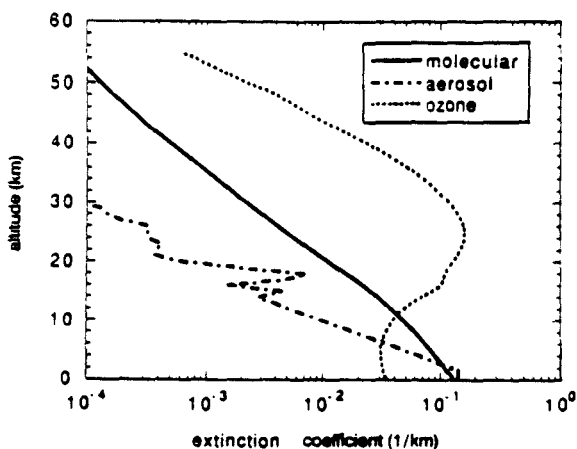


Fig. 1. Profiles of molecular scattering, aerosol extinction, and ozone absorption at 300 nm.

of aerosols, which is represented by the Henyey-Greenstein function.

The stratospheric aerosols are considered as 75% sulfuric acid (H_2SO_4) droplets. The complex refractive indices are $1.469-10^{-3}i$ for 300 nm and $1.455-10^{-3}i$ for 350 nm. For the stratospheric aerosols we take the log-normal size distribution, which can be expressed as

$$\frac{dN(r)}{d(\log r)} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}(\log \sigma)} \exp\left[-\frac{(\log r - \log r_m)^2}{2(\log \sigma)^2}\right], \quad (2)$$

where r_m is the mode radius and $\log \sigma$ is the standard deviation. Based on Brogniez and Lenoble,²² r_m and σ are taken to be $0.21 \mu m$ and 1.32 , respectively, which are derived from the inversion of Eq. (1) at 21 km. The optical parameters ω and g for the wavelengths 300 and 350 nm, computed by means of a Mie computational code, are listed in Table 2.

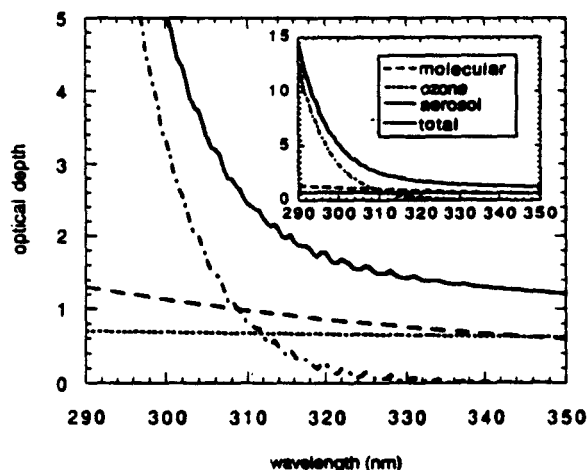


Fig. 2. Optical depths of molecular scattering, aerosol extinction, ozone absorption, and the total optical depth. Inset: Reduced scale to show the increase of ozone absorption at short wavelengths.

Table 2. Radiative Parameters of the Clean-Continental Aerosol with Humidity 50%, Average-Continental Aerosol with Humidity 70%, and Stratospheric Aerosol

Parameter	Clean-Continental		Average-Continental		Stratospheric	
	300 nm	350 nm	300 nm	350 nm	300 nm	350 nm
ω	0.9327	0.9526	0.9460	0.9650	1.0	1.0
g	0.68	0.67	0.68	0.67	0.75	0.76

The treatment of the tropospheric aerosols is much more complicated than the stratospheric aerosols because we lack experimental data. The tropospheric aerosols of the 2–13-km layer are supposed to be reasonably represented by the clean-continental type with relative humidity of 50%, and the aerosols of the surface-to-2-km layer are supposed to be represented by the average-continental type with relative humidity of 70%. The definitions of the clean-continental aerosols and the average-continental aerosols following d'Almeida *et al.*²³ The two types of aerosols were considered as mixtures with relevant proportions of dustlike, water-soluble and soot components.

For the components of the tropospheric aerosols, we also take the log-normal distribution as described in Eq. (2). The r_m , σ , and the complex refractive index for the dustlike, water-soluble, and soot components are taken from d'Almeida *et al.*²³ The values of r_m and σ are $0.471 \mu m$ and 2.512 for the dustlike component, $0.0285 \mu m$ and 2.23 for the water-soluble component, and $0.0118 \mu m$ and 2.00 for the soot component, respectively. The complex refractive indices at 300 nm are $1.530-8 \times 10^{-3}i$ for dustlike components, $1.530-8 \times 10^{-3}i$ for water-soluble components, and $1.740-0.470i$ for soot; the refractive indices at 350 nm are $1.530-8 \times 10^{-3}i$ for dustlike components, $1.530-5 \times 10^{-3}i$ for water-soluble components, and $1.750-0.465i$ for soot. The computed optical parameters at the wavelengths 300 and 350 nm for the two types of aerosols are also listed in Table 2. For other wavelengths, the parameters are interpolated linearly.

We can remark that for both stratospheric and tropospheric aerosols, ω and g are almost constant over the wavelength range 290–350 nm.

C. Ozone Amount and Profile

Ozone reduces greatly the solar UV-B radiation inside the Earth's atmosphere. Therefore the comparison of the model results with the measurements is very sensitive to the correct choice of ozone data in the model (see the discussion in Section 5). Ozone centers mainly in the stratosphere; the part in the troposphere is generally less than 15% of the total ozone. The profile of the stratospheric ozone between 19 and 55 km has been taken from SAGE II data. Below 19 km a first ozone profile has been obtained by exponential interpolation between the SAGE II values at 19 km and a climatological value of 8.25×10^{11} molecules/cm³ at the surface.²⁴ Then

the tropospheric ozone profile has been adjusted with a multiplication factor to obtain a total column ozone value of 341 Dobson units (DU), which is the value measured with a Brewer spectrophotometer in Panorama on 9 July 1991. Three-point smoothing is applied to the ozone profile to avoid the discontinuity at 19 km. The profile of ozone absorption at one wavelength can be obtained from the profile of ozone number density according to the following equation:

$$\sigma_{\lambda}^{O_3}(z) = C_{\lambda}^{O_3}[T(z)]N^{O_3}(z), \quad (3)$$

where σ is the absorption coefficient, N is the molecular number density, and C is the molecular absorption cross section, which is dependent on temperature. The molecular cross sections between 185 and 350 nm at temperatures of 226, 260, and 298 K are taken from Molina and Molina.²⁵ The molecular cross sections at other temperatures are derived with linear interpolation from the three molecular cross sections.

The chosen ozone absorption profile at 300 nm is also presented in Fig. 1. The ozone spectral optical depth is also presented in Fig. 2. Figure 2 shows the optical depth varies greatly with wavelength.

D. Other Parameters

The surface reflectivity may also be an important factor in the determination of the spatial distribution of UV-B flux. Based on results of total-ozone-mapping spectrometer observations of the Earth's surface reflectivity,²⁶ the surface reflectivity is taken to be 0.03 for all the wavelengths in the range of 290–350 nm for the environment of the observation site (see Section 4). Practically, the surface reflectivity in the range of 290–350 nm is almost independent of wavelength. The surface is assumed to reflect according to Lambert's law.

The temperature and pressure profiles are National Meteorological Center values given on SAGE II tapes. The surface altitude, temperature, and pressure are adjusted to the exact values measured in Panorama.

The profile of molecular scattering is also presented in Fig. 1, and the molecular spectral optical depth is also presented in Fig. 2. Figure 2 shows that the irradiance reaching the Earth's surface at wavelengths greater than 330 nm is dominated by molecular and aerosol scattering; at wavelengths below 310 nm the major influence is ozone absorption.

The solar spectral irradiance is taken from Ref. 27, based on a compilation from several authors; the irradiance values are tabulated at 1-nm intervals between 290 and 310 nm and between 330 and 350 nm; in the range 310–330 nm the interval is 0.4 nm. A linear interpolation is used between the tabulated values.

4. Experimental Data

The problem of measuring the UV solar irradiance is definitively not a trivial one; it requires careful calibration of the instruments with a standard lamp in the laboratory, and the conditions of illumination

during calibrations are never exactly similar to the conditions under the sky. Among the many difficulties, one can mention stray light and the dark current of the detector, which are particularly severe at the weak irradiance levels; the failure to follow exactly a cosine law for the diffuser plate or the integrating sphere; and use of an instrument bandwidth that is not well defined or directly comparable between instruments. These considerations led to a European program of instrument intercomparisons, and the first intercomparison campaign took place in Panorama, Greece (40.60° N, 23.07° E) from 3 July to 12 July, 1991 and involved seven research groups with six different instruments. The principal intercomparisons under the sky were scheduled on 5, 8, 9 and 11 July, with observations generally, being made every half-hour; the meteorological conditions were variable, but only on 9 July was the sky completely clear during the morning. Intercomparisons with standard lamps in a dark room were also performed, but they were not conclusive.

Panorama is located 12 km from the large city of Thessaloniki on the seaside; it is surrounded by vegetation-covered mountains that extend over large distances in different directions but in the direction of Thessaloniki and present a low albedo. Aerosol sources from the industrial areas in Thessaloniki lead to a high aerosol optical depth. The instruments were installed on a flat roof with an uninterrupted view of the sky in all directions.

The results of this intercomparison are presented in a report to the European Communities.¹² Figure 3 (reproduced from Ref. 12) and presents the results obtained with the six instruments on 9 July at 0500 UT, with a solar zenith angle of 71°. The large dispersion of measurements is definitely disturbing,

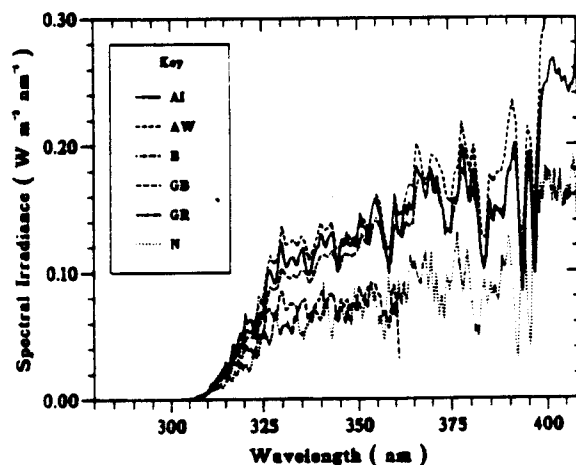


Fig. 3. Global ultraviolet irradiance observed with six different instruments at Panorama, 9 July 1991, 0500 UT. A. I., Institut für Medizinische Physik, Austria; AW, Universität für Bodenkultur, Austria; B, Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, Belgium; GB, University of Reading, Great Britain; GR, University of Thessaloniki, Greece; N, University of Tromsø, Norway. (Reproduced from Fig. 56, Ref. 12, with the authors' permission.)

ANNEXE 2

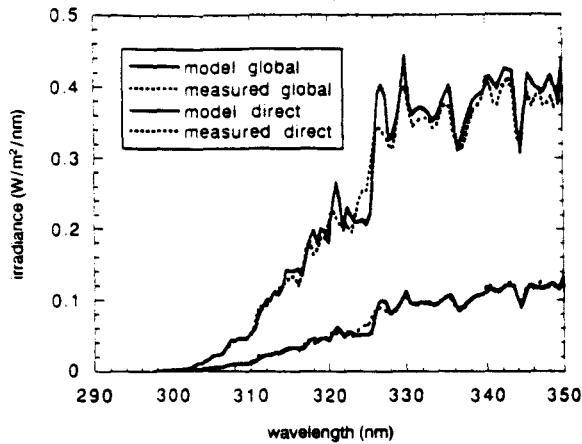


Fig. 4. Comparisons of (upper curves) global and (lower curves) direct irradiances (measured and computed); the zenith angles are 44.41° for the global irradiance and 44.72° for the direct irradiance.

although three instruments agree within approximately 10%; these three instruments include the University of Innsbrück spectroradiometer (AI, Fig. 3). Gardiner and Kirsch¹² have chosen the Innsbrück instrument as the benchmark for comparison with the other instruments, because it has the widest wavelength range; it also performed steadily, with no tendency to drift in calibration. This of course does not mean that its data are guaranteed, nor even that they are better than the data of other instruments.

We have chosen to compare in the same way the results of our modeling with the experimental spectra obtained with the spectroradiometer of the University of Innsbrück. A further advantage of this choice is that only this instrument provided the values of the direct solar irradiance. We have used the irradiance (global and direct) measured in clear sky conditions on 9 July 1991 by the University of Innsbrück team at four pairs of zenith angles: 44.41° and 44.72° , 50.40° and 50.73° , 57.26° and 57.60° , and 74.68° and 75.07° .

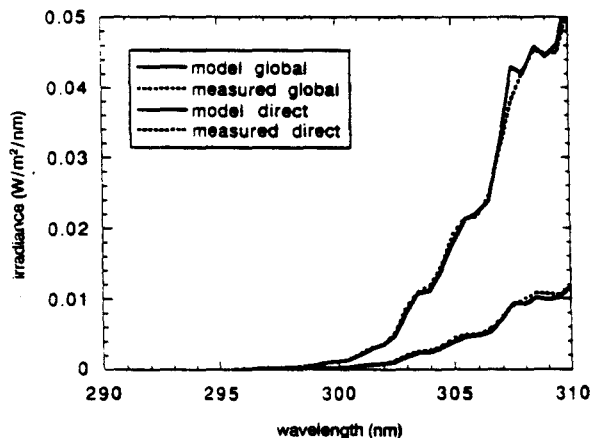


Fig. 5. Same as Fig. 4 but with an extended scale for the short wavelengths.

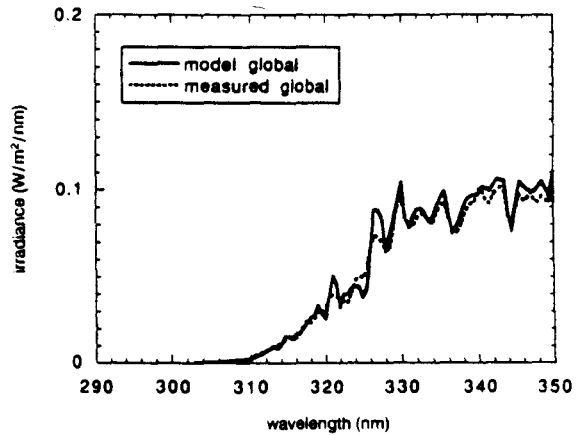


Fig. 6. Comparison of measured and computed global irradiances, with a zenith angle of 74.68° .

The first value of each pair is for global irradiance, and the second value is for direct irradiance. The small difference between the zenith angles for the global and the direct irradiance observations is due to the time necessary for scanning the spectrum. The measurements were made at spectral intervals of 0.5 nm; the instrument's spectral resolution is 1 nm (FWHM). The measured irradiance falls below the instrument noise around 295 nm for high sun and 310 nm for low sun.

5. Results of the Comparison

Figures 4 and 5 present the comparison of computed and measured direct and global irradiances for a solar zenith angle around 45° . The computations are performed at 0.5-nm intervals with the input data described in Section 3. Comparisons at other solar zenith angles lead to a similar general agreement. Figures 6 and 7 present the comparison for global irradiance at a solar zenith angle of 75° ; the direct irradiance is, in this case, very low.

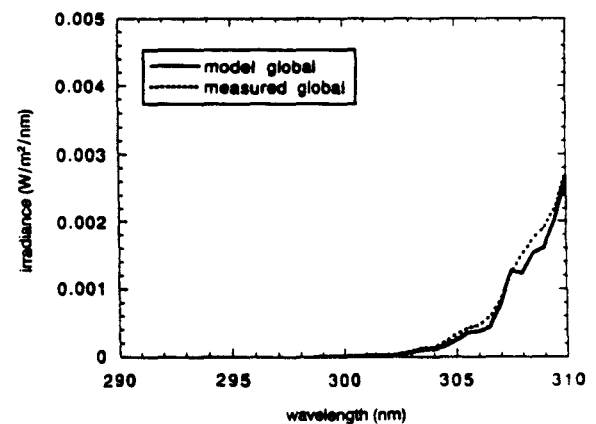


Fig. 7. Same as Fig. 6 but with an extended scale for the short wavelengths.

ANNEXE 2

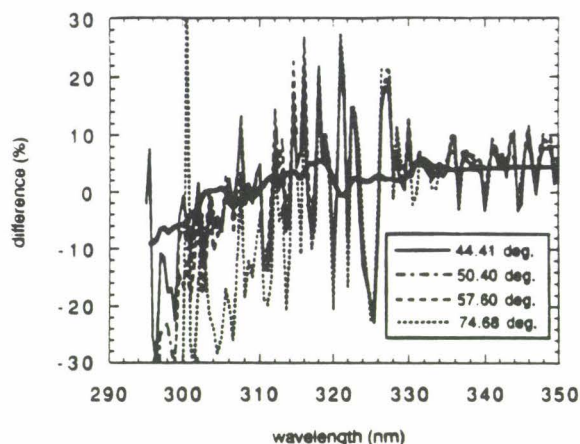


Fig. 8. Relative differences between the computed and the measured global irradiances for four zenith angles. The thick solid curve represents the running mean value of the differences for zenith angle 44.41°. Difference = (calculation/measurement) - 1.

Figure 8 shows the relative percent difference between the computed and the measured irradiances, defined as

$$\text{difference} = \left(\frac{\text{calculation}}{\text{measurement}} - 1 \right) \times 100, \quad (4)$$

for the four solar zenith angles. The thick solid curve in Fig. 8 the running mean of the differences over 10 nm for the solar zenith angle of 44.41°. For the three lower zenith angles the differences are between -4% and +10% in the wavelength range 330–350 nm, between -20% and +20% for 315–330 nm, and between -10% and +10% for 300–315 nm. For a zenith angle of 75°, the differences increase strongly below 315 nm; this may be a result of both the difficulty of measuring very low irradiance levels and of the neglect of sphericity in the model. The rapid oscillations shown in Fig. 8 are definitely related to a problem of spectral resolution, and similar oscillations appear in the ratio of irradiances measured with different instruments.¹² The oscillations could probably be smoothed by adjusting carefully the resolution of the solar spectrum and of the ozone absorption spectrum used in the model computations to the instrument resolution; however, this effort seems of low practical interest for UV-B applications, and we have preferred to focus our attention on the mean difference (thick solid curve in Fig. 8). Table 3 presents this relative difference between computations and measurements computed according to Eq. (4) for the irradiance integrated over 10-nm intervals and for the total range 300–350 nm. We have limited the comparison to wavelengths larger than 300 nm, because the experimental data are too erratic below 300 nm. For these more meaningful integrated values, the difference between computations and measurements generally remains smaller than

Table 3. Relative Differences (Percentages) between the Model Calculations and the Measurements for Global and Direct Irradiances

Difference (nm)	Solar Zenith Angle (deg)							
	44.41	44.72	50.40	50.73	57.26	57.60	74.68	75.07
Global								
300–310	0.7		0.7		0.0		-12.2	
310–320	3.1		4.4		5.8		-0.7	
320–330	2.1		3.2		3.6		4.7	
330–340	4.1		5.0		5.6		3.7	
340–350	4.6		5.7		6.4		5.3	
300–350	3.6		4.7		5.4		4.2	
Direct								
300–310		-8.1		-2.8		-1.2		-5.9
310–320		-4.3		1.7		5.2		13.7
320–330		-2.5		-0.5		2.0		16.8
330–340		-1.0		-0.4		2.1		11.2
340–350		-2.3		-1.0		-0.8		2.1
300–350		-2.2		-0.5		1.1		7.3

6%; it increases for large solar zenith angles and small wavelengths, i.e., when the irradiance becomes very small. For global irradiance, which is more important, the computed values are generally larger by a few percent than the measured values; this difference decreases rapidly below 315 nm, i.e., in the ozone absorption region. There is no way to decide whether the differences found are due to the calibration of the instrument or to the errors on the model input parameters.

We have performed a few preliminary sensitivity tests to determine how the global irradiance at the Earth's surface would be modified by moderate changes in the total ozone amount, the total aerosol optical depth, and the ground albedo. The results are presented in Table 4 as the changes of UV energy in 10-nm intervals between 290 and 350 nm and in the whole range. In case 1 the total ozone is reduced from 341 to 300 DU. Table 4 shows that in this case the global irradiance increases greatly for the wavelengths less than 310 nm. The shorter the wavelengths, the greater the increase. The global irradiance at the wavelengths greater than 320 nm changes very little. In case 2 the total aerosol optical depth is

Table 4. Change of UV Energy (percent) in 10-nm Intervals for Three Cases*

Wavelength Interval (nm)	Case		
	1 ^b	2 ^c	3 ^d
290–300	75.2	10.2	1.8
300–310	20.5	9.2	2.4
310–320	6.0	8.5	2.7
320–330	1.3	8.0	2.8
330–340	0.2	7.7	2.7
340–350	0.0	7.4	2.6
290–350	1.4	7.8	2.7

*Zenith angle 44.41°.

^bOnly change in total ozone, from 341 to 300 DU.

^cOnly change in aerosol total optical depth, from 0.61 to 0.30.

^dOnly change in surface albedo, from 0.03 to 0.10.

reduced from 0.61 to 0.30, which means that the atmosphere changes from a heavy aerosol loading to a light aerosol loading. Table 4 shows that the global irradiance increases by 7% at 350 nm and by 11% at 290 nm. Case 3 represents a change of the surface albedo from 0.03 to 0.10. In this case the global irradiance increases by approximately 2.8% for the longer wavelengths and by less than 2% for the shorter wavelengths. As we know that the irradiances at the wavelengths less than 310 nm can lead to a great increase in biologically damaging UV energy, we see that an ozone depletion by 10% can lead to a great increase in biologically damaging UV energy; generally changes of aerosol loading and surface albedo lead to changes that are more or less neutral within a large spectral interval.

Relying on this experience, we have tried to reduce the difference between computations and measurements (Fig. 8 and Table 3) by adjusting the total aerosol optical thickness and the ozone amount in our model. For wavelengths larger than 330 nm, there is almost no ozone influence, and the higher computed values point to an underestimation of the aerosols; an increase of the aerosol optical depth from 0.61 to 0.75 (approximately 20%) would be necessary to reconcile experimental and computed values. This seems to be a rather large change and moreover would modify the direct irradiance in the wrong direction. If the two spectra are made coincident above 330 nm by a neutral shift (as results from an increase of aerosols), the computed values become smaller than the measured values at the lower wavelengths, which may be the result of an overestimation of ozone; this would also explain the slope of the mean difference curve toward the short wavelengths in Fig. 8. A very small decrease from 341 to 330 DU is sufficient to make both spectra coincident; this change is, however, larger than the uncertainty of ± 5 DU for the measured ozone value. Figure 9 shows the difference between the computed and the measured

global irradiances for a solar zenith angle 44.41° with these new input parameters.

6. Discussion

The good agreement (within 6%) found between the model results and the experimental results obtained with the Innsbrück University instrument must be put now in the right perspective. As we have seen in Section 4, there are large discrepancies between the results of the six spectroradiometers used on 9 July 1991 in Panorama. On the other hand, the methods for solving the radiative transfer equation, including the DOM code, in a clear atmosphere where the plane-parallel approximation is valid (solar zenith angle smaller than 75°) are well documented; they have been verified or intercompared by many authors, as well as by ourselves.¹⁴ In the particular case of the comparison of calculated and measured UV-B irradiances presented in this paper, the impact of the uncertainties on the input parameters has been discussed in Section 5 (see Table 4); if we assume errors of ± 5 DU in the ozone amount and ± 0.1 in the aerosol optical depth, and a surface albedo between 0.03 and 0.08, we may expect the calculated values to be accurate to within a few percent. The agreement between the calculated and the measured values seems to present a strong case in favor of the quality of the Innsbrück instrument. This has been confirmed during the 1992 intercomparison campaign with ten instruments.¹³

Considering the difficulty of instrument calibration with standard lamps, and the difficulty in transferring and maintaining calibration in solar irradiance measurements, it seems that modeling with accurately measured input parameters, in clear sky conditions, is a good candidate method for a calibration program. Moreover, modeling offers the possibility of extrapolating data in the weak irradiance region (short wavelengths), for which most instruments failed to provide correct values.

7. Conclusions

We have adapted the DOM radiative transfer model¹⁹ for the UV radiation reaching the Earth's surface and compared the computed irradiance with measurements performed during a European intercomparison campaign, in Greece in July 1991, in clear weather; the input parameters to the model have been adjusted to represent best the conditions present during the measurements. When averaged over 10-nm intervals the discrepancies between measured and computed values remain within 6%. These small differences can be explained either by the uncertainties in the model input parameters or by the calibration error for the instrument; these differences are definitively smaller than the differences observed between the irradiances measured with the various instruments. This suggests that modeling with accurate measurements of the input parameters needed in the model, especially the ozone and the aerosol total amounts, could help to solve the problem of instru-

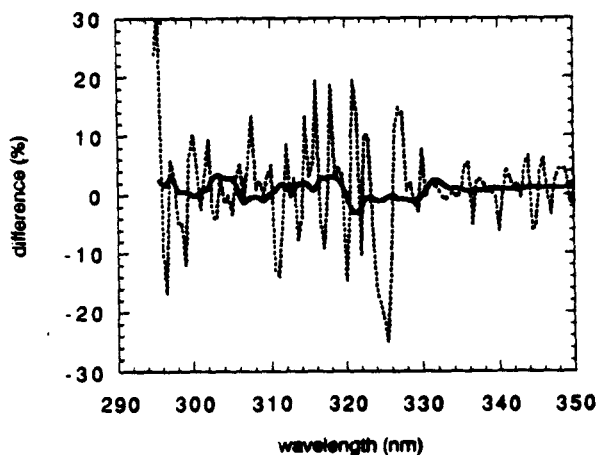


Fig. 9. Same as Fig. 8 but with 3% less ozone and 19% more aerosols and for one zenith angle, 44.41° .

ment calibration. Further study is necessary to analyze the sensitivity of UV irradiance at the Earth's surface to the various parameters in more detail and to extend the computation to the cloudy case and to larger solar zenith angles. This is currently being done; comparisons with the results of the 1992 campaign are planned,¹³ for both clear and cloudy sky.

This work has been supported by the Commission of European Communities (contract STEP0076). The authors thank M. Blumthaler and M. Huber for making their data available, B. Gardiner for providing information on the field experiment, and K. Stamnes and his colleagues for providing a DOM radiation code.

References

1. D. P. Harder and R. C. Worrest, "Effects of enhanced solar ultraviolet radiation on aquatic ecosystems," *Photochem. Photobiol.* **53**, 717-725 (1991).
2. M. Tevini and A. H. Teramura, "UV-B effects on terrestrial plants," *Photochem. Photobiol.* **50**, 479-487 (1989).
3. F. Urbach, "Potential effects of altered solar ultraviolet radiation on human skin cancer," *Photochem. Photobiol.* **50**, 507-513 (1989).
4. D. Lubin and J. E. Frederick, "The ultraviolet radiation environment of the Antarctic peninsula: the roles of ozone and cloud cover," *J. Appl. Meteorol.* **30**, 478-493 (1991).
5. K. Stamnes, Z. H. Jin, J. Slusser, C. Booth, and T. Lucas, "Several-fold enhancement of biologically effective ultraviolet radiation levels at McMurdo Station, Antarctica, during the 1990 ozone hole," *Geophys. Res. Lett.* **19**, 1013-1016 (1992).
6. R. C. Smith, Z. M. Wang, and K. S. Baker, "Ozone depletion in Antarctica: modeling its effect on solar UV irradiance under clear-sky conditions," *J. Geophys. Res.* **97**, 7383-7397 (1992).
7. D. E. A. Anderson and S. A. Lloyd, "Polar twilight UV-visible radiation field: perturbations due to multiple scattering, ozone depletion, stratospheric clouds and surface albedo," *J. Geophys. Res.* **95**, 7429-7434 (1990).
8. R. S. Stolarski, P. Bloomfield, R. D. McPeters, and J. R. Herman, "Total ozone trends deduced from NIMBUS 7 TOMS data," *Geophys. Res. Lett.* **18**, 1015-1018 (1991).
9. D. L. Correl, C. O. Clark, B. Goldberg, V. R. Goodrich, D. R. Hayes, Jr., W. H. Klein, and W. D. Schecher, "Spectral ultraviolet-B radiation fluxes at the Earth's surface: long-term variations at 39° N, 77° W," *J. Geophys. Res.* **97**, 7579-7591 (1992).
10. A. R. Webb, "Spectral measurements of solar ultraviolet-B radiation in southeast England," *J. Appl. Meteorol.* **31**, 212-216 (1992).
11. S. Madronich, "Implications of recent total atmospheric ozone measurements for biologically active ultraviolet radiation reaching the Earth's surface," *Geophys. Res. Lett.* **19**, 37-40 (1992).
12. B. G. Gardiner and P. J. Kirsch, "European intercomparison of ultraviolet spectrometers, Panorama, Greece, 3-12 July, 1991," *Air Pollution Res. Rep.* 38 (Commission of the European Communities, Directorate General for Science Research, and Development, Brussels, Belgium, 1992).
13. B. G. Gardiner and P. J. Kirsch, "European intercomparison of ultraviolet spectroradiometers, Panorama, Greece, 21-31 August 1992," *Rep. Contract CT90-STEP-0076*, (Commission of the European Communities, Brussels, Belgium, 1993).
14. J. Lenoble, *Radiative Transfer in Scattering and Absorbing Atmospheres: Standard Computational Procedures* (Deepak, Hampton, Va., 1985).
15. S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer* (Dover, New York, 1950).
16. K. N. Liou, "A numerical experimental on Chandrasekhar's discrete-ordinate method for radiative transfer: applications to cloudy and hazy atmosphere," *J. Atmos. Sci.* **30**, 1303-1326 (1973).
17. K. Stamnes and R. Swanson, "A new look at the discrete ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmosphere," *J. Atmos. Sci.* **38**, 387-399 (1981).
18. H. Q. Wang and G. X. Zhao, "Intensity calculation in strongly anisotropically scattering atmosphere with discrete ordinate method," *Sci. China B* **33**, 1387-1398 (1990).
19. K. Stamnes, S. C. Tsay, W. J. Wiscombe, and K. Jayaweera, "Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media," *Appl. Opt.* **27**, 2502-2509 (1988).
20. L. E. Mauldin, N. H. Zaub, M. P. McCormick, J. H. Guy, and W. R. Vaughn, "Stratospheric aerosol and gas experiment II instrument: a functional description," *Opt. Eng.* **24**, 307-312 (1985).
21. W. P. Chu, M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez, and P. Pruvost, "SAGE II inversion algorithm," *J. Geophys. Res.* **94**, 8339-8351 (1989).
22. C. Brogniez and J. Lenoble, "Size distribution of stratospheric aerosols from SAGE II multiwavelength extinctions," in *Aerosols and Climate*, P. V. Hobbs and M. P. McCormick, eds. (Deepak, Hampton, Va., 1988), pp. 305-311.
23. G. A. d'Almeida, P. Koepke, and E. P. Shettle, *Atmospheric Aerosols, Global Climatology and Radiative Characteristics* (Deepak, Hampton, Va., 1991).
24. A. J. Krueger and R. A. Minzer, "A mid-latitude ozone model for the 1976 U.S. standard atmosphere," *J. Geophys. Res.* **81**, 4477-4481 (1976).
25. L. T. Molina and M. J. Molina, "Absolute absorption cross section of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range," *J. Geophys. Res.* **91**, 14501-14508 (1986).
26. T. F. Eck, P. K. Bhartia, P. H. Wang, and L. L. Stowe, "Reflectivity of Earth's surface and clouds in ultraviolet from satellite observations," *J. Geophys. Res.* **92**, 4287-4296 (1987).
27. C. Fröhlich and J. Londo, "Revised instruction manual on radiation instruments and measurements," *W. M. O. Tech. Note 149* (World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland, 1986).

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- Anderson, D. E. A. and S. A. Lloyd, 1990: Polar twilight UV-visible radiation field: perturbations due to multiple scattering, ozone depletion, stratospheric clouds and surface albedo, *J. Geophys. Res.*, **95**, 7429-7434.
- Arvesen, J. C., R. N. Griffin and B. D. Pearson, 1969: Determination of extraterrestrial solar spectral irradiance from a research aircraft, *Appl. Opt.*, **8**: 2215.
- Bass, A. M. and R. J. Paur, The ultraviolet cross-sections of ozone, I, *The measurements in Atmospheric Ozone*, edited by C. S. Zerefos and A. Ghazi, pp606-610, D. Reidel, Norwell, Mass., 1985.
- Berger, D., 1976: The sunburning ultraviolet meter: design and performance. *In Photochem. Photobiol.*, **24**, 587-593.
- Berger, D., 1980: The sunburn UV networks and its applicability for biological predictions. In J. Calkins (ed.), *The Role of Solar Ultraviolet Radiation in Marine Ecosystems*, NATO Conference Series IV, *Marine Sciences*, **7**, 181-192, Plenum, New York.
- Berger, D., and M. Morys, 1992: UV-Biometer - a broad-band instrument complementing ozone measurements with ground based UV exposure, presented at the Quadrennial Ozone Symposium, Charlottesville, Virginia, USA, 4-13 June 1992.
- Bittar, A., and R. L. McKenzie, 1990: Spectral ultraviolet intensity measurements at 45°S: 1980 and 1988. *J. Geophys. Res.* **95**, 5597-5604.
- Bocquet, J. L., 1992: Contribution au développement de la spectroradiométrie en
- Bojkov, R. D., Zerefos, C. S., D. S. Balis, I. C. Ziomas, and A. F. Bais, 1993: Record low total ozone during northern winters of 1992 and 1993. *Geophys. Res. Letters* **20**, 1351-1354.
- Bousquet, P., 1969: Spectroscopie instrumentale, DUNOD, Paris, France.
- Brühl, C. and P. J. Crutzen, 1989: On the disproportionate role of tropospheric ozone as a filter against solar UV-B radiation. *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 703-706.

BIBLIOGRAPHIE

- Brasseur, G. and P. C. Simon, 1981: Stratospheric chemical and thermal response to long-term variability in solar UV irradiance, *J. Geophys. Res.* , **86**: 7343.
- Brogniez C. and J. Lenoble, 1988: Size distribution of stratospheric aerosols from SAGE II multiwavelength extinctions, *Aerosols and Climate*, P. V. Hobbs and M. P. McCormick, A. DEEPAK Publishing, Hampton, Virginia, 305-311.
- Brogniez, C., J. Lenoble and M. Herman, 1992: Study of the stratospheric aerosol layer over western Europe following the Pinatubo eruption, in *IRS'92: Current Problems in Atmospheric Radiation*, edited by S. Keevallik and O. Kärner, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, USA, 187-190.
- Caldwell, M. M., L. B. Camp, C. W. Warner, and S. D. Flint, Action spectra and their key role in assessing biological consequences of solar UV-B radiation change, *Stratospheric Ozone Reduction*, in *Solar Ultraviolet Radiation and Plant Life*, edited by R. C. Worrest and M. M. Cadewell, pp. 87-111, Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- Chandrasekhar, S., 1950: *Radiative Transfer*, Dover, New York, 393pp.
- Chu, W. P., M. P. McCormick, J. Lenoble, C. Brogniez, and P. Pruvost, 1989: SAGE II inversion algorithm, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8339-8351.
- Collins, G., 1972: Backward Monte Carlo calculations of the polarization characteristics of the radiation emerging from spherical-shell atmospheres, *Applied Optics*, Vol. 11, 2684-2695.
- Correl, D. L., C. O. Clark, B. Goldberg, V. R. Goodrich, D. R. Hayes. Jr., W. H. Klein, and W. D. Schecher, 1992: Spectral ultraviolet-B radiation fluxes at the earth's surface: long-term variations at 39°N, 77°W, *J. Geophys. Res.*, **97**, 7579-7591.
- Cretel, D., M. Herman and D. Tanré, 1987: Etude de la transmission diffuse d'un flash lumineux intense à travers l'atmosphère, Rapport de contrat de recherche CEA/LOA, 34pp.

BIBLIOGRAPHIE

- d'Almeida, G. A., P. Koepke, and E. P. Shettle(1991), Atmospheric Aerosols, Global Climatology and Radiative Characteristics, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, USA, 561pp.
- Dahlback, A. and K. Stamnes, 1990: A new spherical model for computing the radiation field available for photolysis and heating at twilight, *Planet Space Sci.*, **39**, 671-683.
- Dahlback, A., T. Henriksen, S. H. H. Larsen and K. Stamnes, 1989: Biological UV-doses and the effect of an ozone layer depletion, *Photochemistry and Photobiology*, **49**, 621.
- Deirmendjian, D., 1969: Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions, *American Elsevier Publishing Co. Inc.*, New York.
- Eck, T. F., P. K. Bhartia, P. H. Wang, and L. L. Stowe, 1987: Reflectivity of Earth's Surface and Clouds in Ultraviolet from Satellite Observations, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4287-4296.
- Falcone, V. J., W. A. Leonard and E. P. Shettle, 1979: Atmospheric attenuation of millimeter and submillimeter waves: Models and computer code, AFGL-TR-0253.
- Farman, J. C., B. G. Gardiner, and J. D. Shanklin, 1985: Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction, *Nature*, **315**, 207-210.
- Forster, P. M. deF., K. P. Shine, A. R. Webb, 1993: Comparison of Radiation Schemes for Calculating UV Radiation. SPIE Vol. 2049, Atmospheric Radiation.
- Forster, P. M. deF., Measuring and modelling UV radiation, Ph. D. thesis, Reading University, 1994.
- Fröhlich, C. and J. London, 1986: *Revised Instruction Manual on Radiation Instruments and Measurements*, WMO/TD-No.149, World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland.

BIBLIOGRAPHIE

- Frederick, J. E., H. E. Snell, and E. K. Haywood, 1989: Solar ultraviolet radiation at the earth's surface, *Photochemistry and Photobiology*, **50**, 443.
- Frederick, J. E., and D. Lubin, 1988: The budget of biologically active ultraviolet radiation in the earth-atmosphere system. *J. Geophys. Res.* **93**, 3825-3832.
- Gardiner, B. G. and P. J. Kirsch, 1994^a: Second European Intercomparison of Ultraviolet Spectroradiometers, Panorama, Greece, 21-31 August 1992, *Air Pollution Research Report* **49**, 67 pp.
- Gardiner, B. G. and P. J. Kirsch, 1994^b: Setting Standards for European Ultraviolet Spectroradiometers, *Report to the Commission of the European Communities*, STEP-076.
- Gardiner, B. G., and P. J. Kirsch, 1992: European Intercomparison of Ultraviolet Spectrometers, Panorama, Greece, 3-12 July, 1991. *Air Pollution Research Report* **38**, Commission of the European Communities, Directorate-General for Science, Research and Development, Brussels, 70pp.
- Gillotay, D., 1994: The "Transportable Lamp System", a relative reference for the future, final report.
- Hale, G. and M. Querry, 1973: Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm wavelength region. *Appl. Opt.*, **12**, 555-563.
- Harder, D. P. and R. C. Worrest, 1991: Effects of enhanced solar ultraviolet radiation on aquatic ecosystems, *Photochem. Photobiol.*, **53**, 717-725.
- Kneizys, F. X., G. P. Anderson, E. P. Shettle, W. O. Gallery, L. W. Abreu, J. E. A. Selby, J. H. Chetwynd, S. A. Clough, 1988: *User's guide to LOWTRAN 7*, AFGL-TR-88-0177.
- Komhyr, W. D., C. L. Mateer and R. D. Hudson, 1993: Effective Bass-Paur 1985 ozone absorption coefficients for use with Dobson ozone spectrophotometers, *J. Geophys. Res.*, **98**, 20,451-20,465.
- Krueger, A. J. and R. A. Minzner, 1976: A mid-latitude ozone model for the 1976 U.S. standard atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 4477-4481.

BIBLIOGRAPHIE

- Krueger, A., M. Schoeberl, P. Newman, and R. Stolarski, 1992: The 1991 Antarctic ozone hole: TOMS observations. *Geophys. Res. Letters* **19**, 1215-1218.
- Krueger, A., M. Schoeberl, P. Newman, and R. Stolarski, 1992: The 1991 Antarctic ozone hole: TOMS observations. *Geophys. Res. Letters*, **19**, 1215-1218.
- Lenoble, J. and H. B. Chen, 1992: Monte Carlo study of the effects of stratospheric aerosols and clouds on zenith sky spectrometric measurements, in "*IRS'92: Current Problems in Atmospheric Radiation*", edited by S. Keevallik and O. Kärner, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia USA, pp481-485.
- Lenoble, J., 1985: *Radiative Transfer in Scattering and Absorbing Atmosphere: Standard Computational Procedures*, A. DEEPAK Publishing, Hampton, Virginia, USA., 300pp.
- Lenoble, J., 1993: *Atmospheric Radiative Transfer*, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, USA, 532pp.
- Liou, K. N., 1973: A numerical experiment on Chandrasekhar's Discrete- Ordinate Method for radiative transfer: Applications to cloudy and hazy atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1303-1326.
- Liou, K. N., 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*, Academic Press, New York, USA, 392pp.
- Lubin, D. and J. E. Frederick, 1991: The ultraviolet radiation environment of the Antarctic peninsula: the roles of ozone and cloud cover, *J. Appl. Meteor.*, **30**, 478-493.
- Lubin, D., B. G. Mitchell, J. E. Frederick, A. D. Alberts, C. R. Booth, T. Lucas, and D. Neuschuler, 1992: A contribution toward understanding the biospherical significance of Antarctic ozone depletion. *J. Geophys. Res.* **97**, 7817-7828.
- Madronich, S., 1992: Implications of recent total atmospheric ozone measurements for biologically active ultraviolet radiation reaching the earth's surface, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 37-40.

BIBLIOGRAPHIE

- Manatt, S. L. and A. L. Lane, 1993: A compilation of the absorption cross-sections of SO_2 from 106 to 403 nm, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **50**, 267-276.
- Manuel technique de SPECTRALINK, Jobin Yvon, Paris, France.
- Mauldin, L. E., N. H. Zaun, M. P. McCormick, J. H. Guy, and W. R. Waughn, 1985: Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II instrument: A functional description, *Opt. Eng.*, **24**, 307-312.
- McKenzie, R. L., P. V. Johnston, M. Kotkamp, A. Bittar, and J. D. Hamlin, 1992: Solar ultraviolet spectroradiometry in New Zealand: instrumentation and sample results from 1990. *Appl. Opt.* **31**, 6501-6509.
- McKenzie, R. L., W. A. Matthews, and P. V. Johnston, 1991: The relationship between erythemal UV and ozone, derived from spectral irradiance measurements. *Geophys. Res. Letters* **18**, 2269-2272.
- McKenzie, R. L., M. Kotkamp, G. Seckmeyer, R. Erb, C. R. Roy, H. P. Gies, and S. J. Toomey, 1993: First southern hemispheres intercomparison of measured solar UV spectra. *Geophys. Res. Letters* **20**, 2223-2226.
- McKinlay, A. F., and B. L. Diffey, A reference action spectrum for ultraviolet induced erythema in human skin, in *Human Exposure to Ultraviolet Radiation: Risks and Regulations* (Eds. W. R. Passchier and B. F. M. Bosnjakovic), Elsevier, Amsterdam, 83-87, 1987.
- Mecherikunnel, A. T., R. B., Lee III, H. L. Kyle, and E. R. Major, 1988: Intercomparison of solar total irradiance data from recent spacecraft measurements. *J. Geophys. Res.*, **93**, 9503-9509.
- Molina, L. T., M. J. Molina, 1986: Absolute absorption cross section of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range, *J. Geophys. Res.*, **91**, 14501-14508.
- NASA, 1966: U.S. standard atmosphere supplements, 1966, *U.S. Government Printing Office*, Washington, DC.
- NASA, 1976: U.S. standard atmosphere supplements, 1976, *U.S. Government Printing Office*, Washington, DC.

BIBLIOGRAPHIE

- Neckel H. and D. Labs , 1984: The solar radiation between 3300 and 12500 Å, *Solar Physics* **90**, 205.
- Newman, P., R. Stolarski, M. Schoeberl, R. McPeters, and A. Krueger, 1991: The 1990 Antarctic ozone hole as observed by TOMS. *Geophys. Res. Letters* **18**, 661-664.
- Newman, P., R. Stolarski, M. Schoeberl, R. McPeters, and A. Krueger, 1991: The 1990 Antarctic ozone hole as observed by TOMS. *Geophys. Res. Letters*, **18**, 661-664.
- Notice du SPECTRAMAX, Jobin Yvon, 1993, Paris, France.
- Roy, C., P. Gies, and G. Elliott, The ARL solar ultraviolet radiation measurements programme, *Transactions of the Menzies Foundation*, **15**, 71-76, 1989.
- Seckmeyer, G. and R. L. McKenzie, 1992: Increased Ultraviolet Radiation in New Zealand (45°S) relative to Germany(48°N), *Nature*, **359**, 135-137.
- Seckmeyer, G., B. Mayer, R. Erb and G. Bernhard, 1994: UV-B in Germany higher in 1993 than in 1992, *Geophys. Res. L.*, **21**, 577-580.
- Setlow, R. B., The wavelengths in sunlight effective in producing skin cancer: a theoretical analysis, *Pro. Natl. Acad. Sci. USA*, **71**, 3363-3366, 1974.
- Silverman, B. A. and Sprague, E. D., 1970: Airborne measurements of in-cloud visibility, National Conference on Weather Modification of the American Meteorological Society, April 6-9, Santa Barbara, California.
- Smith, E. V. P., and D. M. Gottlieb , 1974: Solar flux and its variation, *Space Sci. Rev.* **16**, 771.
- Smith, R. C., Z. M. Wan and K. S. Baker, 1992: Ozone depletion in Antarctica: modeling its effect on solar UV irradiance under clear-sky conditions, 97, 7383-7397.
- Spinhirne, J. D., and A. E. S. Green, 1978: Calculation of the relative influence of cloud layers on received ultraviolet and integrated solar radiation, *Atmos. Environ.*, **12**, 2449.

BIBLIOGRAPHIE

- Stamnes, K. and R. Swanson, 1981: A new look at the Discrete Ordinate Method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 387-399.
- Stamnes, K., S. C. Tsay, W. J. Wiscombe and K. Jayaweera, 1988: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Opt.*, **27**, 2502-2509.
- Stamnes, K., Z. H. Jin, J. Slusser, C. Booth and T. Lucas, 1992: Several-fold enhancement of biologically effective ultraviolet radiation levels at McMurdo station, Antarctica, during the 1990 ozone "hole", *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1013-1016.
- Stolarski, R. S., M. R. Schoeberl, P. A. Newman, R. D. McPeters, and A.J. Krueger, 1990: The 1989 Antarctic ozone hole as observed by TOMS. *Geophys. Res. Letters*, **17**, 1267-1270.
- Stolarski, R. S., P. Bloomfield, R. D. McPeters, and J. R. Herman, 1991: Total ozone trends deduced from NIMBUS 7 TOMS data, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1015-1018.
- Tevini M. and A. H. Teramura, 1989: UV-B effects on terrestrial plants, *Photochem. Photobiol.* **50**, 479-487.
- Tsay, S. C. and K. Stamnes, 1992: Ultraviolet radiation in the Arctic: the impact of potential ozone depletion and cloud effects, *J. Geophys. Res.*, **97**, 7829-7840.
- Urbach, F., 1989: Potential effects of altered solar ultraviolet radiation on human skin cancer, *Photochem. Photobiol.* **50**, 507-513.
- Wang P. C. and J. Lenoble, 1994: Comparison between measurements and modeling of UV-B irradiance for clear sky: a case study, *Appl. Opt.*, **33**, 3964-3971.
- Wang, H. Q. and G. X. Zhao, 1990: Intensity calculation in strongly anisotropically scattering atmosphere with discrete ordinate method, *Science in China*, B, **33**, 1387-1398.

BIBLIOGRAPHIE

- Webb, A. R., 1992: Spectral measurements of solar ultraviolet-B radiation in southeast England, *J. Appl. Meteo.*, **31**, 212-216.
- Zeng, J., R. McKenzie, K. Stamnes, and J. Rosen, Measured UV spectra compared with discrete ordinate method simulations, submitted to *J. Geophys. Res.*, 1994.
- Zerefos, C. S., H. T. Mantis, A. F. Bais, I. C. Ziomas and Zoumakis, 1986: Solar ultraviolet absorption by sulphur dioxide in Thessaloniki, Greece, *Atmosphere-Ocean*, **24**, 292-300. photodermatologie, Thèse pour l'habilitation à diriger des recherches en sciences physiques, Université des Sciences et Technologies de Lille.

