

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE DE LILLE

THÈSE

Présentée par

Mickaël Houët

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : « Lasers, Molécules, Rayonnement Atmosphérique »

Spectroradiométrie du rayonnement solaire UV au sol :
Améliorations apportées à l'instrumentation et au traitement des
mesures. Analyse pour l'évaluation du contenu atmosphérique en
ozone et en aérosol

Soutenue le 04 décembre 2003

Devant le jury composé de

M. A. De la Casinière	Maître de conférences à l'Université de Grenoble	Rapporteur
M. V.H. Peuch	Ingénieur des Ponts et Chaussées, Toulouse	Rapporteur
M. P. Dubuisson	Maître de conférence à l'Université du littoral	Examineur
M. D. Gillotay	Chef de travaux à l'IASB	Examineur
M. P. Goloub	Professeur à l'Université de Lille I	Examineur
Mme J. Lenoble	Professeur émérite à l'Université de Lille I	Examinatrice
Mme C. Brogniez	Professeur à l'Université de Lille I	Directrice de thèse

Laboratoire d'Optique Atmosphérique

UFR de Physique Fondamentale

Université des Sciences et Technologies de Lille I

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex France

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé directement ou indirectement à l'élaboration de cette thèse :

Colette Brogniez pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse et qui a toujours été disponible pour m'aider dans ma tâche.

Yves Fouquart et Didier Tanré, directeurs successifs du Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA), pour m'avoir accueilli depuis mon arrivé en DEA au sein du laboratoire.

Alain de la Casinière et Vincent-Henri Peuch, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Toute l'équipe du laboratoire Interaction Rayonnement Solaire-Atmosphère (IRSA) à Grenoble, M. Alain de la Casinière, Mme Jacqueline Lenoble, M. Thierry Cabot, Dominique et Irina, dont la collaboration avec notre équipe UV du LOA fut toujours enrichissante.

David Bolsée et Didier Gillotay qui m'ont toujours accueilli chaleureusement au sein du laboratoire IASB à Bruxelles.

Luc Blarel, Bahi Damiri et Thierry Podvin de l'équipe Aeronet du LOA, pour m'avoir fourni toutes les informations et données nécessaires sur les photomètres Cimel lorsque c'était nécessaire.

Christian Vervaerde et René Lecoq pour m'avoir aidé dans la conception et la réalisation d'éléments électroniques indispensables au fonctionnement de la station UV.

Jean Yves Balois pour avoir conçu certaines pièces mécaniques du spectroradiomètre.

Aux membres du LOA en général, avec qui mes échanges furent aussi divers qu'enrichissants.

Nicolas Bellouin et Fabrice Ducos, mes collègues de bureau et adversaires à Warcraft, dont la présence a quelque peu coloré l'ambiance de travail et animé nos soirées.

Et bien sûr, Séverine, pour son soutien et sa présence

Table des matières

Introduction.....	9
1 Présentation de la station de mesure UV au sol.....	13
1.1 Présentation générale.....	13
1.2 Le spectroradiomètre UV « SPUV01 »	14
1.2.1 Description.....	14
1.2.2 Dernières améliorations effectuées.....	18
1.2.3 Etalonnage du spectroradiomètre.....	18
1.2.4 Bilan des incertitudes d'une mesure spectrale réalisée par le spectroradiomètre SPUV01.....	23
1.3 Le pyranomètre UVB YES - Description utilisation et Intercomparaison avec le spectroradiomètre SPUV01.....	26
1.3.1 Présentation.....	26
1.3.2 Utilisation du pyranomètre UVB YES.....	26
1.3.3 Comparaison avec les données du spectroradiomètre.....	29
1.3.4 Etalonnage de l'instrument YES au JRC, (Joint Research Centre).....	47
2 Simulation d'un spectre UV.....	57
2.1 Généralités.....	57
2.2 Les paramètres physiques d'entrée de la simulation.....	58
2.2.1 Les gaz absorbant l'UV: l'ozone et le dioxyde d'azote.....	58
2.2.2 Les aérosols.....	60
2.2.3 Les nuages.....	62
2.2.4 Les paramètres liés au site : l'altitude et l'albédo de sol.....	63
2.2.5 La température et la pression.....	63
2.2.6 L'angle solaire zénithal.....	65
2.2.7 Résultats.....	65
2.3 Effet des différents paramètres sur le résultat de la simulation.....	66
2.3.1 Effet de l'ozone.....	67
2.3.2 Effet des aérosols.....	67
2.3.3 Effet des nuages.....	71
2.3.4 Effet des profils Pression, Température atmosphérique et Ozone.....	72
2.3.5 Effet de l'albédo de sol.....	73
2.3.6 Effet de θ_0	74
2.4 Reconstruction des éclaircissements à partir des transmittances.....	75
2.4.1 Méthode utilisée.....	75
2.4.2 Résultats.....	80

3	Le traitement des données de la station UV	85
3.1	Présentation de la chaîne de traitement	85
3.2	Conversion des données brutes du spectroradiomètre en puissance spectrale	87
3.2.1	Traitement spécifique suivant le protocole Solar05	87
3.3	Correction angulaire du diffuseur	88
3.3.1	Mesure de la réponse angulaire	88
3.3.2	Calcul de la correction angulaire	91
3.3.3	Amélioration du calcul de la correction angulaire à l'aide du shadower	94
3.4	Correction du shadower	98
3.4.1	Présentation du problème	98
3.4.2	Géométrie du système et calculs préliminaires	99
3.4.3	Simulation des luminances	103
3.4.4	Résultats	104
3.4.5	Vérification expérimentale	105
3.5	Correction du décalage en longueur d'onde	107
3.5.1	Comparaison avec un spectre UV de référence	107
3.5.2	Détermination du shift pour les plus grandes longueurs d'onde ($\lambda > 330\text{nm}$)	108
3.5.3	Détermination du shift pour les plus courtes longueurs d'onde ($\lambda < 330\text{nm}$)	110
3.5.4	Résultats	114
3.5.5	Etude de la précision de la méthode	116
3.5.6	Reconstruction du spectre UV	117
3.5.7	Conclusion, limite de la méthode	120
3.6	Contrôle qualité	121
3.6.1	Comparaison SPUV-YES	121
3.6.2	Décalage en longueur d'onde (shift)	121
3.6.3	Variation rapide de la nébulosité	122
3.6.4	Contrôle de la structure du spectre	123
3.6.5	Exemples de détermination des flags sur quelques jours	128
3.7	Calcul des éclairissements spectraux directs	130
3.7.1	Principe	130
3.7.2	Validation de l'éclairissement direct par une comparaison avec les données des photomètres Aéronet	131
4	Exploitation des données	135
4.1	Détermination de l'abondance d'ozone par une méthode d'absorption différentielle à partir d'un spectre ultraviolet mesuré au sol	136
4.1.1	Introduction, principe de la méthode	136
4.1.2	Choix des longueurs d'onde et des rapports	136
4.1.3	Premier calcul des cinq rapports, discussion sur les incertitudes	137
4.1.4	Etude de la sensibilité de ces rapports	142
4.1.5	Utilisation des LUT, vérification sur quelques spectres simulés de l'efficacité de nos LUT à restituer la quantité d'ozone	160

4.1.6	Restitution de l’ozone suivant les différentes LUT à partir des spectres mesurés au sol.....	165
4.1.7	Résultats.....	169
4.2	Détermination des paramètres aérosols dans l’UV par temps clair.....	188
4.2.1	Détermination de l’épaisseur optique des aérosols.....	189
4.2.2	Détermination du coefficient d’Angström α	196
4.3	Estimation de l’épaisseur optique totale nuage et aérosol.....	199
4.3.1	Intérêt, Principe.....	199
4.3.2	Utilisation de la LUT.....	201
4.3.3	Résultats.....	203
4.3.4	Conclusion.....	204
	Conclusion générale.....	205
	Annexes.....	209
	Ozone column retrieval from UV spectral irradiance measurement.....	211
	Inter-comparison of UV lamps from two standards.....	219
	Bilan des données de la station STUV01 de 1997 à 2003.....	237
	Bibliographie.....	243

Introduction

Depuis le milieu des années 1950, les chlorofluorocarbones (CFC) ont été émis en abondance par l'homme dans l'atmosphère, notamment par le biais des bombes aérosols et de l'industrie [Staehelin et al., 2001]. Durant des décennies, ces CFC se sont accumulés dans la stratosphère pour être ensuite dissociés par le rayonnement UV. Les atomes de chlore qui résulte de cette photodissociation vont permettre la synthèse de gaz chlorés (HCl, ClONO₂, etc...). Ces gaz réagissent ensuite avec les molécules d'ozone présent dans la stratosphère, provoquant la destruction de ces derniers. Les CFC sont donc les principaux responsables de la dégradation de la couche d'ozone des régions polaires située dans la stratosphère entre 15km et 40km d'altitude. Ils détruisent ces molécules selon des processus chimiques qui sont fortement catalysés par la présence conjointe des nuages stratosphériques polaires et de la lumière solaire [Solomon, 1999]. Ces nuages de glace (appelés aussi PSC pour Polar Stratospheric Clouds) se forment principalement au-dessus des régions polaires durant la nuit. Lorsque le rayonnement solaire réapparaît au printemps au-dessus de ces régions et lorsque des PSC sont présents, toutes les conditions sont réunies pour provoquer une forte déplétion de la couche d'ozone, appelé communément par les médias « trou » de la couche d'ozone. Lors de ces événements, la quantité d'ozone subit une perte qui peut atteindre 60% de sa valeur moyenne mesurée sur la période 1967-1971, comme ce fut le cas en 1997 [Solomon, 1999].

Depuis la découverte de cette déplétion de l'ozone stratosphérique au-dessus de l'Antarctique dans les années 80 [Solomon, 1999], l'intérêt pour la mesure du rayonnement UV s'est considérablement accru à travers le monde. En effet, l'ozone stratosphérique absorbe fortement le rayonnement UV et protège ainsi la biosphère de sa dangerosité. La diminution de ce gaz provoque une augmentation de l'éclairement UV au sol qui risque d'engendrer de graves problèmes de santé pour l'homme. Mesurer le rayonnement UV sur une longue

période permet donc de contrôler son évolution afin de surveiller ce risque potentiel. De nombreuses stations de mesure au sol du rayonnement UV se sont donc développées durant ces vingt dernières années, ainsi que des instruments satellitaires afin d'établir une couverture planétaire, comme par exemple SAGE (*Stratospheric Aerosols and Gas Experiment*) [Mauldin et al., 1985] et POAM (*Polar Ozone and Aerosol Measurement*) [Glaccum et al., 1996] qui fournissent des profils verticaux d'ozone dans la stratosphère ou TOMS (*Total Ozone Mapping Spectrometer*) [McPeters et al., 1998] qui mesure la quantité totale d'ozone.

Le rayonnement UV contribue fortement à la photolyse des éléments chimiques dans la troposphère [Solomon, 1999], ce qui fait de lui un des principaux acteurs des épisodes de pollution urbaine les jours de grand soleil. L'augmentation du flux UV à la surface risque d'aggraver fortement cette contamination de l'air de nos villes. Parmi les gaz apparaissant lors de ces pollutions, on retrouve l'ozone, mais dont la présence dans la troposphère, contrairement à la stratosphère, n'est pas souhaitable de par sa nocivité. On arrive ainsi à une situation ironique où la diminution probable de l'ozone stratosphérique, nuisible pour la biosphère, risque d'aggraver l'augmentation de l'ozone troposphérique, là où il est toxique pour l'homme. La mesure du flux UV au sol, et notamment le flux actinique, ou flux sphérique, permet de prévoir ces pollutions urbaines.

L'étude spectrale du rayonnement UV solaire permet de retrouver le contenu atmosphérique en ozone. En utilisant conjointement ce contenu avec des données satellitaires fournissant des profils verticaux de l'ozone stratosphérique comme SAGE, il est possible de déterminer la quantité d'ozone troposphérique [Hudson et al., 1995]. L'ozone absorbe le rayonnement UV mais aussi le rayonnement infrarouge sur une bande centrée à 9,6 μm . C'est donc un gaz à effet de serre. La diminution de l'ozone stratosphérique provoque à ce titre un forçage radiatif moyenné annuellement négatif de l'ordre de 0,1 Wm^{-2} et son augmentation dans la troposphère un forçage positif de 0,4 Wm^{-2} [Ramaswamy et al., 2001]. Bien connaître les quantités troposphérique et stratosphérique de l'ozone grâce aux mesures UV devrait permettre de mieux quantifier ces forçages radiatifs et d'établir avec plus de précision leurs impacts sur le réchauffement climatique.

Enfin, l'étude du rayonnement UV nous permet de déterminer les propriétés optiques de certains composants de l'atmosphère aux très courtes longueurs d'onde comme les aérosols. Une meilleure connaissance des propriétés de ces particules sur un large spectre devrait permettre d'évaluer leur impact sur le climat avec plus de précision.

Mesurer l'éclairement UV au sol est donc motivé par la volonté d'en retirer des informations concernant le contenu atmosphérique en composants importants comme l'ozone, de mieux interpréter les conséquences de la baisse de la quantité d'ozone et de surveiller son intensité au sol afin de prévenir la population en cas de risques pour la santé publique (érythèmes, pollution).

Différents protocoles internationaux ont été signés entre 1987 (protocole de Montréal) et 1995 (protocole de Vienne) et ont permis une diminution significative de l'émission des CFC. Cette baisse est encourageante mais les CFC possèdent une durée de vie particulièrement longue de l'ordre de la dizaine à la centaine d'années. De plus, des gaz à effet de serre comme le protoxyde d'azote ou le méthane contribuent également à la destruction de la couche d'ozone et leurs concentrations dans l'atmosphère ne cessent d'augmenter à cause de l'activité humaine [Randeniya et al., 2002]. La diminution de l'ozone risque de continuer encore plusieurs décennies et la surveillance à long terme du rayonnement UV au sol est nécessaire afin d'établir une climatologie et de donner une tendance.

La détermination du rayonnement UV au sol est rendue difficile par l'existence de plusieurs contraintes techniques. L'éclairement spectral UVB, dont la mesure est importante de par sa nocivité, arrive à la surface de notre planète avec une intensité extrêmement faible, de l'ordre du milliwatt par m^2 et par nanomètre. Le mesurer avec précision demande un

appareillage très sensible et peu bruité. A l'inverse, les UVA possèdent une intensité beaucoup plus forte, de l'ordre de la centaine de $\text{mW m}^{-2} \text{nm}^{-1}$. Un instrument de mesure du rayonnement UV doit donc être capable de mesurer une large gamme d'intensités tout en possédant un rapport signal sur bruit très élevé.

En 1995, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille (LOA) s'est doté d'un spectroradiomètre répondant à ce cahier des charges. La mesure du rayonnement UV sur le site de Villeneuve d'Ascq a pu débuter à cette période, notamment avec les travaux de P. Wang [Wang, 1995]. Au cours des années, les travaux d'Eric Pachart [Pachart, 1997] et de Dominique Masserot [Masserot, 2001] ont permis à l'appareil de subir de nombreuses modifications afin d'améliorer la stabilité temporelle de sa sensibilité et d'automatiser ses mesures. En 1998, un pyranomètre UVB large bande est venu compléter les mesures spectrales, constituant ainsi la station de mesure UV au sol « STUV01 ». Les qualités de cette station nous ont permis d'intégrer le réseau européen de surveillance du rayonnement UV nommé d'abord « SUVDAMA » (*Scientific UV Data Managment*) de 1996 à 1999 puis « EDUCE » (*European Database for UV Climatology and Evaluation*) de 2000 à 2003. Ce réseau regroupe vingt-sept stations dispersées à travers onze pays européens dont le but principal est de fournir à la communauté scientifique une banque de donnée fiable de mesures UV au sol. Notre station fait également partie depuis 2001 du réseau international « NDSC » (*Network for the Detection of Stratospheric Change*) comprenant soixante-quatorze stations réparties à travers vingt-trois pays.

Le plan de cette thèse sera le suivant. Dans le premier chapitre, une présentation de la station STUV01 sera effectuée. Les caractéristiques des deux instruments la constituant y seront décrit brièvement. La procédure d'étalonnage du spectroradiomètre y sera résumée. Enfin, l'intercomparaison entre les données du spectroradiomètre et du fluxmètre large bande fera l'objet d'une étude approfondie. Durant cette intercomparaison, de nouveaux coefficients d'étalonnage du fluxmètre seront établis.

Le deuxième chapitre sera consacré à la simulation des éclairagements spectraux UV. La simulation est un outil d'étude et d'analyse du rayonnement UV particulièrement efficace. La méthode que nous employons pour simuler un spectre UV à partir du code de transfert radiatif DISORT (*DIScret Ordinate Radiative Transfert*) [Stamnes et al., 1988] y sera décrite en détail, ainsi que les différents paramètres que nous pouvons moduler afin de calculer toute une variété de spectres. Nous verrons également dans ce chapitre, les effets qu'engendrent sur l'éclairement UV les différents composants de l'atmosphère comme les aérosols, les nuages ou l'ozone, ainsi que les différents paramètres liés au site comme l'albédo de sol ou l'altitude.

Le troisième chapitre est consacré au traitement et au contrôle de la qualité des données. La méthode employée pour convertir les données brutes des instruments en quantités physiques y sera décrite. Les corrections apportées aux données spectrales seront vues en détail, notamment la correction angulaire, la correction du décalage en longueur d'onde et la correction du cache solaire pour les mesures d'éclairement diffus. Nous verrons également les algorithmes utilisés pour tester en fin de chaîne la qualité générale des données.

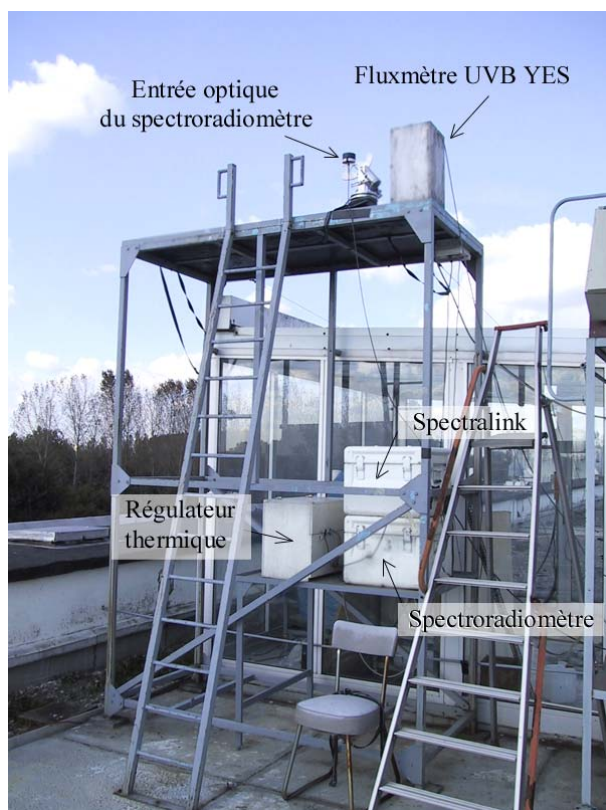
Enfin, le quatrième et dernier chapitre sera consacré à l'analyse des données UV. Ces études nous permettront de déterminer des quantités atmosphériques fortement liées au rayonnement UV comme le contenu en ozone ou en aérosols. La méthode nous permettant de déterminer la colonne totale d'ozone sera décrite en détail et les résultats obtenus à partir des données de plusieurs sites européens seront analysés. Nous verrons également comment retrouver l'épaisseur optique et le coefficient d'Ångström des aérosols dans l'UV par temps clair. Enfin, les nuages pouvant créer des problèmes lors de la détermination de la quantité d'ozone et des paramètres aérosols, nous décrirons la méthode utilisée pour estimer leur épaisseur optique, ceci afin d'être en mesure de juger rapidement de la qualité des quantités obtenues.

Chapitre 1

Présentation de la station de mesure UV au sol

1.1) Présentation générale

La station de mesure au sol des rayonnements UV, située sur le toit du bâtiment P5 à Villeneuve d'Ascq, est constituée de deux instruments : un spectroradiomètre à double monochromateur Jobin Yvon HD10 et un fluxmètre UVB large bande du constructeur YES, appelé aussi pyranomètre UVB. Ces deux instruments complètent une station Aeronet qui collecte des informations sur les aérosols. Le spectroradiomètre et le fluxmètre effectuent des mesures quotidiennes de l'éclairement UV depuis 1997. Les photos suivantes présentent les deux appareils.



A gauche : Présentation générale des instruments

En bas : L'entrée optique du spectroradiomètre en premier plan et le pyranomètre UVB YES en arrière.



Ce chapitre a pour but de décrire le fonctionnement de ces deux instruments. L'étalonnage et l'inter comparaison des mesures des deux appareils y seront également décrit.

1.2) Le spectroradiomètre UV « SPUV01 »

1.2.1) Description

La spectroradiométrie combine deux disciplines : la spectrométrie qui effectue une étude qualitative d'un rayonnement électromagnétique, et la radiométrie qui s'attache à l'étude quantitative de l'énergie transportée par l'onde. Le spectroradiomètre UV du LOA, appelé SPUV01, combine ces deux opérations en effectuant des mesures spectrales du rayonnement UV solaire arrivant au sol. Il a vu sa conception débiter en 1993 avec Pucai Wang [Wang, 1995]. Il a subi de nombreux changements et améliorations au cours des années avec les travaux de Eric Pachart et de Dominique Masserot. Les dernières modifications effectuées en 2001 ont été l'ajout d'un nouveau diffuseur, d'une fibre optique pour relier ce dernier au double monochromateur et d'un pare soleil, ou « shadower », afin de mesurer l'éclairement UV diffus. Ces changements se sont accompagnés d'une refonte totale du positionnement des différents éléments à l'intérieur du caisson étanche. La figure 1.2.1 présente un schéma synthétique de l'appareil.

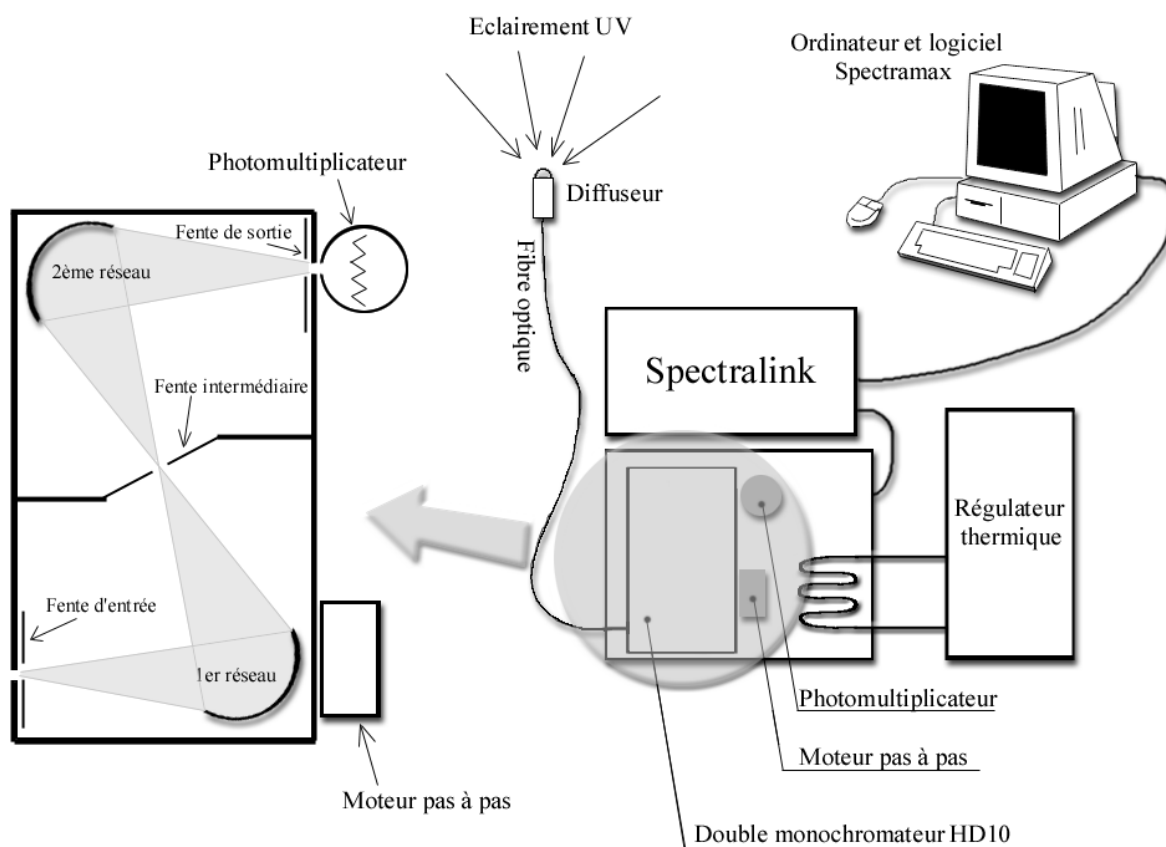


Fig 1.2.1) Les différents éléments du spectroradiomètre SPUV01

Le diffuseur constitue l'entrée optique de l'instrument. Son rôle est de collecter, de mélanger et de conduire l'ensemble du rayonnement solaire venant du demi-espace supérieur vers la fibre optique.

La fibre optique de 3m va ensuite guider le rayonnement jusqu'au double monochromateur HD10. Cette fibre est constituée d'un paquet de 32 fibres optiques positionnées en cercle à l'entrée, et en ligne en sortie, afin de mieux répartir l'éclairement face à la fente d'entrée du HD10.

Le double monochromateur Jobin Yvon HD10 est composé de deux réseaux holographiques concaves d'une densité de 1200 traits/mm et d'une distance focale de 100mm qui vont disperser la lumière en fonction de la longueur d'onde. Les trois fentes, positionnées à la distance focale des réseaux jouent plusieurs rôles, notamment celui de minimiser la présence de lumière parasite et d'améliorer la finesse de la fonction fente. Les dimensions de ces dernières ont été choisies afin d'optimiser leurs effets bénéfiques tout en laissant passer suffisamment de rayonnement afin d'effectuer une mesure qui ne soit pas trop bruitée [Pachart, 1997]. La largeur des fentes d'entrée et de sortie est de 0.1mm et la largeur de la fente intermédiaire est de 1mm.

À la sortie du double monochromateur se situe un photomultiplicateur dont le rôle va être de créer plusieurs électrons pour chaque photon reçu. Il va donc convertir l'éclairement spectral, le signal physique, en signal électrique. Ce signal est ensuite envoyé à l'électronique « Spectralink ».

Spectralink va traiter ce signal électrique et va l'échantillonner. Le signal numérique créé est finalement envoyé au PC qui pilote l'ensemble de la station afin d'y être stocké via le logiciel « Spectramax ».

Le PC a aussi pour rôle, à partir de ce même logiciel « Spectramax », de piloter le moteur pas à pas qui déplace les réseaux du HD10 (et donc qui sélectionne l'éclairement spectral à la longueur d'onde voulue). Le déplacement en continu de ce moteur permet d'effectuer un balayage en longueurs d'onde et donc de mesurer un spectre solaire. L'ordinateur pilote également le moteur pas à pas du shadower pour mesurer l'éclairement diffus. Enfin, il rapatrie quotidiennement les données du pyranomètre UVB YES sur son disque dur. La plupart des programmes informatiques tournant sur ce PC ont été développées par Dominique Masserot [Masserot, 2001] et ont subi de légères modifications ces dernières années, afin notamment de prendre en compte l'ajout du shadower.

La régulation thermique maintient la température interne du caisson contenant le double monochromateur à une valeur proche de 28°C. Cependant, par jours de grosse chaleur ou très grand froid, il arrive que la température s'écarte de la consigne jusqu'à 6 à 7°C. Cet écart en température provoque un décalage en longueur d'onde du spectre mesuré qui est heureusement corrigé par un algorithme de traitement du décalage (voir chapitre 3.5).

Le spectroradiomètre est automatisé et il effectue des mesures quotidiennes de spectres UV du lever du soleil au coucher. Sa fréquence de mesure est d'un spectre tous les quarts d'heure : une mesure de l'éclairement UV global aux heures pleines et demi-heures et une mesure de l'éclairement diffus quinze minutes avant et après le début de ces scans globaux. La durée d'un scan est d'environ six minutes. Il mesure des flux plans, c'est à dire qu'il mesure l'ensemble de l'éclairement UV arrivant de l'hémisphère supérieur et rencontrant une surface horizontale et plane au sol. (voir figure 1.2.2). L'éclairement UV global reçu par l'instrument $E_t(\lambda)$ peut s'écrire comme la somme de l'éclairement direct $E_{dir}(\lambda)$ et de l'éclairement diffus $E_{dif}(\lambda)$ arrivant de l'hémisphère supérieur :

$$E_t(\lambda) = E_{dir}(\lambda) + E_{dif}(\lambda) \quad (1.2.1)$$

$$E_{dir}(\lambda) = E_0(\lambda) \times \cos(\theta_0) \quad (1.2.2)$$

$$E_{dif}(\lambda) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} L_{diffus}(\theta, \varphi, \lambda) \cos(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1.2.3)$$

Avec :

E_0 : L'éclairement solaire direct arrivant sur un plan perpendiculaire à la direction du soleil au niveau du sol (après atténuation par l'atmosphère terrestre)

θ_0 : L'angle solaire zénithal

$L_{diffus}(\theta, \varphi, \lambda)$: Luminance spectrale descendante diffuse venant de l'angle zénithal θ et de l'azimut φ .



Fig 1.2.2) Eclairages direct et diffus UV mesurés par l'appareil

Les spectres sont réalisés dans une bande allant de 280nm à 450nm. L'instrument mesure donc les UVB, les UVA et une partie du visible. La figure 1.2.3 suivante présente un exemple de spectre UV mesuré par l'instrument.

Sur cette figure, on distingue trois zones distinctes :

- D'abord la partie « UVB » définie par les longueurs d'onde comprises entre 280nm et 315nm ou 320nm suivant les auteurs. Ce rayonnement est extrêmement dangereux pour la santé mais il est heureusement très faible d'intensité grâce à l'absorption par l'ozone stratosphérique. Ce signal est pratiquement nul pour des longueurs d'onde inférieures à 290nm.
- Ensuite la partie « UVA » allant de 320nm à 400nm. Dans cette zone, l'intensité du rayonnement présente de fortes variations. Ces rapides baisses d'intensités, appelées également raies d'absorption de Fraunhofer, sont dues à l'absorption spectrale des éléments présents dans l'atmosphère du soleil.
- Enfin la partie « visible » au-delà de 400nm. Dans cette zone, l'intensité du rayonnement subit une augmentation significative à 400nm puis augmente ensuite jusqu'à 450nm en variant fortement, toujours à cause des raies de Fraunhofer.
-

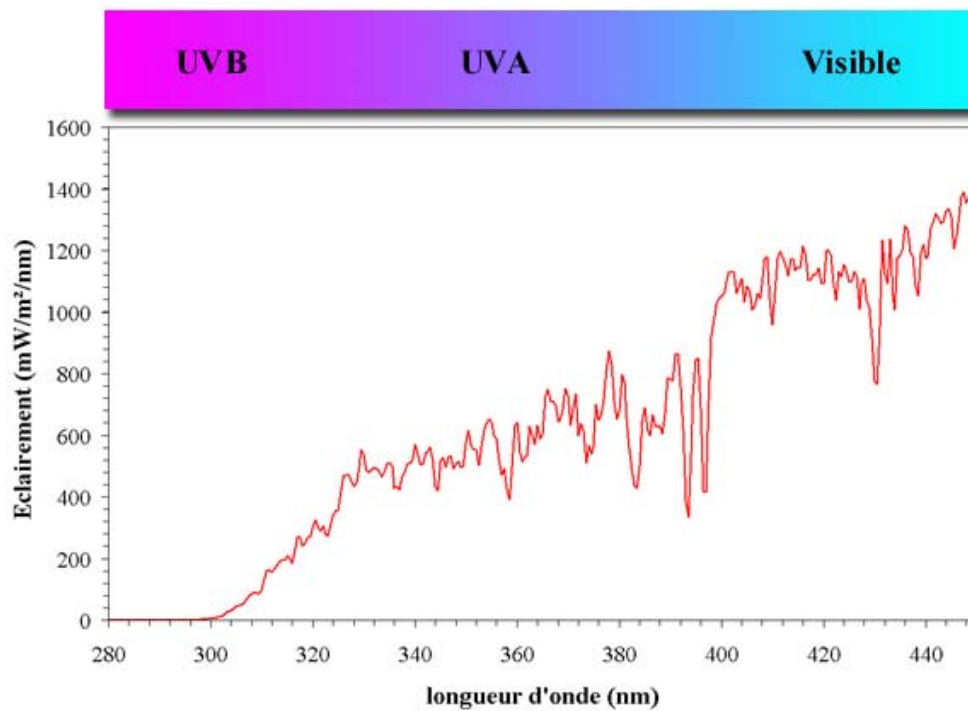


Figure 1.2.3) Spectre UV du 18 juin 2000 à 12h00 TU

La figure suivante présente l'évolution diurne spectrale de l'éclairement UV au sol pour la journée claire du 18 juin 2000.

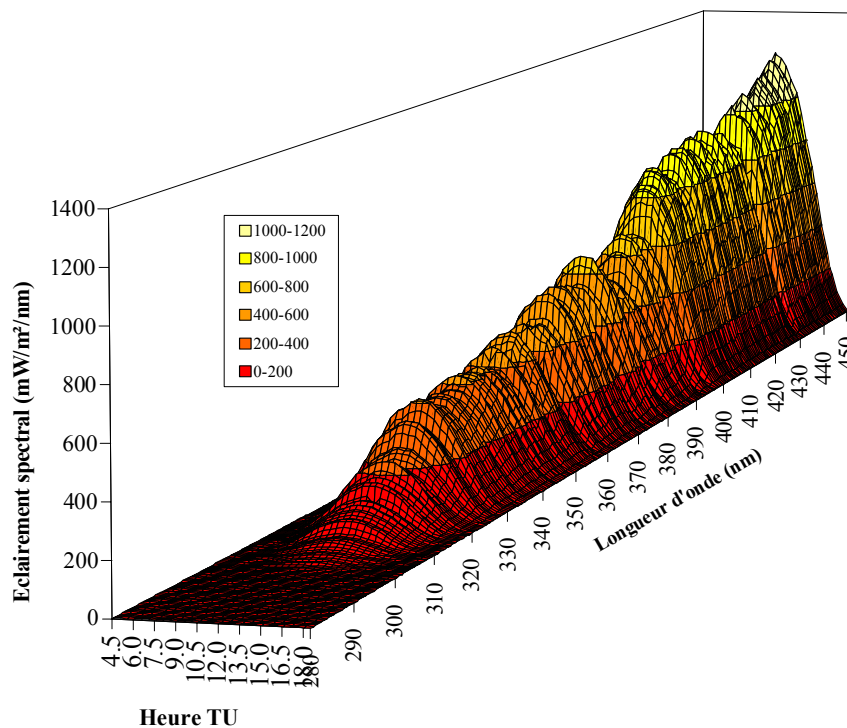


Fig 1.2.4) Evolution diurne de l'éclairement spectral UV le 18 juin 2000

1.2.2) Dernières modifications effectuées

Le diffuseur précédent, de par ses dimensions, permettait difficilement l'ajout d'un shadower afin de réaliser des mesures d'éclairement diffus. En 2001, toute l'entrée optique de notre instrument a été remplacée par un ensemble conçu par le laboratoire des Interactions Rayonnement Solaire Atmosphère (IRSA) à Grenoble. Cet ensemble comprend un nouveau diffuseur, une structure capable d'accueillir ce diffuseur et un « shadower » qui se place devant ce diffuseur pour effectuer des mesures d'éclairement diffus. Le shadower est placé sur une monture équatoriale. Sa déclinaison se règle quotidiennement à la main suivant la déclinaison solaire. Le positionnement du bras s'effectue automatiquement suivant l'angle horaire du soleil à l'aide d'un moteur.

Suite à ces changements, la fonction fente de l'appareil et la réponse angulaire du diffuseur ont dû être déterminées de nouveau. La réponse angulaire a été mesurée en juillet 2001 à L'IRSA. Cette partie concernant la réponse angulaire et la correction angulaire sera détaillée dans le chapitre 3.

La fonction fente a été mesurée le 14 mars 2002 à quatre longueurs d'onde différentes à partir d'un Laser UV, grâce à l'aide de B. Pinchamel du laboratoire PHLAM à Villeneuve d'Ascq. Les figures suivantes présentent ces nouvelles fonctions fentes de l'appareil.

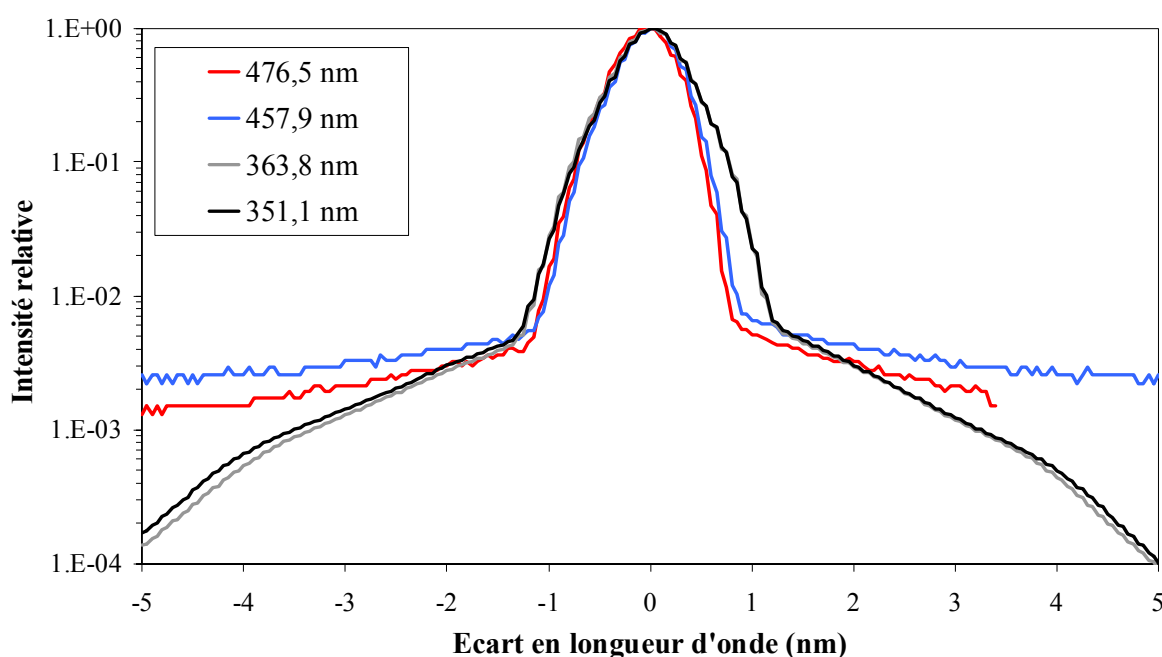


Fig 1.2.5) Fonctions fente du spectroradiomètre Spuv01 depuis juillet 2001

La largeur de fente à mi-hauteur (FWHM) de notre appareil varie en fonction de la longueur d'onde. Elle est à 476,5nm de 0,7nm et à 351,1nm de 0,75nm.

1.2.3) Etalonnage du spectroradiomètre

Les données du spectroradiomètre stockées dans le PC sont exprimées en comptes numériques par seconde (Cts/s). Pour convertir ces comptes en éclairements spectraux, il est

nécessaire de mesurer la sensibilité spectrale de l'instrument. Notre instrument nécessite un étalonnage régulier afin de déterminer cette sensibilité spectrale mais aussi afin d'inspecter son éventuelle dérive temporelle. De cet étalonnage dépend principalement la qualité finale des mesures. Il doit donc être effectué avec la plus grande rigueur possible.

1.2.3.1) Principe et description

Lors d'un étalonnage dans une chambre noire, l'éclairement spectral d'une lampe de référence va être mesuré par notre instrument. A cet éclairement de référence, exprimé en $W/m^2/nm$ va ainsi correspondre un certain nombre de comptes numériques par seconde (Cts/s). Notre instrument ayant une réponse en sensibilité proche du linéaire [Pachard, 1997], lors d'une mesure de l'éclairement solaire, les comptes numériques récupérés seront convertis en éclairement spectral par une simple règle de proportionnalité. Bien entendu, la bonne connaissance des éclairements spectraux des lampes de référence est primordiale afin d'obtenir un étalonnage de qualité.

Ces lampes sont placées sur l'axe optique du diffuseur de l'instrument, généralement à 50cm, conformément aux instructions du fabricant des lampes que nous possédons (cf figure 1.2.6).

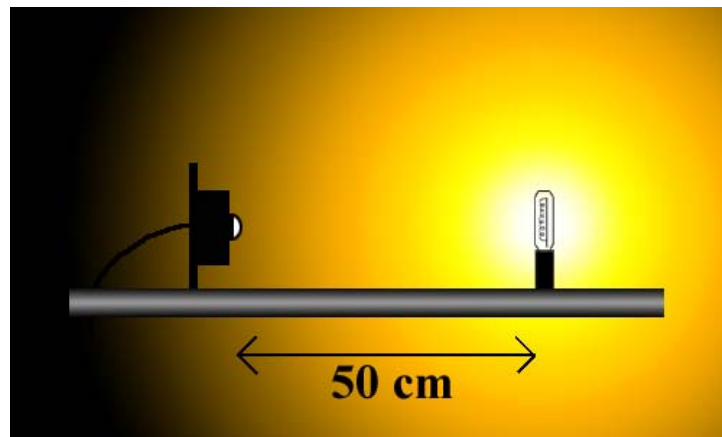


Fig 1.2.6) Positionnement de la lampe lors d'un étalonnage

La sensibilité spectrale de l'instrument $S(\lambda)$ à la longueur d'onde λ se détermine suivant l'équation :

$$S(\lambda) = \frac{E_{ref}(\lambda)}{CN(\lambda) - CN_b(\lambda) - CN_p(\lambda)} \quad (1.2.4)$$

Avec :

$E_{ref}(\lambda)$: L'éclairement spectral de la lampe de référence à la longueur d'onde λ , fourni par le constructeur de la lampe correspondant à des conditions rigoureuses d'alimentation (cf Pachard, 1997 et Masserot, 2001).

$CN(\lambda)$: Les comptes numériques mesurés par l'instrument lors de l'étalonnage

$CN_b(\lambda)$: Le bruit de l'instrument

$CN_p(\lambda)$: La lumière parasite de l'instrument.

Le bruit de l'instrument est déterminé lors de l'étalonnage en effectuant un scan dans le noir complet.

La lumière parasite est constituée des éclairagements issus de la lampe et réfléchis par les différents éléments présents dans la chambre noire. Elle est mesurée en plaçant un cache entre la lampe et le diffuseur (cf figure 1.2.7). La qualité générale de la chambre noire contribuera pour beaucoup à minimiser cette lumière parasite.

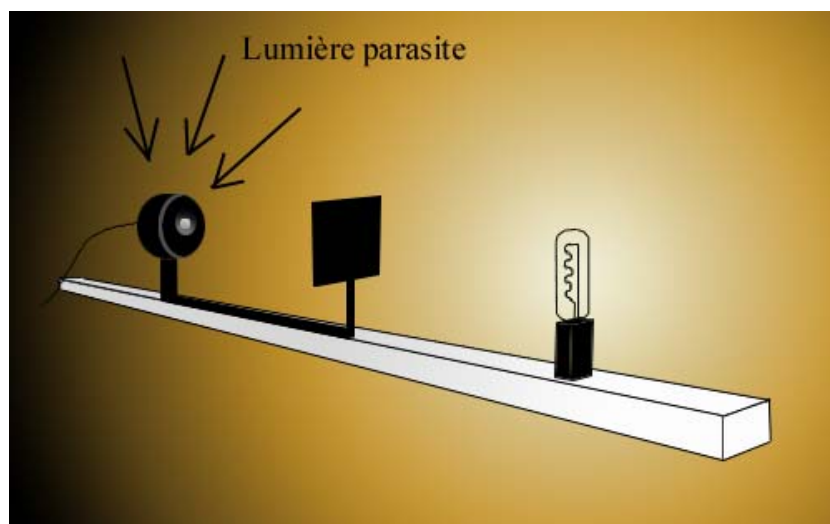


Fig 1.2.7) Mesure de la lumière parasite

La figure 1.2.8 suivante présente la sensibilité spectrale de la lampe F540 mesurée lors de l'étalonnage du 23 juin 2003.

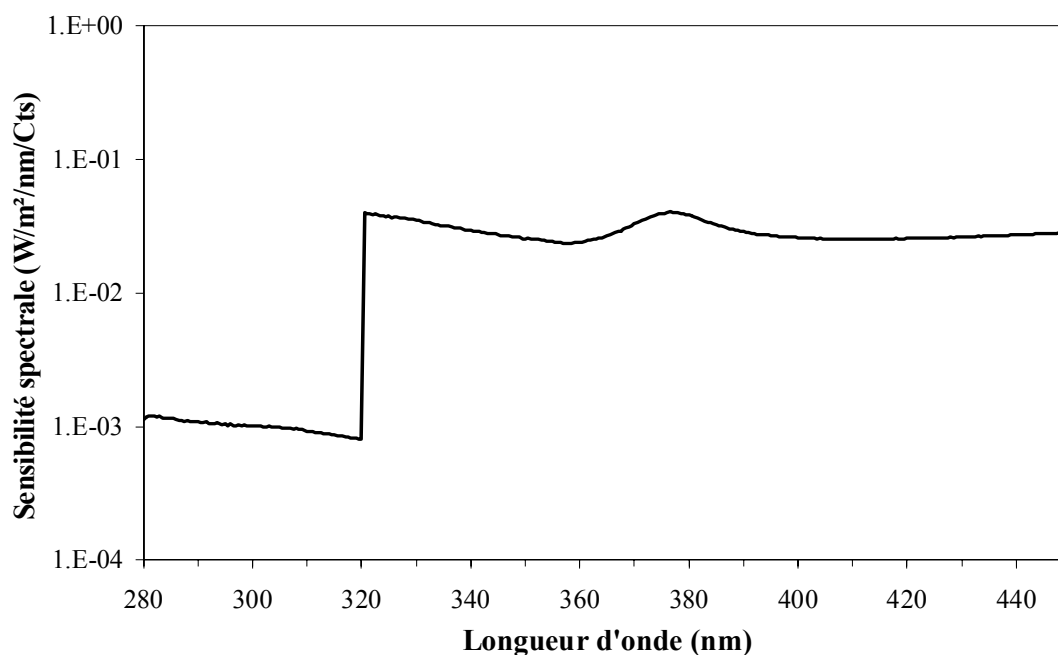


Fig 1.2.8) Sensibilité spectrale de la lampe F540 mesurée le 23 juin 2003, suivant le protocole de mesure *Solar05*

Nous pouvons remarquer deux zones sur la figure 1.2.8 : une zone où la sensibilité spectrale est faible de 280 à 320nm, et une zone allant de 320 à 450nm où la sensibilité est beaucoup plus grande. Il s'agit en fait des deux zones du protocole d'acquisition des spectres. Sur chacune de ces zones, la tension du photomultiplicateur est différente (900V pour les UVB et 550V pour les UVA/Visible) et donc, la réponse de l'instrument est différente. Ce protocole d'acquisition sera détaillé dans le chapitre 3.

1.2.3.2) Evolution de la sensibilité spectrale de notre spectroradiomètre

La sensibilité spectrale de notre spectroradiomètre a changé au cours du temps. Ces changements peuvent être dus à des déplacements d'un ou plusieurs éléments à l'intérieur du spectroradiomètre ou à un vieillissement du photomultiplicateur. La figure 1.2.8 suivante présente l'évolution de la sensibilité spectrale à deux longueurs d'onde de février 2002 à août 2003. Les sauts constatés en avril et juin 2002 sont dus à un changement d'alignement de la fibre optique devant la fente d'entrée suite à un réglage. Celui constaté en mai 2003 est dû au voyage de l'instrument de Villeneuve d'Ascq à Roosfeld dans le bas Rhin, le lieu de la campagne de mesure inter région « INTERREG III ». Les vibrations du voyage sont sans doute à l'origine du déplacement de quelques-uns des éléments du spectroradiomètre ou du photomultiplicateur. Ceci confirme la nécessité d'étalonner l'instrument après un voyage. Dans une utilisation normale, un étalonnage tout les deux mois est réalisé afin de contrôler une éventuelle dérive.

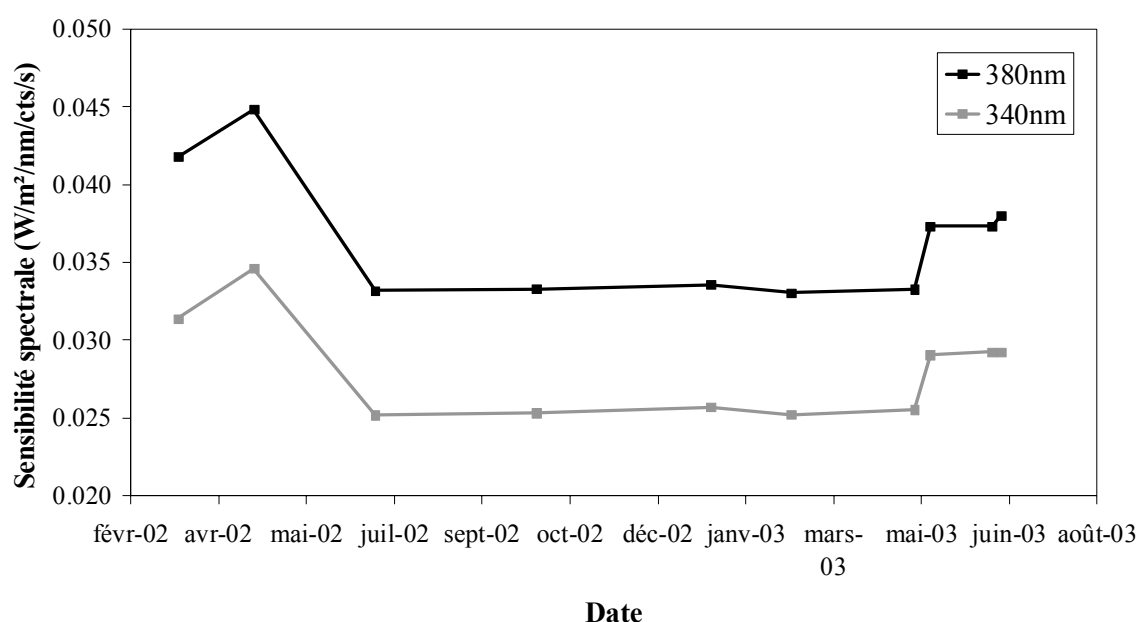


Fig 1.2.8) Evolution de la sensibilité spectrale du spectroradiomètre de février 2002 à août 2003

Nous pouvons constater que l'instrument a très peu évolué en sensibilité de juin 2002 à mai 2003, preuve d'une excellente stabilité du photomultiplicateur et preuve qu'aucun élément n'a bougé durant cette période.

1.2.3.3) Inter comparaison des lampes d'étalonnage avec l'IASB

Nous l'avons vu, la qualité des mesures spectrales dépend pour beaucoup de la qualité de l'étalonnage. La connaissance parfaite de l'éclairement spectral des lampes de référence est donc très importante. Le LOA, dispose de quatre lampes, communes avec l'IRSA. Deux

lampes Optronic : F538 et F540, une lampe NIST : F498, acquises toutes les trois en 1999, et une lampe NPL : BN334, acquise plus récemment en 2002. Les trois premières lampes voyagent régulièrement de Villeneuve d'Ascq à Briançon. La lampe NPL ne voyage pas et nous permet de contrôler la stabilité des trois autres lampes lors des étalonnages. La lampe F498 nous a paru très rapidement suspecte en nous délivrant des sensibilités spectrales lors des étalonnages successifs notablement différentes (voir figure 1.2.9), avec des écarts atteignant 8% par rapport aux sensibilités obtenues avec les autres lampes. Des soupçons concernant l'exactitude de la table de référence fournie par NIST sont rapidement apparus. F538 et F540 nous semblaient beaucoup plus fiables, avec des sensibilités spectrales trouvées fort semblables et peu variables. Ultérieurement, elles ont été observées en accord avec la nouvelle lampe BN334.

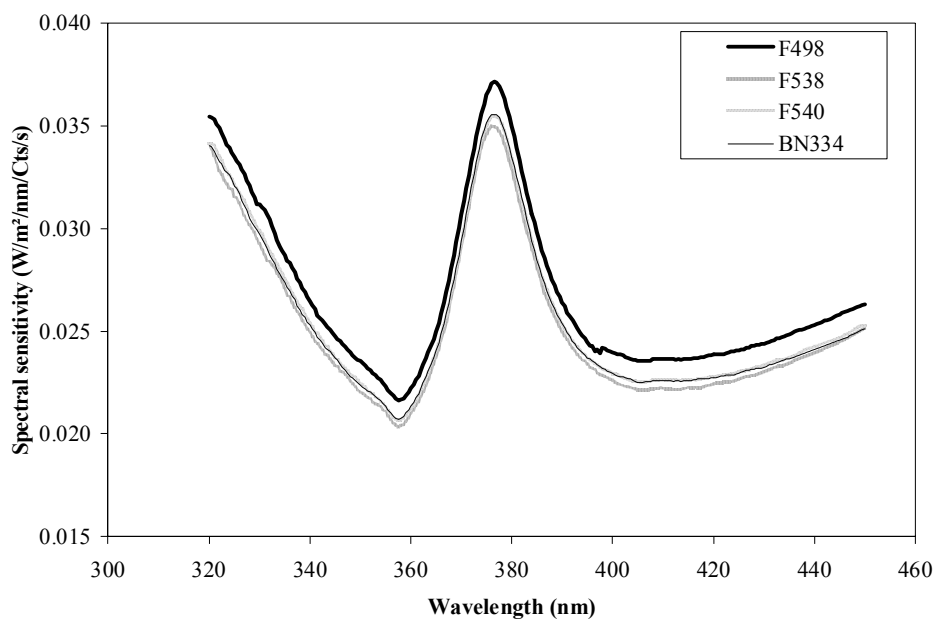


Fig 1.2.9) Sensibilité spectrale du spectroradiomètre SPUV01 obtenue avec les quatre lampes lors de l'étalonnage de juillet 2002

En juillet 2002, l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB) a acheté trois nouvelles lampes au NIST (F545, F546 et F547) qui venaient s'ajouter à leurs deux anciennes lampes NIST (F417 et F418). Il a alors été décidé de réaliser une intercomparaison entre ces neuf lampes afin de vérifier l'exactitude de leurs éclairagements de références respectifs et d'effectuer par la même occasion une comparaison entre les deux échelles d'irradiance du NIST et du NPL. Cette intercomparaison a fait l'objet d'un article qui est actuellement soumis à Applied Optics. Il se trouve en annexe à la fin de ce manuscrit. La table 1.2.1 présente la liste de toutes les lampes utilisées durant cette intercomparaison. Au cours de cette intercomparaison réalisée à l'IASB, les irradiances de toutes les lampes ont été mesurées à l'aide de plusieurs instruments. On a testé ensuite les lampes deux par deux en calculant le rapport des irradiances de ces deux lampes que l'on a comparé au rapport des irradiances de référence fournies par le NIST et le NPL. Si les deux rapports concordent, les lampes sont jugées bonnes, mais dans le cas contraire, plusieurs comparaisons de rapports d'irradiance sont effectuées afin de déterminer par recoupement quelles lampes sont mauvaises et quelles lampes sont bonnes.

Finalement, il est apparu que l'éclairage spectral d'un certain nombre de lampes ne correspondait pas ou plus, aux éclairagements de référence fournis par le constructeur. Pour certaines lampes en fin de vie et ayant un temps d'allumage supérieur à 100 heures, cela se

comprend aisément, les constructeurs préconisant un nouvel étalonnage au bout de 50 heures d'utilisation. Par contre, il apparaît que quelques lampes récentes comme la F547 de l'IASB et notre F498 sont de qualité douteuse, confirmant nos soupçons.

Laboratoire	Fabriquant	Reference standard n°	Dernière étalonnage	Heure d'utilisation
IASB	NIST	F417	Septembre 1994	>100
	NIST	F418	Septembre 1994	>100
	NIST	F545	Juin 2002	1
	NIST	F546	Juin 2002	1
	NIST	F547	Juin 2002	1
LOA	OL/NIST*	F538	Janvier 1999	45
	OL/NIST*	F540	Janvier 1999	39
	NIST	F498	Avril 1999	22
	NPL	BN334	Avril 2002	4

Table 1.2.1) Lampes utilisées durant l'intercomparaison

* Construit au laboratoire Optronics, Inc. USA, traçable jusqu'à NIST

La table 1.2.2 présente un classement synthétique de la qualité des lampes utilisées durant cette intercomparaison. Les lampes sont considérées comme bonnes lorsque leur éclairement réel ne s'écarte pas de plus de 2% de leur éclairement de référence. Elles sont considérées comme acceptables si l'écart est compris entre 2% et 5%. Sinon, elles sont considérées comme mauvaises. F498 et F547 par exemple, s'écartent de plus de 8% de leur éclairement de référence, induisant finalement une erreur sur la mesure spectrale de plus de 8% si elles sont utilisées lors d'un étalonnage.

	IASB	LOA
Bon	F545 – F417	BN334 – F540
Acceptable	F546	F538
Mauvaise	F547 – F418	F498

Table 1.2.2) Classification de la qualité des lampes

Cette étude nous montre la nécessité de tester toutes les lampes récemment achetées afin de vérifier leurs éclairagements spectraux. Cela nous confirme également l'obligation de posséder plusieurs lampes afin de faire régulièrement des intercomparaisons lors des étalonnages. Dans le cas contraire, même après avoir réalisé un étalonnage rigoureux, les erreurs sur les mesures spectrales réalisées risquent d'être élevées.

1.2.4) Bilan des incertitudes d'une mesure spectrale réalisée par le spectroradiomètre SPUV01

Les incertitudes d'un spectre UV mesuré par notre spectroradiomètre ont plusieurs origines. Pour déterminer ces incertitudes, nous nous sommes appuyé sur les documents de Webb et al. (1998) et Bernhard et Seckmeyer (1999). Le tableau 1.2.3 résume ces incertitudes

qui sont dues aux imperfections intrinsèques des instruments d'étalonnage et du spectroradiomètre, aux réglages durant l'étalonnage et durant la mise en place de l'instrument sur le toit. Toutes les incertitudes sont exprimées ici pour un niveau de confiance de 68%.

- Incertitudes liées à l'étalonnage

L'éclairement variant avec l'inverse du carré de la distance entre la source et le diffuseur et l'incertitude sur la distance diffuseur-lampe étant de ± 1 mm, on trouve cette incertitude égale à 0,4%

Les incertitudes concernant l'inclinaison du diffuseur et de la lampe sont décrites dans l'article de Jokela et al., (2000).

La relation donnant l'incertitude de l'éclairement en fonction du courant d'alimentation est donnée par l'équation tirée de Kostkowski et al., (1997) :

$$\frac{\Delta E}{E} = 5 \times \left(\frac{600nm}{\lambda} \right) \times \frac{\Delta I}{I} \quad (1.2.5)$$

Le bruit du spectroradiomètre durant l'étalonnage est obtenu en mesurant le signal dans le noir complet et en effectuant le rapport de ce signal sur le signal lorsque la lampe est allumée.

La précision en longueur d'onde est fournie par le constructeur du spectroradiomètre et est égale à 0,02 nm. L'incertitude est obtenue en calculant le rapport du signal mesuré lorsque la lampe est allumée sur ce même signal lorsque le spectroradiomètre est décalé de 0,02 nm.

Les incertitudes sur les éclairissements de référence des lampes sont données par les constructeurs des lampes.

- Incertitudes liées à la mesure sur site

Les incertitudes sur l'horizontalité du diffuseur sont obtenues en simulant deux spectres UV pour deux angles solaires zénithaux différents de $0,1^\circ$ et en calculant leur rapport.

On considère que le bruit du spectroradiomètre est sensiblement le même lors de l'étalonnage et lors de la mesure.

Les incertitudes liées à la réponse angulaire sont estimées à partir de l'étude de la correction angulaire qui est faite dans le chapitre 3.

Les incertitudes liées au décalage en longueur d'onde sont obtenues par simulation, en effectuant le rapport entre un spectre simulé et le même spectre décalé de 0,03 nm.

L'incertitude totale est obtenue en effectuant la somme quadratique de l'ensemble des incertitudes et en prenant le standard Optronics pour les lampes (standard présentant la plus grande incertitude).

A ces incertitudes, il faut ajouter l'erreur systématique due à la linéarité de la sensibilité spectrale de l'instrument. Des mesures ont été réalisées sur notre appareil [Masserot, 2001] et montrent que cette linéarité est excellente pour toutes les longueurs d'onde et pour une gamme d'intensité allant de 20 Cts/s à 100000 Cts/s. Lorsque l'éclairement est suffisamment important, les erreurs liées à la linéarité sont négligeables. Par contre, lorsque le signal est très faible (angle solaire zénithal grand, très forte nébulosité etc.), l'erreur systématique peut atteindre 2% à 300nm et 400nm. Il conviendrait cependant d'effectuer une nouvelle série de mesure afin d'affiner la détermination de cette linéarité.

Source de l'incertitude	300nm	400nm
Incertitudes liées à l'étalonnage		
[Alignement]		
Distance entre la lampe et l'instrument (± 1 mm)	0,4%	0,4%
Inclinaison verticale et horizontale de la lampe	0,25%	0,25%
Inclinaison verticale et horizontale du diffuseur	0,0003%	0,0003%
[Instruments]		
Courant de l'alimentation ($\pm 0,005\%$)	0,1%	0,075%
Bruit du spectroradiomètre	0,8%	0,2%
Precision de l'échelle de longueur d'onde ($\pm 0,02$ nm)	0,07%	0,034%
[Lampe]		
Standard NIST	0,73%	0,53%
Standard Optronics	1,03%	0,82%
Standard NPL	0,38%	0,29%
Interpolation par Cubic spline de l'éclairement de référence	0,1%	0,1%
Incertitudes liées à la mesure		
Horizontalité du diffuseur ($\pm 0,1^\circ$)	0,55%	0,15%
Bruit du spectroradiomètre	0,8%	0,2%
Erreur de la correction angulaire du diffuseur	0,7%	0,7%
Décalage en longueur d'onde ($\pm 0,03$ nm)	1,0%	1,0%
Incertitude totale	2,09%	1,75%

Table 1.2.3) Bilan des incertitudes

L'incertitude totale des mesures délivrées par l'instrument pour un niveau de confiance de 68% est donc :

- Lorsque l'éclairement UV est suffisamment fort pour avoir un signal supérieur à 20Cts/s :

A 300 nm : 2,09%

A 400 nm : 1,75%

- Lorsque l'éclairement UV est faible et le signal inférieur à 20Cts/s :

A 300 nm : 2,89%

A 400 nm : 2,66%

En multipliant ces quantités par 2, on arrive à un niveau de confiance de 95%. **L'incertitude sur nos spectres UV est alors estimée à environ 4% lorsque le signal est supérieur à 20Cts/s.**

1.3) Le pyranomètre UVB YES – Description, utilisation et intercomparaison avec le spectroradiomètre SPUV01

1.3.1) Présentation

Le pyranomètre UVB du constructeur « YES » est un appareil mesurant les éclaircissements (ou puissance) UVB solaire intégrés sur une bande spectrale allant de 270 à 352nm. Sa réponse spectrale est proche dans sa forme, du spectre d'action érythémateux de Diffey avec une sensibilité assez forte dans les UVB qui décroît très rapidement dans les UVA (voir fig 1.3.1). Cet appareil est donc parfaitement adapté pour la mesure des flux UVB intégrés, ainsi que des flux UV érythémateux, utilisés principalement dans le domaine de la santé. Selon le constructeur, son principal avantage est sa grande stabilité temporelle en sensibilité. Il est donc une source fiable d'information qui peut nous servir à réaliser une intercomparaison quotidienne et systématique avec notre spectroradiomètre afin de détecter d'éventuelles anomalies dans les mesures.

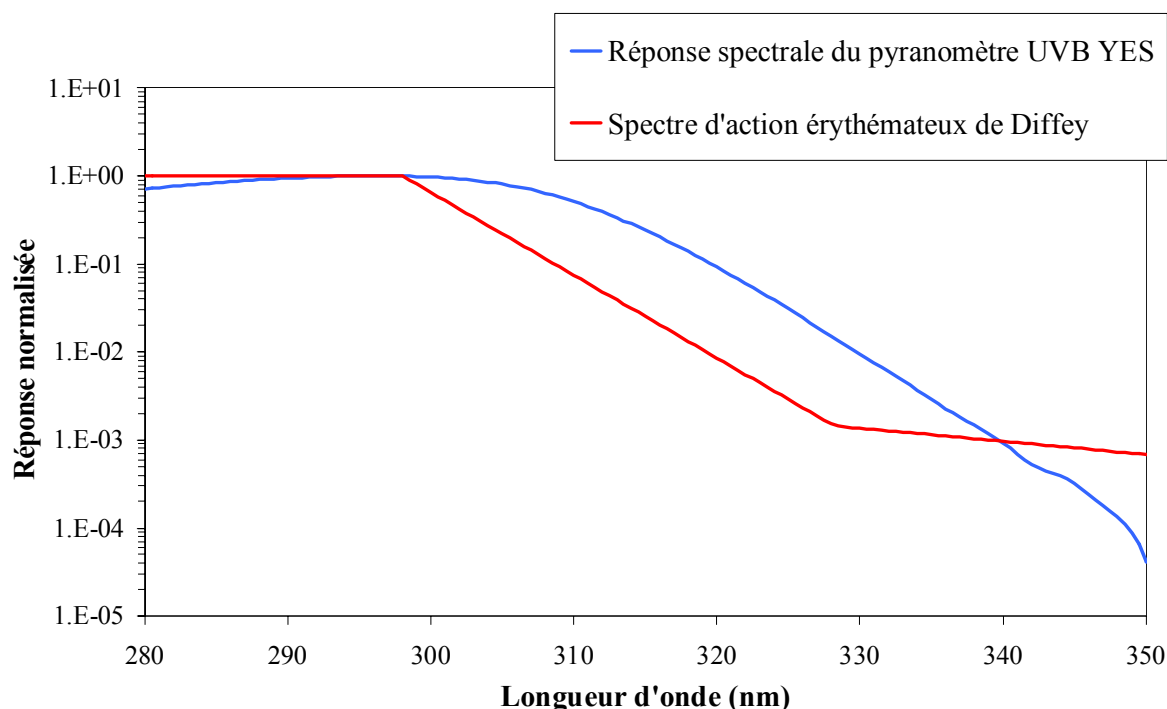


Fig 1.3.1 : Réponse spectrale normalisée du pyranomètre UVB YES et spectre d'action érythémateux de Diffey

1.3.2) Utilisation du pyranomètre UVB YES

L'instrument effectue une mesure toutes les 10 secondes, réalise ensuite la moyenne sur trois minutes (paramètre modifiable) et fournit enfin cette moyenne, ainsi que l'écart type sous forme de signal électrique (en Volt) à un appareil de stockage : la station YOUNG. Cet appareil, directement branché au YES, va convertir la tension en éclaircissement (ou puissance UV) en W/m² suivant l'opération :

$$P_{brut} = S \times U \quad (1.3.1)$$

avec

S : la sensibilité de l'appareil, fournie par la documentation YES, **S=1,97 W/m²/V**

U : la tension délivrée par l'instrument (en Volt).

La station YOUNG permet de stocker dix jours de données et est capable de communiquer le contenu de sa mémoire à un ordinateur PC par le biais du port série. Lorsque l'on récupère les puissances brutes et l'écart type du YES par le biais de cette station, celles ci sont donc fournies en W/m². Utilisées telles quelles, elles n'ont que peu d'intérêt pour des études sur la physique du rayonnement solaire UV car elles représentent une puissance UVB « vue » par l'instrument suivant sa courbe de réponse spectrale, et non la puissance UVB réelle arrivant au sol. Afin de retrouver des puissances UVB et UV érythémateux, il convient de recalculer dans un premier temps la tension électrique délivrée préalablement par le pyranomètre en effectuant l'opération :

$$U = \frac{P_{brut}}{S} \quad (1.3.2)$$

La conversion de cette tension électrique en éclairement se réalise ensuite en utilisant des coefficients de conversion standardisés C1, C2 et C3 (en W/m²/V) fournis par le constructeur YES (cf tableau 1.3.1) .

Ces coefficients dépendent de l'angle solaire zénithal θ_0 et sont donc variables suivant l'heure de la mesure. Ils permettent de retrouver les quantités suivantes :

La puissance UVB intégrée de 280 à 315 nm P_{uv_315} :

$$P_{uv_315} (W/m^2) = U \times C1(\theta_0) \quad (1.3.3)$$

La puissance UVB intégrée de 280 à 320 nm P_{uv_320} :

$$P_{uv_320} (W/m^2) = U \times C2(\theta_0) \quad (1.3.4)$$

La puissance UV érythémateuse P_{uv_ery} :

$$P_{uv_ery} (W/m^2) = U \times C3(\theta_0) \quad (1.3.5)$$

Tableau 1.3.1 : Facteurs de conversion « standard » vers UVB total et UV érythémateux.

Angle solaire zénithal θ_0 (°)	Facteurs de conversion des tensions fournies par YES en éclairement UV (W/m ² /Volt)		
	UVB 280-315 nm C1	UVB 280-320 nm C2	UV érythémateux C3
21.8	1.060	1.907	0.144
25	1.078	1.953	0.143
30	1.093	2.006	0.141
35	1.102	2.060	0.139
40	1.103	2.105	0.138
45	1.108	2.164	0.136
50	1.112	2.240	0.136
55	1.115	2.338	0.137
60	1.130	2.494	0.140
65	1.126	2.658	0.145
70	1.104	2.859	0.145

Ces coefficients fournis par YES ne sont définis que pour onze angles solaires zénithaux. Lors du traitement des signaux YES, une interpolation par cubic spline est réalisée afin d'évaluer les coefficients à appliquer pour un angle solaire quelconque.

La figure 1.3.2 présente un exemple de mesure quotidienne que l'on obtient en effectuant ces opérations.

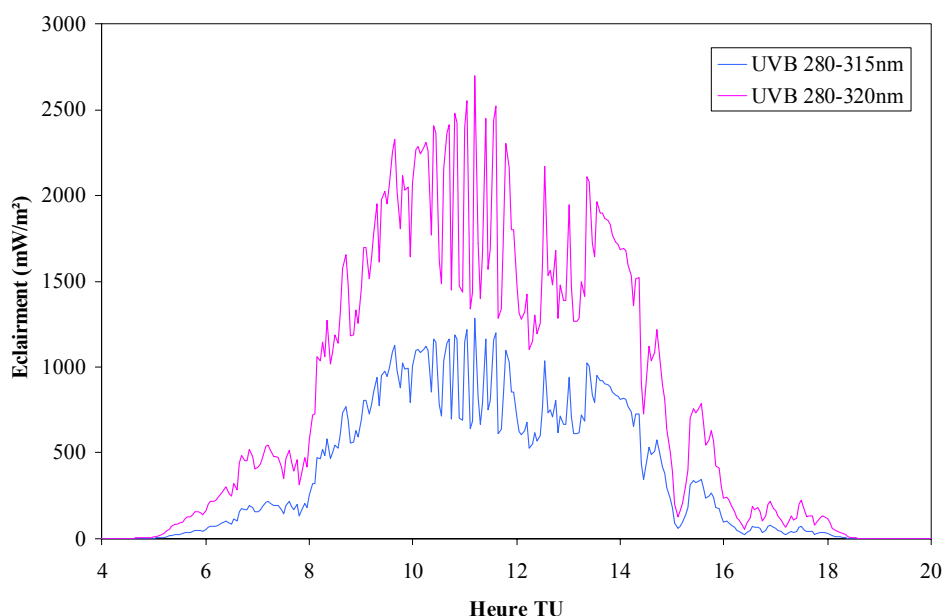


Figure 1.3.2) Données YES, évolution diurne des flux UVB du 04 juin 2002

1.3.3) Comparaison avec les données du spectroradiomètre

1.3.3.1) Première méthode d'intercomparaison en utilisant les coefficients standards

La principale différence entre le fluxmètre YES et le spectroradiomètre SPUV01, est le caractère spectral de ce dernier. Le YES nous fournit des quantités intégrées. Si l'on veut effectuer une intercomparaison entre les deux appareils, il faut réaliser une intégration spectrale des données du spectroradiomètre en réalisant les opérations suivantes :

Puissance UVB intégrée de 280 à 315 nm :

$$P_{280-315nm}^{spectro} = \int_{\lambda=280nm}^{\lambda=315nm} E(\lambda) d\lambda \quad (1.3.6)$$

Puissance UVB intégrée de 280 à 320nm :

$$P_{280-320nm}^{spectro} = \int_{\lambda=280nm}^{\lambda=320nm} E(\lambda) d\lambda \quad (1.3.7)$$

Puissance UV érythémateuse :

$$P_{érythémateuse}^{spectro} = \int_{\lambda=280nm}^{\lambda=352nm} E(\lambda) \times D(\lambda) d\lambda \quad (1.3.8)$$

Avec :

λ : la longueur d'onde

$E(\lambda)$: L'éclairement UV spectral arrivant au sol mesuré par le spectroradiomètre

$D(\lambda)$: Le spectre d'action érythémateux de Diffey (voir figure 1.3.1)

Les quantités 1.3.6, 1.3.7 et 1.3.8 peuvent ensuite être comparées respectivement aux quantités 1.3.3, 1.3.4 et 1.3.5. Les figures 1.3.3.a et 1.3.3.b suivantes présentent cette comparaison pour la journée du 04 juin 2002.

Les rapides variations de l'éclairement observées sur ces figures sont dues à la nébulosité. On peut remarquer sur la figure 1.3.3.a que lors d'une rapide variation de la nébulosité, la comparaison n'est pas toujours très bonne avec une différence supérieure à 10% (à 12h30 par exemple, la différence relative entre les données YES et spectroradiométriques atteint 20%). Ceci pourrait s'expliquer notamment par la différence des intervalles de temps durant lesquels sont effectués les mesures (3 minutes pour le YES et 2 minutes pour le spectro pour l'intervalle 280-320 nm). Ainsi, durant cette minute d'écart, la nébulosité peut fortement varier et donc, modifier la valeur YES. La figure 1.3.3.b présente l'écart types des quantités YES, calculés à partir des variations du signal YES durant ces trois minutes.

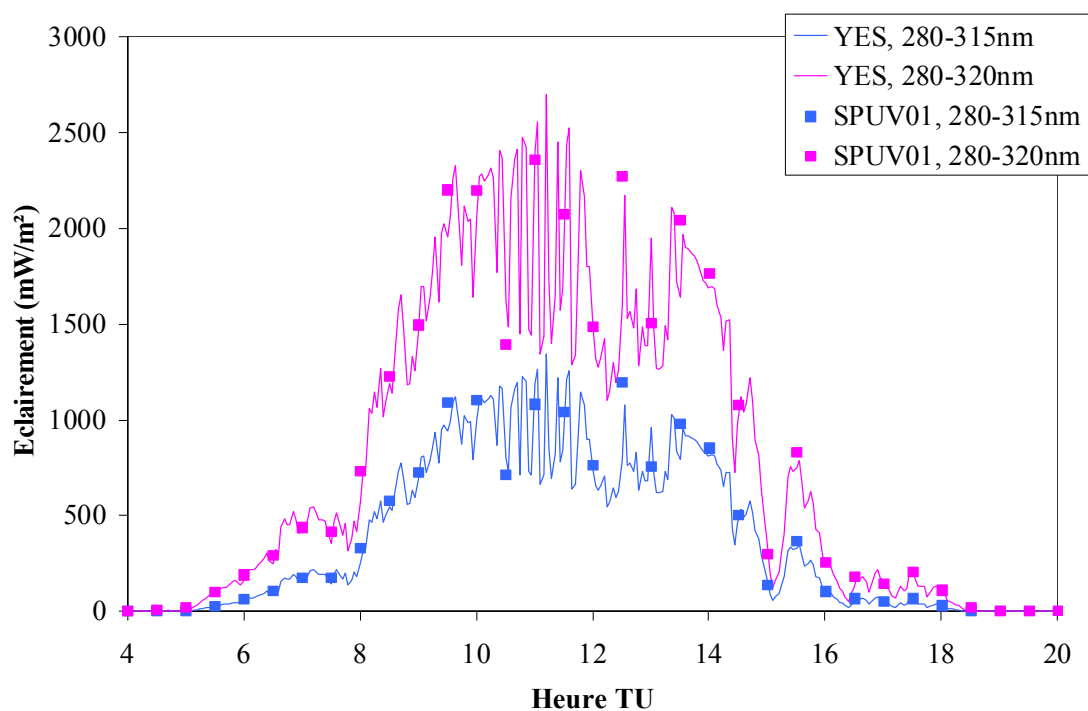


Fig 1.3.3.a) Comparaison des données UVB du pyranomètre YES et celles intégrées du spectroradiomètre pour la journée du 04 juin 2002

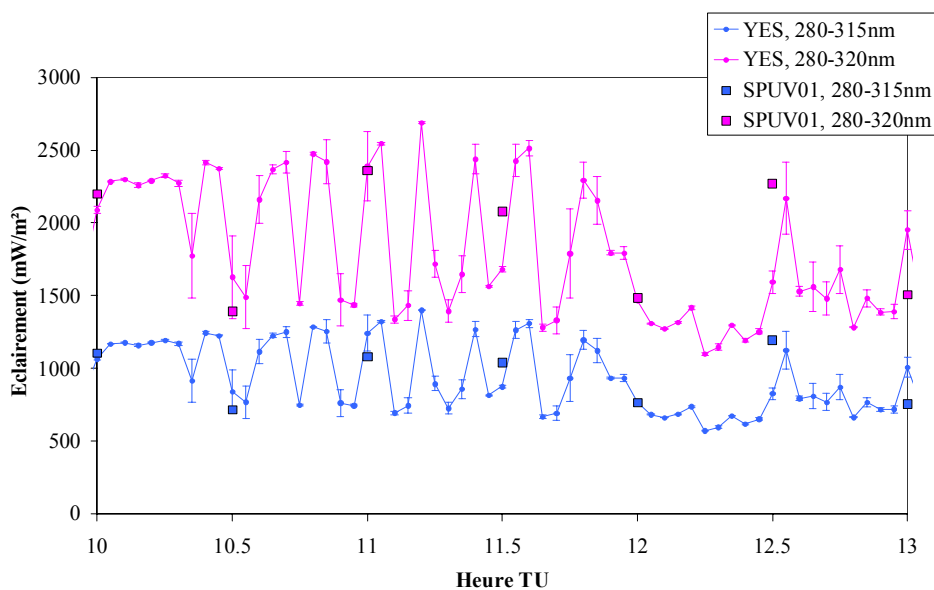


Fig 1.3.3.b) Comparaison des données UVB du pyranomètre YES et celles intégrées du spectroradiomètre pour la journée du 04 juin 2002. Zoom entre 10h00 et 13h00 afin de visualiser l'écart type des quantités YES.

Cependant, même par temps clair, la comparaison n'est pas toujours satisfaisante. Par exemple, le 06 avril 2002, la différence relative sur l'éclairement UVB intégré de 280 à 315 nm atteignait 16% à 12h00 TU (voir figure 1.3.4).

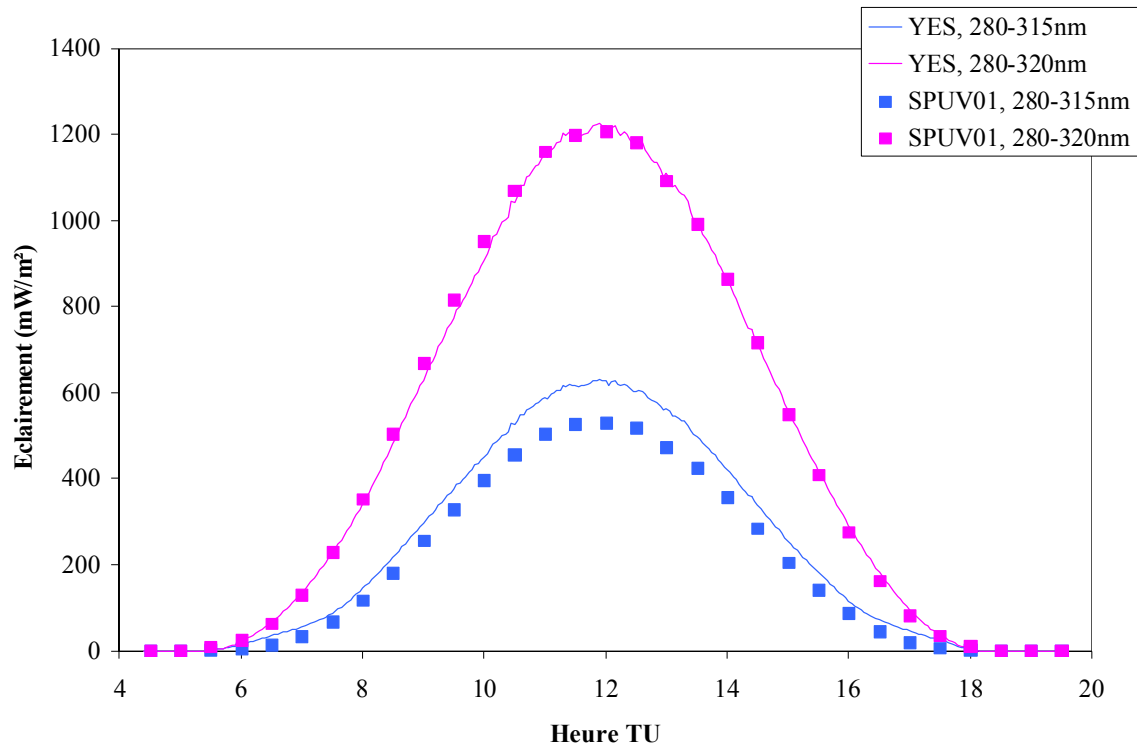


Fig 1.3.4 : Puissance UVB intégrée de 280 à 315 nm et de 280 à 320 nm du 06 avril 2002 suivant SPUV01 et le YES en utilisant les coefficients standardisés fournis par YES.

Pour cette journée du 06 avril 2002, le temps était ensoleillé sans aucun nuage. Comme on peut le voir sur la figure précédente, la comparaison pour les quantités UVB intégrées de 280 à 320 nm (UVB_{320}) est très bonne mais elle ne l'est plus pour l'UVB intégré de 280 à 315 nm (UVB_{315}). A ceci, il existe plusieurs raisons. Tout d'abord, les coefficients $C1$, $C2$ $C3$, fournis dans la documentation du YES sont standardisés et identiques pour tous les pyranomètres UVB vendus par la firme. Il est peu probable que tous les appareils soient strictement identiques et il serait sans doute plus exact d'utiliser des coefficients déterminés expérimentalement directement pour notre instrument. D'autre part, ces facteurs de conversion ont été déterminés pour une certaine quantité d'ozone atmosphérique. La documentation YES ne fournit pas la dépendance de ces coefficients en fonction du contenu atmosphérique en ozone. Cette dépendance du fluxmètre envers la quantité d'ozone n'est pas négligeable [Bodhaine et al., 1998] et sa prise en compte dans la détermination des coefficients de conversion peut améliorer notablement le résultat. Le 06 avril 2002, la quantité d'ozone était de 410DU (source SPUV01, voir le chapitre 4.1 concernant la restitution de l'ozone à l'aide des données spectrales) au-dessus du site de mesure à Villeneuve d'Ascq. Cette quantité d'ozone importante est sans doute une des causes de cet écart que l'on observe entre les deux quantités d' UVB_{315} . Pour ces deux raisons, si l'on souhaite effectuer une intercomparaison systématique, il convient de redéterminer expérimentalement ces coefficients.

1.3.3.2) Méthode expérimentale pour retrouver des coefficients $C1$, $C2$ et $C3$ mieux adaptés à notre instrument

D'après les équations 1.3.2 à 1.3.5, on peut écrire :

$$C1(\theta_0) = \frac{S \times P_{UV\ 280-315nm}}{P_{brut}} \quad (1.3.9)$$

$$C2(\theta_0) = \frac{S \times P_{UV\ 280-320nm}}{P_{brut}} \quad (1.3.10)$$

$$C3(\theta_0) = \frac{S \times P_{UVerythemat}}{P_{brut}} \quad (1.3.11)$$

Les coefficients C_n ($n=1,2,3$) peuvent donc être déterminés en calculant pour un spectre donné les puissances réelles UVB intégrées de 280 à 315nm, de 280 à 320nm et érythémateuses, et en les divisant par la tension électrique fournie par le YES au moment de la mesure spectrale. Les nuages risquant de déformer les spectres mesurés, et ainsi d'introduire des erreurs, il est conseillé de ne prendre pour cette étude que les données obtenues lors d'un ciel parfaitement clair. En choisissant le spectroradiomètre comme référence et en supposant que l'étalonnage de cet instrument est parfait, on peut alors déterminer expérimentalement nos trois coefficients et les comparer aux coefficients fournis par YES.

Dans un premier temps, les opérations 1.3.9 à 1.3.11 ont été réalisées avec les demi journées totalement claires des années 2000 du part (35 demi journées disponibles) et 2002 d'autre part (99 demi journées disponibles), afin de voir l'évolution temporelle de ces coefficients, et ainsi vérifier une éventuelle dérive de l'instrument YES (voir figure 1.3.5 et 1.3.6). La qualité et la quantité des données spectrales de l'année 2001 étant médiocres, cette étude n'a pas été réalisée pour cette année.

On remarque qu'il existe une dispersion assez forte des points de mesure, surtout pour les angles zénithaux importants. Comme on le verra par la suite, cette dispersion est en partie due à l'effet de l'ozone. En effectuant une régression polynomiale de degré 5 sur ces nuages de points pour chaque année, on obtient six nouvelles courbes de coefficient de conversion, à comparer aux courbes « standards » fournies par YES (voir figures 1.3.7 et 1.3.8). Il est important de noter ici que l'intervalle en angle solaire zénithal des points retenus pour cette opération vont de 27.5° à 80°. La régression polynomiale se fait donc sur cet intervalle. Les coefficients YES quant à eux, sont fournis pour un θ_0 allant de 21.8° à 70° (cf tableau 1.3.1). Nos polynômes sont donc extrapolés de 27.5° à 21.8° afin de permettre la comparaison avec les coefficients YES. Le tableau 1.3.2 contient les coefficients obtenus pour ces régressions, ainsi que les coefficients de corrélations. On peut constater sur ce tableau que le coefficient de corrélation est le plus faible pour les facteurs de conversions permettant de déterminer la puissance UV₃₁₅. De même, en 2000, la corrélation est généralement plus importante qu'en 2002, indiquant une plus grande dispersion des points 2002.

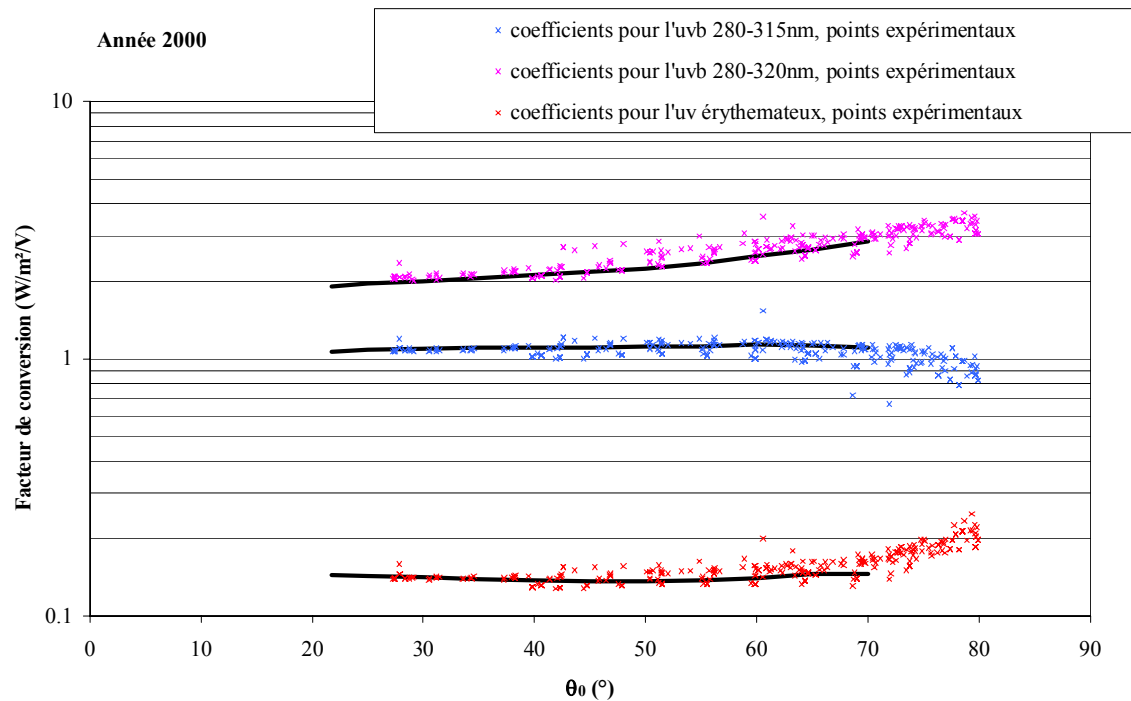


Fig 1.3.5) Coefficients de conversion fournis par la documentation YES (traits pleins noirs) et comparaison avec des valeurs expérimentales (nuages de points) pour l'année 2000.

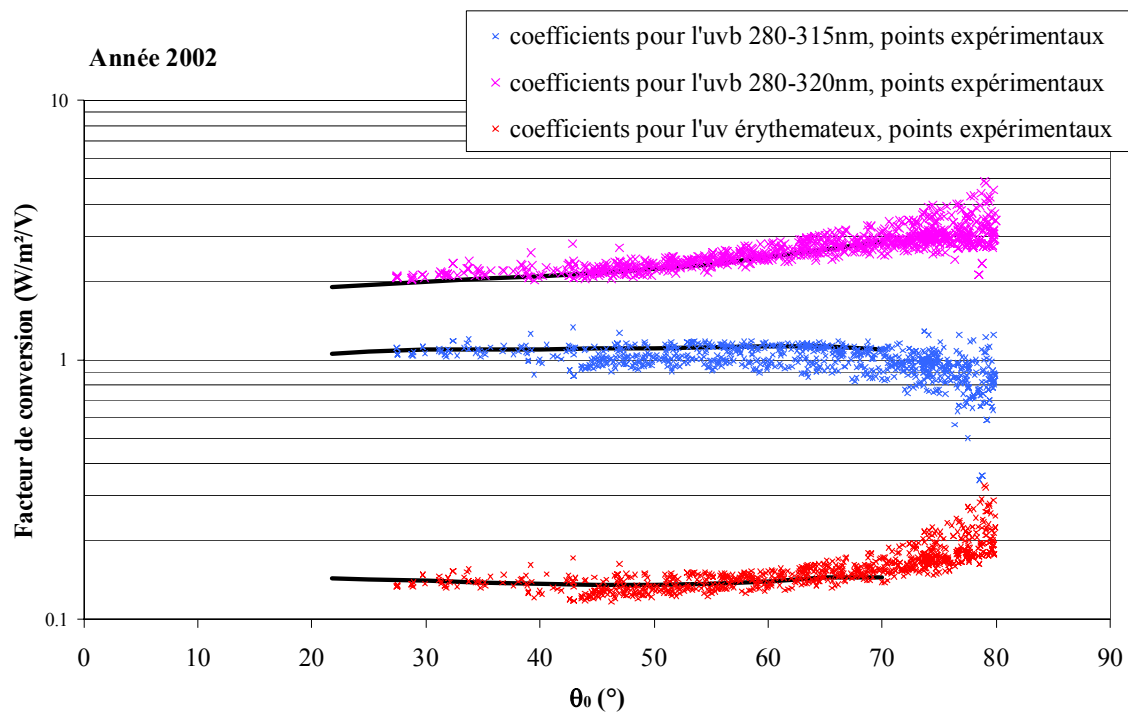


Fig 1.3.6) Coefficients de conversion fournis par la documentation YES (traits pleins noirs) et comparaison avec des valeurs expérimentales (nuages de points) pour l'année 2002.

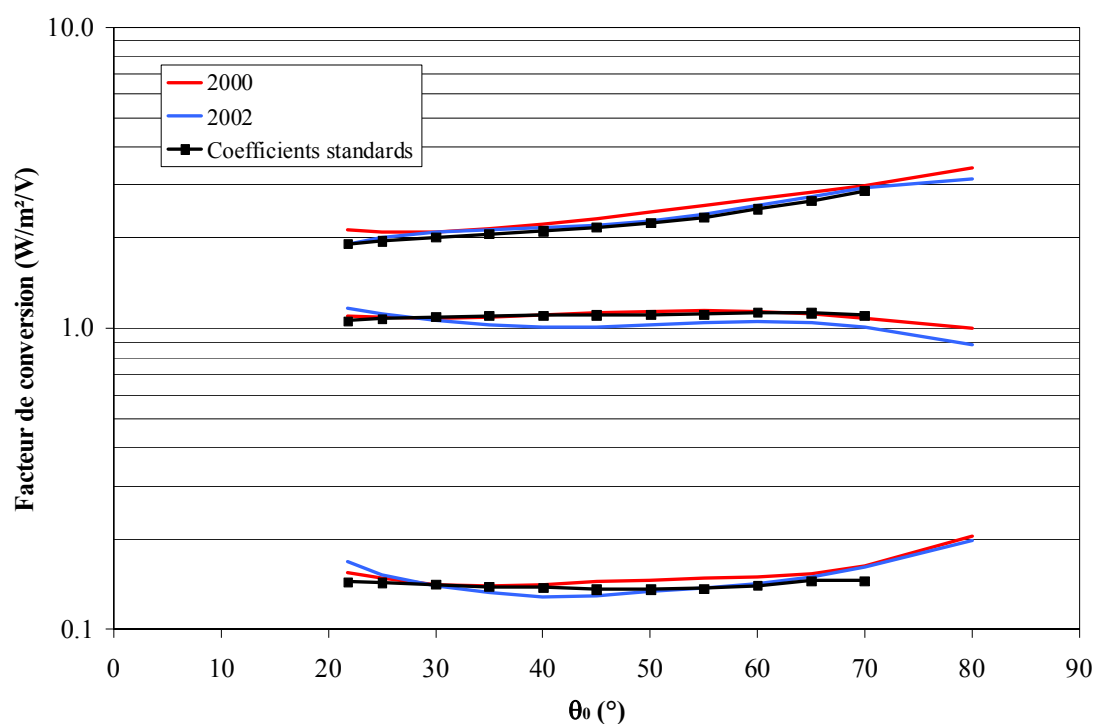


Fig 1.3.7) Coefficients de conversion fournis par la documentation YES (traits pleins) et comparaison avec les coefficients retrouvés par régression polynomiale pour les années 2000 et 2002

		a0	a1	a2	a3	a4	Corrélation
2000	UV éryt	0.486884	-0.031607	0.00102445	-1.4444e-5	7.50523e-8	0.934
	UV_315	1.56006	-0.0411465	0.00116099	-1.1497e-5	2.73045e-8	0.713
	UV_320	3.72619	-0.151327	0.00470399	-5.73408e-5	2.6984e-7	0.948
2002	UV éryt	0.692441	-0.0446849	0.00130183	-1.66527e-5	8.03606e-8	0.847
	UV_315	1.6804	-0.0264317	-0.00011225	1.40233e-5	-1.28478e-7	0.602
	UV_320	-1.12182	0.290627	-0.00963016	0.00013736	-6.75584e-7	0.813

Tableau 1.3.2 : Coefficients trouvés lors de la régression polynomiale pour les années 2000 et 2002

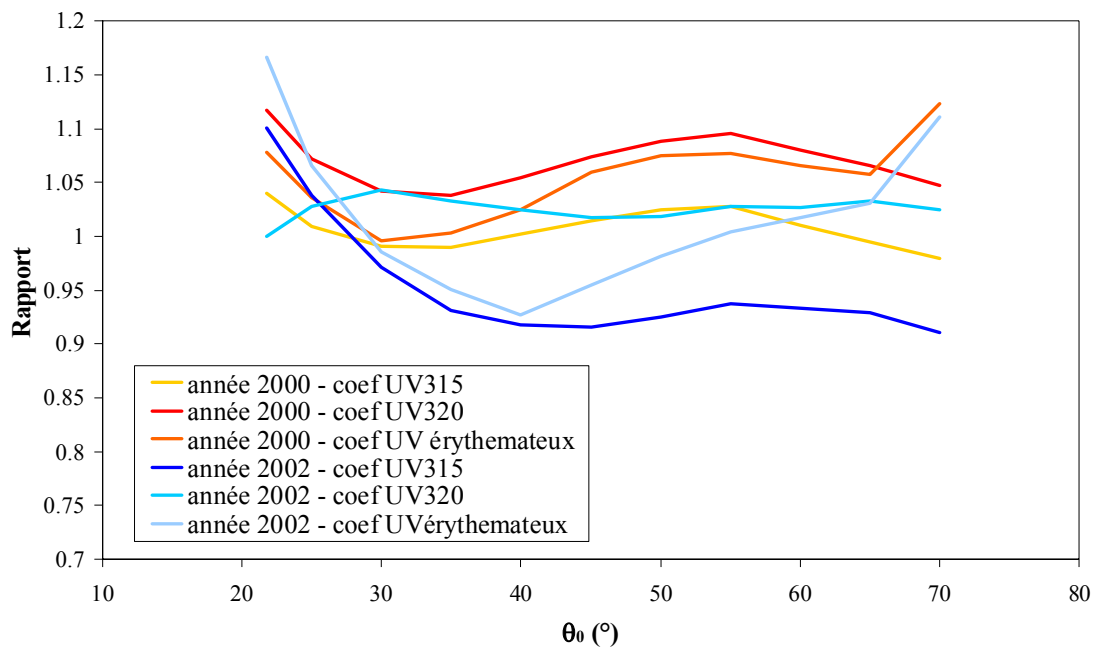


Fig 1.3.8) Rapport des coefficients de conversion trouvés expérimentalement sur ceux fournis par la documentation YES pour les trois quantités d'UV, et pour les années 2000 et 2002

En regardant les courbes des figures 1.3.7 et 1.3.8, on peut voir que l'appareil a évolué durant ces deux dernières années. La différence que l'on constate entre les courbes expérimentales et les courbes « standard » fournies par YES confirme la nécessité d'utiliser de préférence les coefficients expérimentaux, surtout pour l'année 2002 où la différence est plus marquée, notamment pour la conversion du signal YES en UVB₃₁₅ et UV érythémateux où la différence peut atteindre jusqu'à 9% pour des angles zénithaux de l'ordre de 40°.

Pour l'année 2002, grâce à l'important nombre de données disponibles, il est possible de voir l'influence de l'ozone sur les coefficients de conversion en reproduisant la figure 1.4.6, mais en sélectionnant cette fois nos données en fonction de la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère (voir figure 1.3.9 à 1.3.12). La comparaison de ces facteurs de conversion avec les coefficients standards est présentée dans la figure 1.3.13.

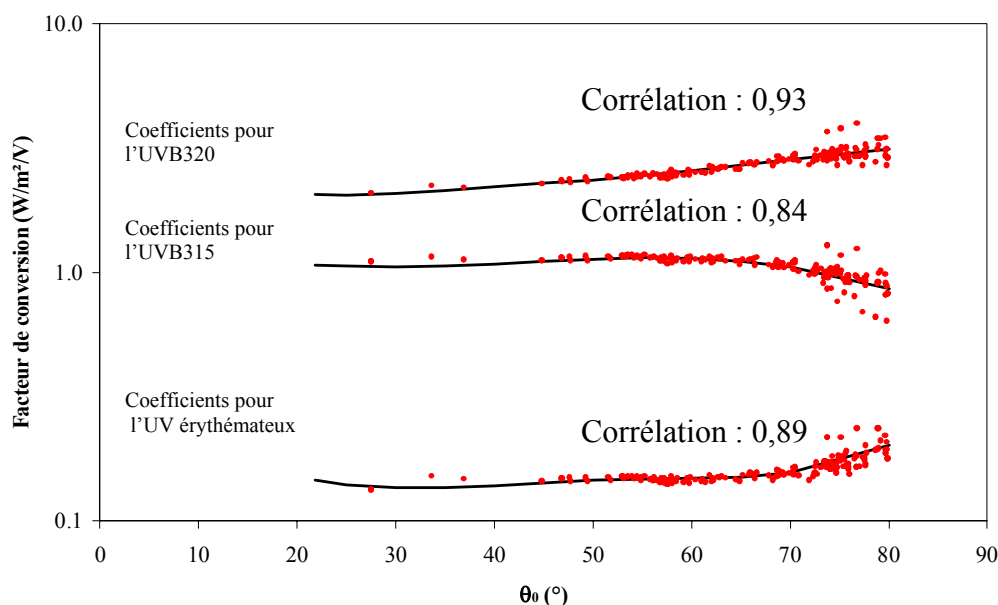


Fig 1.3.9) Valeurs expérimentales des coefficients déterminées les jours clairs de l'année 2002 présentant une quantité d'ozone allant de 200 à 300DU (points rouges) et régression polynomiale du nuage de points extrapolé jusqu'à 21.8° (trait noir).

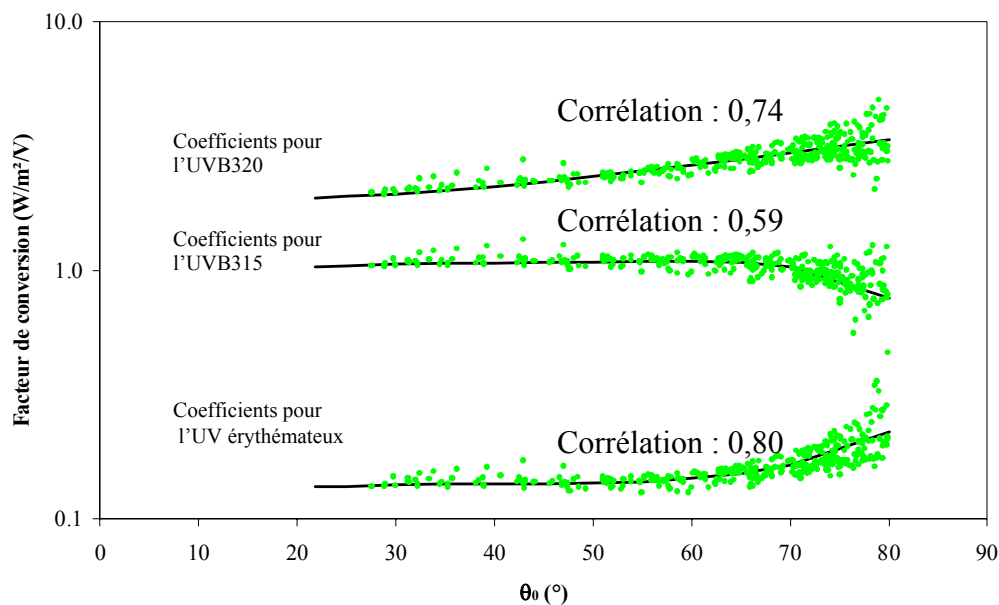


Fig 1.3.10) Valeurs expérimentales des coefficients déterminées les jours clairs de l'année 2002 présentant une quantité d'ozone allant de 300 à 350DU (points verts) et régression polynomiale du nuage de points extrapolé jusqu'à 21.8° (trait noir)..

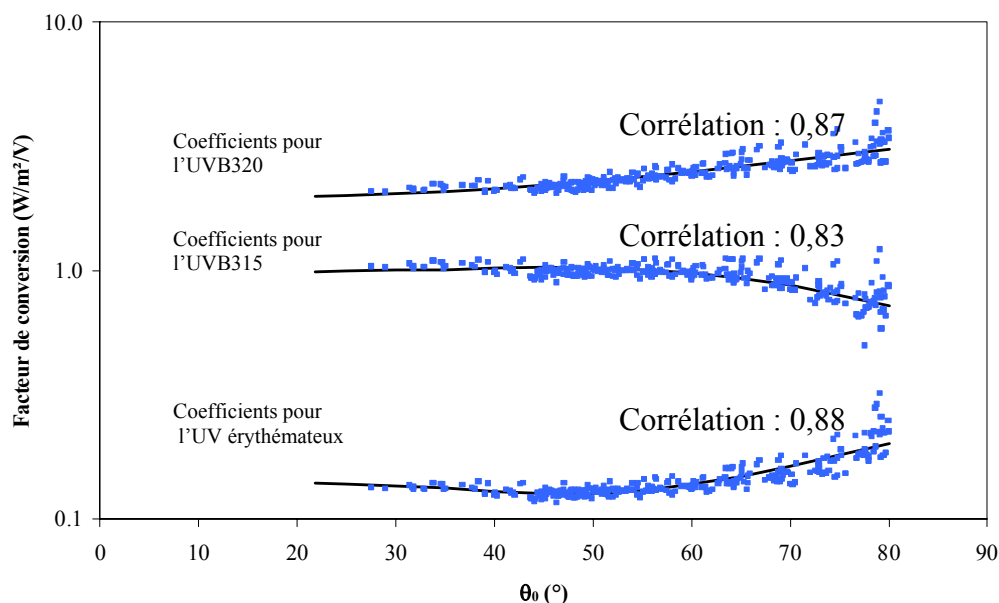


Fig 1.3.11) Valeurs expérimentales des coefficients déterminées les jours clairs de l'année 2002 présentant une quantité d'ozone allant de 350 à 400DU (points bleus) et régression polynomiale du nuage de points extrapolé jusqu'à 21.8° (trait noir).

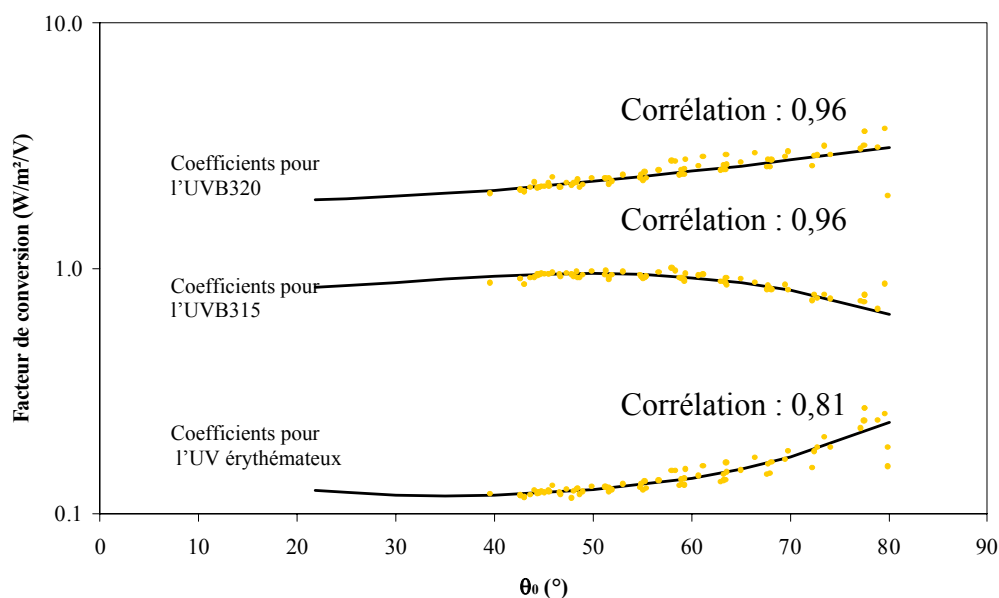


Fig 1.3.12) Valeurs expérimentales des coefficients déterminées les jours clairs de l'année 2002 présentant une quantité d'ozone allant de 400 à 500DU (points jaunes) et régression polynomiale du nuage de points extrapolé jusqu'à 21.8° (trait noir)..

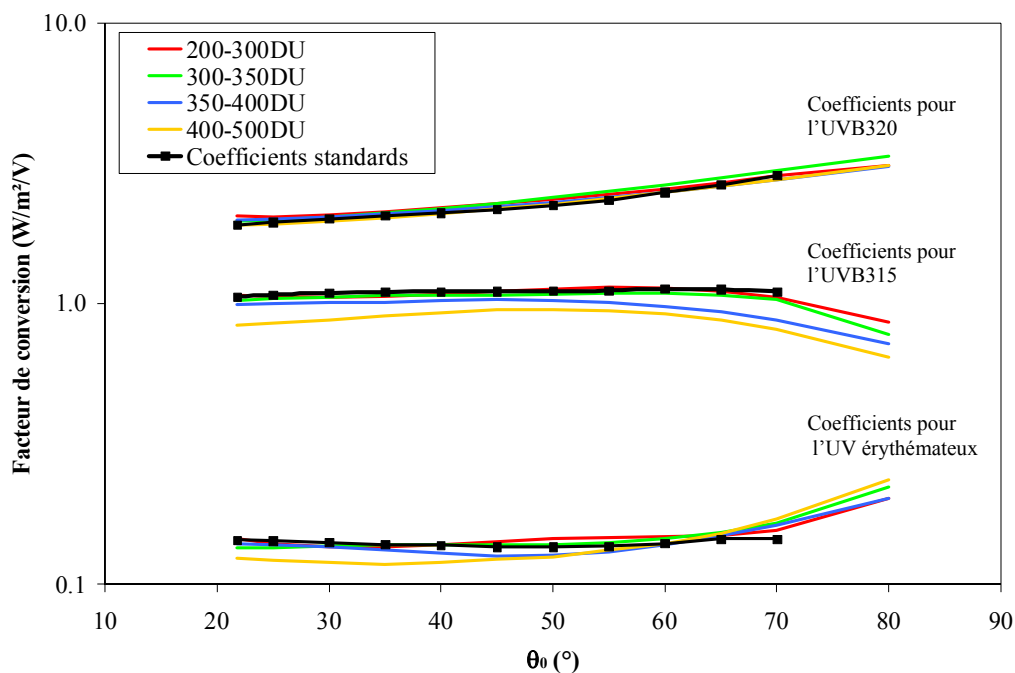


Fig 1.3.13) Comparaison entre les polynômes de régression obtenus pour chaque intervalle de quantité d'ozone et les coefficients standards fournis par YES.

Sur les cinq courbes précédentes, on peut voir l'influence de l'ozone sur la valeur des coefficients, notamment sur les facteurs de conversion permettant de calculer les quantités UVB₃₁₅ et UV érythémateux. Par exemple pour l'UVB₃₁₅, plus la quantité d'ozone est importante dans l'atmosphère, plus les coefficients diminuent. Il convient néanmoins de prendre certaine précaution en remarquant la faible valeur de la corrélation pour l'UVB₃₁₅ sur la figure 1.3.10, preuve qu'il existe une incertitude non négligeable sur cette courbe. Il est aussi important de noter ici que pour une quantité d'ozone comprise entre 400 et 500DU, les polynômes sont extrapolés pour des angles zénithaux inférieurs à 40° à cause de l'absence de donnée en 2002. L'exactitude de cette courbe pour ces angles est donc incertaine (voir figure 1.3.12). Ces courbes de régression vont permettre de retrouver des coefficients de conversion dépendant de l'ozone et vont ainsi nous permettre une restitution plus juste des éclairagements UV à l'aide des équations 1.3.3 à 1.3.5. La quantité d'ozone présente dans l'atmosphère étant généralement fournie grâce au traitement des données du spectroradiomètre, l'automatisation du choix des facteurs de conversion est possible et permet d'améliorer sensiblement la qualité de la restitution des éclairagements UV du YES. On a reporté dans des tableaux présentés en annexe ces nouveaux coefficients, d'abord en fonction de l'ozone (voir les tableau 1 à 4 dans l'annexe à la fin de ce chapitre) puis les coefficients trouvés en traitant toutes les données de l'année 2002, utilisés lorsque la quantité d'ozone n'est pas connue (tableau 5 de l'annexe). L'algorithme de traitement de données du YES va donc dans un premier temps récupérer la quantité d'ozone présent dans l'atmosphère le jour de la mesure à partir des données du spectroradiomètre, puis va sélectionner les meilleurs coefficients. Si les données spectrales sont indisponibles, on a la possibilité d'utiliser les données satellitaire TOMS pour obtenir une quantité d'ozone. Si aucun moyen de connaître l'ozone n'est possible, les coefficients du tableau 5 sont alors utilisés automatiquement par l'algorithme.

En utilisant les nouveaux coefficients des tableaux de l'annexe, la comparaison du 06 avril 2002 (Quantité d'ozone de 410DU) entre les deux instruments est cette fois ci, beaucoup plus proche avec un écart relatif maximum de 0.9% à 12h00 TU (voir figure 1.3.14). Ce meilleur accord était bien entendu attendu car il est la conséquence de l'utilisation de coefficients déterminés spécifiquement pour améliorer la comparaison entre les deux instruments. Cette comparaison doit être considérée avec une certaine prudence car elle reste tributaire de la qualité des étalonnages du spectroradiomètre et de la qualité de la régression des coefficients YES. Seule une intercomparaison entre deux spectroradiomètre UV différents pourrais nous renseigner sur cette qualité d'étalonnage prétendu parfaite.

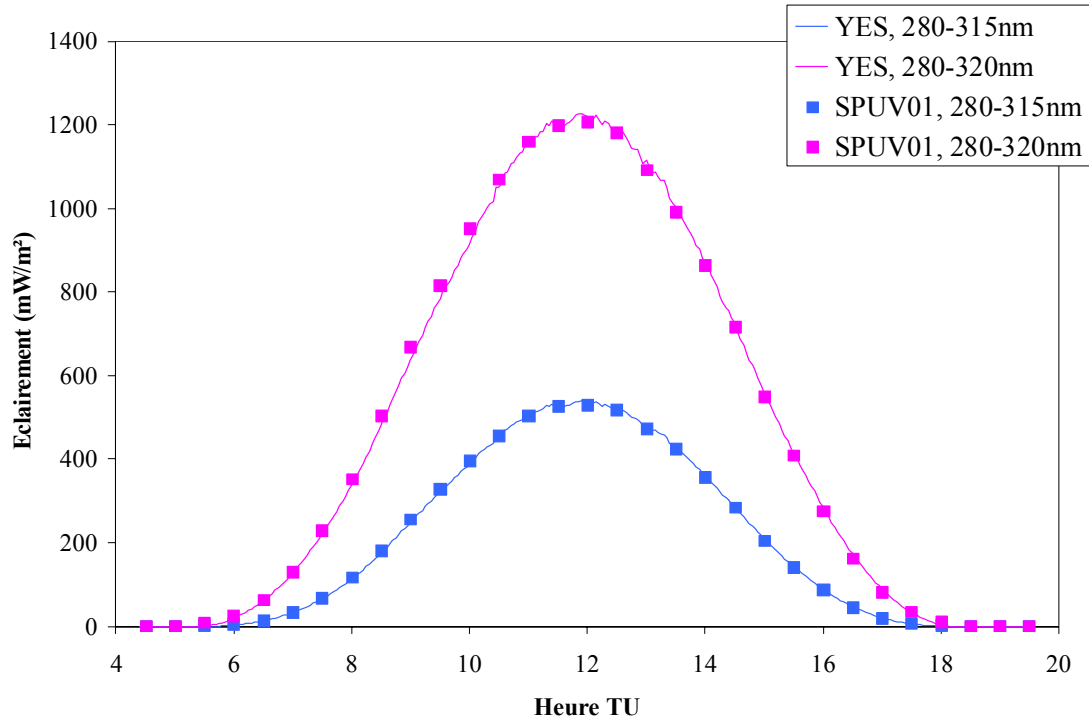


Fig 1.3.14 : Puissance UVB intégrée de 280 à 315 nm et de 280 à 320 nm du 06 avril 2002 suivant SPUV01 et le YES en utilisant les coefficients trouvés expérimentalement.

D'une manière plus globale, nous avons réalisé une comparaison du traitement avec les anciens et nos nouveaux coefficients dépendant de l'ozone pour l'ensemble de l'année 2002. Pour chaque journée, la moyenne des écarts relatifs « e » et la moyenne des écarts relatifs absolus « e' » sont calculés suivant les équations :

$$e = \frac{1}{n} \sum_n \left(\frac{P_{UV_315}^{yes}(t) - P_{UV_315}^{spectro}(t)}{P_{UV_315}^{yes}(t)} \right) \quad (1.3.12)$$

$$e' = \frac{1}{n} \sum_n \left(\frac{|P_{UV_315}^{yes}(t) - P_{UV_315}^{spectro}(t)|}{P_{UV_315}^{yes}(t)} \right) \quad (1.3.13)$$

Avec :

n : le nombre de mesures spectrales avec $\theta_0 < 80^\circ$ pour une journée
t : l'heure de la mesure

e est proche de 0 si les quantités fournies par les deux instruments sont proches durant toute la journée et s'écarte dans les autres cas, positivement ou négativement suivant le biais qui peut exister entre les deux appareils. C'est un bon critère de comparaison et un bon révélateur de biais mais il peut être trompé par des journées à la nébulosité fortement variable. En effet, l'écart relatif durant une telle journée peut varier avec une grande amplitude d'une

valeur positive à une valeur négative très rapidement, et e pour cette journée sera finalement proche de 0, nous laissant à penser un bon accord entre les deux instruments.

En complément à e , e' nous révèle véritablement la moyenne journalière des écarts relatifs qui existaient à l'instant t entre les deux instruments. Cependant, la notion de biais systématique dans la journée disparaît ici.

Les figures suivantes 1.3.15 et 1.3.16 présentent les résultats de cette étude pour l'ensemble des jours de l'année 2002 (traits continus) et pour les 39 jours totalement clairs de cette même année (points). « e » est présenté sur la figure 1.3.15 et « e' » sur la figure 1.3.16.

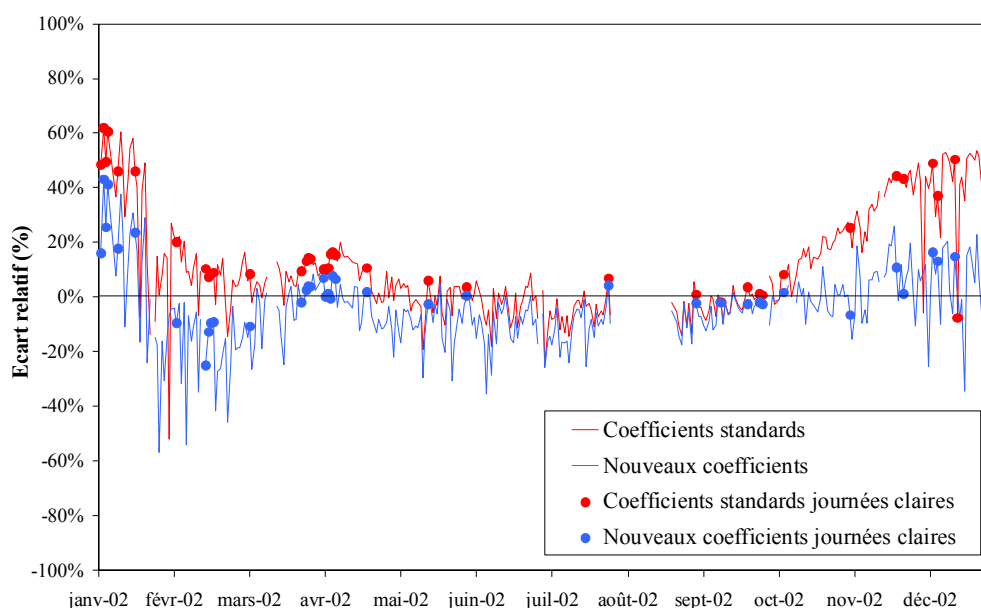


Fig 1.3.15) Moyenne journalière des écarts relatifs « e » pour l'année 2002 selon que l'on utilise les coefficients standards ou les coefficients trouvés expérimentalement.

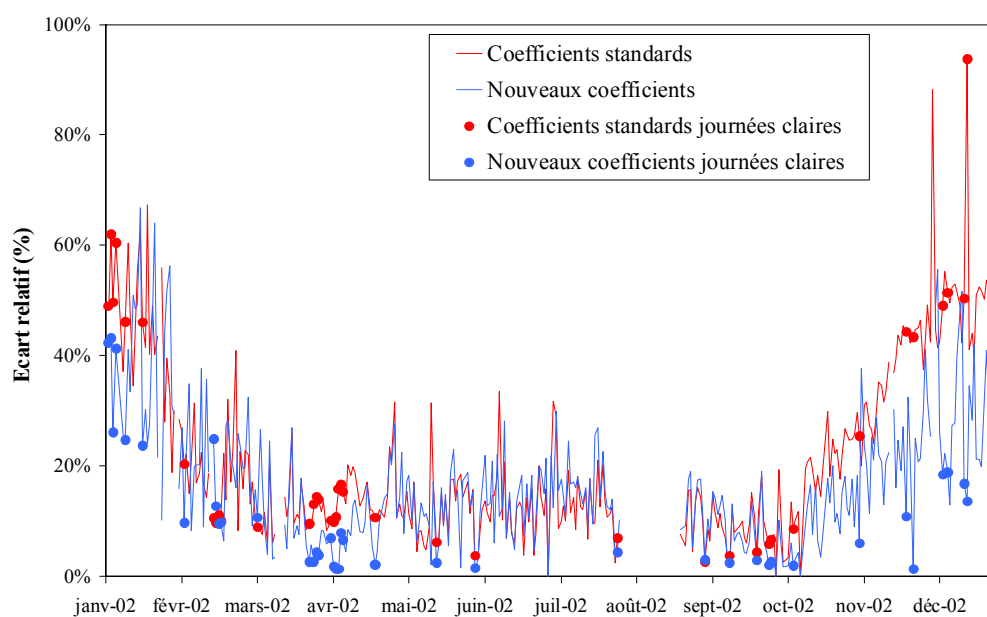


Fig 1.3.16) Moyenne journalière des écarts relatifs absolus « e' » pour l'année 2002 suivant que l'on utilise les coefficients standards ou les coefficients trouvés expérimentalement.

Les tableaux suivants présentent la moyenne sur l'année 2002 des différentes valeurs de e et e' :

	Anciens coefficients	Nouveaux coefficients
Tous les jours de l'année	12%	4%
Jours clairs de l'année 2002	21%	4%

Tableau 1.3.3) Valeur moyennée sur l'année de e en pourcentage

	Anciens coefficients	Nouveaux coefficients
Tous les jours de l'année	22%	17%
Jours clairs de l'année 2002	24%	11%

Tableau 1.3.4) Valeur moyennée sur l'année de e' en pourcentage

Pour l'ensemble des jours totalement clairs de l'année 2002, le fait de traiter les données YES avec nos nouveaux coefficients qui dépendent de l'ozone, plutôt qu'avec les coefficients standards améliore nettement l'écart relatif entre les données YES UVB₃₁₅ et l'éclairement spectral UV intégré de 280 à 315nm. Nous passons de 21% à 4% en moyenne sur l'année dans le cas de « e », ce qui montre qu'un biais systématique positif existait avant (surestimation des données YES) et qu'il diminue largement avec l'utilisation des nouveaux coefficients. Cependant, si ce biais a disparu, il reste encore un écart moyen de 11% sur l'ensemble des jours clairs de l'année mais avec parfois une surestimation des données YES et parfois une sous-estimation.

Si l'on regarde maintenant l'ensemble des jours pour cette année 2002, là aussi on constate qu'il existait un biais et qu'il diminue fortement, la valeur moyenne de e passant de 12% à 4%. Cependant, l'écart moyen reste quand même important, e' ne diminuant que de 22% à 17%. Les journées de forte variabilité nuageuse provoquent des écarts entre les mesures que nos nouveaux coefficients ne peuvent totalement compenser. On peut noter sur la figure 1.3.16 que ces écarts relativement importants se situent surtout en début et en fin d'année. En hiver, lorsque le signal est peu important, le spectroradiomètre comme l'instrument YES, ont alors un rapport signal/bruit qui diminue fortement. C'est probablement une des raisons de l'augmentation de cet écart entre les deux instruments.

1.3.3.3) Deuxième méthode de comparaison entre le spectroradiomètre Spuv01 et le pyranomètre UVB YES

La méthode décrite précédemment nous permet une estimation des puissances UV₃₁₅, UV₃₂₀ et UV_{érythémateuse} fournies par le fluxmètre YES et introduit une dépendance vis à vis de l'ozone. Cette méthode améliore également la comparaison entre les données YES et SPUV01. Cependant, cette comparaison est tributaire à la fois de la qualité de la régression des facteurs de conversion trouvés expérimentalement, et de la qualité de l'étalonnage du spectroradiomètre, bien que celui ci soit considéré comme parfait. Nous allons voir en détail une autre méthode permettant de vérifier la validité des données du spectroradiomètre en

effectuant une comparaison avec les signaux bruts du YES. Cette autre méthode, complémentaire de la première, offre l'avantage d'utiliser les données brutes du pyranomètre YES sans les modifier par un quelconque coefficient, et donc minimise les sources d'erreurs.

1.3.3.3.1) Description de la méthode

La puissance UV brute fournie par le YES peut s'écrire :

$$P_{brut} = \int_{\lambda=280nm}^{\lambda=352nm} E(\lambda) \times R^{abs}(\lambda, \theta_0) d\lambda \quad (1.3.14)$$

Avec :

$R^{abs}(\lambda, \theta_0)$: Réponse spectrale absolue du pyranomètre.

$E(\lambda)$: L'éclairement spectral UV arrivant au sol.

L'éclairement spectral est mesuré par le spectroradiomètre Spuv01. Si l'on connaît la réponse spectrale absolue $R^{abs}(\lambda, \theta_0)$, une comparaison peut être facilement effectuée entre le résultat de cette intégrale 1.3.14 et la quantité P_{brut} fournie par le pyranomètre. Le problème est que la réponse spectrale de l'instrument, fournie par le constructeur YES, est normalisée à 1 et on ne dispose pas de sa dépendance envers l'angle solaire zénithal. Nous allons donc introduire un « coefficient de Pondération Angulaire » appelé CPA, coefficient pondérant la réponse spectrale et dépendant principalement de l'angle solaire zénithal. Ce n'est pas la réponse angulaire du pyranomètre à proprement parler mais elle en dépend fortement. On réécrit l'équation précédente en introduisant ce nouveau coefficient :

$$P_{brut} = \int_{\lambda=280nm}^{\lambda=352nm} E(\lambda) \times R(\lambda) \times CPA(\theta_0) d\lambda \quad (1.3.15)$$

$R(\lambda)$: Réponse spectrale normalisée à 1 du pyranomètre.

$CPA(\theta_0)$: Coefficient de Pondération Angulaire

Ainsi, comme $R(\lambda)$ est connu, si l'on connaît $CPA(\theta_s)$, il devient possible de comparer la quantité déduite des mesures d'éclairement spectral $E(\lambda)$ fournie par Spuv01 et le signal brut du YES P_{brut} . $R(\lambda)$ fournie par YES est représenté sur la figure 1.3.1. Par contre, $CPA(\theta_s)$ reste une inconnue mais on peut écrire :

$$CPA(\theta_0) = \frac{P_{brut}}{\int_{\lambda=280nm}^{\lambda=352nm} E(\lambda) \times R(\lambda) d\lambda} \quad (1.3.16)$$

Pour déterminer expérimentalement ces coefficients $CPA(\theta_0)$, il suffit d'utiliser les données YES bruts et les données spectrales Spuv01 d'une ou plusieurs journées parfaitement claires afin de ne pas être gêné par des nuages, et d'effectuer l'opération 1.3.16 sur toute la durée de ces journées, et donc pour plusieurs θ_0 .

On a repris les données UV des jours clairs de l'année 2002 pour cette étude en distinguant les différentes quantités d'ozone. On obtient la figure 1.3.17.

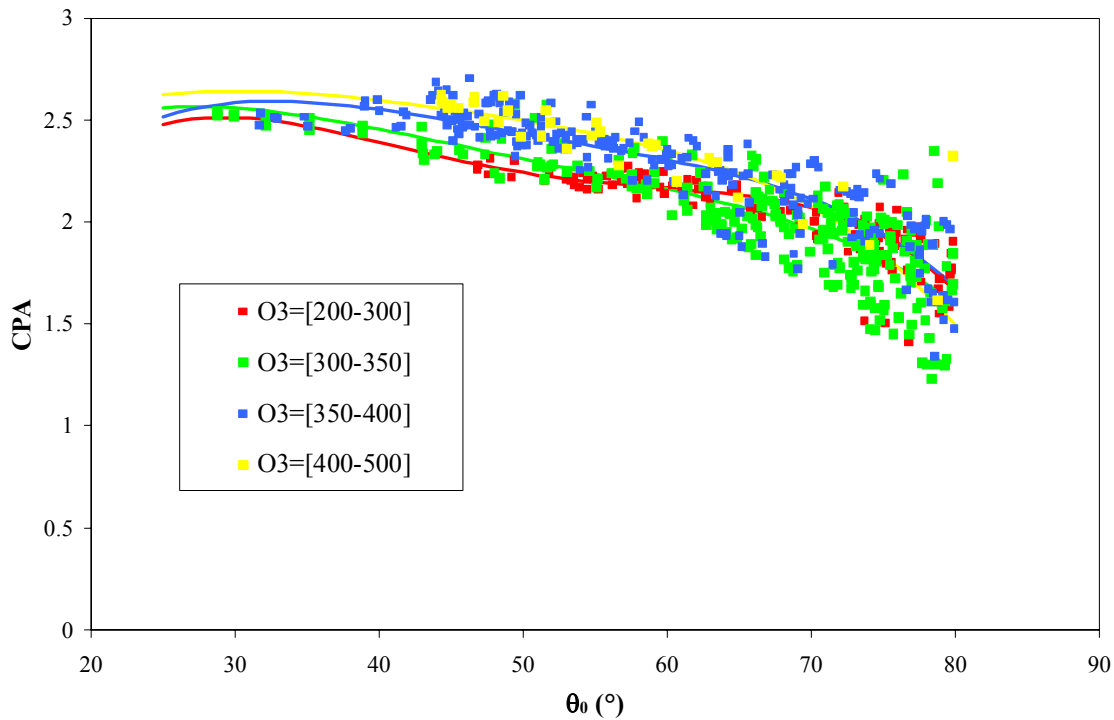


Fig 1.4.17 : Coefficients CPA obtenus pour les jours clairs de l'année 2002 (points) et régressions polynomiales de ces nuages de points (courbes) en fonction de l'angle solaire zénithal.

On observe là encore une dépendance de nos coefficients CPA envers l'ozone. A l'instar de la première partie, quatre régressions polynomiales sont réalisées pour les mêmes intervalles d'ozone afin d'obtenir quatre polynômes de degré 4 et 5 pour quatre intervalles d'ozone qui nous permettront ainsi un calcul des coefficients CPA lors du traitement des données qui sera fonction de cette quantité d'ozone. Une cinquième régression polynomiale est aussi réalisée avec l'ensemble des points de l'année 2002 que nous utiliserons lorsque la quantité d'ozone n'est pas connue.

Finalement, on obtient les cinq polynômes de degré 4 ou 5 :

$$CPA(\theta_0) = a_0 + a_1\theta_0 + a_2\theta_0^2 + a_3\theta_0^3 + a_4\theta_0^4$$

Avec :

Si O3 = [200,300]

$a_0 = -1.26463$ $a_1 = 0.357571$ $a_2 = -0.0119094$ $a_3 = 0.000164026$ $a_4 = -8.16374e-07$

Coefficient de corrélation : 0.920433

Si O3 = [300,350]

$a_0 = 0.932861$ $a_1 = 0.157371$ $a_2 = -0.00523279$ $a_3 = 7.0355e-05$ $a_4 = -3.52864e-07$

Coefficient de corrélation 0.819725

Si O3 = [350,400]

$a_0 = -0.35374$ $a_1 = 0.255089$ $a_2 = -0.00787782$ $a_3 = 0.000103208$ $a_4 = -5.07673e-07$

Coefficient de corrélation : 0.89939

Si O3 = [400,500]

$a_0 = 1.10254$ $a_1 = 0.142807$ $a_2 = -0.00472757$ $a_3 = 6.69824e-05$ $a_4 = -3.6795e-07$

Coefficient de corrélation : 0.98639

Si O3 = inconnu polynome de degré 5

$a_0 = 14.0556$ $a_1 = -1.24918$ $a_2 = 0.0521043$ $a_3 = -0.00104428$ $a_4 = 1.00595e-05$ $a_5 = -3.76386e-08$

Coefficient de corrélation : 0.88157

1.3.3.3.2) Quelques résultats pour les années 2000 à 2003

La connaissance des CPA calculés avec les données 2002 nous permet maintenant une comparaison entre le signal brut du pyranomètre UVB YES et les données spectrales du spectroradiomètre. Les figures suivantes présentent quelques résultats pour des journées claires des années 2000 à 2003 (figures 1.3.18 à 1.3.21). Sur la figure 1.3.18, on note l'excellent accord entre les deux courbes avec une différence relative inférieure à 1% durant toute la journée, nous donnant un bon niveau de confiance dans la qualité des données spectrales de l'instrument Spuv01.

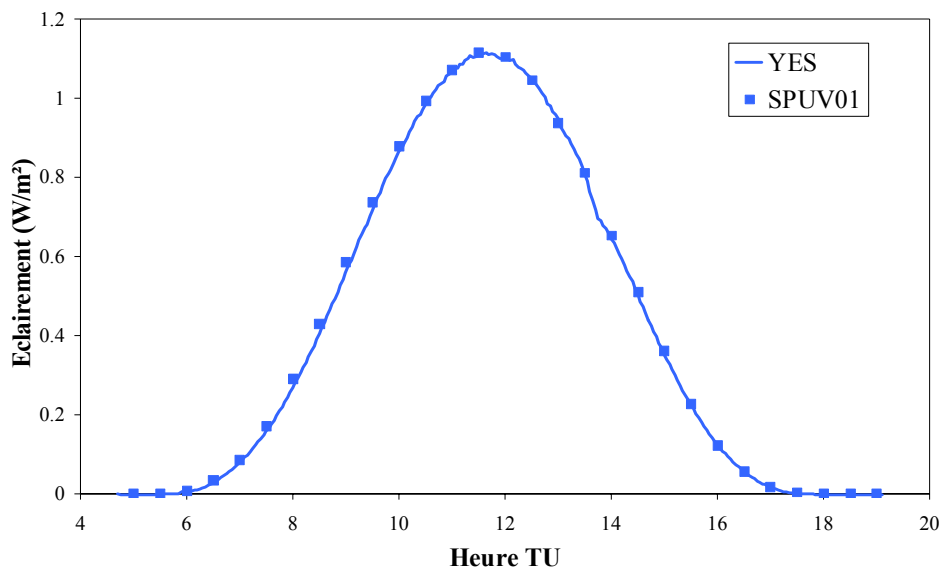


Fig 1.3.18 : Journée du 24 septembre 2002 à Villeneuve d'Ascq. Comparaison entre la puissance brute fournie par l'instrument YES et la quantité équivalente obtenue à partir des données spectrales du spectroradiomètre et de l'équation 1.4.15

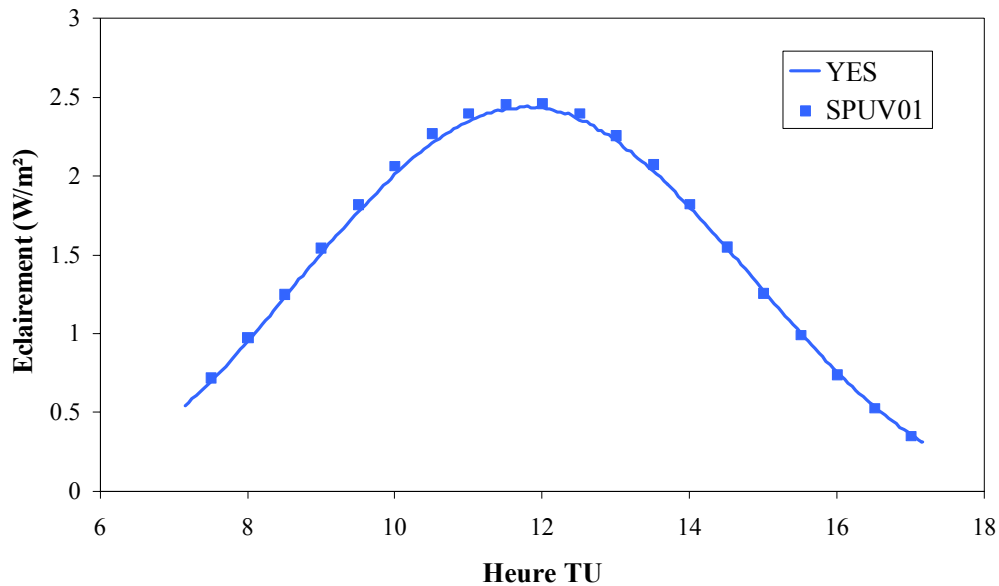


Fig 1.3.19 : Journée du 18 juin 2000 à Villeneuve d'Ascq. Comparaison directe entre la puissance brute fournie par l'instrument YES et l'éclairement UV du spectroradiomètre.

Les coefficients CPA, bien que calculés à partir des données de l'année 2002 permettent une vérification rétrospective des spectres collectés en 2000. Sur la figure 1.3.19, on peut voir pour la journée du 18 juin 2000 que l'accord est ici aussi très bon avec un écart relatif maximum de 3% à 11h00 TU.

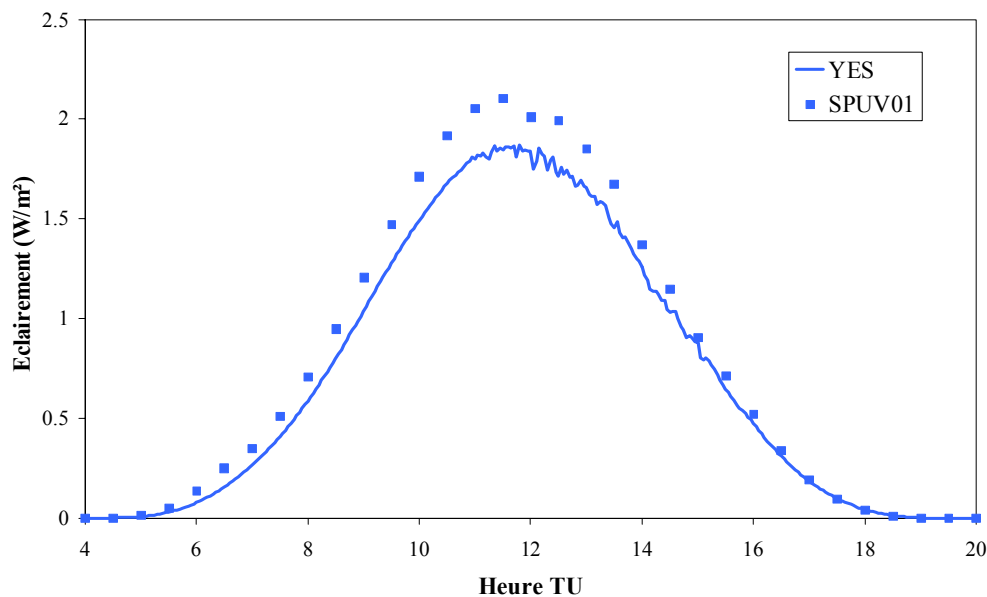


Fig 1.3.20 : Journée du 14 aout 2001 à Villeneuve d'Ascq. Comparaison directe entre la puissance brute fournie par l'instrument YES et l'éclairement UV du spectroradiomètre.

Sur la figure 1.3.20, on remarque que l'accord est ici mauvais avec une différence relative de l'ordre de 15% vers 12h00 TU. La qualité des données de l'année 2001 en général n'est pas très bonne car nous avons eu de multiples problèmes techniques. Ce résultat nous conforte dans cette idée.

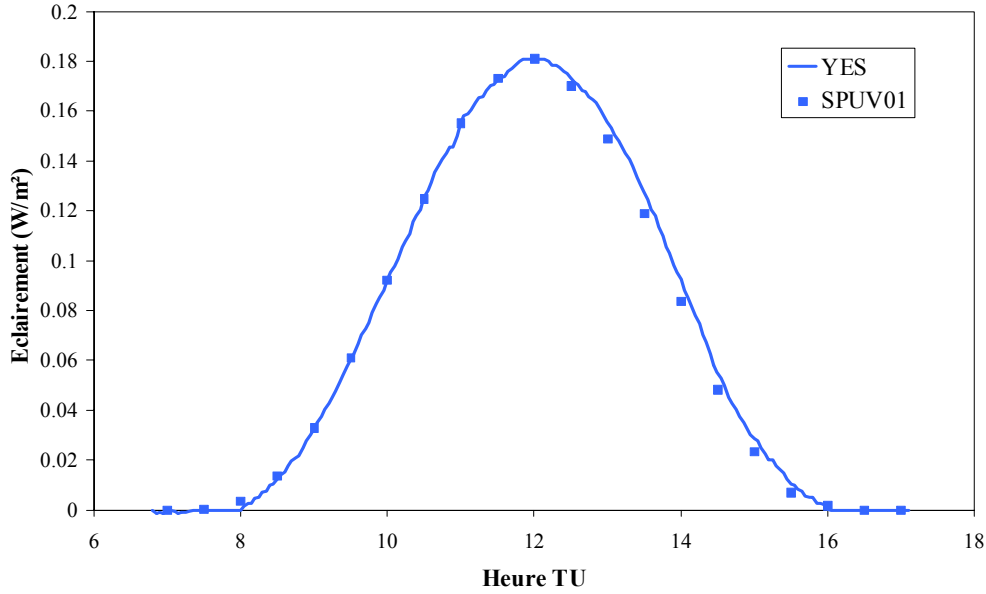


Fig 1.3.21 : Journée du 16 janvier 2003 à Villeneuve d'Ascq. Comparaison directe entre la puissance brute fournie par l'instrument YES et l'éclairement UV du spectroradiomètre.

Concernant la journée du 16 janvier 2003, la vérification a ici toute son importance car les mesures du SPUV01 pour cette journée, sont réalisées quelques jours après un étalonnage. On constate d'après cette comparaison que les données spectrales ont l'air tout à fait correctes avec un écart relatif entre les deux puissances inférieur à 1%.

Enfin, un bilan pour l'ensemble de l'année 2002 est réalisé en calculant les deux quantités suivantes pour chaque journée :

$$Q1 = \frac{1}{n} \sum_n \left(\frac{P_{brut}(t) - P_{brut}^{spectro}(t)}{P_{brut}(t)} \right) \quad (1.3.17)$$

$$Q2 = \frac{1}{n} \sum_n \left(\left| \frac{P_{brut}(t) - P_{brut}^{spectro}(t)}{P_{brut}(t)} \right| \right) \quad (1.3.18)$$

Où n représente toujours le nombre de mesures avec $\theta_0 < 80^\circ$ dans une journée.

$P_{brut}^{spectro}(t)$ est obtenu en utilisant la formule 1.3.15 et les données spectrales du spectroradiomètre. P_{brut} est la mesure brute de l'instrument YES délivrée directement par la station YOUNG. A l'instar des quantités e et e' calculées dans le chapitre 1.3.3.2, Q1 nous montre s'il existe un biais systématique et Q2 nous montre l'écart moyen de la journée en valeur absolue. Les figures 1.3.22 et 1.3.23 présentent les résultats de cette étude. Les tableaux 1.3.5 et 1.3.6 présentent les valeurs moyennées sur l'année de Q1 et Q2

Les conclusions de cette comparaison corroborent celles faites dans la partie 1.3.3.2 lors de la comparaison des quantités UV_{315} et $UV_{\text{érythémateuse}}$. On remarque un accord très bon pour les journées claires avec un écart relatif moyen de 2% et un écart relatif absolu moyen de 10%. Il n'existe donc pas de biais apparent. Pour la totalité des journées, la comparaison est moins bonne mais la forte variabilité quotidienne des éclairissements lors de ces journées rend difficile une comparaison. Néanmoins, l'utilisation de cette méthode de comparaison semble fonctionner correctement, et l'apport d'une dépendance envers l'ozone de nos coefficients y contribue certainement.

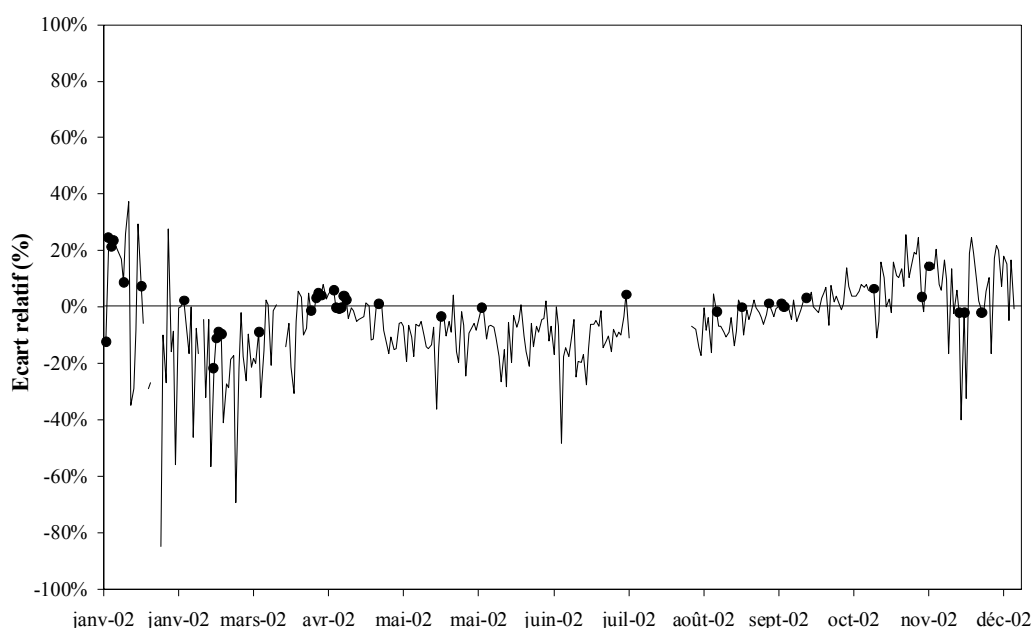


Fig 1.3.22 : Ecart Q1 entre les données brutes UV et les données spectro en 2002. Le trait continu noir représente la totalité des journées et les points noirs les journées claires.

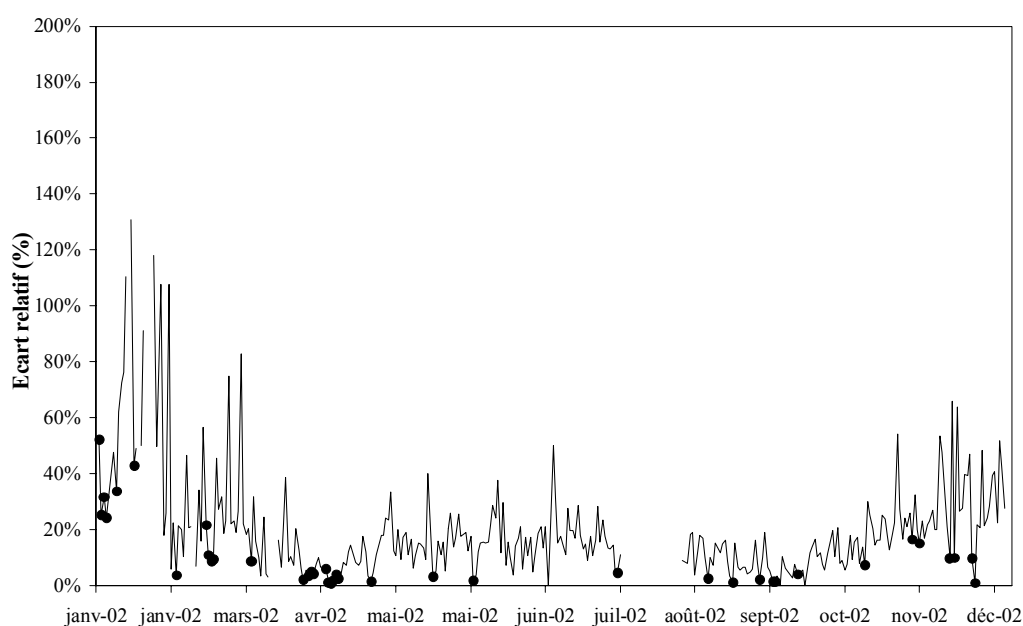


Fig 1.3.23 : Ecart moyen absolu Q2 entre les données brutes UV et les données spectro en 2002. Le trait continu noir représente la totalité des journées et les points noirs les journées claires.

	Ecart
Tous les jours de l'année	5%
Jours clairs de l'année 2002	2%

Tableau 1.3.5) Valeur moyennée sur l'année de Q1 en pourcentage

	Ecart
Tous les jours de l'année	20%
Jours clairs de l'année 2002	10%

Tableau 1.3.6) Valeur moyennée sur l'année de Q2 en pourcentage

1.3.4) Nouvel étalonnage de l'instrument YES au JRC, (Joint Research Centre)

1.3.4.1) Description de l'étalonnage

Au mois de janvier 2003, notre pyranomètre YES est parti deux mois au JRC, à Ispra en Italie pour y être étalonné. Le dernier étalonnage datant de 1999, il nous a semblé nécessaire de procéder à ce nouvel étalonnage. A l'instar de notre étude, l'étalonnage repose sur une comparaison entre les données de notre pyranomètre UVB YES et de deux spectroradiomètres UV de confiance : un Brewer (BR#163) et un spectroradiomètre de référence (B5503). La comparaison a duré un peu plus de deux mois, du 04 février au 12 avril 2003. Le but de ce laboratoire était à l'origine de fournir un unique coefficient CF ne dépendant pas de l'angle solaire zénithal et permettant de retrouver la puissance érythémateuse en multipliant simplement ce coefficient par la tension délivrée par l'instrument YES. Pour trouver le coefficient CF (en W/m²/V), l'opération suivante est réalisée :

$$CF = \frac{\int_{\lambda=280nm}^{352nm} E(\lambda) \times R(\lambda) d\lambda}{U} \quad 1.3.19$$

Avec :

$E(\lambda)$: L'éclairement UV spectral arrivant au sol mesuré par un spectroradiomètre

$R(\lambda)$: La réponse spectrale normalisée de l'instrument YES.

U : Le signal brut (en Volt) fourni par l'instrument YES

Cependant, ce coefficient n'est absolument pas constant en fonction de l'angle solaire zénithal. Bien que cela nous paraisse évident au vu des coefficients standards fournis par YES et qui présentent une forte dépendance envers θ_0 , cette variation a paru surprenante aux ingénieurs chargés de l'étalonnage. Elle est certainement due à une réponse en cosinus imparfaite de l'instrument mais en tout cas, elle gênait leur détermination d'un coefficient CF constant. Afin d'éliminer cette dépendance, ils ont introduit un décalage en longueur d'onde sur la réponse spectrale du YES de -2,5 nm. Cette action, purement empirique permet de trouver un coefficient CF qui est pratiquement constant pour les angles solaires zénithaux

inférieurs à 85°. La figure 1.3.24 suivante présente les valeurs de CF obtenues durant ces deux mois à ISPRA.

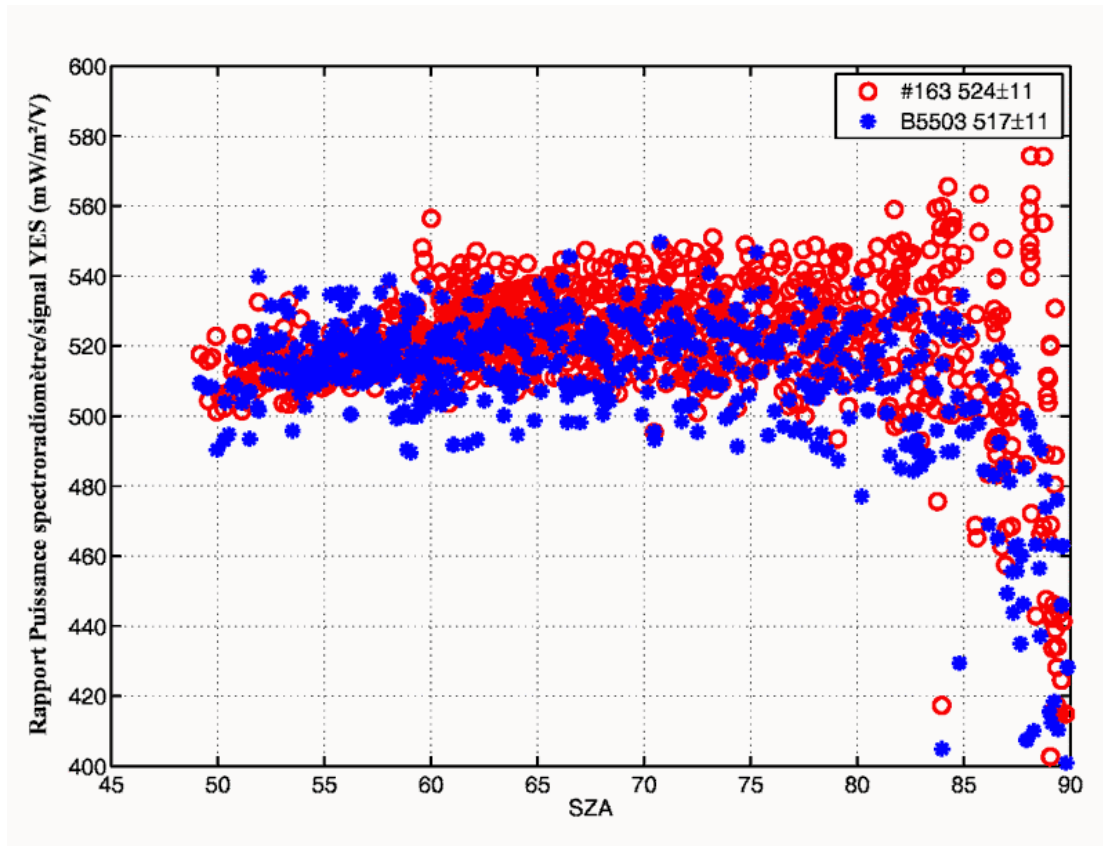


Figure 1.3.24 : valeurs du coefficient CF obtenues durant l'étalonnage au JRC

Le certificat d'étalonnage nous donne comme valeur moyenne :

$$CF=0.520\pm0.054 \text{ W/m}^2/\text{V} \quad 1.3.20$$

On remarque sur la figure 1.3.24 que le coefficient CF reste effectivement globalement constant pour des angles solaires zénithaux θ_0 inférieurs à 85°, mais l'écart type de l'échantillon de points représente quand même environ 10% de la valeur moyenne. Cette dispersion autour d'une valeur moyenne est due principalement à la variation de quantité d'ozone et à l'étalement des points présents entre 85° et 90°.

Pour retrouver ensuite l'éclairement UV érythémateux à partir des données brutes du pyranomètre, le JRC nous propose d'utiliser cette équation :

$$P_{uv_ery}(\text{W/m}^2)= U \times CF \times \phi(\text{O}_3, \theta_0)/1000 \quad 1.3.21$$

Où $\phi(\text{O}_3, \theta_0)$ est une table contenant des facteurs de conversions dépendant de l'angle solaire zénithal et de la quantité d'ozone. Cette table a été établie à l'aide d'un code de transfert radiatif (DISORT) en simulant différents spectres UV (quantité d'ozone allant de 200DU à

500DU, pas de 20DU et angle solaire zénithal allant de 0° à 90°, pas de 5°) et en réalisant l'opération suivante :

$$\Phi(O_3, \theta_0) = \frac{\int_{\lambda=280nm}^{352nm} E(\lambda, O_3, \theta_0) \times D(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda=280nm}^{352nm} E(\lambda, O_3, \theta_0) \times R_c(\lambda) d\lambda} \quad 1.3.22$$

Avec :

$E(\lambda, O_3, \theta_0)$: éclairements spectraux simulés

$D(\lambda)$: réponse spectrale de Diffey

$R_c(\lambda)$: réponse spectrale normalisée du pyranomètre UVB YES décalé en longueur d'onde de -2,5 nm.

Remarque : le facteur 1000 dans l'équation 1.3.21 ne sert qu'à convertir la puissance érythémateuse des mW aux W, car la table $\phi(O_3, \theta_0)$ fournie par le JRC a été calculée à partir de spectres exprimés en mW/m²/nm. La figure suivante montre les valeurs de ces coefficients.

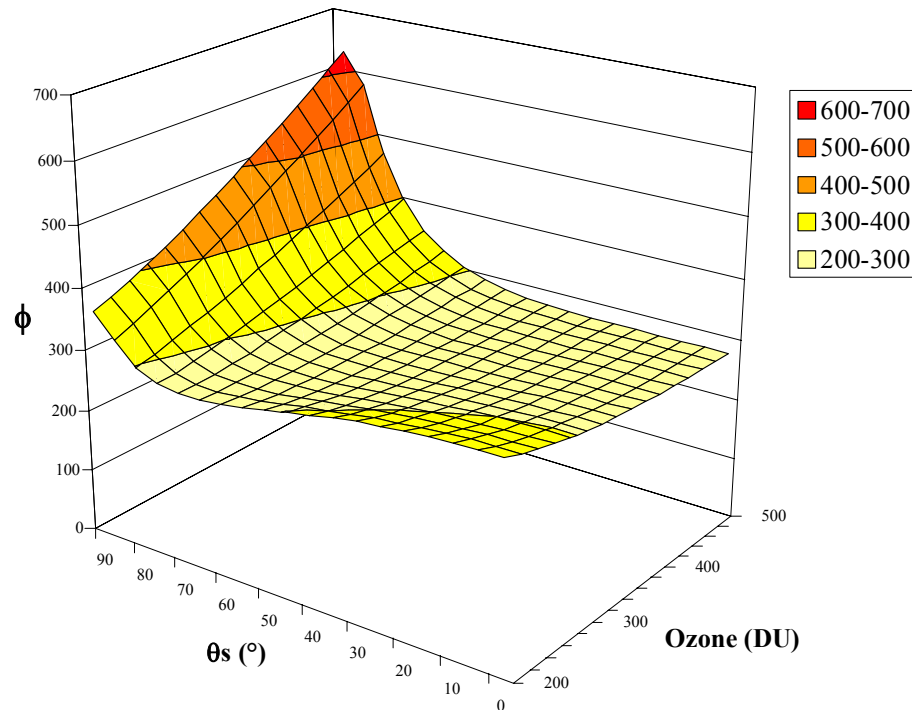


Figure 1.3.25 : Valeur des coefficients $\phi(O_3, \theta_s)$

1.3.4.2) Comparaison avec le coefficient C3 trouvé en 1.3.3.2

L'étalonnage réalisé par le JRC permet de retrouver la puissance érythémateuse à partir des données brutes du YES. Nos coefficients C3 définis par l'équation 1.3.11 nous permettent de retrouver la même quantité. Une identification est donc possible et il est intéressant de voir les différences que peuvent induire l'utilisation de la simulation (calcul de la table des coefficients ϕ) plutôt qu'une utilisation exclusive des mesures au sol (méthode employée dans le cas de la détermination des C3).

D'après les équations 1.3.5 et 1.3.21, de nouveaux coefficients C3 qui pourront être identifiés aux nôtres, peuvent être calculés à partir de CF et de la table ϕ en écrivant :

$$C3(O_3, \theta_0) = \phi(O_3, \theta_0) \times CF / 1000 \quad 1.3.23$$

La figure 1.3.26 suivante illustre cette comparaison.

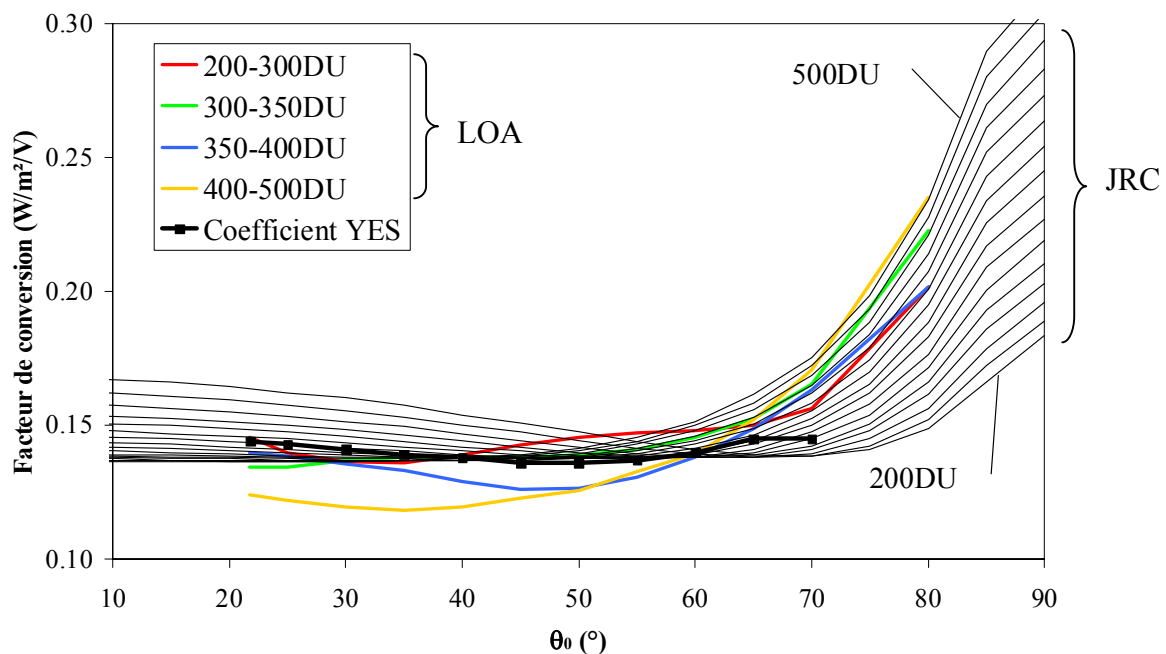


Figure 1.3.26 : Comparaison des facteurs de conversion C3 déterminés par le LOA (couleur), et par le JRC (traits noirs fins) et coefficients standards YES (traits noirs gras).

Le fait d'obtenir seize courbes (de 200 DU à 500 DU avec un pas de 20 DU) au lieu de quatre pour différentes quantités d'ozone, est un avantage de la méthode du JRC qui est rendu possible par l'utilisation de la simulation. La détermination de la valeur du coefficient C3 se fait théoriquement avec plus de précision en fonction de l'ozone. Nous pouvons voir sur ces courbes que les ordres de grandeurs semblent respectés. Cependant, des différences significatives apparaissent pour des angles solaires zénithaux compris entre 20° et 60° et pour des quantités d'ozone supérieures à 350 DU. Ces différences peuvent atteindre 15% ($\theta_0 = 35^\circ$).

et $O_3 > 400$ DU). Cependant, comme on a pu le voir sur la figure 1.3.12, les points expérimentaux du coefficient C3 pour une quantité d'ozone supérieure à 400 DU, se superposent très bien à la courbe de régression. A moins de n'avoir que des mauvaises mesures pour l'année 2002, nous avons une certaine confiance envers nos coefficients C3 pour ces angles solaires zénithaux. Ces cas de contenu en ozone important sont peut être mal pris en compte par la méthode du JRC. L'utilisation d'une réponse spectrale « shifté » dont la création est purement empirique peut induire des erreurs pour des quantités d'ozone relativement importantes.

1.3.4.3) Comparaison sur des mesures réelles

Nous avons ensuite entrepris une comparaison entre les puissances érythémateux restituées par les deux méthodes (LOA et JRC).

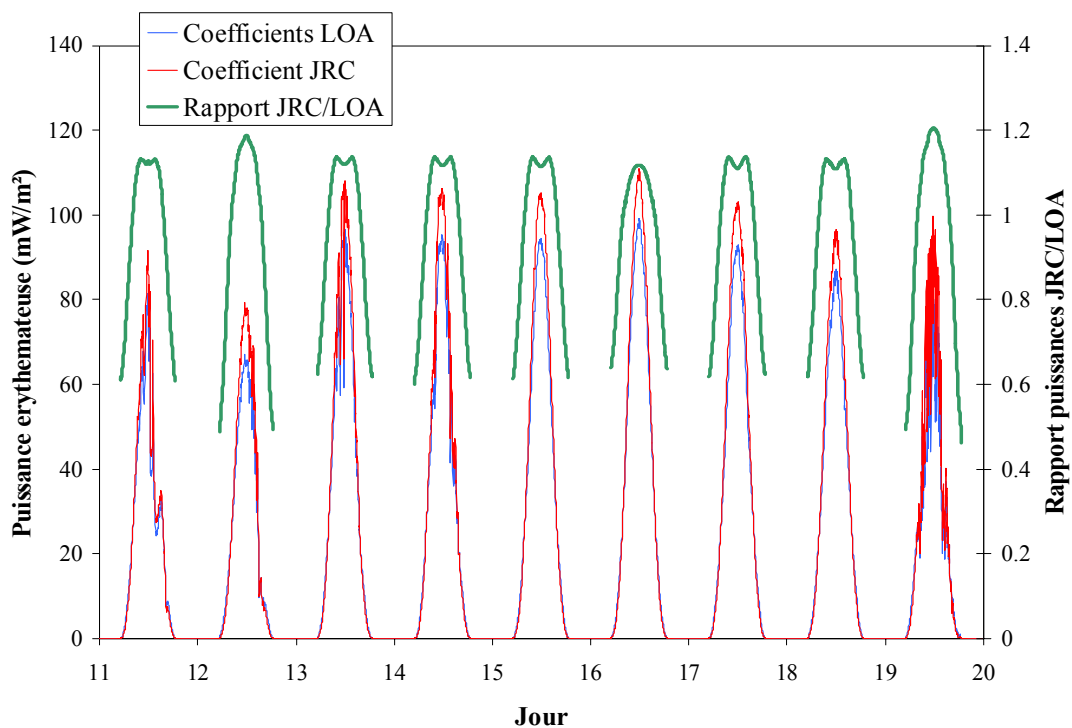


Fig 1.3.27) Puissance érythémateuse du 11 au 19 avril 2003 à Villeneuve d'Ascq suivant les coefficients LOA et JRC

Les données YES ont été traitées à la fois par nos coefficients trouvés expérimentalement dans la partie 1.3.3.2 et par les coefficients du JRC. La figure 1.3.27 présente le résultat de cette comparaison pour les journées du 11 au 19 avril 2003. La courbe verte montre le rapport des deux éclairagements. On voit immédiatement que ce rapport n'est pas constant et qu'il varie suivant les jours de 0,5 (angle solaire zénithal grand) à 1,2 (angle solaire zénithal faible). Les puissances érythémateuses JRC sont donc inférieures à celle du LOA le matin et le soir, et supérieures vers le midi solaire. A la simple vue de cette courbe, il est difficile de dire quelle quantité est la plus proche de la vérité.

Si l'on fait maintenant une comparaison sur une seule journée claire, le 15 avril 2003, et que l'on ajoute les éclairagements érythémateux obtenus à l'aide des données du spectroradiomètre Spuv01, on obtient la figure 1.4.28 suivante.

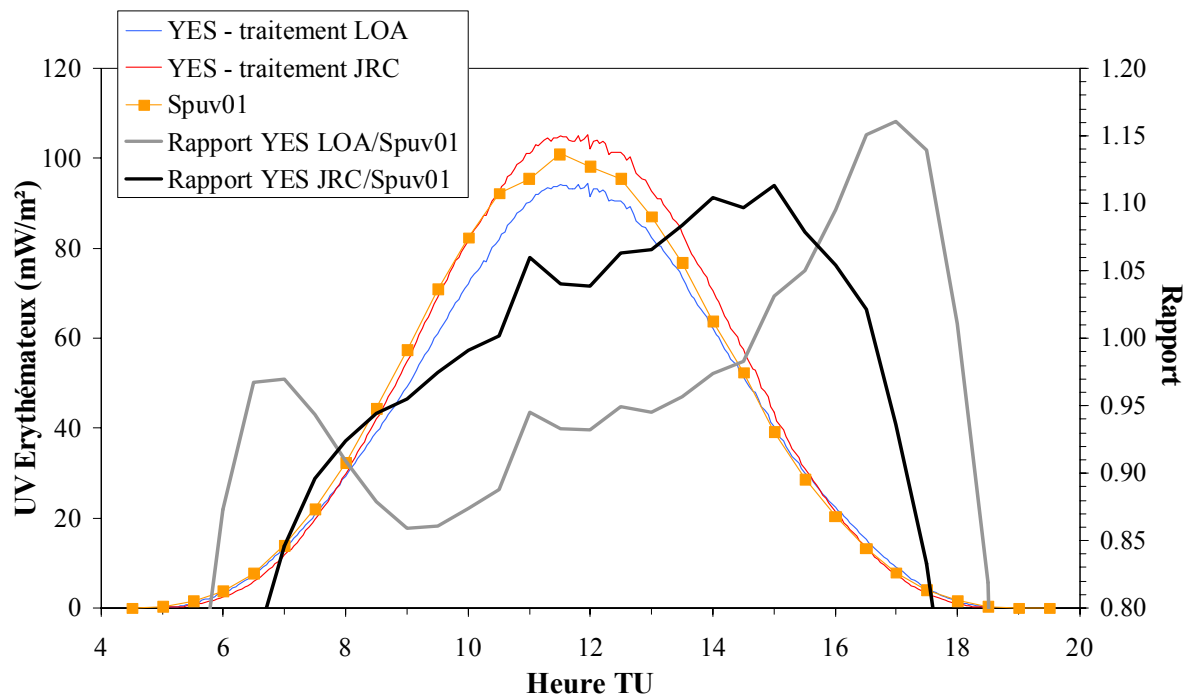


Fig 1.3.28) Puissance érythémateuse le 15 avril 2003 à Villeneuve d'Ascq, O3=380DU

On constate que les données issues du spectroradiomètre s'insèrent entre les deux puissances. La quantité d'ozone pour cette journée était en moyenne de 370 DU, avec une augmentation régulière de 360 DU le matin à 380 DU le soir. Il y a une sous estimation de l'UV érythémateux avec notre méthode appliquée aux mesures YES et une surestimation avec la méthode JRC. L'écart relatif dans les deux cas est de l'ordre de 7% à 12hTU. A noter également l'incertitude des mesures de notre spectroradiomètre de l'ordre de 4%. On peut noter cependant que dans les deux cas, toutes les données YES ont été traitées en choisissant la quantité d'ozone journalière moyenne de 370 DU, (la courbe bleue de la figure 1.3.13 pour les coefficients LOA et une courbe interpolée à partir des courbes noires sur cette même figure correspondant exactement à 370 DU pour les coefficients JRC). Nous l'avons déjà vu, notre méthode ne fournit que quatre courbes, centrées sur les valeurs d'ozone moyennes 250 DU, 325 DU, 375 DU et 450 DU. En choisissant la courbe 375 DU, la quantité d'ozone étant de 360 DU le matin de cette journée, une sous estimation de la puissance érythémateuse par notre méthode est prévisible car la courbe centrée sur 325 DU (courbe verte de la figure 1.3.13) est au dessus, ce qui laisse à penser qu'une diminution d'ozone dans l'atmosphère s'accompagne d'une augmentation de la valeur du coefficient, au moins pour des angles solaire zénithaux inférieurs à 60° (soit à partir de 8hTU ce jour là). A mesure que la quantité d'ozone augmente dans la journée, l'écart entre les puissances du spectroradiomètre et du YES-LOA diminue jusqu'à être pratiquement nul à partir de 14hTU (quantité O3=375DU à cette heure). L'écart entre les puissances Spuv01 et YES-JRC semble minimal à 10h00TU. La quantité d'ozone à cette heure est de 365 DU. Nous avons ensuite une surestimation durant tout le reste de la journée. Les coefficients JRC semblent globalement surestimer l'éclairement érythémateux et les coefficients LOA semblent les sous estimer.

En effectuant le même genre de comparaison pour une autre journée claire mais avec ici une quantité d'ozone parfaitement constante et plus faible dans la journée, on obtient la figure 1.4.29 suivante.

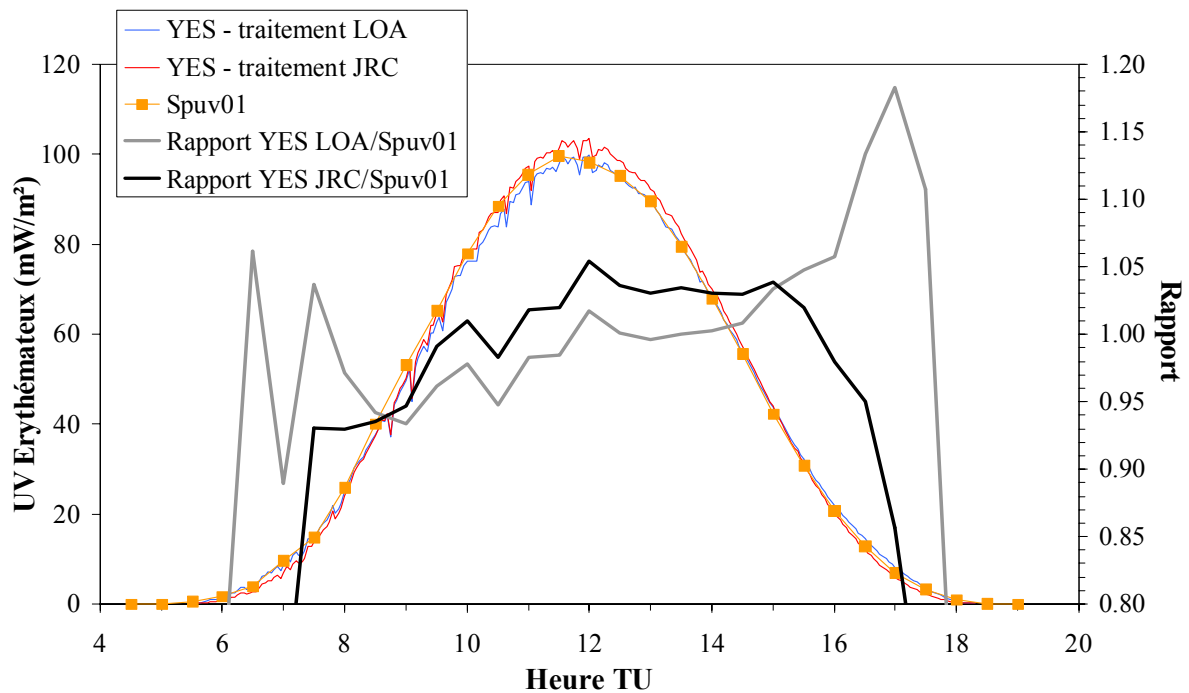


Fig 1.3.29) Puissance érythémateuse le 05 avril 2003 à Villeneuve d'Ascq, O3=330DU

Pour cette journée du 05 avril 2003, soit 10 jours avant la comparaison précédente, la quantité d'ozone était de 330 DU. La quantité d'ozone étant plus faible, la surestimation des données YES-JRC est moins importante (de l'ordre de 3 à 4% vers 12hTU) mais elle est toujours effective. La comparaison Spuv01/YES-LOA est quant à elle bien meilleure avec un écart d'environ 1% à 12h00TU. A noter que cet écart relatif augmente toujours en début et fin de journée.

1.3.4.4) Conclusion

La méthode d'étalonnage employé par le JRC est intéressante car elle permet grâce à l'apport de la simulation, un choix des coefficients en fonction de l'ozone plus étendu. Cependant, après discussion avec l'ingénieur du JRC chargé de l'étalonnage, il apparaît que l'action de décaler en longueur d'onde la réponse spectrale de l'instrument YES afin de retrouver un CF globalement constant est totalement empirique et n'a pas de justification réellement scientifique. Cette opération peut être la source de la surestimation globalement constatée dans la restitution des puissances érythémateuses. Il aurait été sans doute plus intéressant de ne pas vouloir absolument obtenir un coefficient CF constant en fonction de l'angle solaire zénithal et d'effectuer plutôt une régression polynomiale sur le nuage de points obtenu lors du rapport données spectrales sur données YES. L'utilisation ensuite d'une table créée par simulation semble être une excellente idée. D'autre part, il est impossible avec cette méthode de retrouver les éclairagements UVB intégrés de 280 à 315 ou 320nm. En effet, pour obtenir ces deux quantités, cela nécessiterait de déterminer deux autres coefficients « CF » et de recalculer par simulation des tables ϕ adaptées.

Notre méthode quant à elle, permet d'obtenir des résultats sans doute plus adaptés à notre instrument car elle est basée uniquement sur l'exploitation de mesures réelles (données quotidiennes du spectroradiomètre, du YES et mesure en laboratoire de la réponse spectrale du YES). Bien entendu, on est tributaire de la qualité des étalonnages réalisés en 2002 mais

sur l'ensemble de l'année, on peut espérer une qualité satisfaisante et qu'au moins les erreurs éventuelles se compensent. Les limites de notre méthode viennent du fait que nous ne disposons sans doute pas assez de mesures par ciel clair. Les courbes obtenues sur la figure 1.3.13 semblent assez irrégulières et se croisent parfois, ce qui peut sembler surprenant et incorrect. Afin d'améliorer cela, il serait intéressant de continuer cette étude en exploitant les données de l'année 2003. Enfin, pour avoir accès à un coefficient mieux adapté au traitement de la journée et non plus accès à seulement quatre coefficients pour quatre quantités d'ozone, il serait intéressant d'utiliser lors du traitement des données YES un algorithme d'interpolation des coefficients en fonction de la quantité d'ozone de la journée.

Annexe 1 – Tableaux des coefficients de traitement des données YES.

Angle solaire zénithal (°)	Facteurs de conversion des puissances UVB brutes du YES retrouvés expérimentalement (W/m ² /Volt)		
	UVB 280-315nm C1	UVB 280-320nm C2	UV érythémateux C3
21.8	1.066997	2.056427	0.155036
25	1.060120	2.039385	0.144332
30	1.054391	2.070622	0.136548
35	1.060559	2.134578	0.135882
40	1.078998	2.207282	0.138775
45	1.104960	2.280839	0.142567
50	1.130388	2.358214	0.145588
55	1.145736	2.448012	0.147252
60	1.141779	2.559256	0.148143
65	1.111431	2.696171	0.150110
70	1.051562	2.852965	0.156355

Tableau 1 : Nouveaux facteurs de conversion UVB brut vers UVB total et UV érythémateux pour une quantité d'ozone comprise entre 200 et 300DU.

Angle solaire zénithal (°)	Facteurs de conversion des puissances UVB brutes du YES retrouvés expérimentalement (W/m ² /Volt)		
	UVB 280-315nm C1	UVB 280-320nm C2	UV érythémateux C3
21.8	0.972361	1.964273	0.124052
25	1.018096	1.986951	0.131606
30	1.056582	2.035132	0.136970
35	1.070787	2.098860	0.138196
40	1.074422	2.178134	0.138032
45	1.076375	2.272953	0.138019
50	1.080706	2.383318	0.138932
55	1.086651	2.509230	0.141226
60	1.088616	2.650687	0.145477
65	1.076186	2.807690	0.152828
70	1.034117	2.980239	0.165434

Tableau 2 : Nouveaux facteurs de conversion UVB brut vers UVB total et UV érythémateux pour une quantité d'ozone comprise entre 300 et 350DU.

Angle solaire zénithal (°)	Facteurs de conversion des puissances UVB brutes du YES retrouvés expérimentalement (W/m²/Volt)		
	UVB 280-315nm C1	UVB 280-320nm C2	UV érythémateux C3
21.8	0.896672	1.99523	0.168356
25	0.931987	2.007849	0.158161
30	0.976705	2.038439	0.145036
35	1.008665	2.082287	0.135331
40	1.027866	2.139392	0.129045
45	1.034308	2.209756	0.12618
50	1.027991	2.293377	0.126734
55	1.008916	2.390256	0.130708
60	0.977082	2.500394	0.138102
65	0.932489	2.623789	0.148916
70	0.875137	2.760442	0.16315

Tableau 3 : Nouveaux facteurs de conversion UVB brut vers UVB total et UV érythémateux pour une quantité d'ozone comprise entre 350 et 400DU.

Angle solaire zénithal (°)	Facteurs de conversion des puissances UVB brutes du YES retrouvés expérimentalement (W/m²/Volt)		
	UVB 280-315nm C1	UVB 280-320nm C2	UV érythémateux C3
21.8	0.714634	1.909071	0.220276
25	0.767708	1.928171	0.199612
30	0.837413	1.968789	0.172239
35	0.890994	2.022545	0.150856
40	0.92845	2.08944	0.135466
45	0.949782	2.169473	0.126067
50	0.954989	2.262645	0.122661
55	0.944072	2.368955	0.125245
60	0.91703	2.488403	0.133822
65	0.873864	2.620991	0.14839
70	0.814573	2.766716	0.16895

Tableau 4 : Nouveaux facteurs de conversion UVB brut vers UVB total et UV érythémateux pour une quantité d'ozone comprise entre 400 et 500DU.

Angle solaire zénithal (°)	Facteurs de conversion des puissances UVB brutes du YES retrouvés expérimentalement (W/m²/Volt)		
	UVB 280-315nm C1	UVB 280-320nm C2	UV érythémateux C3
21.8	1.167113	1.90771	0.182616
25	1.118381	2.007355	0.160155
30	1.060989	2.091343	0.13901
35	1.026241	2.12869	0.129818
40	1.012126	2.156548	0.127923
45	1.014708	2.201933	0.129878
50	1.028125	2.281729	0.133437
55	1.044585	2.402683	0.137564
60	1.05437	2.561413	0.142425
65	1.045836	2.7444	0.149393
70	1.00541	2.927991	0.161047

Tableau 5 : Nouveaux facteurs de conversion UVB brut vers UVB total et UV érythémateux pour l'année 2002

Chapitre 2

Simulation d'un spectre UV

2.1) Généralités

Parmi les outils d'analyse de l'éclairement UV, la simulation possède un intérêt particulièrement important. Elle nous permet d'étudier de façon théorique l'influence de différents paramètres atmosphériques sur le rayonnement UV. Afin de simuler un spectre UV, nous disposons au LOA de deux codes de transfert radiatif : DISORT (DIScret Ordinate Radiative Transfert) développé par Stamnes et al. (1988) et SOS (Successive Orders of Scattering), développé par Lenoble [van Weele et al., 2000]. Une comparaison de ces deux codes et de dix autres codes a fait l'objet d'un article et ne sera pas repris ici [van Weele et al., 2000]. Durant ce chapitre, nous nous attarderons plus spécialement sur le programme DISORT dont l'utilisation nous est plus familière. Ce code résout l'équation de transfert radiatif par la méthode des ordonnées discrètes afin de retrouver, entre autres, la transmittance directe, diffuse ou globale, d'une partie ou de la totalité de l'atmosphère. Ce programme nous permet également de simuler les luminances montantes ou descendantes à différentes altitudes.

Le but de ce chapitre est de décrire les différents paramètres physiques que l'on fournit au code pour simuler des transmittances UV. Nous verrons également l'influence de quelques-uns des paramètres physiques sur l'éclairement UV au sol. Nous expliquerons enfin la méthode utilisée pour simuler un spectre UV mesuré au sol par notre instrument à partir des transmittances globales simulées de l'atmosphère et de l'éclairement hors atmosphère.

2.2) Les paramètres physiques d'entrée de la simulation

DISORT discrétise l'atmosphère en plusieurs couches. Afin de résoudre l'équation de transfert, il a besoin pour chacune de ces couches de connaître l'épaisseur optique totale d'extinction, l'épaisseur optique totale de diffusion ainsi que les fonctions de phase des différents constituants présents dans la couche (molécules, aérosols et nuages), décomposées en polynômes de Legendre. Ces quantités sont calculées pour chaque longueur d'onde et pour chaque couche par un programme mis au point au LOA par P. Wang [Wang, 1995] à partir des paramètres suivants :

- La quantité et le profil vertical de l'ozone dans l'atmosphère
- La section efficace d'absorption de l'ozone
- La quantité et le profil vertical du dioxyde d'azote dans l'atmosphère
- La section efficace d'absorption du dioxyde d'azote
- L'épaisseur optique des aérosols à 1µm
- L'albédo de diffusion simple des aérosols
- Le coefficient d'Angström
- Le facteur d'asymétrie des aérosols
- La pression atmosphérique et la température de la couche
- L'épaisseur optique des nuages
- L'altitude des nuages
- Le facteur d'asymétrie des gouttes d'eau du nuage
- L'albédo du sol
- L'altitude du site
- L'angle solaire zénithal

Tous ces facteurs peuvent être modifiés pour simuler toute une variété de spectres solaire UV en fonction de nos besoins.

La fonction de phase P_{HG} d'un composant diffusant peut se calculer par la formule 2.2.1 [Henyey et Greenstein, 1941].

$$P_{HG}(\mu) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.2.1)$$

Avec :

μ : le cosinus de l'angle solaire zénithal

g : le paramètre d'asymétrie du composant

Cette fonction de phase peut être développée en polynôme de Legendre suivant la formule :

$$P_{HG}(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)g^n P_n(\mu) \quad (2.2.2)$$

Avec :

P_n : les polynômes de Legendre

La quantité g^n s'appelle également **moment de Legendre**. Les coefficients du développement de la fonction de phase sont donc proportionnels aux moments de Legendre. Ce sont ces moments de Legendre, calculés pour tous les composants diffusants jusqu'à l'indice $n=80$ qui seront fournis à DISORT.

2.2.1) Les gaz absorbant l'UV : l'ozone et le dioxyde d'azote

L'ozone est le principal composant de l'atmosphère responsable de l'absorption des UVB. La quantité totale d'ozone dans l'atmosphère est exprimée généralement en Dobson (DU). Cette unité exprime la hauteur en centième de millimètre que ferait la totalité des molécules d'ozone contenues dans une colonne d'atmosphère si elles étaient ramenées au sol, à une pression de 1atm et à la température de 0K.

Le dioxyde d'azote est un autre gaz absorbant les UV. Cependant, son abondance dans l'atmosphère est beaucoup plus faible que dans le cas de l'ozone. Son impact sur le rayonnement UV au sol sera finalement beaucoup moindre. La figure 2.2.1 présente une comparaison entre les sections efficaces du dioxyde d'azote par Burrows et al. (1998) et de l'ozone suivant Paur et Bass (1985). La figure 2.2.2 présente une comparaison entre les profils verticaux de concentration moléculaire de l'ozone [McClatchey et al., 1971] et du dioxyde d'azote [Profil standard, communiqué par le Naval Research Laboratory (NRL)].

En regardant les sections efficaces d'absorption des deux gaz, on constate que leur pouvoir d'absorption est équivalent vers 305nm et qu'il reste très fort dans l'UVA pour le dioxyde d'azote alors qu'il est nul à partir de 342nm pour l'ozone. Cependant, en examinant les profils de concentrations moléculaires de ces deux gaz, le dioxyde d'azote n'est présent qu'en très faible quantité dans l'atmosphère alors que l'ozone possède une concentration environ mille fois supérieure.

Dans nos simulations, la quantité d'ozone pour chaque couche est définie par le profil standard moyenne latitude, différent selon les saisons. Cette quantité standard est ensuite multipliée par un facteur afin d'obtenir la quantité totale d'ozone voulue. Pour le dioxyde d'azote, de par le faible impact que joue ce gaz sur le résultat final (moins de 1%), on considère la quantité constante et égale à celle du profil standard.

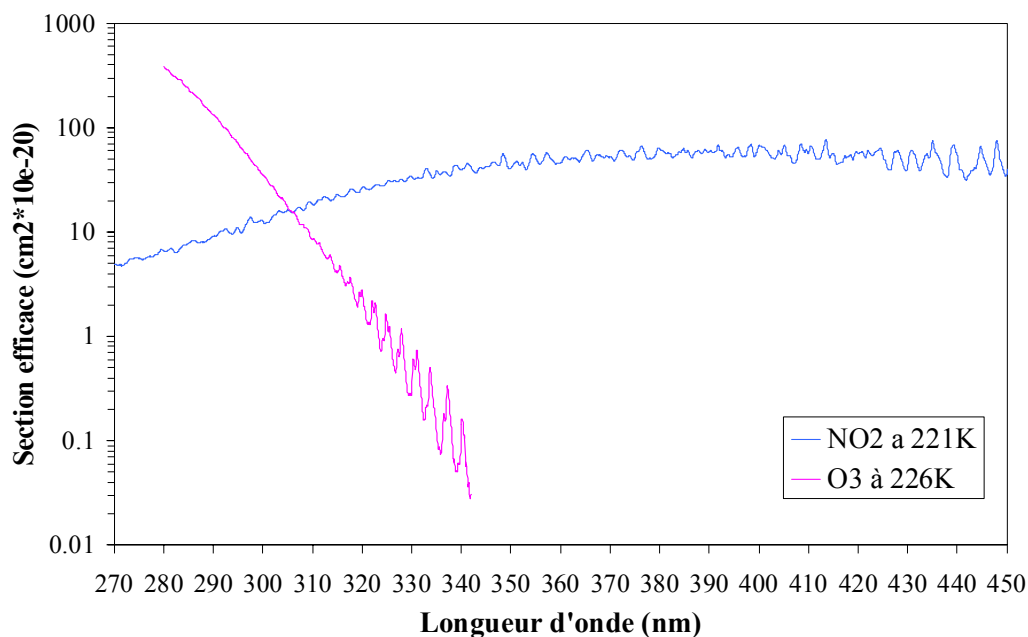


Fig 2.2.1) Sections efficaces de l'ozone et du dioxyde d'azote

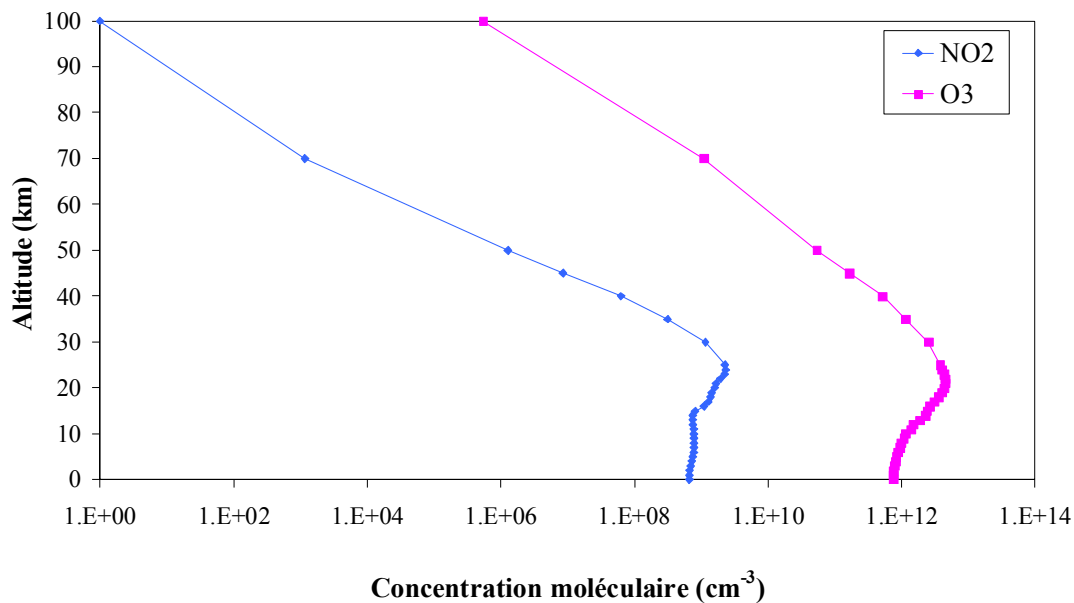


Fig 2.2.2) Profils atmosphériques de l’ozone et du dioxyde d’azote.

Il est intéressant de noter ici que l’ozone troposphérique ne représente en moyenne que 10% de la totalité de l’ozone atmosphérique, avec un maximum de 20% lors de pollution particulièrement importante [Hudson et al., 1995]. Ainsi, les pics de pollution à l’ozone n’auront qu’un impact réduit sur l’éclairement UV au sol.

2.2.2) Les aérosols

Les aérosols sont par définition toutes les particules présentes dans l’atmosphère à l’exception des molécules gazeuses et de l’eau sous forme liquide ou solide. Elles se situent principalement dans la couche limite, entre le sol et 2km d’altitude mais on peut également les trouver à des altitudes supérieures. Il existe différent type d’aérosols dont les sources peuvent être naturelles ou liées à l’activité humaine (aérosols marins, sable saharien, suie et poussières industrielles, particules volcaniques etc.). Ces aérosols absorbent et diffusent la rayonnement UV dans l’atmosphère [Dubovik et al., 2002]. En fonction de l’abondance et du type d’aérosol, l’éclairement UV au sol va ainsi être fortement modifié.

Plusieurs facteurs vont nous permettre de prendre en compte les aérosols dans la simulation :

- Le facteur d’asymétrie des aérosols, utilisé lors de la décomposition de la fonction de phase en moments de Legendre. Ce facteur est initialisé à 0,7 dans la couche limite et à 0,6 pour les couches supérieures. Il est supposé constant pour toutes les longueurs d’onde.
- L’épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ β . Une valeur de β est définie pour la couche limite. Pour les autres couches de l’atmosphère, elle est calculée à partir de l’épaisseur optique à 320nm suivant la loi d’Angström 2.2.2. Pour la troposphère,

cette épaisseur optique à 320nm est choisie égale à 0,025, pour la stratosphère jusqu'à 30km d'altitude elle est choisie à 0,003. Pour les couches supérieures, on suppose qu'il n'y a plus d'aérosol.

- Le coefficient d'Angström α . Ce coefficient décrit la manière dont les aérosols diffusent la lumière. Il relie les épaisseurs optiques aérosols à deux longueurs d'onde suivant la loi d'Angström [Angström, 1929] :

$$\frac{\delta(\lambda_1)}{\delta(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{-\alpha} \quad (2.2.3)$$

Où $\delta(\lambda_1)$ et $\delta_2(\lambda_2)$ sont les épaisseurs optiques aérosols respectivement aux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 .

Cette loi est une approximation de la réalité aussi, comme toute approximation, elle engendrera des erreurs. La valeur de α est définie pour toutes les couches. En connaissant β et α , on peut calculer l'épaisseur optique des aérosols à une longueur d'onde λ exprimée en μm suivant la relation :

$$\delta(\lambda) = \beta \times \lambda^{-\alpha} \quad (2.2.4)$$

- L'albédo de diffusion simple des aérosols ϖ_0 qui définit la part de rayonnement qui sera diffusée par les aérosols. Un albédo ϖ_0 égal à 0,9 signifie que 90% du rayonnement arrivant sur la particule sera diffusé, les 10% restant étant absorbés. Ce paramètre dépend fortement du type d'aérosol rencontré. A 440nm, il varie habituellement de 0,6 (suies très absorbantes) à 0,99 [Dubovik et al., 2002]. Dans notre cas, nous considérons ϖ_0 indépendant de la longueur d'onde dans les UV.

La figure 2.2.3 présente la valeur du coefficient d'extinction des aérosols en fonction de l'altitude et de la longueur d'onde telle que nous l'utilisons dans nos simulations pour $\beta = 0,15$ et $\alpha = 1,5$. Ce coefficient est directement lié à l'abondance d'aérosol aussi sa valeur est assez forte dans la couche limite et diminue rapidement pour les couches supérieures. Avec les valeurs d'épaisseur optique de la troposphère et de la stratosphère données précédemment, le coefficient d'extinction des aérosols de la couche limite est environ 200 fois supérieur à celui des aérosols situés au-dessus dans la troposphère et plus de 2000 fois supérieur à celui de la stratosphère. Le coefficient d'Angström étant positif dans cet exemple, le coefficient d'extinction augmente légèrement lorsque la longueur d'onde diminue.

Bien entendu, le cas illustré sur cette figure représente une simplification de la situation courante mais la répartition verticale des aérosols comme la valeur de l'épaisseur optique dans les différentes couches peut être modifiée à loisir en fonction des cas que l'on souhaite simuler.

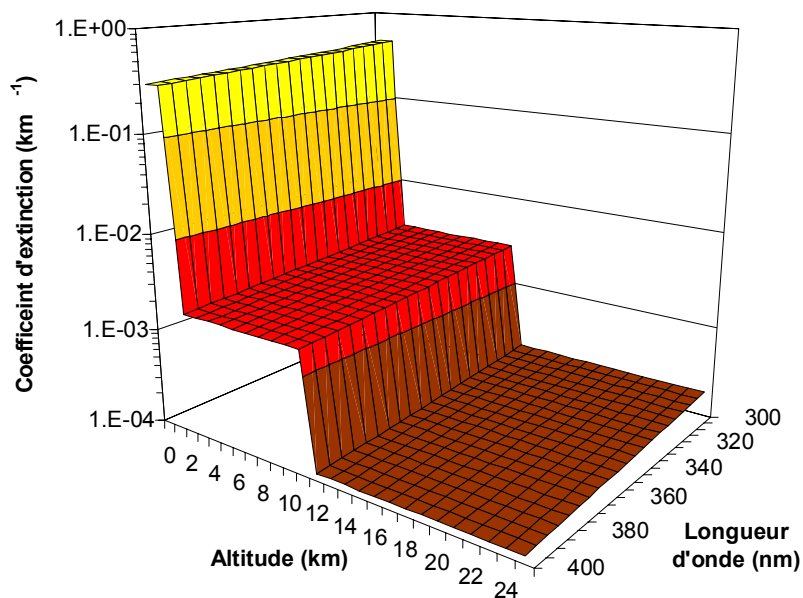


Fig 2.2.3) Coefficient d'extinction des aérosols utilisés dans la simulation

2.2.3) Les nuages

Les nuages sont la principale cause de modulation des UV après l'angle solaire zénithal. Généralement, ils provoquent une baisse de l'éclairement UV au sol, plus ou moins importante en fonction de leur épaisseur optique mais ils peuvent dans certains cas provoquer localement une hausse lorsque la nébulosité est fractionnée. C'est encore plus vrai lorsque le sol est particulièrement réfléchissant dans les UV (voir figure 2.2.4).

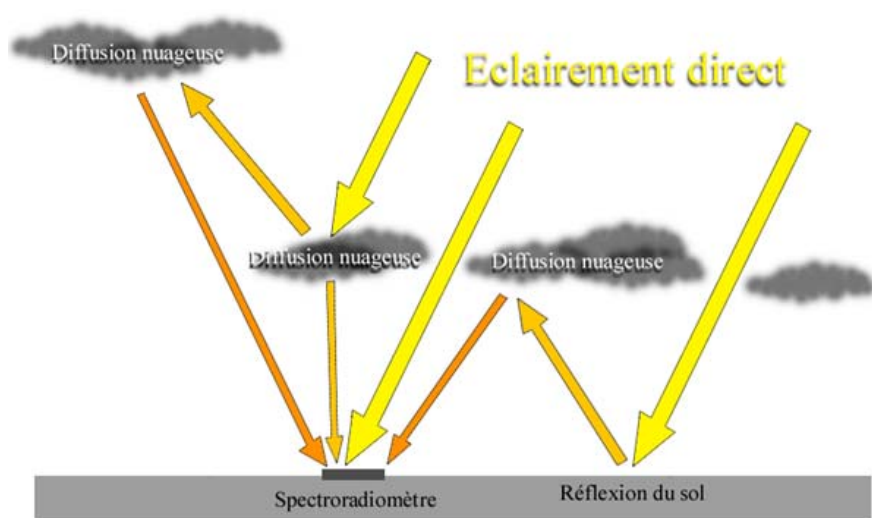


Fig 2.2.4) Parcours du rayonnement arrivant au sol dans les cas de nébulosité hétérogène

Un code de type Monte Carlo, comme celui développé par D. Tanré et amélioré par J. Lenoble [Lenoble, 2000] est capable de fractionner une couche nuageuse ou d'introduire un sol inhomogène, et serait parfaitement adapté pour traiter ce genre de cas. DISORT en étant incapable, nous ne considérons que des couches nuageuses parfaitement homogènes et diffusantes à 100%, ayant une épaisseur optique constante, ce qui provoquera dans tous les cas une diminution de l'éclairement au sol.

Les paramètres que nous pouvons faire varier dans la simulation sont :

- L'épaisseur optique de la couche : une ou plusieurs des trente couches sont occupées par un nuage, nous y définissons l'épaisseur optique de ce nuage (généralement entre 10 et 100).
- L'altitude de la couche nuageuse : on choisit la couche où seront les nuages (généralement entre 1km et 10km d'altitude).
- Le facteur d'asymétrie des gouttes d'eau à 300nm g_c : Ce paramètre définit la façon dont les nuages vont diffuser la lumière. Il varie en fonction du type de nuage que l'on veut simuler. Le tableau 2.2.1 ci dessous indique les différentes valeurs du facteur d'asymétrie à 300nm que nous prenons en fonction du type de nuage que nous voulons simuler [Wang et Lenoble, 1996]. Nous supposons cette valeur indépendante de la longueur d'onde.

Type de nuage	Facteur d'asymétrie g_c (300 nm)
Altostratus	0,789
Stratus I	0,785
Stratus II	0,789
Stratocumulus I	0,780
Stratocumulus II	0,784
Cumulus	0,779
Nimbostratus I	0,781
Nimbostratus II	0,783

Tableau 2.2.1) Facteur d'asymétrie des gouttes d'eau des nuages à 300nm [Wang et Lenoble, 1996]

2.2.4) Les paramètres liés au site : l'altitude et l'albédo de sol

L'albédo du sol, compris entre 0 et 1, joue un rôle important car il définit la proportion de l'éclairement UV qui est réfléchi par le sol et qui sera ensuite rediffusé par l'atmosphère vers le sol. Ainsi, un sol possédant un albédo élevé, comme les sols neigeux, aura pour effet d'augmenter l'éclairement UV.

L'altitude joue également un rôle sur le rayonnement UV car en diminuant l'épaisseur de la couche atmosphérique se situant au-dessus du sol, on modifie l'absorption par l'ozone et la diffusion Rayleigh.

Dans la simulation, en modifiant ces deux paramètres, nous avons la possibilité de simuler un spectre UV arrivant aussi bien sur une plaine que sur un sommet enneigé.

2.2.5) La température et la pression

La connaissance de ces deux paramètres est indispensable pour simuler un spectre UV. La température modifie la section efficace d'absorption moléculaire de l'ozone, du dioxyde d'azote et la section efficace de diffusion moléculaire. La pression affecte également la diffusion Rayleigh et l'absorption gazeuse. Pour ces raisons, ces deux facteurs peuvent changer sensiblement les résultats d'une simulation. Nous utilisons dans la simulation les profils standards « moyenne latitude » [McClatchey et al., 1971] présentés dans les figures 2.2.5 à 2.2.7 ci dessous. Comme on peut le voir sur ces figures, ces profils changent en fonction des saisons aussi il convient d'utiliser les bons profils en fonction de la date du spectre que nous voulons simuler.

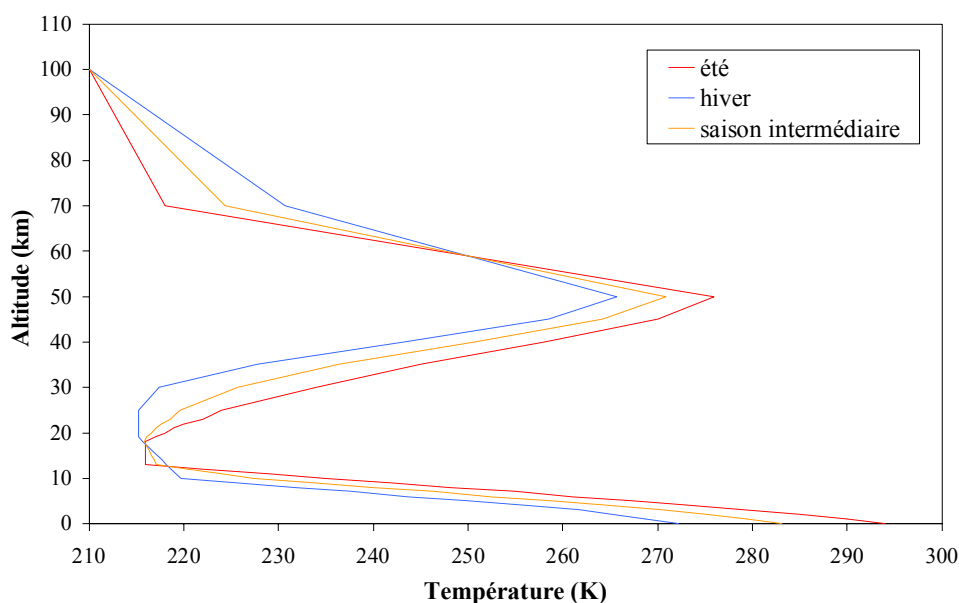


Fig 2.2.5) Profils de la température de l'atmosphère en fonction de l'altitude

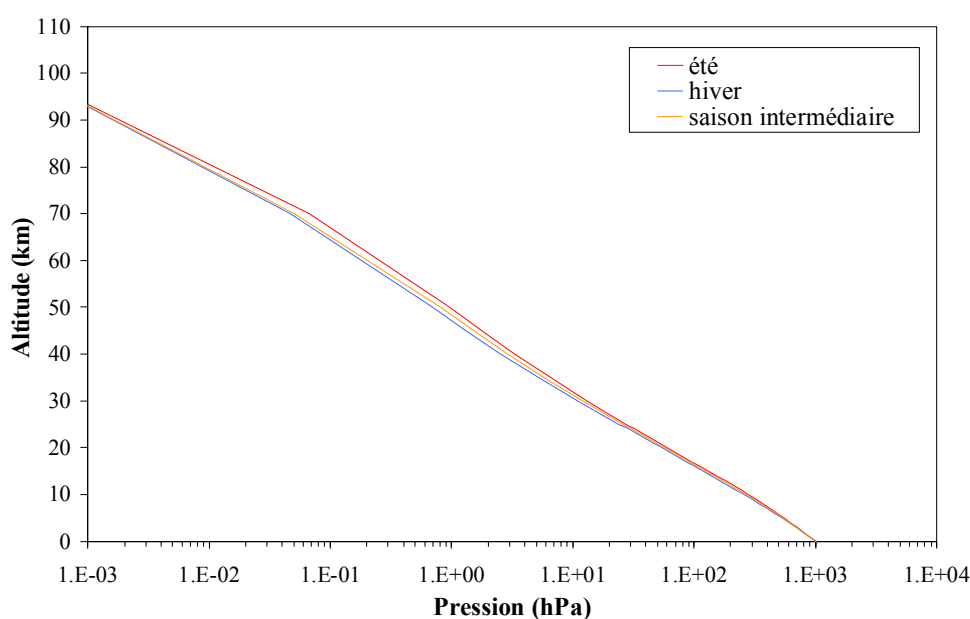


Fig 2.2.6) Profils de la pression atmosphérique en fonction de l'altitude

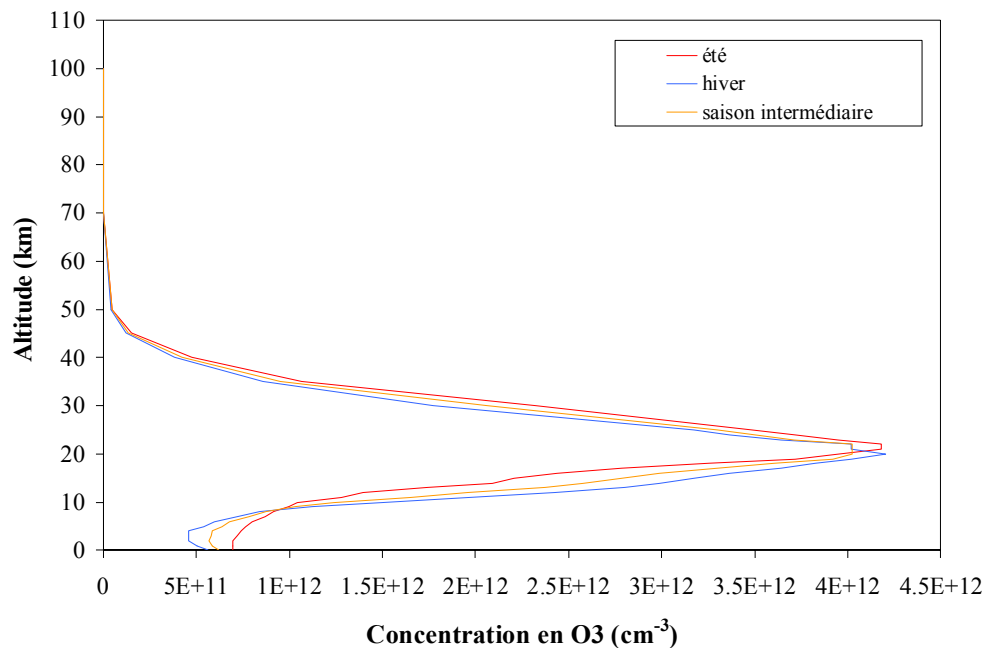


Fig 2.2.7) Profils de la concentration en ozone en fonction de l'altitude

Les profils « saison intermédiaire » ont été calculés à partir des profils standards été et hiver [McClatchey et al., 1971] en effectuant la moyenne. Ces profils sont utilisés pour les saisons printemps et automne.

2.2.6) L'angle solaire zénithal

Enfin, le dernier paramètre que nous pouvons modifier dans la simulation est l'angle solaire zénithal θ_0 . Bien entendu, c'est celui qui provoque la plus grande variation diurne de l'éclairement UV au sol en un endroit considéré, avec un éclairement nul au lever et au coucher du soleil ($\theta_0=90^\circ$) et un éclairement maximal au midi solaire du lieu considéré lorsqu'il n'y a pas de nuage.

2.2.7) Résultats

A titre d'illustration, la figure 2.2.6 suivante présente les transmittances globales de l'atmosphère simulées pour un 21 juin à Villeneuve d'Ascq (Latitude 50,61° N, Longitude 3,14° E et Altitude 70m) suivant trois cas.

Nous pouvons remarquer sur cette figure l'allure générale de la transmittance qui est nulle ou très faible de 280nm à 300nm puis qui augmente rapidement jusqu'à 330nm. Les oscillations observées dans les UVB sont directement liées à la section efficace de l'ozone qui possède ces mêmes oscillations.

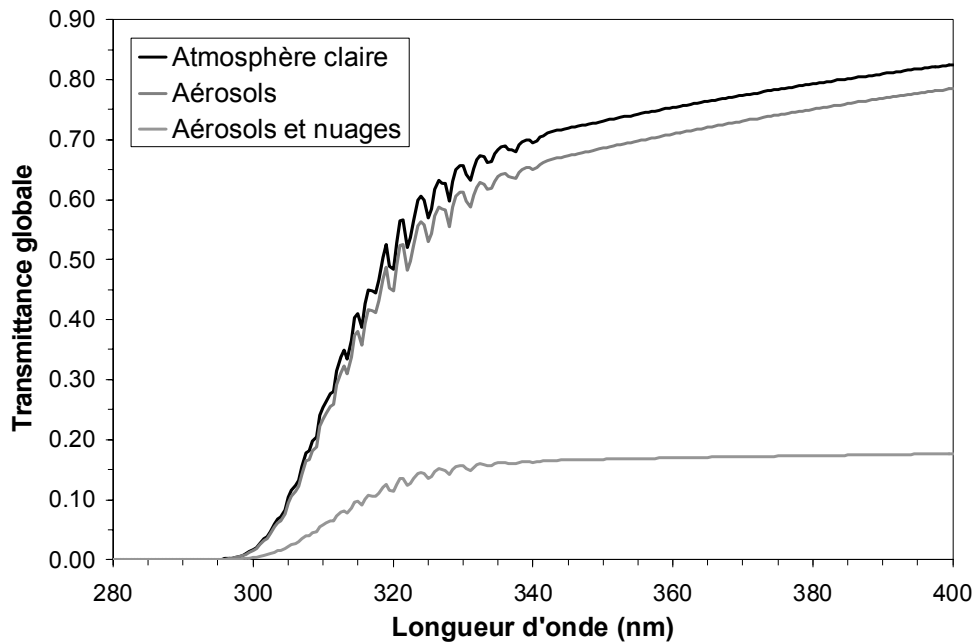


Fig 2.2.6) Transmittances globales simulés par le code DISORT à 12h00TU un 21 juin à Villeneuve d'Ascq ($\theta_0=28^\circ$, $O_3=300\text{DU}$), suivant trois cas : Atmosphère parfaitement claire, présence d'Aérosols ($\alpha=1,5$, $\beta=0,15$ et $\varpi_0=0,9$) et aérosols plus nuage de type stratus d'épaisseur optique 30 et situé dans la couche comprise entre 2 km et 3 km.

2.3) Effet des différents paramètres sur le résultat de la simulation

Afin de déterminer les effets que peuvent avoir chacun des paramètres sur la simulation, nous avons simulé toute une série de transmittances globales. Pour chacun des paramètres, la simulation est réalisée en ne modifiant que la valeur du paramètre étudié, les autres étant bien entendu constants et définis par les valeurs suivantes du tableau 2.2.2 :

Paramètre	Valeur par défaut
Quantité d'ozone	300DU
Quantité NO_2	Concentration standard (cf. fig. 2.2.2)
Angle solaire zénithal θ_0	45°
Epaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}\beta$	0,05
Coefficient d'angström α	1,5
Albédo de diffusion simple des aérosols ϖ_0	0,9
Profils verticaux P, T, O_3	Modèle « mid latitude summer »
Epaisseur optique nuage	0 (pas de nuage)
Albédo de sol ρ	0,02
Altitude du site	0m (niveau de la mer)
Paramètre d'asymétrie des aérosols	0,7 dans la couche limite, 0,6 ailleurs

Tableau 2.2.2) Valeurs par défaut des paramètres de la simulation

2.3.1) Effet de l'ozone

La figure 2.3.1 présente le rapport entre les transmittances globales simulées pour trois quantités d'ozone et la transmittance globale simulée pour une quantité d'ozone de 300 DU. La quantité d'ozone modifie la transmittance à partir de 340 nm mais son impact est important surtout dans les UVB. Plus la quantité d'ozone est importante, plus l'absorption est grande et plus la transmittance dans les UVB est faible. A 300 nm, l'effet est très important.

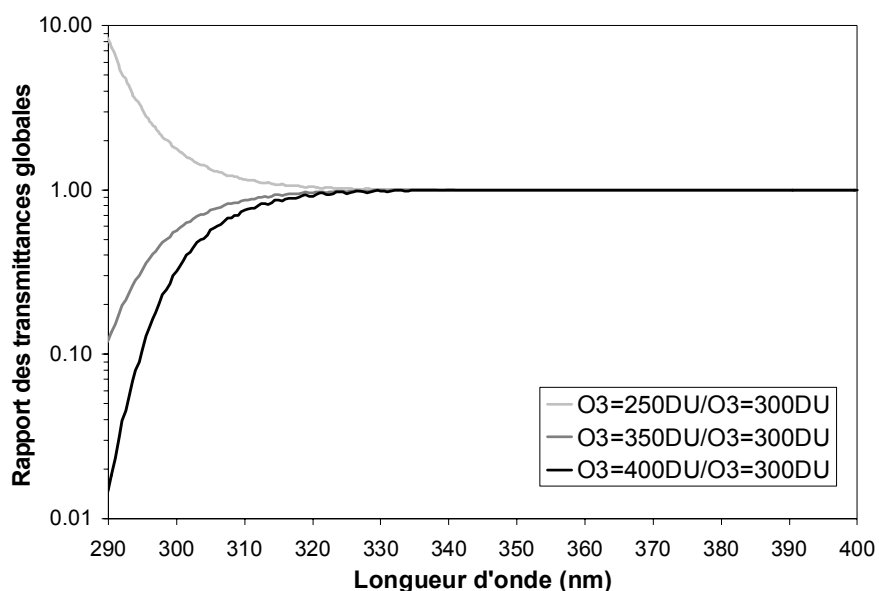


Fig 2.3.1) Effet de l'ozone sur le calcul des transmittances globales

2.3.2) Effet des aérosols

- Effet de l'épaisseur optique des aérosols

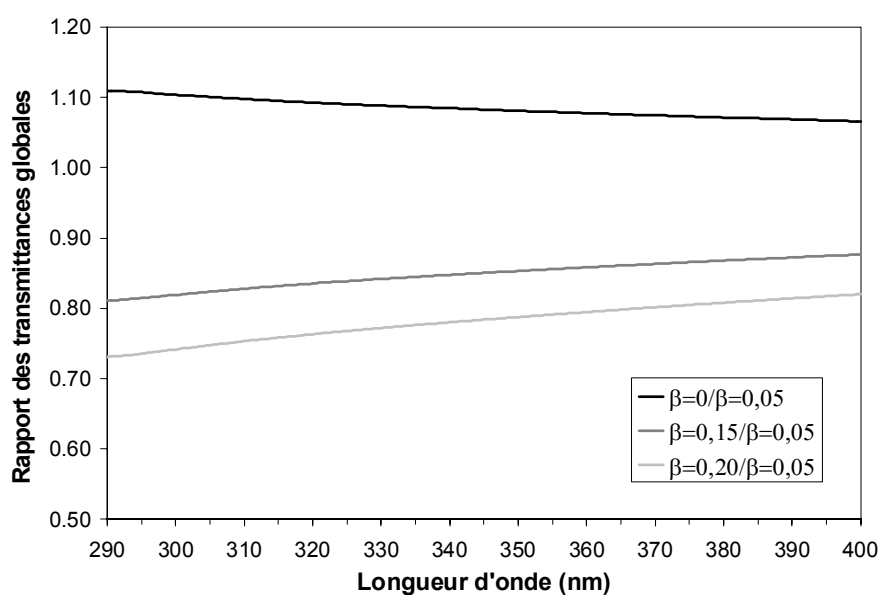


Fig 2.3.2) Effet de l'épaisseur optique des aérosols sur les transmittances globales

La figure 2.3.2 présente le rapport entre les transmittances globales simulées pour trois épaisseurs optiques β différentes et la transmittance globale simulée pour un β égal à 0,05. Plus l'épaisseur optique est forte, plus la transmittance diminue. Il est également intéressant de noter que l'effet est variable suivant la longueur d'onde, avec une accentuation à mesure que la longueur d'onde diminue.

- Effet du coefficient d'Angström

Le coefficient d'Angström α définit la manière donc les aérosols vont diffuser le rayonnement. Plus ce coefficient est grand, plus la diffusion sera importante à mesure que la longueur d'onde diminue. L'augmentation de la diffusion d'un rayonnement ayant tendance à diminuer l'éclairement direct et à augmenter l'éclairement diffus, il n'est pas simple de prévoir l'effet qu'aura finalement ce coefficient sur la transmittance globale.

La figure 2.3.3 présente le rapport entre les transmittances directes simulées pour trois coefficients d'Angström α différents et la transmittance directe simulée pour un α égal à 1,5.

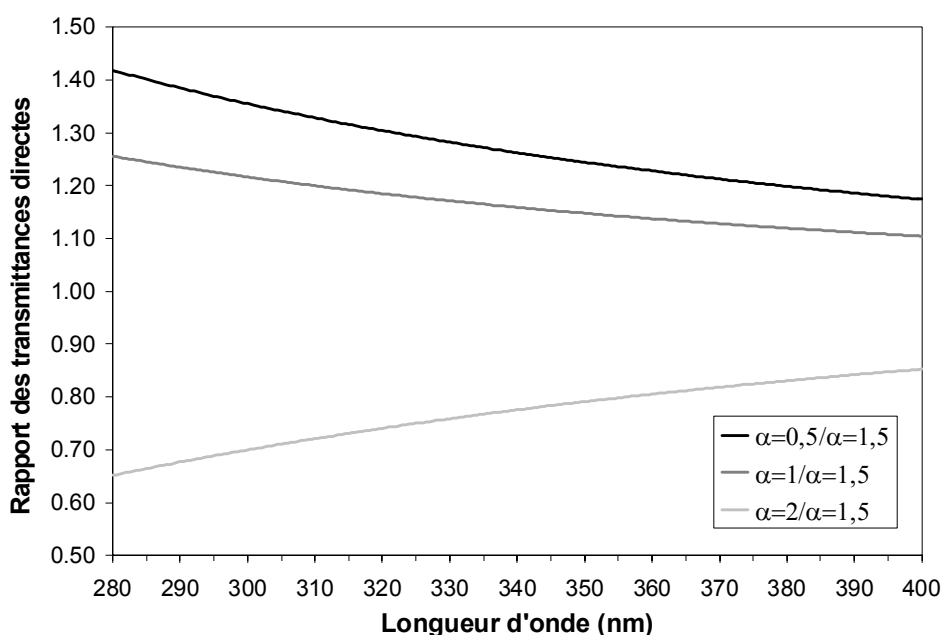


Fig 2.3.3) Effet du coefficient d'Angström sur les transmittances directes

On constate que la diffusion a pour effet d'atténuer la transmittance directe dans des proportions relativement importantes. Les diffusions primaires des aérosols, responsables d'une diminution de l'éclairement direct étant dominantes sur les diffusions multiples qui elles, peuvent contribuer à son augmentation, la transmittance directe diminue finalement à mesure qu'augmente α .

La figure 2.3.4 présente le rapport entre les transmittances diffuses simulées pour trois coefficients d'Angström α différents et la transmittance diffuse simulée pour un α égal à 1,5.

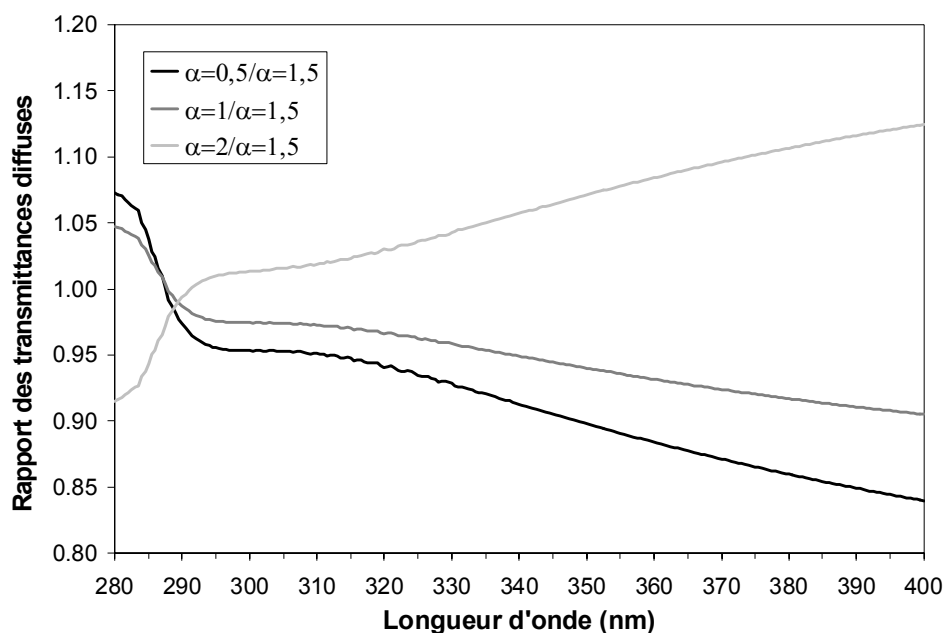


Fig 2.3.4) Effet du coefficient d'Angström sur les transmittances diffuses

L'effet du coefficient d'Angström sur la transmittance diffuse est plus difficile à expliquer. Comme on s'y attendait, l'augmentation de α provoque une augmentation de la transmittance diffuse mais on assiste à une inversion de l'effet vers 290nm. A ces longueurs d'onde, la diffusion est particulièrement intense et les effets conjugués entre tous les constituants de l'atmosphère peuvent être à l'origine de cette inversion. Cependant, au-delà de 290nm, l'éclairement est tellement faible que cet effet n'a que très peu d'incidence.

Finalement, les effets du coefficient d'Angström sur la transmittance globale sont illustrés sur la figure 2.3.5. Cette figure présente le rapport entre les transmittances globales simulées pour trois coefficients d'Angström α différents et la transmittance globale simulée pour un α égal à 1,5. Plus α augmente, plus la transmittance diminue. Les petites particules, en diffusant plus le rayonnement, provoquent finalement une diminution de l'éclairement global UV au sol. L'effet du coefficient d'Angström sur le rayonnement direct est donc plus important que l'effet sur le rayonnement diffus.

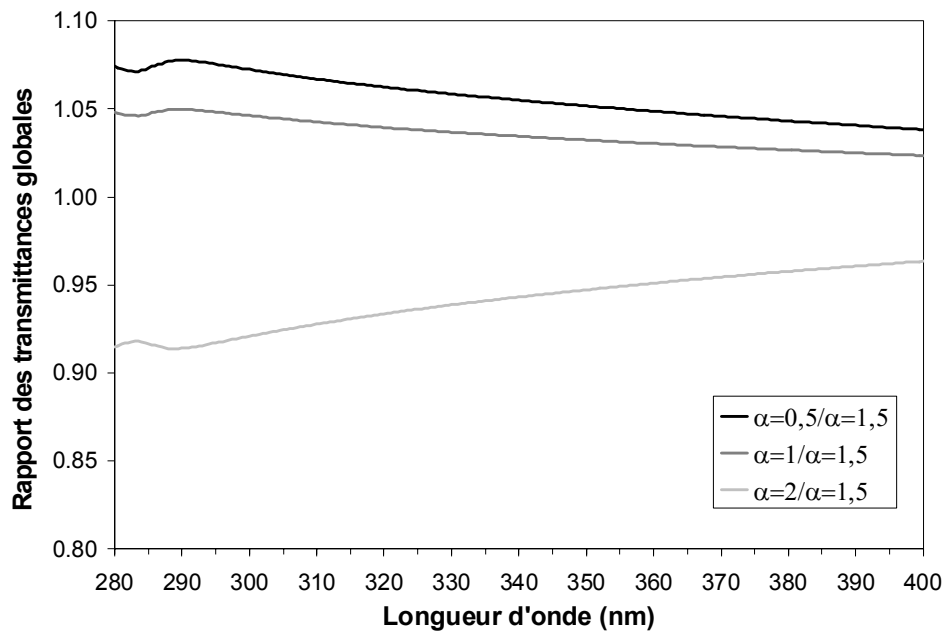


Fig 2.3.5) Effet du coefficient d'Angström sur les transmittances globales

- Effet de l'albédo de diffusion simple

Enfin, le troisième paramètre aérosol dont on veut étudier l'effet concerne l'albédo de diffusion simple. La figure 2.3.6 présente le rapport entre les transmittances globales simulées pour trois albédos ϖ_0 différents et la transmittance globale simulée pour un ϖ_0 égal à 0,90. L'absorption du rayonnement par les aérosols provoque logiquement une diminution de l'éclairement UV au sol. L'effet dépend de la longueur d'onde et est maximum vers 310 nm.

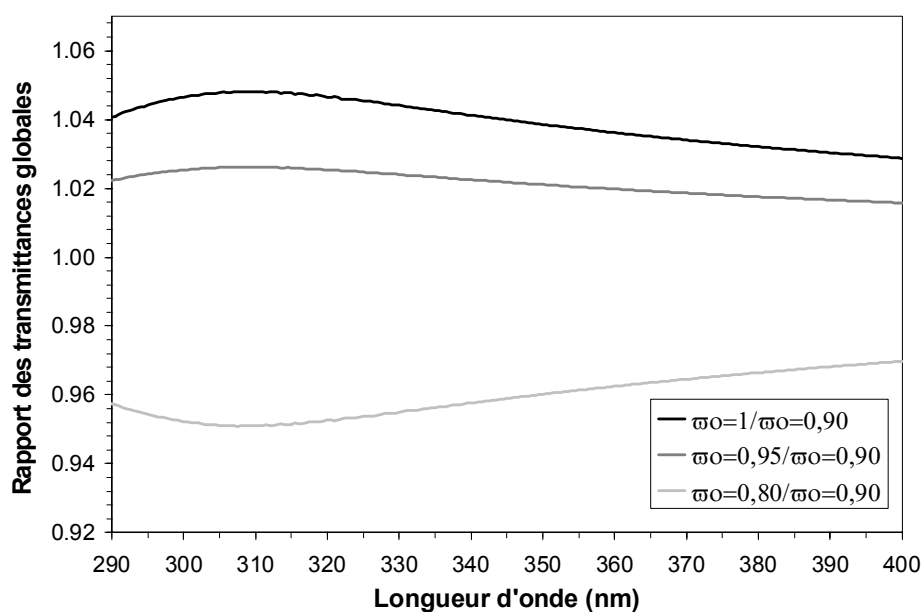


Fig 2.3.6) Effet de l'albédo de diffusion simple sur les transmittances globales

Comme on peut le voir à travers les figures précédentes, les aérosols jouent un rôle important dans le calcul de la transmittance globale, avec un effet qui varie en fonction de la longueur d'onde.

2.3.3) Effet des nuages

Dans nos simulations, les nuages sont considérés homogènes, purement diffusants et spectralement neutres. Ils remplissent complètement une des couches constituant l'atmosphère discrétisé de DISORT. Leurs épaisseurs physiques sont de 1 km. De tels nuages vont diminuer l'éclairement UV au sol. L'épaisseur optique de la couche est constante et indépendante de la longueur d'onde, de même que l'albédo de diffusion simple, égal à 1, mais comme le montre la figure 2.3.7, l'effet obtenu sur les transmittances globales présente une dépendance spectrale. En effet, l'éclairement diffusé par les nuages sera ensuite rediffusé par les molécules et les aérosols présents dans l'atmosphère. Les nuages vont donc perturber la diffusion Rayleigh et celle des aérosols et finalement, leur effet sur les transmittances globales présentera une dépendance spectrale.

Pour un même nuage, l'altitude de ce dernier va influencer le résultat de la simulation. La figure 2.3.8 présente le rapport entre les transmittances globales simulées pour cinq altitudes de nuage différentes et la transmittance globale simulée avec un nuage à 2 km d'altitude. Il s'agit dans cet exemple d'un nuage de type Stratus d'épaisseur optique 50. On remarque aisément que pour les longueurs d'onde inférieures à 330 nm, l'effet est important avec par exemple, un écart de l'ordre de 10% à 300 nm entre 2 km et 5 km. On constate également que l'éclairement UVB au sol diminue à mesure que le nuage monte en altitude.

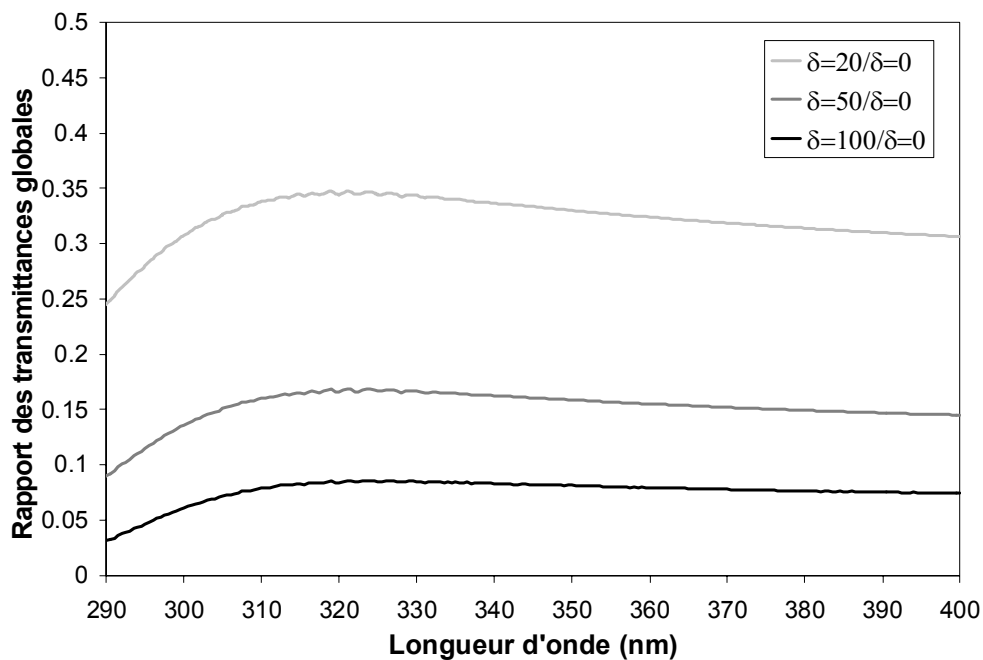


Fig 2.3.7) Effet de l'épaisseur optique des nuages sur le calcul des transmittances globales

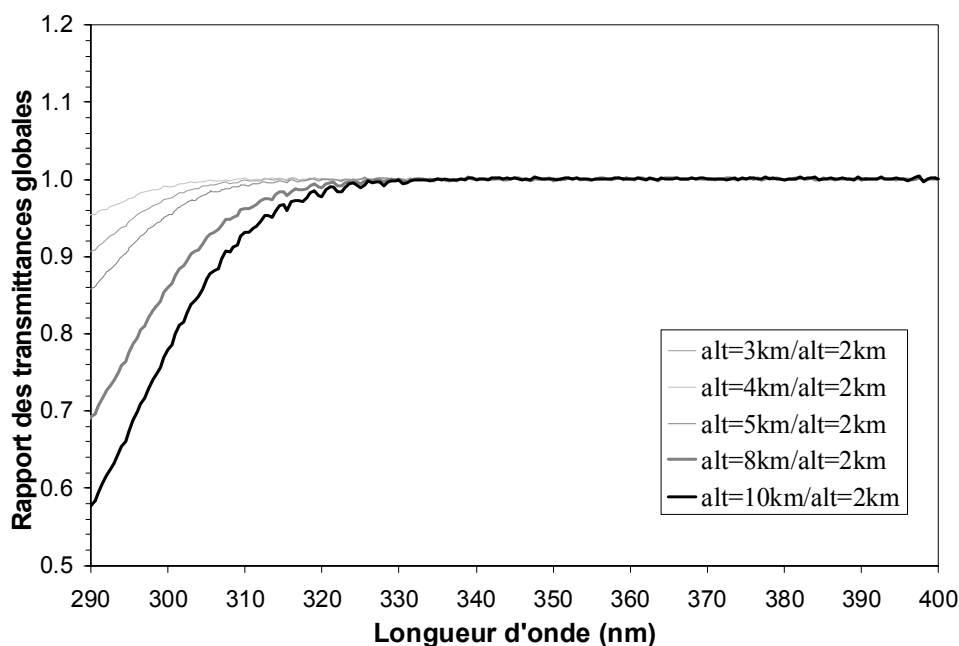


Fig 2.3.8) Effet de l'altitude des nuages sur le calcul des transmittances globales

On peut constater également qu'au-delà de 330nm, l'effet d'altitude est quasi nul. Les transmittances globales simulées à ces longueurs d'onde ne seront pas affectées par l'altitude du nuage.

2.3.4) Effet des profils Pression, Température atmosphérique et Ozone

Comme nous l'avons dit précédemment, nous disposons pour les deux saisons été et hiver de trois profils verticaux : pression atmosphérique, température et quantité d'ozone, issus des profils standards de McClatchey et al. (1971). Trois profils « saison intermédiaire » sont calculés à partir de ces profils été et hiver en effectuant la moyenne. La figure 2.3.9 suivante présente le rapport entre les transmittances globales simulées avec les profils hiver et saison intermédiaire et la transmittance globale simulée avec le profil été. Ces profils vont modifier le résultat d'une simulation dans des proportions non négligeables. On constate aisément que pour les longueurs d'onde inférieures à 330nm, l'effet est important et atteint environ 8% entre les saisons été et hiver à 300nm. Cela laisse supposer d'ailleurs que lorsqu'on voudra simuler un spectre UV que l'on aura mesuré avec notre spectroradiomètre, la méconnaissance de ces profils et l'utilisation de profils standard entraînera vraisemblablement une erreur dans les UVB.

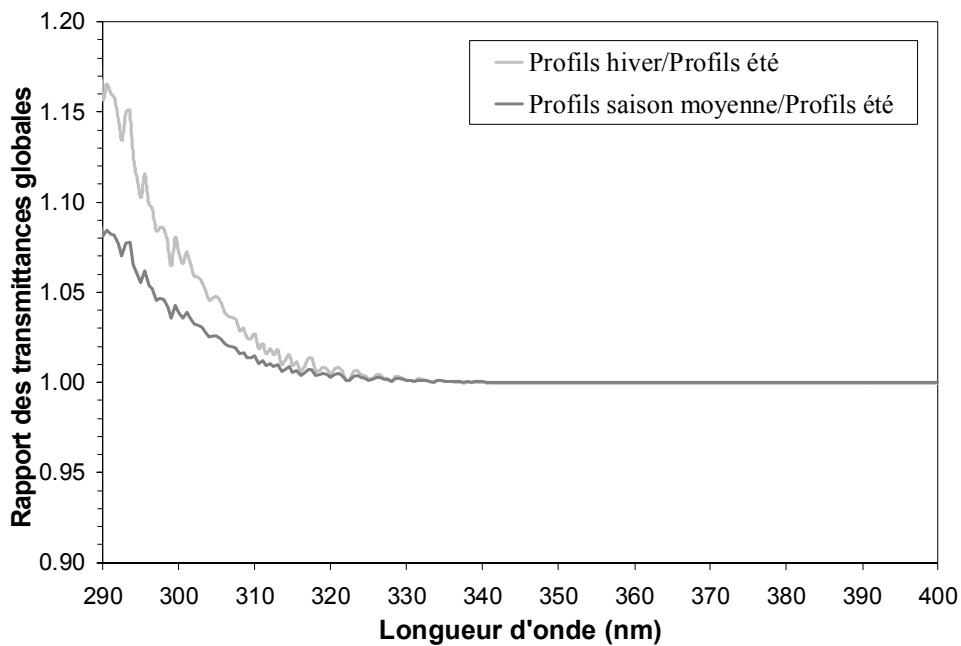


Fig 2.3.9) Effet des profils verticaux « Pression atmosphérique », « Température » et « Ozone » sur le calcul des transmittances globales

2.3.5) Effet de l'albédo de sol

L'albédo du sol définit la proportion de l'éclairement UV arrivant au sol qui sera réfléchi vers le ciel. En fonction du site où l'on souhaite simuler un éclairement UV, la valeur de cet albédo sera très différente. Un sol de type urbain a une valeur d'albédo assez faible dans les UV [Key, 1999]. Nous prenons généralement la valeur 0,02 pour le site de Villeneuve d'Ascq. Des sols de type végétation ont une valeur plus élevée, de l'ordre de 0,07, l'albédo du sable a une valeur de l'ordre de 0,1 mais cela peut augmenter en fonction du type de sable [Key, 1999]. Un sol neigeux possède un albédo dont la valeur peut atteindre jusqu'à 0,8 dans le cas de neige fraîche [Key, 1999]. Dans tous les cas, l'albédo du sol est pratiquement indépendant de la longueur d'onde dans les UV. On le considérera donc constant.

La figure 2.3.10 présente le rapport des transmittances globales simulées pour quatre valeurs de l'albédo de sol et la transmittance globale simulée avec un albédo de 0,02. On remarque que l'éclairement UV au sol est très sensible à l'albédo, avec une variation maximale de la transmittance à 320 nm qui peut atteindre 40% dans le cas de neige fraîche.

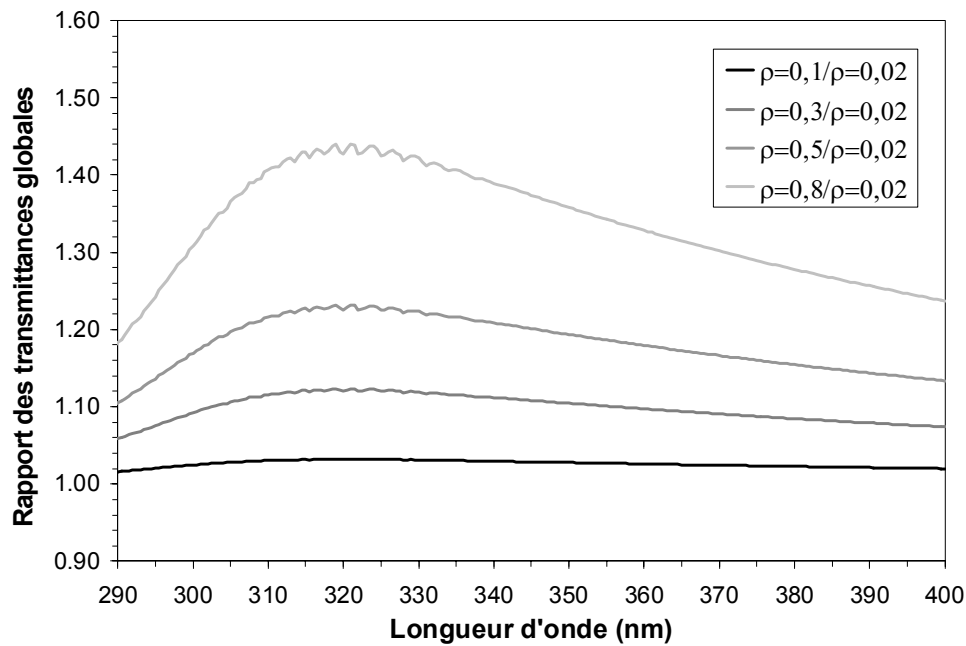


Fig 2.3.10) Effet de l'albédo de sol sur le calcul des transmittances globales

2.3.6) Effet de θ_0

La figure 2.3.11 présente l'effet de l'angle solaire zénithal sur les transmittances directes. Plus le soleil descend vers l'horizon, plus la transmittance directe diminue, avec un effet plus important aux plus courtes longueurs d'onde. Lorsque le rayonnement direct arrive dans l'atmosphère sous un angle rasant, la couche traversée est plus épaisse. L'absorption par l'ozone ainsi que l'extinction due à la diffusion moléculaire et aérosol sont alors très importants, provoquant cette atténuation.

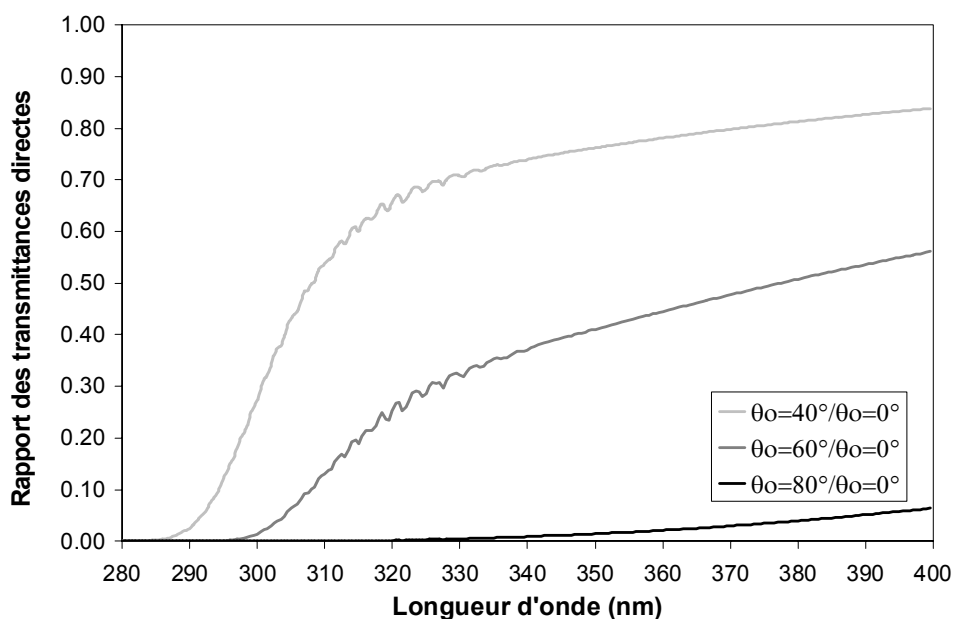


Fig 2.3.11) Effet de l'angle solaire zénithal sur le calcul des transmittances directes

L'effet de l'angle solaire zénithal sur le calcul des transmittances diffuses est plus complexe. Plusieurs opérations vont se conjuguer, comme par exemple la rétro-diffusion et les diffusions multiples des molécules et aérosols, pour finalement aboutir aux résultats illustrés sur la figure 2.3.12. On remarque sur cette figure qu'entre 380 et 400 nm, la transmittance diffuse est plus grande à mesure que l'angle solaire augmente. Dans la région des UVB, c'est l'inverse.

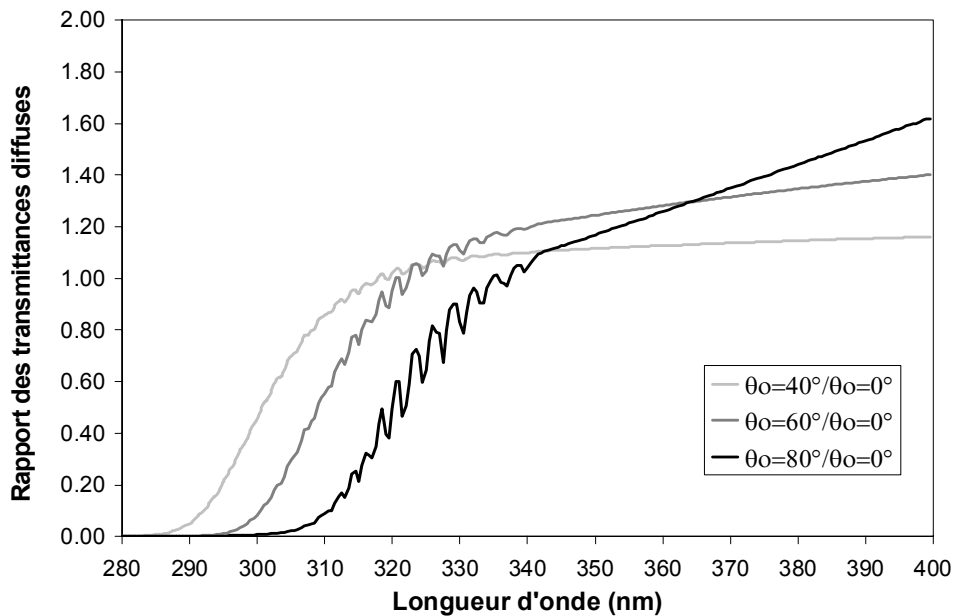


Fig 2.3.12) Effet de l'angle solaire zénithal sur le calcul des transmittances diffuses

La figure 2.3.13 présente l'effet de l'angle solaire zénithal sur les transmittances globales. Finalement, plus le soleil descend vers l'horizon, plus la transmittance diminue. On remarque également un effet beaucoup plus prononcé pour les longueurs d'onde inférieures à 330 nm.

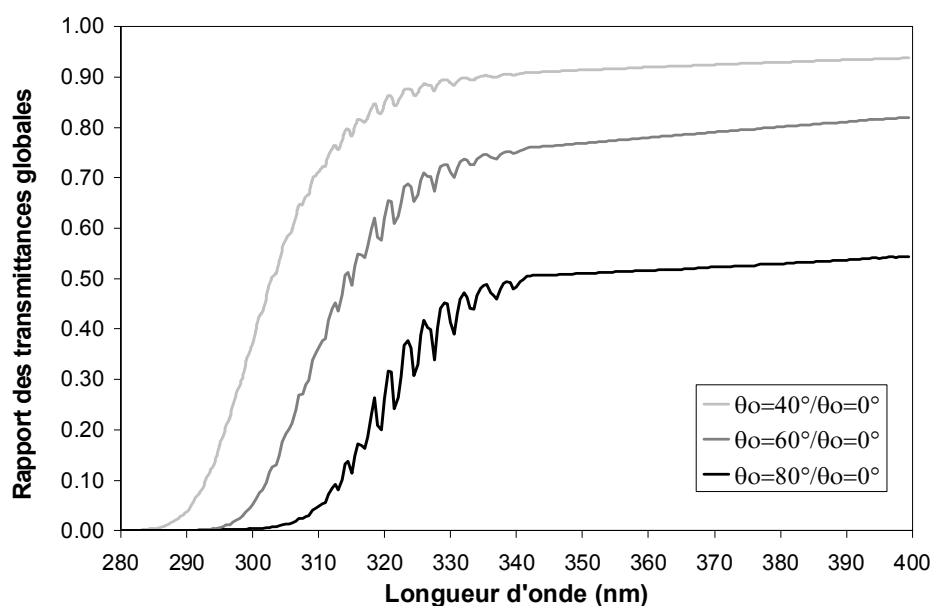


Fig 2.3.13) Effet de l'angle solaire zénithal sur le calcul des transmittances globales

2.4) Reconstruction des éclairagements à partir des transmittances

2.4.1) Méthode utilisée

L'éclairement spectral global réel arrivant au sol $E_r(\lambda)$ peut s'écrire à partir de la transmittance globale $\tau(\lambda)$:

$$E_r(\lambda) = E_{ET}(\lambda) \times \tau(\lambda) \times \cos(\theta_0) \times C_{ex} \quad (2.4.1)$$

Avec :

E_{ET} : l'éclairement solaire hors atmosphère

θ_0 : L'angle solaire zénithal

C_{ex} : La correction d'excentricité de l'orbite terrestre. La terre ayant une orbite elliptique, l'éclairement solaire arrivant sur notre planète variera en fonction de la distance qui nous sépare de notre étoile. Les spectres UV hors atmosphère que nous utilisons étant donnés pour une distance moyenne, ce coefficient corrigera ces éclairagements suivant la date du spectre simulé. La figure 2.4.1 présente l'évolution temporelle de ce coefficient.

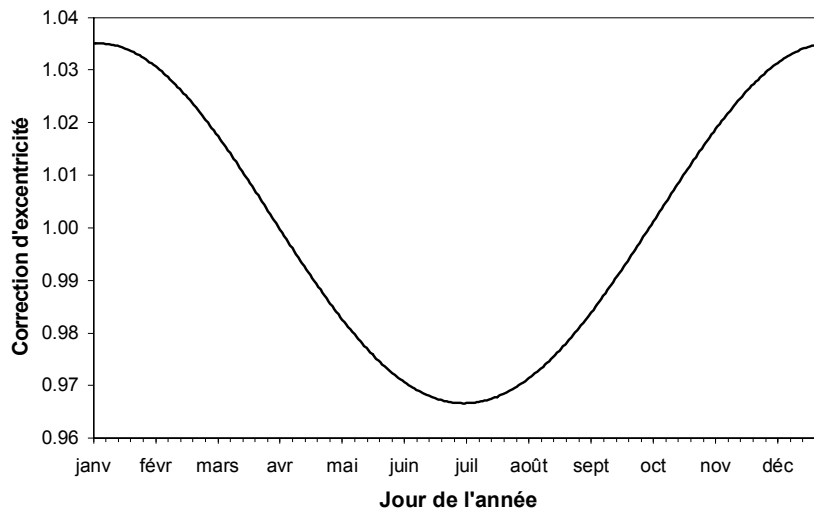


Fig 2.4.1) Correction de l'excentricité de l'orbite terrestre

L'éclairement spectral délivré par notre spectroradiomètre $E_m(\lambda)$ s'écrit quant à lui :

$$E_m(\lambda) = E_r(\lambda) * F = \int_{l=\lambda-5nm}^{\lambda+5nm} E_r(l) \times F(\lambda-l) dl \quad (2.4.2)$$

Avec :

F : la fonction fente de notre spectroradiomètre

* : l'opération de convolution. La fonction fente de notre spectroradiomètre va limiter la résolution spectrale des mesures obtenues de par sa largeur de bande à mi hauteur égale à 0,7 nm (cf figure 1.2.5, chapitre 1).

Remarque : La mesure de la fonction fente de notre appareil fut réalisée sur une largeur spectrale de 10 nm (5 nm avant le maximum d'intensité de la raie d'émission et 5 nm après). Au-delà de 5 nm autour du maximum, le signal est trop faible pour être mesuré et est considéré comme nul. Cette largeur explique le choix des ± 5 nm utilisé dans les bornes de l'intégrale 2.4.2.

Un spectre simulant une mesure de notre spectroradiomètre se calculera donc de la façon suivante :

$$E_m(\lambda) = (E_{ET}(\lambda) \times \tau(\lambda) \times \cos(\theta_0) \times C_{ex}) * F \quad (2.4.3)$$

La qualité finale de la simulation dépendra donc à la fois du code de transfert radiatif, mais également de la qualité de la fonction fente de notre appareil et de l'éclairement solaire hors atmosphère utilisé.

Concernant cet éclairement extra terrestre, nous disposons de trois spectres UV à haute résolution :

- Le spectre **ATLAS-3** mesuré sur la plate-forme SUSIM en 1994 de résolution 0,15nm et de pas d'échantillonnage 0,05nm. Ce spectre va de 150,01nm à 407,96nm.
- Le spectre **Kitt Peak**, obtenu en 1984 grâce à l'utilisation conjointe d'un télescope solaire et d'un spectroradiomètre à transformé de Fourier au mont « Kitt » en Arizona. Son pas d'échantillonnage extrêmement fin varie de 0,00035 nm à 0,00045 nm. Ce spectre s'étend de 296nm à 1300nm. [NSO/Kitt Peak FTS, produced by NSF/NOAO]
- Le spectre **KP320at3 high resolution**. Il s'agit en fait d'un spectre reconstruit par Harry Slaper à partir des deux spectres précédent pour son programme de traitement du décalage en longueur d'onde ShicRIVM [Slaper et al., 1995], afin d'obtenir un spectre continu allant de 280nm à 460nm avec un pas fin de 0,01nm.

La figure 2.4.2 suivante présente une comparaison entre ces deux spectres UV. Sur cette figure, on remarque aisément la différence de résolution entre les deux spectres, « Kitt Peak » étant échantillonné avec un pas beaucoup plus serré. Cependant, les deux spectres possèdent une résolution bien supérieure à notre instrument et même celle d'Atlas 3 est largement suffisante pour simuler nos spectres UV.

Dans la pratique, nous utilisons le troisième spectre.

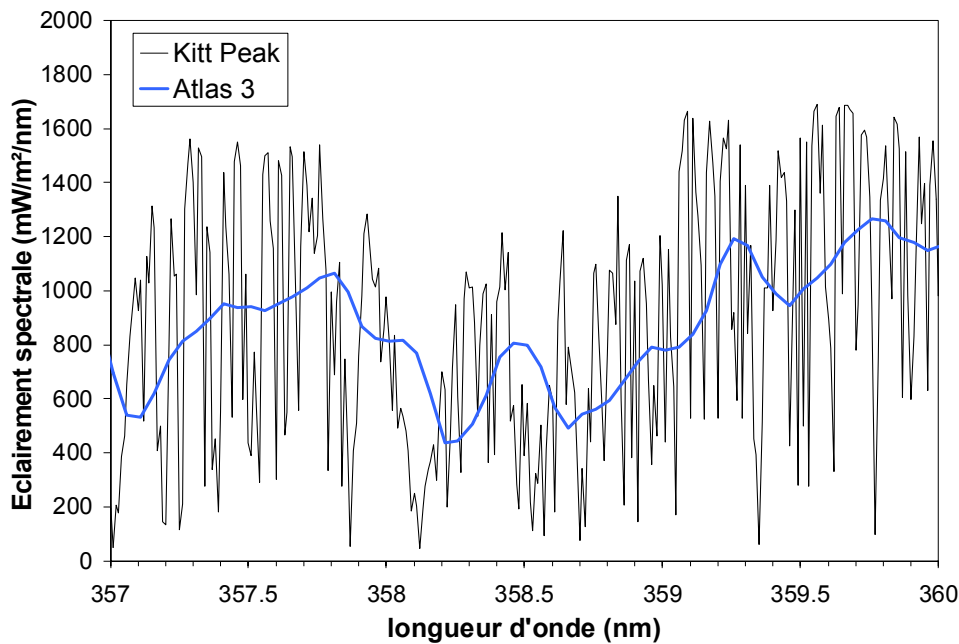


Fig 2.4.2) Comparaison entre les spectres hors atmosphère Kitt Peak et Atlas 3

Afin de réaliser l'opération de convolution 2.4.2 dans de bonnes conditions, le pas d'échantillonnage de l'éclairement réel E_r doit être égal ou supérieur au pas d'échantillonnage de notre fonction fente (0,05 nm). Le spectre ainsi simulé E_m aura un pas de 0,05nm et sera ensuite ramené au pas d'échantillonnage de nos mesures, c'est à dire 0,5 nm. Le fait d'utiliser un tel pas d'échantillonnage pour la fonction fente est nécessaire si l'on veut respecter les conditions de Shannon [Cottet F., 2002] et avoir un spectre simulé de qualité satisfaisante.

L'éclairement réel E_r se calcule à partir du spectre hors atmosphère et des transmittances globales. Les spectres hors atmosphère utilisés ont un pas d'échantillonnage supérieur ou égal à 0,05 nm, cela ne va donc pas poser de problème. La difficulté vient de la nécessité de disposer de transmittance calculées avec ce pas de 0,05 nm. Le coût en temps de calcul est alors extrêmement élevé.

Afin de pallier ce problème, on calcule par simulation les transmittances globales avec un pas d'échantillonnage de 0,5 nm et on interpole ensuite ces transmittances avec un algorithme de type « cubic spline » pour amener le pas d'échantillonnage à 0,05 nm. La figure 2.4.3 montre un exemple de transmittances simulées avec un pas de 0,5 nm (courbe rouge), simulées avec un pas de 0,05 (courbe noire) et l'interpolation à partir de la courbe rouge de transmittances simulées avec un pas de 0,05 nm (courbe bleue).

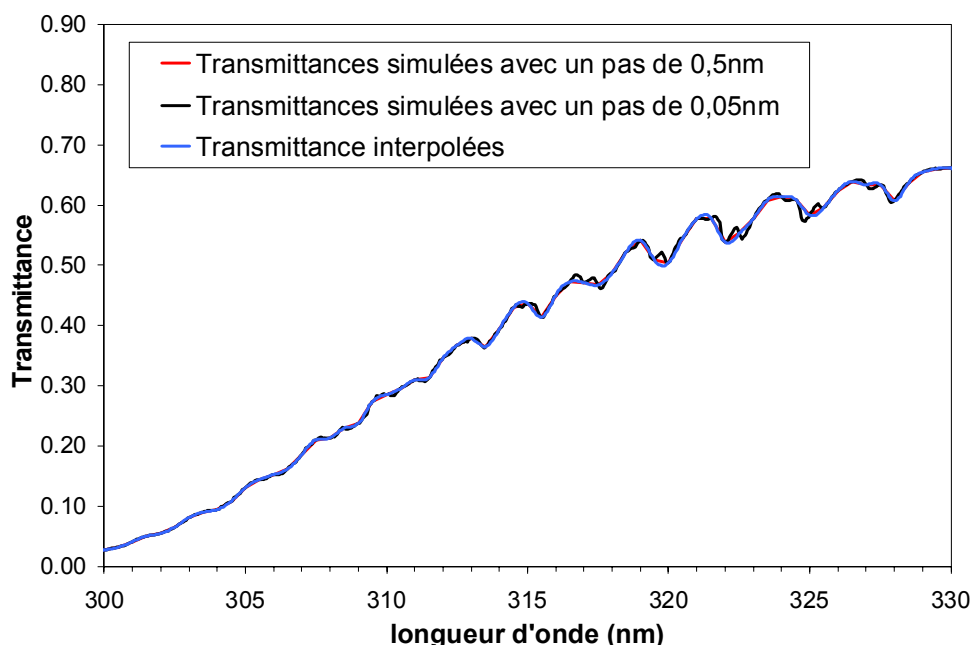


Fig 2.4.3) Transmittances simulées avec un pas d'échantillonnage de 0,5nm, 0,05nm et interpolée

Comme on peut le voir sur cette figure, cette interpolation amène des erreurs sur le résultat final, les transmittances simulées avec un pas fin présentant des oscillations que ne possèdent pas les transmittances interpolées. Lorsqu'on calcule le rapport entre les transmittances interpolées et les transmittances simulées avec un pas de 0,05 nm, on constate que l'écart relatif est quasiment nul pour les longueurs d'onde supérieures à 340nm, il atteint 3% entre 300 et 340 nm et peut atteindre jusqu'à 9% au delà (figure 2.4.4). Cependant, le produit de convolution et la réduction du pas d'échantillonnage à 0,5 nm vont minimiser ces erreurs et finalement, le spectre calculé à partir des transmittances interpolées ne présentera qu'un faible écart avec le spectre calculé à partir des transmittances simulées avec un pas très fin. La figure 2.4.5 suivante présente le rapport entre ces deux spectres et nous montre que l'erreur ne dépasse pas 2% sur l'intervalle 290-340 nm et seuls 13% des rapports situés sur ce même intervalle dépassent 1%. Ce rapport est égal à 1 pour les longueurs d'onde supérieures à 340 nm.

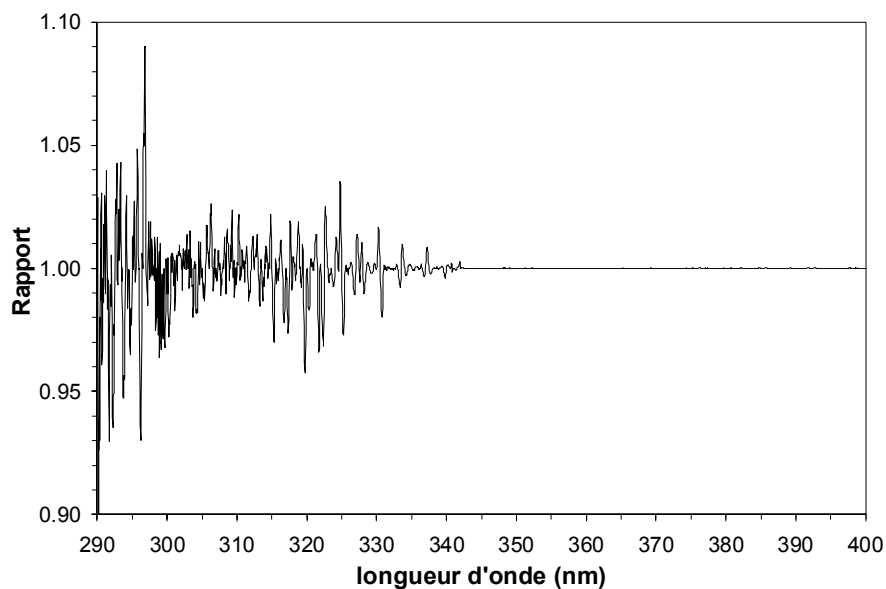


Fig 2.4.4) Rapport des transmittances simulées avec un pas d'échantillonnage de 0,05nm et celles interpolées

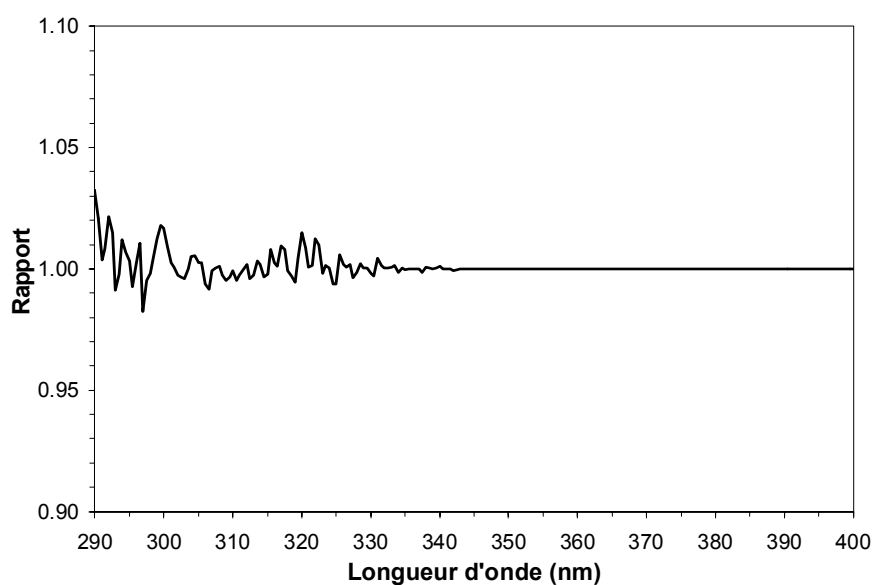


Fig 2.4.5) Rapport du spectre calculé à partir des transmittances simulées au pas de 0,05nm sur le spectre calculé à partir des transmittances interpolées

La méthode qui consiste à interpoler les transmittances nous permet de diviser le temps de calcul par 10 et provoque une erreur de l'ordre de 1 à 2% de 290 à 340 nm. Ces erreurs étant faibles et inférieures aux incertitudes des spectres UV mesurés, on les négligera par la suite.

2.4.2) Résultats

A titre d'illustration, nous présentons ici trois cas de spectres UV mesurés par temps clair, ainsi que leurs simulations.

- Le 18 juin 2000 à 12h00TU

Les paramètres choisis pour la simulation sont les suivants :

[Aérosol]

$\alpha = 0,5$ (Source Aeronet – déterminé sur l'intervalle 440nm-1020nm)

$\beta = 0,135$ (Source Aeronet)

$\tau_0 = 0,63$ (Obtenu par essais successifs, Valeur supposée constante quelle que soit la longueur d'onde. Source Aeronet = 0,85@440 nm).

[Ozone]

O3 = 321DU (Source mesure Spuv01, cf. chapitre 4, TOMS=318DU)

[Albédo de sol et angle solaire zénithal]

$\rho = 0,02$

$\theta_0 = 27,28^\circ$

La figure 2.4.6 présente le résultat de cette comparaison. L'accord est assez bon avec sur l'intervalle 300 nm-400 nm une valeur moyenne du rapport égal à 1,03 et un écart type égal à 0,05. L'albédo de diffusion simple a été retrouvé par essais successifs, en essayant de faire coïncider le mieux possible le résultat de la simulation aux mesures spectrales. On notera que la valeur de τ_0 retrouvé est extrêmement faible, caractéristique d'aérosols particulièrement absorbants. L'épaisseur optique des aérosols était assez forte ce jour ci et l'éclairement UV mesuré au sol était relativement atténué malgré l'absence totale de nuage (environ 15% inférieur à un éclairement sans nuage ni aérosols). Cependant, lorsqu'on compare τ_0 avec la valeur Aeronet, cette absorption paraît excessive et quelques doutes peuvent être émis sur la qualité des données spectrales mesurées ce jour ci.

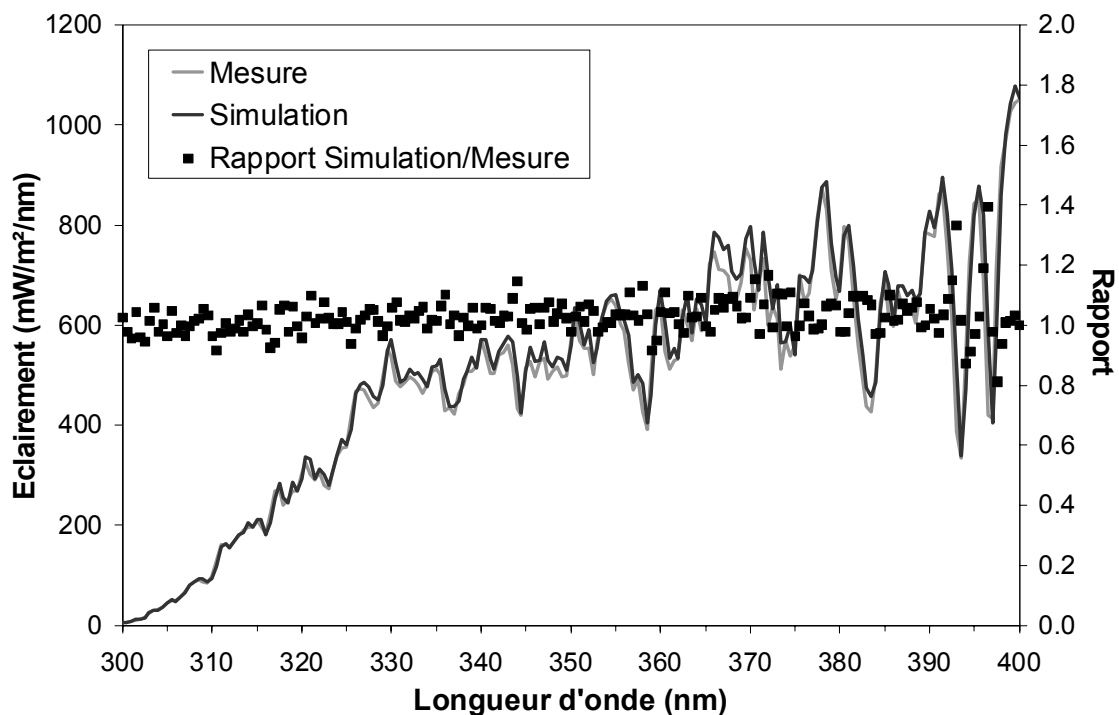


Fig 2.4.6) Mesure et simulation de l'éclairement UV global de 12h00TU, le 18 juin 2000 et rapport entre les deux spectres (échelle de droite)

- Le 15 juin 2003 à 12h00TU

Les paramètres choisis pour cette simulation sont les suivants :

[Aérosol]

$\alpha = 0,8$ (Source mesure Spuv01 déterminé sur l'intervalle 320nm-450nm, cf. chapitre 4, α Aeronet non disponible)

$\beta = 0,17$ (Source mesure Spuv01, cf. chapitre 4, β Aeronet non disponible)

$\varpi_0 = 0,85$ (Obtenu par essais successifs, Valeur supposée constante quelle que soit la longueur d'onde. Source Aeronet non disponible)

[Ozone]

O3 = 353DU (Source mesure Spuv01, cf chapitre 4, TOMS=338DU)

[Albédo de sol et angle solaire zénithal]

$\rho = 0,02$

$\theta_0 = 25,74^\circ$

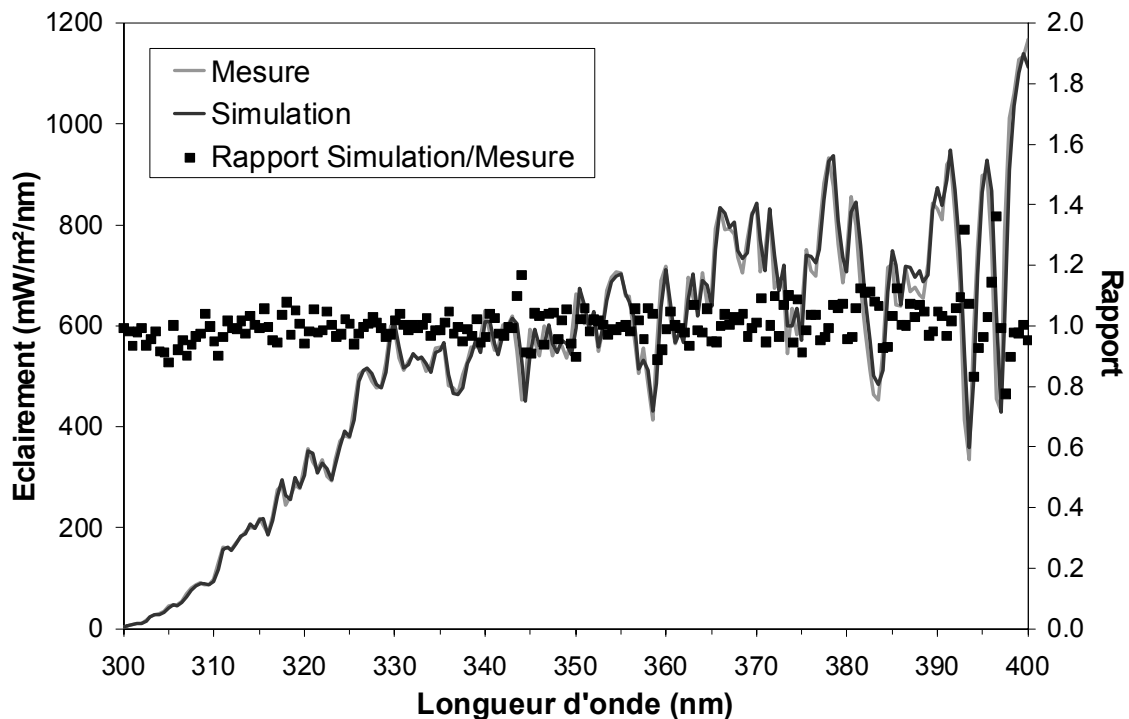


Fig 2.4.7) Mesure et simulation de l'éclairement UV global de 12h00TU, le 15 juin 2003 et rapport entre les deux spectres (échelle de droite)

Ici encore, l'accord est bon, avec une valeur moyenne du rapport égal à 1,00 et un écart type égal à 0,05. Les paramètres optiques utilisés pour les aérosols semblent acceptables au regard de ce résultat. L'albédo de diffusion simple a été ici aussi retrouvé par essais successifs. Ce cas illustre assez bien l'intérêt que peut représenter la simulation pour retrouver des paramètres optiques inconnus (ici ϖ_0) dans le cas bien entendu où nos mesures spectrales sont supposées parfaites.

- Le 16 janvier 2003 à 12h00TU

Les paramètres choisis pour cette simulation sont les suivants :

[Aérosol]

$\alpha = 0,5$ (Source mesure Spuv01 déterminé sur l'intervalle 320 nm-450 nm, cf. chapitre 4, α Aeronet = 0,31 déterminé sur l'intervalle 440nm-1020nm)

$\beta = 0,07$ (Source mesure Spuv01, cf. chapitre 4, β Aeronet = 0,115)

$\tau_0 = 0,95$ (Obtenu par essais successifs Valeur supposée constante quelle que soit la longueur d'onde. Source Aeronet = 0,95@440nm).

[Ozone]

O3 = 340DU (Source mesure Spuv01, cf. chapitre 4, TOMS=338DU)

[Albédo de sol et angle solaire zénithal]

$\rho = 0,02$

$\theta_0 = 71,61^\circ$

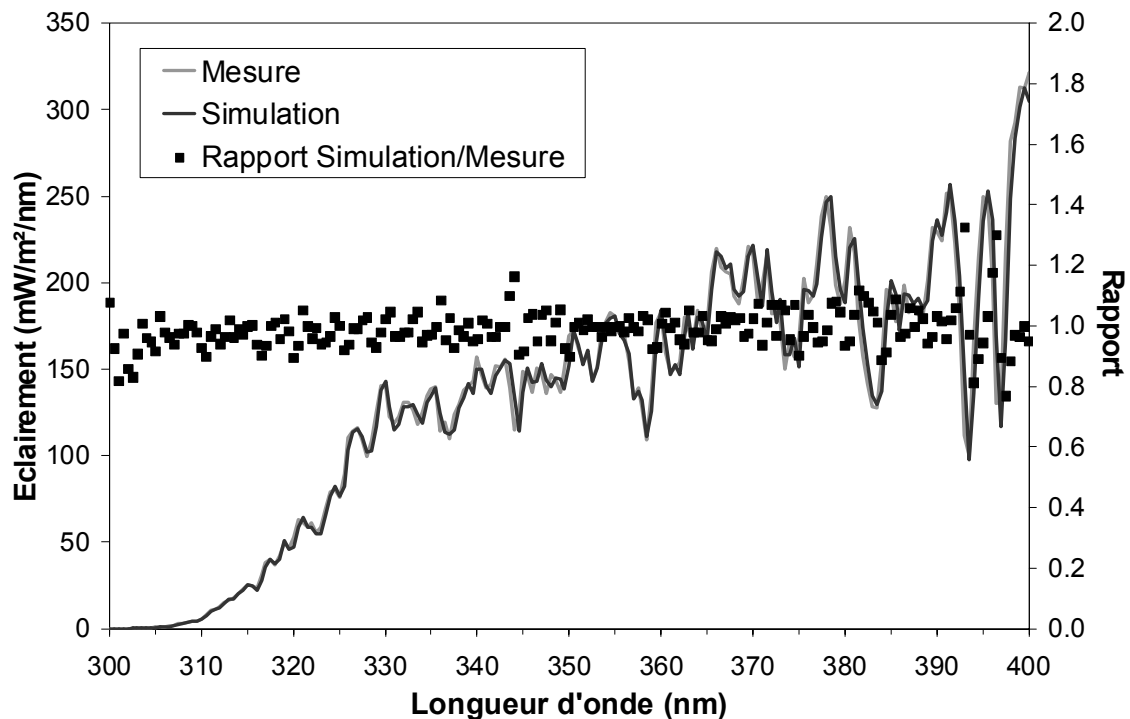


Fig 2.4.8) Mesure et simulation du spectre UV de 12h00TU, le 16 janvier 2003 et rapport entre les deux spectres (échelle de droite)

Pour cette journée d'hiver, l'accord est toujours bon, avec une valeur moyenne du rapport égal à 0,99 et un écart type du rapport égal à 0,06. On peut noter une valeur assez faible de l'épaisseur optique des aérosols et un albédo de diffusion simple plus élevé que dans les deux autres cas.

Il est intéressant ici de faire quelques remarques concernant l'écart entre la valeur de β que l'on trouve à partir des données spectrales et la valeur β Aeronet. On mesure à l'aide de nos spectres (cf. chapitre 4) une épaisseur optique à 440 nm de 0,16 et Aeronet propose la

valeur 0,15. Ces quantités sont très proches. Concernant α , nous le calculons sur l'intervalle [320-450 nm] (cf. chapitre 4). La valeur que l'on trouve (0,5) est assez différente de la valeur Aeronet (0,31) calculée quant à elle à partir des épaisseurs optiques aux longueurs d'onde 440 nm, 670 nm, 870 nm et 1020 nm. En utilisant la loi d'Angström, notre α et notre épaisseur optique à 440nm, on trouve donc par extrapolation cette valeur β de 0,07. Aeronet par contre, mesure directement l'épaisseur optique à 1020 nm (soit pratiquement à 1000 nm) et trouve la valeur 0,115 pour β . Ainsi, dans cet exemple, notre valeur de β est sans doute fausse mais cela n'influence en rien la simulation car ce qui importe, ce sont les épaisseurs optiques dans l'intervalle de la simulation [280-450 nm], recalculées à partir de la loi d'Angström et à partir de β et de α que nous avons trouvés. Le programme retrouvera donc une épaisseur optique à 440 nm égal à 0,16 (proche de la réalité en supposant que la valeur Aeronet soit correcte) et ce, malgré un β erroné. De même, les valeurs des épaisseurs optiques dans l'UV seront correctes.

Cela confirme les limites de la loi d'Angström qui est peut être valide sur un intervalle spectral étroit mais qui ne l'est plus si l'intervalle devient trop grand, les épaisseurs optiques ne suivant cette loi que sur un intervalle restreint.

Chapitre 3

Le traitement des données de la station UV

3.1) Présentation de la chaîne de traitement

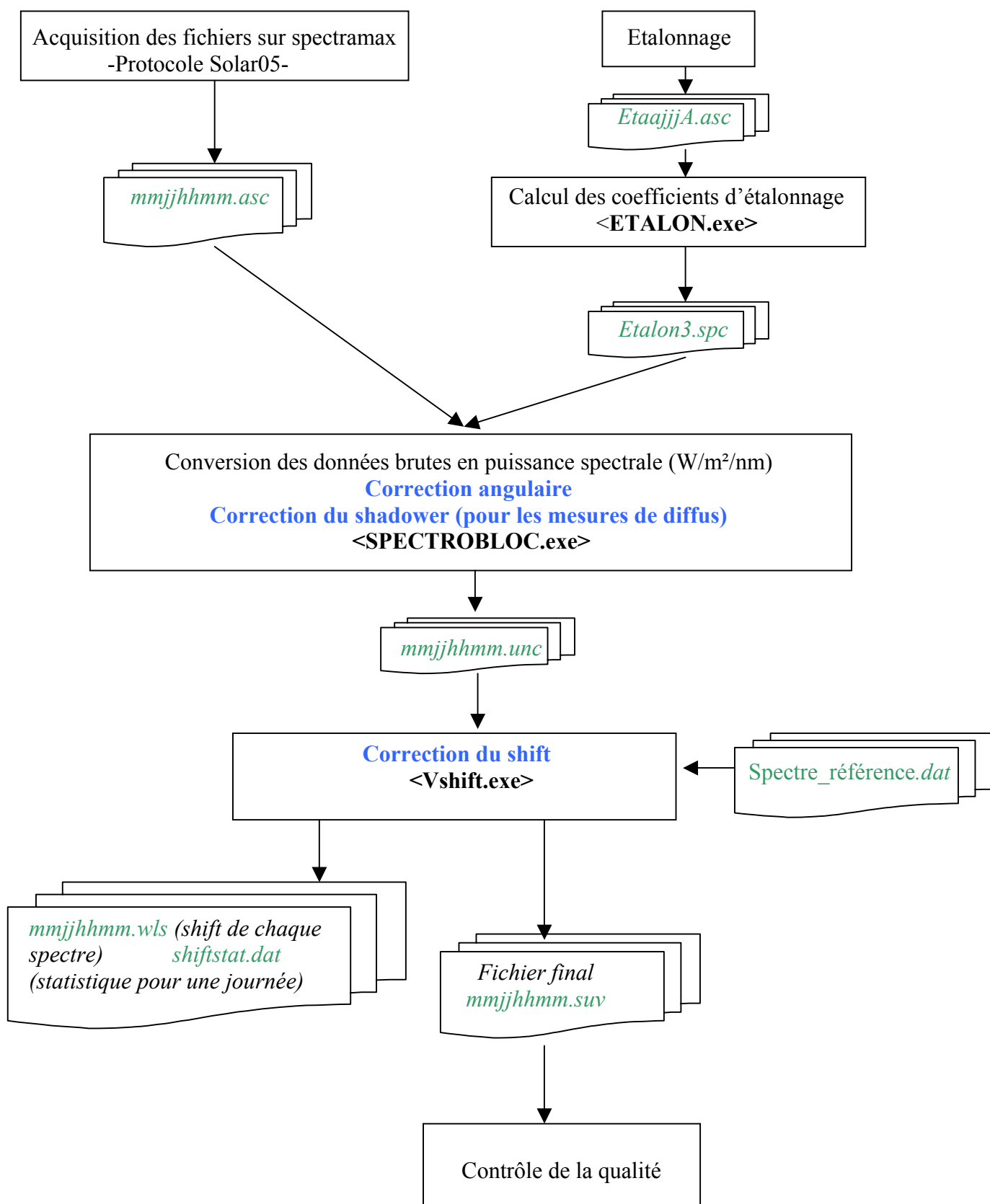
La chaîne de traitement, constituée d'une suite de programmes informatiques, a pour but de traiter les données brutes des instruments de mesure afin de les convertir en quantités physiques exploitables. Cette chaîne va dans un premier temps, selon une procédure inspirée des programmes de Dominique Masserot [Masserot, 2001], convertir les comptes numériques du spectroradiomètre, ou les tensions électriques du pyranomètre, en quantités physiques ($\text{W/m}^2/\text{nm}$ pour Spuv01 ou W/m^2 pour le YES) à l'aide des résultats des étalonnages. Elle va également appliquer un certain nombre de corrections aux mesures spectrales afin de compenser les défauts instrumentaux comme la réponse angulaire imparfaite, le décalage en longueur d'onde ou la correction du shadower. Enfin, un contrôle automatique de la qualité des mesures est réalisé en fin de chaîne afin d'écarter toute mauvaise donnée.

Le traitement des données du pyranomètre YES est relativement simple puisqu'il consiste à multiplier les données brutes par les coefficients fournis par le constructeur ou par ceux déterminés lors de l'inter étalonnage. Ces opérations sont décrites en détail au chapitre 1.3 et ne seront donc pas reprises ici.

Les données spectrales de l'instrument SPUV01 demandent quant à elles, un traitement beaucoup plus complexe afin de corriger les imperfections instrumentales. L'organigramme 3.1 suivant résume le traitement appliqué aux données du spectroradiomètre, ainsi que les corrections apportées aux spectres. Sur ce schéma, les fichiers utilisés ou créés par la chaîne de traitement sont représentés en vert, les programmes utilisés sont en noir gras et les corrections apportées sont écrites en bleu.

Les sous chapitres suivants vont décrire en détail chacune des opérations réalisées lors du traitement des données.

Organigramme 3.1 : La chaîne de traitement de la station UV



3.2) Conversion des données brutes du spectroradiomètre en puissance spectrale

Le photomultiplicateur situé en sortie du double monochromateur convertit l'énergie des photons arrivant dans son collimateur en tension électrique. Ce signal est envoyé au PC via l'électronique SPECTRALINK qui effectue au passage un échantillonnage numérique et une moyenne par seconde. Les données contenues dans les fichiers bruts sont donc exprimées en comptes numériques par seconde (Cts/s).

A partir de la sensibilité spectrale $S(\lambda)$ obtenue lors d'un étalonnage (cf chapitre 1.2.3) et de la mesure brute de l'éclairement solaire $CN_s(\lambda)$, on retrouve l'éclairement spectral $E(\lambda)$ suivant la formule :

$$E(\lambda) = (CN_s(\lambda) - P(\lambda)) \times S(\lambda) \quad (3.2.1)$$

Avec :

$P(\lambda)$, la lumière parasite de l'instrument lors de la mesure, déterminée comme suit :

Lorsque l'instrument effectue des mesures d'éclairement UV solaire, la lumière parasite est proportionnelle à l'intensité de cet éclairement [Pachart, 1997]. Il est calculé en effectuant la moyenne des quinze premiers comptes numériques mesurés [Masserot, 2002]. A ces longueurs d'onde, l'éclairement UV est fortement absorbé par l'ozone atmosphérique et est donc toujours quasiment nul : le signal mesuré représente le bruit de fond de l'instrument.

3.2.1) Traitement spécifique suivant le protocole Solar05

Au cours des années, l'instrument a subi de nombreux changements. En parallèle, les protocoles d'acquisition ont eux aussi évolué afin d'adapter la mesure à la sensibilité de l'appareil tout en ayant la volonté d'acquérir rapidement un spectre de qualité. L'ajout d'une fibre optique nous a par exemple contraint à augmenter le temps d'intégration de chaque mesure spectrale pour des longueurs d'onde inférieures à 320 nm, au risque sinon d'avoir des mesures trop bruitées à cause de la plus faible quantité de lumière arrivant sur le photomultiplicateur. Le protocole actuel se nomme « Solar05 ». Le spectroradiomètre effectue deux scans avec ce protocole : un premier scan allant de 275 nm à 320 nm avec un temps d'intégration pour chaque longueur d'onde assez long de 2s et une tension du photomultiplicateur de 900 V. La durée totale de ce scan est de 2 minutes. Pour ces longueurs d'onde, les éclairements sont assez faibles, voire nuls pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm. Un grand temps d'intégration est nécessaire si l'on désire des mesures qui ne soient pas trop bruitées dans la région 300 nm à 320 nm. Ensuite, le spectroradiomètre effectue un deuxième scan, allant de 280 à 450 nm, mais cette fois avec un temps d'intégration beaucoup plus court de 0,5s et une tension électrique de 550V. La durée de ce scan est d'environ 4 minutes. De ce scan, ne seront retenus que les éclairements spectraux aux longueurs d'onde supérieures à 320 nm. Le fait de mesurer quand même les éclairements de 280 à 320 nm va servir à calculer le bruit en utilisant pour cela les éclairements spectraux allant de 280 à 287,5 nm (15 premières valeurs).

Bien entendu, lors de l'étalonnage, le même protocole est utilisé afin de disposer d'une sensibilité spectrale $S(\lambda)$ pour chaque mesure $CN_s(\lambda)$.

Une fois les comptes numériques convertis en éclairement spectraux, une série de corrections va être appliquée à ces éclairements.

3.3) Correction angulaire du diffuseur

L'ensemble des rayonnements venant du demi-espace supérieur va être collecté et mélangé par le diffuseur de notre spectroradiomètre. Cependant, cette intégration du diffuseur n'est pas parfaite. Lorsqu'une luminance rencontre une surface plane, l'éclairement reçu par cette surface varie proportionnellement avec le cosinus de l'angle d'incidence de cette luminance. Un diffuseur de bonne qualité restituera à sa sortie un éclairement proche de ce cas idéal mais il existera dans tous les cas un écart avec cette loi en cosinus. La détermination de la réponse en cosinus va nous permettre de mesurer l'écart entre le comportement idéal et le comportement réel. A partir de cette réponse angulaire, il sera alors possible de calculer une correction angulaire qui sera appliquée sur tous nos spectres afin de compenser le comportement imparfait de notre diffuseur, notamment l'incapacité à bien intégrer les rayonnements arrivant avec un angle rasant.

3.3.1) Mesure de la réponse angulaire

En juillet 2001, notre instrument a été doté d'un nouveau diffuseur mis au point à l'IRSA à Grenoble. Ce diffuseur, de par ses faibles dimensions, facilite grandement l'ajout d'un « shadower ». De forme cylindrique, il dépasse de deux millimètres de son socle, faisant apparaître des bords latéraux qui laissent passer du rayonnement. Ces bords jouent un rôle bénéfique sur la réponse angulaire globale du diffuseur. En effet, selon le constructeur, ils permettent une augmentation de l'éclairement intégré et ils compensent donc partiellement la réponse angulaire imparfaite du bord supérieur horizontal qui provoque une diminution de l'éclairement intégré lorsque l'angle solaire zénithal augmente (voir figure 3.3.1).

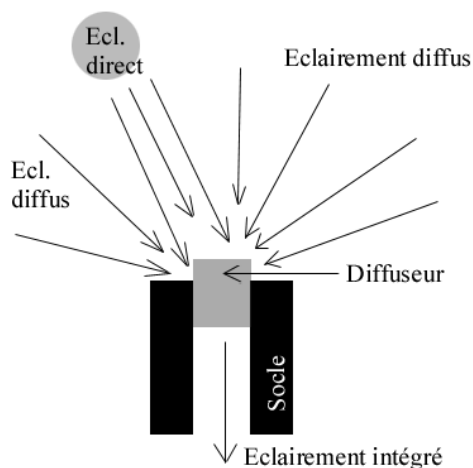


Fig 3.3.1) Diffuseur du SPUV01, compensation du défaut de réponse angulaire du bord supérieur par les bords latéraux pour des angles solaires zénithaux inférieurs à 80°

Cependant, pour des angles solaires zénithaux supérieurs à 80°, ces bords ont un effet négatif car le rayonnement reçu par l'instrument devient largement excédentaire par rapport à l'éclairement normalement reçu suivant la loi en cosinus (voir figure 3.3.2).

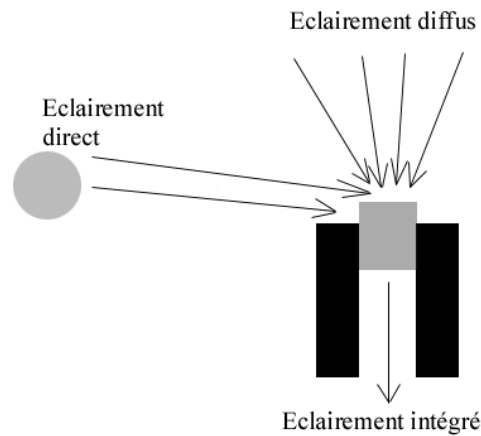


Fig 3.3.2) Diffuseur du SPUV01, L'excédent d'éclairement reçu par les bords du diffuseur pour des angles solaires zénithaux supérieurs à 80° provoque une augmentation excessive de l'éclairement intégré

Pour compenser cela, un anneau noir est placé autour du diffuseur afin d'arrêter tout rayonnement arrivant avec un angle zénithal supérieur à 85° (voir figure 3.3.3).

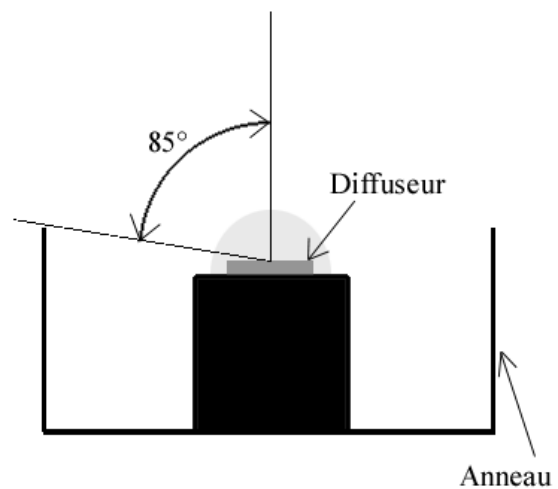


Fig 3.3.3) Photo et coupe schématique du diffuseur du spectroradiomètre Spuv01

Ce changement de diffuseur a nécessité la mesure de sa réponse angulaire. Cette mesure fut réalisée à l'IRSA. Nous utilisons pour cela le dispositif décrit dans la figure 3.3.3 suivante.

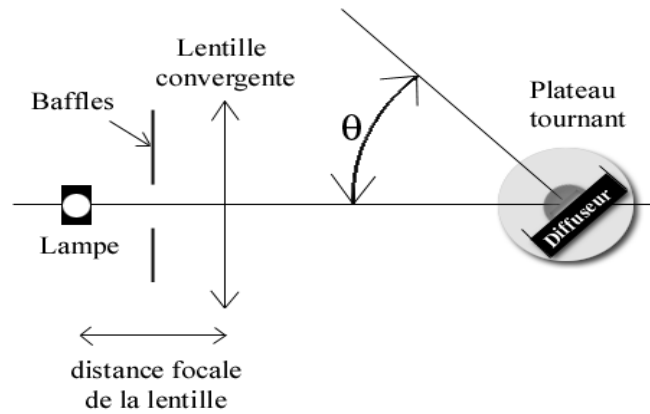


Fig 3.3.3) Dispositif expérimental permettant la mesure de la réponse angulaire

Cette installation nous permet de mesurer l'éclairement fourni par la lampe pour différents angles et ainsi de calculer la réponse en cosinus $R(\theta)$ selon la formule 3.3.1 suivante :

$$R(\theta) = \frac{E_m(\theta)}{E_m(\theta = 0^\circ) \times \cos(\theta)} \quad (3.3.1)$$

Avec $E_m(\theta)$, l'éclairement mesuré par notre instrument à l'angle θ .

Quatre séries de mesures ont été réalisées le même jour avec l'éclairement spectral de la lampe à 400nm. Les mesures ont été réalisées dans un plan perpendiculaire au diffuseur pour un angle allant de -90° à $+90^\circ$. Après la deuxième série, on a fait pivoter le diffuseur de 90° afin de mesurer la réponse angulaire dans un plan perpendiculaire au plan précédent. Deux séries de mesures ont également été effectuées. La figure 3.3.3 suivante présente le résultat de ces quatre séries.

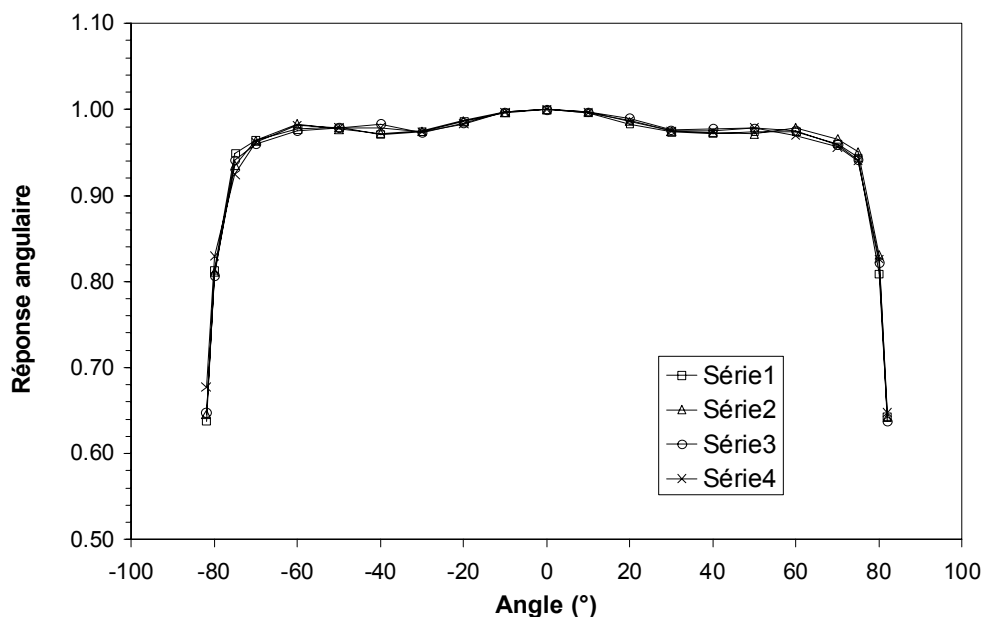


Fig 3.3.4) Réponse angulaire à 400nm du diffuseur avec fibre optique suivant 4 scans.

On remarque une assez bonne réponse angulaire pour des angles compris entre -80° et $+80^\circ$, ce qui confirme les prévisions émises lors de la conception du diffuseur. L'écart avec la réponse idéale pour ces angles n'excède pas 20% pour les angles inférieurs à 80° et il n'excède pas 5% pour des angles compris entre -70° et $+70^\circ$. Au delà de 80° , le signal reçu par l'instrument diminue fortement jusqu'à devenir nul à cause de l'anneau situé autour du diffuseur (cf figure 3.3.4).

On réalise ensuite la moyenne des huit courbes (4 courbes de 0 à $+90^\circ$ et les 4 courbes de 0 à -90°) afin d'obtenir une courbe de réponse angulaire moyenne de 0 à 90° qui ne dépende pas de l'azimut (voir figure 3.3.5).

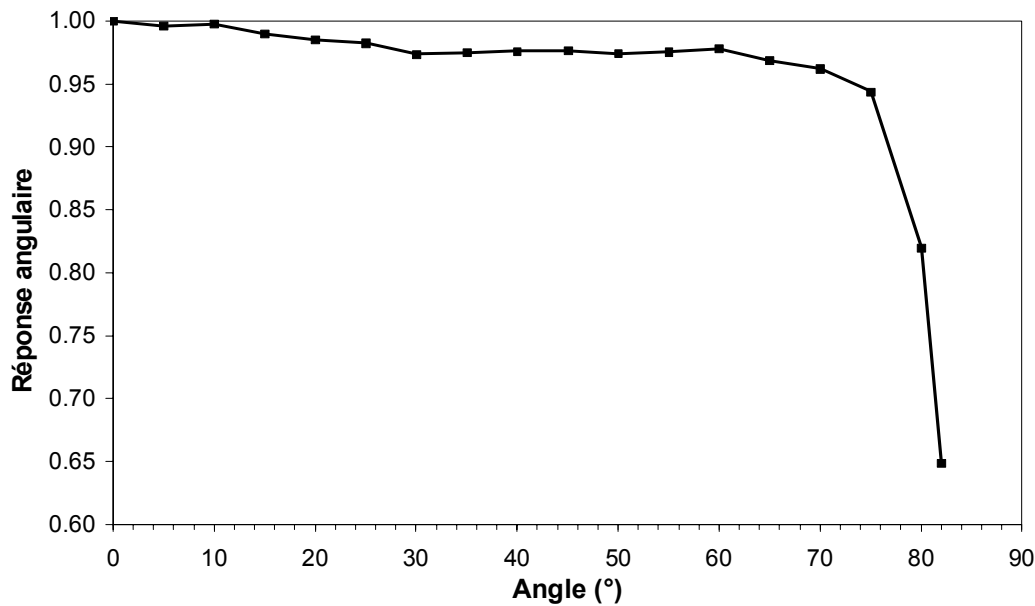


Fig 3.3.5) Moyenne des réponses angulaires.

La réponse angulaire dépend de la longueur d'onde [Touré, 2003]. Néanmoins, cette dépendance est assez faible. Comme aucune mesure de la réponse angulaire n'a été faite à d'autres longueurs d'onde, nous supposons la réponse angulaire de notre instrument spectralement indépendante et elle sera utilisée pour le calcul de la correction angulaire à toutes les longueurs d'onde.

3.3.2) Calcul de la correction angulaire

La correction angulaire C est un coefficient multiplicateur qui doit être appliqué à la mesure spectrale afin de compenser les défauts de réponse angulaire. $C(\lambda)$ s'écrit donc :

$$C(\lambda) = \frac{E_t(\lambda)}{E_{mes}(\lambda)} \quad (3.3.2)$$

Avec $E_t(\lambda)$: l'éclairement global UV réel et $E_{mes}(\lambda)$: l'éclairement global mesuré par l'instrument.

L'éclairement réel s'écrit aussi en fonction des éclairements réels diffus et directs :

$$E_t(\lambda) = E_{dir}(\lambda) + E_{dif}(\lambda) \quad (3.3.3)$$

L'éclairement mesuré par l'instrument E_{mes} est la somme des éclairements directs et diffus mesurés qui sont modulés par la réponse angulaire du diffuseur. On peut donc écrire pour une longueur d'onde donnée :

$$E_{mes}(\lambda) = E_{dir}(\lambda) \times R(\lambda, \theta_0) + \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} L(\theta, \varphi, \lambda) R(\theta, \lambda) \cos(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.4.4)$$

Avec :

E_{dir} : l'éclairement direct réel

θ : l'angle zénithal de la luminance incidente

φ : l'angle azimutal de la luminance incidente

θ_0 : l'angle solaire zénithal

$R(\theta)$: La réponse angulaire à l'angle θ

$L(\theta, \varphi)$: La luminance descendante venant de la direction repérée par θ et φ

Si on suppose que les luminances ne dépendent pas de l'azimut φ , on obtient l'équation :

$$E_{mes}(\lambda) = E_{dir}(\lambda) \times R(\mu_0, \lambda) + 2\pi \int_{\mu=0}^1 L(\mu, \lambda) R(\mu, \lambda) \mu d\mu \quad (3.3.5)$$

Avec :

μ : le cosinus de l'angle zénithal θ

μ_0 : le cosinus de l'angle solaire zénithal θ_0

Si nous supposons maintenant que la luminance est isotrope sur tout l'hémisphère supérieur, l'équation 3.3.4 devient :

$$E_{mes}(\lambda) = E_{dir}(\lambda) \times R(\mu_0, \lambda) + E_{dif}(\lambda) \times D(\lambda) \quad (3.3.6)$$

Avec E_{dif} l'éclairement diffus réel :

$$E_{dif}(\lambda) = \pi \times L(\lambda) \quad (3.3.7)$$

Et :

$$D(\lambda) = 2 \int_{\mu=0}^1 R(\mu, \lambda) \mu d\mu \quad (3.3.8)$$

Les réponses angulaires $R(\mu)$ ont été mesurées et sont donc connues pour la longueur d'onde 400 nm. On peut calculer une seule fois l'intégrale D . Dans notre cas, $D=0.950629$ à 400 nm.

Si on connaît le rapport entre l'éclairement diffus réel et l'éclairement global réel $X(\mu_0, \lambda)$ en fonction du cosinus de l'angle solaire zénithal μ_0 , on peut écrire :

$$E_{dif}(\mu_0, \lambda) = X(\mu_0, \lambda) \times E_t(\mu_0, \lambda) \quad (3.3.9)$$

$$E_{dir}(\mu_0, \lambda) = (1 - X(\mu_0, \lambda)) \times E_t(\mu_0, \lambda) \quad (3.3.10)$$

Et donc, d'après 3.3.6 :

$$E_{mes}(\mu_0, \lambda) = E_t(1 - X(\mu_0, \lambda)) \times R(\mu_0, \lambda) + E_t \times X(\mu_0, \lambda) \times D(\lambda) \quad (3.3.11)$$

On trouve donc pour le calcul de la correction angulaire :

$$C(\lambda) = \frac{1}{(1 - X(\mu_0)) \times R(\mu_0) + X(\mu_0) \times D} = C(\mu_0) \quad (3.3.12)$$

La correction angulaire dépend de l'angle solaire zénithal. Dans un premier temps, on utilise comme rapport entre l'éclairement global et l'éclairement diffus $X(\mu)$ le résultat « standard » des mesures d'un instrument large bande de type Robertson Berger [Grainger et al., 1993], présenté dans la figure 3.3.6 suivante. La correction angulaire calculée pour notre diffuseur est présentée dans la figure 3.3.7.

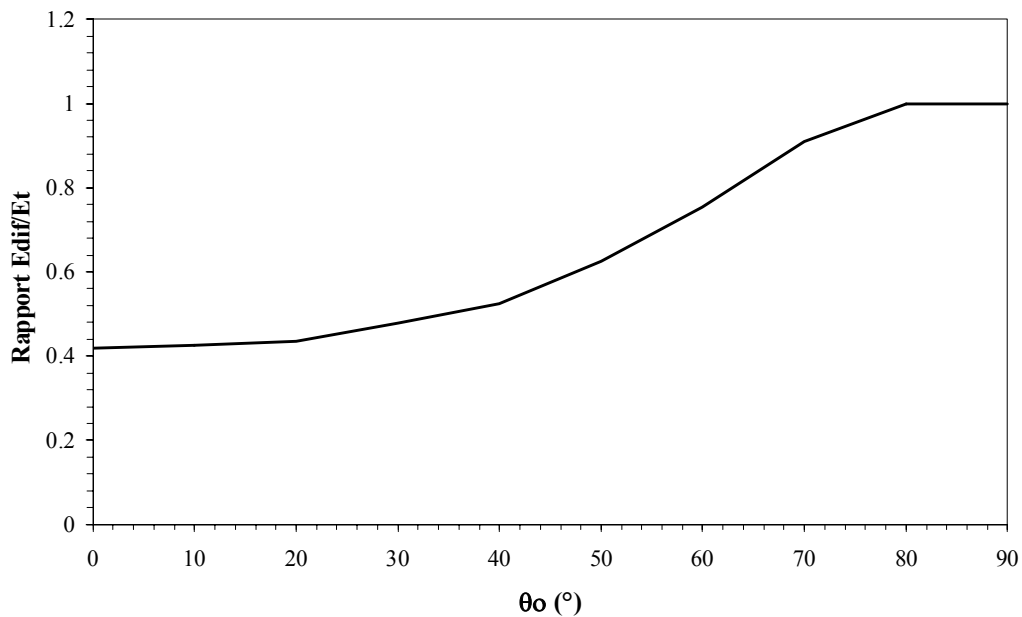


Fig 3.3.6) Rapport éclairement diffus sur éclairement global mesuré par un instrument de type Robertson Berger

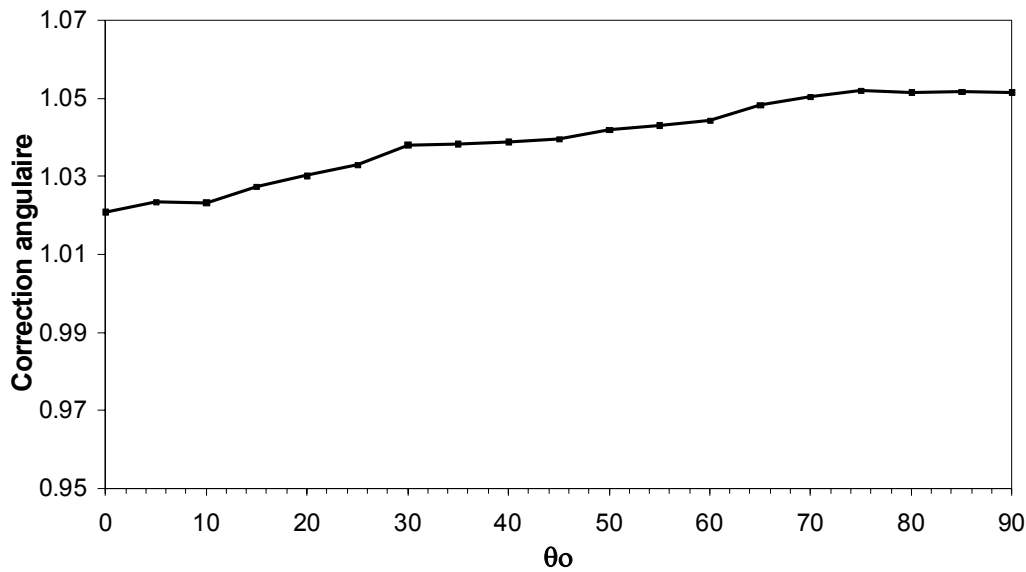


Fig 3.3.7) Correction angulaire appliquée à notre instrument

La correction angulaire ainsi calculée varie en fonction de l'angle solaire zénithal de 1,02 à 1,05 environ. Lors d'une mesure de l'éclairement UV global, la correction à apporter sera interpolée sur cette courbe 3.3.7 en fonction de l'angle solaire zénithal de la mesure. Elle n'est *a-priori* valable qu'à 400 nm, longueur d'onde à laquelle a été mesurée la réponse angulaire mais on la supposera constante et elle sera appliquée à toutes les longueurs d'onde d'un spectre mesuré suivant la formule :

$$E_t(\lambda) = E_{mes}(\lambda) \times C(\mu_0) \quad (3.3.13)$$

Pour les mesures d'éclairement spectral diffus, le direct n'étant plus mesuré, l'équation 3.3.6 devient :

$$E_{mes}(\lambda) = E_{dif}(\lambda) \times D(\lambda) \quad (3.3.14)$$

et l'éclairement réel total $E_t(\lambda)$ est égal à l'éclairement réel diffus $E_{dif}(\lambda)$. La correction $C(\mu_0)$ est donc toujours constante et égale à $1/D$ (5,2% de correction).

3.3.3) Amélioration du calcul de la correction angulaire à l'aide du shadower

La correction angulaire a été calculée en faisant un certain nombre de suppositions sur l'isotropie des luminances, sur la connaissance *a-priori* du rapport global sur diffus pour un angle solaire zénithal donné quelle que soit la longueur d'onde ou sur l'indépendance spectrale de la réponse angulaire. Ces suppositions sont une source d'erreurs et augmentent l'incertitude du spectre final. La prise en compte d'une luminance non isotrope dans le calcul de l'équation 3.3.4 permettrait d'améliorer la correction. La mesure de la réponse spectrale à

plusieurs longueurs d'onde permettrait également une amélioration notable de la correction angulaire.

L'utilisation du shadower peut également contribuer à améliorer cette correction. En effet, grâce à ce pare soleil il devient possible de retrouver le rapport diffus/global d'une mesure spectrale. Ce nouveau rapport peut être utilisé à la place de $X(\mu)$ dans le calcul de l'équation 3.3.12. Ainsi, chaque correction calculée est mieux adaptée aux mesures auxquelles elle se rapporte. Cette amélioration fait l'objet actuellement d'une étude sur notre instrument mais n'est pas encore intégrée à la chaîne de traitement automatique des données.

Si l'on prend par exemple la journée claire du 15 avril 2003, un nouveau rapport global sur diffus est déterminé à partir des mesures non corrigées de la réponse angulaire. La figure 3.3.8 suivante présente l'évolution des éclairements global et diffus intégrés de 280nm à 450nm mesurés par l'instrument, ainsi que le rapport diffus sur global.

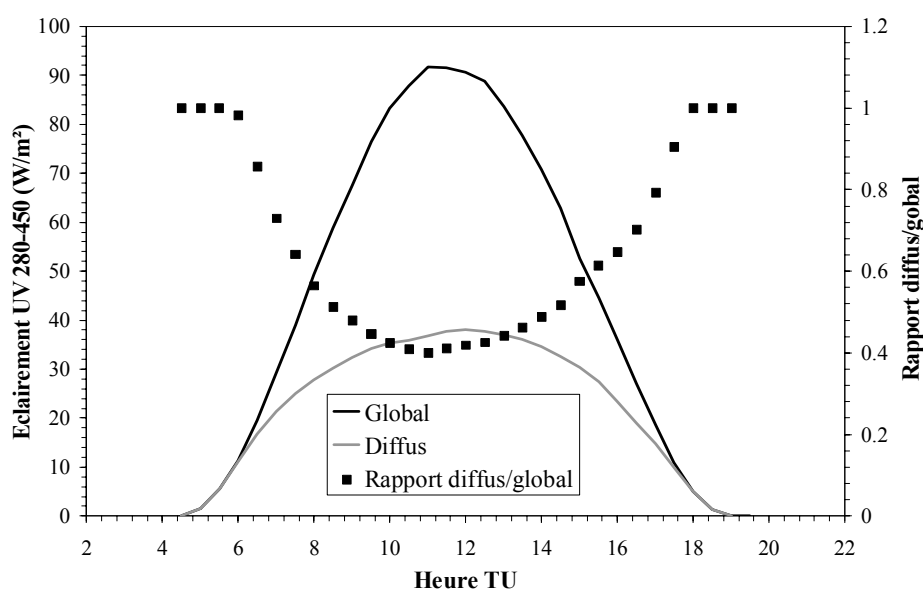


Fig 3.3.8) Eclairéments global et diffus, mesurés par le spectroradiomètre le 15 avril 2003

La figure 3.3.9 suivante présente l'évolution du rapport diffus sur global en fonction de l'angle zénithal. Sur cette figure 3.3.9, on peut voir que pour cette journée du 15 avril 2003, le rapport diffus/global « standard » est supérieur à celui mesuré. A partir de ce nouveau rapport, on peut calculer une nouvelle correction angulaire selon la formule 3.3.12. Cette nouvelle correction est ensuite appliquée aux spectres globaux mesurés ce 15 avril 2003, les spectres diffus étant toujours corrigés par le facteur $1/D$.

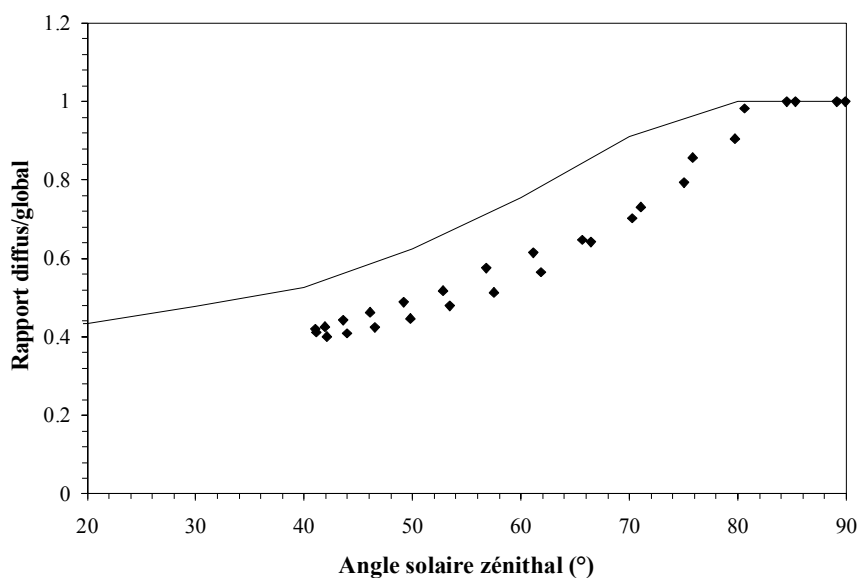


Fig 3.3.9) Rapports diffus/global en fonction de l'angle solaire zénithal mesurés par l'instrument (points noirs) et comparaison avec le rapport diffus/global type Robertson Berger standard

La figure 3.3.10 suivante présente une comparaison entre la correction « standard » utilisée normalement et la correction angulaire calculée à partir du rapport diffus/global déterminé par la mesure.

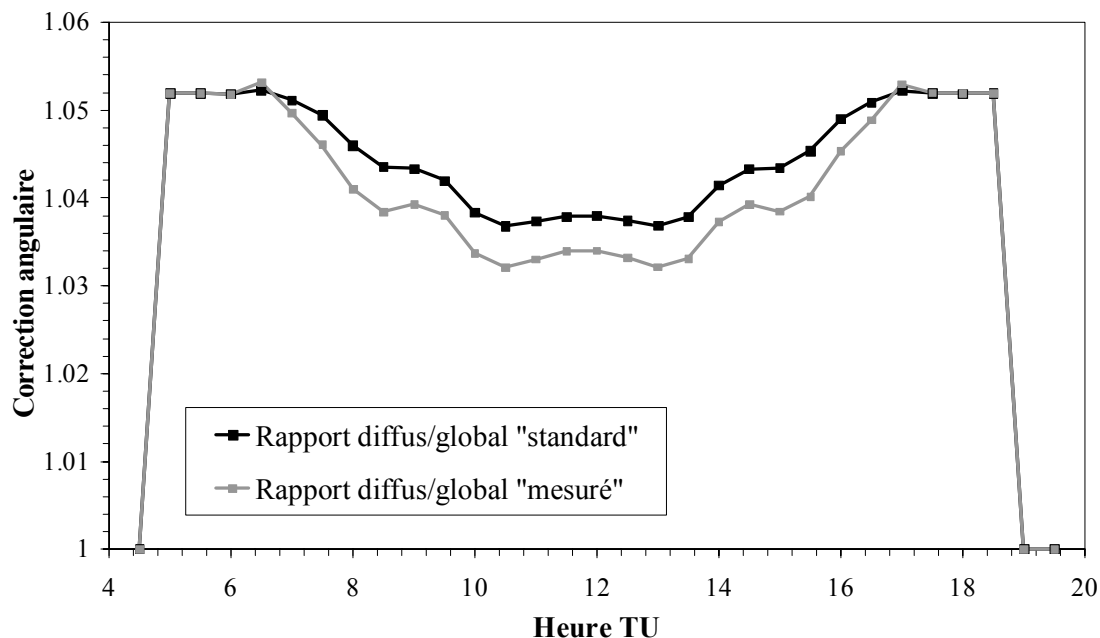


Fig 3.3.10) Correction angulaire appliquée aux mesures spectrales globales du 15 avril 2003 selon que l'on utilise un rapport diffus/global « standard » de type Robertson Berger et le rapport diffus/global déterminé par l'exploitation des mesures.

La différence entre les deux corrections est de l'ordre de 0.4% à midi solaire et s'atténue pour les grands angles solaires zénithaux. Malgré une différence assez prononcée entre les deux rapports diffus/global (voir fig 3.3.9), la différence entre les deux corrections angulaires n'est pas trop importante, ce qui est assez rassurant car cela démontre la faible sensibilité de la correction au rapport diffus/global. Pour cette journée, utiliser un rapport « standard » génère une erreur d'environ un demi pour cent sur la correction des mesures d'éclairement global.

Maintenant, on peut encore aller plus loin en calculant les rapports diffus/global pour chaque longueur d'onde des spectres mesurés. On obtient alors une correction angulaire différente pour toutes les longueurs d'onde suivant la formule déduite de la formule 3.3.12 :

$$C(\lambda, \mu_0) = \frac{1}{(1 - X(\lambda, \mu_0)) \times R(\mu_0) + X(\lambda, \mu_0) \times D} \quad (3.3.15)$$

Ce calcul pourrait s'affiner encore d'avantage en utilisant une réponse angulaire $R(\mu_0)$ dépendant également de la longueur d'onde. La figure 3.3.11 suivante présente le résultat de ce calcul pour trois heures de la journée, à 8h00 TU, à 12h00 TU et à 15h00 TU.

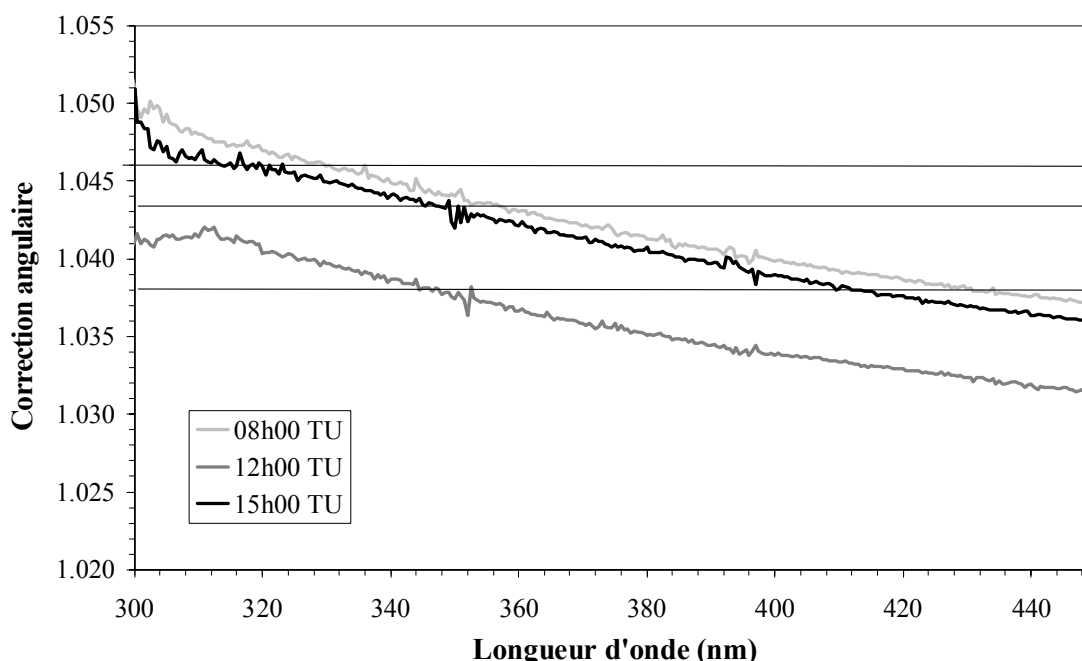


Fig 3.3.11) Correction angulaire dépendant de la longueur d'onde pour trois heures différentes du 15 avril 2003.

Les traits horizontaux noirs et fins sur cette figure 3.3.11 représentent les corrections angulaires appliquées normalement pour ces trois heures et calculées à l'aide du rapport diffus/global « standard » (courbe noire de la figure 3.3.10). Elles ne présentent pas de dépendance spectrale et sont donc constantes sur cette figure.

Nous pouvons voir sur cette figure, la dépendance spectrale de nos corrections angulaires qui présente une amplitude pouvant dépasser par exemple 1% entre 300nm et 450nm. L'amélioration apportée par la dépendance spectrale dans le calcul de la correction angulaire apparaît nettement, avec non seulement un écart par rapport à la correction standard qui peut atteindre 0.7% à 450nm, mais surtout avec une « reconstruction » du spectre. Les éclairissements spectraux aux courtes longueurs d'onde sont rehaussés tandis qu'aux plus grandes longueurs d'onde, ils sont diminués par rapport à une correction classique.

Cependant, si ce calcul fonctionne bien pour cette journée sans nuage, il est plus difficile à réaliser les jours de forte nébulosité. Cette amélioration doit se faire en prenant beaucoup de précautions, car le rapport global/diffus que l'on détermine grâce à la mesure peut très facilement se révéler fantaisiste, à cause de la nébulosité qui provoque des distorsions dans les spectres. Néanmoins, la mise en place d'un algorithme qui détermine la présence et la variabilité de la nébulosité, et qui choisit ensuite automatiquement d'utiliser un rapport diffus/global standard ou déterminé à partir des mesures spectrales, est toujours possible. Ce calcul de la correction angulaire devrait améliorer notablement la qualité de nos mesures spectrales.

3.4) Correction des mesures du shadower



3.4.1) Présentation du problème

Le shadower, ou cache solaire, fonctionne sur notre spectroradiomètre depuis novembre 2002. En se plaçant entre le soleil et le diffuseur, il cache le rayonnement UV direct venant du soleil et il nous permet donc de mesurer l'éclairement UV diffus. Cependant, comme l'illustre la figure 3.4.1, ce cache solaire couvre une surface apparente plus grande que notre étoile. Le fait que ses dimensions soient si grandes nous évite de régler sa déclinaison

manuellement tous les jours, sauf durant les périodes proches des équinoxes où la rapide variation de la déclinaison solaire nous oblige à effectuer un réglage quotidien. Les dimensions du shadower permettent également au soleil d'être toujours caché malgré sa course pendant les six minutes que dure un scan. Le centre du shadower est placé de sorte qu'il coïncide avec la position du centre du soleil au moment du milieu de scan, au bout de 3 minutes. Par contre, de par sa taille, il empêche le rayonnement diffus qui est proche du soleil d'atteindre le diffuseur. Or, ce rayonnement diffus se doit d'être pris en compte car il n'est *a-priori* pas négligeable, de par la forte diffusion avant des aérosols.

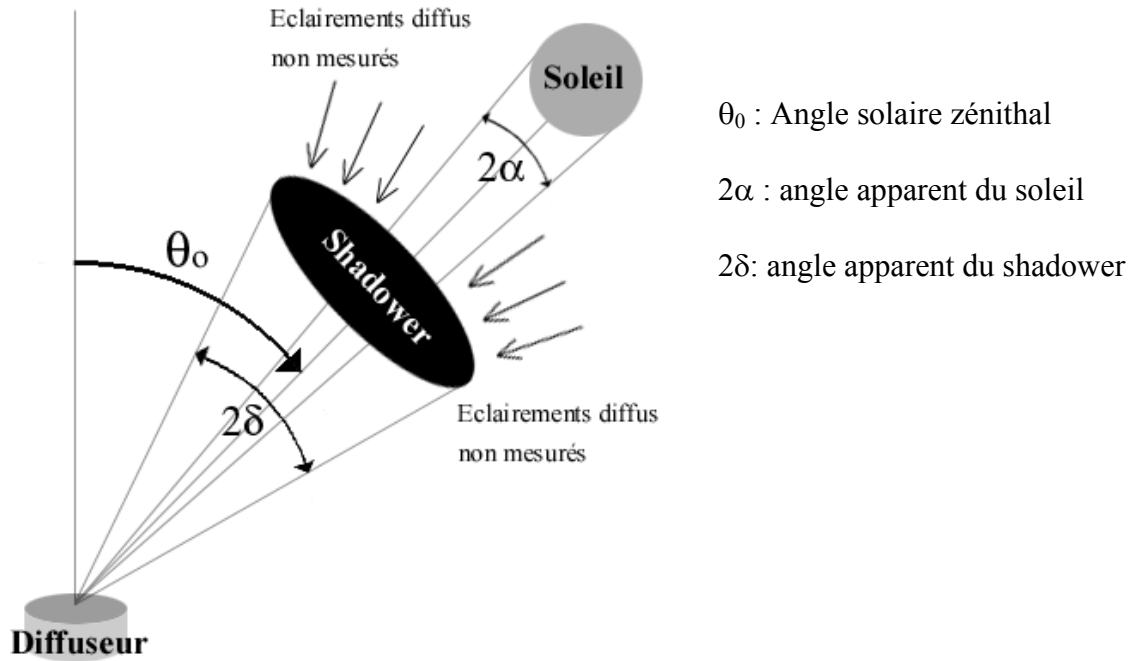


Fig 3.4.1) Principe d'une mesure de l'éclairement diffus à l'aide du shadower

Une mesure du ciel diffus effectuée à l'aide du shadower doit donc être légèrement augmentée afin de compenser les luminances diffuses non mesurées situées à la périphérie du soleil.

3.4.2) Géométrie du système et calculs préliminaires

Comme on l'a vu précédemment, l'éclairement global mesuré par le spectroradiomètre est la somme de l'éclairement direct et de l'éclairements diffus arrivant de l'hémisphère supérieur (voir figure 3.4.2).

Il peut s'écrire à partir des luminances descendantes selon la formule :

$$E_t = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} L^{\downarrow}(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.4.1)$$

Avec comme précédemment :

$L^\downarrow(\theta, \varphi)$: la luminance descendante (directe ou diffuse)

L_{dir} : Luminances directes

L_{dif} : Luminances diffuses

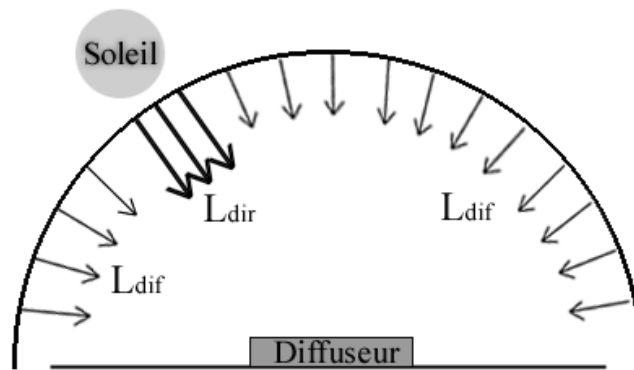


Fig 3.4.2) Luminances descendantes directes et diffuses arrivant sur le diffuseur

Afin de calculer l'éclairement issu d'une partie du ciel comprise dans un disque, il convient de faire quelques calculs géométriques. Soit la figure 3.4.3 suivante qui présente la géométrie du problème.

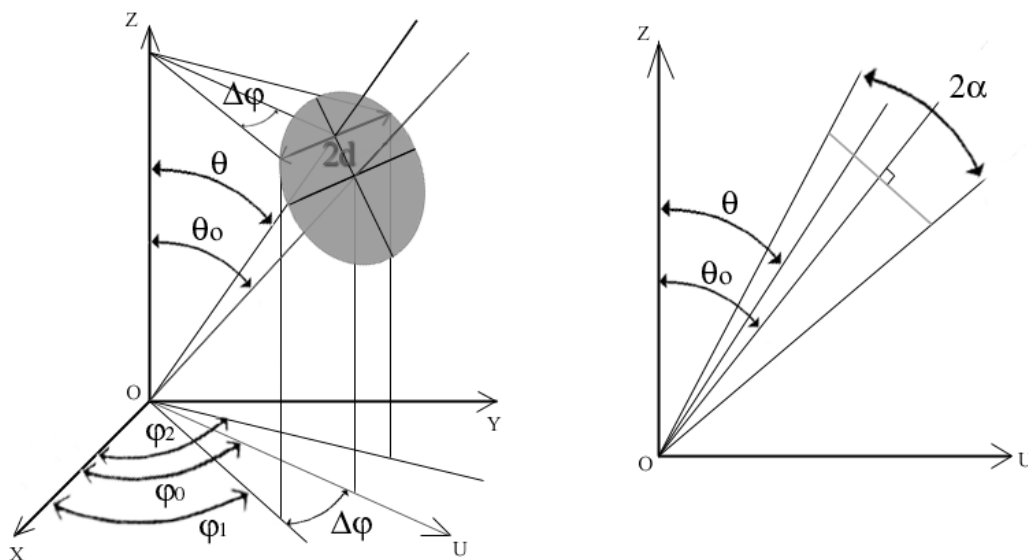


Fig 3.4.3) Schéma aidant au calcul de l'éclairement UV dont les luminances sont issues de la partie du ciel inscrite dans le disque gris.

Avec :

α : le demi angle apparent du soleil ($\alpha = 0,285^\circ$)

φ_0 : l'azimut du centre du soleil

θ_0 : l'angle zénithal du centre du soleil

φ_1, φ_2 : les angles azimutaux des deux bords du disque solaire à l'angle zénithal θ

$2d$: la distance entre les deux bords du disque solaire à l'angle zénithal θ .

Sur cette figure, nous nous plaçons en coordonnées sphériques et nous considérons le disque gris placé à une distance de 1 unité du centre.

D'après la figure 3.4.3, l'éclairement direct arrivant sur le diffuseur peut alors s'écrire :

$$E_{dir}(\theta_0) = \int_{\varphi=\varphi_1(\theta)}^{\varphi_2(\theta)} \int_{\theta=\theta_z-\alpha}^{\theta_z+\alpha} L^\downarrow(\varphi, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.4.2)$$

Avec :

$$\varphi_1 = \varphi_0 - \Delta\varphi \quad (3.4.3)$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 + \Delta\varphi \quad (3.4.4)$$

$$\Delta\varphi = \text{Arctg}\left(\frac{d}{\sin(\theta)}\right) \quad (3.4.5)$$

$$d = \left(\sqrt{(\alpha^2 - (\theta - \theta_z)^2)}\right) \quad (3.4.6)$$

Enfin, l'éclairement diffus E_{dif} s'écrit :

$$E_{dif} = E_t - E_{dir} \quad (3.4.7)$$

En supposant le shadower parfait, c'est à dire avec des dimensions telles qu'aucune luminance proche du soleil ne soit cachée, l'instrument mesurerait donc directement cet éclairement diffus. Mais les dimensions du cache solaire sont telles que l'éclairement mesuré lorsque le shadower est en place s'écrit :

$$E_m = E_t - E' \quad (3.4.8)$$

Avec E' l'éclairement UV caché par le shadower. Cet éclairement s'exprime de la même manière que l'éclairement direct issu du soleil et on obtient les équations suivantes :

$$E'(\theta_0) = \int_{\varphi=\varphi'_1(\theta)}^{\varphi'_2(\theta)} \int_{\theta_z-\delta}^{\theta_z+\delta} L^\downarrow(\varphi, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.4.9)$$

$$\varphi'_1 = \varphi_0 - \Delta\varphi' \quad (3.4.10)$$

$$\varphi'_2 = \varphi_0 + \Delta\varphi' \quad (3.4.11)$$

$$\Delta\varphi' = \text{Arctg}\left(\frac{d'}{\sin(\theta)}\right) \quad (3.4.12)$$

$$d' = \left(\sqrt{(\delta^2 - (\theta - \theta_z)^2)}\right) \quad (3.4.13)$$

et avec :

δ : le demi angle apparent du shadower ($\delta = 4,02^\circ$, cf figure 3.4.4)

φ_0 : l'azimut du centre du shadower, confondu avec le centre du soleil

φ'_1, φ'_2 : les angles formés sur le plan horizontal par les deux bords du disque du shadower à l'angle zénithal θ

$2d'$: la distance formée par les deux bords du disque du shadower à l'angle zénithal θ

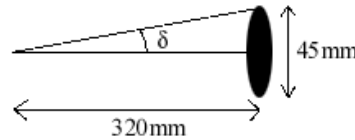


Fig 3.4.4) Dimensions du shadower

La correction C à apporter s'écrit donc :

$$C(\theta_0) = \frac{E_{dif}}{E_m} = \frac{E_t - E_{dir}}{E_t - E'} \quad (3.4.14)$$

Si l'on connaît les luminances descendantes $L^\downarrow(\theta, \varphi)$, il devient alors possible de calculer les éclaircissements E_t , E_{dir} et E' , déduits des équations 3.4.1, 3.4.2 et 3.4.9, et donc de déterminer la correction C. On applique ensuite cette correction à tous les éclaircissements spectraux mesurés suivant la relation :

$$E_{corrigé} = E_{mesuré} \times C(\theta_0) \quad (3.4.13)$$

Remarque : pour simplifier, on a supposé que le disque reste centré sur le soleil durant tout le scan, les bornes d'intégration sur la luminance sont donc symétriques par rapports à θ_0 et φ_0 .

3.4.3) Simulation des luminances

Les luminances nécessaires au calcul de la correction vont être déterminées par simulation à l'aide du code de transfert radiatif « STREAMER » [Key, 1999]. Ce programme est capable de simuler des luminances pour différents types d'atmosphères et pour différents angles solaires zénithaux sur plusieurs bandes spectrales. Dans notre cas, la bande spectrale choisie est bien entendu celle des UV (280nm à 400nm). Les luminances délivrées par l'algorithme sont intégrées sur l'ensemble des UV et la correction apportée à nos spectres n'aura donc pas de dépendance spectrale.

Les paramètres atmosphériques choisis sont les suivants [Dubovik et al., 2002] :

Atmosphère urbaine type région parisienne.

Epaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$: $\beta = 0,08$

Coefficient d'Angström : $\alpha = 1,5$

Albedo de diffusion simple des aérosols à 440nm : $\omega_0 = 0,94$

Profils verticaux de température et pression : « Mid latitude summer »

Les figures 3.4.5 suivantes présentent les luminances simulées avec ces paramètres atmosphériques et pour neuf angles solaires zénithaux allant de 0° à 80° . L'azimut solaire est à 180° sur ces figures. Les pas de calcul pour θ et φ sont de $0,1^\circ$.

Nous pouvons remarquer sur cette figure le maximum d'intensité pour un θ égal à θ_0 et un φ égal à 180° , soit à l'emplacement du soleil. Le calcul de la correction consiste à évaluer la contribution des luminances comprises dans une petite zone autour de ce maximum d'intensité.

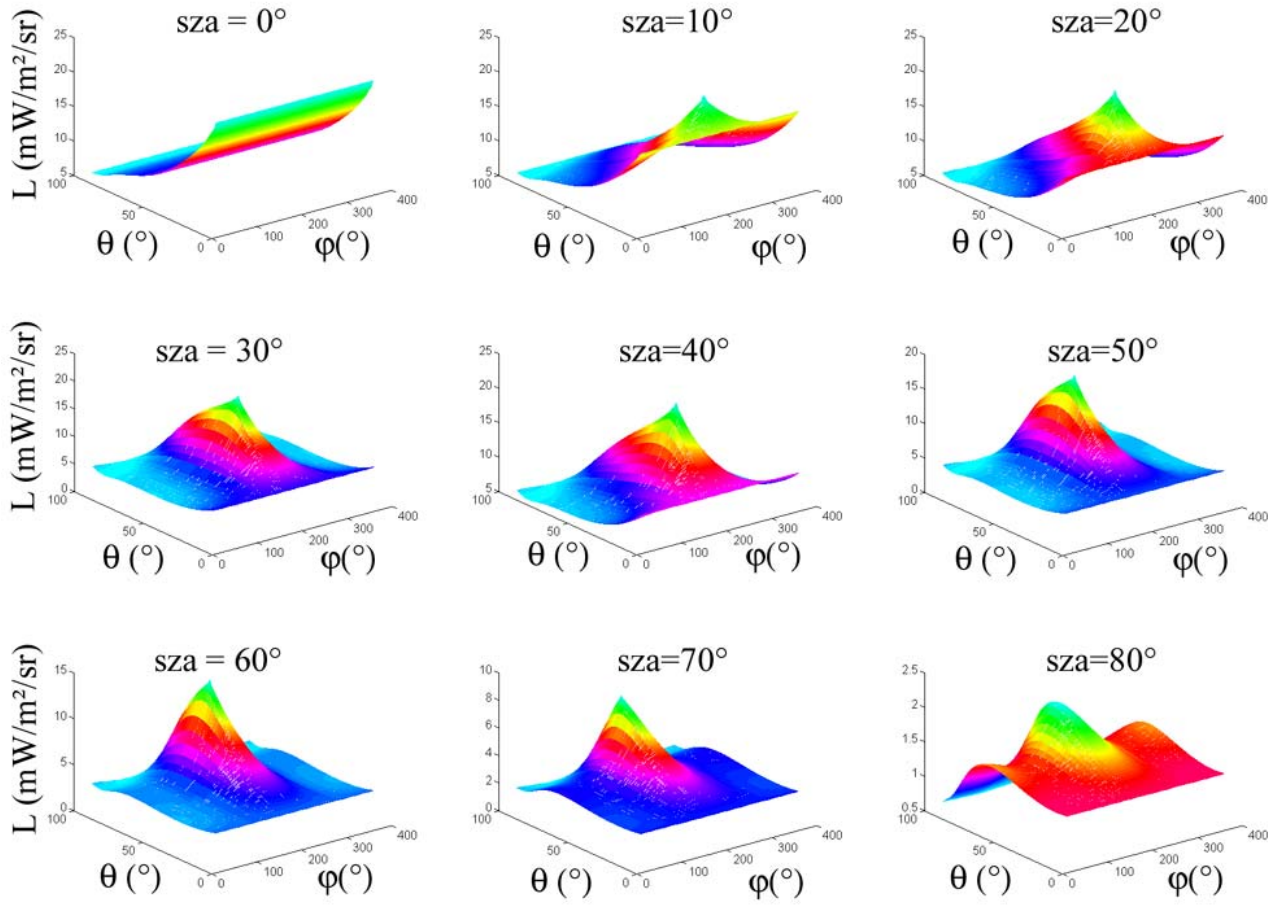


Fig 3.4.5) Luminances simulées à l'aide de STREAMER en fonction de l'angle zénithal et azimutal pour neuf angles solaires zénithaux allant de 0° à 80° et pour une atmosphère de type urbain (Paris).

3.4.4) Résultats

Une fois les luminances calculées, le calcul de la correction C à l'aide de l'équation 3.4.14 est possible. Nous avons également simulé les luminances pour deux autres modèles d'atmosphère urbain avec des épaisseurs optiques à $1\mu\text{m}$ β de 0,12 et 0,04 et un α identique de 1,5 [Modèle GFSC, Dubovik et al., 2002]. La figure 3.4.6 suivante montre la correction à apporter à l'éclairement mesuré lorsque le shadower est placé devant le diffuseur, suivant ces trois modèles, en fonction de l'angle solaire zénithal.

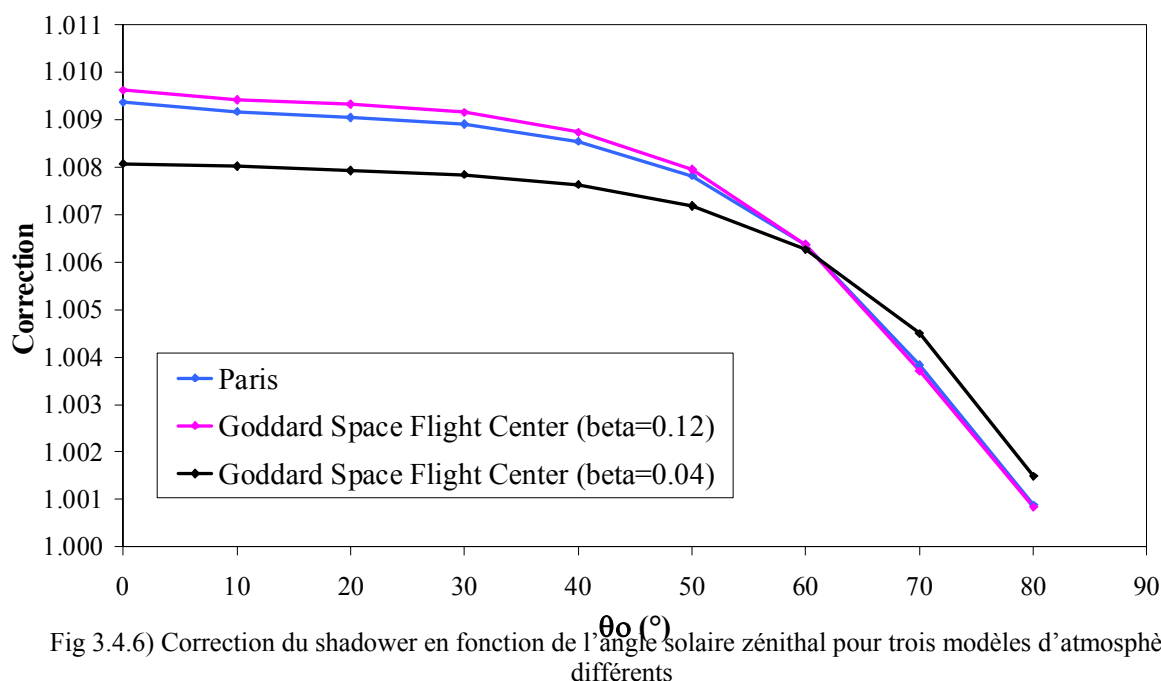


Fig 3.4.6) Correction du shadower en fonction de l'angle solaire zénithal pour trois modèles d'atmosphères différents

Une première constatation nous vient naturellement : la correction à apporter est faible, inférieure à 1%. Cette correction diminue avec l'abondance des aérosols, ce qui est normal car la luminance arrivant de la zone située autour du soleil est créée en partie par la diffusion avant des aérosols. En cas de forte turbidité, la correction augmente certainement au-delà de 1% mais ce cas n'a pas été étudié. Enfin, cette correction du shadower diminue avec l'augmentation de l'angle solaire zénithal. Là encore, cela peut se comprendre car lorsque le soleil descend vers l'horizon, l'éclairement direct diminue tandis que le rapport éclairement diffus sur éclairement total augmente, ce qui finalement diminue considérablement l'importance de la contribution de l'éclairement diffus situé dans la petite zone autour du soleil.

Pour notre chaîne de traitement des spectres UV, la correction apportée sur nos mesures de diffus se calcule à partir des résultats obtenus à l'aide du modèle urbain « Paris » (courbe bleue sur la figure 3.4.6). Pour un angle solaire zénithal donné, une interpolation de type cubic spline est effectuée sur cette courbe. La correction trouvée sera appliquée sur l'ensemble du spectre à toutes les longueurs d'onde.

3.4.5) Vérification expérimentale

Maintenant que la correction a été calculée, une vérification expérimentale est réalisée. Lors de la journée claire du 25 février 2003, nous avons effectué un scan temporel de l'éclairement spectral à 400nm pendant 2 minutes. Durant ces deux minutes, l'éclairement est mesuré alternativement sans le shadower, avec le shadower et avec un deuxième cache maintenu manuellement et de dimensions telles que très peu d'éclairement diffus soit caché. Bien qu'il soit extrêmement difficile de ne cacher rigoureusement que l'éclairement direct, l'angle apparent de ce deuxième cache étant d'environ 0,7°, on peut raisonnablement

considérer que l'on mesure l'éclairement diffus dans sa totalité. La figure 3.4.7 suivante présente l'évolution du signal mesuré par le spectroradiomètre durant cette séquence. Ces mesures étant effectuées vers 12h00 TU, l'angle solaire zénithal était d'environ 60°.

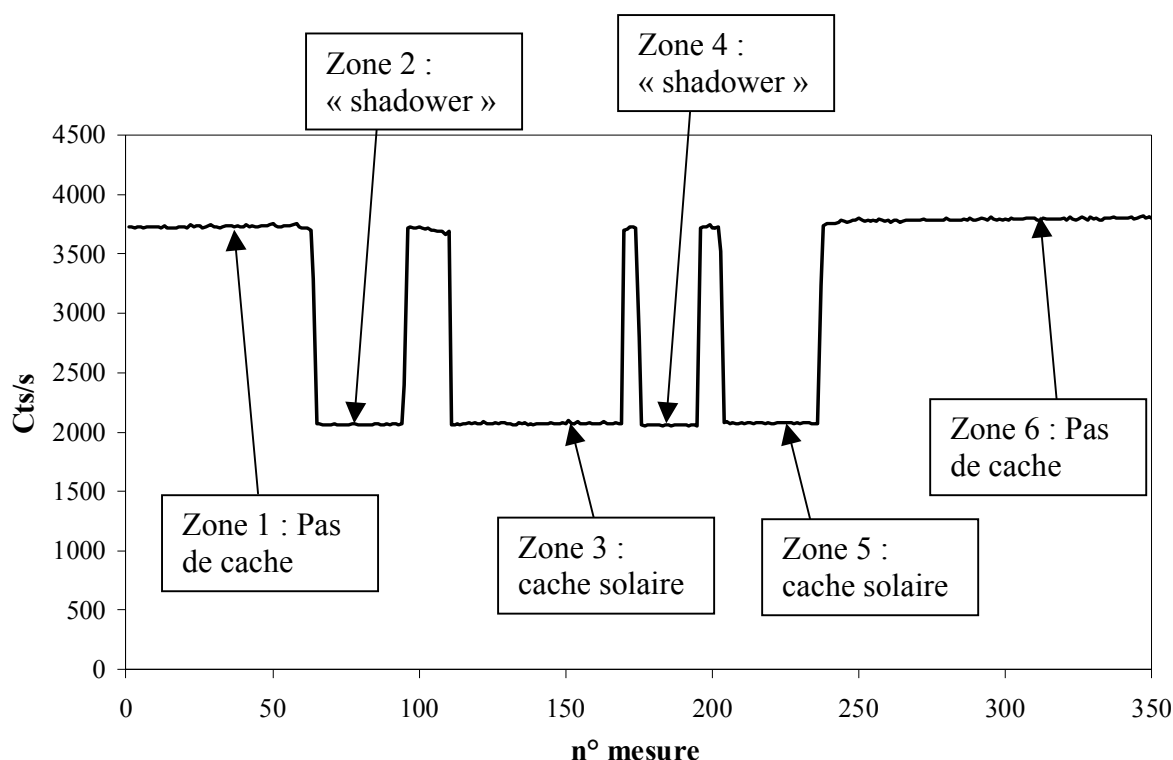


Fig. 3.4.7) Evolution du signal du spectroradiomètre avec ou sans un cache solaire

Le tableau suivant présente les valeurs moyennes de chaque région.

Zone	1	2	3	4	5	6
Valeur moyenne (en cts/s)	3731	2063	2073	2059	2075	3735

Le rapport du signal avec le cache fin sur le signal avec le shadower s'écrit donc :

$$R = (2073 + 2075) / (2063 + 2059) = 1.0063$$

La correction à appliquer pour passer de l'éclairement diffus mesuré à l'aide du shadower à l'éclairement diffus « réel » est donc de 0,63% dans ce cas. Sachant que l'angle solaire zénithal était d'environ 60° lors de ces mesures, cela correspond parfaitement avec la figure 3.4.6 (correction de 0,64% à 60° pour le modèle Paris).

Le même type de mesure a été réalisée une autre journée claire, le 23 avril 2003 vers 12h00 TU. L'angle solaire zénithal était alors de 38°. Les résultats pour cette journée montrent une correction à apporter de 0,95% ce qui est supérieur à la correction pour le modèle Paris de la figure 8 (0,85% à $sza=40^\circ$). Cependant, nous avons vu que notre correction est calculée pour un β aérosol de 0,08. Pour cette journée, le réseau Aeronet nous propose un β supérieur de

0,16 et donc, d'après la figure 3.4.6, la correction à apporter doit être supérieure à la correction calculée pour le modèle Paris. Notre détermination expérimentale va dans le bon sens et cette abondance des aérosols pour cette journée est sans doute à l'origine de l'écart observé. De toute manière, l'écart entre la simulation et la mesure est de l'ordre de 0,1%. Dans la pratique, la correction du shadower sera effectué à partir du modèle « Paris ».

3.5) Correction du décalage en longueur d'onde

Dans la région des UVB (280-320nm), un spectre UV présente une très grande variation d'intensité, allant d'un signal très faible vers 290nm à un signal 30 à 40 fois supérieur vers 320nm. L'allure de ce signal nous impose une grande précision sur le calibrage en longueur d'onde dans cette région. En effet, un décalage dans la région des UVB de l'ordre de 0,03nm induit une erreur sur l'éclairement intégré UVB de 1% [Slaper et al., 1998]. D'où, l'importance de bien calibrer en longueur d'onde l'appareil de mesure. Cependant, régler l'appareil est nécessaire mais pas suffisant. Après chaque mesure, il faut également analyser les spectres UV acquis afin de déterminer si un décalage en longueur d'onde, ou « shift, » subsiste, si ce décalage est constant sur tout le spectre, et enfin reconstruire un spectre qui ne présente plus de « shift ». Un programme de détermination du shift a été mis au point par Harry Slaper mais l'impossibilité de savoir exactement ce que fait ce programme et l'obtention de résultats parfois aberrants nous ont motivés pour développer notre propre algorithme de traitement du décalage en longueur d'onde.

3.5.1) Comparaison avec un spectre UV de référence.

Afin de déterminer le shift d'un spectre UV, il faut comparer ce dernier à un spectre de référence dont on suppose que le shift est nul pour toutes les longueurs d'onde. Nous construisons ce spectre à partir du spectre extraterrestre KP320at3 au pas d'échantillonnage de 0,05 nm. On convolue ce spectre par la fonction fente de notre appareil et on réduit ensuite le pas d'échantillonnage à 0,01 nm par interpolation « cubic spline ». Cette réduction du pas d'échantillonnage va définir le pas d'incrémentation de l'algorithme et va finalement permettre de déterminer le décallage en longueur d'onde avec une précision de 0,01 nm. Ce spectre s'étend de 150 nm à 450 nm. Lorsque l'on compare ce spectre UV hors atmosphère à un spectre UV mesuré au sol, on voit immédiatement que les deux courbes présentent une dynamique similaire pour des longueurs d'onde λ supérieures à 330 nm. Pour des longueurs d'onde inférieures, le signal UV au sol est très atténué, notamment à cause de l'absorption par l'ozone atmosphérique (voir figure 3.5.1). Les deux spectres ne sont plus similaires pour cette zone spectrale.

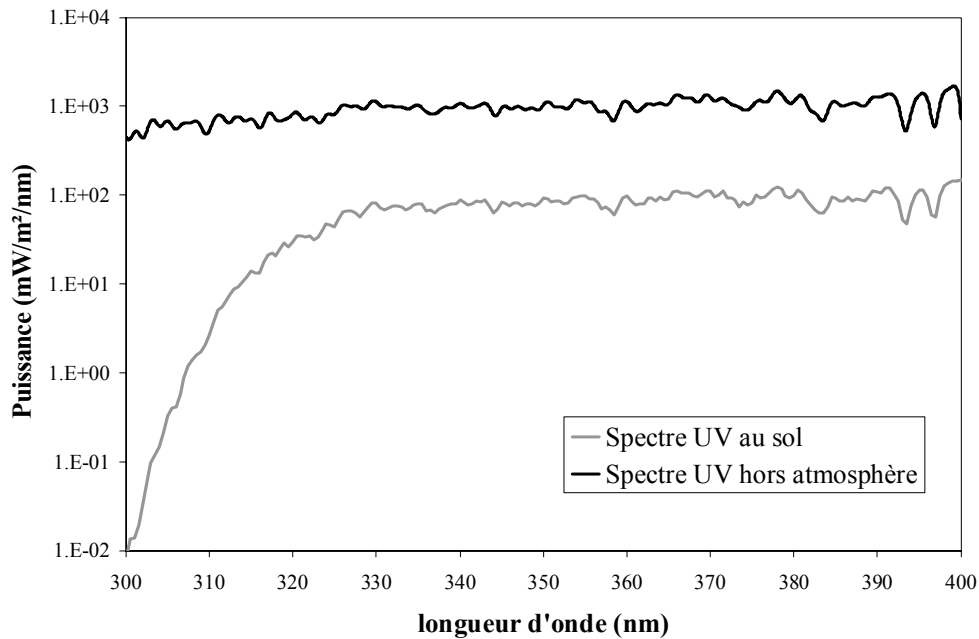


Fig 3.5.1 : Spectre UV au sol et hors atmosphère

Nous allons donc définir deux zones pour déterminer le shift :

Zone 1 : $280 \text{ nm} < \lambda < 330 \text{ nm}$. C'est la zone de forte absorption par l'ozone. La détermination du shift est plus difficile pour cette zone.

Zone 2 : $330 \text{ nm} < \lambda < 450 \text{ nm}$. C'est la zone où le spectre au sol est plus facilement comparable au spectre de référence hors atmosphère.

3.5.2) Détermination du shift pour les plus grandes longueurs d'onde ($\lambda > 330 \text{ nm}$).

Comme nous l'avons vu, pour cette zone, le spectre UV mesuré au sol est directement comparable au spectre UV de référence. Pour déterminer le shift à la longueur d'onde donnée λ , on calcule d'abord le rapport R_M sur le spectre UV mesuré :

$$R_M(\lambda) = \frac{2M(\lambda)}{M(\lambda - s) + M(\lambda + s)} \quad (3.5.1)$$

Avec $M(\lambda)$, l'éclairement spectral à la longueur d'onde λ
 s : le pas en longueur d'onde entre la mesure centrale et deux mesures adjacentes. $s = 0.5 \text{ nm}$ pour nos acquisitions.

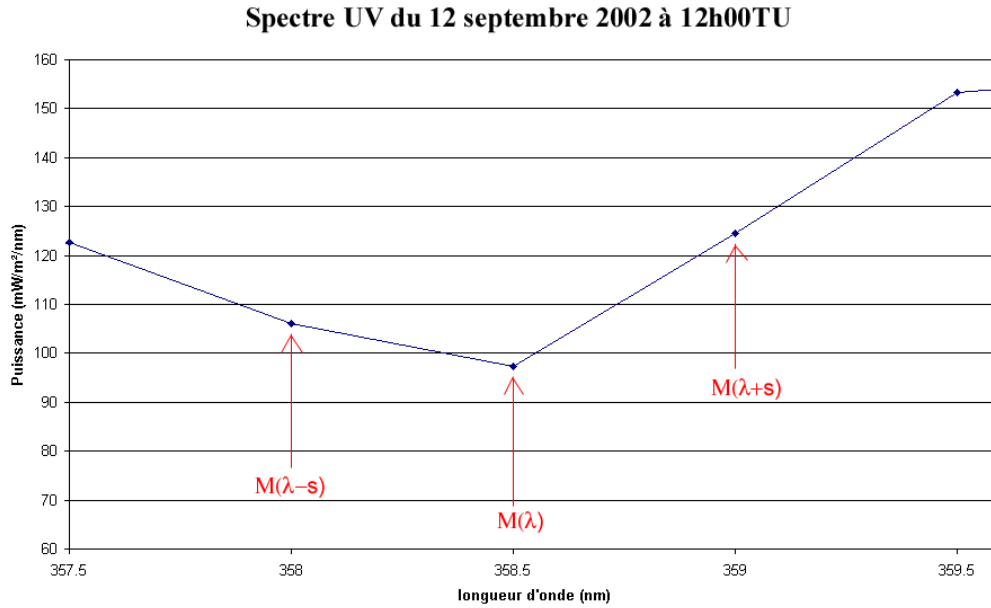


Fig 3.5.2 : Points utilisés pour le calcul du paramètre R_M

On calcule de même le rapport similaire R_E à partir du spectre extraterrestre de référence.

$$R_E(\lambda) = \frac{2M'(\lambda)}{M'(\lambda-s) + M'(\lambda+s)} \quad (3.5.2)$$

Le paramètre s est bien sûr, ici aussi, égal à 0,5nm. On imagine bien que si le spectre UV ne présente pas de shift, R_E et R_M auront des valeurs très proches car les deux spectres auront la même structure. Mais si il existe un shift δ à la longueur d'onde λ entre le spectre UV mesuré au sol et le spectre de référence, le rapport $R_M(\lambda)$ sera alors plus proche du paramètre $R_E(\lambda+\delta)$ que du rapport $R_E(\lambda)$. Toute la méthode de détermination du shift consiste donc à trouver un δ qui minimise la différence entre $R_E(\lambda+\delta)$ et $R_M(\lambda)$. Cependant, déterminer le shift en ne comparant que ces deux rapports $R_E(\lambda+\delta)$ et $R_M(\lambda)$ présenterait un risque. En effet, calculer un shift en n'utilisant que trois points semble illusoire. Le spectre étudié peut très bien être décalé de 1 nm. Dans ces conditions si deux raies d'absorption, de forme similaire, et distantes de 1nm se trouvent côte à côte à cet endroit du spectre, un simple test sur $R_E(\lambda)$ et $R_M(\lambda)$ pourrait très bien mener à la conclusion qu'il n'existe pas de décalage, le programme confondant simplement une raie d'absorption avec sa voisine. Il faut donc étendre le test et effectuer des calculs de R_E et R_M sur une bande spectrale plutôt que pour une longueur d'onde unique. La comparaison doit donc se faire avec tout un jeu de rapports R autour de la longueur d'onde considérée. Pour cela, on applique une méthode des moindres carrés en minimisant l'écart type σ [Slaper et al., 1995] :

$$\sigma(\lambda_0) = \sqrt{\frac{\sum_{n=-30}^{30} \left(\frac{R_M(\lambda_n)}{R_E(\lambda_n + \delta)} - 1 \right)^2}{(N-1)}} \quad (3.5.3)$$

Avec $n=60$, le nombre de points de mesure inclus dans la somme des longueurs d'onde N est ici égal à 60, cela signifie que les soixante rapports pour les longueurs d'onde situées à plus ou moins 15nm de la longueur d'onde considérée, seront pris en compte.

En résumé, pour chaque longueur d'onde λ du spectre UV comprise entre 330 et 450 nm, on fait varier un shift arbitraire δ dans l'intervalle de -1nm à $+1\text{nm}$ avec un pas de $0,01\text{ nm}$. Pour chaque δ , on calcule $\sigma(\delta, \lambda)$ et on regarde finalement pour quel δ , σ est minimal. Ce δ définit le décalage à la longueur d'onde λ . La figure 3.5.3 illustre ce principe.

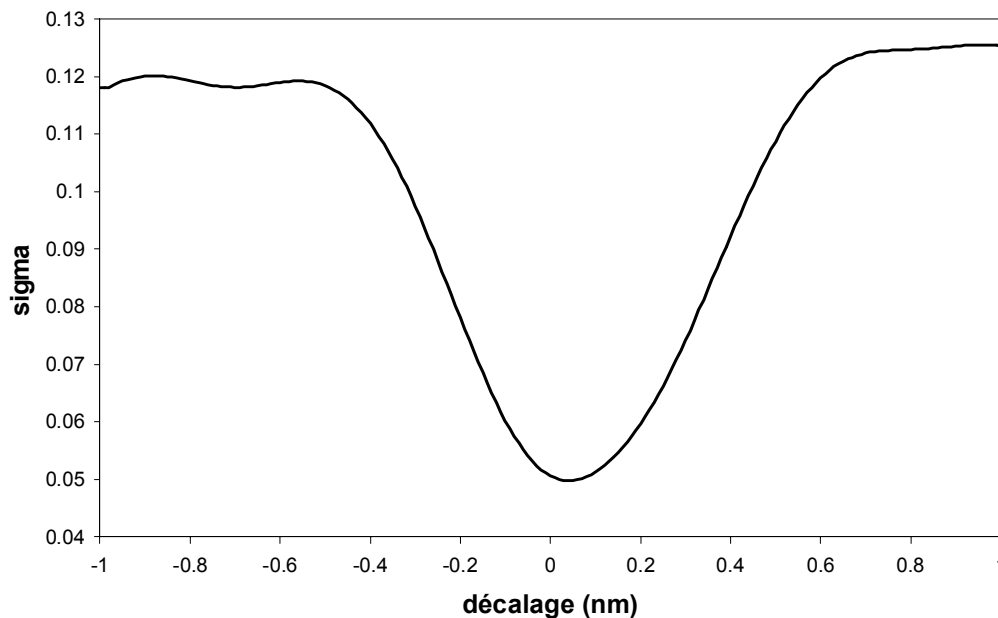


Fig 3.5.3. Evolution de σ en fonction du décalage en longueur d'onde δ pour le spectre UV du 29 octobre 2001 à 12h00 et pour la longueur d'onde 330nm. On voit nettement ici le minimum de sigma pour δ égal à 0.04 nm. C'est donc la valeur du décalage en longueur d'onde à 330 nm.

3.5.3) Détermination du shift pour les plus courtes longueurs d'onde ($\lambda < 330\text{nm}$)

Comme nous l'avons dit plus haut, la méthode précédente marche bien si le spectre UV au sol et le spectre de référence ont globalement la même allure, c'est à dire pour des longueurs d'onde supérieures à 330nm. Pour les longueurs d'onde plus courtes, on est limité à la fois par le fait que le spectre UV au sol n'est plus similaire au spectre de référence, et donc la reconnaissance de structure ne se fera pas dans de bonne condition, mais aussi par le fait que l'absorption par l'ozone des UVB va grandement atténuer l'amplitude des raies de Fraunhofer. Il s'ensuit que l'utilisation de la méthode marche mal pour la région 280-330 nm. On utilise alors une méthode un peu plus élaborée.

Tout d'abord, on construit un spectre de référence qui se rapproche d'un spectre UV au sol. Pour cela, on simule à l'aide du code de transfert radiatif DISORT des transmittances spectrales pour une faible quantité d'ozone (100 DU), et on reconstruit un spectre solaire au sol à l'aide de ces transmittances et du spectre SUSIM. Le fait de simuler un spectre de référence au sol va donner une allure plus proche des spectres mesurés tout en conservant une structure de raie relativement prononcée car la quantité d'ozone reste faible. C'est un compromis entre un spectre hors atmosphère et un spectre atténué de façon « normale » au sol. Ce spectre sera plus facilement comparable à un spectre mesuré au sol. Ensuite, on calcule un lissage de ce spectre de référence par une méthode de moyenne pondérée suivant la formule :

$$El_{\lambda} = \sum_{i=-5nm}^{+5nm} E_{\lambda+i} \times g_i \quad (3.5.4)$$

Où g_i est une fonction poids de type triangulaire, $E_{\lambda+i}$ l'éclairement spectral à la longueur d'onde $\lambda+i$ et El_{λ} l'éclairement lissé à la longueur d'onde λ . La figure 3.5.4 suivante présente le spectre de référence et son lissage.

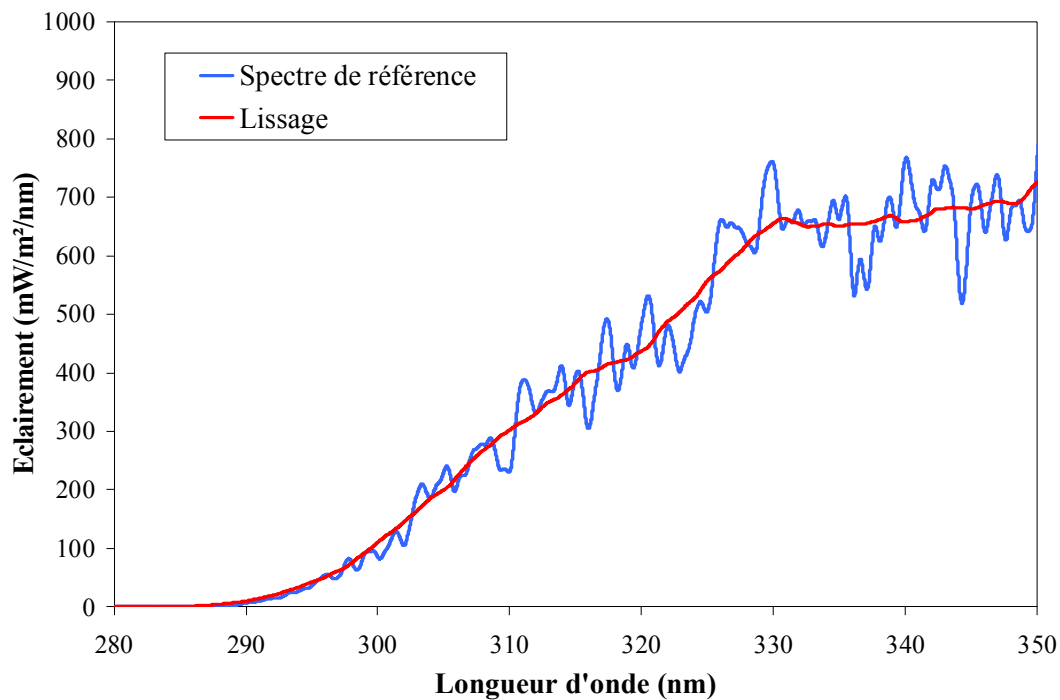


Fig 3.5.4. Spectre de référence et son lissage

Enfin, on calcule la différence entre les deux courbes afin d'obtenir un signal qui ne présente pas de décroissance rapide due à l'ozone mais surtout, qui met en valeur les raies de Fraunhofer. En procédant exactement de la même façon avec un spectre UV mesuré au sol, on obtient finalement deux signaux similaires et dont la structure spectrale peut être plus

facilement comparée, au moins pour les longueurs d'onde comprises entre 305 et 330nm (voir figure 3.5.5).

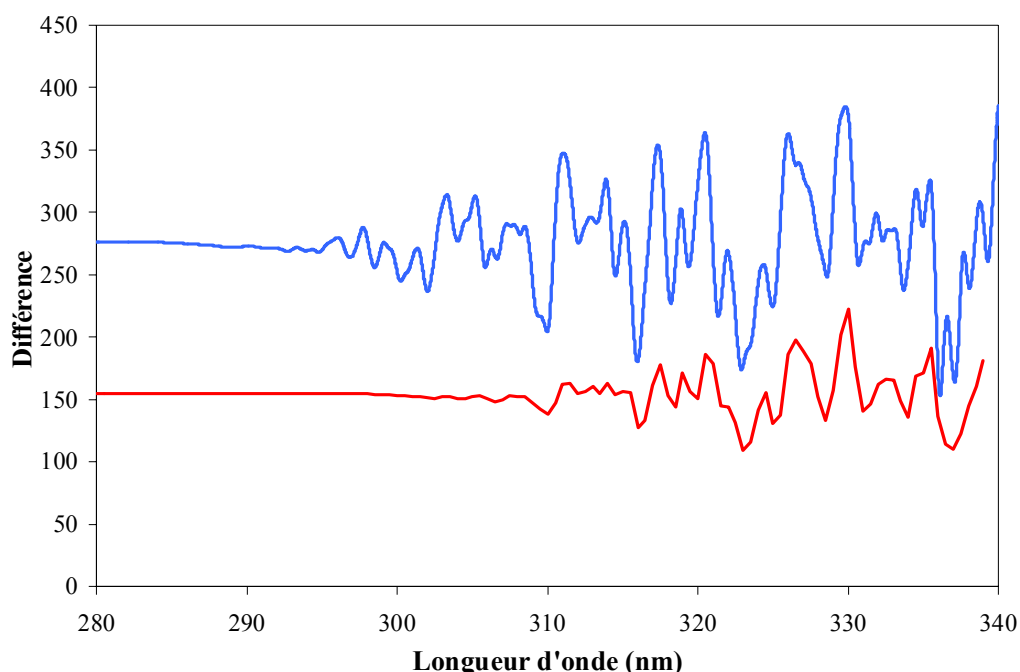


Fig 3.5.5 : Signaux permettant le calcul du shift dans la zone de 280 à 330nm. En bleu, le signal de référence construit à partir du spectre UV hors atmosphère ; en rouge, le signal construit à partir d'un spectre UV mesuré au sol. Le calcul du shift est ici possible dans de bonnes conditions pour la bande spectrale 305-330nm.

Maintenant que nous avons construit deux signaux similaires, un test semblable au test de la zone 2 est lancé avec cependant une différence : dans la zone 330-400nm, nous faisons varier arbitrairement le décalage δ de -1nm à $+1\text{nm}$ et nous calculons le sigma pour tous ces décalages. Cela marche bien car les raies de cette zone sont assez dissemblables et nous sommes sûrs d'avoir notre sigma minimal pour le bon décalage. Dans la zone spectrale 305-330nm, les raies sont plus atténuées et peuvent être très semblables sur une large bande spectrale. Si le spectre présente un fort décalage (supérieur à $0,5\text{nm}$), l'algorithme faisant varier δ de -1nm à $+1\text{nm}$ risque de trouver plusieurs sigmas minimums et finalement, définir un décalage δ erroné. En fait, l'algorithme trouve parfois une plus grande similitude de forme entre une raie du spectre mesuré et sa voisine immédiate dans le spectre de référence, qu'entre les deux mêmes raies du spectre mesuré et du spectre ET. Pour éviter cet inconvénient, nous allons faire varier δ , non pas de -1nm à $+1\text{nm}$ mais de $-0,6\text{nm}$ à $+0,6\text{nm}$, autour d'une valeur de shift dite « moyenne », que l'on choisit comme étant le décalage en longueur d'onde à 340 nm. En procédant ainsi, on évite que l'algorithme nous donne une mauvaise valeur de δ .

La figure 3.5.6 illustre ce principe : à 340 nm, le minimum de sigma est aux alentours de $\delta=0,8\text{ nm}$ et est bien défini. A 309 nm, le minimum est également proche de $0,8\text{nm}$ mais il y a un autre minimum important vers $-0,8\text{ nm}$, qui correspond à la superposition de la raie présente à 306 nm et de sa voisine située $1,6\text{ nm}$ plus à droite. A 305 nm, ce minimum vers $-0,8$ est plus marqué que celui situé vers $0,7\text{ nm}$ qui est certainement le bon décalage, car il est beaucoup plus proche de ceux trouvés à 309 nm et 340 nm. L'algorithme est ici dans l'erreur

et provoque une discontinuité dans le décalage. Si maintenant le calcul de σ n'est effectué que pour des décalages δ allant de 0,2 nm (minimum à 340 nm = 0,8 nm – 0,6 nm = 0,2 nm) à 1 nm (0,8 nm + 0,6 nm = 1,4 nm mais l'algorithme limite le calcul de –1 nm à +1 nm donc la borne supérieure du calcul est de 1 nm), il n'y a plus qu'un minimum et le décalage trouvé ici (0.7 nm) sera correct.

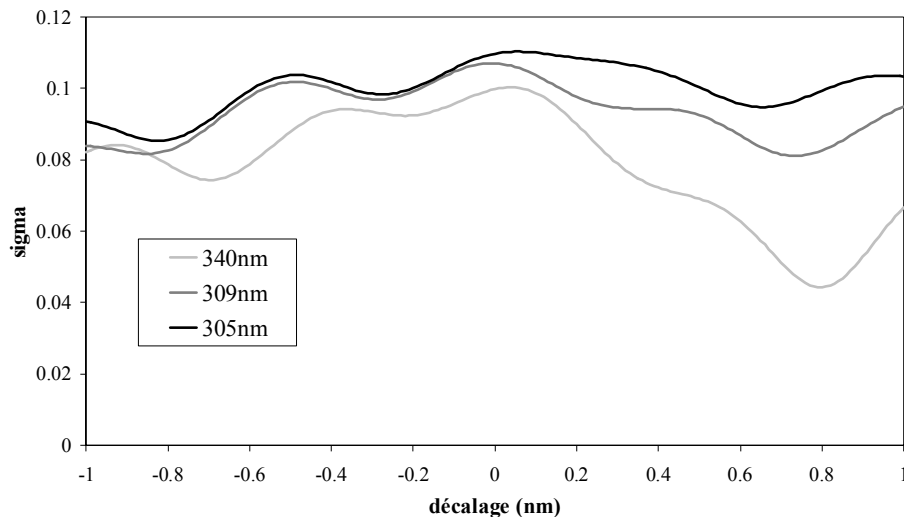


Fig 3.5.6 : Spectre UV du 17 mars 2002 à 8h00 UT. Variation de σ en fonction du décalage δ pour trois longueurs d'onde : En gris clair 340nm, en gris foncé 309nm, en noir 305nm.

La figure 3.5.7 présente le décalage en longueurs d'onde du spectre UV du 17 mars 2002 à 08h00 UT. On voit tout de suite sur cette figure la nécessité de prendre des précautions lors du calcul du shift pour les courtes longueurs d'onde situées vers 305nm. La courbe peut présenter une discontinuité qui est significative d'une erreur de détermination du shift dans le cas où δ varie constamment de –1 nm à +1 nm.

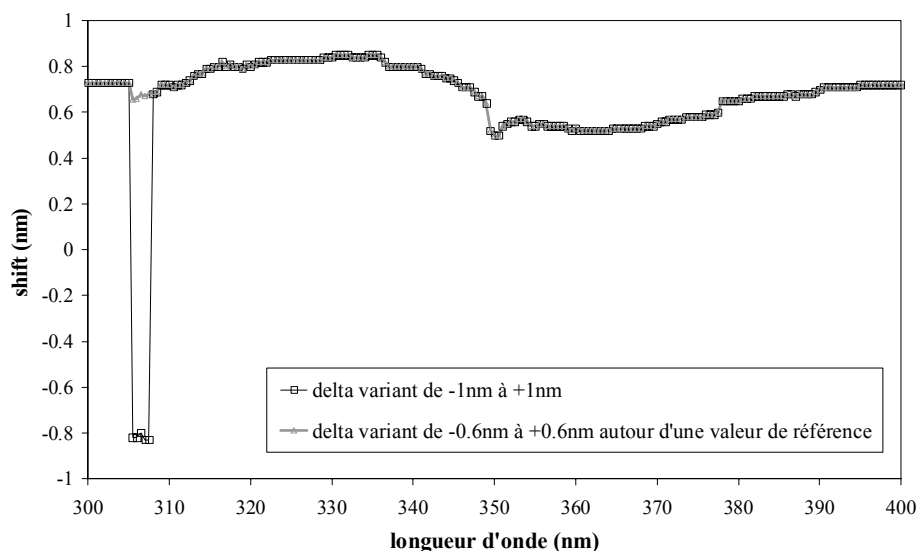


Fig 3.5.7 : décalage en longueur d'onde du spectre UV du 17 mars 2002 à 8h00 TU. L'algorithme nous délivre ici des valeurs aberrantes autour de 305nm si on fait varier δ de –1 nm à +1 nm.

Remarque : si le signal est trop faible dans la zone 1 (angle solaire zénithal important, forte absorption des UV par des nuages), le calcul du shift ne peut être fait dans de bonnes conditions. S'il est toujours possible dans la région 320-330 nm, pour la région 305-320 nm ce n'est pas le cas. Le calcul n'aura lieu dans la bande 305-320 nm que si l'angle zénithal solaire est inférieur à 88° et si l'éclairement spectral à 310nm est supérieur à $0,1 \text{ mW/m}^2/\text{nm}$. Sinon, le shift est mis arbitrairement égal au shift à 320 nm. Pour les longueurs d'onde allant de 280 à 304,5 nm, le calcul du décalage en longueurs d'onde est impossible car le signal est trop faible, voire nul. On définit alors un décalage constant pour toute cette bande spectrale et égal au shift calculé à 305nm.

3.5.4) Résultats

Un programme nommé « Vshift » a été développé au LOA afin d'automatiser tous ces calculs. La figure 8 présente le décalage en longueur d'onde calculé pour les spectres UV du 13 janvier 2002 à 12h00 TU et 13h00 TU. On remarque l'allure générale du shift, qui est identique dans les deux cas, et qui est caractéristique de l'instrument de mesure SPUV01. On peut voir également qu'il existe un décalage entre les deux courbes de l'ordre de 0,04 nm. Cela peut s'expliquer par la variation de température entre les deux mesures. En effet, une variation de température de 1°C à l'intérieur du spectroradiomètre UV engendre un décalage en longueur d'onde de 0,1nm [Pachart, 1997]. En une heure, la température a pu varier d'environ $0,4^\circ\text{C}$, conduisant à ce décalage.

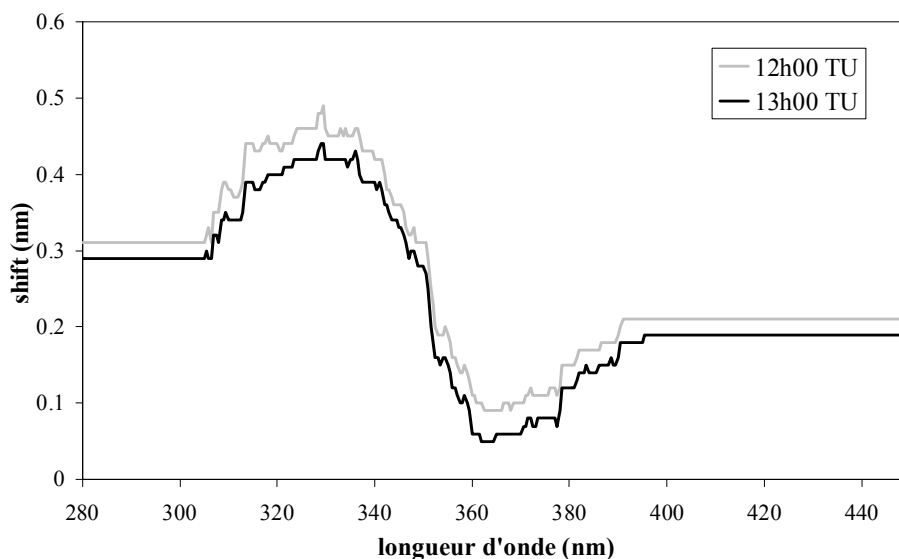


Fig 3.5.8 : Décalage en longueur d'onde pour deux heures différentes le 13 janvier 2002.

La figure 3.5.9 présente les résultats de calcul du shift sur une journée. Pour chaque spectre UV acquis, on visualise la valeur minimale, la valeur maximale et la moyenne du shift sur toutes les longueurs d'onde. On peut voir l'évolution dans la journée. Le décalage a tendance ici à varier, principalement à cause de l'évolution de la température interne du caisson

contenant le spectroradiomètre. Les shifts des trois spectres en début et en fin de journée n'ont pas été calculés car le soleil est couché.

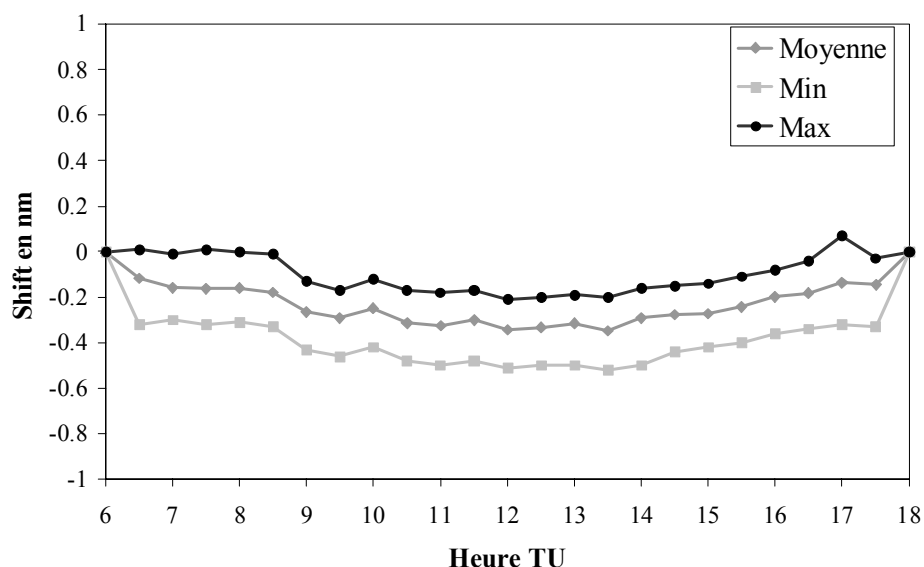


Fig 3.5.9. Evolution journalière du shift le 20 mars 2002.

D'autres méthodes de calcul du shift ont également été développées par différentes équipes, notamment la méthode IRSA [de la Casinière et al., 2001] et le programme de RIVM [Slaper et al, 1995]. Ce dernier programme, appelé *SHICrvm*, utilise le même genre d'algorithme de comparaison, mais pratique une déconvolution du spectre UV mesuré au sol par la fonction fente de l'appareil, puis compare directement le résultat au spectre UV extraterrestre *KP320at3* (cf p.77). La figure 3.5.10 présente une comparaison entre notre méthode et SHICrvm pour deux spectres UV différents. Pour cette comparaison, la version 2.7 de juillet 1998 de SHICrvm a été utilisée.

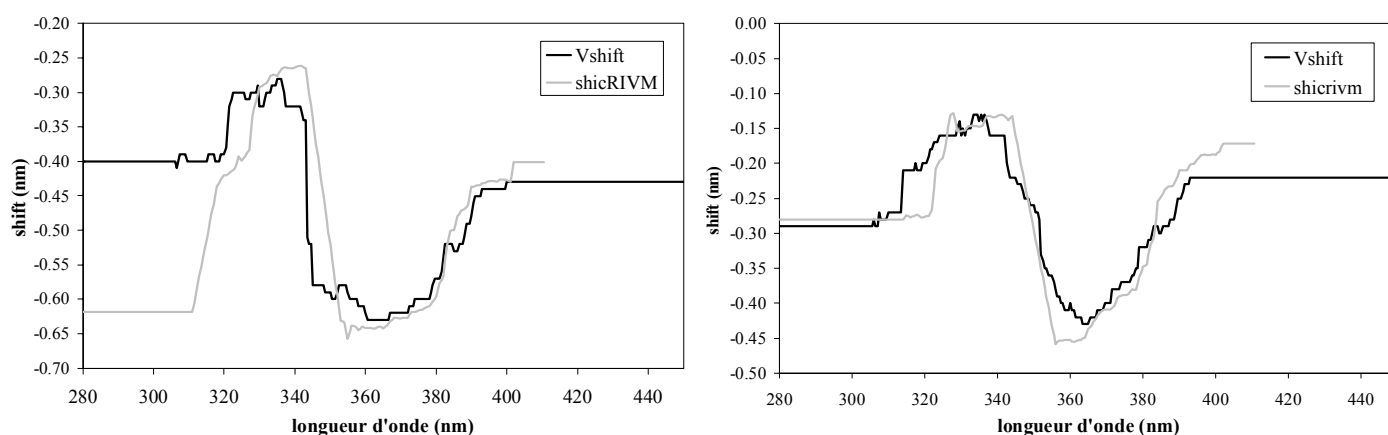


Figure 3.5.10 : comparaison entre les shifts calculés par Vshift et SHICrvm pour deux journées différentes

On remarque qu'en général, les deux résultats sont assez cohérents entre eux, notamment sur l'aspect général du décalage en longueur d'onde et les ordres de grandeurs sont respectés.

3.5.5) Etude de la précision de la méthode

Afin de vérifier si notre programme Vshift restitue des valeurs de shift cohérentes, trois spectres ont été construits par simulation avec des décalages en longueur d'onde bien connus. Un premier spectre avec un décalage nul, un deuxième spectre avec un décalage constant pour toutes les longueurs d'onde et égal à $-0,2\text{nm}$ et enfin, un troisième spectre présentant un décalage variable, déterminé lors d'une vraie mesure. Ces spectres ont ensuite été analysés par Vshift, ainsi que par le programme shicRIVM afin de comparer les résultats de ces deux algorithmes. Les figures 3.5.11 à 3.5.13 présentent les résultats de cette étude.

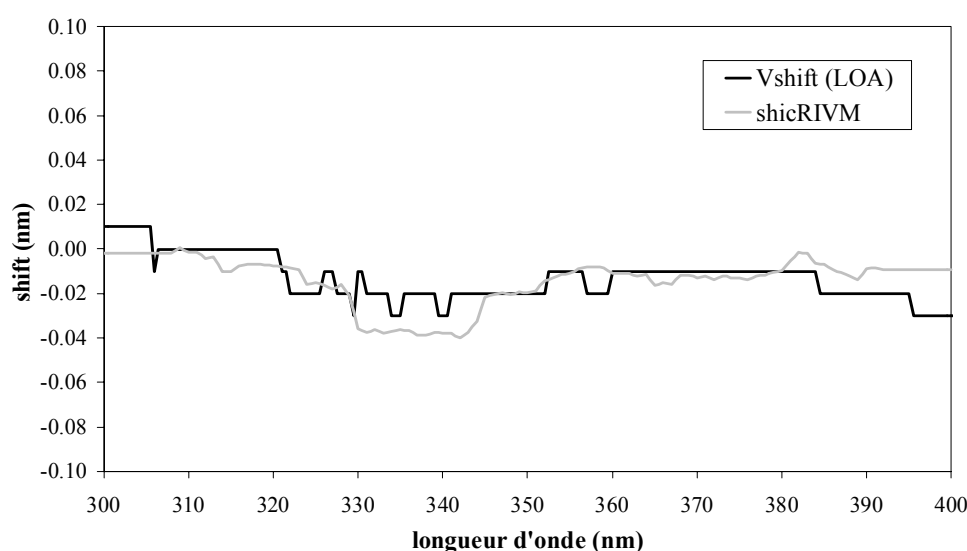


Figure 3.5.11 : calcul du shift d'un spectre UV dont le shift théorique est égal à 0nm . Vshift et shicRIVM trouvent des valeurs proches de 0 avec un écart maximum pour Vshift de $0,03\text{nm}$. L'écart de shicRIVM semble plus important.

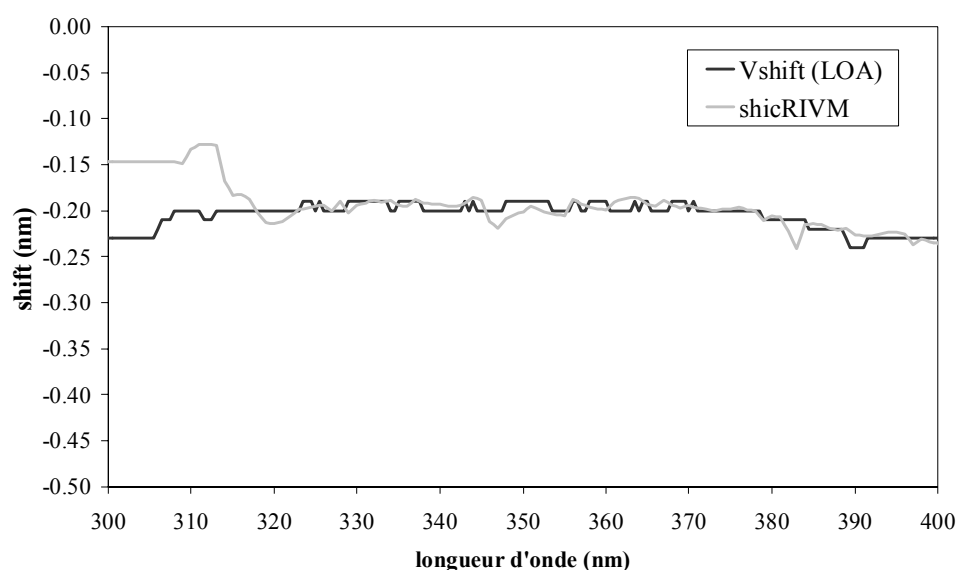


Figure 3.5.12 : calcul du shift d'un spectre UV dont le shift théorique est égal à $-0,2\text{nm}$. Vshift et shicRIVM trouvent des valeurs qui oscillent autour de $-0,2\text{nm}$ avec un écart maximum de $0,04\text{nm}$ pour Vshift et de $0,08\text{nm}$ pour shicRIVM.

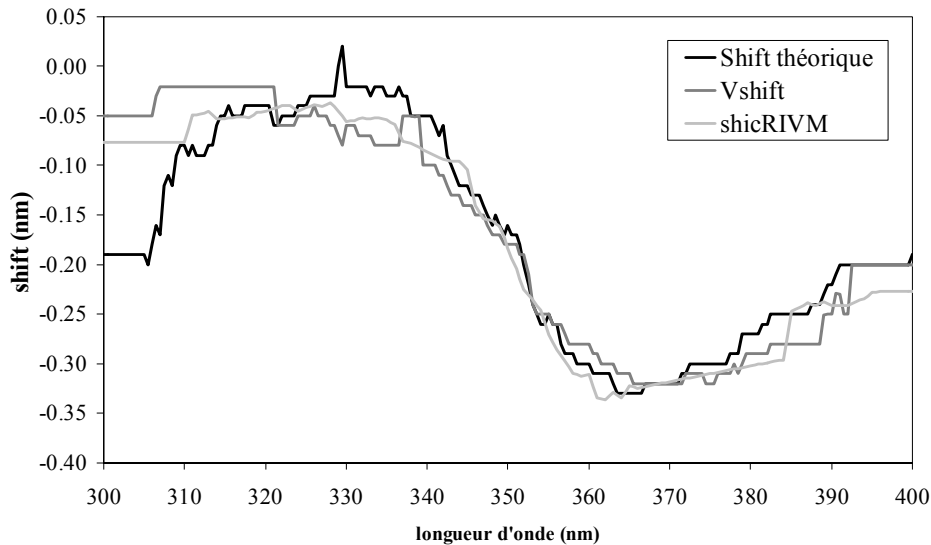


Figure 3.5.13 : calcul du shift d'un spectre UV dont le shift théorique est variable (courbe noire). Ici encore la restitution du shift est satisfaisante, avec toutefois un écart de 300 à 310nm de l'ordre de 0,15nm. Les raisons de cet écart ne sont pas encore bien connues.

Au regard de ces résultats, notre algorithme semble bien se comporter et présente des résultats fort similaires à ceux du programme ShicRIVM.

3.5.6) Reconstruction du spectre UV

Une fois le décalage calculé pour toutes les longueurs d'onde, il convient de reconstruire un spectre UV recalé en longueur d'onde. Pour chaque longueur d'onde λ_i on dispose d'un décalage δ_{λ_i} , et bien sûr d'un éclairement spectral E_{λ_i} mesuré par l'instrument. La première étape consiste à soustraire à la longueur d'onde λ_i son décalage δ_{λ_i} . C'est à cette nouvelle longueur d'onde $\lambda'_i = (\lambda_i - \delta_{\lambda_i})$ que l'on fait correspondre l'éclairement spectral mesuré E_{λ_i} . En effet, l'instrument attribuait cette mesure à la longueur d'onde λ_i mais notre traitement du shift nous dit qu'en fait, cette mesure correspond à la longueur d'onde λ'_i . Ensuite, il ne reste plus qu'à faire une interpolation par cubic spline entre les longueurs d'onde λ'_i , afin de déterminer les éclairements spectraux à des longueurs d'onde arrondies allant de 280 à 450 nm avec un pas de 0,5nm.

La figure 3.5.14 présente le shift calculé pour le spectre UV du 10 janvier 2002 à 12h00 et les deux spectres UV mesuré et reconstruit. La figure 3.5.15 nous permet de voir immédiatement l'augmentation des similitudes entre le spectre corrigé et le spectre de référence. Le calcul du shift et la reconstruction du spectre atténuent les oscillations, preuve qu'il existe un meilleur accord entre le spectre corrigé et le spectre de référence.

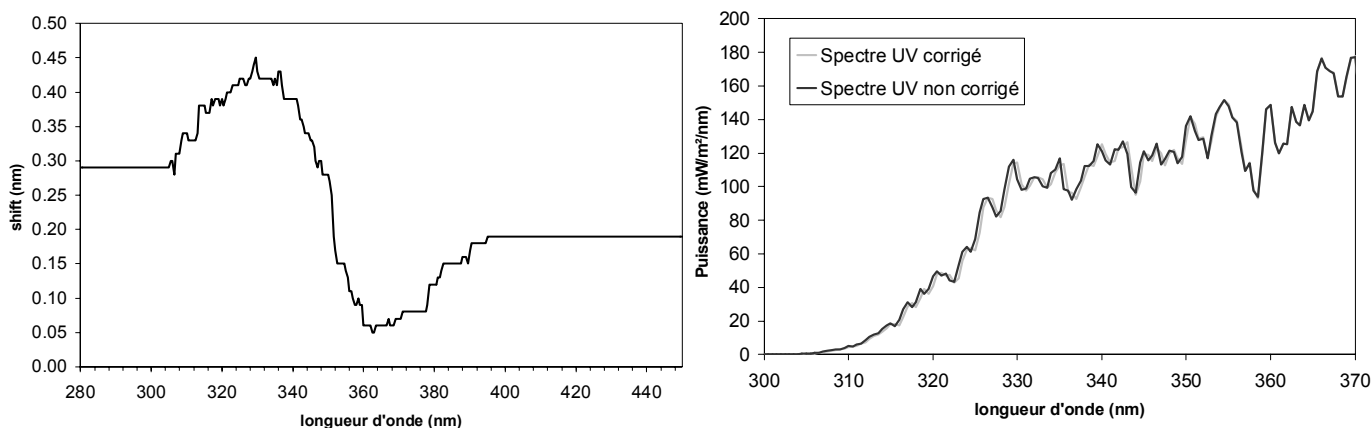


Fig 3.5.14 : A gauche, le décalage en longueur d'onde calculé par Vshift pour le spectre UV mesuré du 10 janvier 2002 à 12h00. A droite, les spectres UV, non corrigé en longueur d'onde (en gris) et le même spectre corrigé du décalage (en noir).

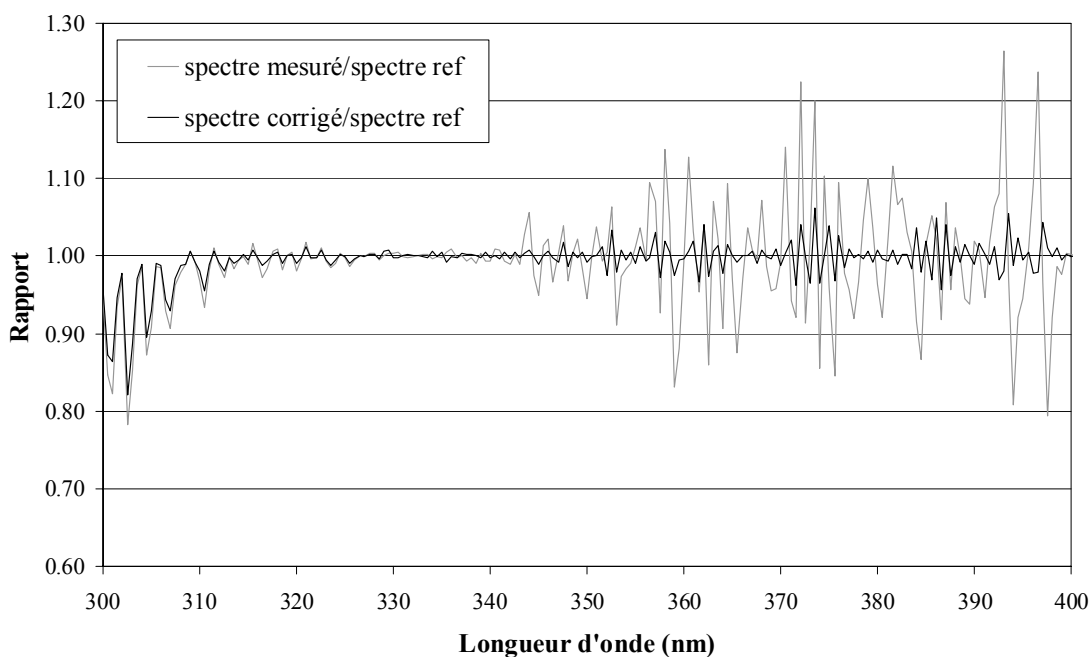


Figure 3.5.15 : Rapport entre le spectre UV présentant un décalage en longueurs d'onde sur le spectre de référence (gris), et entre le spectre corrigé sur le même spectre de référence (noir).

Enfin, un dernier test est effectué. Il consiste à calculer le shift d'un spectre UV mesuré, à reconstruire un spectre non décalé, puis à recalculer plusieurs fois de suite le shift sur ce spectre reconstruit, afin de vérifier qu'il ne présente plus de décalage en longueur d'onde significatif. La figure 3.5.16 illustre les résultats de cette étude.

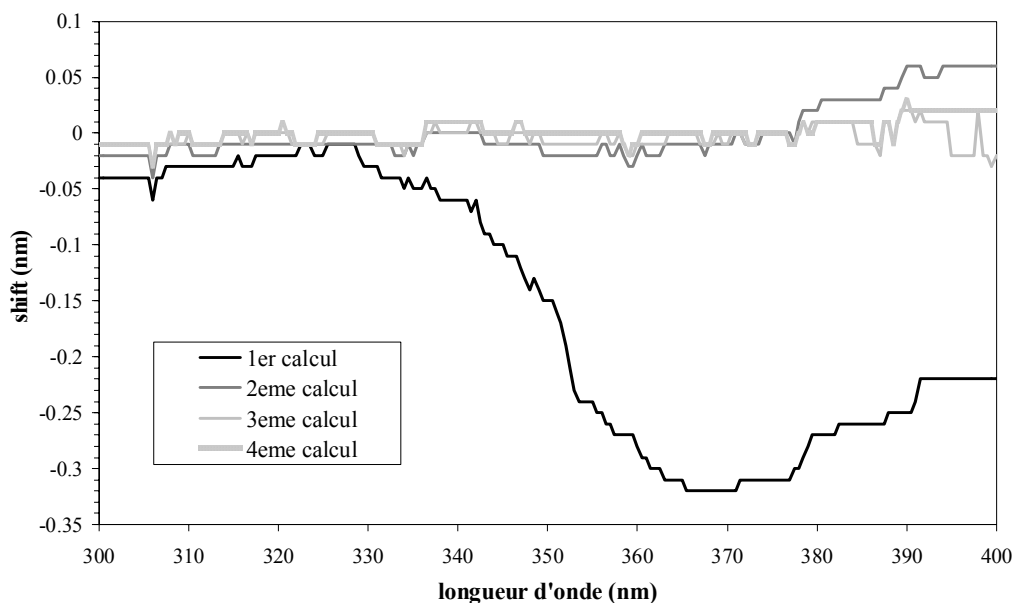


Fig 3.5.16 : shift calculé sur un spectre UV mesuré (1^{er} calcul) puis recalculé plusieurs fois de suite sur le spectre reconstruit.

Nous voyons immédiatement grâce à la figure 3.5.16 que notre spectre reconstruit ne présente plus de décalage en longueurs d'onde significatif. En effet le shift mesuré la deuxième fois n'excède pas 0,04 nm, et vaut en moyenne sur l'intervalle [300-400nm] 0,01nm. Les deux autres calculs confirment cette tendance, mais il convient de ne pas trop faire de corrections car lors de la reconstruction d'un spectre, l'amplitude des raies a tendance à diminuer.

Le programme shicRIVM permet également de reconstruire un spectre UV à partir du décalage trouvé. Une comparaison des deux spectres reconstruits par Vshift et shicRIVM à partir de la mesure spectrale UV du 26 mars 2002 à 12h00UT est présentée en figures 3.5.17 et 3.5.18.

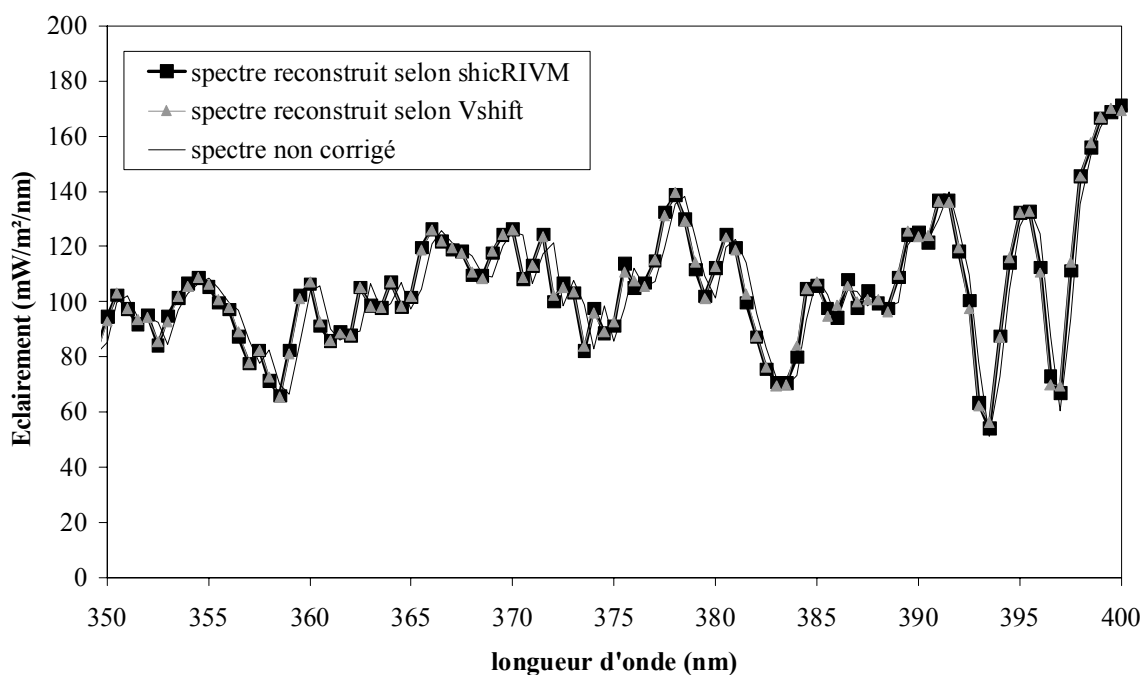


Fig 3.5.17 : Comparaison entre les spectres reconstruits suivant les deux programmes Vshift et shicRIVM.

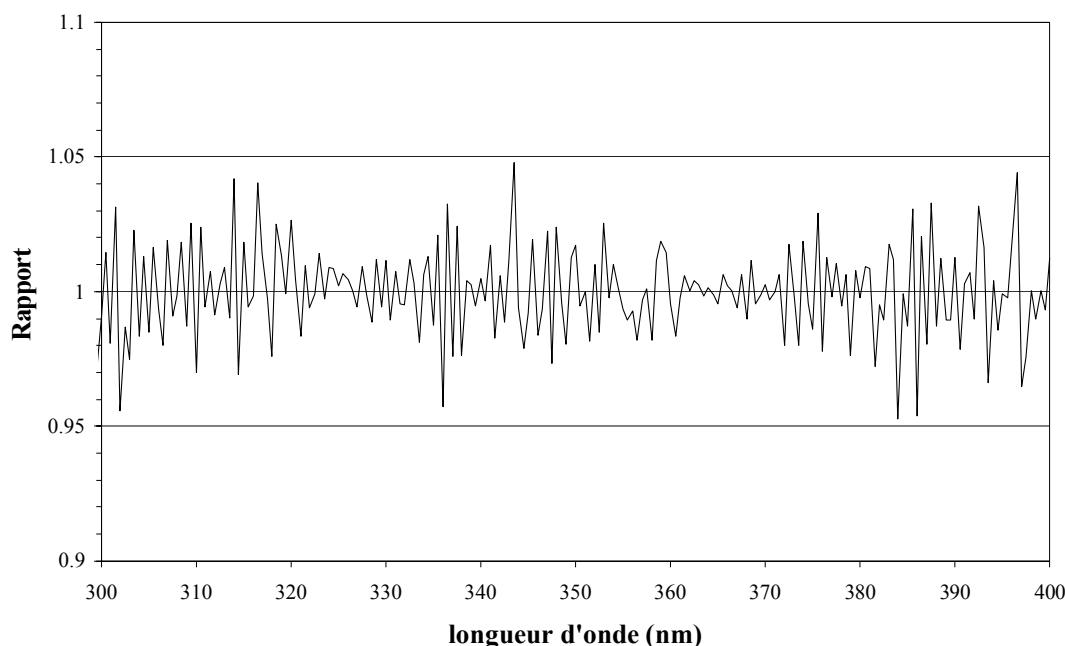


Fig 3.5.18 : Rapport entre les deux spectres reconstruits par Vshift et shicRIVM

On constate que l'écart entre les deux spectres reconstruits par Vshift et shicRIVM n'excède pas 5% avec des valeurs qui oscillent autour de 1. Ceci constitue une bonne estimation de l'écart maximal qui peut exister sur un spectre UV corrigé en shift, et reconstruit suivant les deux méthodes, à partir d'un même spectre UV mesuré. Les différences retrouvées ici viennent à la fois des différences entre les algorithmes de calcul du shift et les algorithmes de reconstruction du spectre.

3.5.7) Conclusion, limite de la méthode

Le programme Vshift permet donc de retrouver le décalage en longueur d'onde avec une précision de l'ordre de 0,03 nm et permet de reconstruire un spectre éliminant ces décalages. Cette opération est indispensable dans une chaîne de traitement des mesures de spectres UV solaire afin de restituer le plus fidèlement possible la valeur au sol des UVB.

Le principal problème vient du fait que c'est précisément dans la bande spectrale où l'on aurait besoin de mieux connaître le shift (280-320nm) qu'il est le plus difficile à calculer. Si l'algorithme marche relativement bien pour des angles zénithaux inférieurs à 80° et pour des éclairagements spectraux suffisamment forts pour permettre une bonne analyse de la structure du spectre, il montre rapidement ses limites par temps couvert et grands angles, fréquents en hiver. Le signal au sol est parfois tellement faible, qu'il n'atteint pas le seuil de détection de notre appareil. Le signal mesuré est donc fortement bruité et il devient impossible de calculer le moindre shift. D'une manière générale, si l'on veut augmenter la qualité des mesures, il convient d'accroître la quantité d'énergie reçue au niveau du détecteur du spectroradiomètre, minimisant ainsi les incertitudes dues au bruit et permettant une meilleure détermination du shift.

3.6) Contrôle qualité

Après récupération, traitement et correction des données quotidiennes du spectroradiomètre SPUV01, chaque spectre UV est analysé et un « flag » de quatre couleurs (vert, orange, rouge, noir) est déterminé pour les 4 critères suivants :

- 1) Comparaison SPUV-YES
- 2) Décalage en longueur d'onde (shift)
- 3) Variation rapide de la nébulosité
- 4) Contrôle de la structure du spectre (test pics aberrants et allure du spectre)

Ces flags ont pour but de nous donner une impression générale sur la qualité des mesures d'une journée complète.

3.6.1) Comparaison SPUV-YES

Ce test est relativement simple. Il consiste à calculer l'éclairement UVB de chaque spectre, intégré de 280 à 315nm et de 280 à 320 nm pour une heure donnée, et de comparer ces deux résultats à la moyenne des deux valeurs consécutives commençant à la même heure plus trois minutes et plus six minutes pour les deux signaux UVB délivrés par le YES. En effet, un scan de SPUV01 commençant par exemple à 12h00 TU et durant un peu plus de 6 minutes, son éclairement intégré doit être comparé avec la moyenne des éclairements YES à 12h03 et 12h06, ces éclairements YES étant eux même une moyenne des signaux sur les trois minutes précédentes (cf chapitre 1.3.2 p26).

Un calcul de l'écart relatif **E1** (en %) entre l'éclairement du spectro intégré de 280 à 315 nm et le signal YES correspondant est effectué. Un calcul de l'écart relatif **E2** est effectué de la même façon pour l'éclairement intégré de 280 à 320 nm. La moyenne **E** de ces deux écarts est finalement calculée et le flag est choisi suivant les critères suivants :

E ≤ 8%	-> Flag Vert
8% < E ≤ 15%	-> Flag Orange
E > 15%	-> Flag Rouge
Soleil couché	-> Flag Noir

3.6.2) Décalage en longueur d'onde (shift)

Le décalage en longueur d'onde du spectre UV est préalablement calculé par le programme Vshit. La moyenne de ce décalage **S** pour chaque spectre va servir à définir le flag du shift suivant les critères suivants :

S ≤ 0,2nm	-> Flag Vert
0,2nm < S ≤ 0,4nm	-> Flag Orange
S > 0,4nm	-> Flag rouge
Soleil couché	-> Flag Noir

NB : Ce flag n'est pas calculé à partir du décalage résiduel après correction mais bien sur le décalage du spectre mesuré. C'est la raison pour laquelle les valeurs retenues pour la détermination du flag sont si élevées. Le shift résiduel est toujours estimé à 0,03 nm (cf chapitre 3.5), aussi ce flag nous renseigne plutôt sur l'état du réglage en longueur d'onde du spectroradiomètre au moment de la mesure. Un mauvais réglage de l'instrument peut induire un décalage en longueur d'onde sur le spectre mesuré de l'ordre de 1 nm, engendrant des difficultés pour que le programme Vshift recalcule bien en longueur d'onde les spectres. Lorsque ce décalage est supérieur à 0,4 nm et qu'il n'est pas le fait d'une mauvaise régulation thermique, il convient de recalibrer manuellement l'instrument.

3.6.3) Variation rapide de la nébulosité

Pour tester si la nébulosité varie rapidement durant l'acquisition d'un spectre UV, on fait appel au signal journalier de l'instrument YES. Dans un premier temps, la méthode va consister à lisser la courbe délivrée par le YES à l'aide d'un calcul de moyenne pondérée par une fonction triangulaire. Dans le cas d'un temps clair, la courbe lissée va être confondue avec le signal YES alors que pour une nébulosité variable, l'écart entre la courbe lissée et le signal YES va présenter de fortes oscillations (voir figure 3.6.1).

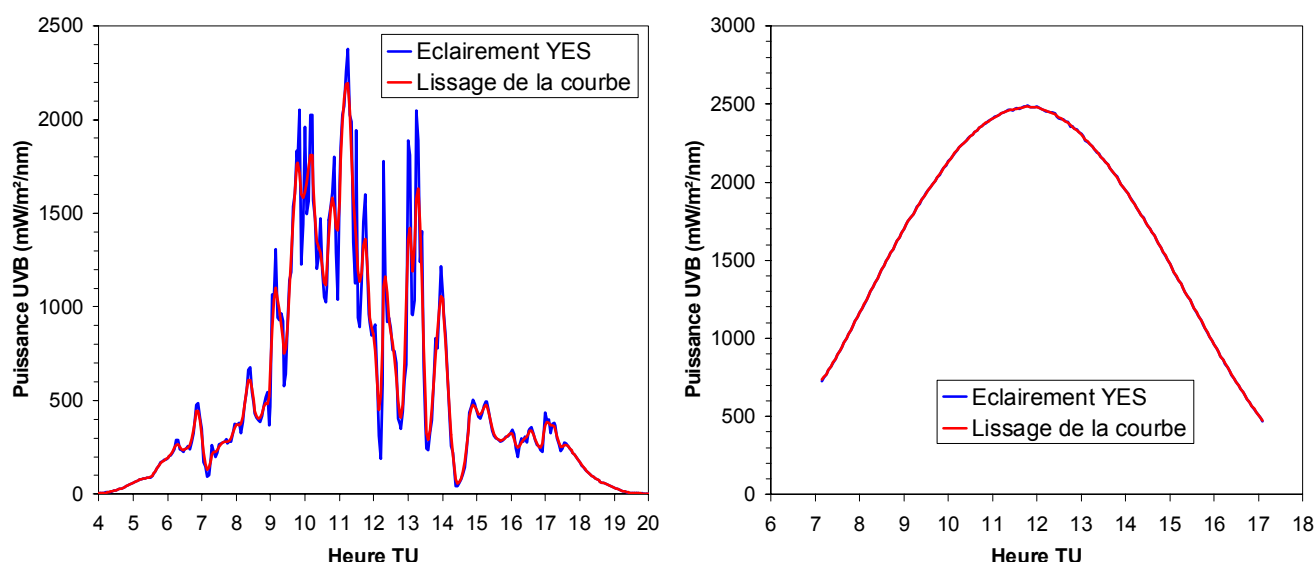


Figure 3.6.1 : Signal YES (en bleu) et lissage de la courbe (en rouge) dans deux cas de nébulosités différentes : temps variable à gauche et temps clair à droite

C'est cet écart relatif entre le signal YES et son lissage qui va nous signaler si la nébulosité était très variable ou constante durant un scan du spectro SPUV01.

Dans un second temps, pour une heure de scan H , on calcule la moyenne M des quatre écarts E_i entre YES et son lissage aux heures $H-3mn$, H , $H+3mn$ et $H+6mn$, et on calcule le paramètre suivant :

$$P = \sum_{i=1}^4 \frac{|M - E_i|}{4} \quad (3.6.1)$$

Le flag de nébulosité est ensuite déterminé directement en testant ce paramètre P suivant les critères suivants :

$P \leq 5\%$	-> Vert
$5\% < P \leq 10\%$	-> Orange
$P > 10\%$	-> Rouge
Soleil couché	-> Flag Noir

Lors d'une journée sans nuage, la valeur de P est très proche de 0. Une journée avec beaucoup de nuages et un éclairement présentant une variation rapide dans un intervalle de quelques minutes fera augmenter la valeur de P . La limite de la méthode se trouve dans les cas où le ciel est nuageux et l'éclairement au sol variable mais sans une grande variabilité temporelle (cas où l'éclairement varie lentement et continûment suite à l'apparition d'un grand nuage homogène). Le lissage de la courbe suivra alors assez bien le signal YES, nous donnant un paramètre P parfois inférieur à 5%. Cependant, ces cas restent assez rares et un flag vert perdu au milieu de flags rouges semblera de toute façon suspect. Il faut quand même noter que cette méthode est apte à détecter les variations nuageuses rapides qui peuvent être à l'origine de spectres UV aberrants.

3.6.4) Contrôle de la structure du spectre (test pics aberrants et allure générale du spectre)

Enfin, un dernier flag est déterminé afin d'automatiser le rejet de spectres UV qui présentent des aberrations de structures grossières (pics anormaux dus à un problème électronique, structure distordue à cause d'une nébulosité très variable ou autre...). La méthode se décompose en deux étapes :

3.6.4.1) Test de pics anormaux

Le spectre UV à étudier est d'abord divisé par le cosinus de l'angle zénithal solaire à l'heure de l'acquisition, afin de faciliter la comparaison ultérieure avec un spectre de référence obtenu pour un angle zénithal solaire nul, et surtout afin de ramener tous les éclairements spectraux des différents spectres à un même ordre de grandeur. Un lissage de la courbe est ensuite calculé (voir figure 3.6.2) en effectuant une moyenne glissante sur ± 5 nm. Si un pic isolé existe, le lissage en sera très peu affecté mais la différence entre le lissage et le signal UV sera très important au niveau de ce pic (voir figure 3.6.3).

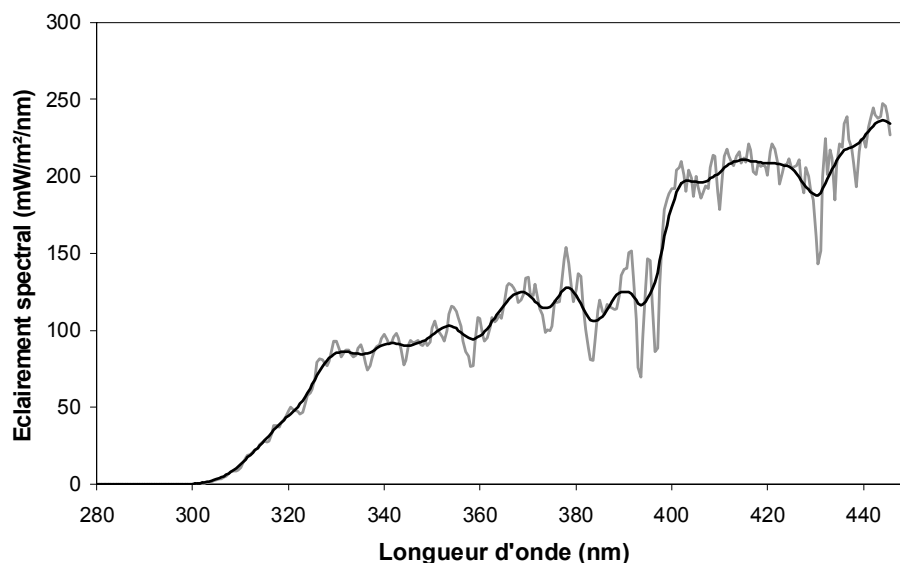


Figure 3.6.2 : Un spectre UV et son lissage.

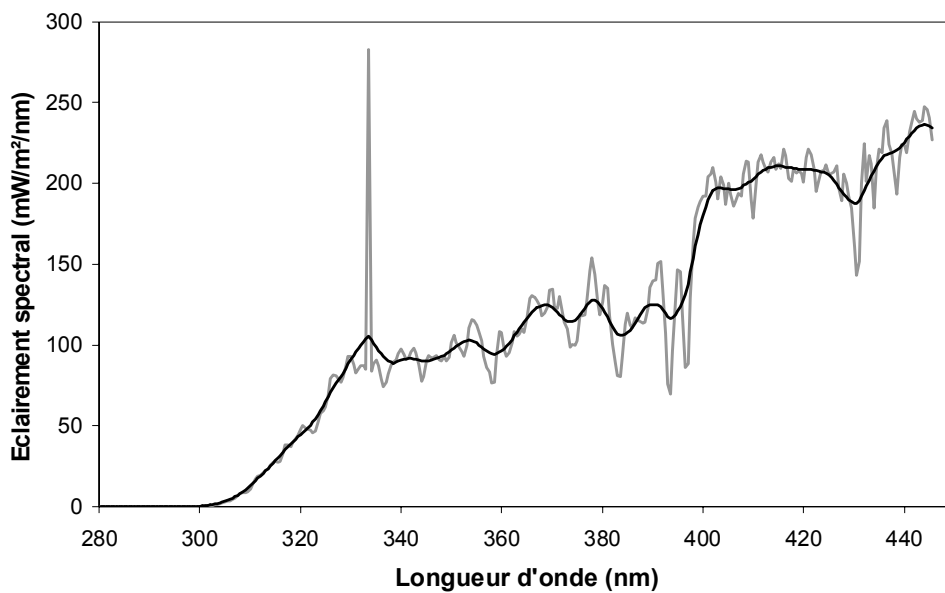


Figure 3.6.3 : Un spectre UV avec un pic aberrant à 335nm et son lissage.

On définit ensuite deux intervalles pour tester les pics anormaux : **280-315nm** et **315-450nm**.

3.6.4.2) Test sur l'intervalle 280-315 nm

Sur cet intervalle, il n'existe pas de grandes variations dans la structure du spectre et le signal est relativement faible. Afin de déterminer si un pic aberrant existe, on divise dans un premier temps le spectre mesuré par le cosinus de l'angle solaire zénithal à l'heure de son acquisition. Cette opération ramène tous les spectres mesurés à un même ordre de grandeur, quelle que soit l'heure d'acquisition, nous permettant d'appliquer ensuite un unique test.

On calcule alors la différence absolue D entre ce spectre et son lissage. Cet écart absolu peut facilement atteindre 20 à 25 mW/m²/nm en fonction de la quantité d'ozone, sans qu'il n'y ait un seul pic aberrant. Par contre, un écart plus grand que 35 mW/m²/nm devient inquiétant. Cet écart maximal nous servira de référence pour la détermination du flag.

Un premier flag est donc défini comme suit :

$D < 25$ mW/m²/nm -> Flag Vert
 $25 \leq D < 35$ mW/m²/nm -> Flag Orange
 $D \geq 35$ mW/m²/nm -> Flag Rouge
Soleil couché -> Flag Noir

Remarque : l'écart absolu entre signal UV et lissage est préféré ici à l'écart relatif car le signal étant très faible (voir nul à certaines longueurs d'onde), l'écart relatif peut facilement atteindre de très fortes valeurs sans pour autant signifier l'existence d'un pic anormal. De même, les écarts relatifs sur cet intervalle sont extrêmement sensibles à la variation de la quantité d'ozone. Il est donc impossible de définir une valeur seuil qui pourrait nous prévenir de l'existence d'un pic aberrant en utilisant les écarts relatifs.

3.6.4.3) Test sur l'intervalle 315-450 nm

Sur cet intervalle, un spectre UV présente de fortes oscillations autour du lissage. Un test du même genre que celui utilisé précédemment est ici inutilisable car on a une différence entre le spectre UV et le lissage qui peut facilement atteindre $100 \text{ mW/m}^2/\text{nm}$ suivant les cas et ce, de façon tout à fait normale. Détecter un pic est ici plus délicat. On va faire appel à un spectre de référence dont on sait qu'il ne présente aucun pic anormal. On va calculer son lissage de la même façon. On calcule enfin l'écart relatif de référence E_r entre courbe de référence et son lissage (voir figure 3.6.4), ainsi que l'écart relatif E entre le spectre UV à étudier et son lissage.

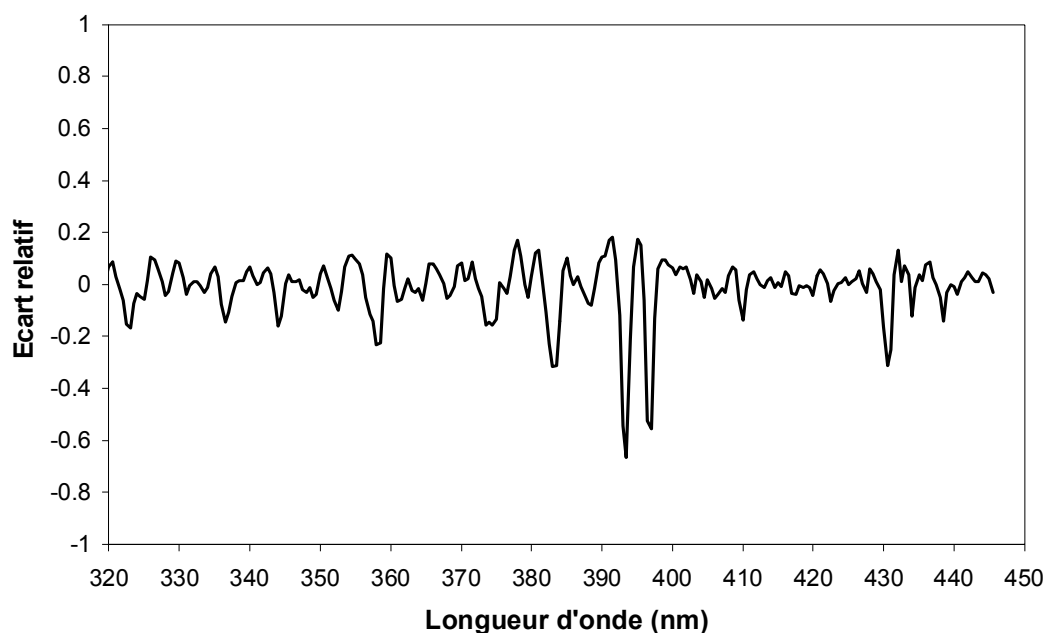


Figure 3.6.4 : Ecart relatif E_r entre le spectre UV de référence et son lissage

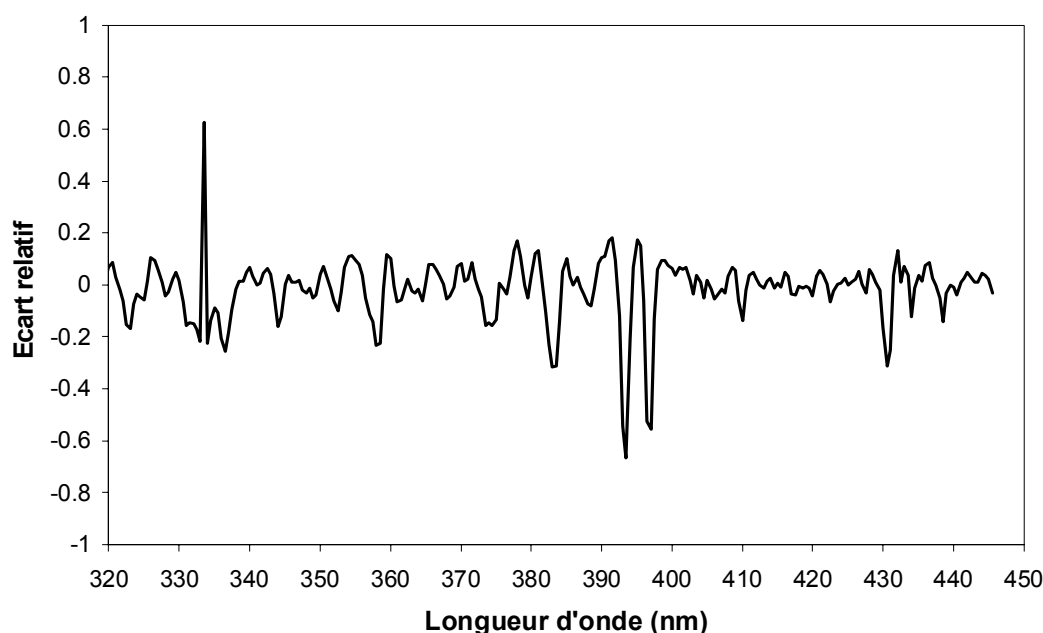


Figure 3.6.5 : Ecart relatif E entre un spectre UV présentant un pic à 335nm et son lissage

Les deux courbes obtenues sont normalement similaires, présentant des pics et des creux aux même endroits. La différence des deux signaux sera proche de zéro. Si un spectre présente un pic aberrant, l'écart relatif le signalera (voir figure 3.6.5) et la différence entre E_r et E sera grande, aux alentours de la longueur d'onde incriminée. Soit D la différence (en valeur absolue) entre E_r et E . Le flag sur l'intervalle 315-450nm est donc défini en fonction des critères suivants :

$D < 0.4$ -> Flag Vert $0.4 \leq D < 1.0$ -> Flag Orange $D \geq 1.0$ -> Flag Rouge Soleil couché -> Flag Noir

On obtient donc deux flags, un pour chaque intervalle. On ne garde que le flag le plus négatif.

3.6.4.4) Test de la structure du spectre

Enfin, une dernière série de test est effectuée sur le spectre UV, afin de détecter rapidement si le signal a une allure inhabituelle.

On peut grossièrement découper un spectre UV en quatre zones (voir figure 3.6.6) :

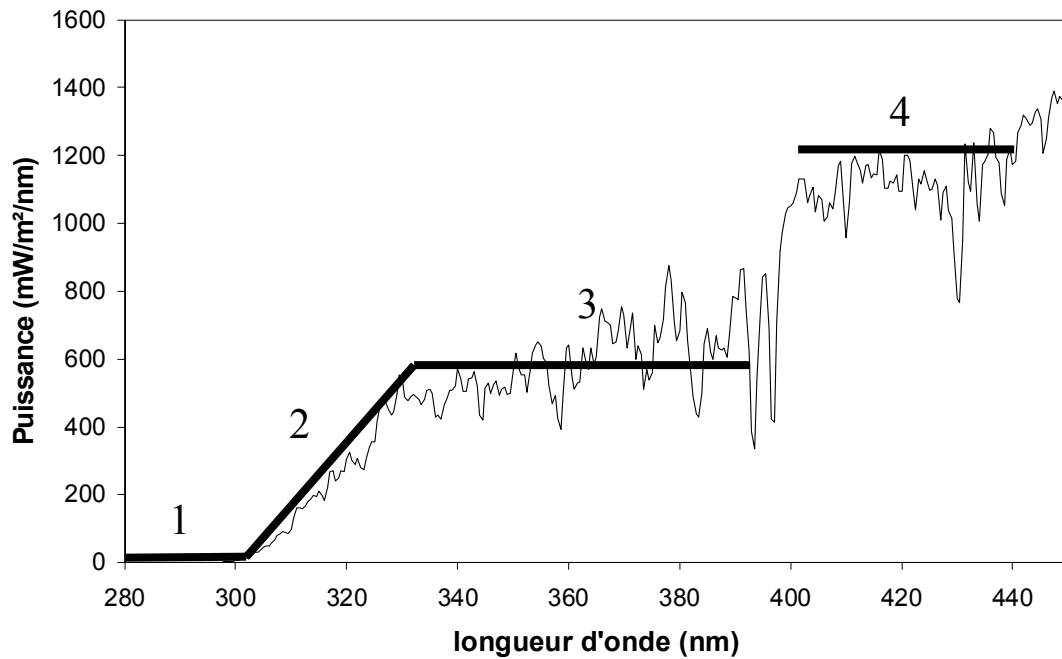


Figure 3.6.6 : Les quatre zones d'un spectre UV

N° zone	Intervalle	Particularité
1	280-300nm	Signal très faible, proche de 0.
2	300-330nm	Signal de pente positive et présentant peu d'oscillations.
3	330-388nm	Signal globalement constant et présentant des oscillations autour de la valeur moyenne
4	402-440nm	Signal globalement constant de valeur supérieure au signal moyen de la zone 3.

Pour chaque zone, un test est effectué. Si le test n'est pas validé, le flag est mis à rouge (pas de flag orange ici).

Zone 1 : On vérifie que chaque éclairement est inférieur à 50mW/m²/nm.

Zone 2 : On calcule la différence entre l'éclairement à 330nm et celui à 300nm et on teste si cette différence est bien positive.

Zone 3 : On calcule l'écart relatif entre les éclairements à 388nm et à 330nm et on vérifie si le résultat est inférieur à 50% (pente forte). On calcule la moyenne des deux éclairements à 388 et 330nm ainsi que la moyenne de l'ensemble des points compris entre 388.5 et 329.5nm et on vérifie que l'écart relatif entre les deux quantités est inférieur à 20%.

Zone 4 : Calcul identique à la zone 3. On calcule l'écart relatif entre les éclairements à 402nm et à 440nm et on vérifie si le résultat est inférieur à 50% (pente forte). On calcule la moyenne des deux éclairements à 402 et 440nm ainsi que la moyenne de l'ensemble des points compris

entre 402.5 et 439.5nm et on vérifie que l'écart relatif entre les deux quantités est inférieur à 20%. Enfin, on vérifie que cette moyenne est supérieure à la moyenne de la zone 3.

Si un spectre UV a un flag vert ou orange au test de pic mais un flag rouge au test de structure, le flag final sera mis à rouge.

3.6.5) Exemples de détermination des flags sur quelques jours

Après le traitement des données spectro, chaque journée est analysée par une série de programmes déterminant les quatre flags :

ComparSpuv_yes.exe détermine le premier flag de comparaison entre le spectro UV et YES.

Nebulosite.exe détermine le second flag de nébulosité d'après les données YES.

Spike.exe détermine le quatrième flag sur les pics et les erreurs de structure.

QC.exe récupère les trois flags précédents, lit les shifts moyens calculés pendant le traitement des données par Vshift.exe afin de déterminer le troisième flag et sauvegarde le tout dans un fichier unique « qc.dat »

Afin de visualiser ces différents flags et avoir rapidement une idée de la qualité générale des mesures pour un jour donné, une macro Excel a été écrite. Elle présente l'ensemble des flags en couleur sur un même tableau ainsi qu'une figure montrant les deux signaux YES et les signaux équivalents du spectro. Les figures suivantes illustrent différents résultats obtenus pour différentes journées.

3.6.5.1) Le 18 juin 2000

Cette journée ensoleillée ne présente absolument aucun problème. C'est un cas assez exceptionnel. Tout les flags sont verts et donc, tout les spectres semblent bon (voir figure 3.6.7).

3.6.5.2) Le 31 octobre 2001

Cette journée présente une nébulosité variant faiblement sauf vers 12h30 où un nuage a dû passer, engendrant une baisse importante et rapide de l'éclairement UV au sol. Cette variabilité de la couverture nuageuse n'a pas échappé au flag « nébulosité » qui est orange à 12h15 et à 12h30h. Mais plus important, le flag « Spike » nous indique que le spectre UV de 12h30 présente des erreurs de structure. En effet, après visualisation du spectre (voir figure 8) on constate qu'il est complètement déformé sur l'intervalle 400-450nm et inutilisable.

3.7) Calcul des éclairagements spectraux directs

3.7.1) Principe

Après avoir traité tous les spectres UV d'une journée et effectué toutes les corrections qui s'imposent, le calcul des éclairagements spectraux directs est réalisé à partir des éclairagements diffus et globaux mesurés. Un éclairage direct est calculé pour chaque heure où sont effectuées les mesures d'éclairement global (à l'heure pile et à la demie) en effectuant la moyenne des éclairagements diffus mesurés 15 minutes avant et 15 minutes après et en soustrayant cet éclairage diffus à l'éclairement global mesuré. L'ensemble éclairage direct, diffus et global est stocké dans un fichier commun. Le fait d'effectuer un scan toutes les quinze minutes se justifie par la volonté de bien répartir les mesures durant la journée afin de préserver la mécanique et notamment le moteur pas à pas. Une simulation a été réalisée pour la journée du 21 juin à Villeneuve d'Ascq afin d'observer l'écart entre un spectre diffus qui serait réellement mesuré pour une heure h et la moyenne des spectres diffus aux heures $h+15\text{min}$ et $h-15\text{min}$. La figure 3.7.1 suivante présente les écarts engendrés par cette méthode pour cinq longueurs d'onde différentes.

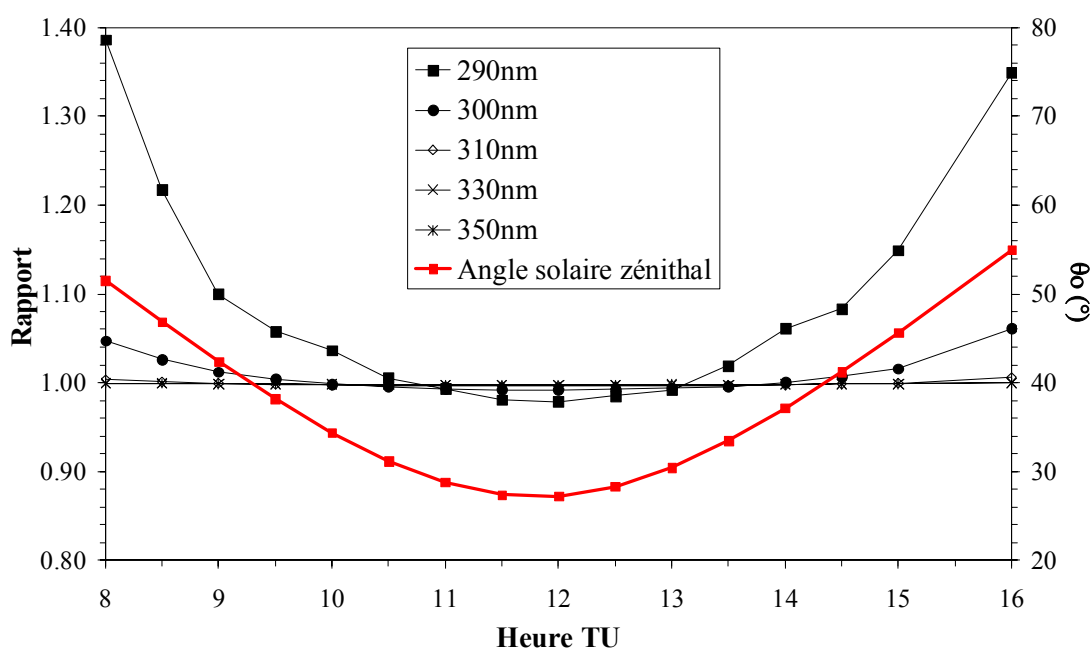


Fig 3.7.1) Simulation présentant le rapport entre la moyenne des éclairagements spectraux diffus simulés 15 minutes avant et 15 minutes après sur l'éclairement spectral diffus à l'heure dite pour cinq longueurs d'onde – Angle solaire zénithal en rouge (échelle de droite).

Nous pouvons voir sur la figure 3.7.1 que pour les longueurs d'onde supérieures ou égales à 310nm, l'écart relatif est extrêmement faible, proche de 0%. A 300nm, l'écart atteint 5% et peut atteindre 40% à 290nm. Ces erreurs restent relativement faibles lorsque l'angle solaire zénithal est inférieur à 40° mais augmentent rapidement dès que le soleil descend vers l'horizon. En 15 minutes, la modification de la position du soleil, et plus particulièrement la modification de l'angle zénithal va provoquer une modification de la diffusion Rayleigh et de l'absorption par l'ozone. Les très courtes longueurs d'onde étant très sensibles à ces deux paramètres, cela explique cette erreur constatée. L'erreur sera d'autant plus grande que la position zénithale du soleil sera modifiée en 15 minutes, c'est à dire le matin et le soir. C'est

bien ce qu'on observe sur la figure précédente. L'erreur engendrée par notre méthode peut être considérée comme nulle de 310nm à 450nm, et faible de 300nm à 310nm. Bien que cela reste raisonnable pour toutes les longueurs d'onde supérieures à 300nm, il conviendra de prendre certaines précautions lors de l'utilisation des éclairagements directs, notamment pour les longueurs d'onde inférieures à 310nm. En conclusion, les erreurs engendrées par le calcul de l'éclairement direct suivant notre méthode peuvent être considérées comme négligeables pour les longueurs d'onde supérieures à 310 nm ou pour toutes les longueurs d'onde si les spectres sont mesurés autour du midi solaire.

La figure 3.7.2 suivante présente un exemple de spectres direct, diffus et global superposés. L'éclairement global est celui mesuré à 12h00TU, l'éclairement diffus est la moyenne des deux éclairagements diffus mesurés à 11h45 et 12h15, l'éclairement direct est la soustraction du diffus au global.

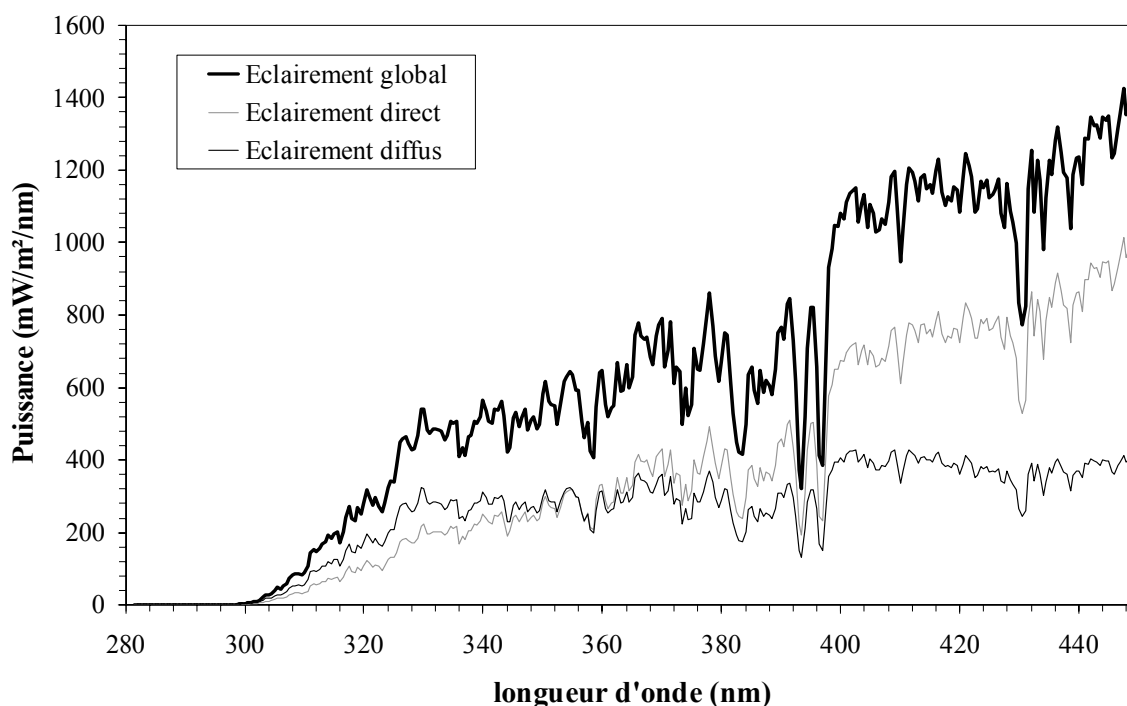


Fig 3.7.2) Eclairagements UV global, direct et diffus du 13 juillet 2003 à 12h00TU

On notera sur cette figure le croisement des éclairagements spectraux direct et diffus à 360nm, et le fait que l'éclairement diffus soit plus important que l'éclairement direct pour des longueurs d'onde inférieures à 360nm, du fait de la diffusion Rayleigh qui est très importante pour le rayonnement UV.

Le calcul de l'éclairement UV direct ne se fera dans de bonnes conditions et les résultats ne seront exploitables que si le temps est resté clair pendant la mesure du global et les deux mesures de diffus l'encadrant. Lors des journées à forte variabilité nuageuse, il arrive fréquemment qu'un éclairement global mesuré soit plus faible en intensité qu'un éclairement diffus mesuré un quart d'heure avant ou après. Dans ces cas là, on comprend aisément que le calcul de l'éclairement direct ne puisse se faire et les données ne seront pas exploitables.

3.7.2) Validation de l'éclairement direct par une comparaison avec les données des photomètres du réseau Aeronet

L'éclairement spectral direct sur une surface horizontale E_{dir} peut s'écrire :

$$E_{dir}(\lambda) = E_{ET}(\lambda) \times \cos(\theta_0) \times \tau_{dir}(\lambda) \quad (3.7.1)$$

Avec :

$\tau_{dir}(\lambda)$: la transmittance directe de l'atmosphère à la longueur d'onde λ

θ_0 : l'angle solaire zénithal

$E_{ET}(\lambda)$: l'éclairement spectral normal hors atmosphère.

Comme nous disposons maintenant de l'éclairement direct, la quantité $\cos(\theta_0) \times \tau_{dir}(\lambda)$ peut être calculée suivant la formule :

$$\cos(\theta_0) \times \tau_{dir}(\lambda) = \frac{E_{dir}(\lambda)}{E_{ET}(\lambda)} \quad (3.7.2)$$

Pour l'éclairement spectral UV hors atmosphère, nous utilisons les mesures haute résolution Atlas3 réalisées en 1994 et corrigées de l'excentricité de l'orbite terrestre (cf chapitre 2.4 p 76.)

Les mesures brutes des photomètres du réseau Aeronet [Holben et al., 1998] nous permettent également de retrouver la transmittance directe de l'atmosphère. En effet, les instruments Cimel mesurent des luminances directes (cf. figure 3.7.3).

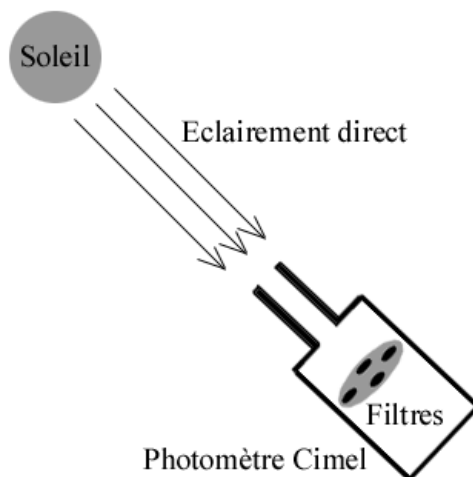


Fig 3.7.3) Principe des mesures du photomètre Cimel

L'appareil délivre des comptes numériques CN. Lors de son étalonnage, la valeur CN_0 est déterminée. Cette valeur représente les comptes numériques que délivrerait l'appareil s'il effectuait ses mesures hors atmosphère. On a donc la relation suivante :

$$\tau_{dir}(\lambda) = \frac{CN(\lambda)}{CN_0(\lambda)} \quad (3.7.3)$$

soit :

$$\cos(\theta_0) \times \tau_{dir}(\lambda) = \cos(\theta_0) \times \frac{CN(\lambda)}{CN_0(\lambda)} \quad (3.7.4)$$

Ainsi, une comparaison peut être entreprise entre les quantités obtenues grâce aux mesures spectrales (équation 3.7.2) et les quantités équivalentes obtenues grâce aux mesures des photomètres Cimel (équation 3.7.4).

Les photomètres Cimel disposent de plusieurs canaux de mesures centrés sur les longueurs d'onde 440nm, 670nm, 870nm et 1020nm. En nous plaçant à la longueur d'onde 440nm, la quantité $\cos(\theta_0) \times \tau(\lambda)$ est calculée suivant les deux méthodes.

Pour la journée claire du 18 février 2003, trois photomètres Cimel étaient en fonctionnement sur le toit du LOA. Le résultat de cette comparaison est présenté dans la figure 3.7.4 suivante.

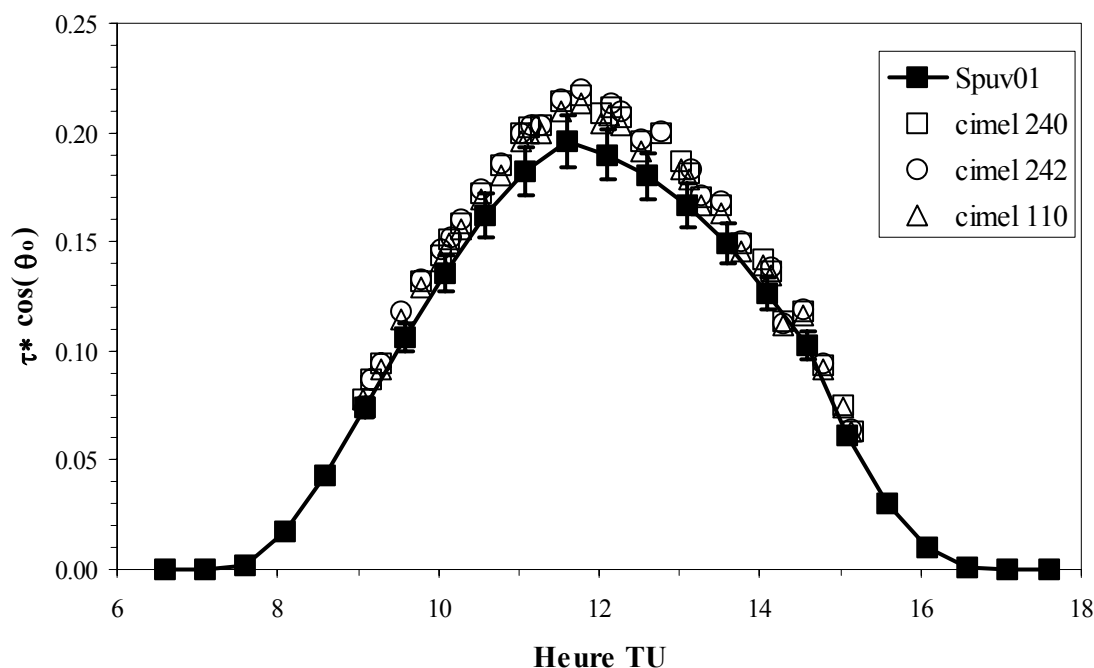


Fig 3.7.4) Transmittances directes de l'atmosphère multipliées par le cosinus de l'angle solaire zénithal à 440 nm obtenues grâce aux données spectrales et aux données des photomètres Cimel le 18 février 2003.

Cette figure nous permet de voir que l'accord est assez bon avec une erreur relative maximale de 7,5% à 12h00TU entre les quantités issues du spectroradiomètre et celles issues du photomètre Cimel 242. L'accord est très correct avec le photomètre Cimel 110 avec un écart relatif maximum de 4%. A la vue de cette figure et en supposant les mesures Cimel

exactes, notre éclairage semble légèrement sous estimé (de l'ordre de 4%). Cependant, nous sommes là dans le domaine des incertitudes de notre spectroradiomètre et cet écart peut être expliqué, à la fois par les erreurs de mesure du spectroradiomètre et par les incertitudes liées aux Cimel. Les barres d'erreurs de la courbe représentent l'erreur relative de 8% obtenue pour les éclairages diffus, et donc pour les transmittances diffuses en supposant l'éclairage extra terrestre parfaitement connu (somme des incertitudes de 4% sur l'éclairage global et l'éclairage diffus, cf chapitre 1.2.4, p 25). Cette comparaison nous permet de valider partiellement nos spectres d'éclairage direct, au moins à la longueur d'onde 440 nm.

Chapitre 4

Exploitation des données

L'étude des éclairements UV permet la détermination d'un certain nombre de paramètres et de composants atmosphériques. Parmi ces composants, l'ozone qui est présent principalement dans la stratosphère et qui absorbe fortement les rayonnements UV, possède un intérêt particulier. L'abondance de ce gaz, très médiatisé depuis la découverte de son fameux « trou » au-dessus de l'Antarctique [Solomon, 1999], est très importante à mesurer de par son rôle dans la protection de la biosphère. L'établissement d'une climatologie de l'ozone sur de nombreuses années permet de surveiller son évolution et ainsi de prévenir les pouvoirs publics en cas de baisse importante. Bien que ce phénomène de déplétion de la couche d'ozone se situe principalement en Antarctique, une diminution de la quantité d'ozone de moindre importance est observée également en Arctique [Stachelin, 2001]. Il est donc important de suivre l'évolution de ce gaz également sous nos latitudes.

L'analyse des spectres nous permet également d'estimer l'épaisseur optique des nuages ou les paramètres optiques des aérosols dans l'UV, venant ainsi compléter les résultats de la station Aeronet [Holben et al., 1998].

4.1) Détermination de l'abondance d'ozone par une méthode d'absorption différentielle à partir d'un spectre global ultraviolet mesuré au sol

4.1.1) Introduction, principe de la méthode

Le principe de cette méthode de détermination de la colonne totale d'ozone repose sur le calcul de rapports de deux éclairagements spectraux globaux ultraviolet et de leur comparaison avec des rapports calculés préalablement par simulation à l'aide d'un code de transfert radiatif, et sauvegardés dans une « Look Up Table (LUT) » [Stamnes et al., 1991]. Au numérateur de ces quotients se trouve la mesure d'un éclairagement global dans une région spectrale très peu absorbée par l'ozone. Au dénominateur, se trouve la mesure d'un éclairagement spectral global très fortement absorbé par l'ozone. Les longueurs d'onde de ces deux éclairagements se doivent d'être assez proches afin que le rapport ne soit pas trop dépendant des paramètres atmosphériques autres que l'ozone (aérosols, nuages, etc.), mais elles doivent également être assez éloignées afin d'avoir deux éclairagements spectraux présentant une dépendance envers l'ozone très différente. Ces rapports dépendront donc principalement de la quantité d'ozone dans l'atmosphère. Ils dépendront aussi inévitablement de l'angle solaire zénithal, étant donné que des rayons solaires traversant une couche d'ozone sous un angle rasant seront beaucoup plus absorbés que des rayons traversant la même couche, mais arrivant depuis le zénith.

Un premier travail va consister à déterminer quels couples de longueurs d'onde il semble le plus judicieux de retenir afin d'obtenir des rapports qui soient les moins sensibles à des paramètres autres que l'ozone ou l'angle solaire zénithal. Il convient également de déterminer dans quelle mesure ces paramètres peuvent modifier la quantité d'ozone retrouvée.

4.1.2) Choix des longueurs d'onde et des rapports

La figure 4.1.1 présente la section efficace d'absorption de l'ozone suivant Paur et Bass [Paur and Bass, 1985]. A la vue de cette figure, on voit facilement que les éclairagements spectraux situés autour de 305nm seront fortement absorbés. Au contraire, vers 340nm, l'absorption est faible. Les choix de nos longueurs d'onde se feront donc plutôt aux alentours de ces deux régions spectrales. Toutefois, vers 325nm, l'absorption semble suffisamment différente de l'absorption à 305nm pour justifier également du choix d'une longueur d'onde sur cette bande spectrale. Les effets des aérosols devraient y être encore plus atténués bien que la précision dans la restitution de la quantité d'ozone risque d'être plus faible.

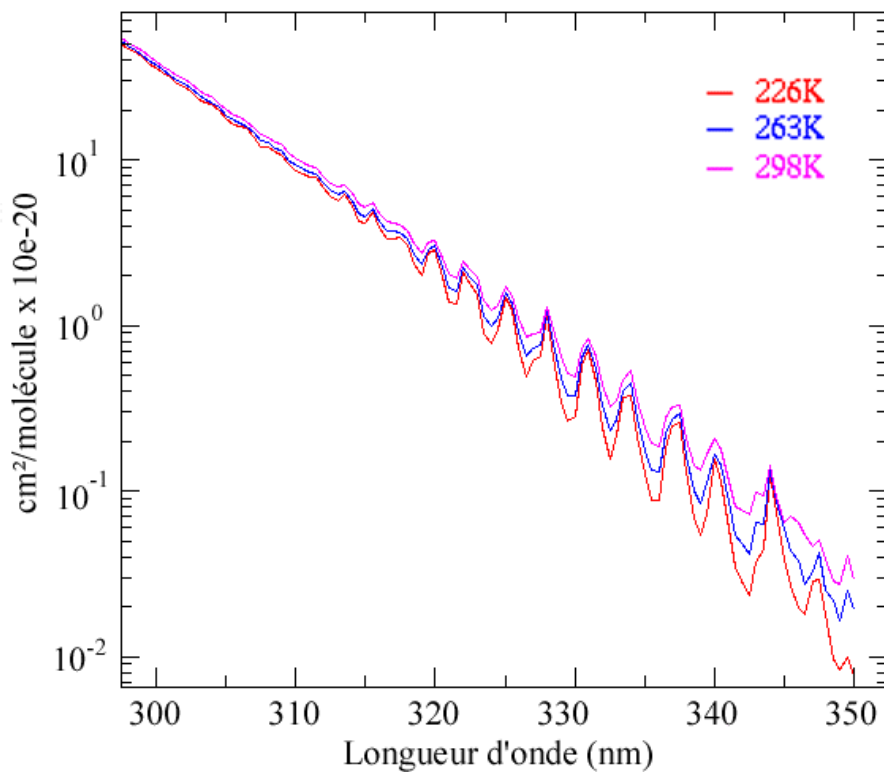


Fig 4.1.1 : Section efficace d'absorption de l'ozone d'après Paur et Bass à trois températures

Un autre point important pour le choix des longueurs d'onde de nos rapports est la sensibilité des éclairagements spectraux à la fonction fente de l'appareil. En effet, les rapports stockés dans notre LUT seront calculés préalablement par simulation en tenant compte d'une fonction fente bien déterminée et seront donc fonction de cette fonction fente. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette fonction fente varie en fonction de la longueur d'onde et n'est pas connue avec une grande précision pour chaque longueur d'onde. Des mesures effectuées avec un laser UV nous permettent de savoir que pour notre instrument, elle se situe aux alentours de 0,7nm à 351nm mais elle varie légèrement suivant la longueur d'onde (elle est de 0,6nm à 458nm). Choisir une fonction fente constante pour tout un spectre lors d'une simulation entraîne donc des erreurs. Il semble judicieux de choisir des rapports peu sensibles à ce paramètre. De plus, si l'on peut diminuer le rôle de cette fonction fente dans le résultat final, il devient alors envisageable d'utiliser notre LUT pour d'autres spectroradiomètres ultraviolet présentant des caractéristiques de largeur de fente légèrement différentes. La figure 4.1.2 présente le signal extraterrestre convolué par deux fonctions fente de largeur à mi-hauteur de 0,6nm et 0,8nm.

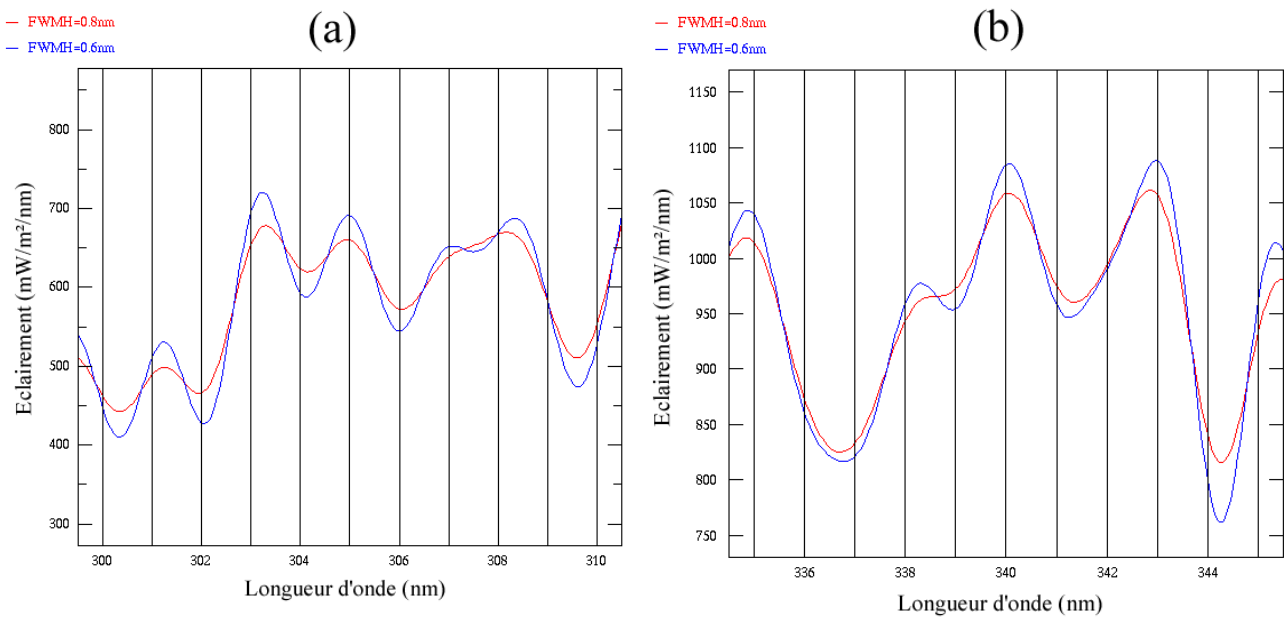


Fig 4.1.2 : Spectre ET convolué par deux fonctions fente vers 305nm (a) et vers 340nm (b)

Sur la figure a, on peut voir que les éclairements spectraux à 304,5nm et 305,5nm sont quasiment identiques pour les deux fonctions fente. Au contraire, à 304nm, 305nm ou 306nm, la variation est plus importante. De plus, sur un spectre ultraviolet mesuré au sol, les éclairements spectraux à ces trois longueurs d'onde sont faibles car très absorbés par l'ozone. Une erreur dans l'estimation de la fonction fente de l'appareil, même faible, peut entraîner à ces longueurs d'onde une erreur relative importante dans l'éclairement spectral et donc, dans les rapports simulés (de l'ordre de 15%). Cette incertitude sur la fonction fente est beaucoup moins grave aux longueurs d'onde situées vers 340nm (figure 4.1.2.b) car le signal est beaucoup plus important et l'erreur relative sur l'éclairement, due à la fonction fente, est faible (de l'ordre de 2%).

Finalement, au regard de toutes ces considérations préalables, notre choix s'est porté sur les cinq rapports suivants :

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{E_{340nm}}{E_{305,5nm}} & R_2 &= \frac{E_{339nm}}{E_{305,5nm}} & R_3 &= \frac{E_{323,5nm}}{E_{305,5nm}} \\
 R_4 &= \frac{(E_{339nm} + E_{339,5nm} + E_{340nm})}{(E_{304,5nm} + E_{305,5nm} + E_{306,5nm})} & R_5 &= \frac{[E_{340nm}; E_{345nm}]}{[E_{305nm}; E_{310nm}]}
 \end{aligned}$$

Les deux premiers rapports sont obtenus pour des longueurs d'onde éloignées. Ils seront fortement sensibles à une variation de la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère. Le troisième rapport est calculé pour deux longueurs d'onde plus proches. Il sera un peu moins sensible à la variation de la quantité d'ozone mais également moins sensible aux aérosols.

Le quatrième rapport utilise plusieurs éclairagements. Choisir un rapport utilisant des moyennes d'éclairagements spectraux plutôt qu'une seule valeur le rend encore moins sensible à une variation de la fonction fente de l'appareil, la moyenne de ces éclairagements ne changeant quasiment pas en fonction de la largeur de fente (voir figure 4.1.3).

Enfin, le cinquième rapport suit la même logique que le quatrième rapport, avec des bandes spectrales plus larges et continues. Les bénéfices de ce rapport sont similaires à ceux du quatrième rapport, avec toutefois quelques légères différences qui se sont révélées plus tard, notamment une meilleure tolérance dans la variation de l'albédo du sol.

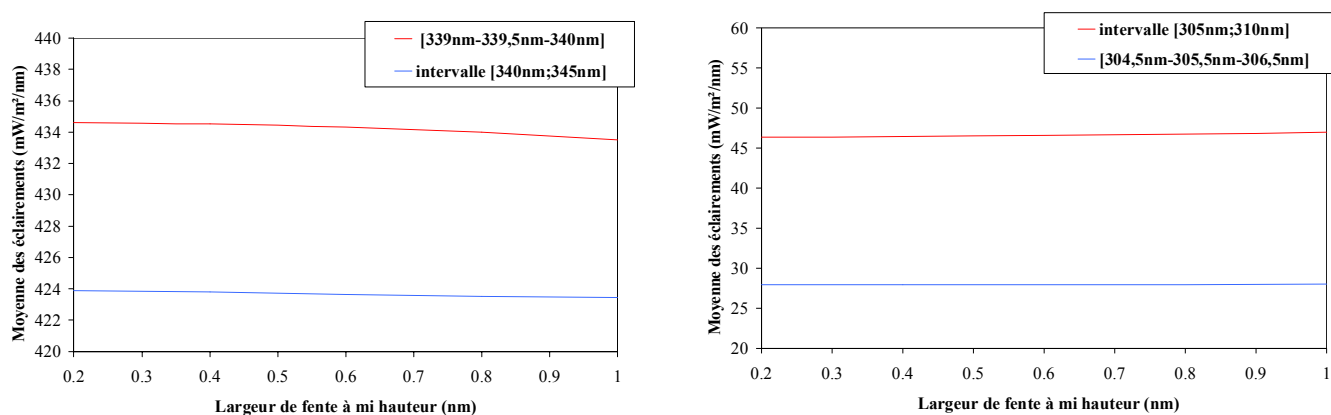


Fig. 4.1.3 : Moyenne des éclairagements spectraux sur quatre intervalles en fonction de la largeur de la fonction fente pour un spectre UV simulé ($O_3=300DU$, $\theta_0=45^\circ$). On peut voir aisément que ces quatre moyennes sont globalement constantes et donc très peu sensibles à la largeur à mi-hauteur de la fonction fente.

4.1.3) Premier calcul des cinq rapports, discussion sur les incertitudes

Un ensemble de simulations est réalisé avec le code de transfert radiatif « DISORT » (cf chapitre 2) afin de calculer ces cinq rapports pour des quantités d'ozone allant de 200 à 500DU avec un pas de 10DU et des angles solaires allant de 0° à 80° avec un pas de 1° . 2511 simulations sont donc entreprises avec les paramètres atmosphériques suivants :

Coefficient d'Angström $\alpha = 1,5$
Epaisseur optique des aérosols à $1\mu m$ $\beta = 0,05$
Albédo de diffusion simple des aérosols $\varpi_0 = 0,90$
Albédo de sol $\rho = 0,02$
Banque de données des sections efficaces de l'ozone : Paur et Bass [Paur and Bass, 1985]
Profils verticaux standards pression température ozone : Mid latitude summer [McClatchey et al., 1971]

Les valeurs utilisées pour les aérosols représentent des quantités moyennes que l'on rencontre fréquemment à Villeneuve d'Ascq durant l'année. En effet, le réseau Aeronet [Holben et al., 1998] fournit les valeurs moyennes suivantes pour le site de Villeneuve d'Ascq et pour l'année 2000 :

Coefficient d'Angström $\alpha = 1,29$ (LEVEL 2)
 Epaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ $\beta = 0,09$ (LEVEL 2)
 Albédo des aérosols $\varpi_0 \sim 0,90$ à 441nm (LEVEL 1)

La LUT calculée avec ces valeurs peut à ce titre être considérée comme la LUT de référence, utilisable la majeure partie de l'année à Lille.

La figure 4.1.4 présente le résultat de cette première série de simulations pour R_1 .

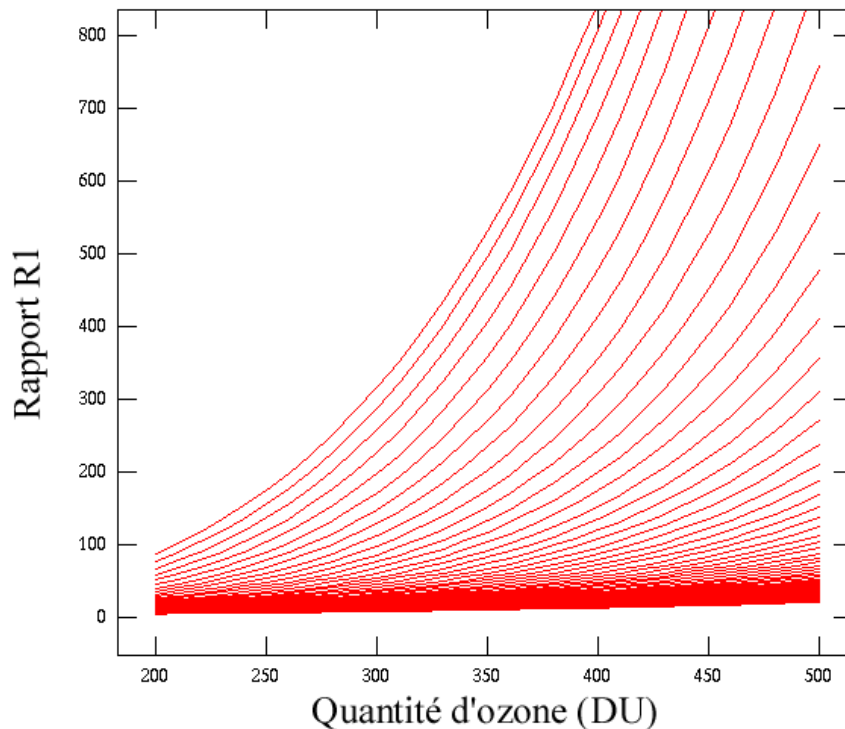


Fig. 4.1.4 : Valeurs du rapport R_1 en fonction de l'ozone pour 81 angles solaires zénithaux allant de 0° (courbe du bas) à 80° (courbe du haut).

A la vue de ces courbes, on peut voir que lorsque la quantité d'ozone augmente, la pente augmente. Plus la pente est grande, moins l'incertitude sur un rapport R aura de conséquence sur les incertitudes sur la quantité d'ozone restituée (voir la courbe 4.1.5). En effet si l'on veut dans tous les cas une précision de 2% sur cette quantité d'ozone (précision qui semble raisonnable et qui correspond notamment à l'incertitude des données TOMS) et suivant que l'on a 300 ou 400 DU dans l'atmosphère, l'incertitude sur R varie, avec une plus grande tolérance sur les erreurs pour les grands angles et les grandes quantités d'ozone.

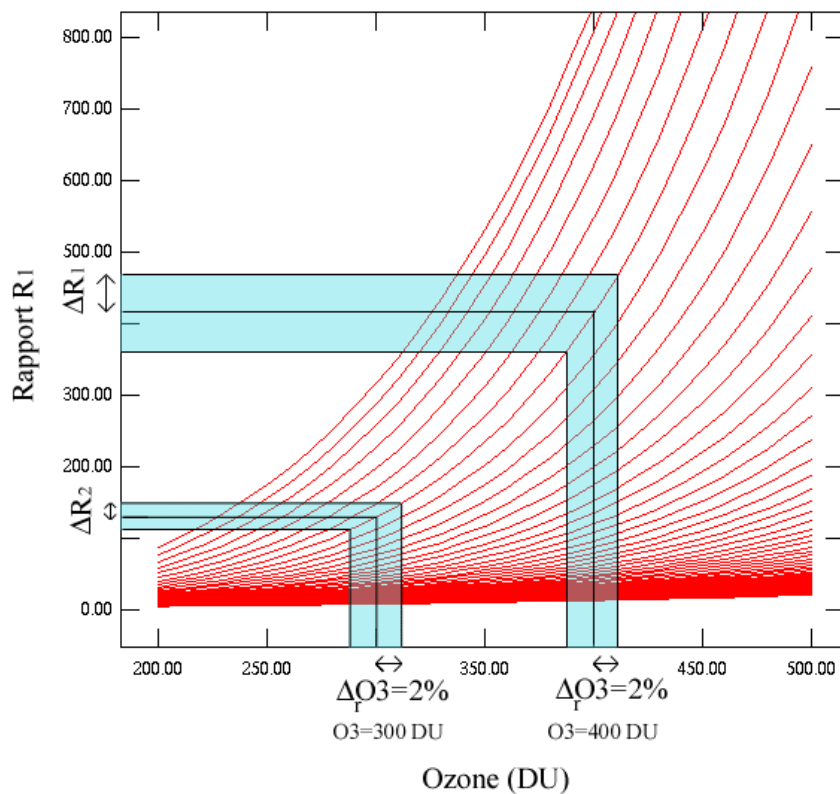


Fig 4.1.5 : Illustration de l'incertitude tolérée sur R en fonction d'une incertitude relative constante sur l'ozone pour un même angle solaire zénithal et pour deux quantités d'ozone différentes.

En se fixant un critère d'incertitude relative de 2% sur la quantité d'ozone restituée, il est possible de calculer les incertitudes relatives de nos cinq rapports à ne pas dépasser. La figure 4.1.6 nous montre les incertitudes pour les rapports R_1 et R_5 .

A l'examen de ces figures, on constate que pour ces deux rapports, plus l'angle solaire zénithal est grand et plus la quantité d'ozone est importante, plus l'erreur tolérée sur nos rapport est grande. En effet, pour R_1 par exemple, si l'atmosphère possède une quantité d'ozone de l'ordre de 400DU et pour un angle solaire de 60° au moment de la mesure, l'incertitude sur R_1 sera de 5,5%. On peut donc se tromper de 5,5% sur le calcul de R_1 , on retrouvera néanmoins l'ozone à 2% près. Par contre, si la quantité d'ozone n'est que de 250DU et l'angle solaire zénithal de 30° (en été par exemple), la tolérance de précision sur R_1 chute à 2,5% si l'on veut toujours retrouver l'ozone avec 2% de précision.

Le rapport R_5 est le moins permissif des cinq rapports. Dans le cas le plus contraignant, pour une quantité d'ozone de seulement 200DU et pour un angle solaire zénithal de 20° , l'incertitude sur R_5 est de l'ordre de 1,5%. Cette valeur de 1,5% sera le critère d'incertitude relative maximale sur les rapports que nous nous fixerons par la suite. Choisir cette valeur particulièrement restrictive ne peut être que bénéfique à la qualité de la restitution de la quantité d'ozone.

Les courbes R_2 , R_3 et R_4 s'insérant entre R_1 et R_5 et étant d'allure similaire, elles n'ont pas été reproduites ici.

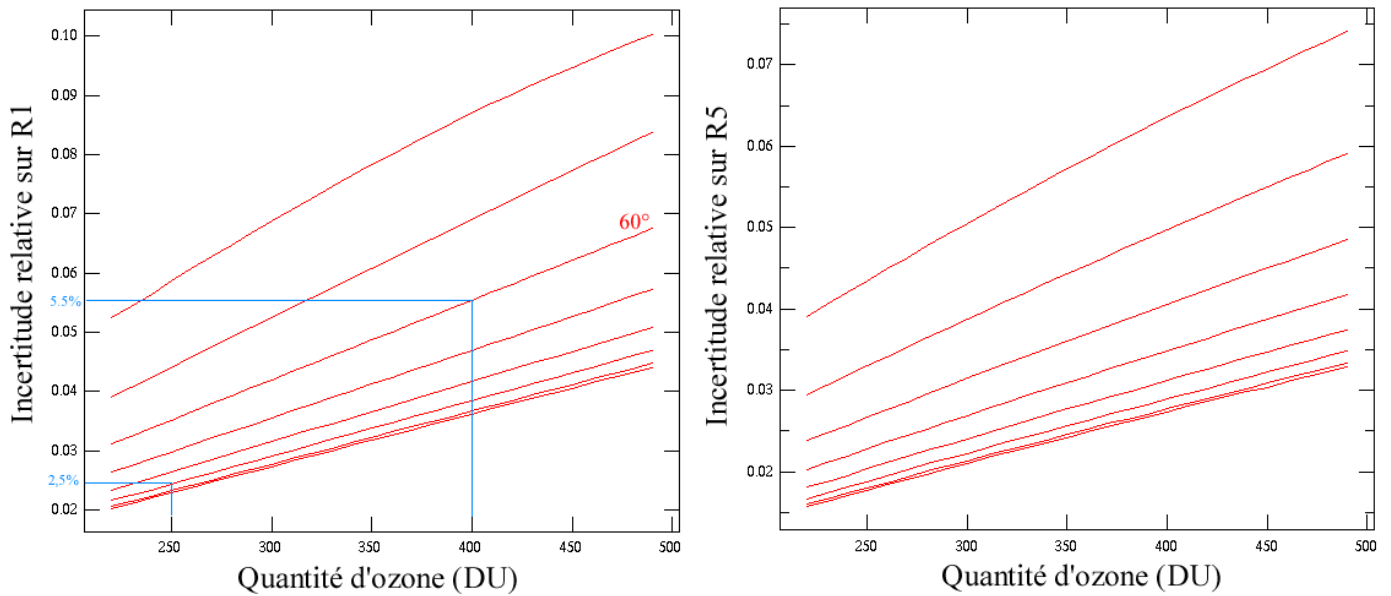


Fig. 4.1.6 Incertitude relative sur R1 (à gauche) et R5 (à droite) pour une incertitude relative sur la quantité d'ozone restituée de 2% en fonction de cette quantité d'ozone et pour huit angles solaires zénithaux allant de 10° (courbe du bas) à 80° (courbe du haut) avec un pas de 10°.

4.1.4) Etude de la sensibilité de ces rapports

Maintenant que ces rapports ont été choisis et que les incertitudes tolérables sur ces rapports ont été évaluées, il convient de vérifier dans quelle mesure ils sont sensibles aux différents paramètres autres que l'ozone et l'angle solaire zénithal, et éventuellement de prévoir le calcul de plusieurs LUT en fonction de ces paramètres influents.

Diverses simulations ont été entreprises en faisant varier les paramètres suivants :

- Le décalage en longueur d'onde (shift)
- La fonction fente de l'appareil
- Le coefficient d'Angström α
- L'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ β
- L'albédo de diffusion simple des aérosols ω_0
- L'albédo de sol ρ
- L'épaisseur optique des nuages
- La banque de données des sections efficaces d'absorption de l'ozone utilisée lors de la simulation
- Les profils verticaux de température, pression et quantité d'ozone

Des simulations sont entreprises en faisant varier uniquement le paramètre que l'on étudie et en laissant les autres paramètres à leur valeur « standard ». Les cinq rapports calculés sont comparés aux cinq rapports trouvés lors de la simulation du spectre de référence (utilisé dans le paragraphe précédent) avec les valeurs standards suivantes :

Spectre de référence simulé

Ciel clair, pas de nuage
 Coefficient d'Angström des aérosols $\alpha = 1,5$
 Epaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ $\beta = 0,05$
 Albédo des aérosols $\tau_0 = 0,90$ (supposé constant dans l'UV)
 Albédo de sol $\rho = 0,02$
 Banque de données des sections efficaces de l'ozone : Paur et Bass
 Profils verticaux standards pression température ozone : Mid latitude summer
 Fonction fente de largeur à mi-hauteur de $0,6\text{nm}$

Ozone = 300 DU
 Angle solaire zénithal = 45°
 Altitude = 0m

4.1.4.1) Effet du décalage en longueur d'onde (shift) du spectre UV.

Les spectres UV calculés pour nos LUT ne présentent pas de shift, tandis que les spectres mesurés à l'aide de nos instruments présentent toujours un shift. Ce décalage est bien sûr corrigé automatiquement par un algorithme sur nos mesures, ce qui nous permet d'obtenir des spectres dont le réglage en longueur d'onde est précis à $\pm 0.02\text{nm}$. Il est intéressant de voir dans quelle mesure ce shift résiduel influence notre méthode de restitution d'ozone. La figure 4.1.7 présente l'évolution de nos cinq rapports en fonction d'un shift constant inséré dans la simulation.

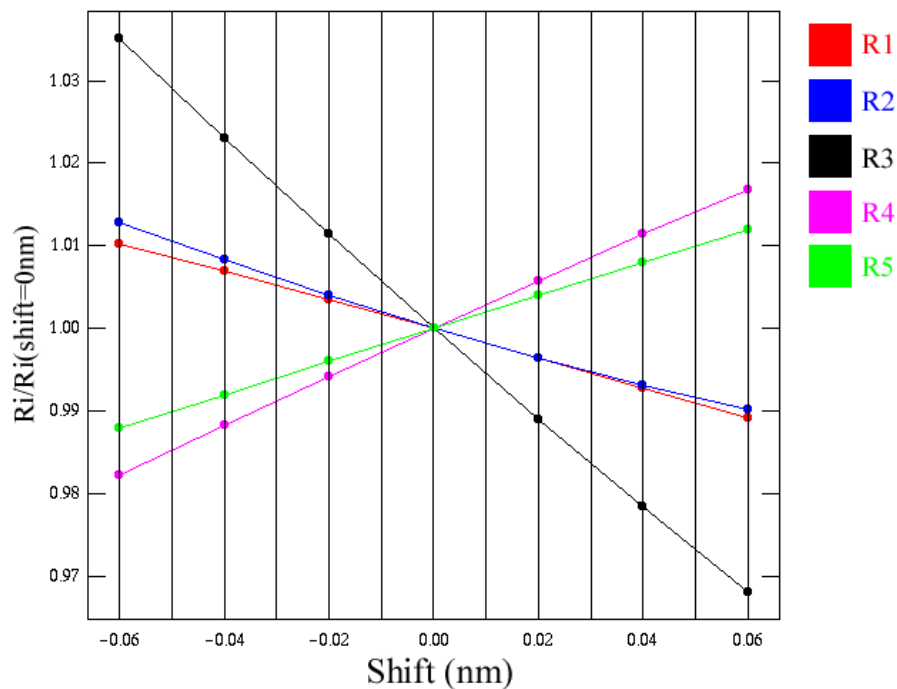


Figure 4.1.7 : évolution des cinq rapports en fonction du décalage en longueur d'onde

La figure 4.1.7 présente cinq courbes C_i (i allant de 1 à 5), trouvées en effectuant l'opération :

$$C_i = \frac{R_i(\text{shift})}{R_i(\text{shift} = 0\text{nm})}$$

Avec $R_i(\text{shift})$ le rapport i calculé sur un spectre UV simulé pour un shift donné, les autres paramètres étant fixés à leurs valeurs de référence.

Avec $R_i(\text{shift}=0)$ le rapport i calculé sur un spectre UV simulé avec un shift nul. Il s'agit des cinq rapports standards.

Nous avons vu précédemment que l'on se fixait comme critère de tolérance une incertitude relative des rapports de 1,5% au maximum, afin d'avoir une restitution de l'ozone avec une incertitude maximale de 2%. Si le shift résiduel est de l'ordre de 0,02nm, l'écart engendré par ce décalage est faible aussi bien pour les rapports R_4 et R_5 , mais aussi pour les trois premiers rapports. Un shift de $\pm 0,03\text{nm}$ commence à être un problème pour la précision de notre méthode de restitution d'ozone. On peut voir notamment qu'un shift de 0,06nm entraîne une erreur sur R_3 d'environ 3%, ce qui est excessif. Cependant, on remarque également que nos cinq courbes se dispersent de part et d'autre de l'unité. Cela signifie que les effets du shift se compensent si l'on prend la moyenne des cinq valeurs d'ozone trouvées à partir des cinq rapports. La figure 4.1.8 illustre ce principe. On y voit aisément que la quantité d'ozone moyenne retrouvée par nos cinq rapports évolue peu (courbe orange).

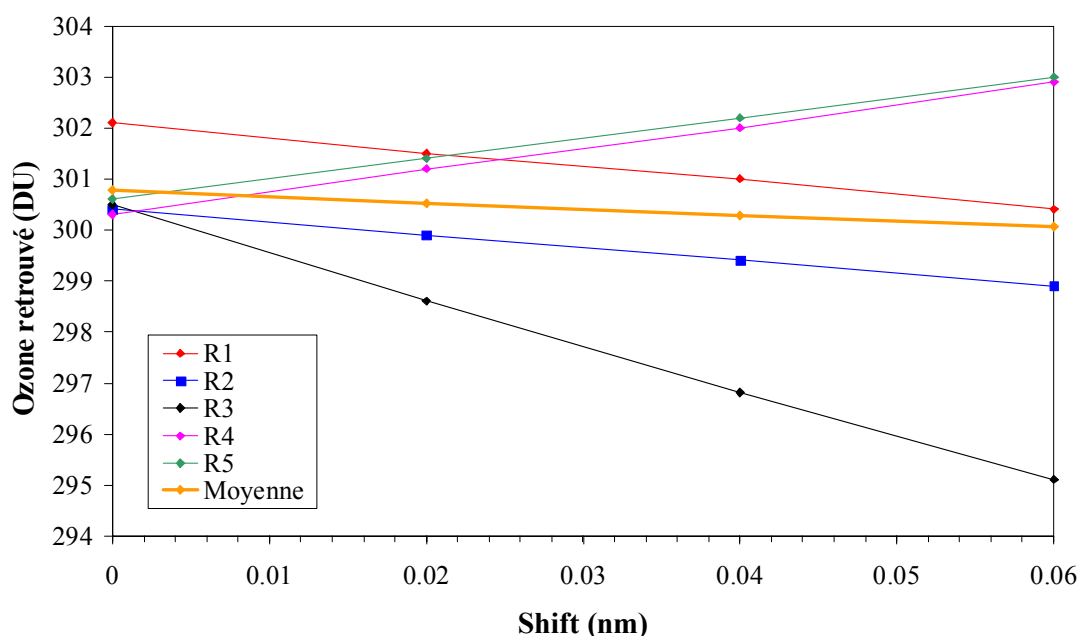


Fig 4.1.8 : Effet du décalage en longueur d'onde sur la restitution d'ozone suivant nos cinq rapports et suivant la moyenne, spectre du 31/10/2001 à 12h00TU

Etant donné le traitement informatique de correction apporté sur nos spectres, ajouté à cet effet de compensation, le shift ne devrait donc pas être un obstacle à la qualité des résultats dans la détermination de l'ozone.

4.1.4.2) Effet de la fonction fente

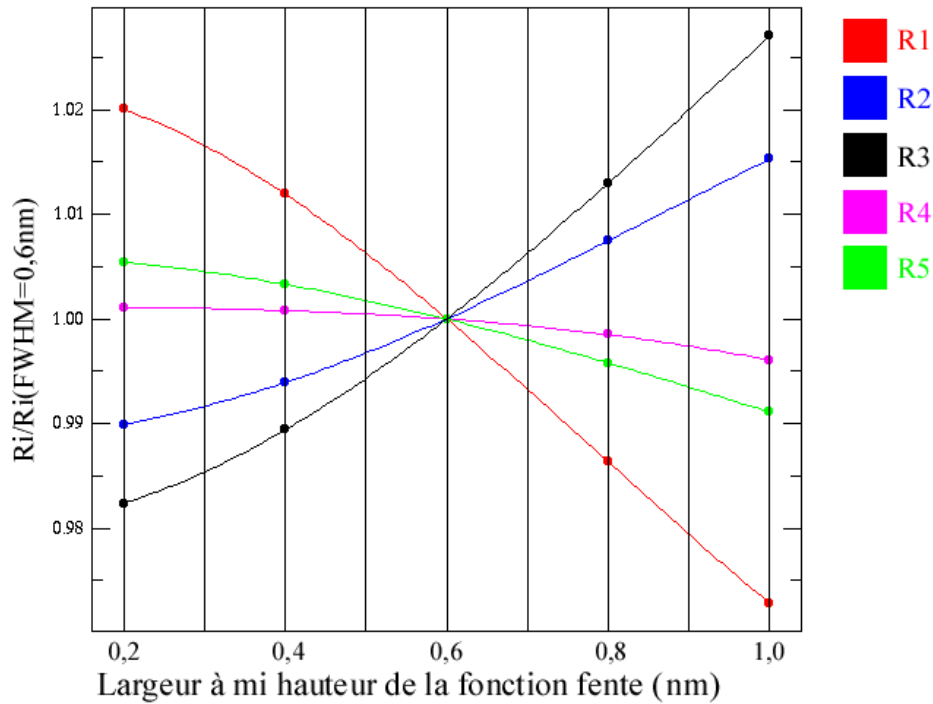


Figure 4.1.9 : effet de la largeur de la fonction fente

Nos cinq rapports ont été choisis en essayant notamment de minimiser les effets de la fonction fente. Là encore les cinq courbes se dispersent, minimisant ainsi l'erreur sur la quantité d'ozone calculée en moyennant les cinq quantités d'ozone trouvées pour chaque rapport. La figure 4.1.9 nous permet de confirmer que la largeur à mi-hauteur peut varier entre 0,4nm et 0,8nm sans entraîner de variation supérieure à 1,5% des différents rapports. La méthode est donc efficace sur une large gamme de spectroradiomètres aux fonctions fente différentes.

4.1.4.3) Effet du coefficient d'Angström α

Dans les trois paragraphes qui vont suivre, nous allons étudier l'influence des aérosols sur la restitution de l'ozone par notre méthode. Le premier effet que l'on va étudier concerne le coefficient d'Angström α qui intervient dans l'expression reliant les épaisseurs optiques des aérosols à différentes longueurs d'onde suivant la formule :

$$\frac{\tau(\lambda)}{\beta} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha} \quad (4.1.1)$$

Avec :

$\tau(\lambda)$: l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde λ

β : l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde $\lambda=1\mu\text{m}$

α : le coefficient d'Angström, qui varie surtout en fonction de la taille des particules.

La figure 4.1.10 présente également cinq courbes C_i (i allant de 1 à 5), trouvées en effectuant l'opération :

$$C_i = \frac{R_i(\alpha)}{R_i(\alpha = 1,5)} \quad (4.1.2)$$

Avec $R_i(\alpha)$ le rapport i calculé sur un spectre UV simulé avec une valeur α variable allant de 0 à 3, les autres paramètres étant fixés à leurs valeurs de référence.

Avec $R_i(\alpha=1,5)$ le rapport i calculé sur un spectre UV simulé avec la valeur α de référence égale à 1,5 (Les cinq rapports standards).

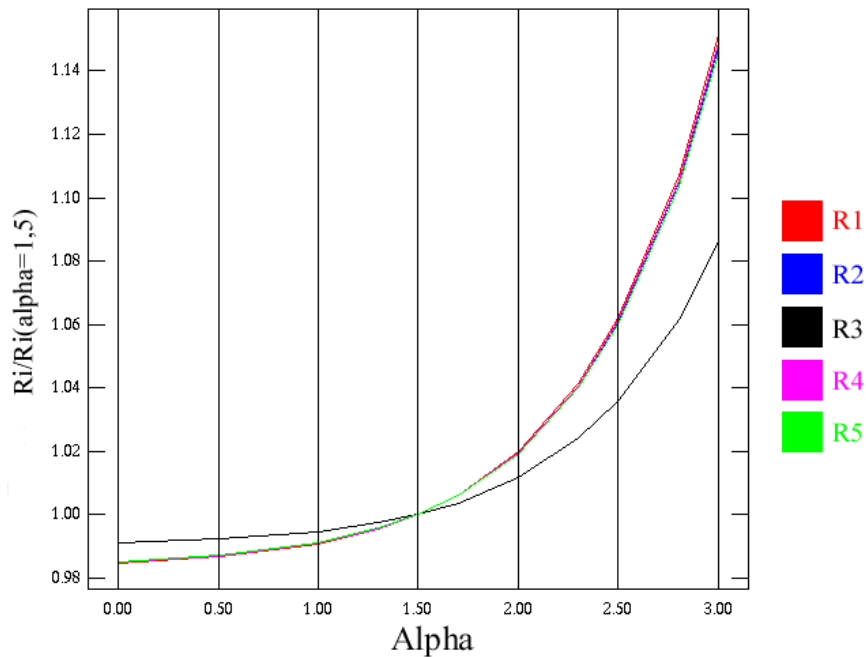


Figure 4.1.10 : évolution des cinq rapports en fonction du coefficient d'Angström α

Les cinq courbes passent donc logiquement par le point ($\alpha = 1,5$; $C = 1$) correspondant à la valeur α du spectre de référence. On voit tout de suite que la courbe noire se démarque des quatre autres et dépend moins du coefficient d'Angström. C'est ce à quoi on s'attendait car le rapport R_3 a été choisi justement afin de minimiser les effets des aérosols. Les quatre autres rapports varient de façon quasiment identique.

En conservant le critère de tolérance de 1,5% sur l'erreur relative des rapports, on voit qu' α peut varier de 0,8 à 1,8. Comme on l'a vu, sous nos latitudes près de Lille, en milieu urbain, α varie typiquement de 1 à 1,5 (source réseau Aeronet). Nous sommes donc ici dans les incertitudes tolérables. Cependant, dans certaines régions présentant de petits aérosols, on peut trouver un coefficient d'Angstrom de l'ordre de 2. De plus, malgré le fait que cela reste rare, on peut rencontrer des périodes à Lille où les aérosols sont très petits. Il conviendra donc de calculer au moins une LUT avec une valeur α de cet ordre si l'on veut déterminer l'ozone par notre méthode avec une incertitude d'au plus 2%. Les journées présentant des petits aérosols (détectées grâce au réseau Aeronet) seront traitées avec ces LUT.

4.1.4.4) Effet de l'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ β

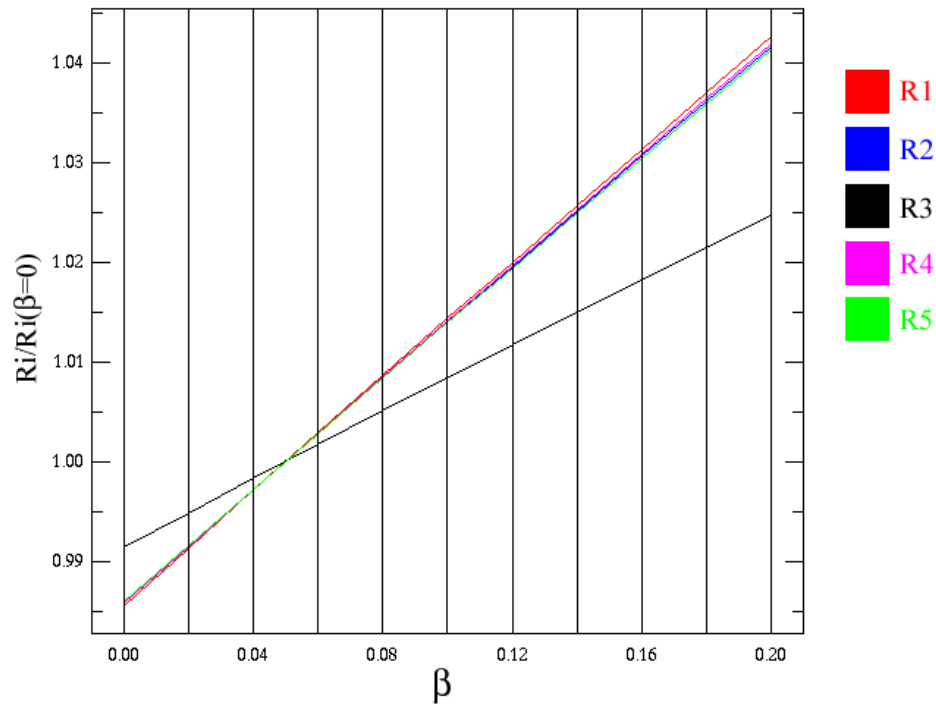


Figure 4.1.11 : évolution des cinq rapports en fonction de l'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$, β

On peut voir sur la figure 4.1.11 qu'ici encore les courbes sont confondues, exceptée la courbe présentant l'évolution du rapport R_3 qui affiche une variation sensiblement plus faible. Là encore cela confirme la plus grande indépendance de ce rapport vis à vis des aérosols.

Si l'on considère toujours une tolérance de 1,5%, β peut varier de 0 à 0,09 autour de la valeur de référence 0,05. A Lille, il n'est pas rare de trouver des épaisseurs optiques de l'ordre de 0,150 (source Aeronet). Cette valeur entraînerait une variation d'environ 2,5% sur les quatre rapports et donc une variation sensible de la quantité d'ozone restituée. Le rapport R_3 atténue cet effet, mais il semble néanmoins nécessaire de calculer plusieurs LUT avec des valeurs de β variables (0,05 – 0,10 – 0,15 – 0,20) et d'utiliser ensuite la LUT la plus adaptée en fonction de la valeur mesurée par les photomètres du réseau Aeronet.

4.1.4.5) Effet de l'albédo de diffusion simple des aérosols, ϖ_0

Pour ce troisième paramètre lié aux aérosols, le rapport R_3 se démarque comme prévu des quatre autres rapports (cf figure 4.1.12). En gardant notre tolérance de 1,5%, ϖ_0 peut varier de 0,7 à 1. Un albédo de diffusion simple de 0,7 serait caractéristique d'aérosols extrêmement absorbants et cette valeur est très rarement atteinte à Lille (source Aeronet). Pour le calcul de nos LUT, nous prendrons donc une valeur unique de ϖ_0 égale à 0,90.

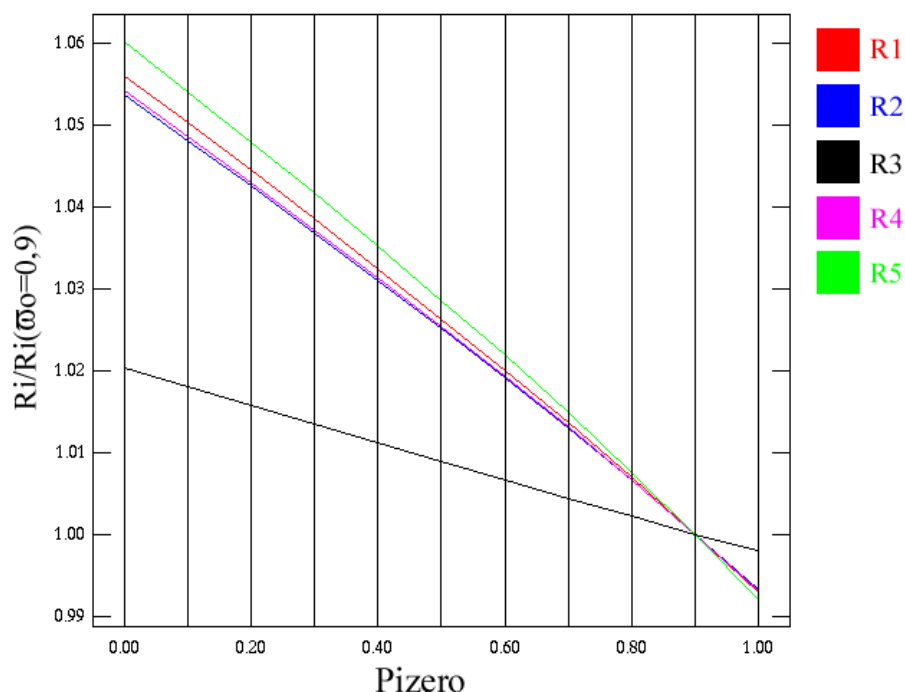


Figure 4.1.12 : évolution des cinq rapports en fonction de l'albédo de diffusion simple ω_0

4.1.4.6) Effet de l'albédo de sol « ρ »

La figure 4.1.13 présente l'évolution des cinq rapports en fonction de l'albédo du sol. Chaque rapport a ici un comportement différent et celui qui est le plus sensible à ce paramètre est le rapport R_3 . Cela se comprend si l'on regarde la figure 4.1.14 qui présente les rapports entre quatre spectres simulés pour différents albédos de sol au spectre simulé avec un albédo de 0,02. A la vue de cette figure, on constate que l'effet de l'albédo joue surtout un rôle aux alentours de 320nm. Le rapport R_3 , qui fait intervenir l'éclairement spectral à 323nm est par conséquent sensible à ce paramètre.

Toutefois, on voit sur la figure 4.1.13 qu'il y a une certaine dispersion des cinq rapports, et donc l'effet de l'albédo sera atténué lorsque l'on prendra la moyenne des cinq quantités d'ozone restituées. De plus, notre seuil de 1,5% nous indique que l'albédo ne doit pas dépasser 0,35 pour le rapport R_3 et 0,8 pour les autres rapports. C'est le cas à Lille où il neige rarement mais ce n'est pas forcément le cas partout. Il semble donc nécessaire de calculer une LUT avec un albédo de 0,4 et 0,6 afin de prendre en compte l'influence d'une couverture neigeuse. Pour le site de Villeneuve d'Ascq, on pourra se contenter d'une seule valeur d'albédo de sol (0,02). Pour l'étude d'autres sites, l'utilisation de LUT calculées avec des albédos plus élevés peut s'avérer indispensable.

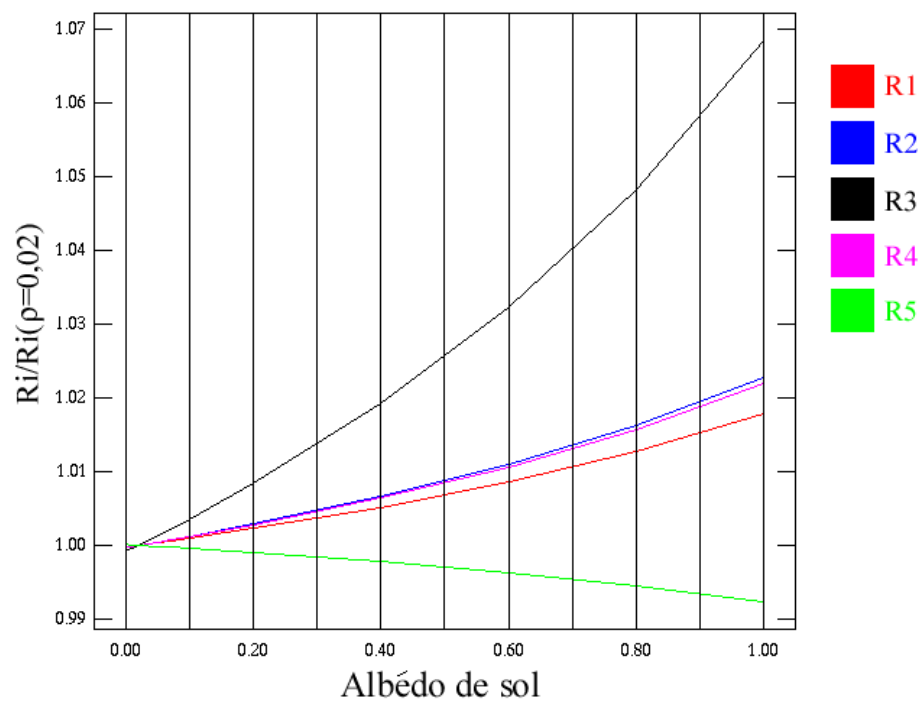


Figure 4.1.13 : évolution des cinq rapports en fonction de l'albédo de sol

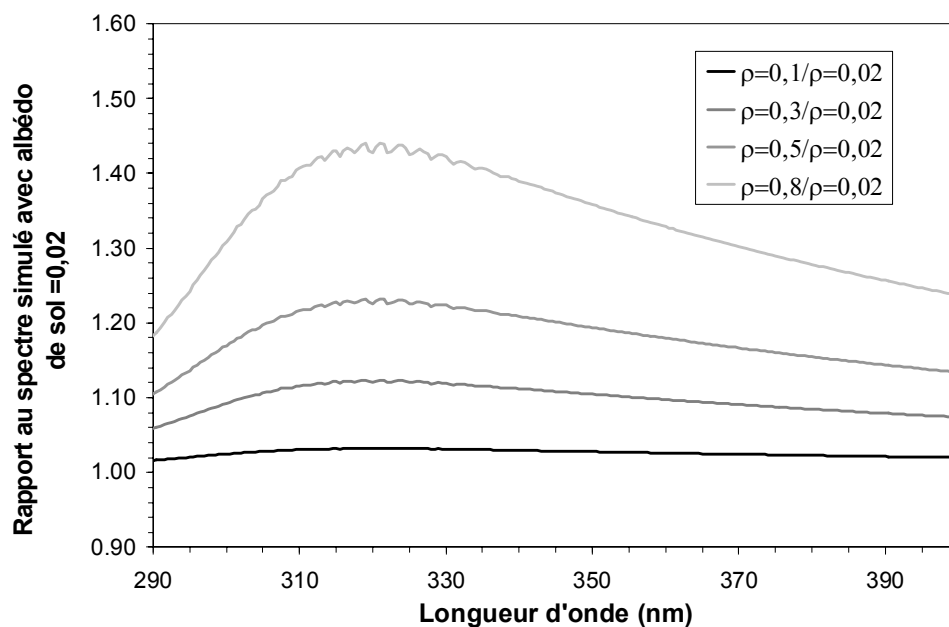


Figure 4.1.14 : rapports de spectres simulés pour différents albédos de sol au spectre de référence

4.1.4.7) Effet de la section efficace d'absorption de l'ozone

Les valeurs de section efficace d'absorption de l'ozone sont indispensables pour simuler un spectre ultraviolet. Il existe plusieurs banques de données de sections efficaces. Lors de la simulation pour le calcul de nos LUT, notre choix s'est porté sur la banque de données « Paur et Bass » qui offre la possibilité de calculer la section efficace à toutes les températures des différentes couches de l'atmosphère. De plus, cette banque de données est aussi utilisée par la NASA pour la restitution des données satellitaires TOMS. Cela ne pourra qu'améliorer la comparaison future entre nos résultats. Cependant, il existe d'autres banques de données dont les valeurs peuvent être légèrement différentes. Nous avons également à notre disposition la banque de données « Molina et Molina » [Molina and Molina, 1986]. A titre d'illustration, la figure 4.1.15 suivante présente une comparaison de ces deux banques de données sur l'intervalle 325-340 nm.

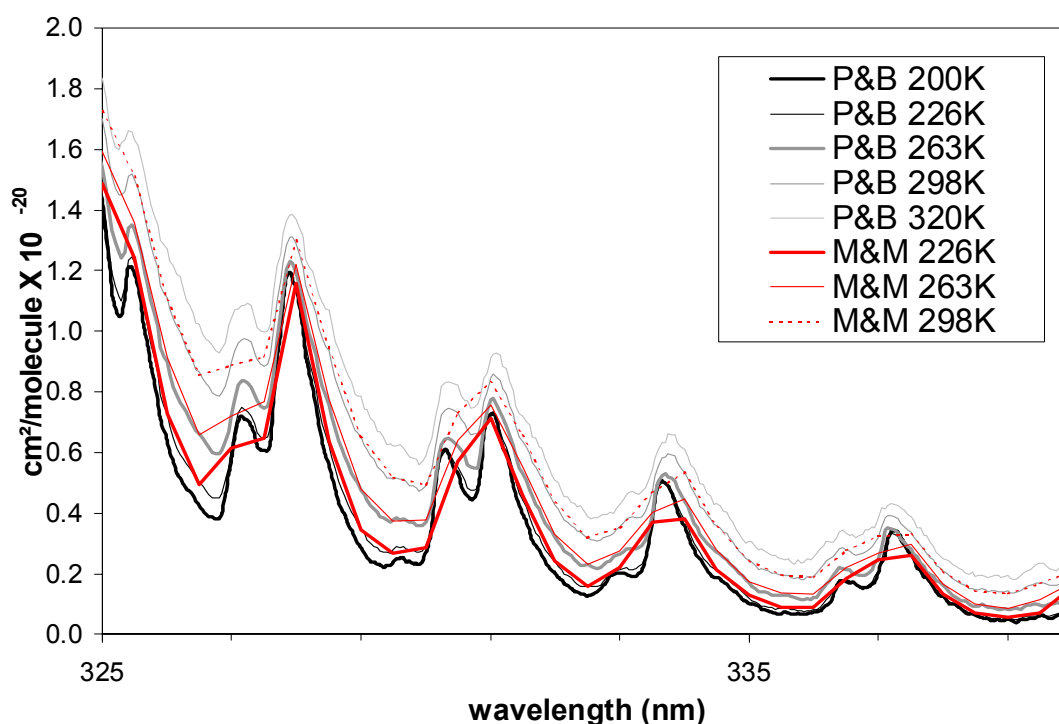
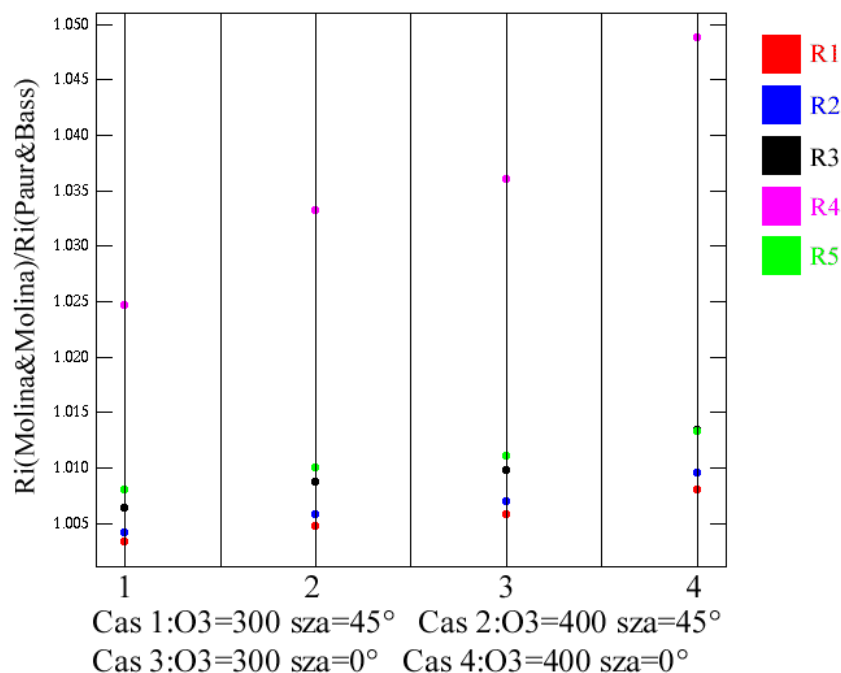


Figure 4.1.15 : Section efficace de l'ozone dans l'air à trois températures selon Paur&Bass (P&B en noir) et Molina&Molina (M&M en rouge)

Il est intéressant de voir dans quelle mesure le changement de sections efficaces peut influencer le résultat final. La figure 4.1.16 suivante illustre une comparaison des cinq rapports pour les deux banques de données « Paur et Bass » et « Molina et Molina » à la même température, et pour quatre cas présentant différentes quantités d'ozone et différents angles solaires zénithaux.



apports pour quatre cas en fonction de la section efficace de l'ozone choisie lors de la simulation

On peut voir que le rapport R_4 est très sensible à ce paramètre et peut dévier de 5%. Les autres rapports sont beaucoup moins sensibles et ne varient, dans notre exemple, que de 1,3% au maximum. Le choix de la section efficace de l'ozone n'est donc pas trivial et entraînera inévitablement des incertitudes sur le résultat car on ne peut dire actuellement avec une réelle certitude quelle banque de données est exacte. Pour le calcul de nos LUT, nous utiliserons la banque de données « Paur et Bass » [Paur and Bass, 1985] ce qui nous permettra une comparaison avec les données satellitaire TOMS de la NASA [McPeters et al., 1998] qui utilise la même banque de données.

4.1.4.8) Effet des profils de température, de pression et de quantité d'ozone de l'atmosphère

Lors de la simulation, des profils verticaux de pression, de température et de densité d'ozone sont utilisés (cf. chapitre 2). Ce dernier profil étant ensuite pondéré par la quantité totale d'ozone utilisée lors de la simulation. Il existe plusieurs profils standards pour différentes régions et saisons de la planète. Les profils que l'on utilise ici, de moyenne latitude pour l'été et l'hiver (modèles mid latitude summer et mid latitude winter, [McClatchey et al., 1971]) et un profil moyen calculé à partir des deux précédents que l'on appelle « Saison intermédiaire », sont présentés dans les figures 4.1.17 à 4.1.19.

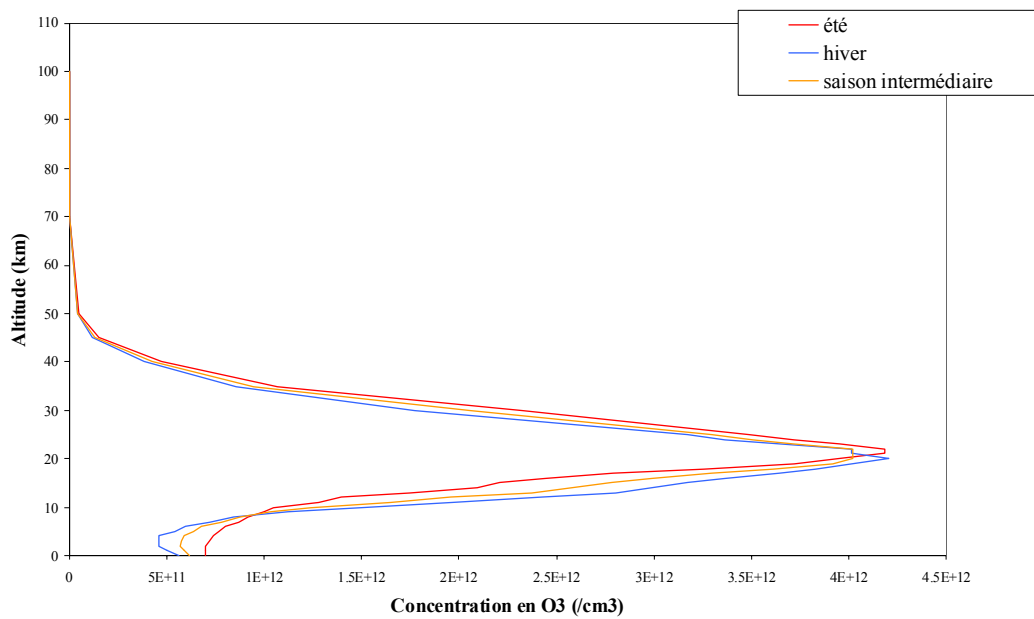


Figure 4.1.17 : Profils verticaux de la concentration en ozone suivant trois modèles, ramenés à une abondance totale dans l'atmosphère de 300DU.

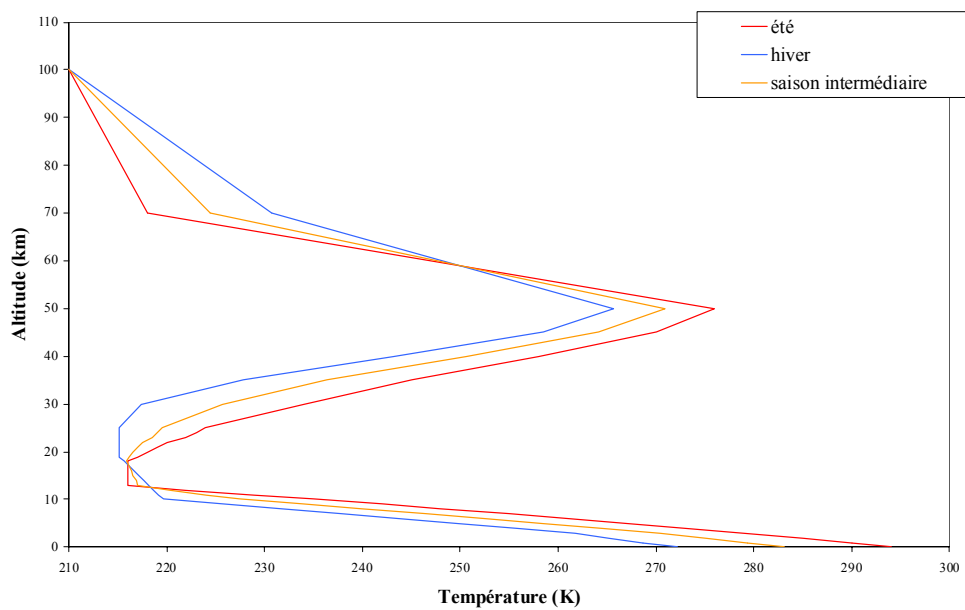


Figure 4.1.18 : Profils verticaux de la température suivant trois modèles

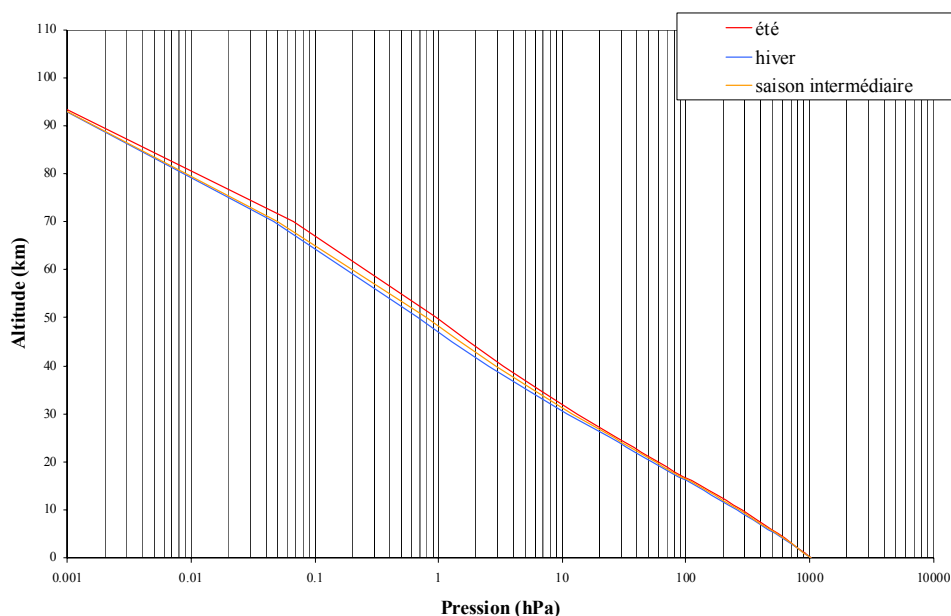


Figure 4.1.19 : Profils verticaux de la pression atmosphérique suivant trois modèles

Afin d'isoler l'influence de chacune des trois composantes (profils de température, de pression, de densité en ozone), une comparaison a d'abord été faite en ne changeant que le paramètre étudié. Pour ce faire, dans quatre cas différents, une simulation a été réalisée en utilisant le profil vertical « hiver » que l'on veut étudier. On réalise ensuite une deuxième simulation en utilisant le profil vertical « été » qui est notre standard, et on effectue le rapport des cinq rapports trouvés dans les deux simulations.

Nous avons d'abord étudié l'influence du profil pour différentes concentrations en ozone (figure 4.1.20).

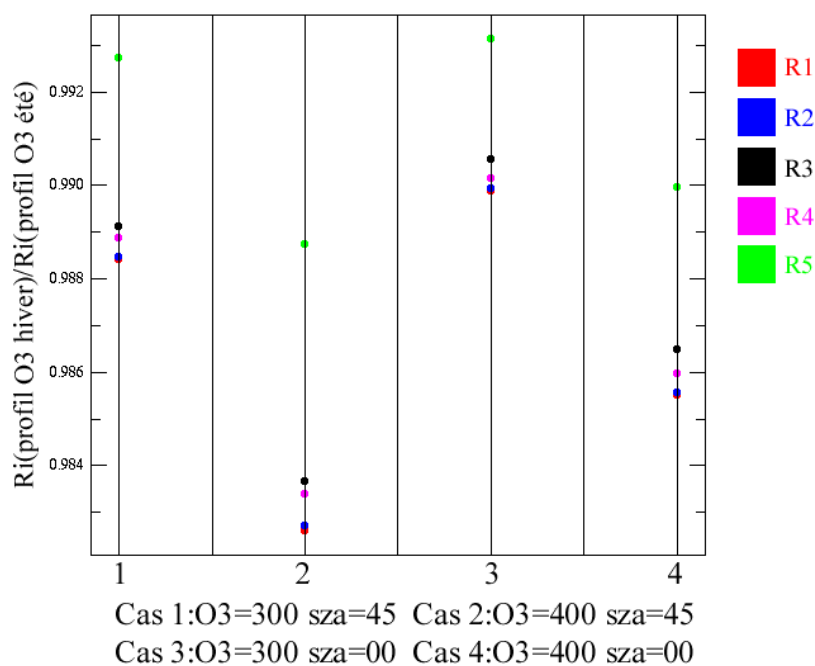


Fig 4.1.20 : Comparaison des cinq rapports en fonction du choix du profil vertical d'ozone suivant quatre cas

Ensuite, nous avons changé le profil vertical de la pression (fig 4.1.21)

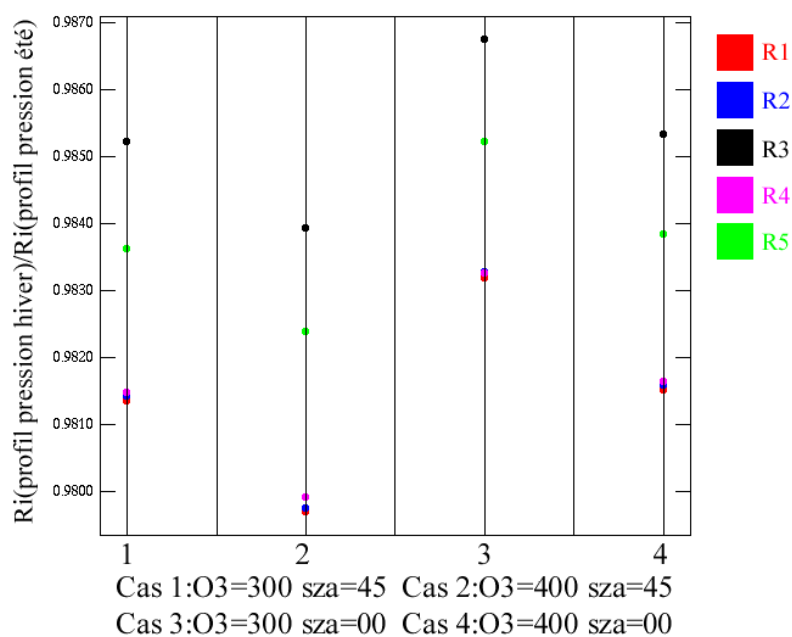


Fig 4.1.21 : Comparaison des cinq rapports en fonction du choix du profil vertical de pression suivant quatre cas

Enfin, nous avons étudié l'effet du profil vertical de la température (fig 4.1.22)

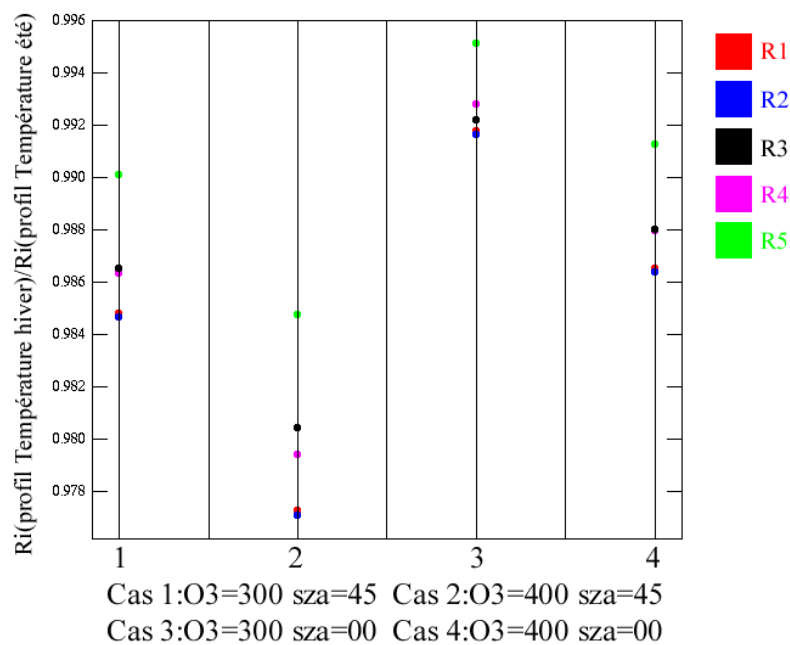


Fig 4.1.22 : Comparaison des cinq rapports en fonction du choix du profil vertical des températures suivant quatre cas

A la vue de ces courbes, chacune des trois composantes joue un rôle similaire et peut induire au maximum une déviation des rapports de l'ordre de 2% (cas numéro 2 et pour les

rapports R_1 et R_2). Aucun des trois profils ne semble jouer un rôle prépondérant. Finalement, les effets conjugués de ces trois composantes nous donnent la figure 4.1.23 et les effets combinés de ces profils verticaux induisent une dérive des rapports de l'ordre de 6% dans le cas numéro 2 (fig 4.1.22). Au regard de ces résultats, il convient de calculer des LUT pour chaque profil et de les utiliser en fonction de la saison à laquelle le spectre UV a été mesuré. En effet, utiliser une LUT calculée avec le profil moyenne latitude été sur un spectre mesuré en hiver, risque d'amener des incertitudes sur la restitution de la quantité d'ozone bien supérieures aux 2% que l'on s'est fixé. D'autre part, il convient de souligner que ces profils sont « standardisés » et non réels. Nos rapports étant relativement sensible à ces profils, une part d'incertitude sera inévitable étant donné la méconnaissance exacte des profils réels au moment de la mesure.

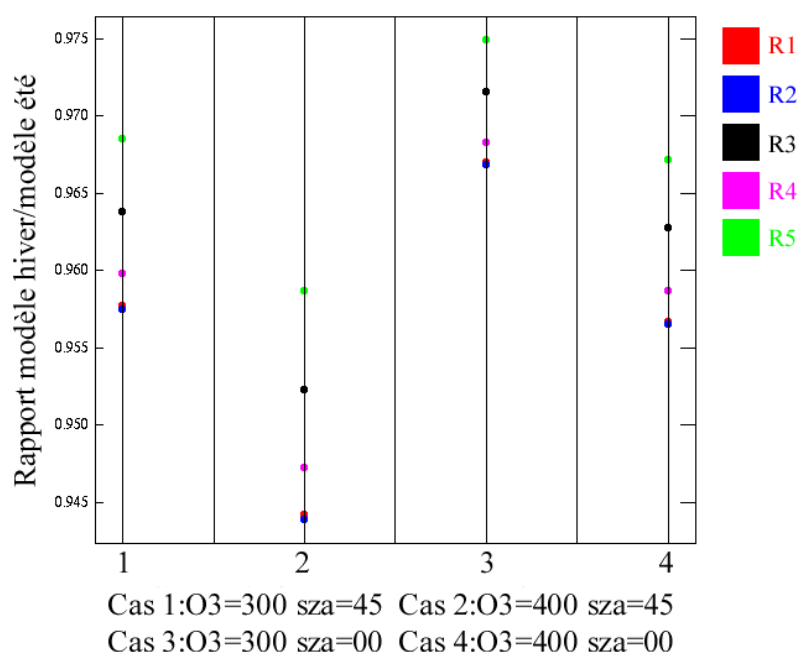


Fig 4.1.23 : Comparaison des cinq rapports en fonction du modèle d'atmosphère choisi lors de la simulation suivant quatre cas

4.1.4.9) Effet de l'épaisseur optique et de l'altitude des nuages

Enfin, un dernier test de sensibilité concernant les nuages est réalisé. Les simulations que nous avons faites jusqu'à maintenant ont été effectuées pour des ciels clairs. Le code de transfert radiatif DISORT que nous utilisons divise l'atmosphère en trente couches s'étalant du sol à 100km d'altitude. Nous pouvons à loisir remplir ces couches de différents constituants comme des aérosols ou bien des nuages, et modifier l'abondance et les propriétés optiques de ces constituants. Afin de vérifier si notre méthode marche toujours lorsque l'on est en présence de nuages, nous allons voir comment varient nos cinq rapports en fonction de l'épaisseur optique δ et de l'altitude h d'un nuage troposphérique.

Pour un premier test, nous avons introduit dans la simulation de nos spectres de référence, un nuage de type stratus d'un kilomètre d'épaisseur, dont la base est située à deux kilomètres d'altitude et dont les gouttelettes d'eau possèdent un facteur d'asymétrie de 0,785 à 300nm [Wang et Lenoble, 1996]. On supposera ce facteur d'asymétrie à 300nm constant

pour des longueurs d'onde variant de 280 à 350nm. Nous faisons ensuite varier l'épaisseur optique de ce nuage de 0 (ciel clair) à 50 (nuage épais). La division des cinq rapports calculés sur ces spectres UV sur nos cinq rapports de référence calculés par ciel clair nous fournit la figure 4.1.24 suivante.

Nous avons pris ensuite un nuage d'épaisseur optique constante 10 et un autre de 50, et nous avons fait varier son altitude de 2km à 11km (respectivement figures 4.1.25 et 4.1.26).

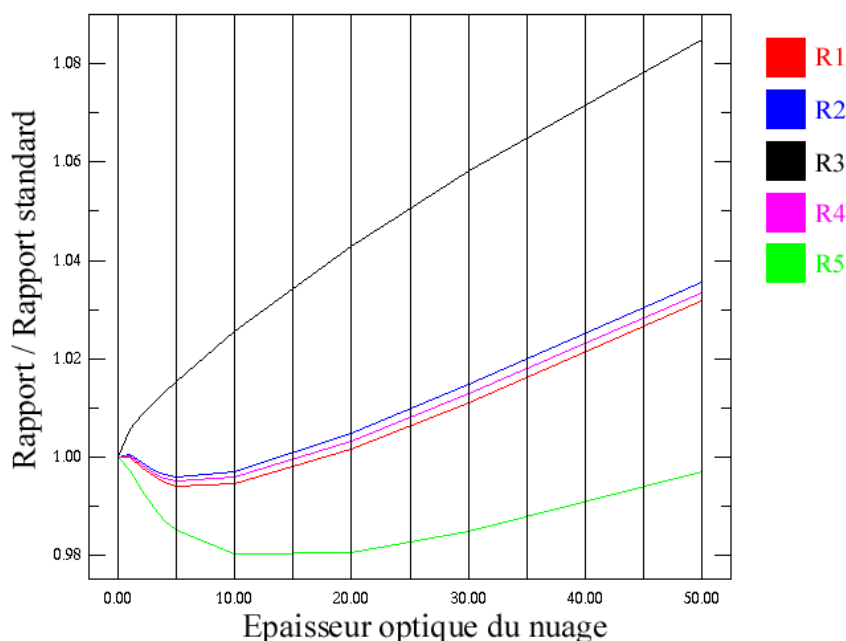


Fig 4.1.24 : Effet de l'épaisseur optique d'un nuage

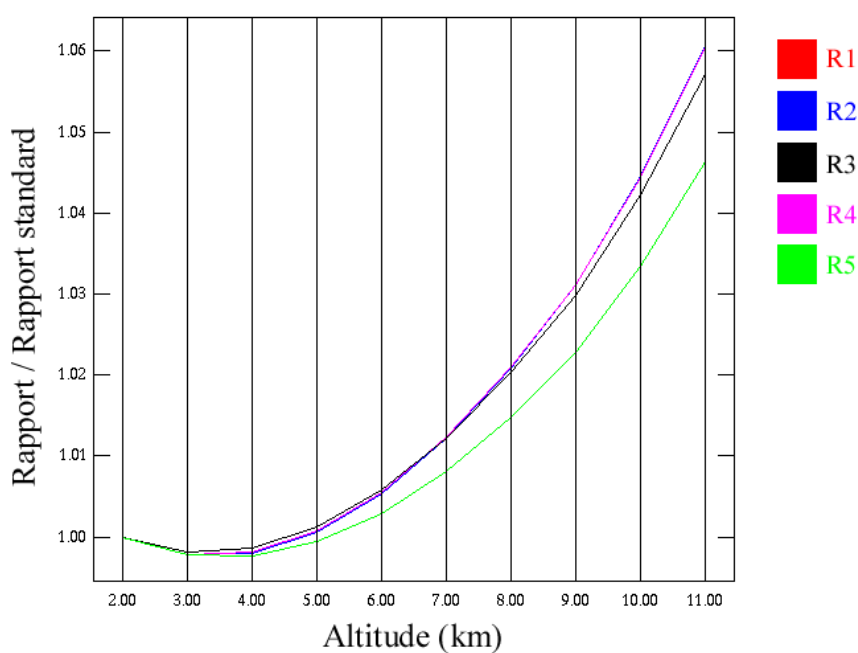


Fig 4.1.25 : effet de l'altitude d'un nuage d'épaisseur optique 10

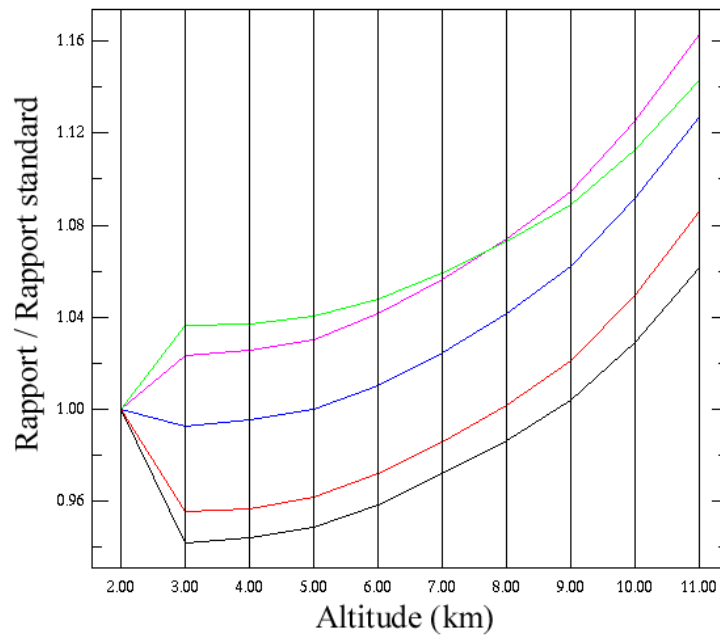


Fig 4.1.26 : effet de l'altitude d'un nuage d'épaisseur optique 50

A la vue de la première figure, on constate que le rapport R_3 est très sensible aux nuages avec un écart de 2,5% pour une épaisseur optique du nuage $\tau_n=10$. R_5 est lui aussi sensible aux nuages mais avec un effet contraire à R_3 . Un nuage a tendance à augmenter la valeur de R_3 et à diminuer celle de R_5 . Les trois autres rapports évoluent de façon quasi identique et ne s'écartent de plus de 1,5% de leurs valeurs de référence que pour un $\tau_n \geq 35$. Les quantités d'ozone fournies par R_3 et R_5 s'écarteront rapidement de la valeur réelle mais de par leurs effets contraires, on peut supposer que la moyenne ne s'écartera pas trop vite de cette valeur correcte. Dans tous les cas, un nuage assez épais ($\tau_n \geq 20$) induira inévitablement des erreurs dans la restitution de l'ozone. De plus, ces simulations supposent un ciel homogène. Dans la réalité, un ciel nuageux est rarement homogène et provoque des évolutions rapides de l'éclairement UV au sol. Ceci a pour effet de distordre les spectres UV mesurés et de fausser complètement la mesure des rapports. La méthode risque de mal fonctionner par ciel nuageux et un flag d'avertissement lors des mesures pour un ciel à forte nébulosité semble indispensable. Au regard de tout cela, l'incertitude de 2% sur la restitution d'ozone que nous nous étions fixés ne sera valable que dans les cas de ciel clair.

L'effet d'altitude est moins contraignant pour des nuages relativement peu épais ; un même nuage pouvant varier de 2km à 7,5km sans que cela n'influence trop la valeur de nos rapports. Par contre, dès que le nuage s'épaissit ($\tau=50$, figure 4.1.26), l'effet de l'altitude devient vite important. On peut constater également une grande différence dans le comportement de nos rapports suivant que l'on a une épaisseur optique de 10 ou de 50. Cette différence est difficilement explicable mais confirme la difficulté d'une restitution de l'ozone lors de journées fortement nuageuses.

4.1.4.10) Effet de l'altitude de la mesure

Nous avons également étudié l'effet de l'altitude à laquelle est effectuée la mesure. La figure 4.1.27 présente l'évolution de nos cinq rapports suivant l'altitude.

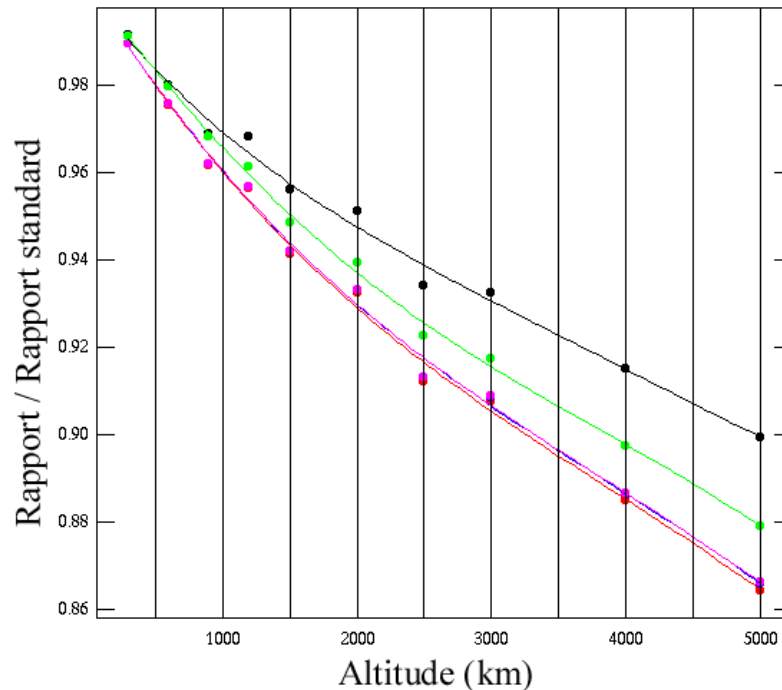


Fig 4.1.27) Effet de l'altitude sur nos cinq rapports

On remarque qu'une élévation de l'altitude s'accompagne d'une diminution non négligeable de la valeur de nos rapports. Cette diminution était prévisible car pour une mesure en altitude, la quantité d'ozone traversée par le rayonnement UV étant moins importante qu'au niveau de la mer, la valeur de l'éclairement spectral dans la région des 305nm augmente plus rapidement que celle située dans la région des 340nm. De par la proximité des éclairements spectraux utilisés pour le calcul du rapport R3, son évolution est plus lente. En moyenne, on obtient une variation de l'ordre de 3% par 1000m d'élévation. Nos LUTs ne semblent plus valables pour une altitude supérieure à 500m.

Cependant, lorsque l'on regarde les effets de l'altitude directement sur la restitution de l'ozone (figure 4.1.28), on remarque une sous estimation de la quantité d'ozone retrouvée qui varie de 1.5% à 3% pour une élévation de 1000m. Généralement, l'altitude du site de la mesure est bien connue et une correction peut aisément être appliquée sur les résultats obtenus pour des sites en altitude.

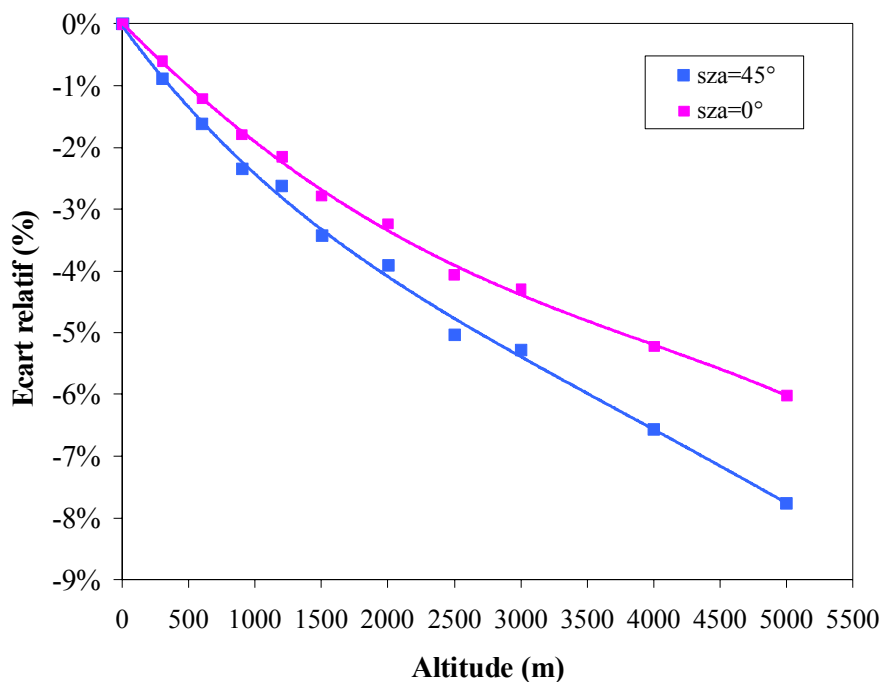


Fig 4.1.28) Effet de l'altitude sur la restitution de l'ozone

4.1.4.11) Conclusion sur les tests de sensibilité

Au regard de ces résultats, il semble nécessaire de calculer plusieurs LUT. Les trois paramètres qui semblent jouer un rôle influent sont le coefficient d'Angström α , l'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ β et les profils atmosphériques saisonniers. Les nuages jouent également un rôle important mais il est difficile de savoir quelle épaisseur optique nuageuse il y avait au moment de la mesure et il est très rare d'avoir une épaisseur optique constante lors d'un scan. Pour ces raisons, le calcul d'une LUT avec nuage est inutile et on peut seulement ajouter un flag lors d'une mesure par forte nébulosité. Dans la pratique, lorsque notre méthode nous révèle une très grande variabilité quotidienne de la quantité d'ozone, ainsi qu'une forte dispersion des cinq quantités d'ozone fournies par nos cinq rapports, la journée était vraisemblablement couverte de façon variable et ces mesures d'ozone sont cataloguées comme incertaines. L'altitude du site de mesure joue également un rôle important mais comme il est facile de connaître précisément ce paramètre, une correction peut être aisément appliquée sur le résultat. A noter également l'obligation de recalculer une LUT pour traiter les données sur un site couvert de neige ($\rho > 0,4$). En dehors des cas neigeux, ρ peut être fixé à une valeur constante. Enfin, les autres paramètres n'influent que faiblement les rapports, ils sont fixés à leur valeur standard respective. Finalement, vingt et une LUT sont calculées avec les paramètres fixes suivants :

- Albédo de diffusion simple des aérosols $\tau_{00} = 0,90$
- Albédo de sol $\rho = 0,02$ (Les cas neigeux seront traités séparément)
- Banque de données des sections efficaces d'absorption de l'ozone : Paur et Bass
- Fonction fente de largeur à mi-hauteur de $0,6\text{nm}$
- Altitude = 0m
- Ciel clair

Et les paramètres variables suivants :

- Coefficient d'Angström $\alpha = 1,5 - 2,0$ et $2,5$
- Epaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ $\beta = 0,05 - 0,10 - 0,15 - 0,20$
- Profil atmosphérique hiver, été, et saison intermédiaire

Pour chaque LUT, on calcule 2511 spectres pour des angles solaires zénithaux allant de 0° à 80° et pour des quantités d'ozone allant de 200DU à 500DU. Sur chaque spectre, les cinq rapports sont calculés et sauvegardés dans la LUT.

La valeur de α la plus typique à Lille est de $1,5$. Il semble judicieux d'utiliser cette valeur pour quatre valeurs de β afin de permettre la détermination de l'ozone dans le plus de cas possibles. Les valeurs de 2 et $2,5$ pour α sont plus rares et c'est pourquoi toutes les valeurs de β ne seront pas choisies mais seulement les valeurs extrêmes. Ces LUT ne seront utilisées que dans les cas rares où l'atmosphère est chargée d'aérosols très petits.

Pour α égal à $1,5$ et pour les trois profils d'atmosphères, on choisit donc β égal à $0,05$ $0,10$ $0,15$ et $0,20$, soit douze LUT.

Pour α égal à $2,0$ et pour les trois profils d'atmosphère, on choisit β égal à $0,05$ et $0,20$, soit six LUT.

Enfin, pour α égal à $2,5$ et pour les trois profils d'atmosphère, on choisit β égal à $0,05$, soit trois LUT.

A la vue des différents tests de sensibilité réalisés, il semblerait qu'aucun de nos cinq rapports ne soit à privilégier. Suivant la situation, certains rapports varieront peu et d'autres au contraire varieront beaucoup. Si l'on veut minimiser les effets liés à l'instrument ou dû aux imprévus climatiques, il convient de prendre la moyenne de nos cinq quantités d'ozone retrouvées grâce à nos cinq rapports. Cette dernière quantité sera ensuite considérée comme la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère au moment de la mesure. L'écart type de ces cinq quantités nous renseignera sur d'éventuels problèmes lors de la mesure et sur la qualité de cette valeur de la quantité d'ozone.

4.1.5) Utilisation des LUT, vérification sur quelques spectres simulés de l'efficacité de nos LUT à restituer la quantité d'ozone

4.1.5.1) Méthode de sélection d'une LUT

Lorsque l'on traite les données du spectroradiomètre Spuv01, la LUT « standard » est utilisée par défaut ($\alpha = 1,5$, $\beta = 0,05$ et saison adaptée à la date). Le contrôle des cas entraînant des erreurs (nuage, aérosols très petits etc.) ne peut se faire qu'en visualisant directement les résultats et n'est pas automatisé. En cas de résultats visiblement aberrants (très forte dispersion des cinq rapports, valeurs qui varient énormément dans la journée etc.), une comparaison est entreprise avec les données satellitaires TOMS. La plupart du temps, la mauvaise qualité apparente des données est liée à une forte nébulosité et la journée est simplement cataloguée de « mauvaise qualité ». Généralement, calculer la moyenne

journalière nous donne une assez bonne estimation de la quantité d’ozone qui se compare bien avec TOMS. Parfois, les données semblent correctes mais la comparaison avec TOMS souffre d’écarts importants. Les données aérosols du réseau Aeronet [Holben et al., 1998] sont alors consultées sur internet. En cas de besoin, une nouvelle LUT mieux adaptée aux quantités aérosols sera alors utilisée.

4.1.5.2) Méthode pour retrouver l’ozone en utilisant une LUT

Une fois notre LUT sélectionnée, la méthode de détermination d’ozone sur un spectre mesuré est alors assez simple. A l’heure de la mesure, on calcule l’angle solaire zénithal. On calcule également les cinq rapports sur le spectre acquis. L’angle zénithal est arrondi à l’angle entier supérieur ($sza\#1$) et inférieur ($sza\#2$). Pour l’angle $sza\#1$, nous avons dans notre LUT et pour chacun des cinq rapports, trente et un rapports pré calculés pour des quantités d’ozone allant de 200 à 500DU. La courbe du rapport en fonction de l’ozone est une courbe croissante. En utilisant une interpolation de type cubic spline, on peut trouver précisément sur cette courbe quelle quantité d’ozone $Q1$ nous donnerait le rapport réel calculé sur le spectre. On fait de même avec l’angle $sza\#2$, ce qui nous donne une deuxième quantité d’ozone $Q2$. Enfin, on fait une interpolation linéaire entre les deux quantités d’ozone $Q1$ et $Q2$ trouvées pour $sza\#1$ et $sza\#2$ pour déterminer l’ozone à l’angle zénithal solaire de la mesure.

Exemple : si un spectre UV est mesuré à 12h00 TU le 21 juin à Lille, l’angle solaire zénithal est alors de $28^{\circ}15'$. Si le rapport $R1$ mesuré sur ce spectre vaut 9,45 (par exemple), on calcule les deux quantités d’ozone $Q1$ et $Q2$ qui nous redonneront cette valeur sur les courbes qui présentent le rapport en fonction de l’ozone (voir la figure 4.1.4) pour les angles solaires zénithaux $sza\#1=29^{\circ}$ et $sza\#2=28^{\circ}$. Si $Q1$ vaut 300DU ($sza=29^{\circ}$) et $Q2$ vaut 310DU ($sza=28^{\circ}$), alors Q à $sza=28^{\circ}15'$ est déterminé par interpolation linéaire entre $Q1$ et $Q2$ et vaut 307, 5DU. Cette valeur sera la valeur retenue de R_1 . On procède de la même façon pour les quatre autres rapports.

4.1.5.3) Vérification de l’efficacité de notre méthode dans l’estimation d’ozone

Afin de vérifier dans un premier temps l’efficacité de restitution de l’ozone à l’aide de nos LUT, nous avons simulé quelques spectres UV avec différentes valeurs d’ozone et différents aérosols. Nous avons ensuite utilisé nos LUT pour retrouver la quantité d’ozone. Cette technique nous permet de voir dans quelle mesure une LUT est efficace et à partir de quel moment il faut en utiliser une autre.

Quinze spectres UV ont été simulés avec les paramètres suivants :

N°spectre	O3	Sza (°)	α	β	τ_{00}	saison
1	300	45	1,5	0,05	0,9	été
2	350	45	1,5	0,05	0,9	été
3	400	45	1,5	0,05	0,9	été
4	300	45	1,0	0,15	0,9	été
5	350	45	1,0	0,18	0,85	été
6	300	45	2,0	0,15	0,9	été
7	300	60	1,5	0,15	0,9	été
8	350	60	1,5	0,15	0,8	été
9	300	30	2,0	0,20	0,9	été
10	250	30	0,44	0,28	0,85	été
11	300	45	1,5	0,05	0,9	hiver
12	350	45	1,0	0,18	0,85	hiver
13	300	45	2,0	0,15	0,9	hiver
14 *	300	45	1,5	0,05	0,9	Eté
15 *	300	45	1,5	0,05	0,9	Eté

(*) Le spectre 14 est simulé en présence d'un nuage d'épaisseur optique de 20. Le spectre 15 est simulé en présence d'un nuage d'épaisseur optique de 50. Les autres spectres sont simulés par ciel clair.

Le nom donné par la suite aux LUT est le suivant : aXXbYYYmZ avec :

XX : le coefficient d'Angstrom des aérosols multiplié par dix ($\alpha=1,5 \rightarrow XX=15$)

YY : l'épaisseur optique des aérosols à 1 μ m multiplié par cent ($\beta=0,05 \rightarrow YY=005$)

Z : le modèle de profil vertical (Z=s : été ; Z=w : hiver ; Z=m : saison intermédiaire).

Enfin, on utilise notre algorithme de restitution de l'ozone sur nos 14 spectres en utilisant différentes LUT. Le tableau 4.1.1 présente les résultats de cette étude. En rouge sont reportés les écarts supérieurs à 2% par rapport à la quantité théorique à retrouver. Cet écart marque la limite de validité de la LUT utilisée pour les différents cas considérés. La quantité ΔO_3 représente l'écart type entre les cinq quantités d'ozone restituées par nos cinq rapports.

N°spectre	O3	a15b005ms	ΔO_3	écart	a15b015ms	ΔO_3	écart	a20b005ms	ΔO_3	écart
1	300	300	0.0	0.0%	296	1.0	-1.4%	297	0.7	-1.0%
2	350	350	0.0	0.0%	346	1.1	-1.2%	347	0.7	-0.7%
3	400	400	0.0	0.0%	396	1.1	-1.0%	397	0.7	-0.8%
4	300	300	0.1	0.0%	296	1.0	-1.4%	297	0.7	-1.0%
5	350	351	0.5	0.3%	347	0.6	-0.9%	348	0.3	-0.6%
6	300	313	3.2	4.2%	308	2.1	2.6%	310	2.5	3.2%
7	300	302	0.4	0.7%	300	0.0	0.0%	300	0.1	0.0%
8	350	353	1.2	0.9%	351	0.7	0.3%	351	0.7	0.3%
9	300	322	5.6	6.8%	317	4.2	5.4%	319	4.8	6.0%
10	250	249	0.0	-0.4%	244	1.4	-2.5%	246	0.8	-1.6%
11	300	293	0.3	-2.4%	289	1.3	-3.8%	290	1.0	-3.5%
12	350	343	0.3	-2.0%	339	1.0	-3.2%	340	0.7	-2.9%
13	300	306	3.0	2.0%	302	1.9	0.7%	303	2.3	1.0%
14	300	301	3.9	0.3%	297	5.0	-1.0%	298	4.7	-0.7%
15	300	308	3.4	2.7%	304	4.0	1.3%	305	3.8	1.7%

N°spectre	O3	a20b020ms	ΔO3	écart	a25b005ms	ΔO3	écart	a15b005mw	ΔO3	écart
1	300	283	4.3	-6.0%	291	2.2	-3.1%	307	0.4	2.3%
2	350	332	4.4	-5.4%	341	2.3	-2.6%	358	0.4	2.2%
3	400	382	4.5	-4.7%	391	2.3	-2.3%	409	0.5	2.2%
4	300	283	4.3	-6.0%	291	2.2	-3.1%	307	0.4	2.3%
5	350	334	3.9	-4.8%	342	1.8	-2.3%	359	0.8	2.5%
6	300	295	1.2	-1.7%	304	1.0	1.3%	320	3.5	6.3%
7	300	292	2.0	-2.7%	296	1.0	-1.4%	308	0.6	2.6%
8	350	343	1.3	-2.0%	347	0.3	-0.9%	360	1.5	2.8%
9	300	300	0.0	0.00%	311	2.9	-3.5%	330	6.0	9.1%
10	250	228	5.4	-9.7%	239	2.5	-4.6%	255	0.3	2.0%
11	300	276	4.5	-8.7%	284	2.4	-5.6%	300	0.0	0.0%
12	350	326	4.3	-7.4%	334	2.2	-4.8%	351	0.4	0.3%
13	300	289	1.4	-3.8%	297	0.8	-1.0%	313	3.3	4.2%
14	300	283	8.3	-6.0%	292	6.2	-2.7%	308	3.8	2.7%
15	300	291	6.6	-0.33%	299	4.8	-1.0%	315	3.4	5.0%

Tableau 4.1.1) Restitution de l’ozone sur 14 spectres simulés suivant 6 LUT.

4.1.5.3.1) LUT « a15b005ms »

Les trois premiers spectres ont été simulés dans les mêmes conditions que cette LUT. Il est donc normal que l’on retrouve exactement les mêmes quantités. On retrouve aussi exactement l’ozone avec le quatrième spectre. Un écart assez faible de α ou β n’est donc pas préjudiciable à la qualité de notre restitution d’ozone. Seul cinq cas sont significativement différents : lorsque α et β sont tous les deux assez élevés (cas 6 et 9) et lorsque l’on utilise une LUT « saison été » pour traiter des spectres « saison hiver » (cas 11, 12 et 13). A noter que pour le cas 13, l’effet aérosol est contraire à l’effet saison, il s’ensuit une atténuation de l’écart en dessous des 2%. A noter aussi que le nuage n’a ici que peu d’effets (cas 14).

L’effet saison est donc important, ainsi que les effets combinés d’un α grand et d’un β élevé.

4.1.5.3.2) LUT « a15b015ms »

En utilisant une LUT où seule la valeur de β est changée par rapport à la précédente, on ne change pas grand-chose aux résultats. On retrouve les grands écarts pour les mêmes spectres, sauf le cas 13 où la compensation des effets aérosols/saison est ici encore plus grande et réduit l’écart à 0.7%.

4.1.5.3.3) LUT « a20b005ms »

Lorsque l’on utilise cette LUT où seul le coefficient d’Angström a été augmenté par rapport à la première LUT, les résultats sont peu différents. Même pour le spectre numéro 6 qui a été simulé avec un coefficient d’Angstrom identique, cette LUT ne permet pas de retrouver l’ozone dans de bonnes conditions. Le traitement des spectres 6, 9, 11 et 12 ne

donne toujours pas de valeur satisfaisante de l'ozone. Les cas 6 et 9 car ils combinent un α et un β important. Les cas 11 et 12 car ils ont été simulés pour des profils « hiver ».

4.1.5.3.4) LUT « a20b020ms »

Les effets combinés du coefficient d'Angström α et de l'épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ β changent sensiblement les résultats. On retrouve évidemment parfaitement la quantité d'ozone du spectre 9 qui a été simulé avec les mêmes paramètres que cette LUT. On trouve également une quantité d'ozone acceptable pour le spectre 6. Le traitement de tous les autres spectres nous donne des résultats dépassant le seuil de tolérance de 2% avec un maximum de presque 10% dans le cas du spectre 10. Cette LUT doit être utilisée uniquement dans les cas où l'atmosphère est composée d'aérosols aux valeurs α et β élevées.

4.1.5.3.5) LUT « a25b005ms »

Les résultats obtenus avec cette LUT sont assez similaires à ceux obtenus avec la LUT précédente, avec cependant des écarts qui semblent s'atténuer. Bien que α soit très grand, l'effet seul du coefficient d'Angström semble jouer un rôle moins important que les effets combinés d'un α et d'un β élevés.

4.1.5.3.6) LUT « a15b005mw »

Cette LUT est similaire à la première mais la simulation a été réalisée avec les profils atmosphériques verticaux de pression, température et quantité d'ozone du modèle standard « hiver ». Les résultats nous démontrent l'importance de la prise en compte de la saison dans la restitution de l'ozone. Le traitement des spectres 11 et 12, simulés avec ces profils hiver, nous restituent bien des quantités d'ozone convenables. Le spectre 13, bien que simulé avec des profils « hiver » a été calculé avec un α et β plus élevé que ceux utilisés dans la LUT et provoque ainsi des problèmes dans la restitution de l'ozone.

4.1.5.4) Conclusion

A la vue de ces premiers résultats, si l'on veut calculer la quantité d'ozone avec une précision satisfaisante, il semble nécessaire de changer de LUT :

- En fonction de la saison (3 LUT : hiver, été et saison intermédiaire)
- En fonction des aérosols (3 LUT : 1 LUT « standard » plus 2 LUT lorsque α et β sont élevés. Les valeurs de ces deux quantités peuvent être fournies par le réseau Aeronet pour le site de Lille).

4.1.6) Estimation de la colonne d'ozone à partir des spectres mesurés au sol

Pour le 7 avril 2002 (beau temps, ciel dégagé), nous avons utilisé six LUT pour traiter tous les spectres de cette journée. TOMS mesurait cette journée 385 DU. Le réseau Aéronet ne fonctionnait malheureusement pas à Lille ce jour là, il est donc impossible de savoir quelles étaient les valeurs de α et de β . Cependant, il est intéressant de voir dans quelle mesure l'utilisation de différentes LUT influence le résultat. Les figures suivantes présentent l'évolution quotidienne de l'ozone suivant ces six LUT pour les cinq rapports définis au paragraphe 4.1.2 et la moyenne de ces cinq quantités d'ozone. Les LUT utilisées ont toutes les six été calculées avec les profils atmosphérique « saison intermédiaire ».

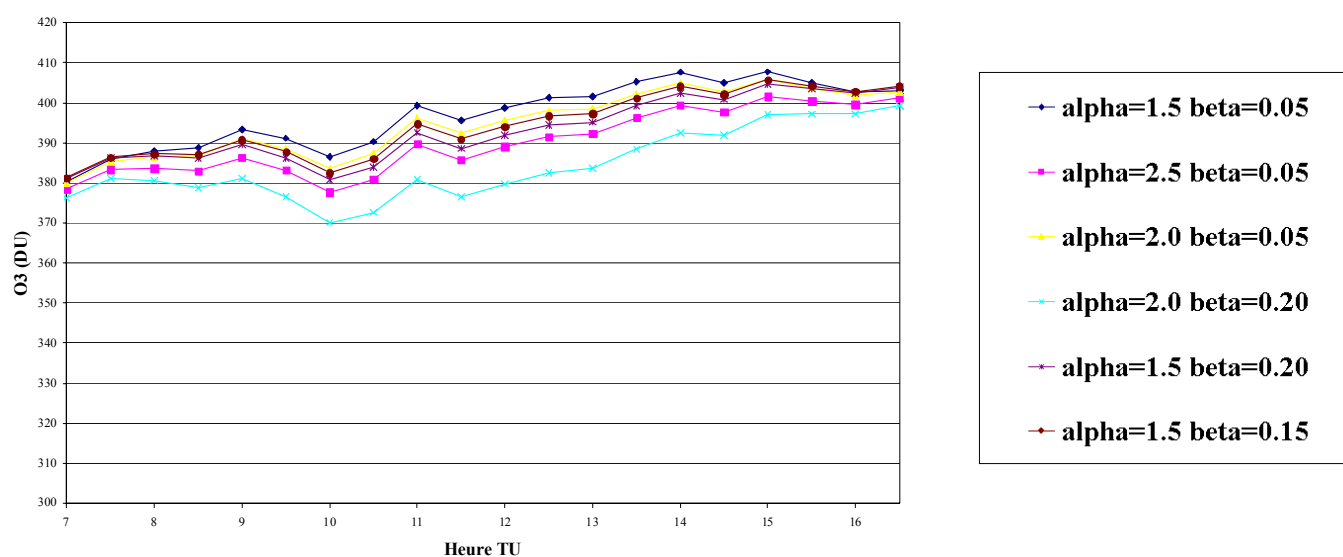


Figure 4.1.29) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon le rapport R1 (340/305,5) le 7 avril 2002

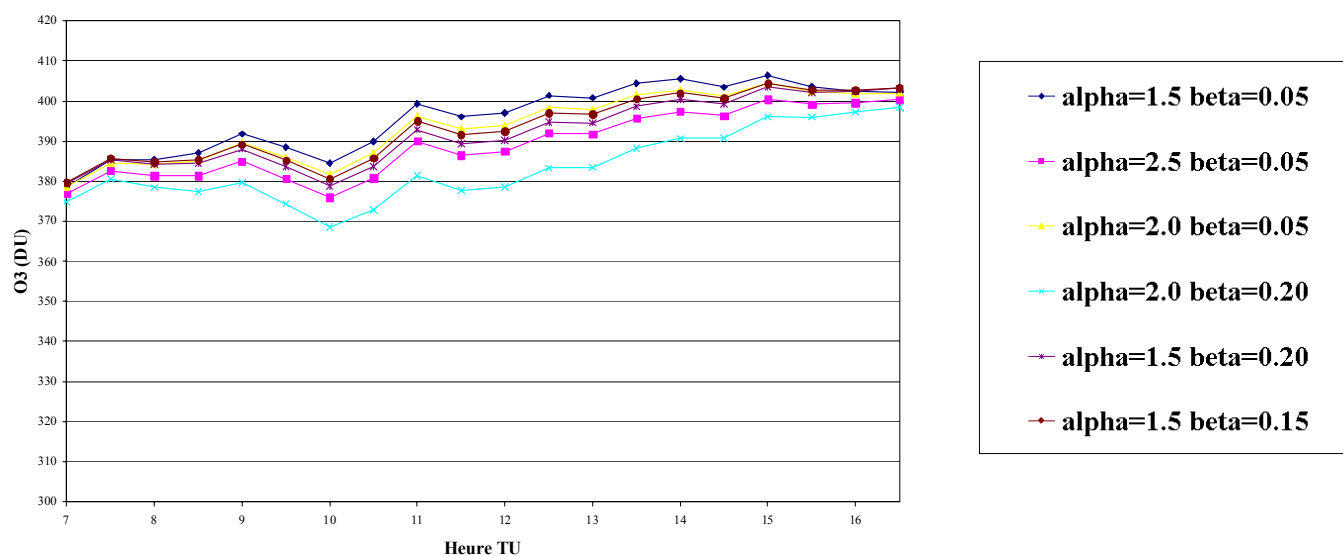


Figure 4.1.30) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon le rapport R2 (339/305,5) le 7 avril 2002

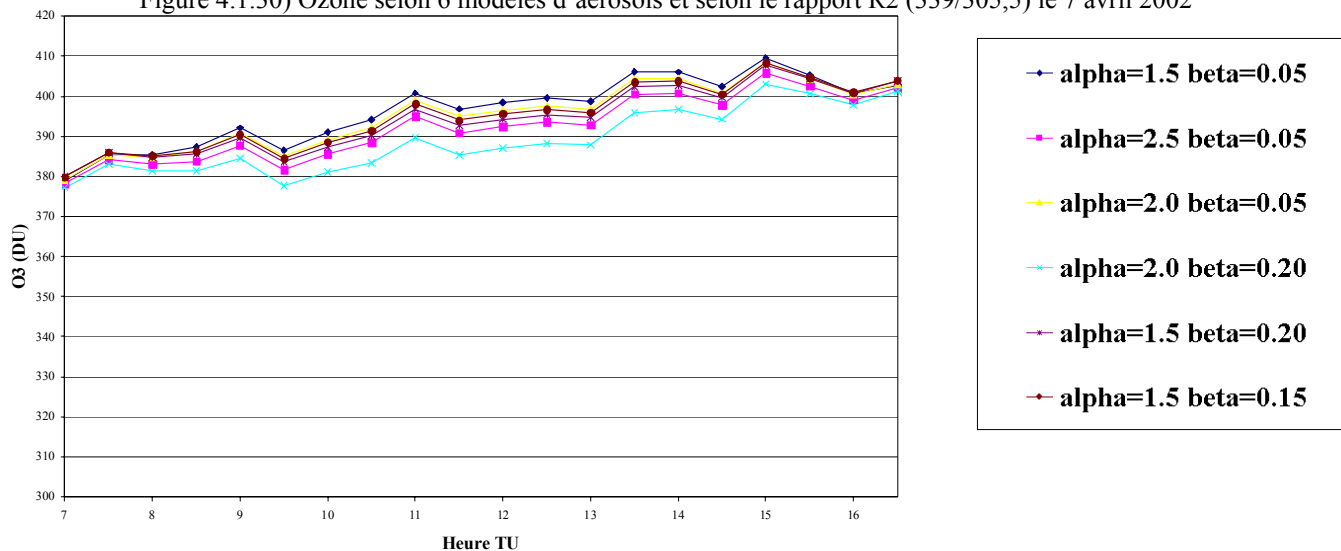


Figure 4.1.31) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon le rapport R3 (323/305,5) le 7 avril 2002

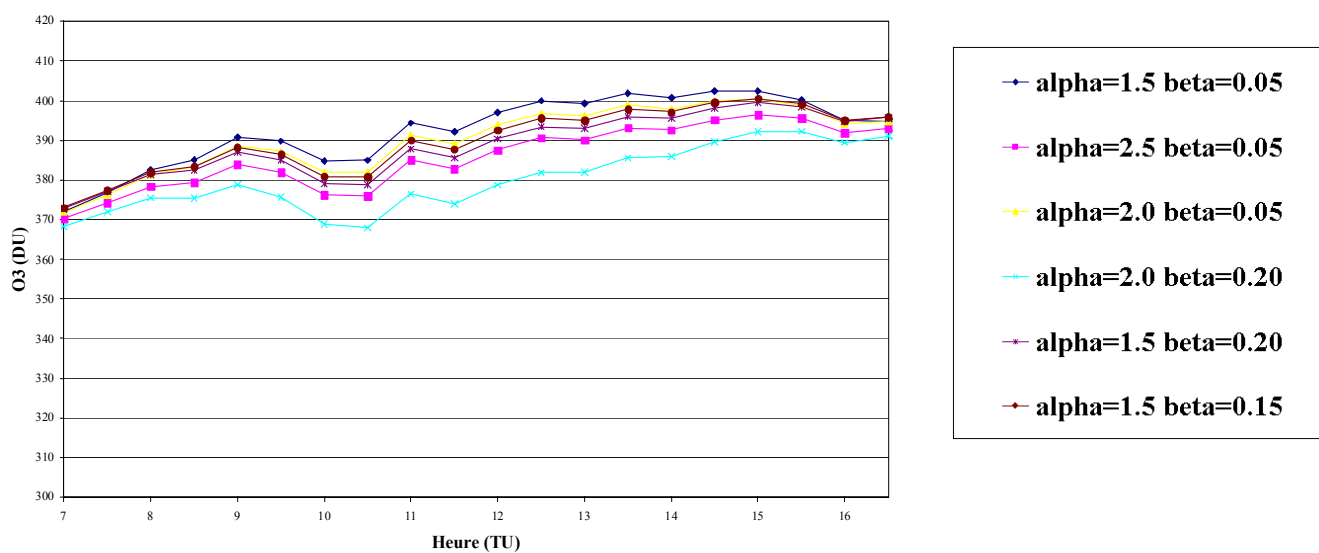


Figure 4.1.32) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon le rapport R4 (339 :340/304,5 :306,5) le 7 avril 2002

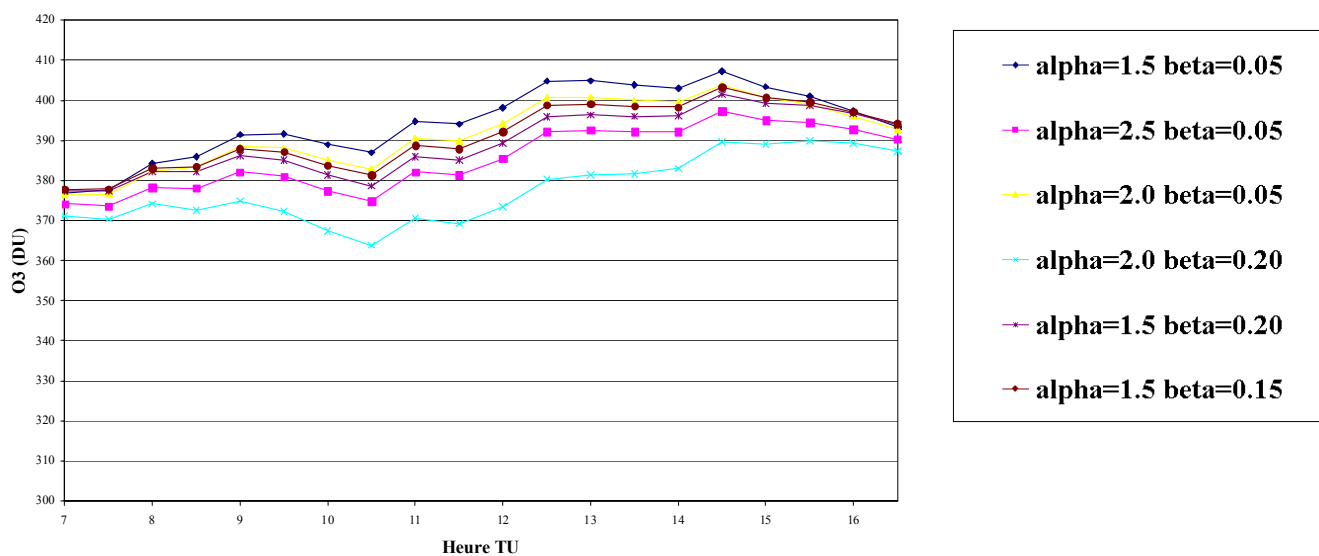


Figure 4.1.33) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon le rapport R5 (340 :345/305 :310) le 7 avril 2002

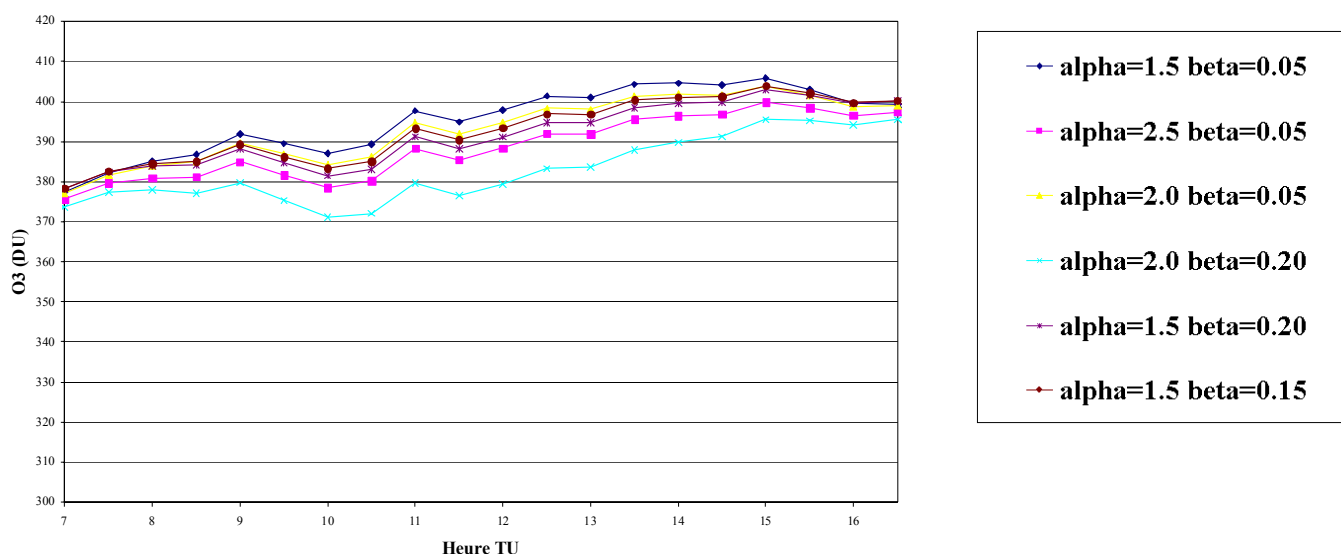


Figure 4.1.34) Ozone selon 6 modèles d'aérosols et selon la moyenne des cinq rapports le 7 avril 2002

On voit qu'une LUT se distingue des cinq autres : la courbe correspondant à $\alpha = 2,0$ et $\beta = 0.20$ (en bleu ciel). Ceci confirme bien les résultats que nous avons obtenus au paragraphe précédent lorsque nous étudions la restitution d'ozone sur des spectres simulés. Seuls les cas exceptionnels où l'atmosphère est chargée en particules très petites (α grand) et très nombreuses (β grand) influencent significativement le résultat. Ici, la différence peut atteindre 15DU, soit environ 1,5% d'écart relative. Les autres LUT avec $\alpha = 1,5$ donnent des résultats similaires avec un écart entre eux inférieur à 5DU. Les instruments appartenant au réseau Aeronet, lorsqu'ils sont en fonctionnement sur le toit du bâtiment P5 peuvent nous fournir des données sur les aérosols et notamment les deux quantités α et β . La présence de petits aérosols diffusants nous sera révélée par ces données Aeronet et nous utiliserons alors la LUT qui s'impose. Nous pouvons constater également que les quantités d'ozone fournies par le rapport R5 sont les plus dispersées en fonction de la LUT utilisée. Ce rapport semble assez sensible aux aérosols alors que le rapport R3, conformément à nos prévisions, est le moins sensible aux aérosols.

Nous avons également superposé l'évolution de la quantité d'ozone de cette journée suivant nos cinq rapports sur une même figure et pour la seule LUT standard « a15b005mm » avec les paramètres suivants : $\alpha = 1,5$, $\beta = 0,05$, profils atmosphériques moyens (figure 4.1.35). On peut voir sur cette figure que les rapports R1, R2 et R4 donnent des résultats fort similaires. Les rapports R3 et R5 sont également très proches.

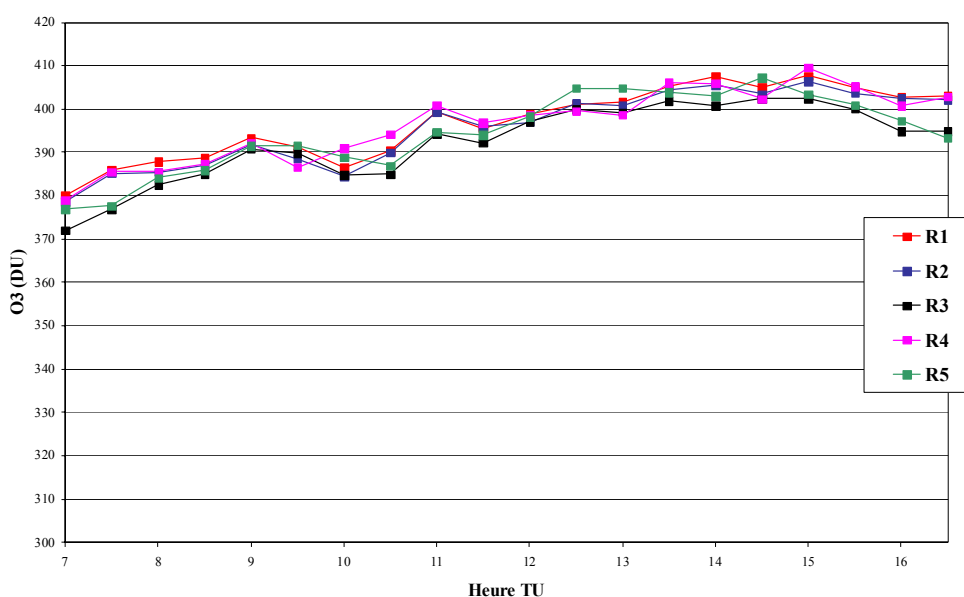


Figure 4.1.35) Ozone selon les cinq rapports, le 7 avril 2002

Enfin, toujours pour cette journée du 7 avril 2002, nous avons étudié l'effet de la saison. Nous avons pour cela déterminé l'évolution de l'ozone (suivant la moyenne des cinq quantités d'ozone fournies par les cinq rapports) en utilisant la LUT « a15b005 » pour les trois saisons. La figure 4.1.36 suivante présente le résultat de cette étude.

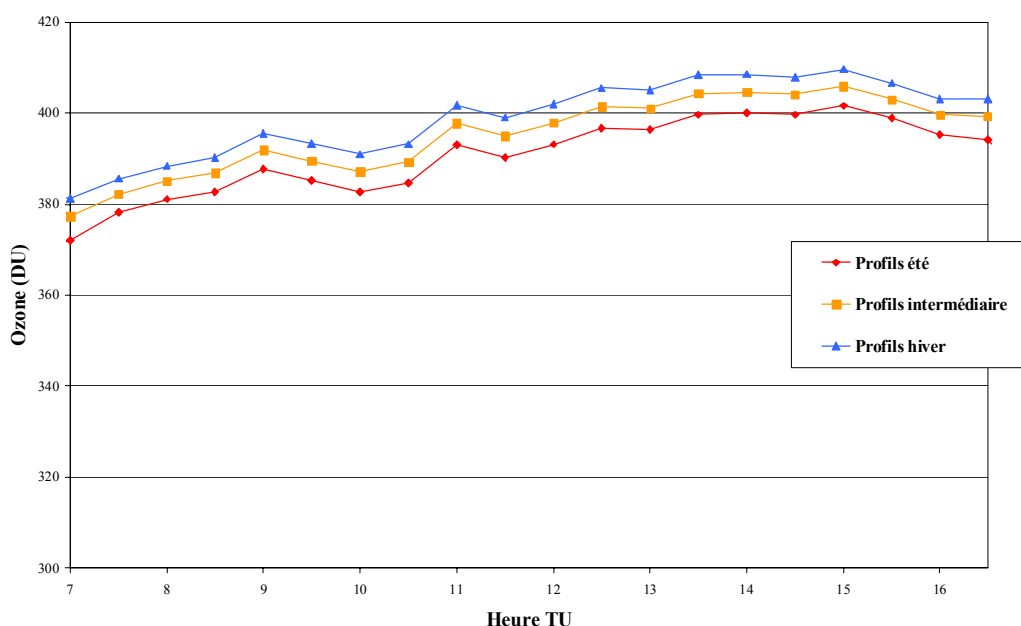


Fig 4.1.36) Quantité d'ozone du 7 avril 2002 suivant que l'on utilise la LUT hiver, été ou saison intermédiaire.

On voit ici l'importance d'utiliser la bonne LUT adaptée à la saison. Utiliser ici la LUT « été » ou « hiver » pour traiter cette journée de printemps engendre une différence d'environ 5DU, soit environ 1,5%.

Ces résultats sur des spectres réels mesurés au sol confirment ce que nous avons constaté dans le paragraphe précédent sur des spectres simulés, à savoir la nécessité d'utiliser une LUT pour chaque saison, et l'importance d'avoir à disposition une ou deux LUT utilisables lors de la présence d'aérosols atmosphérique particulièrement nombreux et diffusants.

4.1.7) Résultats

4.1.7.1) Etude de l'année 2000, comparaison avec les données satellitaires TOMS

Le calcul de l'ozone pour l'année 2000 a été effectué avec l'ensemble des spectres des stations UV de Villeneuve d'Ascq (SPUV01) et de Briançon dans les Alpes (SPUV02). Le spectroradiomètre SPUV02 de Briançon est de conception identique à celui de Villeneuve d'Ascq mais possède une largeur de fente à mi-hauteur légèrement plus grande et égale à 0,8nm [Masserot, 2001]. Les LUT utilisées changent en fonction des saisons et une correction d'altitude est appliquée dans le cas du site de Briançon, de même qu'une correction de l'albédo de sol l'hiver afin de prendre en compte la neige pour ce site montagnard. Une comparaison avec les données satellitaires TOMS [McPeters et al., 1998] est réalisée pour les deux sites. Les incertitudes de cet instrument sont estimées à 2% [McPeters et al., 1998], ce qui est identique aux incertitudes que nous nous sommes fixées. Cependant, TOMS fournit une seule quantité d'ozone par jour et pour une zone terrestre faisant approximativement 100km de côté. Cette donnée est une moyenne temporelle et spatiale. La comparaison sera donc forcément entachée d'erreurs. Les six figures suivantes (4.1.37 à 4.1.42) présentent les résultats de ces comparaisons. Les figures 4.1.37 et 4.1.40 présente l'évolution annuelle de la quantité d'ozone pour les deux sites selon nos restitutions et selon TOMS. Sur ces deux figures est représenté pour chaque journée, la moyenne journalière de la quantité d'ozone. Les figures 4.1.38 et 4.1.41 présentent le rapport entre les quantités d'ozone que l'on a retrouvé sur les quantités TOMS. Enfin les figures 4.1.39 et 4.1.42 présentent des histogrammes permettant de mieux quantifier les écarts entre nos quantités d'ozone et celles fournies par TOMS.

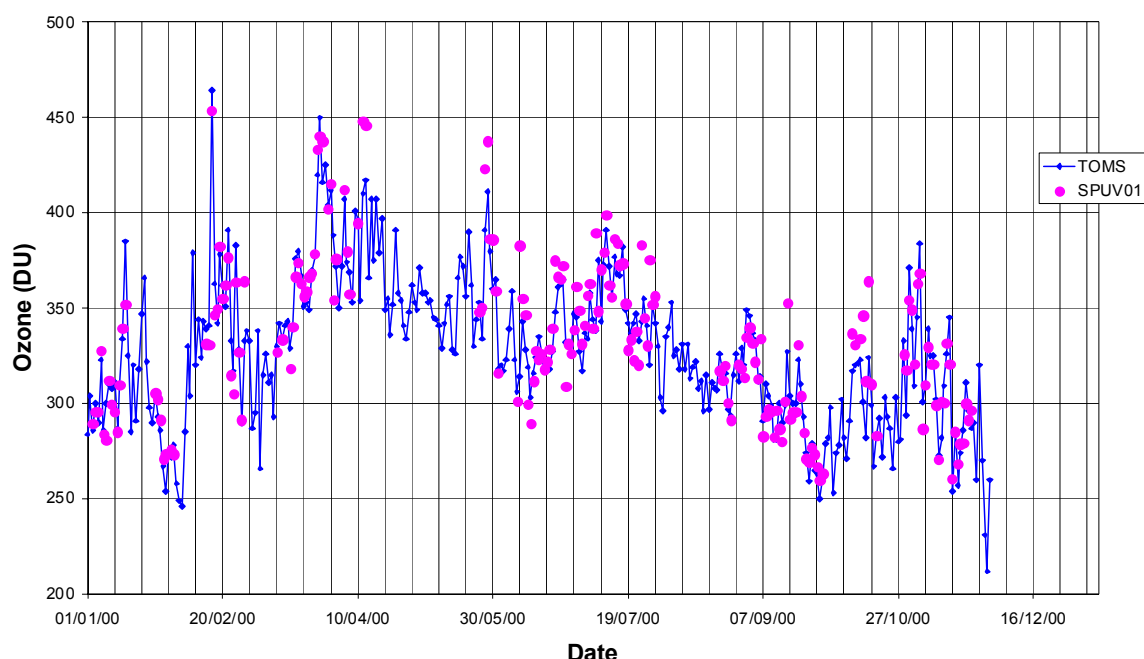


Fig 4.1.37) Evolution de l'ozone à Villeneuve d'Ascq en 2000 suivant TOMS et SPUV01

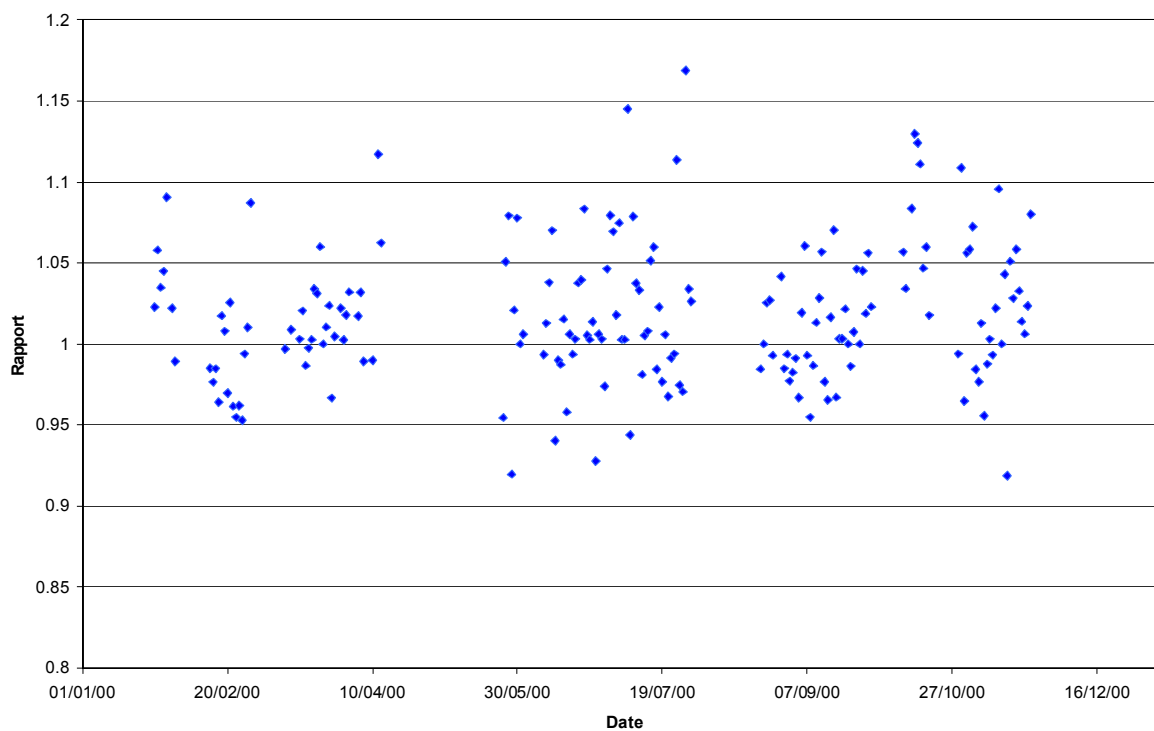


Fig 4.1.38) Rapport des quantités d'ozone SPUV01/TOMS pour l'année 2000 à Villeneuve d'Ascq

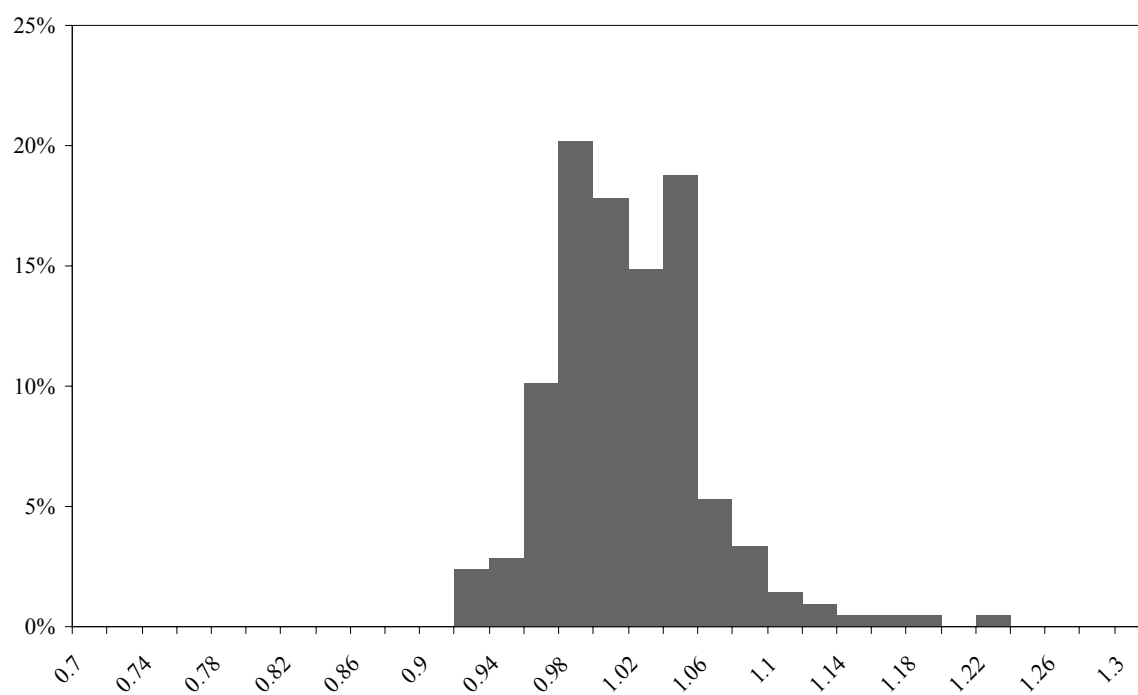


Fig 4.1.39) Histogramme présentant le pourcentage pour l'année 2000 de rapports SPUV01/TOMS compris entre les valeurs correspondantes de l'axe des abscisses.

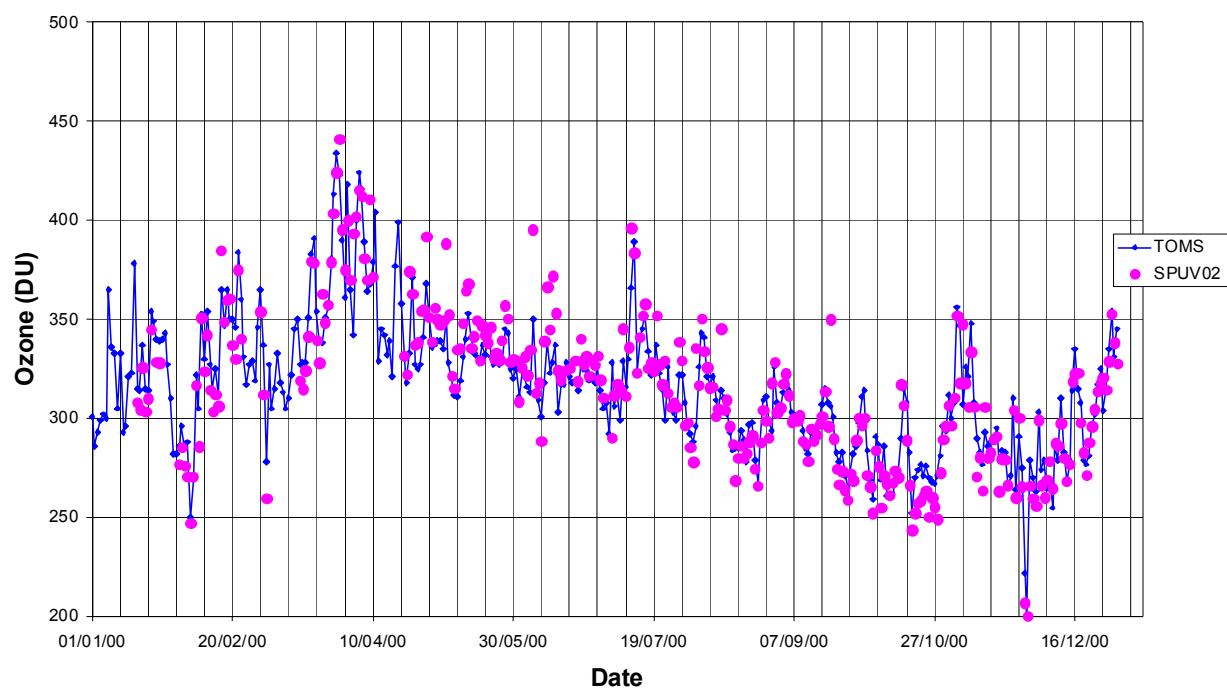


Fig 4.1.40) Evolution de l'ozone à Briançon en 2000 suivant TOMS et SPUV02

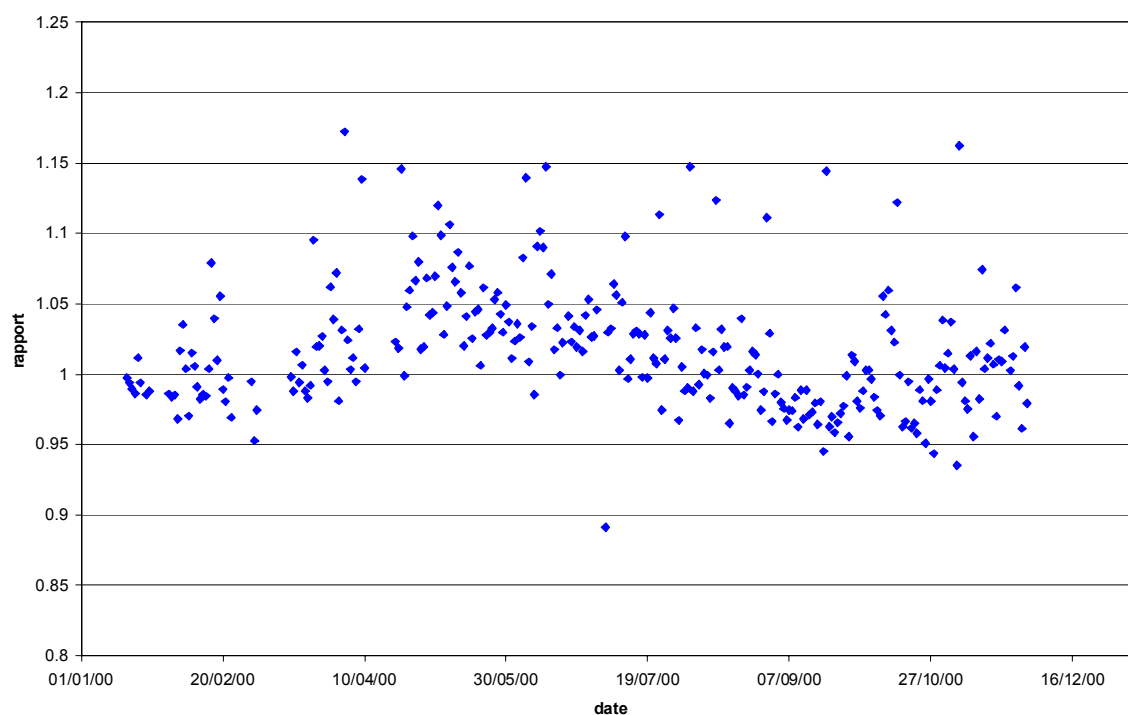


Fig 4.1.41) Rapport des quantités d'ozone SPUV02/TOMS pour l'année 2000 à Briançon

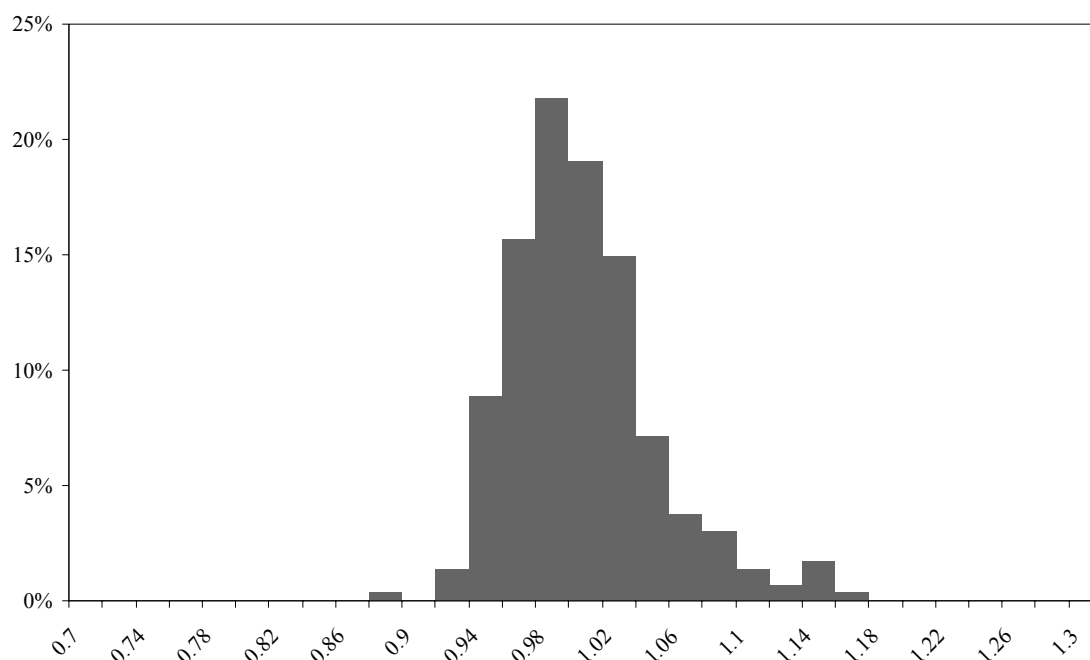


Fig 4.1.42) Histogramme présentant le pourcentage pour l'année 2000 de rapports SPUV02/TOMS compris entre les valeurs correspondantes de l'axe des abscisses.

Sur ces figures, nous pouvons voir qu'il existe un assez bon accord entre nos quantités d'ozone trouvées par notre méthode et les quantités d'ozone TOMS. Concernant la comparaison sur le site de Villeneuve d'Ascq, 82% des rapports de l'année 2000 sont compris entre 0,95 et 1,05. Il y a une différence entre les deux quantités d'ozone d'au plus 5% dans 82% des cas et d'au plus 3% dans 53% des cas. Concernant le site de Briançon, 79% des rapports de l'année 2000 sont compris entre 0,95 et 1,05. Il y a une différence entre les deux quantités d'ozone d'au plus 5% dans 79% des cas et d'au plus 3% dans 56% des cas.

D'autre part, pour le site de Briançon, on observe une évolution saisonnière du rapport SPUV02/TOMS que l'on ne retrouve pas pour le site de Villeneuve d'Ascq. Cette variation est encore mal comprise mais est peut être due à des effets saisonniers propres au site (pollens etc...). Dans les 20% des cas où l'accord est moins bon, il conviendrait de faire une étude plus précise et de vérifier l'état de l'atmosphère (nébulosité, aérosols) durant l'acquisition des spectres UV par nos instruments. Enfin, les données TOMS ne sont peut être pas exemptes d'erreurs additionnelles et certains décalages peuvent avoir pour cause l'instrument satellitaire. Cette comparaison pour l'année 2000 a fait l'objet d'un article [Masserot et al., 2002].

4.1.7.2) Quantité d'ozone à Villeneuve d'Ascq en 2002 et 2003

Les figures suivantes présentent la quantité d'ozone retrouvée à Villeneuve d'Ascq en 2002 et 2003. L'instrument Spuv01 a très bien fonctionné durant cette période et nous disposons d'une excellente couverture temporelle (353 jours de données pour 2002).

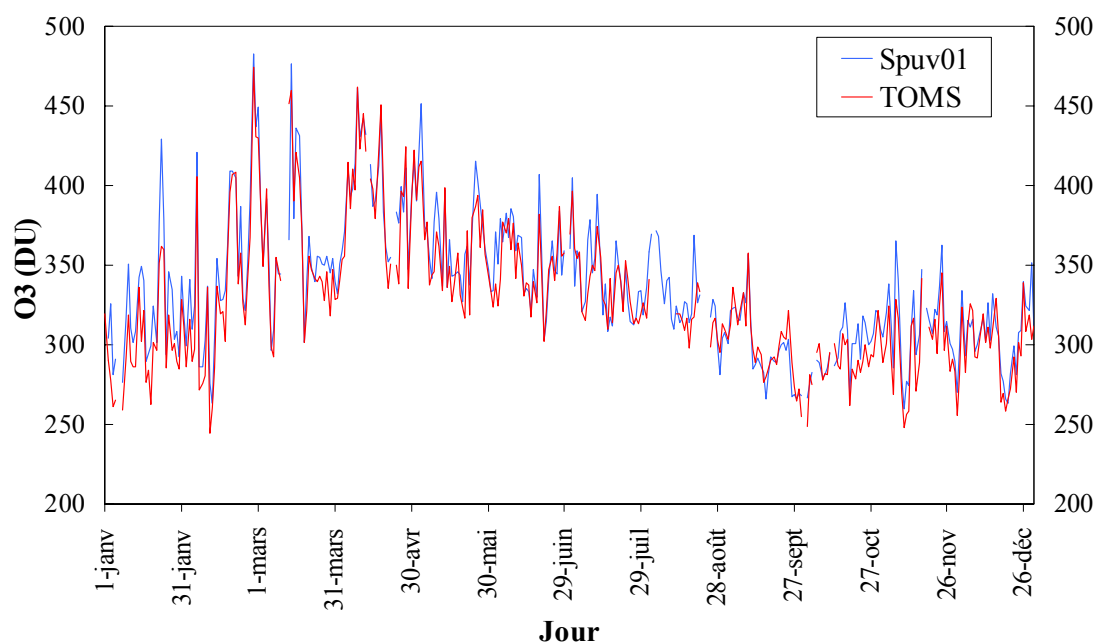


Fig 4.1.43) Evolution de l'ozone à Villeneuve d'Ascq en 2002 suivant TOMS et SPUV01

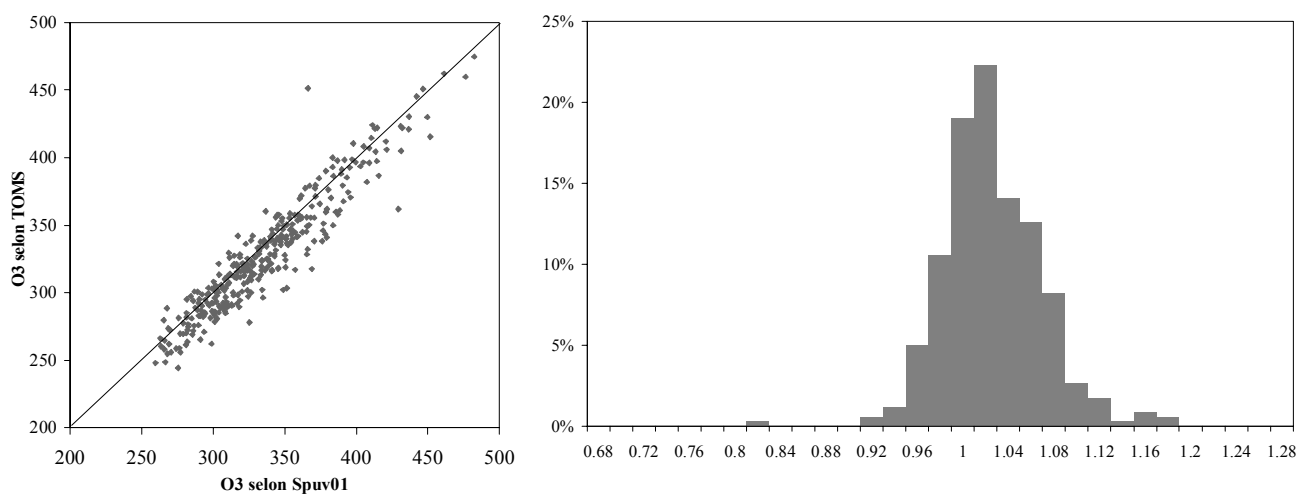


Fig 4.1.44) Comparaison de l'ozone à Villeneuve d'Ascq en 2002 suivant TOMS et SPUV01 (à gauche)
Histogramme présentant le pourcentage pour l'année 2002 de rapports SPUV01/TOMS compris entre les
valeurs correspondantes de l'axe des abscisses. (à droite)

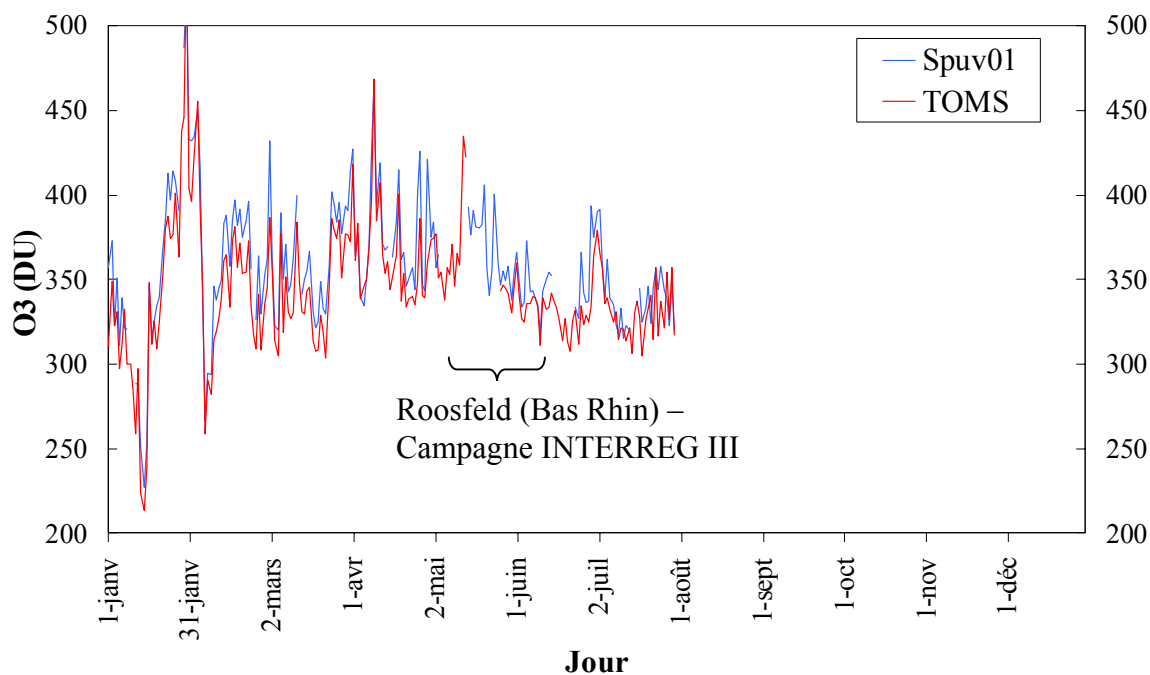


Fig 4.1.45) Evolution de l’ozone à Villeneuve d’Ascq et Rossfeld en 2003 suivant TOMS et SPUV01

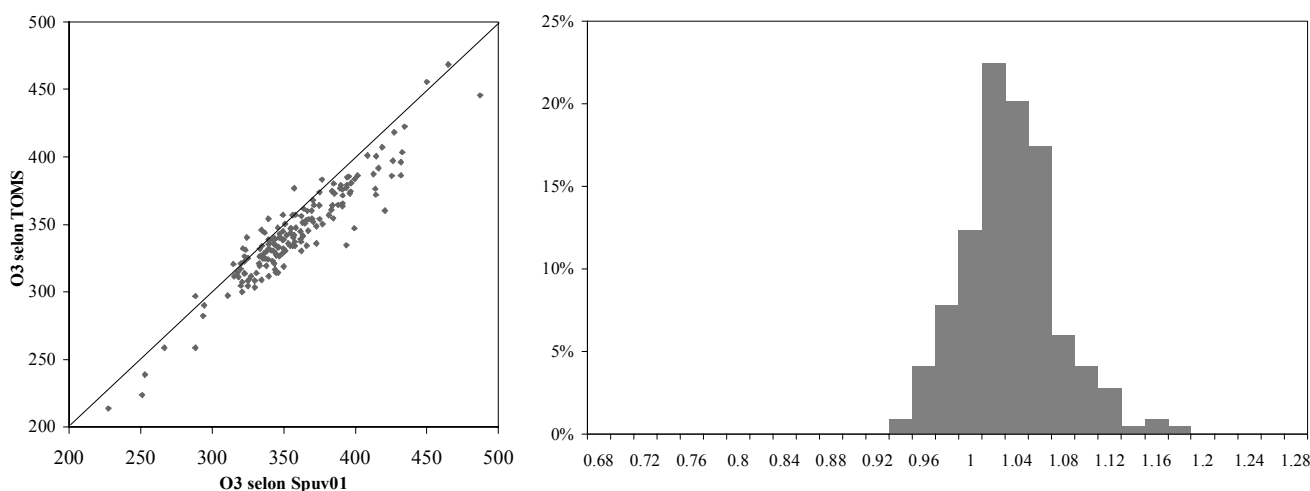


Fig 4.1.46) Comparaison de l’ozone à Villeneuve d’Ascq en 2003 suivant TOMS et SPUV01 (à gauche)
Histogramme présentant le pourcentage pour l’année 2003 de rapports SPUV01/TOMS compris entre les
valeurs correspondantes de l’axe des abscisses. (à droite)

A noter qu’en 2003, du 15 mai au 15 juin, l’instrument était situé à Roosfeld dans le bas Rhin pour la campagne de mesures « Inter-région #3 » (INTERREG 3). Les données TOMS qui servent de comparaison pour cette période sont, bien entendu, celles mesurées au-dessus de ce site.

L’accord entre les deux sources est toujours très bon, avec néanmoins une quantité légèrement supérieure pour SPUV01. Ce léger décalage systématique a toujours été observé

depuis 2000 [Masserot et al., 2002] et varie entre 2% et 4% en fonction des années. Les explications à ce décalage sont difficiles à trouver et peuvent être dues à des erreurs systématiques d'un ou des deux instruments. Cependant, TOMS mesurant la rétrodiffusion du rayonnement UV depuis l'espace, il ne « voit » pas toujours toute la couche d'ozone, notamment l'ozone troposphérique. Une correction est appliquée afin de compenser ce déficit, mais cette correction augmente certainement les incertitudes. Enfin, comme nous le verrons par la suite, un décalage du même ordre est également observé entre TOMS et la quantité d'ozone obtenu à partir de notre méthode et des données d'un spectroradiomètre UV situé à Rome.

4.1.7.3) Etude d'un cas particulier, le 30 octobre 2001

4.1.7.3.1) Etude de cette journée à Villeneuve d'Ascq

Le 30 octobre 2001, des aérosols désertiques venant du désert du Sahara arrivaient en grand nombre en Europe de l'Ouest. La photo suivante, prise par l'instrument OrbView-2 embarqué par le satellite SeaWiFS de la NASA le même jour, nous permet de visualiser cet événement de l'espace (figure 4.1.47). Le réseau Aeronet nous fournit les données aérosols suivantes pour le site de Villeneuve d'Ascq : coefficient d'Angström $\alpha = 0,44$ et épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ $\beta = 0,280$. Ces valeurs nous confirment la présence d'aérosols désertiques en grande quantité dans l'atmosphère. Le ciel est resté parfaitement sans nuage durant toute la journée. Enfin, la quantité d'ozone fournie par TOMS pour ce jour là est de 245 DU.



Fig 4.1.47) Aérosols désertiques sur l'Europe de l'Ouest le 30 octobre 2001

Dans un premier temps, nous avons simulé un spectre UV à l'aide du code de transfert radiatif DISORT avec les paramètres aérosols suivants :

Coefficient d'Angström $\alpha = 0,44$ (source Aeronet)

Épaisseur optique des aérosols à $1\mu\text{m}$ $\beta = 0,28$ (source Aeronet)

Ozone = 245 DU (source TOMS)

Albédo de diffusion simple des aérosols $\varpi_0 = 0,8$ (aérosols très absorbants)

Lieu : Villeneuve d'Ascq

Heure : 12h00 TU

Nous avons ensuite comparé ce spectre avec le spectre mesuré à 12h00 TU (voir fig 4.1.48).

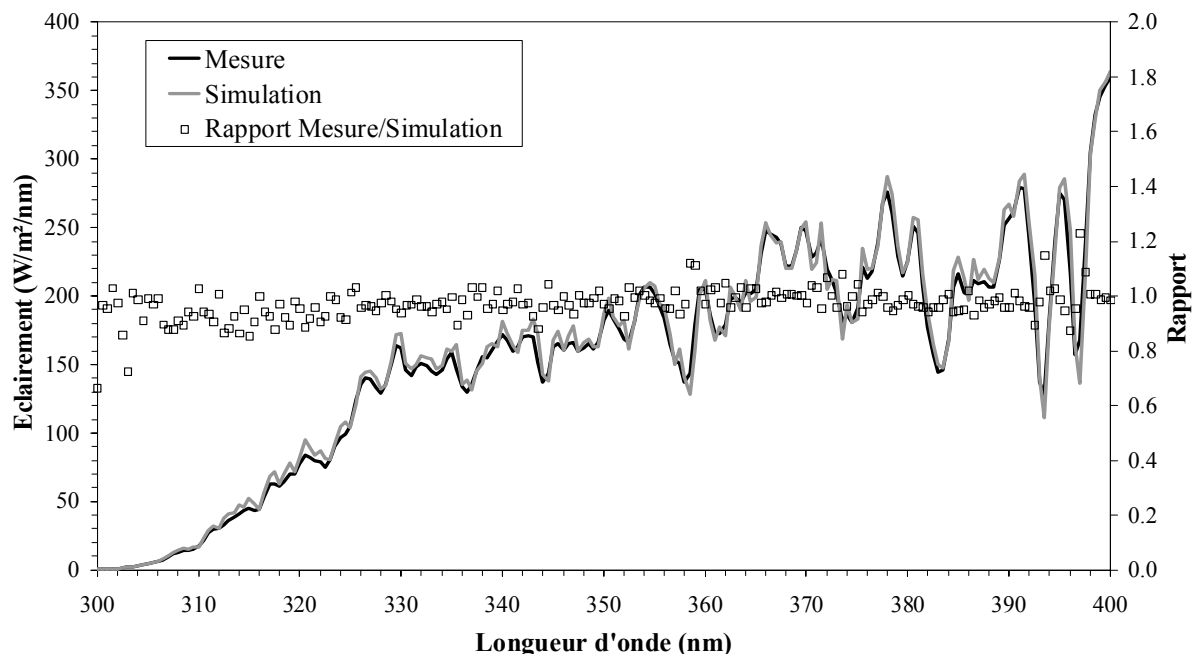


Fig 4.1.48 : Spectres UV simulé et mesuré le 30 octobre 2001 à 12h00 TU et rapport (échelle de droite)

Une rapide comparaison nous confirme les ordres de grandeur des paramètres aérosols et de l'ozone.

Nous avons ensuite calculé l'ozone avec notre méthode en utilisant trois LUT différentes : a15b005mm, a15b015mm et a15b020mm. La troisième LUT étant normalement la plus à même de nous restituer la bonne quantité d'ozone car elle a été calculée avec une valeur de β égale à 0,2 proche de la valeur réelle. α ayant peu d'influence sur le résultat lorsqu'il est inférieur à 1,5, prendre une LUT calculée avec une valeur de 1,5 alors que la valeur réelle était de 0,44 n'est pas préjudiciable à la qualité de la restitution. La figure 4.1.49 suivante nous montre l'évolution de l'ozone durant cette journée déterminée par notre méthode suivant les trois LUT. Les quantités présentées sont les moyennes de nos cinq quantités d'ozone fournies par les cinq rapports et les barres d'erreurs sur chaque courbe représentent l'écart type de ces cinq quantités d'ozone. Nos trois LUT donnent des résultats fort similaires et la moyenne journalière est égale à 251DU soit une différence relative avec TOMS de 2,4%. L'incertitude de notre méthode étant estimée à 2% par temps clair, la quantité d'ozone obtenue est donc de $251\text{DU} \pm 5\text{DU}$. La quantité TOMS ayant elle aussi une

incertitude de 2%, la quantité fournie par le satellite est donc de $245\text{DU} \pm 5\text{DU}$. Les deux quantités sont donc en accord, aux incertitudes près. D'autre part, le choix de la LUT ne semble pas être véritablement important dans ce cas. Dans les cas de présence d'aérosols désertiques dans l'atmosphère, la confiance dans la détermination de l'ozone par notre méthode est assez bonne.

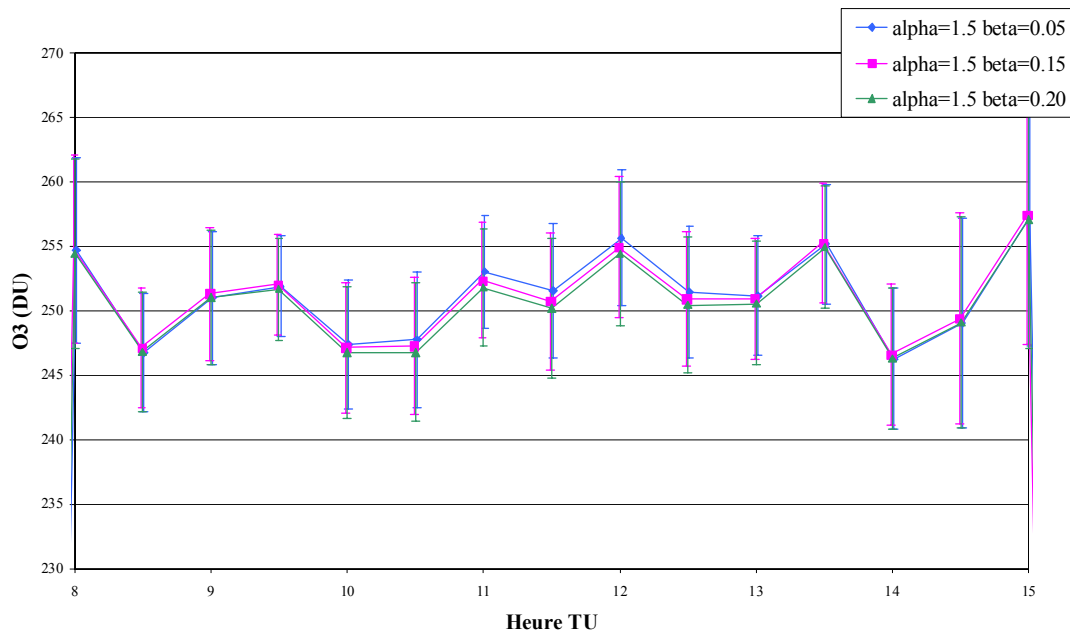


Fig 4.1.49) Evolution de l'ozone le 30 octobre 2002 à Villeneuve d'Ascq suivant trois LUT

4.1.7.3.2) Etude de cette journée du 30 octobre 2001 à Uccle, banlieue de Bruxelles

L'institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB) situé à Uccle possède sur son site plusieurs instruments de mesure UV, notamment un spectroradiomètre Jobin Yvon dont les spectres peuvent être exploités pour retrouver la quantité d'ozone à l'aide de nos LUT. A proximité de l'IASB, l'Institut Royal Météorologique de Belgique (IRM) possède un Dobsonmètre qui mesure la quantité totale d'ozone par une mesure de l'éclairement zénithal. L'instrument étant situé à une centaine de mètres du spectroradiomètre, il est évidemment très intéressant de comparer les deux quantités d'ozone. D'autre part, nous disposons des quantités d'ozone fournies par les instruments satellitaires TOMS [McPeters et al., 1998] et GOME [Burrows et al., 1999] pour cette journée et ce site. La figure 4.1.50 présente les résultats de cette comparaison.

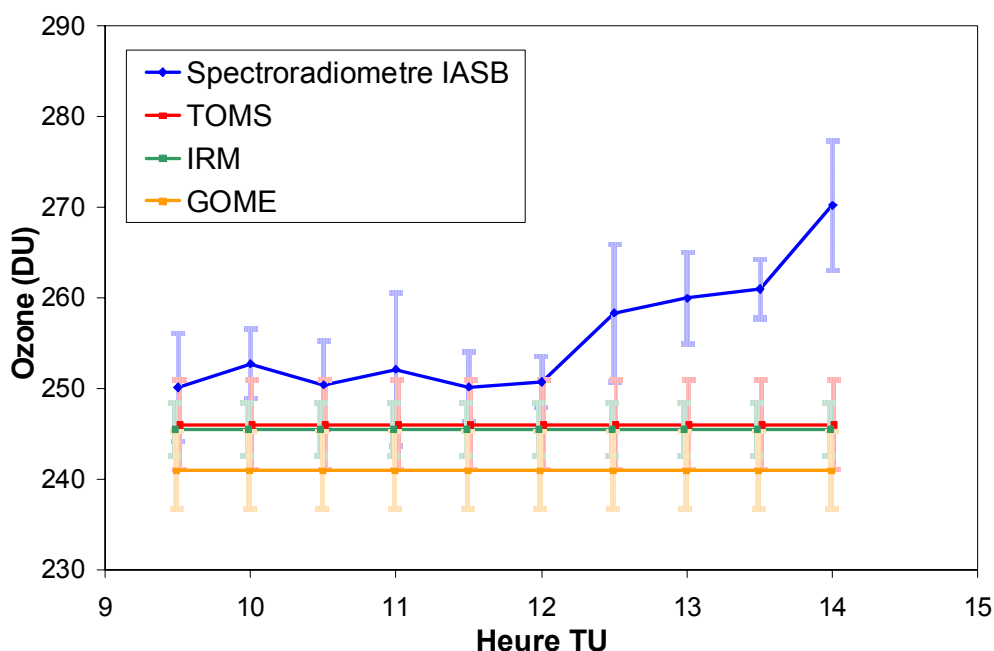


Fig 4.1.50) Quantité d’ozone à Bruxelles le 30 octobre 2001 suivant quatre sources différentes

Seule la quantité d’ozone déduite du spectroradiomètre grâce à nos LUT présente une variation journalière, les autres instruments ne fournissant qu’une seule valeur par jour. Les heures de passages ou de mesure des instruments sont les suivantes :

TOMS : ~12h00TU
 GOME : ~10h45TU
 IRM : 11h45TU

La comparaison entre les quatre instruments est donc valable uniquement en matinée de 10h30TU à 12h00TU environ. En regardant les barres d’erreurs de chaque instrument, on constate une correspondance assez bonne jusqu’à 12h00TU, la quantité d’ozone augmentant ensuite dans l’après midi.

A 12h00TU, heure de passage du satellite TOMS, la différence relative entre les quantités d’ozone fournies par TOMS et par le spectroradiomètre de l’IASB est de 1,9%

A 11h30TU, la différence relative entre IRM et IASB est de 1,9%.

Enfin, à 10h30TU, la différence relative entre GOME et IASB est de 3,8%.

Nous pouvons voir que la correspondance entre tous les instruments est assez bonne, avec cependant une estimation de la quantité d’ozone par notre méthode toujours supérieure aux autres. GOME, quant à lui, fournit une quantité qui semble assez faible par rapport à toutes les autres estimations. Au regard de cette comparaison, nous pouvons dire que nos LUT fonctionnent relativement bien sur un autre spectroradiomètre, résultat du choix restrictif des rapports que nous avons fait et qui offre la possibilité d’exploiter les données spectrales d’un grand nombre d’appareils présentant des fonctions fente différentes.

4.1.7.4) Résultats pour quatre autres sites européens participant au programme EDUCE

Maintenant que nous avons une certaine confiance envers les résultats sur notre instrument, nous avons entrepris une restitution de l'ozone sur quatre sites européens participant au programme EDUCE en exploitant les données spectrales des instruments. Pour chaque site, les quantités d'ozone retrouvées sont comparées à celles fournies par TOMS.

- Rome, Italie, année 2001, (latitude : 41.9N, longitude : 12.52E, altitude : 60m)
Instrument : Simple monochromateur Brewer MKIV

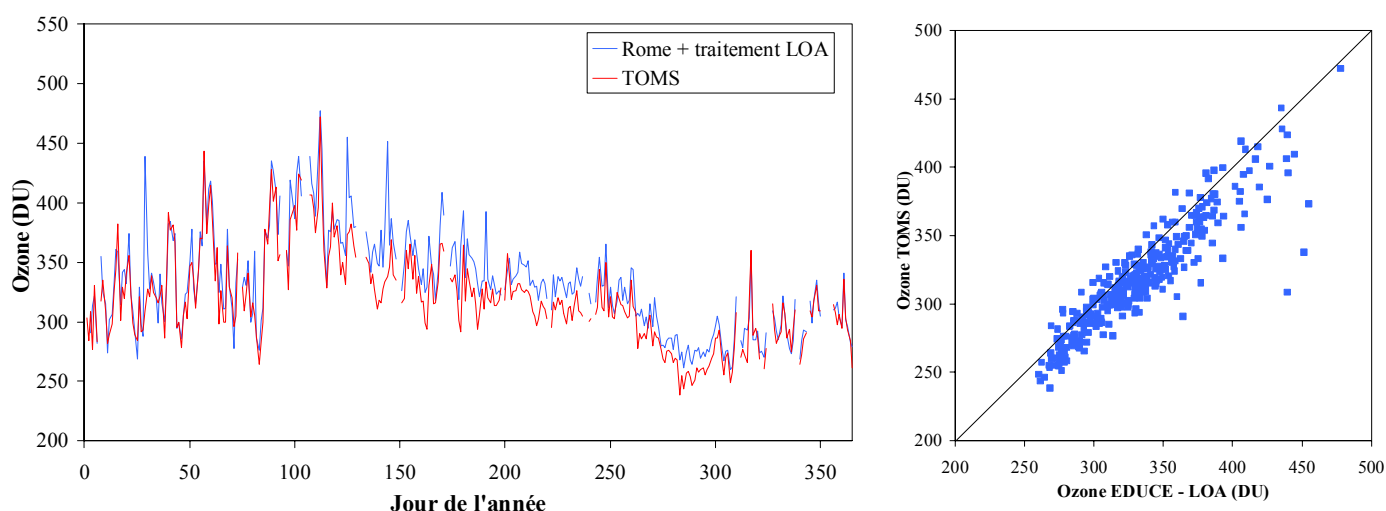


Fig 4.1.51) Ozone à Rome en 2001 suivant TOMS et le traitement LOA

- Debilt, Hollande, 2001, (latitude : 52.10N, longitude : 5.18E, altitude : 17m)
Instrument : Simple monochromateur Brewer MKIII

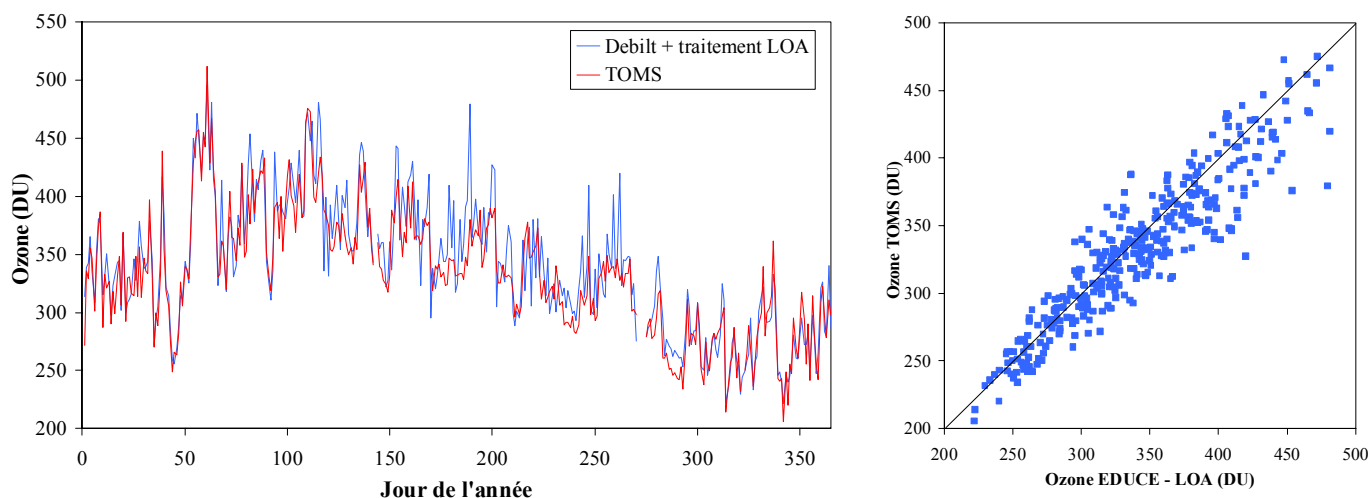


Fig 4.1.52) Ozone à Debilt en 2001 suivant TOMS et le traitement LOA

- Sonnblick, Autriche, 2001, (latitude : 47.05N, longitude : 12.95E, altitude : 3106m)
Instrument : Double monochromateur Bentham

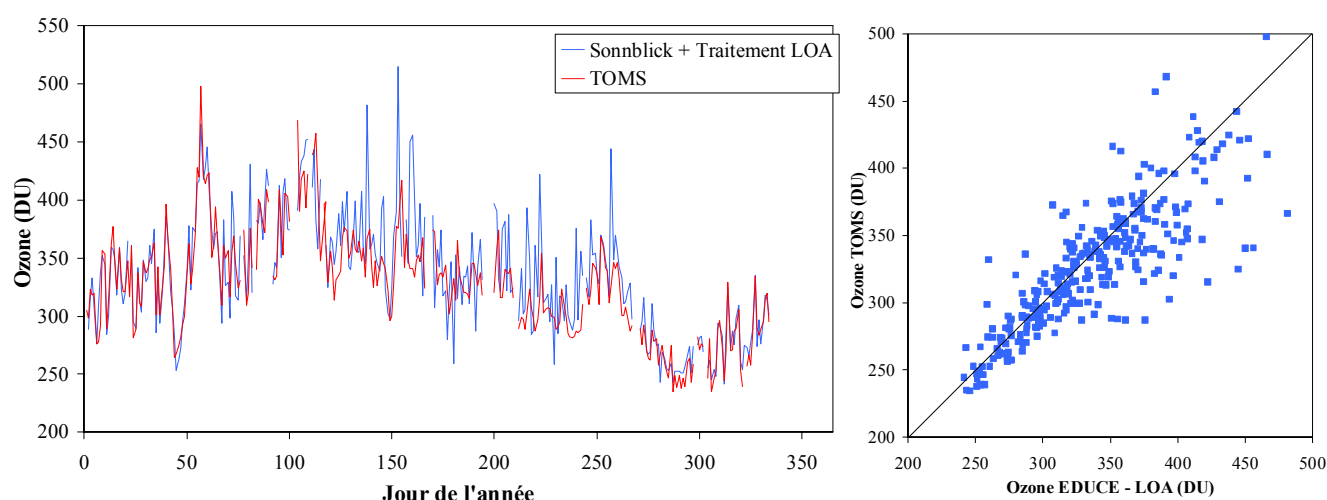


Fig 4.1.53) Ozone à Sonnblick en 2001 suivant TOMS et le traitement LOA

- Sodankyla, Finlande, 2001, (latitude : 67.37N, longitude : 26.63E, altitude : 179m)
Instrument : Simple monochromateur Brewer MKII

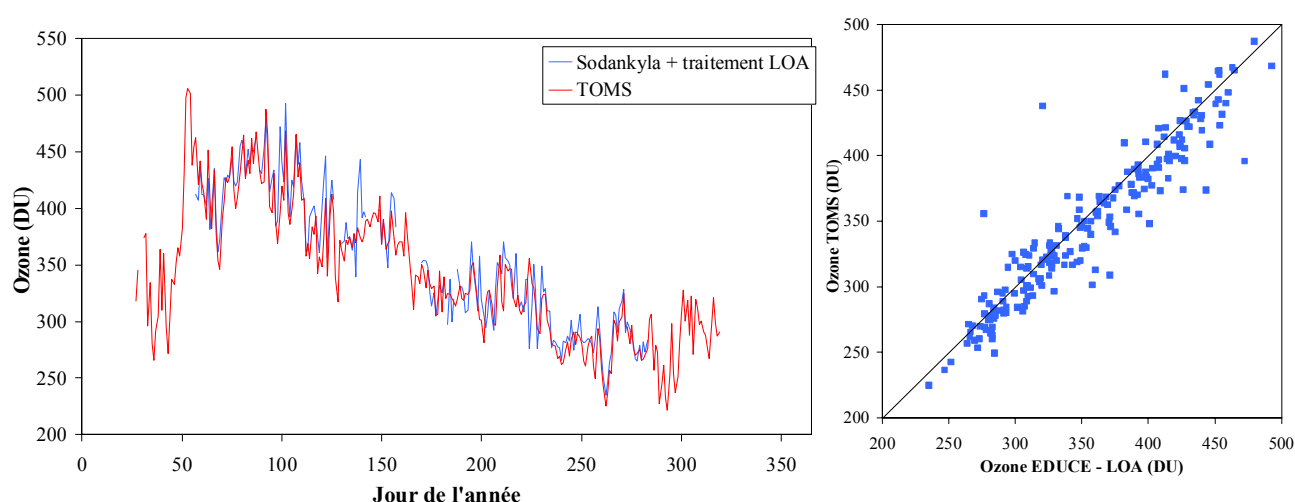


Fig 4.1.54) Ozone à Sodankyla en 2001 suivant TOMS et le traitement LOA

Pour cette comparaison, nous n'avons gardé que les spectres mesurés entre 11h00TU et 13h00TU afin de ne pas alourdir le traitement. Pour les sites de Rome et Sodankyla, les spectres mesurés par le Brewer ne vont pas au-delà de 325nm, aussi nous ne pouvons utiliser que le rapport R_3 pour la détermination de l'ozone. Il y a une différence relative moyenne entre les deux quantités d'ozone d'au plus 5% dans 58% pour les trois sites d'Autriche, d'Italie et de Hollande. Pour le site d'Autriche, l'altitude étant de 3000m, une correction de 6% a été apportée (cf chapitre 4.1.4.10) et une LUT « neige » avec un albédo de 0,6 a été utilisée pour traiter les données de l'hiver. Pour le site de Sodankyla en Finlande, la

comparaison est meilleure avec une différence relative moyenne entre les deux quantités d'ozone d'au plus 5% dans 70% des cas. Cependant, nous pouvons remarquer que pour ces quatre sites, nos quantités d'ozone sont en moyenne 3 à 4% supérieures à TOMS. Si on augmente la quantité TOMS de 3%, la différence relative diminue et est d'au plus 5% dans 80% des cas pour les trois sites Rome, Sodankila et DeBilt et dans 75% des cas pour le site de Sonnblick. Ce décalage d'environ 3% entre les deux quantités, observé avec notre spectroradiomètre se confirme dans le traitement des données de ces autres sites.

Afin d'étudier ce phénomène de façon plus approfondie, nous avons calculé la quantité d'ozone pour le site de Rome de 1998 à 2002 et calculé les histogrammes présentant la distribution des écarts relatifs entre les deux quantités. La figure 4.1.55 présente ces histogrammes.

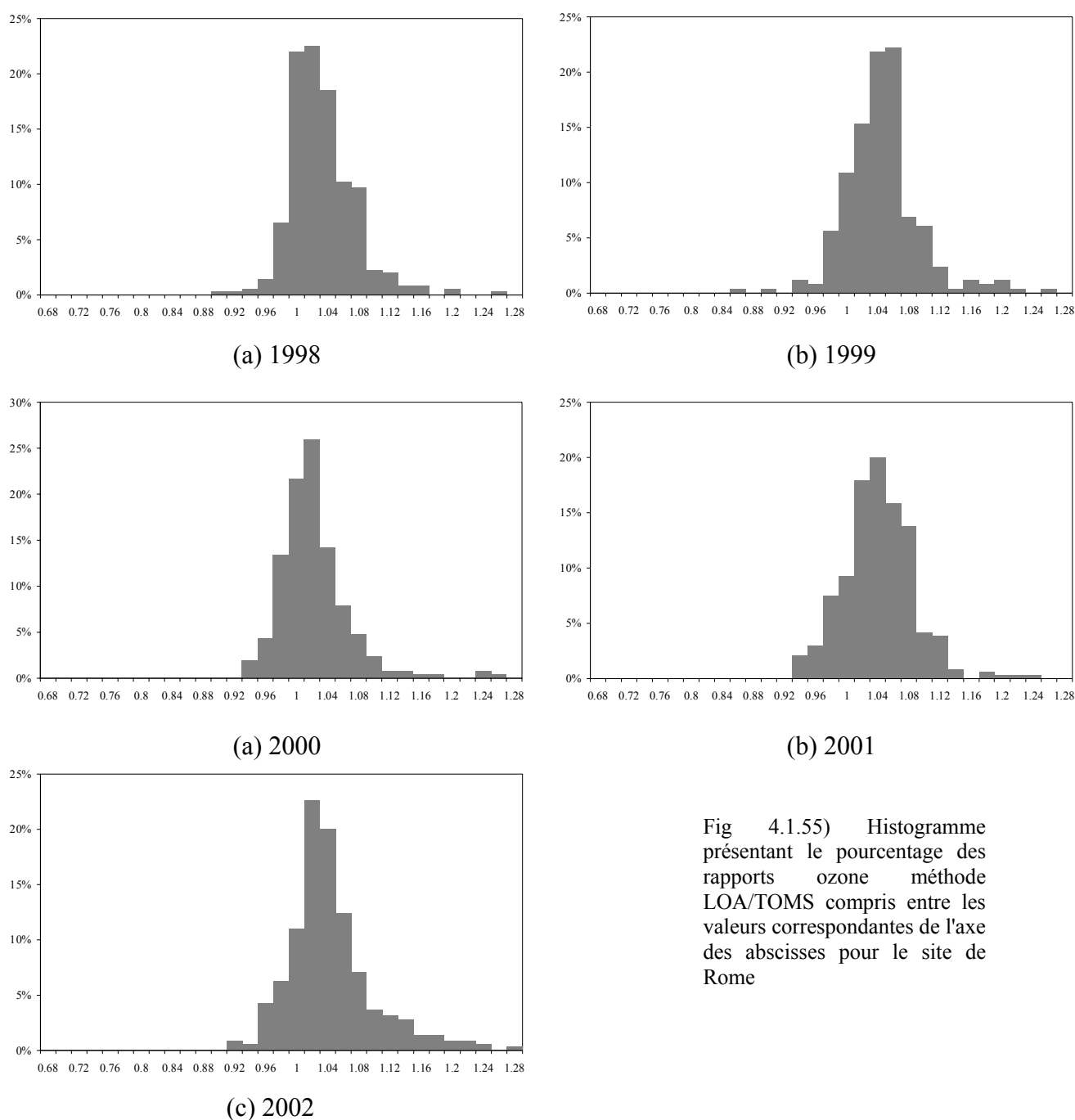


Fig 4.1.55) Histogramme présentant le pourcentage des rapports ozone méthode LOA/TOMS compris entre les valeurs correspondantes de l'axe des abscisses pour le site de Rome

Le tableau 4.1.2 résume les principaux résultats de ces histogrammes.

	1998	1999	2000	2001	2002
Maximum de l'histogramme	1.02	1.06	1,02	1,04	1,02
% d'écarts relatifs compris entre 0.95 et 1.05	71%	55%	80%	58%	64%

Tableau 4.1.2) Bilan des histogrammes présentant la comparaison des quantités d'ozone entre TOMS et la méthode LOA à Rome.

Comme on peut le voir, l'écart est observé depuis 1998 et varie d'une année à l'autre de 2% à 4% avec un maximum en 1999. Nos quantité d'ozone sont systématiquement supérieures à celles de TOMS d'environ 3%.

4.1.7.5) Un cas de baisse d'ozone sur le nord de l'Europe en Décembre 2001

A la fin de l'année 2001, le nord ouest de l'Europe a connu une baisse importante de la quantité d'ozone atmosphérique. On peut observer cette baisse sur la figure 4.1.56 qui présente une série d'images acquise par l'instrument TOMS du 4 au 12 décembre 2001.

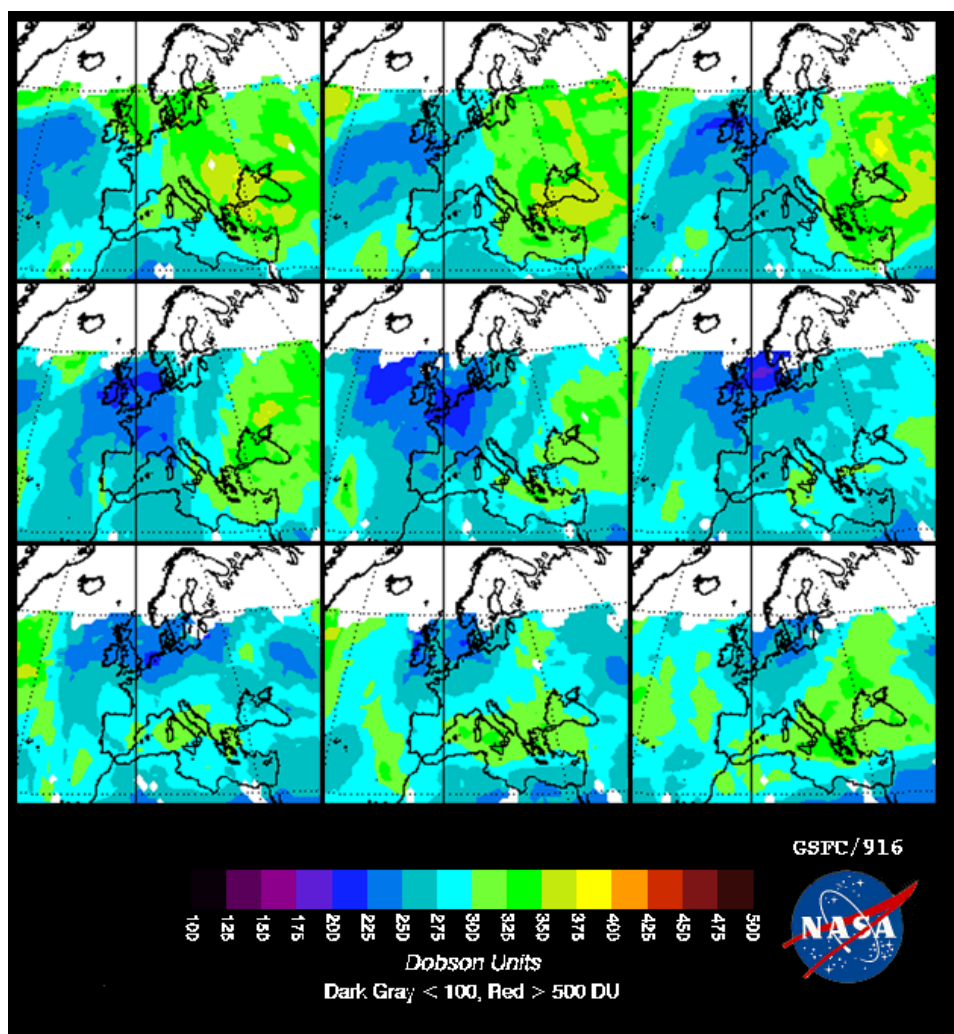


Fig 4.1.56) Quantité d'ozone observée par l'instrument TOMS de la NASA au-dessus de l'Europe du 4 décembre (image en haut à gauche) au 12 décembre 2001 (image en bas à droite)

Cette forte baisse, assez inhabituelle, a été mesurée par notre instrument au jour le jour. Le traitement des spectres des sites EDUCE de Debilt (Hollande) et de Uccle (Belgique), a également révélé cette baisse et confirmé les ordres de grandeur, validant une nouvelle fois l'efficacité de notre méthode à restituer la quantité d'ozone à partir de différents instruments. La figure 4.1.57 suivante présente l'évolution de la quantité d'ozone du 5 au 12 juin pour les trois sites.

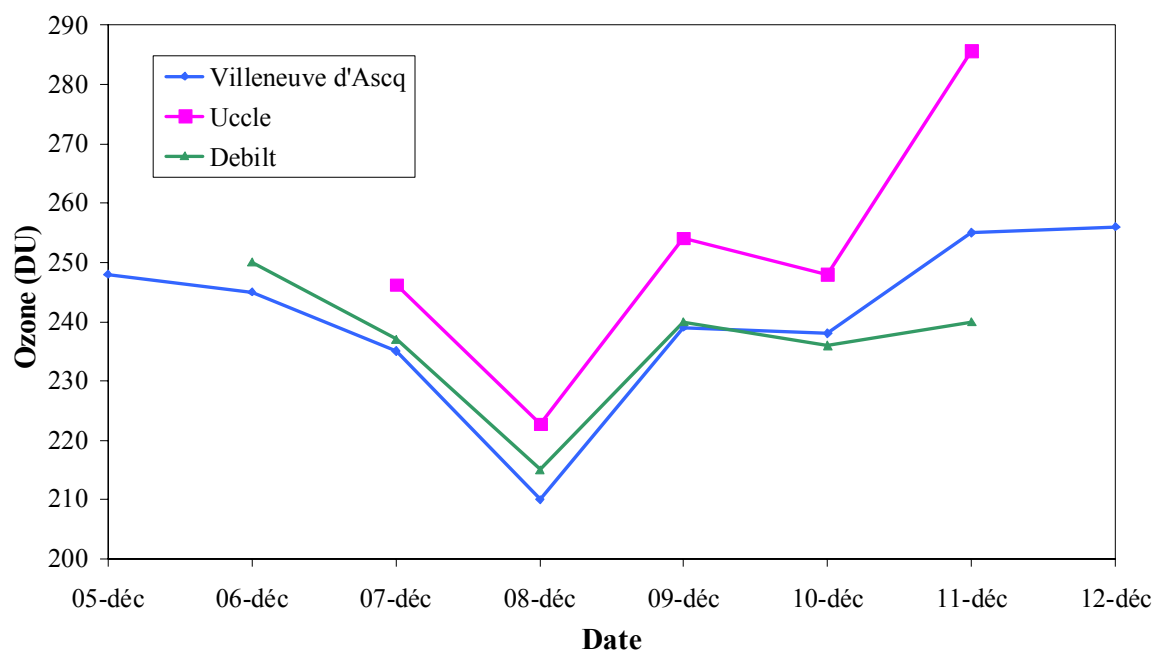


Fig 4.1.57) Quantité d'ozone déduite du traitement LOA pour trois sites Européens du 5 au 12 décembre 2001

Nous pouvons noter sur la figure précédente, un minimum d'ozone le 8 décembre 2001. Les quantités d'ozone déduites des sites de Villeneuve d'Ascq et de Debilt sont forts similaires, tandis que la quantité d'ozone à Uccle est légèrement plus élevée d'environ 10DU en moyenne. Cette étude confirme la capacité qu'a notre méthode à bien déterminer l'ozone et à remplacer les données TOMS au cas où ce satellite rencontrerait des problèmes techniques.

4.1.7.6) Anticorrélation Ozone – Eclairement UVB et UV érythémateux

A nébulosité et angle solaire zénithal constants, une diminution de la quantité d'ozone atmosphérique s'accompagne d'une augmentation au niveau du sol de l'éclairement UV et plus particulièrement des UVB, rayonnement extrêmement néfaste pour la santé. C'est bien entendu pour cette raison que la diminution inquiétante de la couche d'ozone observée au dessus de l'antarctique dans les années 80 a alerté la communauté internationale. Moins d'ozone filtrant les UVB pouvant signifier à moyen terme plus de cas de cancers de la peau. Pour ces raisons, il est intéressant de d'estimer l'augmentation des éclaircissements UVB au niveau du sol engendré par une baisse donnée de la quantité d'ozone.

L'anticorrélation entre la quantité d'ozone dans l'atmosphère et l'éclairement UVB peut être déterminée à l'aide des quantités d'ozone trouvées sur le site de Villeneuve d'Ascq de 1997 à

2003, grâce à notre méthode d'absorption différentielle. Cependant, il faut au préalable filtrer les données et ne retenir que les journées parfaitement ensoleillées. En effet, les trois paramètres influençant le plus le rayonnement UV sont l'angle solaire zénithal, la nébulosité et la quantité d'ozone. Ainsi, déterminer une anticorrélation Ozone-UVB ne peut se faire qu'en écartant les données spectrales mesurées sous des nuages, la baisse importante de l'éclairement pour ces données étant imputable principalement à ces nuages et non à une éventuelle augmentation de l'ozone. Ainsi, nous n'avons retenu pour cette étude que les mesures effectuées durant les demi-journées parfaitement claires de 1997 à 2003. Les figures 4.1.58 à 4.1.60 présentent l'anticorrélation entre L'UVB intégré de 280 à 315nm et la quantité d'ozone pour cinq intervalles d'angles solaires zénithaux. Pour chaque nuage de points, on trace une droite de régression afin d'obtenir, grâce à son coefficient directeur, la diminution de l'éclairement UV engendrée par une augmentation de une unité dobson de la quantité d'ozone. La figure 4.1.61 nous indique quelle est l'augmentation des UVB pour la perte d'un dobson en fonction de l'angle solaire zénithal.

Remarque : pour un angle solaire zénithal θ_0 donné sont prises en compte les données comprises entre θ_0-1° et θ_0+1° .

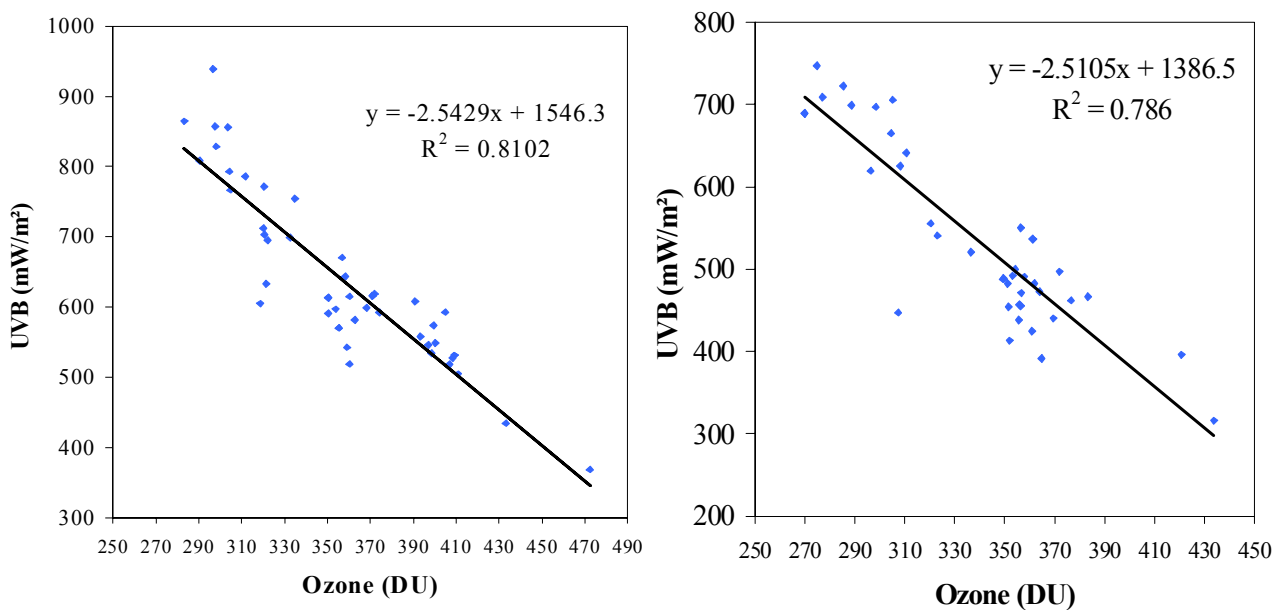


Fig 4.1.58) Anticorrélation entre l'UVB et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 45° (gauche) et un θ_0 de 50° (droite)

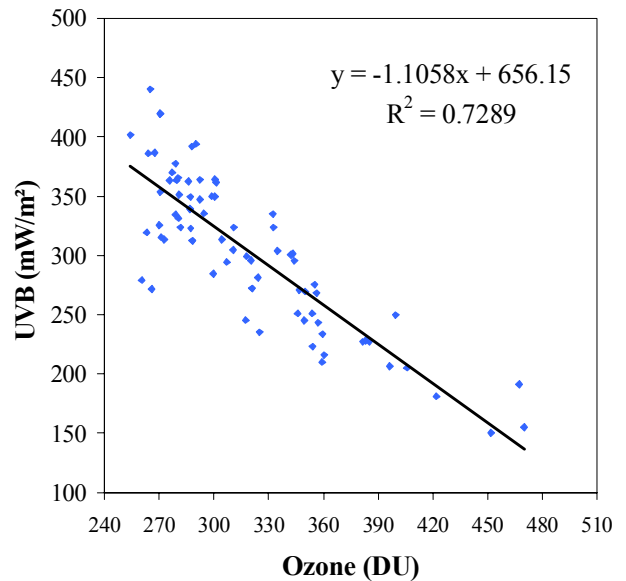
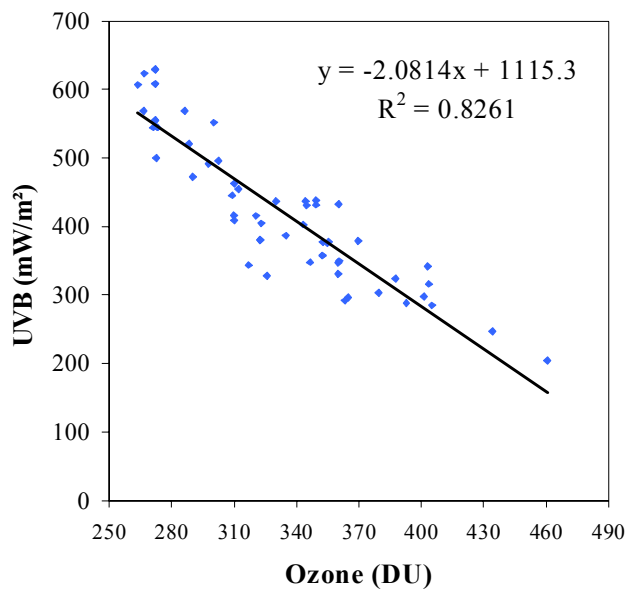


Fig 4.1.59) Anticorrélation entre l'UVB et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 55° (gauche) et un θ_0 de 60° (droite)

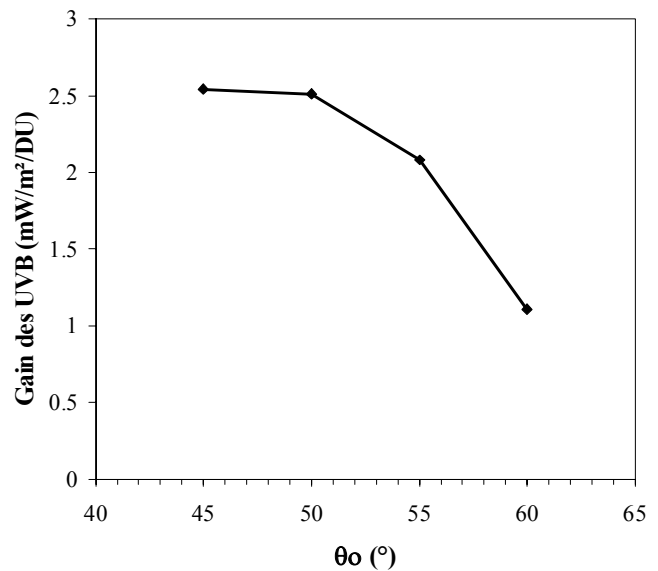
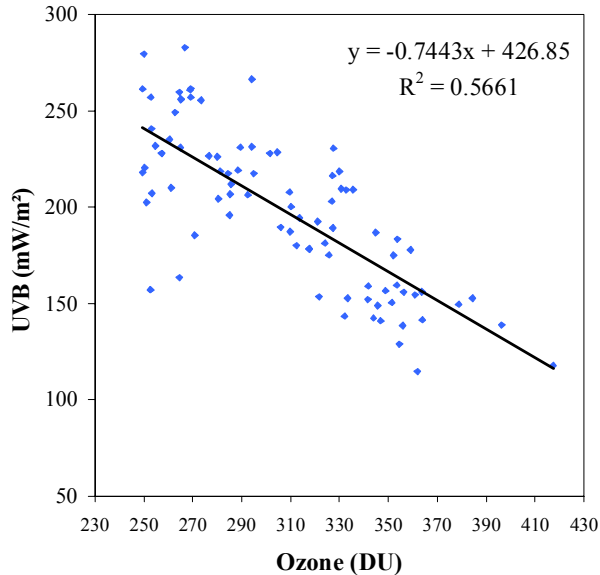


Fig 4.5.60) (gauche) Anticorrélation entre l'UVB et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 65°
Fig 4.1.61) (droite) Gain des UVB au sol intégrés de 280 à 315nm pour une perte de 1DU de l'ozone en fonction de l'angle solaire zénithal.

A 45° , l'augmentation des UVB pour une diminution d'ozone de 1DU est de 2,55 mW/m²/DU. Ainsi, une perte de 100DU entraîne une augmentation des UVB de 255mW/m² au sol. Cette augmentation devient plus faible à mesure que l'angle solaire zénithal diminue.

Les figures suivantes présentent l'anticorrélation entre L'UV érythémateux et la quantité d'ozone pour les cinq mêmes angles solaires zénithaux.

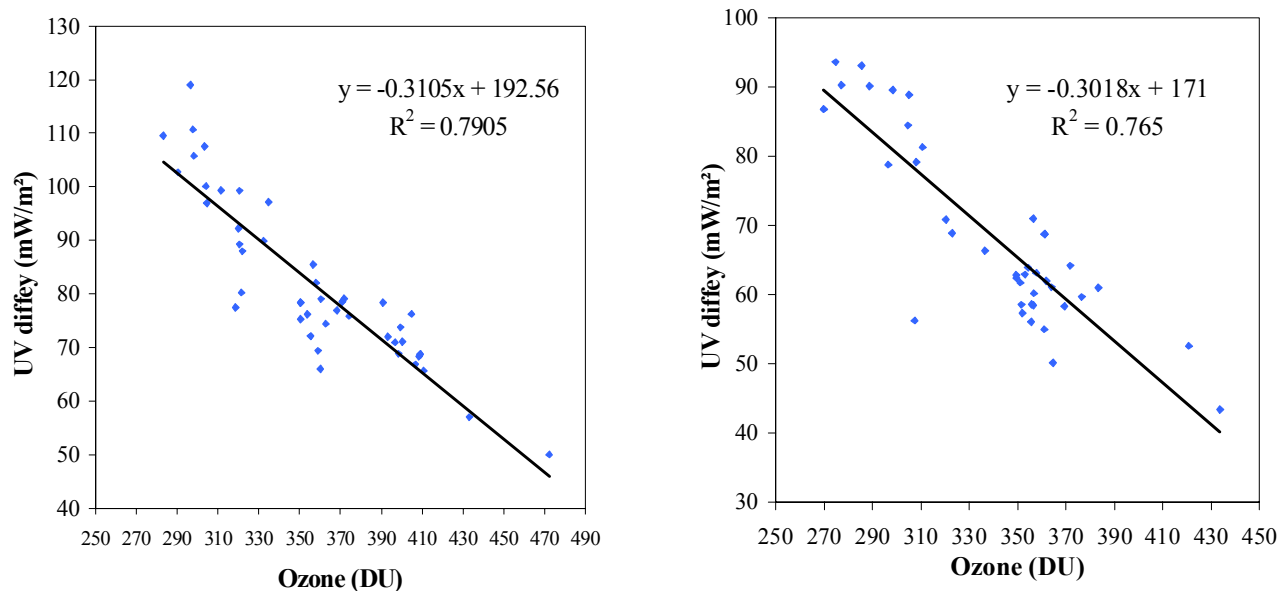


Fig 4.1.62) Anticorrélation entre l'UV érythémateux et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 45° (gauche) et un θ_0 de 50° (droite)

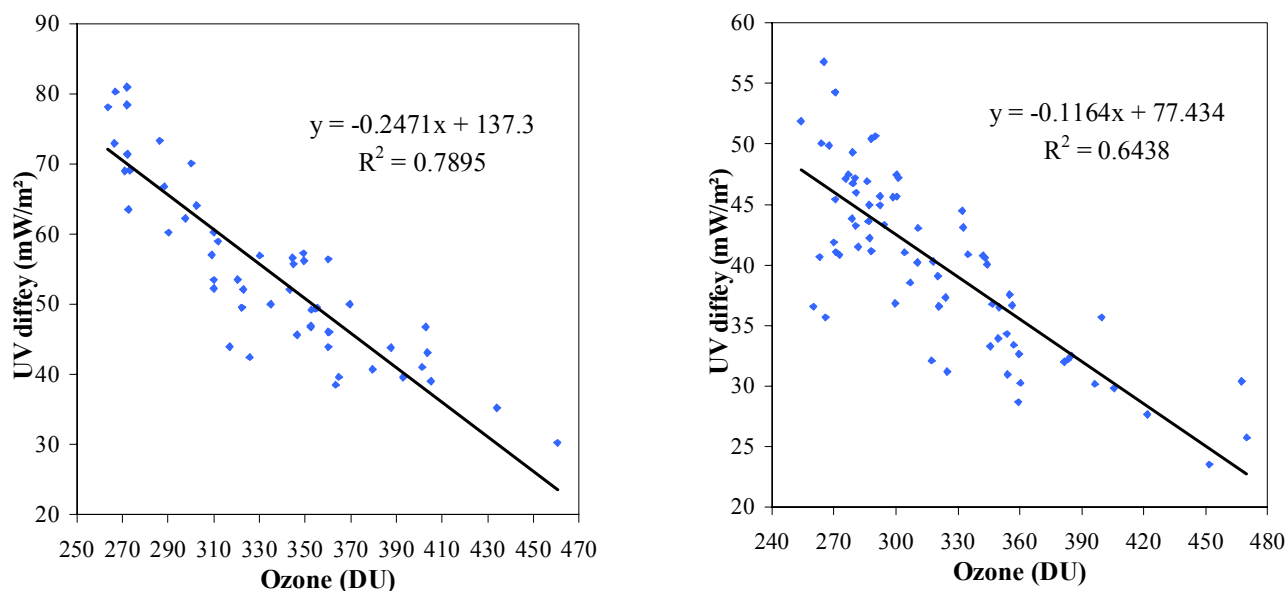


Fig 4.1.63) Anticorrélation entre l'UV érythémateux et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 55° (gauche) et un θ_0 de 60° (droite)

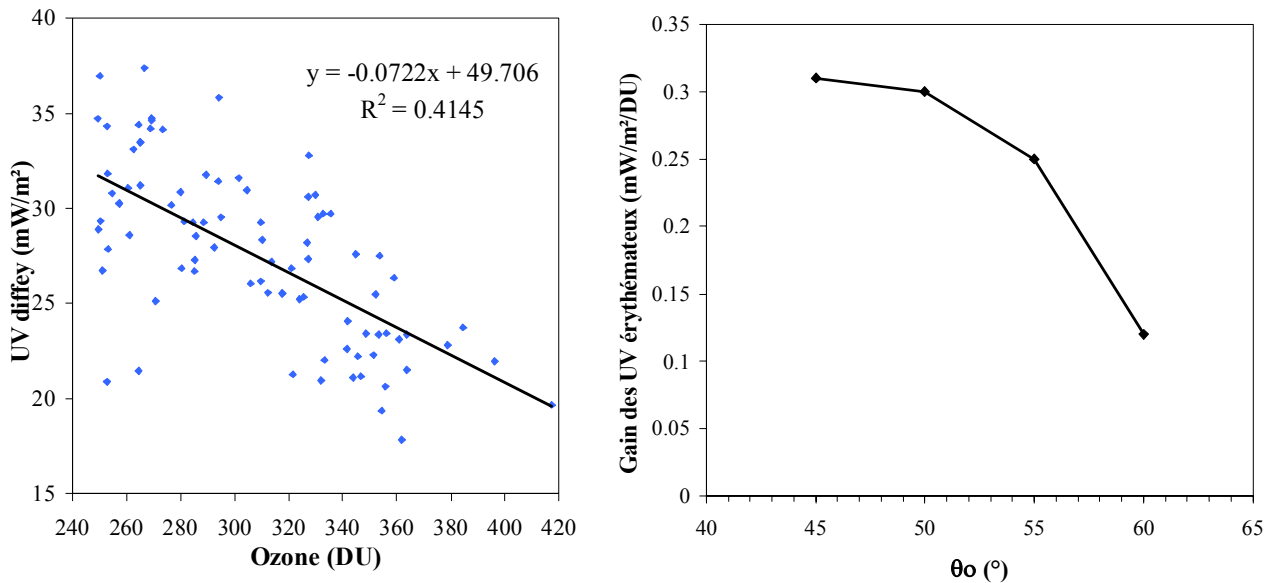


Fig 4.1.64) (gauche) Anticorrélation entre l'UV érythémateux et la quantité d'ozone pour un θ_0 de 65°
 Fig 4.1.65) (droite) Gain des UV érythémateux au sol pour une perte de 1DU de l'ozone en fonction de l'angle solaire zénithal.

Une baisse de la quantité d'ozone s'accompagne d'une augmentation de l'éclairement UV érythémateux au sol et entraîne donc une augmentation des risques pour la santé. Nous pouvons faire le rapprochement avec l'indice UV, souvent cité dans les médias comme facteur d'évaluation du risque pour la santé (coup de soleil etc.) et qui est calculé à partir de l'éclairement UV érythémateux.

Soit la définition de l'indice UV [Repacholin, 2000] :

$$I_{UV} = k_{er} \int_{\lambda=280nm}^{400nm} E(\lambda) \times D(\lambda) d\lambda = k_{er} \times P_{UV_ery} \quad (4.1.3)$$

Avec :

$D(\lambda)$: le spectre d'action érythémateux de Diffey

P_{UV_ery} : la puissance UV érythémateux (W/m^2)

k_{er} : constante égale à 40

Le tableau 4.1.2 ci dessous présente l'échelle de l'indice UV [Infosoleil, 2001] :

Valeur de l'indice	Risque pour la santé
1-2	Faible
3-4	Modéré
5-6	Elevé
7-8	Très fort
9+	Extrême

Tableau 4.1.2) Echelle de risque de l'indice UV

Ainsi, une augmentation de l'éclairement érythémateux de $0,025\text{W/m}^2$ ($1/40$) entraîne une augmentation de 1 point de l'indice UV.

Pour un angle solaire zénithal de 45° , puisque qu'une perte de 1DU s'accompagne d'une augmentation de $0,31\text{mW/m}^2$, il faut une perte d'environ 85DU pour provoquer une augmentation de 1 point de l'indice UV. Une variation de la quantité d'ozone de cet ordre peut très facilement survenir en quelques jours et provoquer une augmentation de 1 ou 2 points de l'indice UV.

La figure 4.1.66 généralise ce résultat et montre quelle variation de quantité d'ozone va provoquer une variation d'un point de l'indice UV en fonction de l'angle solaire zénithal.

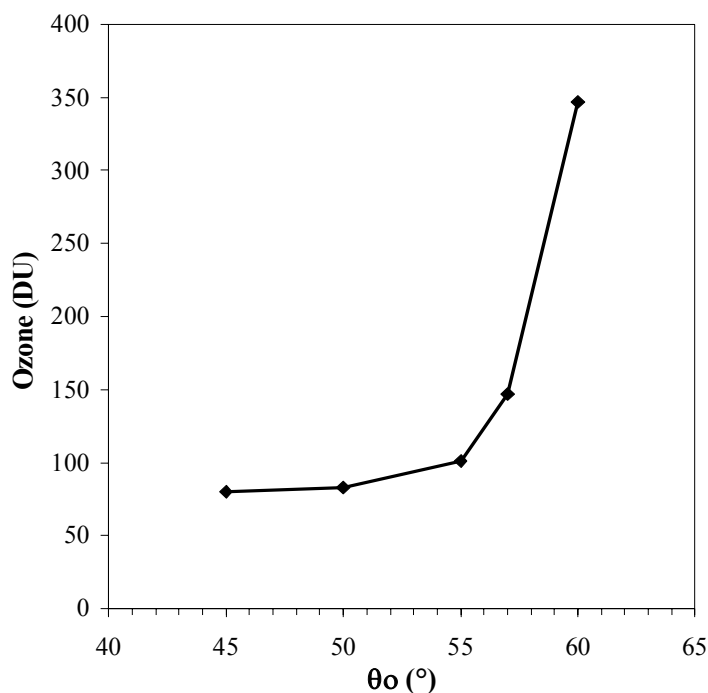


Fig 4.1.66) Quantité d'ozone responsable de la variation d'un point de l'indice UV en fonction de l'angle solaire zénithal

4.2) Détermination des paramètres aérosols dans l'UV par temps clair

En exploitant les données de l'éclairement spectral direct, il est possible de déterminer les paramètres aérosols dans l'UV [Cachorro et al., 1987]. Les aérosols contribuent au bilan radiatif de la Terre et il est donc intéressant de bien les étudier. La surveillance permanente de ces particules est réalisée notamment par le réseau Aeronet [Holben et al., 1998], constitué de plusieurs dizaines de stations à travers le monde. Le Laboratoire d'Optique Atmosphérique possède une de ces stations sur le toit du bâtiment, situé à côté de notre station UV. Connaître les paramètres des aérosols dans l'UV permet de compléter ces données.

Cependant, la détermination des paramètres aérosols se faisant grâce à l'exploitation de l'éclairement direct, il n'est pas possible de déterminer ces quantités lorsque la nébulosité est trop importante, les nuages gênant totalement la détermination de l'éclairement direct.

4.2.1) Détermination de l'épaisseur optique des aérosols

L'épaisseur optique des aérosols est un indicateur de la quantité et de la grosseur des aérosols présents dans l'atmosphère. A taille identique, plus le nombre de particules présentes dans l'atmosphère est important, plus cette épaisseur optique est grande. La méthode que nous allons décrire pour retrouver l'épaisseur optique des aérosols est utilisée par de nombreuses équipes [Cachoro et al., 1989], et a été utilisée notamment lors de la campagne CUVRA en mars 1999 [Lenoble, 2002].

Par temps clair, l'épaisseur optique des aérosols $\delta_a(\lambda)$ à la longueur d'onde λ s'écrit :

$$\delta_a(\lambda) = \delta(\lambda) - \delta_{O_3}(\lambda) - \delta_r(\lambda) \quad (4.2.1)$$

Avec :

$\delta(\lambda)$: l'épaisseur optique totale de l'atmosphère

$\delta_{O_3}(\lambda)$: l'épaisseur optique due à l'absorption du rayonnement par l'ozone

$\delta_r(\lambda)$: l'épaisseur optique de diffusion Rayleigh (due à la diffusion moléculaire)

L'épaisseur optique totale de l'atmosphère $\delta(\lambda)$ se détermine à partir de la transmittance directe de l'atmosphère $\tau_{dir}(\lambda)$ suivant la formule 4.2.2.

$$\delta(\lambda) = -\cos(\theta_0) \times \ln(\tau_{dir}(\lambda)) \quad (4.2.2)$$

Avec θ_0 : l'angle solaire zénithal

Nous l'avons vu dans le chapitre 3.7.2, il est possible de retrouver la transmittance directe de l'atmosphère $\tau_{dir}(\lambda)$ à partir de l'éclairement direct $E_{dir}(\lambda)$ suivant la formule :

$$\tau_{dir}(\lambda) = \frac{E_{dir}(\lambda)}{E_{ET}(\lambda) \times \cos(\theta_0)} \quad (4.2.3)$$

où $E_{ET}(\lambda)$: l'éclairement normal spectral hors atmosphère

La connaissance de cette transmittance directe de l'atmosphère, de l'épaisseur optique Rayleigh et de l'épaisseur optique de l'ozone nous permet de trouver l'épaisseur optique des aérosols.

4.2.1.1) Détermination de l'épaisseur optique ozone

L'épaisseur optique d'absorption de l'ozone se détermine à partir de la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère mesurée par notre spectroradiomètre. Cette quantité d'ozone Q retrouvée par notre méthode (cf chapitre 4.1) et exprimée en Dobson s'écrit par définition :

$$Q = a_{O_3} \times 1000 \quad (4.2.4)$$

Avec a_{O_3} , l'épaisseur réduite d'ozone dans l'atmosphère, exprimée en cm.atm
 Cette épaisseur s'écrit à partir de l'épaisseur optique des aérosols $\delta_{O_3}(\lambda)$ [Buriez, 1999] :

$$a_{O_3} = \frac{Vm \times \delta_{O_3}(\lambda)}{N \times \sigma_{eff}(\lambda)} \quad (4.2.5)$$

Avec :

N : le nombre d'Avogadro ($N=6,02.10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

$\sigma_{eff}(\lambda)$: la section efficace d'absorption de l'ozone à la longueur d'onde λ (en cm^2)

V_m : le volume molaire dans les conditions normales de température et de pression ($V_m=22,4\text{l.mol}^{-1}=22400 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$).

On trouve donc pour l'épaisseur optique d'absorption de l'ozone, en fonction de la quantité d'ozone Q la relation suivante :

$$\delta_{O_3}(\lambda) = \frac{Q \times N \times \sigma_{eff}(\lambda)}{Vm \times 10^3} \quad (4.2.6)$$

Comme N et V_m sont connues, on peut également écrire :

$$\delta_{O_3}(\lambda) = 2,6875 \times 10^{16} \times \sigma_{eff}(\lambda) \times Q \quad (4.2.7)$$

Les sections efficaces de l'ozone nous sont données par la banque de données Paur et Bass [Paur et Bass, 1985].

A noter : la valeur de la section efficace de l'ozone est extrêmement faible à partir de 340nm et elle est nulle au-delà de 342nm dans cette banque de données. Aussi, l'épaisseur optique due à l'absorption par l'ozone n'intervient que pour les longueurs d'onde inférieures à 342nm et sera nulle au-delà.

4.2.1.2) Détermination de l'épaisseur optique Rayleigh

Les molécules présentes dans l'atmosphère diffusent le rayonnement. Cette diffusion moléculaire, appelée diffusion Rayleigh, provoque une diminution de l'éclairement direct et donc, contribue à l'épaisseur optique totale.

L'épaisseur optique Rayleigh δ_r peut s'écrire [Buriez, 1999] :

$$\delta_r(\lambda) = \frac{\sigma_{mol}(\lambda) \times N \times P_0}{M_{air} g} \quad (4.2.8)$$

Avec :

$\sigma_{mol}(\lambda)$: la section efficace de diffusion moléculaire (en cm^2)

P_0 : la pression atmosphérique au sol

M_{air} : la masse molaire de l'air ($M_{air} = 29\text{g.mol}^{-1}$)

g : l'accélération de la pesanteur, supposée constante ($g=9,81 \text{ m.s}^{-2}$).

La section efficace de diffusion moléculaire σ_{mol} est donnée par la relation suivante [Lenoble, 1993] :

$$\sigma_{mol}(\lambda) = \frac{32\pi^3}{3} \left(\frac{m_s - 1}{n_s} \right)^2 \frac{d_p}{\lambda^4} \quad (4.2.9)$$

Avec :

m_s : l'indice de réfraction de l'air dans les conditions standards de température de pression. Cet indice dépend normalement de la longueur d'onde mais on le prendra constant et égal à 1,000296.

n_s : le nombre de molécules par m^3 dans l'atmosphère et dans les conditions standards de température et de pression ($n_s = 2,6875 \cdot 10^{25} m^{-3}$).

d_p : facteur de dépolariation, égal à 1,049 [Young, 1980]

On peut remarquer que l'épaisseur optique Rayleigh varie avec l'inverse de la longueur d'onde à la puissance 4. Pour les courtes longueurs d'onde, la diffusion moléculaire sera très importante.

4.2.1.3) Un exemple d'épaisseurs optiques retrouvées à partir des mesures spectrales

A titre d'illustration, la figure 4.2.1 suivante présente les différentes épaisseurs optiques déterminées à partir des données spectrales, le 21 février 2003 à 12h00TU. Ces épaisseurs optiques ont été déterminées à partir de transmittances filtrées par une fonction filtre de largeur à mi-hauteur 2 nm. Ce filtrage permet une comparaison avec les filtres UV du photomètre cimel 242 et élimine les petites variations rapides de transmittance qui n'ont pas de significations physiques et qui sont plutôt dues à des problèmes instrumentaux.

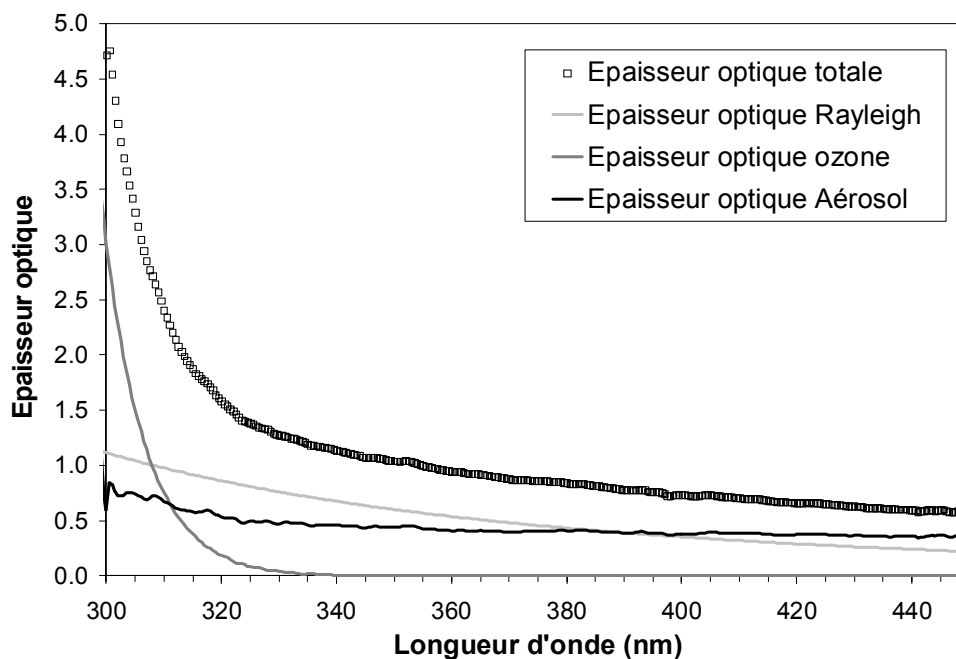


Fig 4.2.1) Epaisseurs optiques en fonction de la longueur d'onde le 21 février 2003 à 12h00TU

4.2.1.4) Discussion sur les incertitudes

L'incertitude absolue sur l'épaisseur optique des aérosols est la somme des incertitudes absolues des épaisseurs optiques totales, ozone et Rayleigh :

$$\Delta_a \delta(\lambda) = \Delta \delta(\lambda) + \Delta \delta_{O_3}(\lambda) + \Delta \delta_r(\lambda) \quad (4.2.10)$$

4.2.1.4.1) Incertitude absolue de l'épaisseur optique totale

D'après 4.2.1 et 4.2.2, l'épaisseur optique totale s'écrit :

$$\delta(\lambda) = -\cos(\theta_0) \times \ln\left(\frac{E_{dir}(\lambda)}{E_{ET}(\lambda) \times \cos(\theta_0)}\right) \quad (4.2.11)$$

d'où, en négligeant les incertitudes sur E_{ET} :

$$d\delta(\lambda) = -\cos(\theta_0) \times \frac{dE_{dir}(\lambda)}{E_{dir}(\lambda)} \quad (4.2.12)$$

Soit, l'incertitude absolue sur l'épaisseur optique totale $\Delta \delta$ s'écrit :

$$\Delta \delta(\lambda) = \cos(\theta_0) \times \frac{\Delta E_{dir}(\lambda)}{E_{dir}(\lambda)} = \cos(\theta_0) \times \Delta_r E_{dir}(\lambda) \quad (4.2.13)$$

Avec $\Delta_r E_{dir}(\lambda)$: l'incertitude relative de l'éclairement spectral direct, mesuré par notre spectroradiomètre. Cette incertitude relative est évaluée à environ 4% pour les longueurs d'onde supérieures à 320nm (cf. chapitre 1, bilan des incertitudes) et peuvent atteindre 40% pour les longueurs d'onde plus courtes, à cause de l'erreur engendrée par notre méthode de calcul de l'éclairement direct (cf. chapitre 3). Ainsi, l'épaisseur optique aura une incertitude absolue de 0,04 multiplié par le cosinus de l'angle solaire zénithal pour les longueurs d'onde supérieures à 320nm. Pour les longueurs d'onde plus courtes, l'incertitude est telle que les données sont inutilisables.

4.2.1.4.2) Incertitude absolue sur l'épaisseur optique de l'ozone

D'après 4.2.13, en supposant qu'il n'existe pas d'incertitude sur la section efficace de l'ozone, l'incertitude absolue sur l'épaisseur optique ozone peut s'écrire :

$$\Delta \delta_{O_3}(\lambda) = 2,6875 \times 10^{16} \times \sigma_{eff}(\lambda) \times \Delta Q \quad (4.2.14)$$

Avec ΔQ , l'incertitude absolue sur la quantité d'ozone. L'incertitude de l'épaisseur optique ozone augmente suivant la valeur de la section efficace pour les plus courtes longueurs

d'onde. A titre d'exemple, en considérant une incertitude absolue sur l'ozone ΔQ de 7DU (soit 2% d'incertitude relative pour une quantité d'ozone de 350DU), elle sera de 0,005 à 320nm.

4.2.1.4.3) Incertitude absolue sur l'épaisseur optique Rayleigh

D'après 4.2.19, l'incertitude absolue sur l'épaisseur optique Rayleigh peut s'écrire :

$$\Delta\delta_r(\lambda) = K \times \sigma_{mol}(\lambda) \times \Delta P_0 \quad (4.2.15)$$

Avec $K=2,116.10^{24}$ SI

Dans nos calculs, on considère la pression au sol constante et égale à $1,013.10^5$ Pa. Cette pression varie et va donc ajouter des incertitudes au résultat final. Typiquement en cas de dépression, elle peut descendre jusqu'à $0,99.10^5$ Pa et dans les cas d'anticyclone, la pression peut monter jusqu'à $1,020.10^5$ Pa. ΔP_0 peut avoir une valeur de $0,020.10^5$ Pa.

Par exemple, à 320nm, σ_{mol} a pour valeur $3,8.10^{-30}m^2$. L'erreur absolue sur l'épaisseur optique Rayleigh atteint donc la valeur 0,016.

4.2.1.4.4) Bilan des incertitudes

Finalement, en considérant une incertitude absolue sur la quantité d'ozone $\Delta Q = 7$ DU, et une incertitude sur la pression atmosphérique $\Delta P_0 = \pm 0,02.10^5$ Pa, l'incertitude absolue sur l'épaisseur optique aérosols à la longueur d'onde λ et pour un angle solaire zénithal θ_0 s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta_a\delta(\lambda) = & (0,04 \times \cos(\theta_0)) \\ & + (18,81.10^{16} \times \sigma_{eff}(\lambda)) \\ & + (4,23.10^{27} \times \sigma_{mol}(\lambda)) \end{aligned} \quad (4.2.16)$$

L'incertitude liée à la quantité d'ozone est assez faible en comparaison des deux autres incertitudes. Il faut souligner ici que la formule 4.2.16 n'est valable que si l'on considère une incertitude nulle sur le spectre extra terrestre. Pour Atlas-3 par exemple, cette incertitude n'est pas nulle et est estimée à 3% dans l'UV [Cebula et al., 1996]. Le premier terme de l'équation 4.2.16 devient alors égal à $0,07 \times \cos(\theta_0)$. Il convient donc de modifier cette formule en fonction de la précision du spectre extraterrestre retenu.

La figure 4.2.2 suivante illustre les incertitudes absolues que l'on obtient en fonction de la longueur d'onde, suivant trois angles solaires zénithaux et en supposant le spectre extra terrestre exempt d'incertitudes.

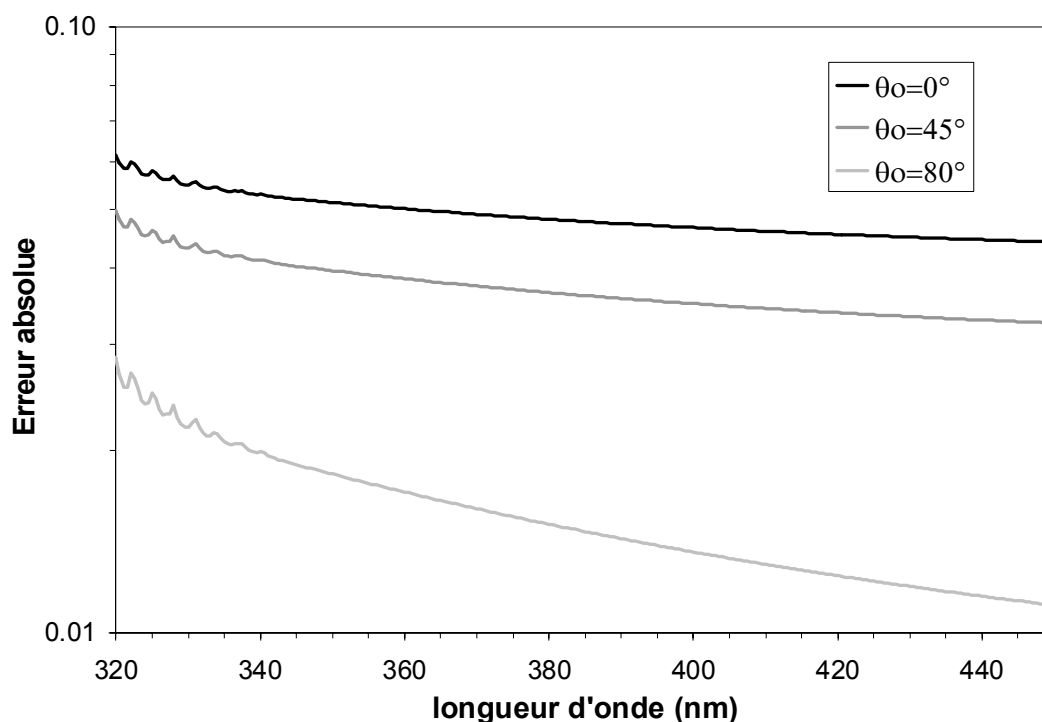


Fig 4.2.2) Incertitude absolue sur la restitution de l'épaisseur optique des aérosols en fonction de la longueur d'onde suivant trois angles solaires zénithaux.

La méthode que nous utilisons pour retrouver l'épaisseur optique des aérosols comportera donc une incertitude relativement importante. En regardant la figure 4.2.2, on peut considérer que l'on a une incertitude absolue sur l'épaisseur optique des aérosols de l'ordre de 0,05 pour les longueurs d'onde supérieures à 320nm. Lorsque les aérosols sont peu abondants, l'ordre de grandeur de l'épaisseur optique dans l'UV est de l'ordre de 0,05, l'incertitude relative peut alors atteindre 100%. Pour les longueurs d'onde inférieures à 320nm, l'incertitude est telle que l'épaisseur optique ne sera pas calculée.

Afin de réduire cette incertitude, mesurer l'éclairement spectral avec une plus grande précision est nécessaire. Mesurer la pression atmosphérique avec un baromètre précis peut également contribuer à réduire cette incertitude.

4.2.1.5) Résultats

Les figures 4.2.2 à 4.2.4 présentent les épaisseurs optiques des aérosols à 440nm retrouvées pour les journées du 17, 18 et 21 février 2003. Ces quantités sont comparées avec celles retrouvées par les trois photomètres Cimel de la station Aeronet [Holben et al., 1998] en fonctionnement ces jours là.

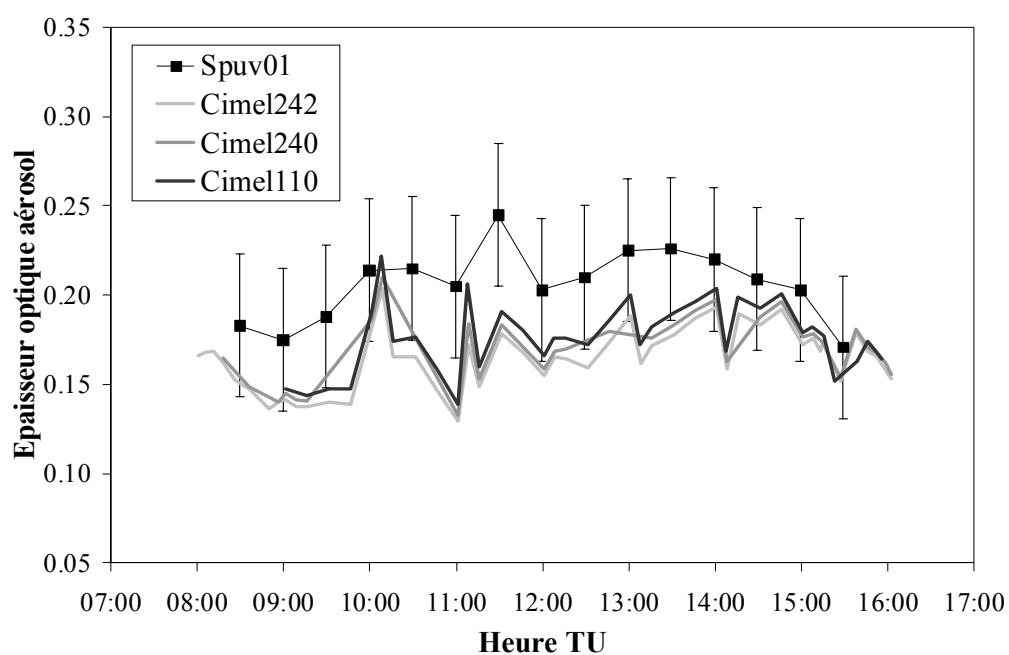


Fig 4.2.2) Epaisseur optique des aérosols à 440nm le 17 février 2003 suivant les données du spectroradiomètre Spuv01et les données Aeronet

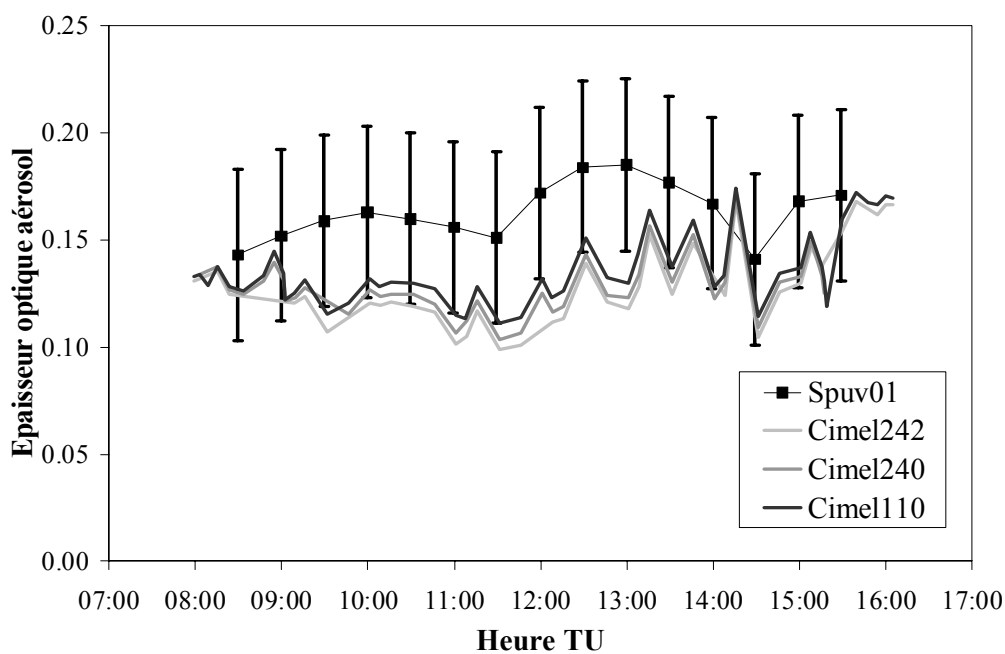


Fig 4.2.3) Epaisseur optique des aérosols à 440nm le 18 février 2003 suivant les données du spectroradiomètre Spuv01et les données Aeronet

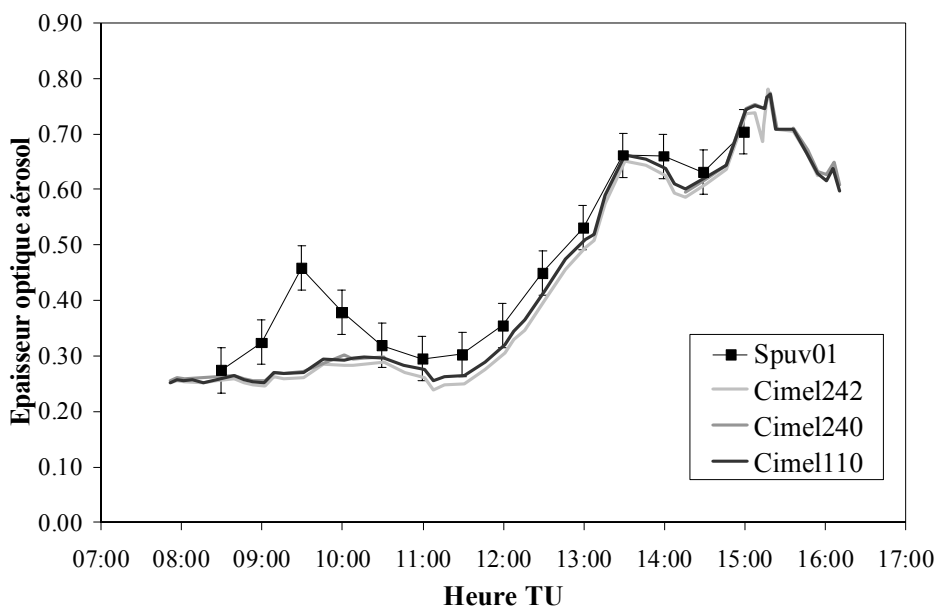


Fig 4.2.4) Epaisseur optique des aérosols à 440nm le 21 février 2003 suivant les données du spectroradiomètre Spuv01 et les données Aeronet

Pour ces trois journées, le temps était clair. Le 17 et le 18, l'épaisseur optique est assez faible, aussi l'incertitude relative est assez grande avec une valeur moyenne d'environ 50%. On peut remarquer que la quantité retrouvée à l'aide de notre méthode est plus importante que celle retrouvée à partir des photomètres Cimel. Pour la journée du 21 février 2003, le temps est toujours clair mais une quantité importante d'aérosols apparaît en cours de journée. L'accord entre les photomètres et notre instrument semble ici meilleur, avec une incertitude relative plus faible car les aérosols sont plus nombreux. On voit bien notamment l'augmentation sensible de l'épaisseur optique à partir de 11h30TU.

Ces résultats semblent confirmer que la qualité de la restitution de l'épaisseur optique des aérosols à l'aide de nos données spectrales est meilleure lorsque les aérosols sont nombreux. Dans le cas contraire, notre méthode souffre d'une trop grande incertitude, qui pourrait néanmoins diminuer suivant les améliorations apportées à notre instrument. Enfin, il convient d'ajouter que l'épaisseur optique délivrée par les appareils Cimel possèdent également une incertitude absolue égale à 0,01 pour les longueurs d'onde supérieures à 440nm et 0,02 pour les longueurs d'onde inférieures, lorsque l'instrument vient d'être étalonné [Holben et al., 1998]. A cette date, le Cimel 242 venait de bénéficier d'un étalonnage récent aussi il fait figure de référence dans cette comparaison, confirmant la tendance à surestimer l'épaisseur optique des aérosols avec notre méthode.

4.2.2) Détermination du coefficient d'Angström α

La connaissance de l'épaisseur optique des aérosols à plusieurs longueurs d'onde va nous permettre de déterminer le coefficient d'Angström. Ce coefficient définit la manière dont les aérosols diffusent la lumière et donc, par extension, il définit la taille des particules. Plus ce coefficient est grand, plus les aérosols sont petits.

Pour rappel, le coefficient d'Angström relie les épaisseurs optiques aérosols à deux longueurs d'ondes suivant la relation empirique [Angström, 1929] :

$$\frac{\delta(\lambda_1)}{\delta(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{-\alpha} \quad (4.2.17)$$

Où $\delta(\lambda_1)$ et $\delta(\lambda_2)$ sont les épaisseurs optiques aérosols respectivement aux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 .

En posant $X_1=\ln(\lambda_1)$, $X_2=\ln(\lambda_2)$, $Y_1=\ln(\delta(\lambda_1))$ et $Y_2=\ln(\delta(\lambda_2))$, on trouve :

$$\alpha = - \frac{Y_1 - Y_2}{X_1 - X_2} \quad (4.2.18)$$

Le coefficient d'Angström représente donc l'opposé de la pente du segment de droite formé par le couple de points (X_1, Y_1) et (X_2, Y_2) . Comme nous disposons de non pas deux épaisseurs optiques à deux longueurs d'ondes différentes mais d'un ensemble d'épaisseurs optiques à plusieurs longueurs d'ondes, le coefficient d'Angström sera calculé à partir de la pente de la droite de régression obtenue par la méthode des moindres carrés sur l'ensemble du nuage de points. On ne retiendra pour le calcul de α que les épaisseurs optiques comprises entre 320nm et 450nm, les épaisseurs optiques déterminées aux longueurs d'onde inférieures étant trop incertaines. La figure 4.2.6 présente cette droite pour la journée du 21 février 2003 à 12h00TU. Cette figure est obtenue en utilisant les épaisseurs optiques aérosols de la figure 4.2.1 (déterminées en filtrant les transmittances avec un filtre de largeur 2 nm).

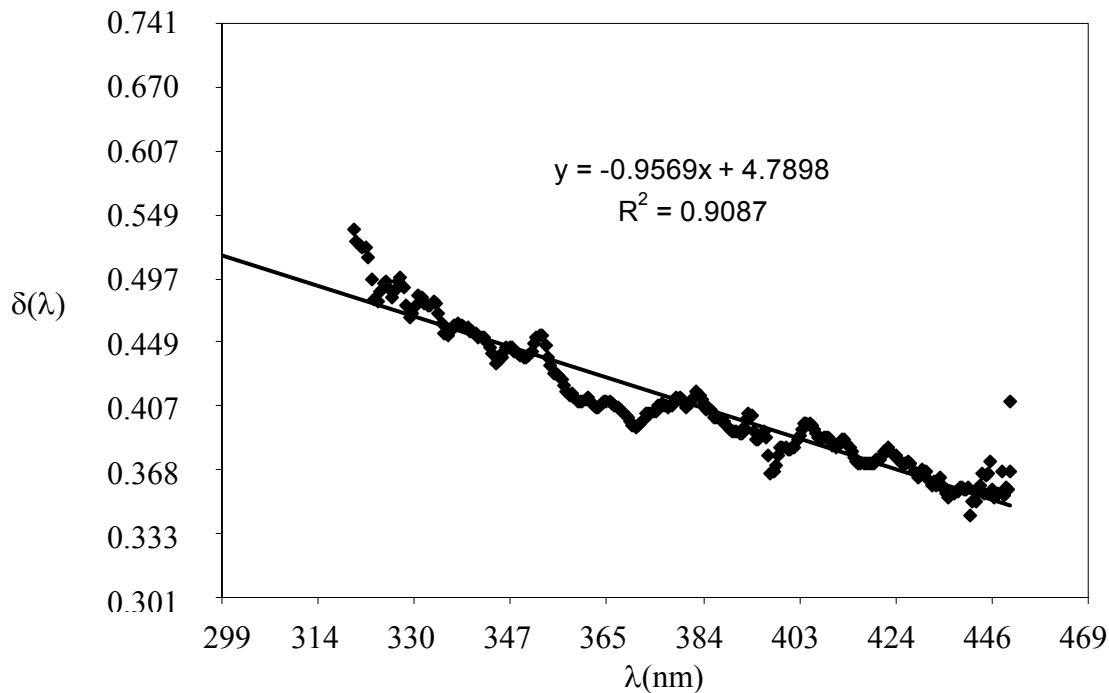


Fig 4.2.6) Logarithme de l'épaisseur optique des aérosols en fonction du logarithme de la longueur d'onde et régression linéaire de ce nuage de points

Sur cette figure, la pente de la droite de régression est de $-0,96$. Le coefficient d'Angström est donc ici égal à $0,96$.

Ce 21 février 2003, les aérosols étaient vraisemblablement nombreux et assez gros (grande épaisseur optique liée à un coefficient d'Angström assez proche de 1). La figure 4.2.7 présente l'évolution du coefficient d'Angström pour cette journée du 21 février 2003. On remarque que la détermination de ce coefficient pose un problème en début de journée avec des valeurs négatives entre 9h00TU et 10h00TU, et que cette détermination s'améliore à partir de 10h30TU. Les raisons de ce problème sont encore mal connues. Le réseau Aeronet propose un coefficient d'Angström moyen pour cette journée égal à $1,68$, calculé à partir des canaux 440nm, 670nm, 870nm et 1020nm. Si on enlève les quantités négatives, nos résultats nous donnent une valeur moyenne de $1,33$ pour cette journée. La différence est importante mais il faut garder à l'esprit que notre α a été calculé dans l'UV alors que le α Aeronet est calculé à partir des canaux visibles/proches infrarouges. Comme nous l'avons brièvement évoqué à la fin du chapitre 2, la loi d'Angström est une loi empirique, valide généralement sur une bande spectrale assez étroite de quelques centaines de nanomètres et le coefficient d'Angström n'est pas nécessairement le même dans l'UV et dans le visible.

La figure 4.2.8 présente l'évolution du coefficient d'Angström pour la journée claire du 15 avril 2003. Pour cette journée, la valeur de α reste positive et comprise entre $0,8$ et $1,2$, ce qui semble réaliste. La valeur moyenne Aeronet pour cette journée était de $1,18$. L'épaisseur optique des aérosols était globalement constante le matin et égale à $0,3$ à 440nm pour ensuite augmenter jusqu'à $0,45$ (figure 4.2.9). Pour cette journée, l'épaisseur optique des aérosols était suffisamment forte pour que les incertitudes relatives deviennent acceptables et le niveau de confiance envers nos quantités est assez bon. La comparaison avec Aeronet montre un coefficient d'Angström qui reste globalement constant du visible à l'UV.

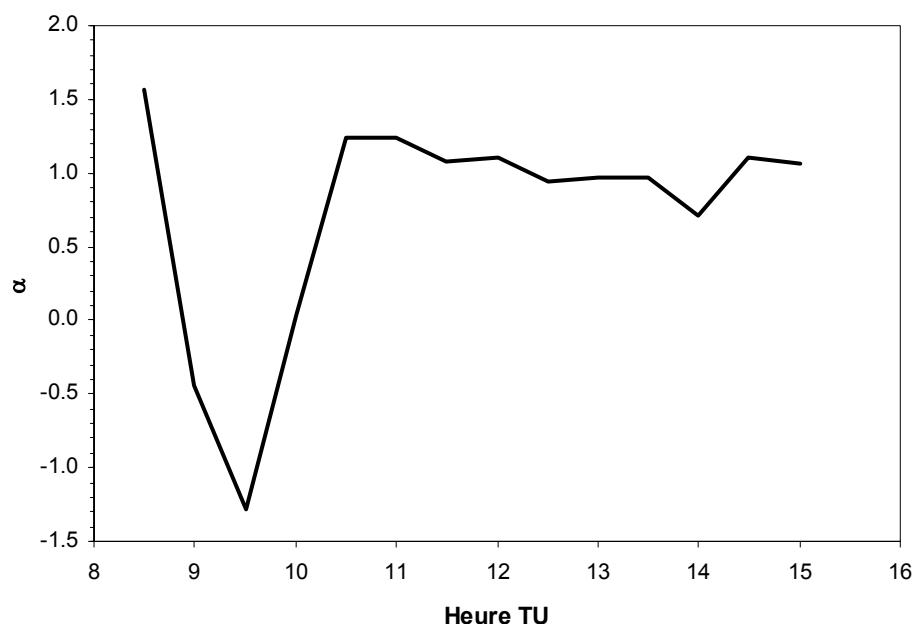


Fig 4.2.7) Evolution du coefficient d'Angström le 21 février 2003

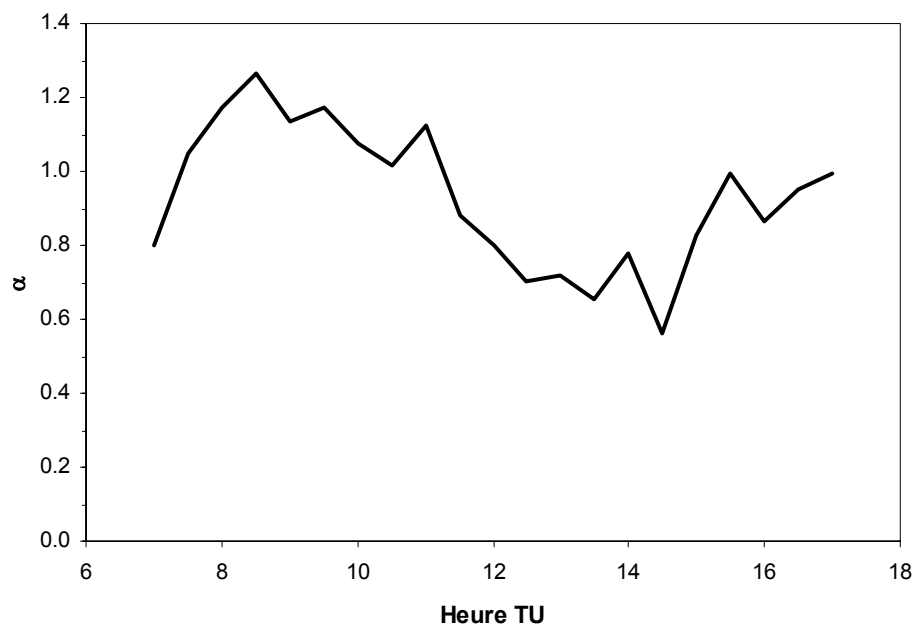


Fig 4.2.8) Evolution du coefficient d'Angström le 15 avril 2003

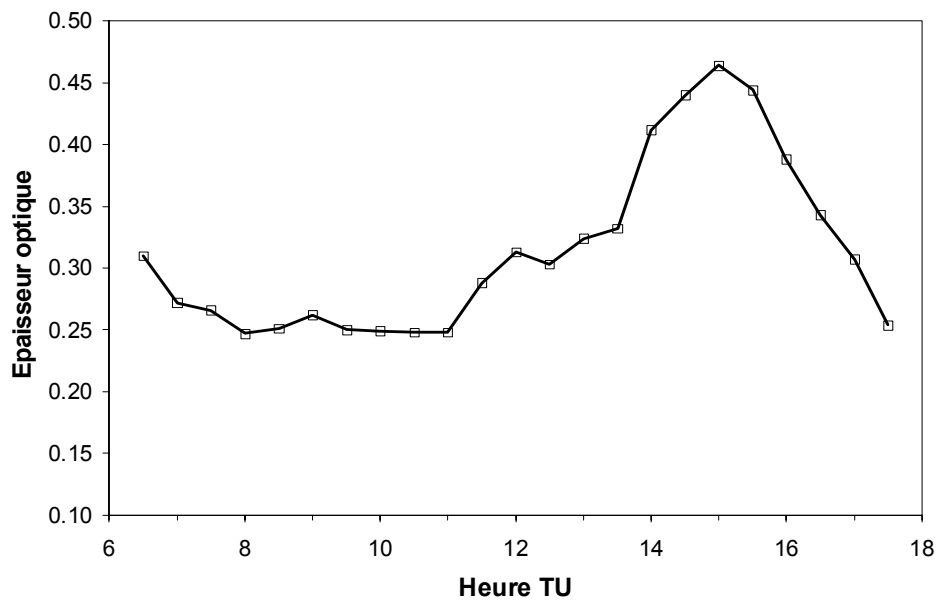


Fig 4.2.9) Epaisseur optique à 440nm le 15 avril 2003

4.3) Estimation de l'épaisseur optique totale nuage et aérosol

4.3.1) Intérêt, Principe

Nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les nuages peuvent être une gêne pour la détermination de l'ozone ou des paramètres aérosol. Estimer l'épaisseur optique des nuages nous permet de connaître rapidement la validité d'une mesure ozone ou aérosol.

Le principe d'estimation de l'épaisseur optique que nous allons décrire dans ce chapitre ne nous permet pas de différencier l'épaisseur optique des aérosols de celle des nuages. En effet, nous allons déterminer l'épaisseur optique totale moins l'épaisseur optique moléculaire (aérosol et nuage). Néanmoins, lors de fortes nébulosités, l'épaisseur optique des nuages à 350 nm peut facilement être de l'ordre de 80 à 100 alors que celle des aérosols à 350nm n'atteindra que très rarement la valeur de 1, lors d'un contenu en particules particulièrement abondant. Ainsi, pour des valeurs supérieures à 20, nous pourrions considérer qu'il s'agit de l'épaisseur optique des nuages, l'épaisseur optique des aérosols devenant négligeable. Par simplification, pour la suite de ce chapitre, l'épaisseur optique nuage+aérosol sera confondue avec l'épaisseur optique nuage seul. De plus, l'épaisseur optique déterminée sera considérée comme constante sur tout le domaine UV.

Afin de déterminer cette épaisseur optique, la méthode utilisée consiste à comparer la valeur moyenne M des éclairements spectraux compris entre 330 et 388nm (palier UVA) et mesurés par notre instrument, avec la même quantité obtenue grâce à des éclairements simulés par le code de transfert radiatif DISORT. Le choix d'arrêter l'intervalle à 388nm (et non à 400nm par exemple qui serait une valeur arrondie et qui représente la frontière entre l'UV et le visible) se justifie par la présence de deux raies d'absorption de Fraunhofer, centrées à 393,5nm et 397nm (voir figure 4.3.2). Ces raies pourraient fortement perturber le calcul de la moyenne en cas d'un léger décalage en longueur d'onde. Enfin, si on se réfère à la figure 2.3.7 du chapitre 2, l'altitude du nuage ne devrait pas modifier le résultat de la simulation car les transmittances ne sont pas affectées par ce paramètre aux longueurs d'onde supérieures à 330nm.

Les paramètres atmosphériques utilisés lors de la simulation sont :

Albédo de sol $\rho = 0,02$
Ozone = 300DU
Banque de données des sections efficaces de l'ozone : Paur et Bass
Profils verticaux standards pression température ozone : Mid latitude summer
Pas d'aérosol
Nuages : type Stratus, altitude de la base 2km, épaisseur 1km
Albédo de diffusion simple des gouttes d'eau du nuage : 1 (nuage 100% diffusant)
Epaisseur optique des nuages : de 0 à 100, pas de 10
θ_0 : de 0° à 80° , pas de 5°

Du fait de la section efficace d'absorption de l'ozone qui est faible à partir de 330nm et nulle à partir de 345nm, la quantité d'ozone fait très peu varier cette moyenne M (de l'ordre de 0.1% au maximum lorsque l'on fait passer la quantité d'ozone de 200DU à 500DU). Les facteurs modulant le plus cette moyenne sur les spectres mesurés seront les aérosols, mais surtout les nuages et l'angle solaire zénithal. Les résultats de la simulation sont sauvegardés dans une LUT. La figure 4.3.1 présente cette LUT.

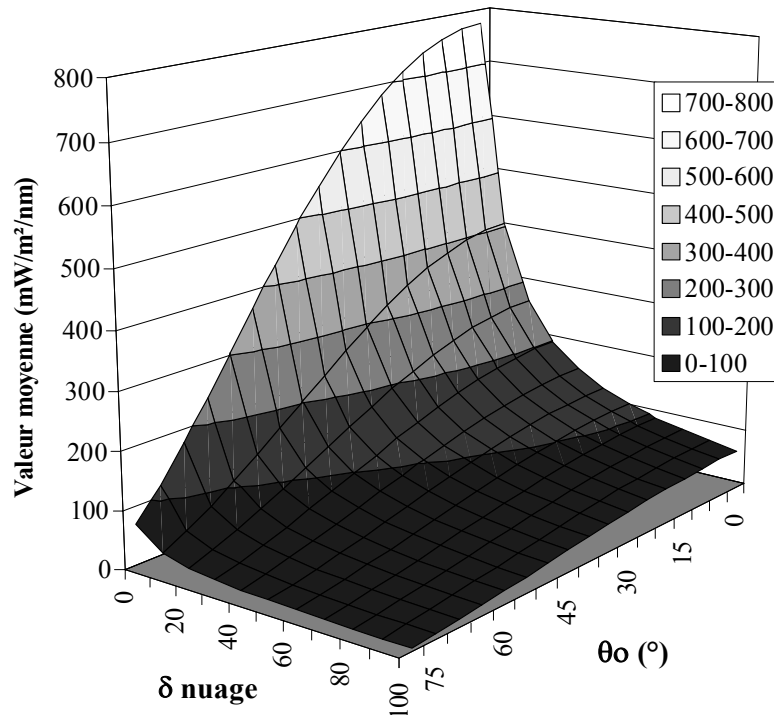


Fig 4.3.1) Valeur moyenne M des éclaircissements UV spectraux compris entre 330 et 388nm en fonction de l'angle solaire zénithal et de l'épaisseur optique des nuages.

On peut remarquer sur cette figure, la diminution rapide de la valeur moyenne lorsque l'épaisseur optique du nuage augmente ou lorsque l'angle solaire zénithal augmente.

4.3.2) Utilisation de la LUT

Lors d'une mesure d'un spectre UV, la valeur moyenne M est calculée sur ce spectre et est ensuite comparée avec les valeurs présentes dans la LUT. Pour ce faire, on récupère l'angle solaire zénithal de la mesure et on retient les deux angles solaires zénithaux présents dans notre LUT et encadrant cette valeur. Pour chacune des deux courbes présentant l'évolution de M en fonction de δ_{nuage} à ces deux angles, la valeur de δ_{nuage} nous permettant de retrouver M mesuré, est déterminée. Enfin, une interpolation linéaire est réalisée entre les deux valeurs de δ_{nuage} trouvées afin de définir l'épaisseur optique du nuage à l'angle solaire zénithal de la mesure. A noter que cette méthode ne permet qu'une estimation de l'ordre de grandeur de l'épaisseur optique totale. L'incertitude de la mesure, le fait que nos simulations ne prennent en compte que des nébulosités parfaitement homogènes engendreront forcément des erreurs sur la restitution de cette épaisseur optique totale. Aussi, lorsque l'épaisseur optique trouvée sera inférieure à 5, on considèrera le ciel comme clair. A noter toutefois que si on se base sur la figure 2.3.8 du chapitre 2, p 72, l'altitude du nuage ne joue *a priori* pas de rôle sur la valeur de M . En effet, d'après la simulation, à épaisseur optique identique, l'altitude d'un nuage ne modifie sensiblement la transmittance que pour des longueurs d'onde inférieures à 320 nm.

Exemple :

Pour la journée du 01 juillet 2003 à 13h30, la moyenne M est calculée sur le spectre (cf figure 4.3.2).

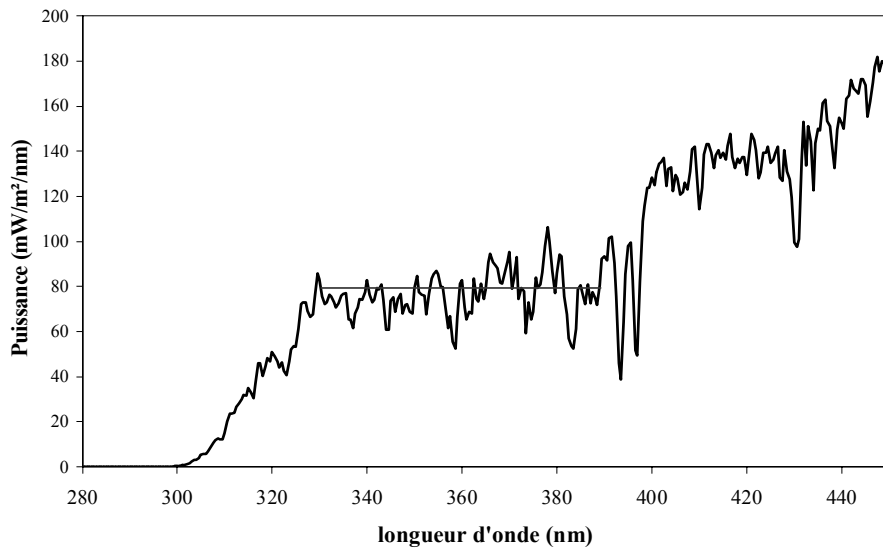


Fig 4.3.2) Spectre UV mesuré le 01 juillet 2003 à 13h30 TU à Villeneuve d'Ascq

On trouve comme valeur moyenne $M = 77 \text{ mW/m}^2/\text{nm}$.

L'angle solaire zénithal était de $\theta_0 = 33,5^\circ$ au moment de la mesure ; on récupère donc dans notre LUT les deux courbes contenant l'évolution de M en fonction de δ_{nuage} aux angles solaires zénithaux 30° et 35° . Sur ces deux courbes, les deux épaisseurs optiques des nuages δ_{nuage} permettant de retrouver la valeur de « M » sont déterminées (voir figure 4.3.2). On trouve dans cet exemple, les valeurs $\delta_{\text{nuage}@35^\circ} = 63$ et $\delta_{\text{nuage}@30^\circ} = 69,5$. Une interpolation linéaire est effectuée entre ces deux valeurs afin de déterminer la valeur à $\theta_0 = 33,5^\circ$. On trouve finalement $\delta_{\text{nuage}} = 67$.

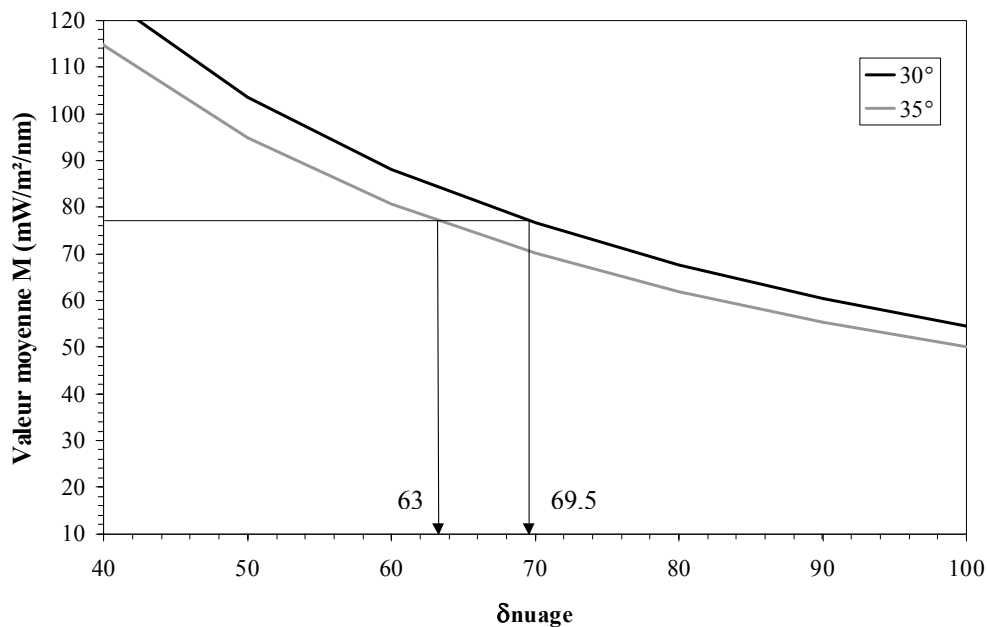


Fig 4.3.3) Les deux valeurs de δ_{nuage} déterminées aux angles solaires zénithaux 30° et 35° et pour une valeur de « M » égale à $77 \text{ mW/m}^2/\text{nm}$

4.3.3) Résultats

Les figures suivantes présentent quelques résultats d'épaisseurs optiques des nuages pour quatre journées :

Le 18 juin 2000 : il s'agit d'une journée sans aucun nuage. On trouve ici une épaisseur optique très faible qui varie entre 2 et 3, sans doute imputable aux aérosols et à l'imprécision de la méthode.

Le 3 avril 2003 : une journée à la nébulosité très variable, avec un pic de nuages vers 11h30 TU, mais aussi avec quelques passages très ensoleillés. Ce genre de journée, assez typique, peut provoquer des erreurs dans la restitution de l'ozone.

Le 24 avril 2003 : une journée divisée en deux, avec une belle matinée ensoleillée et une couverture nuageuse arrivant à partir de 13h00 TU.

Le 11 février 2003 : une journée très couverte, provoquant des problèmes dans la restitution de l'ozone.

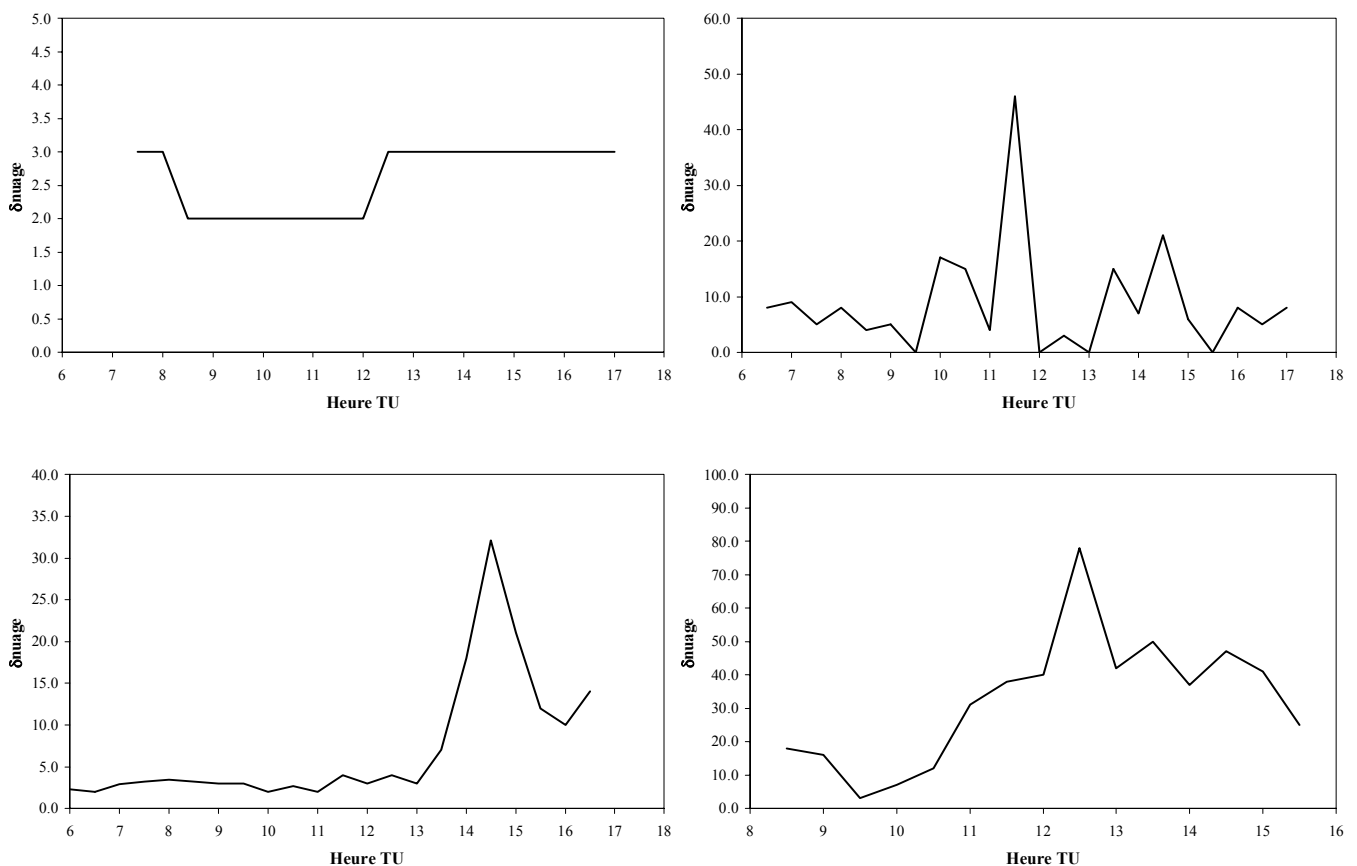


Fig 4.3.4) Evolution de l'épaisseur optique des nuages suivant quatre journées : le 18 juin 2000 en haut à gauche, le 03 avril 2003 en haut à droite, le 24 avril 2003 en bas à gauche et le 11 février 2002 en bas à droite.

La figure 4.3.5 suivante présente l'évolution quotidienne de l'ozone pour ces quatre journées.

La journée du 18 juin ne présente pas de problème et la quantité d'ozone retrouvée ne possède pas de variation rapide.

Pour la journée du 3 avril 2003, on voit ici nettement l'effet indésirable des nuages qui provoquent une variation rapide de la quantité d'ozone avec également une forte dispersion des cinq valeurs obtenues à l'aide des cinq rapports (barres d'erreurs sur la figure).

Le 24 avril 2003, le matin ne pose pas de problème pour la restitution d’ozone. Lorsque les nuages apparaissent, on peut voir une variation de la quantité d’ozone. Cependant, cette variation n’est pas trop importante et la moyenne sur la journée de la quantité d’ozone est proche des quantités observées le matin (~350DU).

Enfin, le 11 février 2003, les nuages posent de gros problèmes avec parfois une quantité d’ozone qui varie 50DU en une demi-heure. La moyenne journalière nous donne une tendance pour cette journée (~270DU) mais la qualité de cette quantité d’ozone reste douteuse.

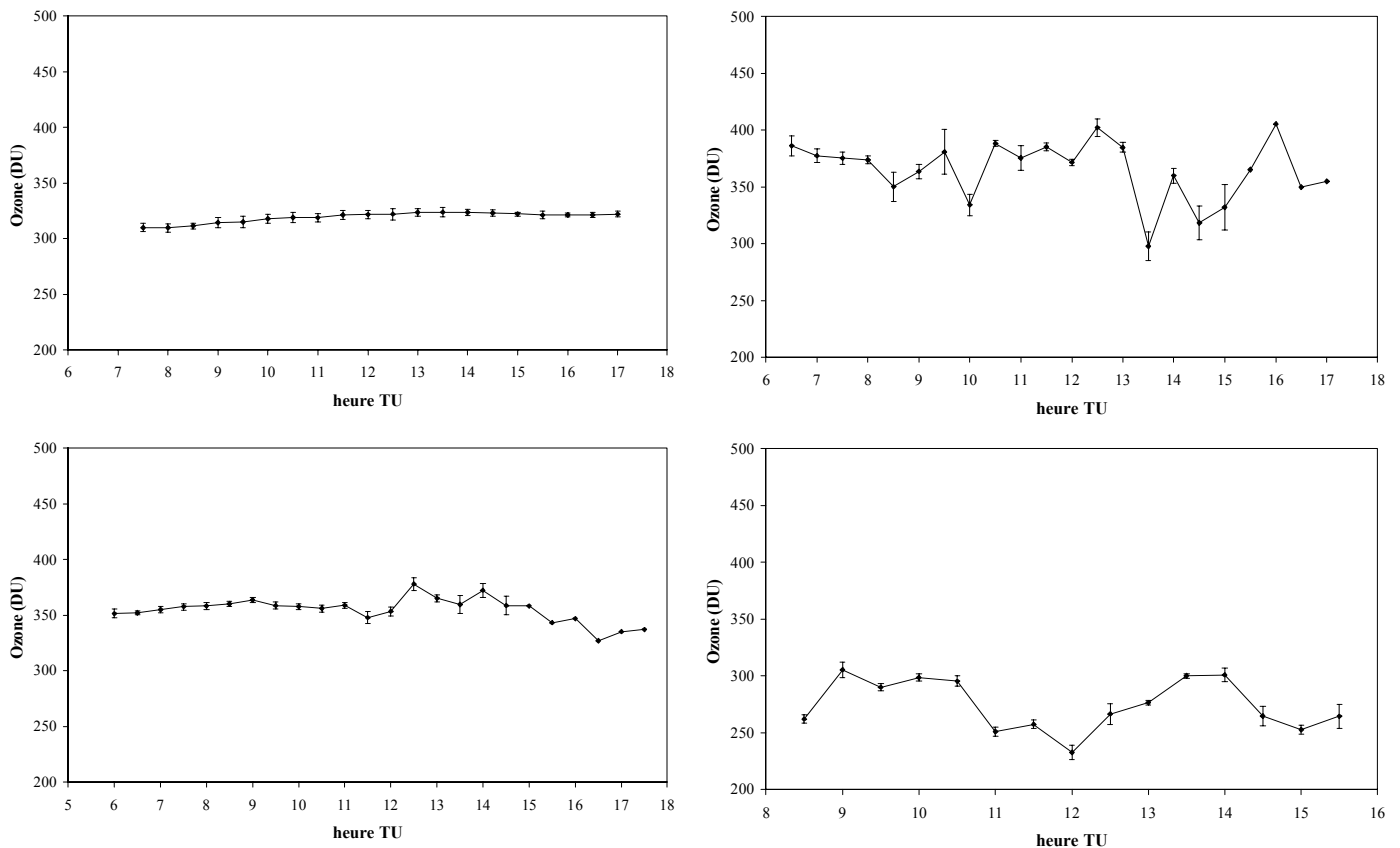


Fig 4.3.5) Evolution de la quantité d’ozone suivant quatre journées : le 18 juin 2000 en haut à gauche, le 03 avril 2003 en haut à droite, le 24 avril 2003 en bas à gauche et le 11 février 2002 en bas à droite.

4.3.4) Conclusion

Cette méthode assez simple à mettre en place nous permet d’estimer rapidement l’épaisseur optique des nuages. Cependant, il ne s’agit que d’une estimation qui ne peut nous servir en l’état actuel qu’à juger de la qualité de nos déterminations d’ozone et des paramètres aérosols. Notre LUT a été calculée avec une couche nuageuse constituée d’un seul type de nuage (stratus). Il serait intéressant d’étudier l’influence que peut avoir le type de nuage sur les résultats. La mise au point d’une méthode permettant d’estimer l’altitude des nuages serait également intéressant à développer. Enfin, les cirrus, nuages constitués de cristaux de glace et couvrant en permanence 30% de la surface de la terre représentent un intérêt particulier de par les effets qu’ils jouent sur le bilan radiatif de la terre. Savoir les détecter à partir d’un spectre UV et bien connaître leurs effets sur le rayonnement aux courtes longueurs d’onde sont des thèmes de recherche qu’il serait intéressant d’explorer.

Conclusion générale

Durant ces trois dernières années, la continuité dans les mesures de la station UV et un contrôle systématique de leur qualité ont été effectués. Ceci nous a permis d'alimenter en permanence les banques de données européenne EDUCE et internationale NDSC en éclairement UV. La détermination de nouveaux coefficients d'étalonnage du pyranomètre UVB dépendants de la quantité d'ozone a contribué à l'amélioration de la qualité de ses données. Cela nous permet d'effectuer quotidiennement une meilleure inter-comparaison avec le spectroradiomètre, nous signalant toute dérive de l'un des instruments. Cependant, la sensibilité temporelle du pyranomètre n'est pas parfaite et comme nous avons pu le constater durant son étalonnage, elle a varié ces trois dernières années. Un étalonnage doit être envisagé régulièrement, au moins une fois tous les deux ans. Entre temps, une intercomparaison avec le spectroradiomètre, s'inspirant de la méthode employée par le JRC et faisant appel à la simulation pourrait être envisagée afin de surveiller l'évolution du fluxmètre. De plus, la détermination de la réponse spectrale absolue de l'instrument doit être prévue afin de permettre une comparaison des données brutes avec les données spectrales sans passer par des coefficients « CPA » établis expérimentalement et donc tributaires des erreurs de mesures.

L'établissement de la chaîne de traitement nous permet un contrôle complet des corrections apportées aux données brutes des deux appareils. Les corrections angulaires, du décalage en longueur d'onde et du shadower sont réalisées durant ce traitement. Toutefois, la correction angulaire du spectroradiomètre pourrait être améliorée, notamment en effectuant une mesure à plusieurs longueurs d'onde de la réponse angulaire et en exploitant aussi souvent que possible les rapports d'éclairement global sur diffus obtenus par le biais du shadower. Cette amélioration, expliquée en détail dans le chapitre 3, peut engendrer un écart de l'ordre de 1% avec les résultats actuel. Le calcul de la correction du shadower nous a

permis de constater qu'elle se révélait être très faible, inférieures à 1%, sauf lors des cas de très forte turbidité. La mise en place de ce cache solaire, effectuée avec l'aide de l'IRSA nous permet ainsi de mesurer avec une précision très satisfaisante l'éclairement UV diffus. Notre algorithme de correction du décalage en longueur d'onde agit de manière tout à fait convenable et semble en accord avec celui du RIVM, utilisé par de nombreuses stations du projet européen EDUCE. Cette correction est indispensable étant donné l'impossibilité technique qu'a notre instrument de mesurer un spectre ne possédant pas de décalage en longueur d'onde. Ainsi, si recalibrer manuellement une fois par jour notre instrument à partir d'une raie de Fraunhofer permet d'effectuer un premier réglage, l'utilisation de l'algorithme est indispensable si l'on désire diminuer le shift à toutes les longueurs d'onde et pour tous les spectres de la journée à une valeur inférieure ou égale à 0,03 nm. Enfin, l'exécution de plusieurs algorithmes de contrôle de la qualité en fin de chaîne de traitement nous permet d'avoir rapidement une idée de la qualité globale des données d'une journée et de voir rapidement si un problème a lieu avec les instruments. Ces différents tests nous permettent de filtrer efficacement les mauvaises données.

Le spectroradiomètre a subi de nombreux changements ces dernières années dont le principal reste certainement l'ajout du cache solaire ou *shadower*. Le contrôle du déplacement du bras supportant le *shadower* a été ajouté aux routines de pilotage quotidien du spectroradiomètre. Ce *shadower*, en se plaçant devant le diffuseur, permet de mesurer un spectre UV diffus. En soustrayant ces mesures aux spectres globaux, on arrive à retrouver l'éclairement UV direct. L'exploitation des données spectrales directes rend possible la détermination de l'épaisseur optique des aérosols dans l'UV et du coefficient d'Angström. Ces quantités étendent le champ spectral des données Aeronet, déterminées quant à elles dans le visible et proche infra rouge. Les incertitudes sur les résultats de ces paramètres aérosols sont encore relativement grandes et quelques améliorations doivent être apportées si l'on désire les réduire.

La détermination de la colonne totale d'ozone se fait maintenant de façon systématique lors du traitement des données spectrales. Les résultats obtenus sont très satisfaisants et les comparaisons avec les données satellitaires TOMS ou avec d'autre instrument de type Dobsonmètre le confirment. L'observation des quantités obtenues pour le site de Villeneuve d'Ascq nous a permis de constater quelques baisses d'ozone assez importantes sous nos latitudes, notamment en décembre 2001. La faible sensibilité de nos rapports à la fonction fente nous permet d'utiliser nos LUT sur les spectres mesurés par différents instruments. Les premiers résultats obtenus avec quatre autres stations du réseau EDUCE sont encourageants et un traitement plus complet et étendu aux autres sites peut être envisagé afin d'établir une carte européenne de l'ozone étalée sur plusieurs années. Ces résultats viendront compléter les données satellitaires. Enfin, l'utilisation conjointe de ces quantités totales d'ozone avec des mesures de profils verticaux d'ozone stratosphérique devrait nous permettre d'accéder aux quantités d'ozone troposphérique et d'établir une climatologie.

Le rayonnement ultraviolet initie la synthèse chimique dans l'atmosphère et aggrave à ce titre les pollutions urbaines. La mesure de l'éclairement UV au sol peut nous aider à prévoir une pollution. Cependant, une meilleure précision dans ces prévisions passe par la nécessité de mesurer un flux sphérique et non plus un flux plan. En effet, les différentes molécules gazeuses présentes dans l'atmosphère reçoivent le rayonnement UV direct et diffus depuis toutes les directions de l'espace. Un flux sphérique (ou flux actinique) est plus adapté pour évaluer l'impact du rayonnement UV sur la formation des gaz polluants. Plusieurs réalisations de ce type d'appareil ont eu lieu [Cotte, 1995], [Müller et al., 1995], [Hofzumahaus et al., 1999], mais les difficultés techniques rencontrées freinent le développement de ce genre d'instrument. Un effort doit être poursuivi dans ce sens et la

conception au LOA d'un fluxmètre actinique pourrait compléter parfaitement la station UV. Pour les mêmes raisons, le développement de nouveaux codes simulant le flux sphérique ou l'amélioration des codes déjà existant est également intéressant, afin notamment d'étudier les relations qui peuvent exister entre ce flux actinique et un flux plan et de valider d'éventuelles mesures expérimentales.

Annexes

Ozone column retrieval from UV spectral irradiance measurement

M. Houët¹, C. Brogniez¹, D. Bolsée², D. Gillotay², H. De Backer³

¹ Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA), USTL, Lille, France

² Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB), Brussels, Belgium

³ Institut Royal Météorologique de Belgique (IRM), Brussels, Belgium

Extended abstract du poster présenté à l'occasion du « *Sixth European Symposium on Stratospheric Ozone* », p 201-204, Göteborg, Suède, 2-6 September 2002.

M. Houët¹, C. Brogniez¹, D. Bolsée², D. Gillotay², H. De Backer³

¹ Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA), USTL, Lille, France

² Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB), Brussels, Belgium

³ Institut Royal Météorologique de Belgique (IRM), Brussels, Belgium

Abstract

The retrieval of the total ozone amount from UV spectral global irradiance measurements can be achieved using the ratio of two measured irradiances at two close wavelengths, one where the ozone absorption is very strong, the other where the ozone absorption is weak (Stamnes et al, 1991). This ratio is then compared to ratios computed with a radiative transfer code (DISORT) for various ozone abundances and solar zenith angles (SZA), and stored in a look up table (LUT). For a predefined location of the instrument, the aerosols, the clouds, the surface albedo, the ozone profile, the ozone spectroscopic data, the instrument slit function and the remaining wavelength shift are expected to influence the ozone retrieval. Therefore a wavelength's pair has been searched for minimising each effect. That leads to the selection of several ratios to be used simultaneously allowing to estimate the uncertainty on the retrieved ozone content. Some results from this study for simulated measurements are presented, and applications to actual measurements performed in Lille and Brussels are also shown.

1) Selection of the wavelength's pair

For this study, we have chosen few wavelength's pairs (or wavelength-ranges) :

$$R_1 = \frac{E_{340nm}}{E_{305,5nm}} \quad R_2 = \frac{E_{339nm}}{E_{305,5nm}} \quad R_3 = \frac{E_{323,5nm}}{E_{305,5nm}} \quad R_4 = \frac{(E_{339nm} + E_{339,5nm} + E_{340nm})}{(E_{304,5nm} + E_{305,5nm} + E_{306,5nm})} \quad R_5 = \frac{[E_{340nm}; E_{345nm}]}{[E_{305nm}; E_{310nm}]}$$

R_1 is very sensitive to the differential ozone absorption. R_2 has same advantages as R_1 . R_3 is less sensitive to the differential ozone absorption and to the differential aerosol extinction than the previous ratios. R_4 and R_5 are less sensitive to the Full Width at Half Maximum of the instrument.

Figure 1 shows an example of a chart that can be used to derive the ozone abundance : a measured ratio at a known time, i.e. at a known SZA, corresponds to an O_3 value. We can see on this figure that an uncertainty on the ratio entails an uncertainty on the O_3 abundance (shaded area), conversely if the O_3 is wanted with a specified uncertainty the ratio must be known to within a specified uncertainty. This uncertainty depends on the selected ratio and on ozone. In any case a value of 1.5% error on R_i enables the O_3 retrieval to within 2 % (not shown).

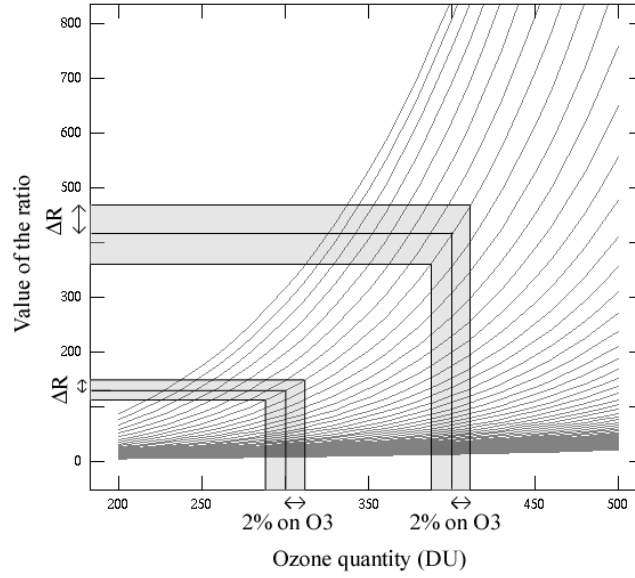


Figure 1 : Ratios R_1 of the computed irradiances at two wavelengths (solid lines) versus ozone abundance for various solar zenith angles (0° for the lower curve, 80° for the higher).

2) Sensitivity tests

To enable a good ozone retrieval whatever the conditions, the ratios should be insensitive to other parameters such as instrument, aerosols, surface albedo, clouds, ozone absorption cross-sections or season. Some sensitivity tests have been achieved to see which ratios are less sensitive to each parameters.

• Instrument effects

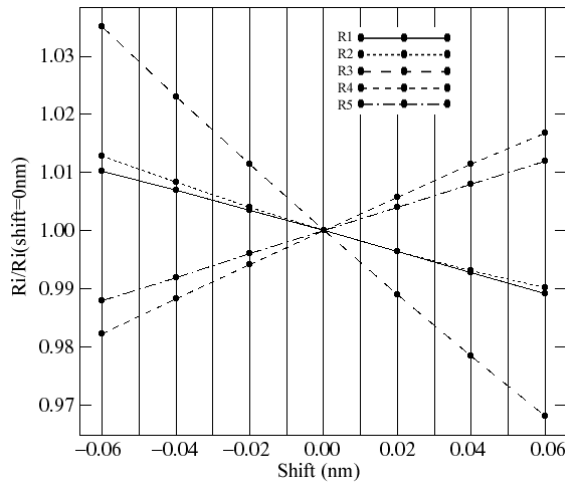


Figure 2a : Effect of a residual wavelength shift

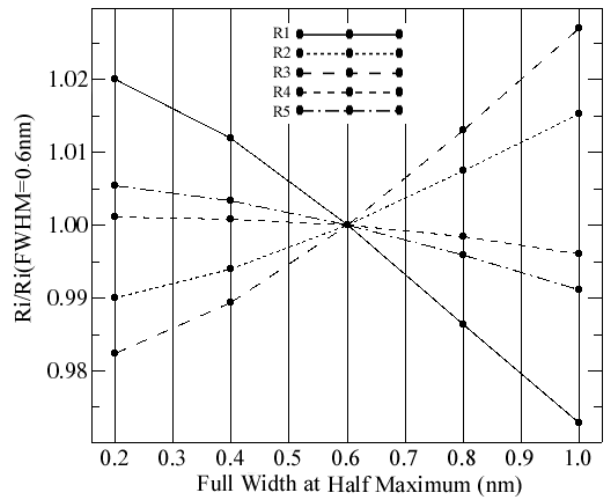


Figure 2b : Influence of the slit function

The variations of the ratio $R_i(\text{shift})$ with respect to its value for no shift $R_i(\text{shift}=0)$, versus the shift are plotted in figure 2a and the variations of the ratio $R_i(\text{slit})$ with respect to its value for the value of the Lille instrument $R_i(\text{slit}=0.6\text{nm})$, versus the slit function are plotted in figure 2b. We can see that R_2 , R_5 are the best ratios to minimise the instrumental effects.

- **Aerosols effects**

The spectral aerosol optical thickness is simply assumed to follow the Ångström law $\delta(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha}$ with α the Ångström coefficient and β the optical thickness at 1 μm . The aerosols are thus characterised by the two Ångström parameters, α and β , plus their single scattering albedo, ϖ_0 .

Figure 3a shows the variations of R_i with respect to its value for the typical value in Lille $R_i(\alpha=1.5)$, versus α . Figure 3b shows the variations of $R_i(\beta)$ with respect to its value for the mean value in Lille $R_i(\beta=0.05)$, versus β .

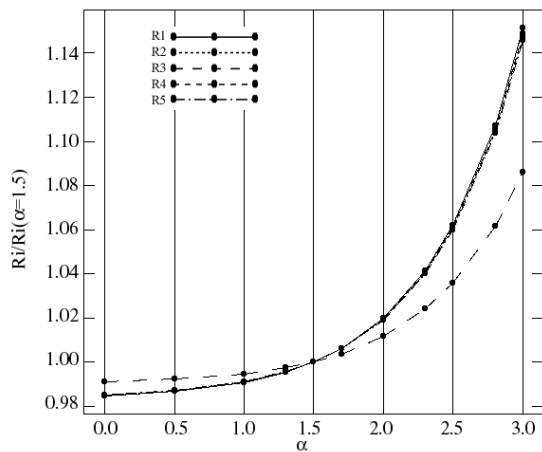


Fig 3a : α effects

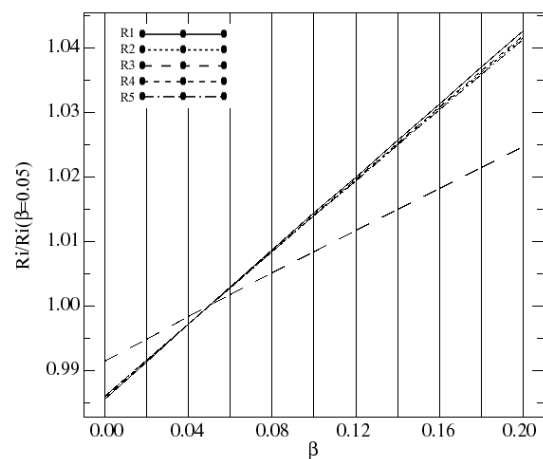


Fig 3b : β effects

R_3 is the less sensitive to the aerosol size (α) and abundance (β). The influence of the single scattering albedo ϖ_0 is negligible in the usual ϖ_0 range (not shown). Accounting for the instrumental effects and the aerosol effects (α and β) it appears that an average value of the 5 R_i could decrease these effects.

- **Environmental effects : Surface albedo and Cloud**

Figure 4a shows the variations versus ground albedo ρ of R_i with respect to its value for the mean value in Lille $R_i(\rho=0.02)$. R_3 is much affected by the ground albedo. When averaging the 5 ratios, the standard LUT can be used for albedo up to 0.5. For higher albedo values (for ex. snowed ground) another LUT is needed. Figure 4b presents the variations versus the cloud optical thickness δ of R_i for a cloud located at 2 km height, with respect to its value for a clear atmosphere $R_i(\delta=0)$. Figure 4c presents variations versus the cloud height h of R_i for $\delta = 50$ with respect to its value for a cloud at 2 km height $R_i(h=2\text{km})$.

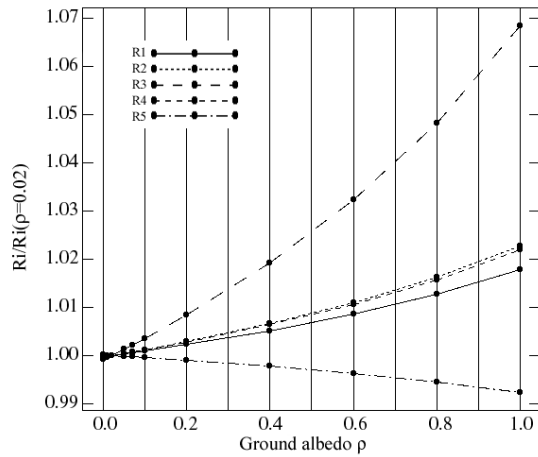


Fig 4a : Ground albedo effects

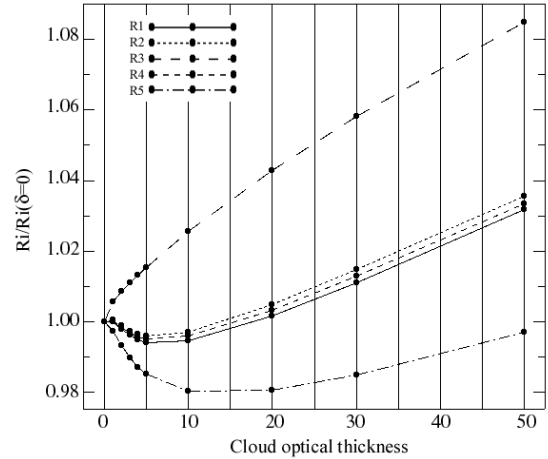


Fig 4b : Cloud optical thickness effects

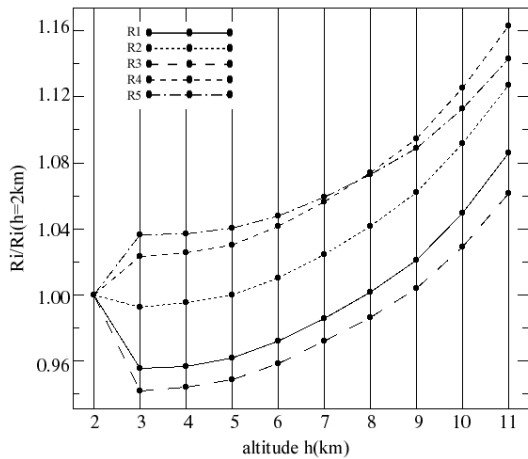


Fig 4.c : Cloud altitude effect

Cloud optical thickness δ has a strong impact on R_3 and cloud altitude h has a strong impact on all R_i .

The clouds have a strong impact on results and some checkings of the cloud cover must be done before validate the ozone retrieval.

• Seasons

The ozone, pressure and temperature vertical profiles vary with the season during the year. The cumulative influence of the profiles is large ($> 2.5\%$) and is the smallest for R5 (not shown). Therefore, it is important that all LUTs are calculated for three seasons (Winter, Summer and intermediate).

Summary

The previous sensitivity study demonstrates that the wavelength shift must be corrected at best. For cloudless days, it appears necessary to select a LUT corresponding to the correct season and the correct surface albedo, that is rather easy. When available, aerosol information is useful especially when they are small and numerous. Among the R_i ratios selected, some of them are less sensitive to one parameter than the others, for another parameter they are much sensitive. Using the average of all the retrieved ozone values looks a good compromise. For

cloudy days, the ozone retrieval is much dependent on the cloud type and on R_i so these cases must be analysed separately.

3) Application to measurements in LILLE and in Brussels

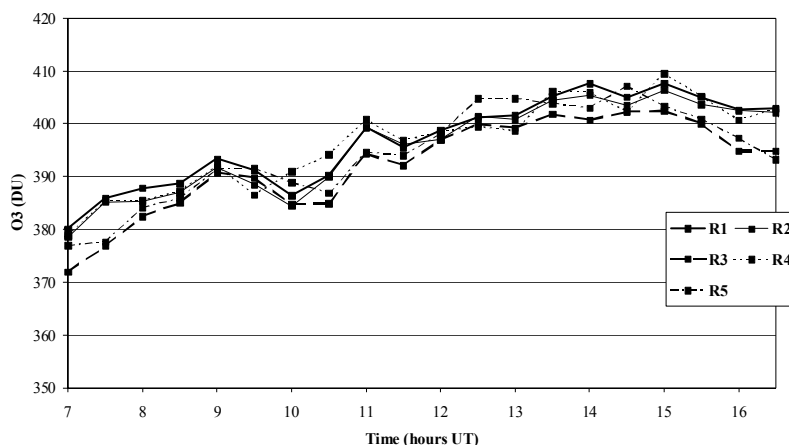


Figure 5a : ozone abundance retrieved on the clear day, April 7, 2002, from the 5 ratios with a LUT created with $\alpha=1.5$, $\beta=0.05$ for the mid-season. The results are very close, within 2%. The TOMS value obtained at 09h45 UT is 385DU and it agrees with the previous estimations at the same hour.

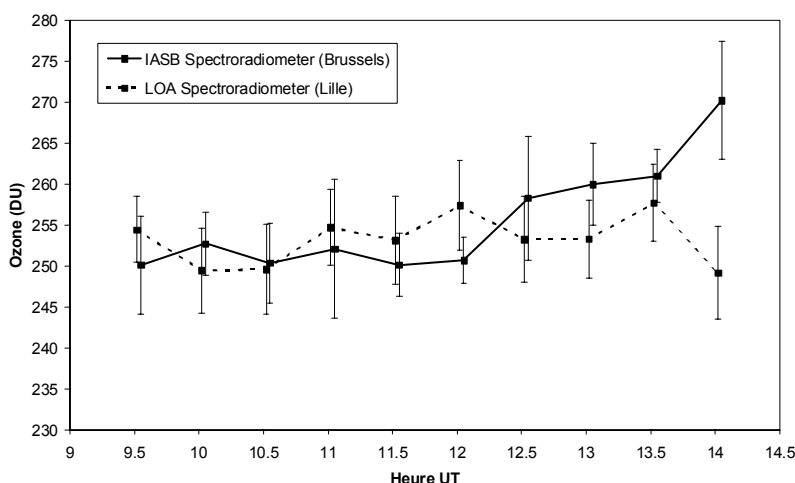


Figure 5b : Ozone value retrieved on another clear day, October 30, 2001 from instruments in Lille and Brussels. The TOMS value was 246DU in Brussels and the value derived from DOBSON instrument at Irm at 11h45UT was 245.5DU.

4) Conclusions

The choice of the two wavelengths allowing the retrieval of the total ozone amount from UV spectral global irradiance measurements has been studied. The influence on the quality retrieval of instrument characteristics, of atmospheric and environmental parameters has been investigated.

In cloudless conditions, by averaging the O_3 values derived from the 5 selected wavelength's pairs, O_3 can be retrieved with about 4 % uncertainty. Comparison of such retrievals from UV spectral measurements with TOMS and DOBSON data shows a good consistency, to within 5 % in most cases.

References

AERONET : <http://aeronet.gsfc.nasa.gov:8080/>

TOMS : <http://jwocky.gsfc.nasa.gov/>

Molina and Molina, *Absolute Cross-Sections of Ozone in the 185 to 350nm Wavelength Range*, JGR, Vol. 91, No D13, Pages 14501-14508, 1986.

Paur and Bass, *The ultraviolet Cross-Sections of Ozone : II. Results and temperature dependence*, Atmospheric ozone, Proceeding of the Quadrennial Ozone Symposium, Halkidiki, Greece, edited by C. Zeferos and A. Ghazi, p 611-616, D. Reidel, Hingham Mass, 1985.

Stamnes et al., *Derivation of total ozone abundance and cloud effects from spectral irradiance measurements*, Applied Optics, Vol. 30, No. 30, October 1991.

Inter-comparison of UV lamps from two standards
--

Mickaël Houët¹, David Bolsée², Colette Brogniez¹, Didier Gillotay²

¹ Laboratoire d'Optique Atmosphérique, CNRS, Université des Sciences et Technologie de Lille, Villeneuve d'Ascq (France)

² Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, Uccle (Belgique)

Article soumis à Applied Optic en Juillet 2003

Mickaël Houët¹, David Bolsée², Colette Brogniez¹, Didier Gillotay²

¹ Laboratoire d'Optique Atmosphérique, CNRS, Université des Sciences et Technologie de Lille, Villeneuve d'Ascq (France)

² Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, Uccle (Belgique)

Abstract. The measurement of a solar UV spectrum, because of its low intensity, requires a high instrumental accuracy. The error source of such measurement mainly results from cumulated uncertainties during calibration. The reference irradiances of the lamps used during the calibration and given by the manufacturer contribute highly to the calibration global quality and therefore, to the spectral measurement quality. Depending on the manufacturer, the methods used to measure the spectral irradiance of their lamps are different and it is important to compare the corresponding radiometric scales. During this study, LOA and IASB conduct an inter-comparison with nine lamps from two different metrology laboratories (National Institute of Standards and Technology, USA and National Physical Laboratory, UK) for checking the consistency of the irradiance scales. During this work, some other points are revealed, like the irradiance drift of some lamps since their calibration in the metrology laboratories or the presence of spikes in the spectrum of some lamps, caused by impurities in the filament. Finally, when the bad lamps are discarded, the two radiometric scales of both laboratories are in agreement to within 2%.

1. Introduction

Monitoring of UV solar irradiance at ground level has become of great importance since mid 80's due to the observed stratospheric ozone depletion. Spectral measurements of high accuracy are required to enable the detection of UV trends and to enable comparison of measurements from different instruments¹. Among the main sources of uncertainties in the spectral measurements one has the non-perfect cosine response of the diffuser, the wavelength shift and the absolute calibration^{2,3}. Here we focus on this last source of uncertainty. The calibration must be regularly and carefully performed in laboratory against lamps traceable to primary standards from metrology laboratories such as NIST (National Institute of Standards and Technology, USA), NPL (National Physical Laboratory, UK) or PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Germany). One must notice that previous works such as the work of Gröbner *et al.*⁴ have shown that these standards exhibit some discrepancies. Moreover the traceability of the lamps to a common standard is not a proof of their consistency.⁵ The teams from various countries who operate the instruments use generally calibration lamps from either one or the other of these standards, making the comparison of their instruments not easy. For its part the Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA, Lille) has used only lamps traceable to NIST up to early 2002 and then it purchased a lamp traceable to NPL. Comparisons immediately carried out between these lamps have shown that one of them deviates from the others. On the other hand, Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB, Brussels) that was using NIST lamps acquired three lamps from the same standards in mid 2002. Both teams decided to compare their new lamps with several objectives. The main goal of this study is to compare standard calibration in spectral irradiances from two different laboratories, NIST and NPL, independently from the metrology laboratories in order to check the accuracy of the spectral irradiance measurements that LOA and IASB deliver to data banks. The other objectives are to verify the long-term stability or the possible drift of the older lamp irradiances and to verify the correctness of the calibration of the lamps. At the end

of this study, a group of reference lamps, common to both laboratories, is expected to arise. The methodology of the measurements and the description of the equipments employed are presented in section 2. Section 3 collects the results obtained during several stages and the conclusions are reported in section 4.

2. Methodology of the comparisons

Firstly, both teams on their own site do some calibrations and comparisons with their own lamps and instruments. This work achieves a first estimation of the quality of each lamp. Then, the lamps belonging to LOA travel to IASB at Brussels, carefully to avoid changes on transportation. There, several inter-comparisons are done using the same setup, including the optical bench and the spectroradiometers.

2.1 Methodology

The measurements have been realized in five days, with five different setups, associated with the instruments available at each laboratory. Each step enabled some improvements of the setup and enabled classifying lamps by correctness of calibration irradiances.

The alignment, the stability and the accuracy of the current through the lamp, the thermal regulation of the instruments, the system of baffles, and the air-conditioned dark room contribute to guarantee the accuracy of each lamp irradiance measurements. Therefore most of these conditions are fulfilled at best.

Alignment

The alignment is achieved with a laser coupled with a jig, each lamp being considered as a point source placed on the optical axis of the radiometers at a distance of 50cm, as recommended by the lamp manufacturers.⁶

Current and voltage monitoring

A strict protocol for switching on the lamps is applied. The current across the lamp is controlled by the power supply (automatically with OL83A at IASB and manually with HP6575A at LOA). The voltage and current are measured with a high resolution and stored during the whole calibration process. The current increases to its assigned value (8.0-8.1 or 8.2A, depending on the lamp) in approximately 5mn. The current intensity is obtained by two means: via the power supply and via a voltmeter connected to the shunt, the value of the shunt being interpolated from the calibrated report for the temperature reached after stabilization (approximately 34°C at IASB).

Radiometric measurements

Three scans of the spectral irradiance are made with a 1nm step in the 280 to 400nm (UVB-UVA) range, and the mean is calculated. The measurements last 20mn. The wavelength scale is checked for each lamp before and after each scan with a mercury vapor spectral source. For a more accurate determination of the wavelength shift, during the day of measurement we use few other lamps with hollow cathode containing different gases providing a sample of 35 emission lines in the UV region. The dark current of the measuring instrument is monitored and stored. For the Nilu-UV, the integrated irradiances of the five channels are stored every second.

All the signals are corrected from wavelength shift and dark current. The residual wavelength shift after correction is at maximum 0.02nm. When comparing two lamps, the ratio of the means of the scans is compared to the ratio of the lamp reference irradiances,

provided by the manufacturers. If the two curves agree to within the uncertainties, the reference irradiances are *a-priori* right. If the two curves disagree, that means that at least one lamp is wrong. To determine which lamp is unsatisfactory, several comparisons have to be carried out between several lamps. Conclusion is carried out, assuming that the number of wrong lamps is minimum.

The lamp disable takes approximately 3 mn with 30-second steps at 6.5, 5 and 3A to avoid a thermal shock. The working time of each lamp is about 1 hour.

Calibration sources are 1kW tungsten-halogen lamps calibrated in absolute radiometric unit (from 250nm to 2500nm for F498, F538, F540, F545, F546, F547, 250nm to 1600nm for the lamps F417 and F418 and 250nm to 1000nm for BN334). In this study, the comparison is achieved on the UV band (280-400nm).

2.2 Instrumentation

The characteristics of the equipment used during this study are displayed in the table 1.

Table 1. Instruments

	IASB	LOA
Lamp power supply	OL83A (Optronic Laboratories, Inc. USA)	HP6575A (Hewlett-Packard Company, USA)
	<± 0.01% @ 8.000A	<± 0.005% @ 8.000A
Output current accuracy	0.001A	0.005 A
Current resolution	November 29, 2001	November 09, 1996
Last calibration	Fully driven by a computer	
Multimeter	HP 34401A	HP 3458A
Last calibration	February 6, 2001 (by Agilent Technologies, USA)	December 24, 2001 (by Agilent Technologies, France)
Shunt	0.1 Ω Tinsley&Co. Ltd, type 1682 serial No. 264 506	0.1 Ω Tinsley&Co. Ltd, type 1682 serial No. 265 071
Last calibration	April 2002 (Laboratoire central d'électricité, Belgium)	March 2002 (Laboratoire central des industries électriques, France)
Spectroradiometer double monochromator	Bentham DTMc300	Jobin Yvon HD10
Gratings	1800 lines/mm	1200 lines/mm
Focal length	300 mm	100 mm
Resolution	1 nm	0.7 nm
Stabilized in T		28.0±0.5°C
Entrance optics	UV diffuser optimized for low cosine error ¹ connected to spectroradiometer with a 4m bundle optic fiber in fused silica	Small Teflon diffuser optimized for low cosine error ² connected to spectroradiometer with a 3m bundle optic fiber in fused silica
Detector	Side-window Peltier cooled Photomultiplier maintained at 18°C.	Photomultiplier Hamamatsu – type R4220
Spectroradiometer double monochromator	Spex	
Focal length	220 mm	
Resolution	1 nm	
Entrance optics	No diffuser	
Detector	Silicon photodetector from Optronic Laboratories, inc. Type: OL 730-5C	
Radiometer	Nilu-UV five-channels: 302-312- 320-340-380nm	
Resolution	10 nm	
Entrance optics	Large Teflon diffuser	
Stabilized in T	40°C	

¹ Manufactured at Schreder, Austria² Manufactured at Interactions entre Rayonnement Solaire et Atmosphère, Grenoble, France

Nine standard 1kW lamps are available for this study; all the lamps are FEL type lamps (see table 2).

Table 2. Standard lamps available for comparison

Laboratory	Manufacturer	Reference standard n°	Last calibration	Working hours
IASB	NIST	F417	September 1994	>100
	NIST	F418	September 1994	>100
	NIST	F545	June 2002	1
	NIST	F546	June 2002	1
	NIST	F547	June 2002	1
LOA	OL/NIST ¹	F538	January 1999	45
	OL/NIST ¹	F540	January 1999	39
	NIST	F498	April 1999	22
	NPL	BN334	April 2002	4

¹ Manufactured at Optronic Laboratories ,Inc. USA, traceable to NIST

F538 is used only for cross-comparison with the other LOA lamps at LOA. In the same way, F547 is used at IASB only with lamps of IASB. All the other lamps from both laboratories are inter-compared.

It is important to notice the difference between the methods of lamp calibration by both laboratories. NPL uses a black body for primary source and NIST, as for it, uses a synchrotron.

2.3 Measurement uncertainties

The sources of uncertainties can be classified in three groups: the alignment uncertainty caused by the difficulty to place the instrument, the uncertainty inherent to the instruments and the uncertainty on the lamp irradiances, linked to the method of calibration and the aging.

Alignment uncertainty

The relative uncertainty of the irradiance due to the distance d is given by

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta d}{d} \quad (1)$$

For the tilt and yaw of the lamp, and the tilt of the diffuser the relative uncertainty of irradiance is taken from the estimation of Jokela⁷ (equation 2 and 3 of their paper).

Instrumentation uncertainty

The relative standard uncertainty of the irradiance due to the current uncertainty is given by ⁸

$$\frac{\Delta E}{E} = 5 \times \left(\frac{600nm}{\lambda} \right) \times \frac{\Delta I}{I} \quad (2)$$

where λ is the wavelength (nm) and I the current (A).

The relative uncertainty due to the noise of the instrument is obtained by calculating the ratio between the signal measured in a dark room without lighting and the signal measured with lighting. Of course, it depends on the sensitivity of the instrument.

The relative uncertainties due to the wavelength shift $\Delta\lambda$, that is determined with mercury and hollow cathode lamps, are given by the following equations:

$$\frac{\Delta E}{E} = C \times \Delta\lambda \quad (3)$$

with $C=0.035$ at 300nm and 0.017 at 400nm

Lamp uncertainty

The manufacturers (here NIST or NPL) give the relative uncertainty due to the lamp irradiance in the calibration reports. Spectral irradiances are given at discrete wavelengths so the determination at other wavelength with a cubic spline interpolation leads to about 0.1%⁵. The main uncertainties on the measured irradiances are summarized in the table 3.

Table 3. Uncertainty budget

Source of uncertainty	300nm	400nm
[Alignment]		
Distance between lamp and instrument (± 1 mm)	0.4%	0.4%
Tilt and yaw of the lamp [ref.1]	0.25%	0.25%
Tilt of the diffuser [ref.1]	0.0003%	0.0003%
[Instruments]		
Current power supply ($\pm 0.005\%$ to $\pm 0.01\%$)	0.05% to 0.1%	0.038% to 0.075%
Measurement instrument noise	0.016% to 0.8%	0.002% to 0.2%
Wavelength scale accuracy (± 0.02 nm)	0.07%	0.034%
[Lamp]		
NIST Standard (depends on the lamp and the year)	0.73% to 1.03%	0.53% to 0.82%
NPL Standard	0.38%	0.29%
Cubic spline interpolation	0.1%	0.1%
Combined standard uncertainty	0.96% to 1.45%	0.60% to 1.02%

Regarding to these results, when comparing two lamps, if the difference between measured irradiance ratio and reference irradiance ratio exceeds 3.0% at 300nm or 2.0% at 400nm one consider that at least one of the two lamps is not perfect.

3 Results

3.1 First setup – July 2002– LOA

Shortly after the acquisition of the BN334 lamp, comparisons are carried out between the four LOA lamps. The dark room is not air-conditioned but the JYHD10 spectroradiometer is regulated in temperature. After a warm up of 30 min the scans for this day are realized from 280 to 450nm with a 0.5nm step.

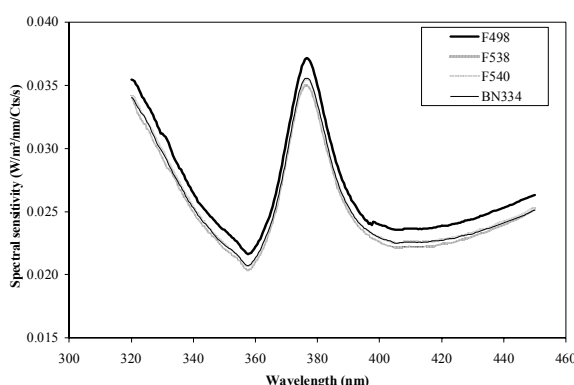


Figure 1. Spectral sensitivities of the LOA spectroradiometer, obtained with the four LOA lamps in July 2002.

Figure 1 shows the spectral sensitivity curves (ratio of the tabulated irradiances to the signal measured by the spectroradiometer in counts per second). The curves obtained with the lamp BN334 and with the lamp F540 are very close and match very well. One can see immediately on this Figure 1 that the F498 sensitivity curve is different from the three others, about 8% above. A similar bias was already observed during previous comparisons between NIST and OL lamps. During all these comparisons, the OL lamp sensitivities were very close from each other and the drift with F498 sensitivities was increasing from 3% in 2000 up to 8% in 2002, leading to have some doubts about F498 lamp and to discard it temporarily. But, we were not able to conclude which lamp was wrong. After the acquisition of a third lamp and because the spectral sensitivities obtained with this new lamp is very close to the OL sensitivity, F498 can definitely be thought as the wrong lamp.

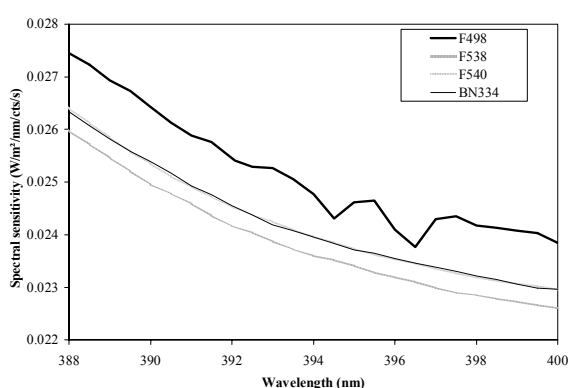


Figure 2. Spikes on the spectral sensitivity observed with the F498 lamp, probably caused by spectral emission lines.

Moreover, two spikes can be observed around 396nm (see figure 2). These spikes are not declared in the F498 calibration report but, as will be understood later, they are due to aluminum spectral emission lines.

After all these preliminary observations and since IASB has acquired three new NIST lamps, an inter-comparison between lamps from both laboratories has been decided.

3.2 Second setup – July 2002 – IASB

For these measurements the layout is located at IASB for a first inter-comparison between the lamps of IASB and LOA. The BENTHAM spectroradiometer is used and the Nilu-UV is placed out of axis, at 46.5cm from the lamp. This instrument was planned to give redundant measurements. Firstly, the lamps F498, F540 and BN334 are compared with the new F545 lamp. Then, the three new lamps F545 F546 and F547 and the old lamps F417 and F418 from IASB are compared. The objective is to obtain preliminary information on the lamp irradiance emission. After each scan, the current and the voltage are analyzed. Figure 3 shows an example of current monitoring for the lamp BN 334.

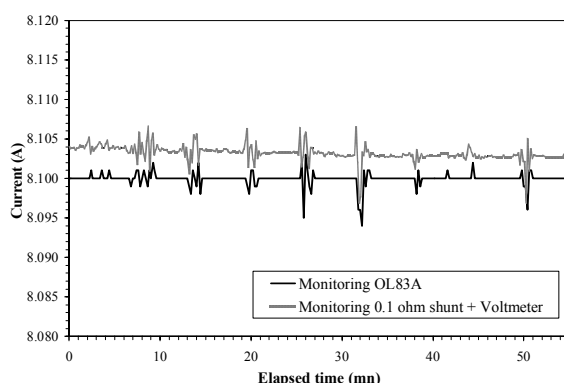


Figure 3. Current monitored from two different devices for the lamp BN334

The shift between the two curves, about 3 to 4mA, has been observed for all the lamps. The origin of this shift is unknown because the calibrations of the instruments (shunt, power supply and voltmeter) are recent and certified. According to equation 2, at 300nm and for a current of 8.0A, the relative uncertainty on irradiance is 0.5%. But, for relative measurements (i.e. ratio between spectral irradiances of different lamps), this bias has no significant impacts.

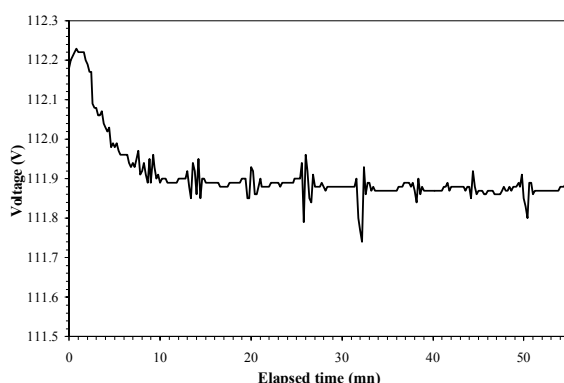


Figure 4. Voltage power supply for the lamp BN334

The high frequency noise observed on both curves is caused by the power supply OL83A. Figure 4 presents the evolution of the voltage for the same lamp BN334.

The high frequency noise of the voltage is clearly correlated with the current instability: it is again caused by the power regulation OL83A.

All the measurements showing the slow voltage decrease during the transitional regime, the asymptotic value and the peaks that may appear (with a maximum amplitude of 0.3V) are quite characteristic of each lamp and are reproducible from one lighting to another. All this defines a “portrait” for each lamp that may weakly vary after 5 or 10 start-ups, attesting the aging of the lamp or a changing of the filament.

The measurements obtained with the Bentham spectroradiometer are noisy in UVB but UVA gives some interesting information allowing making a first selection of the lamps. It appears from the comparisons between the lamps BN334, F498, F540 and the lamp F545 that the measured ratio $I(\text{lamp})/I(\text{F545})$ for the F498 lamp is on average 8% lower than the ratio of the reference irradiances given in the calibration tables (Figure 5). The measured ratios for the other lamps agree better with the reference ratios: only 1% difference at maximum for BN334 and 3% difference at maximum for F540 (Figure 5). This confirms the previous analysis made at LOA concerning F498 (section 3.1). Since only the ratio implying F498 departs strongly from its nominal value it sounds that F545 is good and that F498 is the bad lamp. F540 and BN334 seems to be acceptable lamps.

Other comparisons conducted between the lamp F545 and the lamps F546 and F547 demonstrate that there is 8% difference between the ratios for F547 (not shown) and 2% for F546 (Figure 6). Thus F547 seems to be a suspicious lamp and F546 an acceptable lamp.

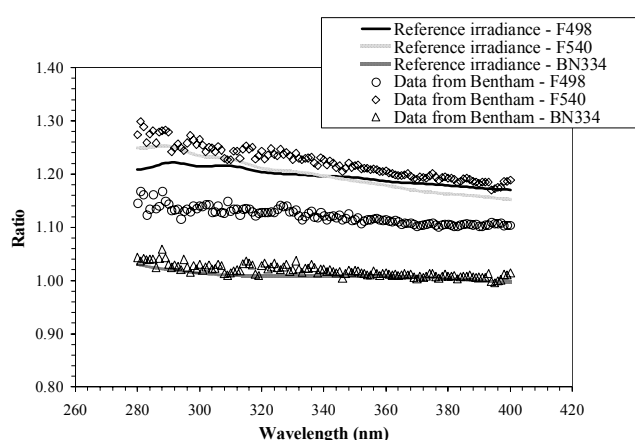


Figure 5. Ratios of F545 irradiances to lamps F498, F540 and BN334 irradiances.

The Nilu-UV radiometer is very stable but it is not placed along the optical axis. The measurements provide reproducible irradiance ratios but they are very different from ratios obtained on the optical axis with the Bentham spectroradiometer (Figure 6).

This demonstrates that lamp spectral irradiances are anisotropic and this anisotropy strongly vary from one lamp to another. Because of this, these measurements proved to be unusable.

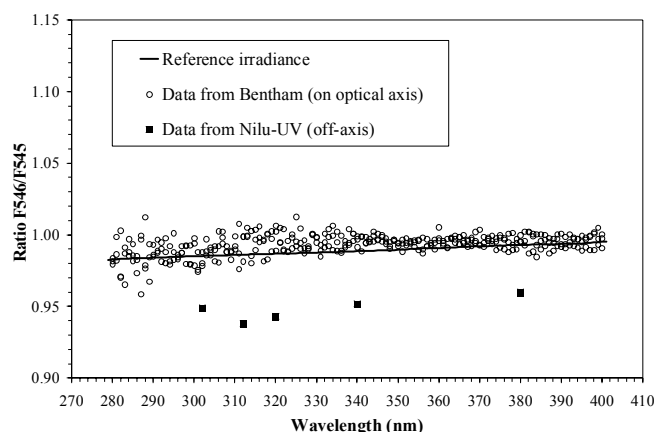


Figure 6. Ratios between lamps F546 and F545

After this first inter-comparison day, the setup has then been redefined to make measurements only on the optical axis using either the radiometer Nilu-UV or the double monochromator SPEX. The Bentham spectroradiometer is too noisy in UVB, making the comparisons more hazardous.

3.3 Third setup – August 2002 – IASB

For this third setup, only the lamps from IASB are compared. The SPEX spectroradiometer is used for this comparison instead of Bentham. All IASB lamps are used for verify the previous conclusions done in the section 3.2.

The monitoring of the spectral irradiances at 300nm leads to some interesting results:

The spectral irradiance drift can reach several percents before stabilization and from one lamp to another; this amplitude may strongly vary (from 1.5 to 5 %).

For a same lamp, the transitory regime may highly vary, but finally, the irradiance reaches the same asymptotic value. One can see an example for the lamp F546 in figure 7.

At least 40 minutes of warm-up seem to be necessary for all the lamps.

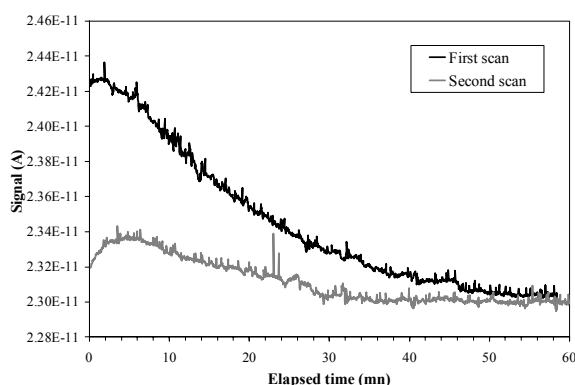


Figure 7. Signal at 300nm monitored by SPEX for the lamp F546 and for two different scans.

The SPEX measurements are weakly noisy and the variations between scans after stabilization are much less than one percent.

The ratios between the average spectra of different lamps reveal some features with about 1 % amplitude. Figure 8 shows for example the irradiance ratio F547/F545.

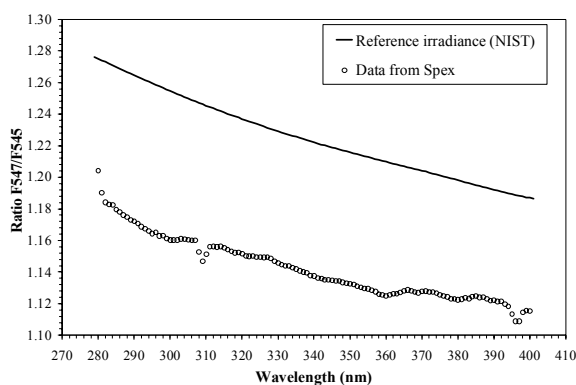


Figure. 8 Irradiance ratio for the lamps F547 and F545

These structures located around 280, 309 and 396nm were not visible in the noisy spectra of the Bentham spectroradiometer. For the lamps F545, F546 and F547, the emission lines are known and are declared in the calibration report. According to these reports, impurities contained in the tungsten filament are the cause of these lines and are normally observable only for resolutions smaller than 1nm. The presence of these features in the different irradiance ratios shows also that impurity quantity may vary from one lamp to another (see figures 8 and 9). Moreover, the emission lines and absorption bands are known to change with burning time [report of calibration for 39045C Spectral Irradiance Standard, Quartz-Halogen Lamp # F545, F546 and F547, NIST test No. 844/266779-02, May 2, 2002.]. The ratio between the lamps F417 and F418 (F417/F418) drawn in figure 9, reveals also the presence of impurity at 288nm. The examination of the irradiance measurements (not shown) performed with these two lamps reveal that this line is present only in the lamp F417, though not declared in its calibration report, as were not declared the lines in the F498 report (paragraph 3.1).

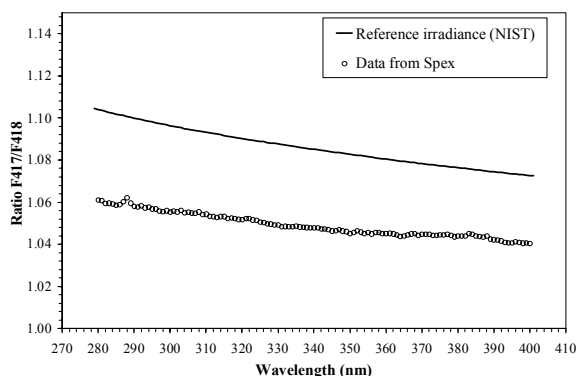


Figure 9. Irradiance ratio of the lamps F417 and F418

All the measurements realized during this day allow confirming that spectral irradiances of the lamps F417, F545 and F546 seem to be in conformity with the calibration

tables, to within the uncertainties. The lamp F418 emits irradiances 4 to 5% higher than planned and one can confirm that the new lamp F547 emits irradiances that disagree with its calibration report by 8%.

3.4 Fourth setup – September 2002 – IASB

The radiometer Nilu-UV is here the primary instrument used for measuring irradiances from the lamps. The objective is to complete the conclusions obtained on the IASB lamps in 3.3, with this very stable instrument. This radiometer has five diodes, one for each channel, arranged on a 40mm diameter circle. So, the measurements are achieved 2.3° off the optical axis. The Nilu-UV radiometer records spectral irradiances integrated over the five channels during all the time of the lighting (one acquisition per second).

The SPEX spectroradiometer is still used, but on the other side of the optical bench, on the optical axis. It is dedicated to monitoring the 300nm spectral irradiance of all the lamps during their lighting. Again for this setup, only lamps from IASB are used.

Figure 10 shows the 300nm irradiance as measured by SPEX, that confirms the previous deductions concerning the lamp transitory regime: the irradiance stabilizes after 40 minutes.

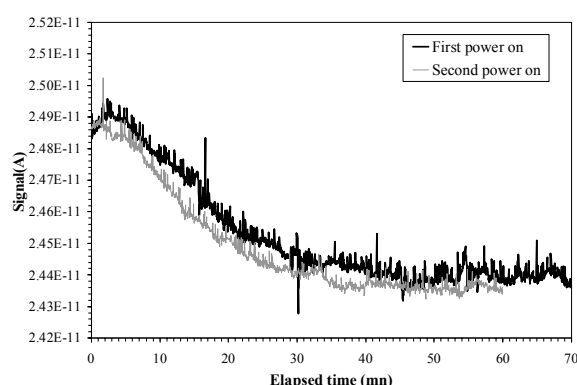


Figure 10. Signal of the lamp F418 at 300nm during all the burning time

High frequency variations of the Nilu-UV signal are observed, they are obviously linked to the high frequency voltage variations of the electronic device as observed on figure 5 and 6. Generally, the Nilu-UV results confirm the spectral measurements of the SPEX, as can be seen on Figure 11 for the lamps F547 and F546. The ratios of the Nilu-UV experimental data are compared with the ratios of the reference irradiances computed over the five Nilu-UV channels. The ratio F547/F546 shows that it exists a shift of 8% between the reference ratio and the measurement ratio (Figure 11). According to the results obtained in the previous setup, we can conclude that F547 irradiance seems to be 8% lower than reference irradiance from NIST.

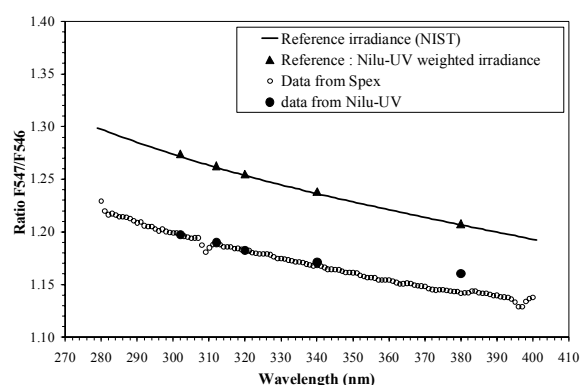


Figure 11. Irradiance ratios of the lamps F547 and F546 (F547/F546) obtained by SPEX and Nilu-UV

The general conclusions established with the IASB lamps on a spectral measurement basis are confirmed.

3.5 Fifth setup – December 2002 – IASB

This is the last layout, used for a second inter-comparison of the lamps from LOA and IASB. The objective is to realize a final comparative study between the best standard IASB lamps (F545, F546) and LOA lamps (BN334 and F540), as derived after the previous studies, in the best experimental conditions. The setup is exactly the same as the third setup.

The SPEX, whose wavelength scale is rigorously controlled by hollow cathode sources, is used. Of course, the spectral irradiance monitoring at 300nm by SPEX and the recording of voltage and current are maintained.

Figures 12 to 14 present the results of this inter-comparison IASB-LOA. They show that the two LOA lamps BN334 and F540 are very weakly noisy and are very close to their reference irradiance. The results of this comparison indicate also that the lamp irradiances F545 and F546 are close to their reference irradiances, despite the F546 lamp irradiance seems to be 1 to 2% higher, but according to the uncertainty budget made in 2.3, it is here in the domain of the reference irradiance uncertainty. Lamp F545 seem to be better. All of these deductions agree with those of the previous setups.

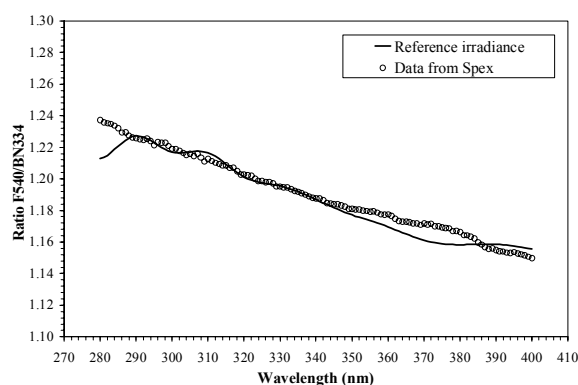


Figure 12. Irradiance ratio F540/BN334

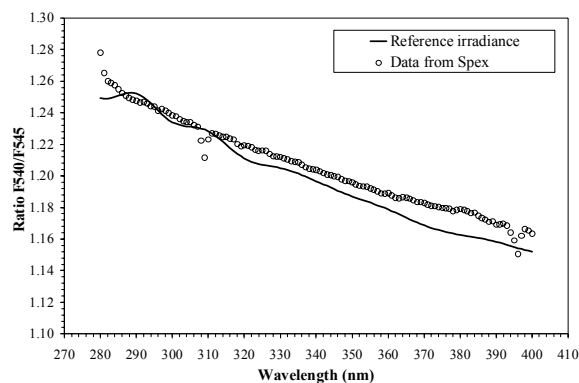


Figure 13. Irradiance ratio F540/F545.

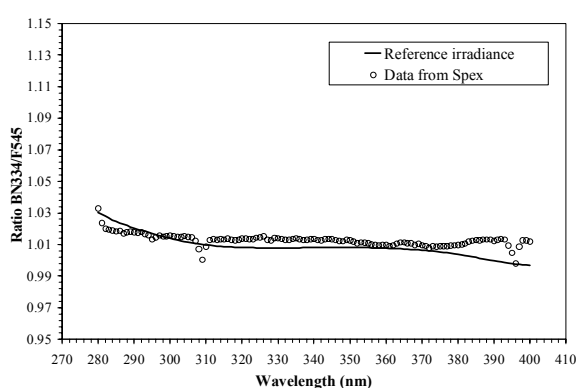


Figure 14. Irradiance ratio BN334/F545.

The irradiance ratios curves show that the NIST and NPL radiometric scales agree to within 1.7% at maximum.

4 Conclusions

In the previous work, IASB and LOA compared the spectral irradiances of nine lamps from two metrology laboratories NIST and NPL. The main objective was to compare the two reference standards, in order to check the accuracy of the spectral irradiance measurements that LOA and IASB deliver to data banks. The other objectives were to be able to select lamps showing a good stability and in agreement with their calibration report. The measurements have been realized in several steps, in order to optimize the calibration facility (electronic device, lamp power supply, optical alignment). Two of these steps were performed with IASB and LOA lamps using the same setups at Brussels, the LOA lamps being carefully transported to IASB. The previous results obtained with eight NIST lamps and one NPL lamp allow to establish the following deductions:

- For all the lamps, a warm-up of at least 40 minutes seems necessary to obtain a good stabilization of the lamp spectral irradiance.
- The voltage across the lamp during the warm-up provides generally a signal very typical and reproducible for each lamp. Any progressive change on this signal observed from one lighting to another could indicate an aging of the lamp.

- No systematic difference has been detected between the NIST and NPL radiometric scales.
- Some NIST lamps, even new, can be totally invalidated and deviate from their calibration table of more than 4, 5 or 8%.
- Emission lines are visible in practically all the NIST lamp spectra. These lines, variable in intensity, are well revealed in the ratio between lamps by the presence of features.
- NPL lamp BN334 does not seem to have spectral lines.

Despite our BN334 lamp seem to be very good, the fact that we have only one NPL lamp must be highlighted because the global quality of NPL is therefore unreachable.

The table 4 summarizes the classification of the lamps of both laboratories versus the agreement with reference table according to the uncertainty budget given in 2.3. (Good for irradiance shift less than 1%, acceptable from 1% to 3% and bad for a shift larger than 3%).

Table 4. Classification of the lamps quality

	IASB	LOA
Good	F545 – F417	BN334 – F540
Acceptable	F546	F538
Bad	F547 – F418	F498

Finally, this work enables to state that to perform a good lamp inter-comparison allowing concluding satisfactorily about the quality of each lamp, it is necessary to use several lamps giving redundant results.

Acknowledgments

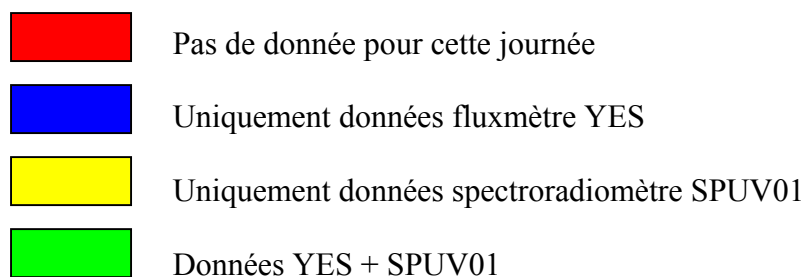
This work has been supported by the Commission of the European Union (contract EVK2-CT-1999-00028). LOA was supported by the French Program of Atmospheric Chemistry under contract 2001/258017.

References

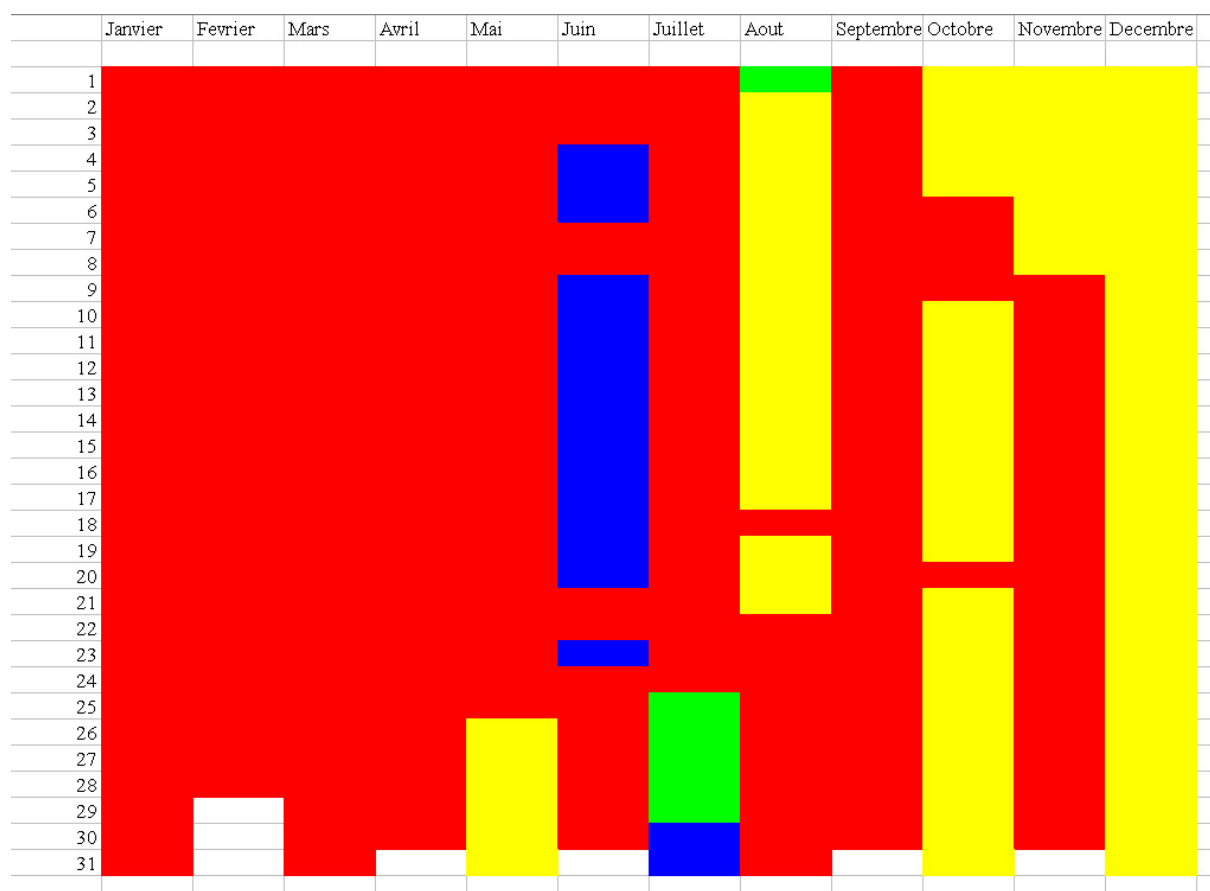
1. H. Slaper, H.A.J.M. Reinen, M. Blumthaler, M. Huber, F. Kuik, "Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using instruments: a technique resolving effects of wavelength shift and slit width," *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2721-2724, (1995).
2. A. R. Webb, B.G. Gardiner, T. J. Martin, K. Leszczynski K, J. Metzdorf, V. A. Mohnen, "Guidelines for Site Quality Control of UV Monitoring," World Meteorological Organization, Global Atmosphere Watch Report, No. **126**, (1998).
3. G. Bernhard and G. Seckmeyer, "Uncertainty of measurements of spectral solar UV irradiance," *J. Geophys. Res.* **104**, 14,321-14,345 (1999).

4. J. Gröbner, D. Rembges, A. F. Bais, M. Blumthaler, T. Cabot, W. Josefsson, T. Koskela, T. M. Thorseth, A. R. Webb and U. Wester, "Quality assurance of reference standards from nine European solar-ultraviolet monitoring laboratories," *Appl. Opt.* **41**, 4278-4282 (2002).
5. P. Kiedron P., Michalsky J., Berndt J. L. and Harrison L. C, "Comparison of spectral irradiance standards used to calibrate shortwave radiometers and spectroradiometers," *Appl. Opt.* **38**, 2432-2439 (1999).
6. J. H. Walker, R. D. Saunders, J. K. Jackson and McSparron D. A., "Spectral irradiance calibrations," NBS Measurement Services SP 250-20 (National. Bureau of Standards, Gaithersburg, Md., 1987).
7. K. Jokela, L. Ylianttila, R. Visuri, K. Leszczynsky, P. Kärhä and E. Ikonen, "Inter-comparison of lamp and detector-based UV-irradiance scales for solar UV radiometry," *J. Geophys. Res.*, **105**, 4821-4827 (2000).
8. H. Kostkowski, "Reliable Spectroradiometry," 1st ed., 609 pp., Spectroradiom. Consult, La Plata, Spain, (1997).

Bilan des données de la station STUV01 de 1997 à 2003

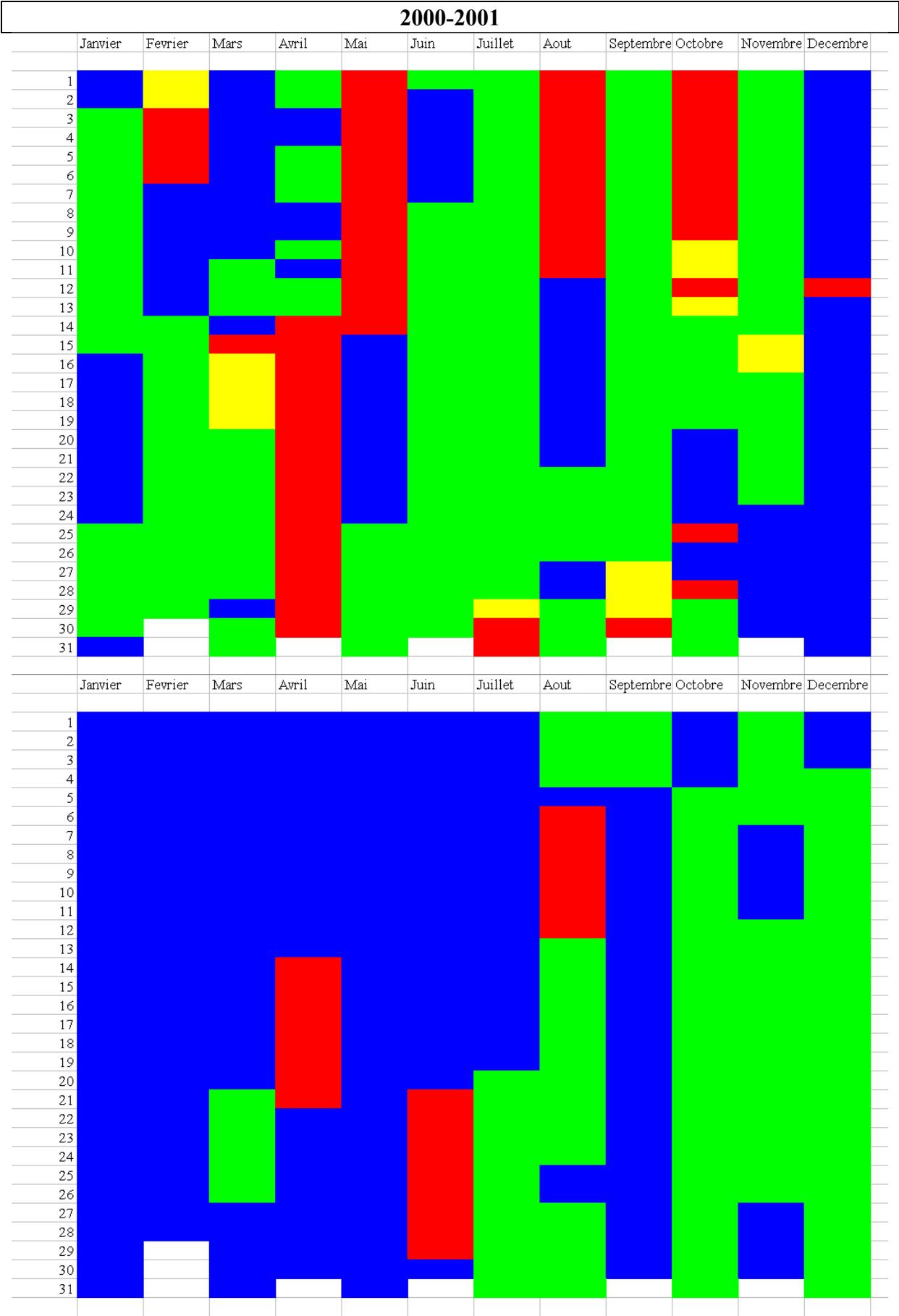


1997

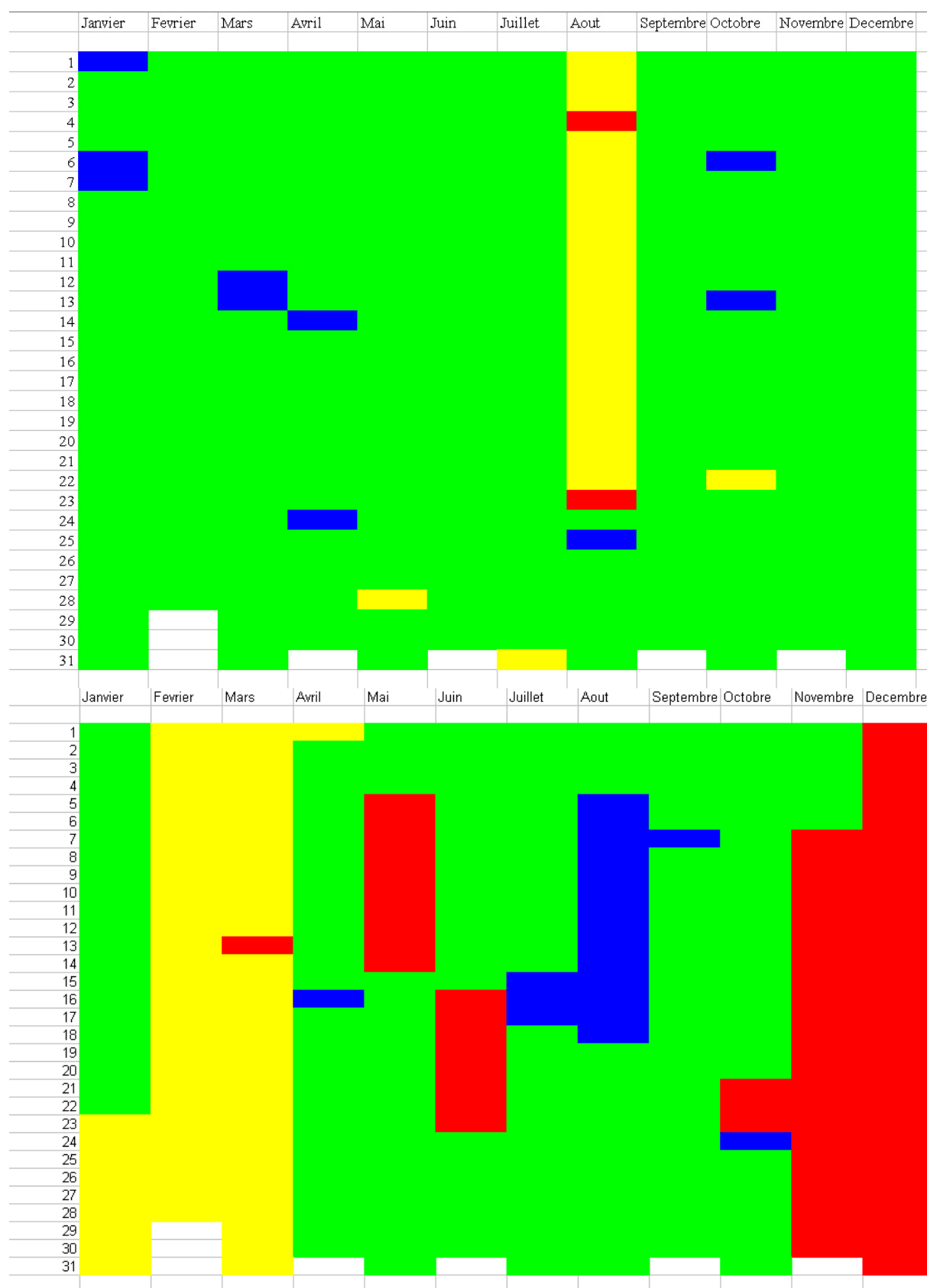


1998 – 1999



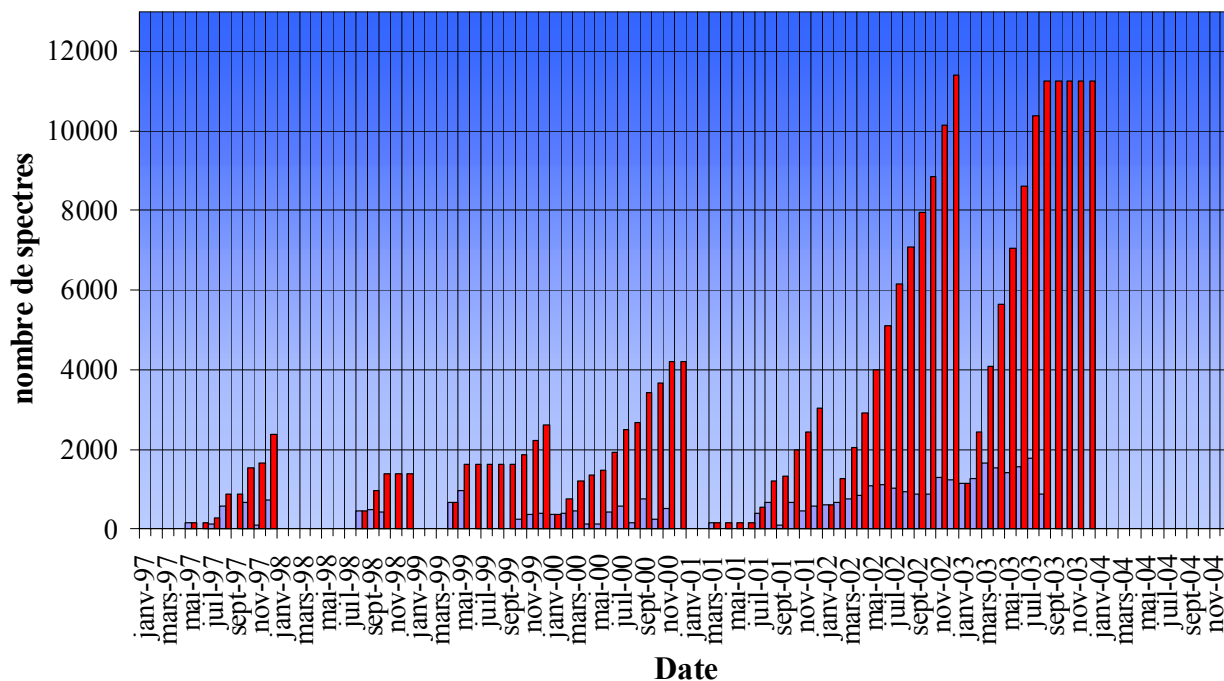


2002 – 2003 (jusqu'au 06 novembre)

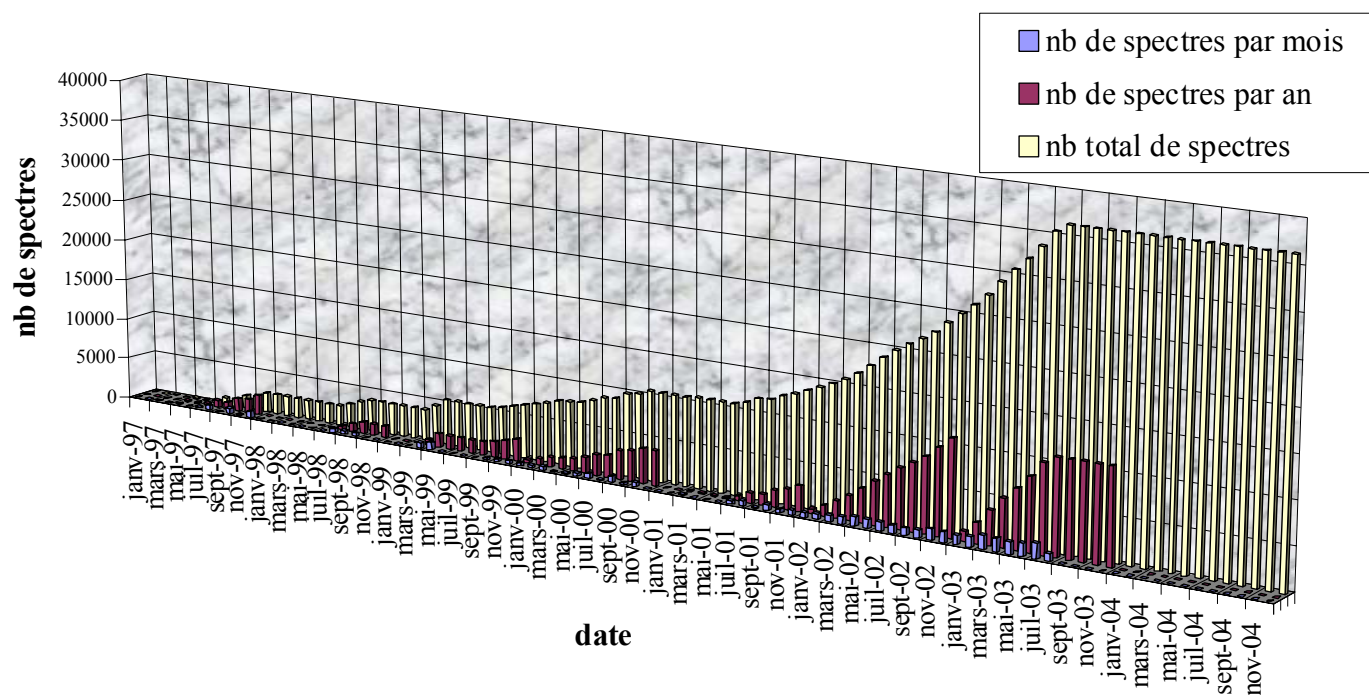


Nombre de spectres acquit par le spectroradiomètre SPUV01 depuis 1997

■ nb par mois
■ nb par an



Nombre total de spectres acquis depuis 1997 par SPUV01 à Villeneuve d'Ascq



Bibliographie

Angström A., « *On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air* », Geogr. Ann. H, 11, 156-166, (1929).

Andersen S.B. et Knudsen B.M., « *The influence of vortex ozone depletion on Arctic ozone trends.* », Geophys. Res. Lett., Vol. 29, No 21, 2002, (2002).

Bass et Paur, « *The ultraviolet Cross-Sections of Ozone : I. The measurements.* », Atmospheric ozone, Proceeding of the Quadrennial Ozone Symposium, Halkidiki, Greece, edited by C. Zeferos and A. Ghazi, p 606-610, D. Reidel, Hingham Mass, (1985).

Bodhaine B. A., Dutton E. G., « *Calibrating Broadband UV Instruments : Ozone and Solar Zenith Angle Dependence* », J. Atmos. Oceanic Technol., Vol 15, (1998)

Bernhard G. et Seckmeyer G., « *Uncertainty of measurements of spectral solar UV irradiance.* » J. Geophys. Res. 104, 14,321-14,345, (1999).

Buriez J.C., « *Energétique du rayonnement* », Cours de DEA LAMORA, (1999)

Burrows J.P., Weber M., Buchwitz M., Rozanov V. Ladstaetter-Weissenmayer A., Richter A., DeBeek R., Hoogen R., Bramstedt K., Eichmann K.-U., Eisinger M. et Perner D., « *The Global Ozone Monitoring Experiment (GOME) : Mission concept and first scientific results.* », J. Atmos. Sci.,56,151-175, (1999).

Cachorro V.E., Frustos A.M., Casanova J.L., « *Determination of the Angström turbidity parameters* », Appl. Opt., Vol 29, No.15, (1987).

Cachorro V.E., Gonzalez M.J., Frustos A.M., Casanova J.L., « *Fitting Angström's formula to spectrally resolved aerosol optical thickness* », Atmos. Environ., Vol. 23, No. 1, pp. 265-270, (1989).

de La Casinière A., Cabot T., Touré M.L., Masserot D., Lenoble J., « *method for correcting the wavelength misalignment in measured ultraviolet spectra* », Appl. Opt., vol. 40, n. 33, (2001).

Cebula R.P., Thuillier G.O., VanHoosier M.E., Hilsenrath E., Herse M., Brueckner G.E. et Simon P.C., « *Observation of the solar irradiance in the 200-350 nm interval during the ATLAS-I mission : a comparison among three sets of measurements – SSBUV, SOLSPEC, and SUSIM* », J. Geophys. Res., Vol. 23, No. 17, p2289-2292, (1996).

Cotte H., « *Développement d'une technique spectroradiométrique pour la détermination expérimentale des fréquences de photolyse troposphérique : Application au bilan photostationnaire de radicaux libres des campagnes FieldVOC* », Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VII, (1995).

Cottet F., « *Traitement des signaux et acquisition de données, Cours et exercices corrigés* », Ed. Dunod, (2002).

Dubovik O., Holben B., Eck T.F., Smirnov A., Kaufman Y.J., King M. D., Tanré D. et Slutsker I., « *Variability of Absorption and Optical Properties of Key Aerosol Types Observed in Worldwide Locations* », J. atmos. sci., vol. 59 , no 3 , pp. 590 – 619, (2002).

Glaccum, W., R.L. Lucke, R.M. Bevilacqua, E.P. Shettle, J.S. Hornstein, D.T. Chen, J.D. Lumpe, S.S.Krigman, D. Debrestian, M.D. Fromm, F. Dalaudier, E. Chassefiere, C. Deniel, C.E. Randall, D.W. Rusch, J.J. Olivero, C. Brogniez, J. Lenoble, R. Kremer, « *The Polar Ozone and Aerosol Measurement instrument* », J. Geophys. Res., 101, D9, 14479-14487, (1996).

Gröbner J., Rembges D., Bais A. F., Blumthaler M., Cabot T., Josefsson W., Koskela T., Thorseth T. M., Webb A. R. et Wester U., « *Quality assurance of reference standards from nine European solar-ultraviolet monitoring laboratories,*» Appl. Opt. 41, 4278-4282, (2002).

Hofzumahaus A., Kraus A., Müller M., « *Solar actinic flux spectroradiometry : a technique for measuring photolysis frequencies in the atmosphere* », Appl. Opt. 38, No. 21, (1999).

Heney L.G. and Greenstein J.L., « *Diffuse radiation in the galaxy* », Astrophys. J., 93, 70-83, (1941)

Holben B.N., Eck T.F., Slutsker I., Tanre D., Buis J.P., Setzer A., Vermote E., Reagan J.A., Kaufman Y., Nakajima T., Lavenu F., Jankowiak I. et A.Smirnov, « *AERONET - A federated instrument network and data archive for aerosol characterization* », Rem. Sens. Environ., 66, 1-16, (1998).

Hoyt D.V., « *A Redetermination of the Rayleigh Optical Depth and its Application to Selected Solar Radiation Problems* », J. Appl. Meteorol., Vol 16, p 432, (1976).

Hudson R.D., Thompson A.M, « *On the derivation of tropospheric column ozone from radiances measured by the total ozone mapping spectrometer* », J. Geophys. Res., 100, 11137-11145, (1995).

Jobin Yvon ISA SPEX, « *Guide for spectroscopy* », (1993)

Jokela K., Ylianttila L., Visuri R., Leszczynsky K., Kärhä P. et Ikonen E., « *Inter-comparison of lamp and detector-based UV-irradiance scales for solar UV radiometry*,» J. Geophys. Res., 105, 4821-4827, (2000).

Key J., « *Streamer user's guide* », Technical Report 96-01, Department of Geography, Boston University, (1999).

Kiedron P., Michalsky J., Berndt J. L. et Harrison L. C., « *Comparison of spectral irradiance standards used to calibrate shortwave radiometers and spectroradiometers* », Appl. Opt., 38, 2432-2439, (1999).

Kylling A., « *Transmittance of a cloud is wavelength-dependent in the UV-range : Physical interpretation* », Geophys. Res. Lett. Vol.24, No.4, 397-400, (1997).

Kostkowski H., « *Reliable Spectroradiometry*,» 1st ed., 609 pp., Spectroradiom. Consult, La Plata, Spain, (1997).

Lenoble J., « *Influence of the environment reflectance on the ultraviolet zenith radiance for cloudless sky* », Appl. Opt., 39, (2000).

Lenoble J., Martin T., Blumthaler M., Philipona R., Albold A., Cabot T., de La Casinière A., Gröbner J., Masserot D., Müller M., Pichler T., Seckmeyer G., Schmucki D., Touré M., Yvon A., « *Retrieval of the ultraviolet aerosol optical depth during a spring campaign in the Bavarian Alps* », Appl. Opt., Vol 41 , No 9, (2002).

Masserot D. « *Spectroradiométrie du rayonnement solaire UV : Mesures et Analyses* », thèse de doctorat de l'Université de Lille I, (2001).

Masserot D. , Lenoble J. , Brogniez C. , Houet M. , Krotkov N. , MCPeters R., « *Retrieval of ozone column from global irradiance measurements and comparison with TOMS data. A year of data in the Alps* », Geophys. res. lett., Vol 29 , No 9, (2002).

Mauldin L.E., Zaun N.H., Mc Cormick M.P., Guy J.H. et Vaughn W.R., « *Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II instrument : afunctional description* », Opt. Eng. 24, no 1, 307-312, (1985).

McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby J.E.A., Volz F.E. et Garing J.S., « *Optical properties of the atmosphere* », Environmental Research Papers, No. 354, (1971).

McPeters R.D., Bhartia P.K., Krueger A.J., Herman J.R., Wellmeyer C.G., Seftor C.J., Jaross G., Torres O., Moy L., Labow G., Byerly W., Taylor S.L., Swissler T., Cebula R., « *Earth Probe Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) Data Products User's Guide* », NASA Technical Publication, 1998-2006895, 64pp., (1998).

Molina et Molina, « *Absolute Cross-Sections of Ozone in the 185 to 350nm Wavelength Range* », J. Geophys. Res., Vol. 91, No D13, 14501-14508, (1986).

Müller M., Kraus A., Hofzumahaus A., « *O₃->O(¹D) photolysis frequencies determined from spectroradiometric measurements of solar actinic UV-radiation : Comparison with chemical actinometer measurements* », Geophys. res. lett., Vol 22 , No 6, (1995).

O'Neill N.T., Royer A., Miller J.R., « *Aerosol optical depth determination from ground based irradiance ratios* », Appl. Opt., Vol. 28, No. 15, (1989).

Pachart E. « *Mesure et modélisation du rayonnement ultraviolet au sol* », thèse de doctorat de l'Université de Lille I, (1997).

Paur et Bass, « *The ultraviolet Cross-Sections of Ozone : II. Results and temperature dependence* », Atmospheric ozone, Proceeding of the Quadrennial Ozone Symposium, Halkidiki, Greece, edited by C. Zeferos and A. Ghazi, p 611-616, D. Reidel, Hingham Mass, (1985).

Ramaswamy V., Boucher O., Haigh J., Hauglustain D., Haywood J., Myhre G., Nakajima T., Shi G.Y., Solomon S., « *Radiative Forcing of Climate Change In : Climate Change 2001 : The Scientific Basis, Chapter 6* », Contribution of Working Group I to Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp349-416, (2001).

Randeniya L.K., Vohralik P.F. et Plumb I.C., « *Stratospheric ozone depletion at northern mid latitudes in the 21th century : The importance of future concentrations of greenhouse gases nitrous oxide and methane* », Geophys. Res. Lett., Vol.29, No.4, (2002).

Repacholim H., « *Global solar UV index* », Radiat. prot. Dosim., vol. 91 , no 1-3 , pp. 307 – 311, (2000).

Seckmeyer G., Erb R., Albold A., « *Transmittance of a cloud is wavelength-dependent in the UV-range* », Geophys. Res. Lett. Vol.23, No.20, 2753-2755, (1996).

Seckmeyer G., « *Final Report of SUVDAMA* », European contract No. ENV4-CT95-0177, (20 September 1999).

Slaper H., Reinen H.A.J.M., Blumthaler M., Huber M. et Kuik F., « *Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using instruments: a technique resolving effects of wavelength shift and slit width,*» Geophys. Res. Lett. 22, 2721-2724, (1995).

Solomon S. « *Stratospheric ozone depletion : a review of concepts and history* », Review of geophys. 37, 3, 275-316, (1999)

Stamnes K., 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).

Stamnes K., Slusser J. et Bowen M., « *Derivation of total ozone abundance and cloud effects from spectral irradiance measurements.*», Appl. Opt., Vol. 30, No. 30, (1991).

Stamnes K., Pegau S., « *Uncertainties in Total Ozone Amounts Inferred From Zenith Sky Observations: Implications for Ozone Trend Analyses.* », J. Geophys. Res., 95, 16523-16528, (1995).

Staehelin J., Harris N. R. P., Appenzeller C. et Eberhard J., « *Ozone trends : a review* », Review of geophys. 39, 2, 231-290, (2001).

Touré M.L., « *Exposition UV spectrale, Instrumentation et modélisation* », thèse de doctorat de l'Université de Grenoble I, (2003).

VanHoosier, M.E. et al., « *Absolute solar spectral irradiance 120nm-410nm result from the Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor - SUSIM- Experiment onboard Spacelab 2* », Astrophys. Lett. Commun., 27, 163, (1988).

VanWeele M., Martin T.J., Blumthaler M., Brogniez C., den Outer P.N., Engelsen O., Lenoble J., Mayer B., Pfister G., Ruggaber A., Walravens B., Weihs P., Gardiner B.G., Gillotay D., Haferl D., Kylling A., Seckmeyer G., Wauben W.M.F. , « *From model intercomparison toward benchmark UV spectra for six real atmospheric cases* », J. Geophys. Res., 105, 4915-14925, (2000).

Walker J. H., Saunders R. D., Jackson J. K. et McSparron D. A., « *Spectral irradiance calibrations,* » NBS Measurement Services SP 250-20 (National. Bureau of Standards, Gaithersburg, Md., 1987).

Wang P.C., « *Modélisation et mesure du rayonnement solaire ultraviolet* », thèse de doctorat de l'Université de Lille I, (1995).

Wang P.C. et Lenoble J. « *Influence of clouds on UV Irradiance at Ground Level and Backscattered Extintance* », Advances in Atmospheric Sciences., Vol 13, No.2, (1996).

Webb A. R., Gardiner B.G., Martin T. J., Leszczynski K., Metzdorf J. et Mohnen V. A., « *Guidelines for Site Quality Control of UV Monitoring* », World Meteorological Organization, Global Atmosphere Watch Report, No.126, (1998).

Weihs P., Webb A.R., « *Accuracy of spectral UV model calculations 1. Consideration of uncertainties in input parameters* », J. Geophys. Res., 102, 1541-1550, (1997).

Weihs P., Webb A.R., « *Accuracy of spectral UV model calculations 2. Comparison of UV calculations with measurements* », J. Geophys. Res., 102, 1551-1560, (1997).

Yankee Environmental Systems, « *Ultraviolet Pyranometer Installation and User Guide* », (1995).

Young A.T. « *On the Rayleigh-Scattering Optical Depth of the Atmosphere* », J. Appl. Meteorol., Vol 20, p328, (1981).

Sites internet

Aeronet, « AErosol RObotic NETwork », <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>

EDUCE, « European Database for Uv Climatology and Evaluation », <http://www.muk.uni-hannover.de/~martin/index.html>

Infosoleil, « Site internet d'information et de prévention des risques liés au soleil », <http://www.infosoleil.com>.

NDSC, « Network for the Detection of Stratospheric Change », <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>

TOMS, « Total Ozone Mapping Spectrometer », <http://jwocky.gsfc.nasa.gov/>

UNEP, « Programme des Nations Unies pour l'environnement, Le secrétariat de l'Ozone », <http://www.unep.org/ozone/french/index.shtml>

WMO, « World Meteorological Organization », <http://www.wmo.ch/index-fr.html>

Résumé

La découverte de la diminution de la quantité d’ozone stratosphérique dans les années 1980 a profondément inquiété la communauté internationale. En effet, ce gaz absorbe le rayonnement UV solaire et est indispensable au développement de la vie à la surface de notre planète. Cette découverte alarmante a motivé la mise en place à travers le monde de stations de mesure du rayonnement UV au sol. La mesure de l’éclairement UV permet de surveiller son intensité au sol afin d’établir une climatologie de ce rayonnement et d’évaluer l’impact de cette baisse d’ozone sur la biosphère.

Pour sa part, le Laboratoire d’Optique Atmosphérique (LOA) s’est doté d’une station de mesure au sol constituée d’un spectroradiomètre UV et d’un fluxmètre UVB large bande. Le spectroradiomètre a été développé à partir de 1993 et le fluxmètre a intégré la station plus récemment en 1997. Les données de cette station UV alimentent les banques de données européenne EDUCE et internationale NDSC.

La première partie de ce travail est consacrée à la présentation des deux instruments. Les dernières modifications réalisées sur le spectroradiomètre, notamment l’ajout d’un cache solaire permettant la mesure d’éclairement diffus, sont présentées dans ce chapitre. Afin de réaliser un contrôle quotidien de la qualité des données, deux méthodes d’intercomparaison entre les données de nos deux appareils sont également détaillées.

Le chapitre suivant est consacré à la simulation d’un spectre UV à l’aide du code de transfert radiatif DISORT. Des études de sensibilité aux différents paramètres atmosphériques d’entrée comme les nuages, les aérosols, l’ozone, etc. sont effectuées, permettant ainsi d’appréhender l’influence de chacun de ces paramètres sur la mesure.

Le troisième chapitre présente la chaîne de traitement et détaille toutes les opérations nécessaires pour convertir les mesures brutes des deux instruments en quantités physiques. Une description détaillée des diverses corrections appliquées aux données afin de prendre en compte les défauts instrumentaux est présentée.

Enfin, la dernière partie est consacrée à l’analyse des données spectrales de notre instrument, ainsi que celles des instruments du réseau EDUCE, afin de déterminer la colonne totale d’ozone par une méthode d’absorption différentielle. Une comparaison systématique entre nos quantités d’ozone et celles délivrées par l’instrument spatial TOMS est réalisée. Des méthodes permettant d’estimer d’une part l’épaisseur optique des aérosols dans l’UV et d’autre part l’épaisseur optique des nuages, sont également présentées.

Abstract

The ozone depletion, discovered during the eighties, has heavily worried the international community. Indeed, this gas absorbs the UV irradiance and allows the development of the life at the surface of the earth. This alarming discovery has motivated the scientist community to develop measurement stations around the world. The measurement of the UV irradiances allows the survey of its intensity in order to evaluate the impact of the ozone depletion on the biosphere.

The Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) has acquired one ground-based measurement UV station, constituted by one spectroradiometer, integrated to the station in 1993, and one UVB broadband radiometer, integrated to the station more recently, in 1997. The data of our UV station are stored in the European databank EDUCE and international databank NDSC.

The first chapter of this work is devoted to the presentation of both instruments. The last modifications performed on the spectroradiometer, especially the installation of a shadower, are also explained. To perform a control of the data quality, a method of daily intercomparison between the data of both instruments is described.

The following chapter is dedicated to the UV spectral simulation with a radiative transfer code. Sensitivity studies to the different input parameters like aerosol, ozone, cloud etc. are done, in order to apprehend the influence of each parameter on the measurement.

The third part presents the data processing. A description of all the operations executed in order to convert the raw data in physical quantities is done. A detailed description of corrections applied to the data to account for instrument defaults is presented.

Finally, the fourth part is devoted to the spectral data analysis of our instrument and of some EDUCE's spectroradiometers, in order to retrieve ozone abundance. A systematical comparison between this ozone quantity and the one given by the spatial instrument TOMS is performed. Methods allowing an estimation of the UV aerosol optical thickness and cloud optical thickness are also presented.