

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

THÈSE

présentée par

Eric PACHART

pour obtenir le titre de

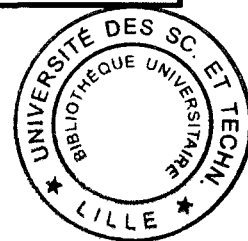
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : " Lasers, Molécules, Rayonnement Atmosphérique "

MESURES ET MODÉLISATION DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET AU SOL

Soutenue le 16 décembre 1997

devant le jury composé de



Mme J. Lenoble	Professeur au LOA,USTL	directeur de thèse
Mme C. Brogniez	Maître de Conférences au LOA	codirecteur de thèse
Mr J.L. Bocquet	Professeur à l'EUDIL,USTL	codirecteur de thèse
Mr M. Herman	Professeur, Directeur du LOA	examineur
Mr A. De La Cassiniere	Maître de Conférences à l'UJF, Grenoble	examineur
Mr D. Gillotay	Chef de travaux à l'IASB, Bruxelles	rapporteur
Mr P. Weihs	Pr Assistant, Université de Vienne	rapporteur

Laboratoire d'Optique Atmosphérique
UFR de Physique Fondamentale
Université des Sciences et Technologies de Lille
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex France

résumé

Le principal facteur de modulation de l'intensité du rayonnement UV-B à la surface de la terre est l'ozone dont la déplétion à l'échelle de la planète a été observée durant les 2 dernières décennies. Les scientifiques ont manifesté ces quinze dernières années un vif intérêt au développement de spectroradiomètres UV destinés à évaluer l'impact de l'appauvrissement de la couche d'ozone, non seulement sur l'homme, mais aussi sur l'ensemble de l'écosystème. Ces instruments requièrent une attention particulière pour leur conception et nécessitent des procédures d'étalonnage précises afin que leurs échelles radiométriques soient stables dans une large gamme dynamique.

Le but principal de cette thèse a été d'optimiser et de valider un spectromètre commercial afin de l'intégrer dans le réseau européen de surveillance des UV solaires. Plusieurs modifications ont été apportées à cet instrument. La reproductibilité et la fiabilité de l'étalonnage ont été nettement améliorées. Depuis que l'instrument est opérationnel, les mesures acquises sur le site de Villeneuve d'Ascq ont été comparées à la modélisation et à des mesures auxiliaires. Le bon accord que nous obtenons nous permet d'envisager ces comparaisons comme moyens de contrôle de la qualité des mesures spectrales soumises à la banque de données européenne. La dernière intercomparaison instrumentale à Thessalonique, dans laquelle la plupart des spectroradiomètres impliqués dans le réseau européen étaient présents, a confirmé non seulement la précision de nos mesures mais aussi la validité de nos moyens de contrôle-qualité.

Deux campagnes de mesures ont été effectuées à Briançon, l'une en été et l'autre en hiver. L'exploitation des mesures représente le début de l'élaboration d'une climatologie de l'UV dans un site Alpin, préalable à l'installation permanente d'un instrument similaire au nôtre qui sera intégrée dans un réseau impliquant d'autres stations alpines en Europe.

abstract

The main factor of modulation of UV-B irradiance at ground level is ozone of which a worldwide depletion has been observed over the 2 past decades. Because increasing UV-B radiation at the earth surface is expected, many scientists have developed UV spectroradiometers during the last fifteen years to measure the effects of ozone decrease on the biosphere.

It is well known that instruments to measure the solar spectral UV irradiance are complex and put high demands on instrumental design and calibration. Careful procedures must be followed to maintain it radiometrically stable over a wide dynamic range, accurately aligned in wavelength.

The main goal of this thesis was to improve a commercial spectrometer for integration in the European UV monitoring network. This instrument has undergone several modifications. The repeatability and the accuracy of the absolute calibration have been optimized. Since it operates regularly to monitor the UV spectral irradiance at Villeneuve d'Ascq, measurements have been compared to modeling and ancillary measurements. The good agreement that we find allows to consider the use of modeling and ancillary measurements as quality control tools to ensure the quality of spectral data submitted to the European database of UV spectral measurements. The last European intercomparison of UV spectroradiometer at Thessaloniki, in which all the instruments involved in the European network were present, has confirmed the accuracy of our measurements and the reliability of our quality control.

Two spectral measurement campaigns at Briançon, in Summer and Winter supply a preliminary database to begin a UV climatology in a Alpin site, previous to the installation of the copy of the instrument based at Villeneuve d'Ascq, which will be integrated to a European characterization Network of UV radiative field in the Alps.

je dédie cette Thèse

à Marinella

à mes Parents

La formation doctorale, reconnue à l'échelle internationale, est la voie naturelle de l'insertion des docteurs vers les emplois d'enseignants chercheurs et les organismes publics de recherches. Hormis les aspects scientifiques, les expériences acquises au cours d'une thèse peuvent être riches et méritent d'être valorisées dans le monde de l'industrie. Compte tenu des difficultés actuelles d'insertion des docteurs dans les filières classiques, il est nécessaire de sensibiliser davantage les industriels au vivier de compétences acquises par les docteurs formés à l'université, car il serait inadmissible que 8 années d'investissement après le baccalauréat ne puissent se concrétiser par un emploi valorisant les qualités acquises au travers de la formation par la recherche.

Je suis reconnaissant de l'attention que le ministère de la recherche et de l'enseignement supérieur a apporté à mon dossier, en m'accordant un support financier par l'attribution d'une allocation de recherche MESR et en m'offrant de ce fait l'opportunité d'effectuer ma thèse au Laboratoire d'Optique Atmosphérique à l'Université de Lille 1 .

Monsieur Maurice Herman, Directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique m'a accueilli dès le DEA et m'a encouragé à poursuivre mon travail en thèse au sein de son laboratoire. Je suis aujourd'hui très honoré de sa présence au sein de mon jury de thèse en tant qu'examinateur de ce travail. Je l'en remercie vivement.

Pour qu'un travail de thèse puisse être réellement valorisable dans le monde industriel, il doit être reconnu comme l'aboutissement fructueux d'un projet de 3 ans. C'est pourquoi j'exprime toute ma gratitude à Madame J. Lenoble, fondatrice du laboratoire, pour m'avoir proposé puis avoir dirigé ce travail, extrêmement riche d'expériences, très certainement transposables dans le milieu industriel. Je la remercie vivement de m'avoir toujours impliqué fortement dans l'organisation des travaux (budgétisation, planification, encadrement) et accordé sa confiance dans la mission qui m'a été confiée. Qu'elle trouve ici l'expression de mon profond respect et de mes remerciements les plus sincères.

Madame C. Brogniez, codirecteur de ce travail m'a toujours encouragé et soutenu au cours de toutes ces années passées au laboratoire, elle a largement contribué à entretenir ma motivation. Je la remercie de ses précieux conseils et de la soigneuse lecture qu'elle a apporté à ce manuscrit. Qu'elle trouve ici, l'expression de mes remerciements les plus sincères et de mon amicale reconnaissance.

Le projet que nous avons conduit n'aurait pas pu être concrétisé sans la collaboration de Monsieur J.L. Bocquet, également codirecteur de cette thèse. Je le remercie particulièrement de la confiance qu'il m'a accordée, puisqu'il m'a donné l'exclusivité de l'utilisation de tout son

matériel spécifique. Je tiens à lui adresser tous mes remerciements et mon amicale gratitude.

La collaboration étroite que nous entretenons avec l'IASB a été extrêmement précieuse pour le développement et l'optimisation de notre instrument. Monsieur D. Gillotay m'a transmis sa grande expertise et ses compétences instrumentales en spectroradiométrie du rayonnement solaire UV au cours de mes différentes visites à l'IASB. Je tiens à lui faire part de ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a accordée pour l'utilisation de ses matériels, de son dispositif d'étalonnage très performant et de sa générosité pour l'utilisation fréquente de ses lampes étalons du NIST onéreuses et consommables. Tous ses conseils m'ont été extrêmement précieux. Je tiens à lui faire partager notre succès au cours de la campagne instrumentale de Thessalonique, de par son indispensable et inestimable contribution. Je suis heureux et très honoré qu'il ait accepté de rapporter ce travail de thèse. Je lui adresse respectueusement mon amicale reconnaissance, toute ma gratitude et mes remerciements les plus sincères. J'adresse toute ma sympathie à son équipe : D. Bolsee, B. Walravens, C. Herman et W. DeCuyper.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur P. Weihs, Professeur Assistant à l'Université de Vienne d'avoir accepté de rapporter sur mon travail de thèse. Qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements et de ma cordiale reconnaissance

Notre collaboration avec l'université Joseph Fourier de Grenoble, notamment dans le cadre de l'installation d'une nouvelle station de surveillance des UV à Briançon, nous a amené à travailler avec Monsieur A. De La Cassinière afin d'équiper le futur instrument d'un dispositif permettant la mesure du rayonnement diffus. Je le remercie vivement de me faire l'honneur de sa présence au sein de mon jury de thèse en tant qu'examineur.

Les deux campagnes de mesures spectrales UV à Briançon ont eu lieu grâce à l'initiative du Professeur Razouk, Président du CEMBREU et allergologue à la clinique des Acacias. Il nous a offert l'utilisation de la terrasse de sa clinique pour l'installation du matériel. Je l'en remercie vivement. Le docteur G. Marx à l'origine de ce projet, n'a pas ménagé son temps, tant dans la phase de préparation, que pendant les campagnes. Je tiens à lui exprimer toute ma sympathie, je la remercie de son accueil et de sa participation très active au bon déroulement de ces deux campagnes. Je remercie également Madame V. Barnéoud d'avoir participé à ces travaux. Le CEMBREU a pris en charge tous les frais inhérents à la mission, que Madame O. Massot en soit vivement remerciée. Je remercie enfin dans le cadre de ces deux campagnes, Madame Marie France Mérienne du Groupe de spectrométrie moléculaire et atmosphérique (Université de Reims) de nous avoir transmis les mesures de la quantité d'ozone acquises à l'Observatoire de Haute Provence (OHP).

P. Wang, a contribué de manière inestimable au succès de nos travaux. Sa connaissance de l'instrument que nous utilisons actuellement, ses premières caractérisations, sans oublier son expertise dans la modélisation, m'ont permis de m'adapter rapidement au travail qui m'a été confié. Je lui exprime ma gratitude et lui dédie les résultats que nous avons obtenus.

Dominique Masserot a participé au développement de l'instrument. En premier lieu pendant son travail de DEA, notamment en effectuant une étude concernant la linéarité du détecteur. Pendant sa première année de thèse, il a automatisé l'instrument, le traitement des données et

participé à l'élaboration du développement des moyens de contrôle-qualité des mesures spectrales. Je salue le professionnalisme qu'il a manifesté dans son travail, j'y ajoute mon amitié.

I. Bukowski m'a assisté pour la préparation et pendant la campagne d'Ispra, dans le cadre de son stage de maîtrise. Au cours de son DEA, son travail sur la modélisation a permis de conforter certains résultats. Je la remercie de son travail et de sa sympathie.

Je tiens également à remercier tout les gens qui ont contribué au bon déroulement de ce travail : l'équipe informatique, C. Deroo et L. Gonzales, sans oublier F. Lemire pour ses précieux conseils, également J.Y. Balois et P. Lecomte de m'avoir laissé occuper fréquemment leur salle de travail, pour l'étalonnage de l'instrument, malgré leurs impératifs. Je suis également reconnaissant des travaux administratifs indispensables effectués par les secrétaires du LOA, Madame Devaux et Madame Théroux. Je les en remercie vivement. Je remercie également tous les membres du LOA.

J'exprime toute mon amitié aux occupants du bureau au sein duquel j'ai travaillé pendant ces trois dernières années : T. Bailleul, B. Fougny, L. Cazier, O. Chomette, M. Lecourt et F. Drenou, qui m'ont permis de travailler dans un climat très amical.

Je partage sincèrement les difficultés d'insertion auxquelles seront confrontés les actuels doctorants, celles des docteurs du LOA qui occupent encore aujourd'hui des emplois précaires. Je leur adresse tous mes vœux de succès.

Je tiens à saluer l'initiative de P. Pruvost, qui n'a pas ménagé son temps ces dernières années dans l'organisation de simulations d'entretiens d'embauche à l'IUT de Béthune avec des professionnels du recrutement, qu'il a proposées à tous les doctorants du LOA. Pour ma part, j'ai bénéficié de trois simulations d'entretiens et je l'en remercie vivement.

A la suite des Doctoriales de Chantilly en Avril 96 (Sensibilisation des doctorants aux réalités de l'entreprise) organisées par L'ABG (Association Bernard Grégory) dont je salue avec reconnaissance le travail des organisateurs, nous avons pu démarrer un réseau de doctorants destiné à leur insertion professionnelle, à l'initiative de M.D. Pujol, consultant en recrutement. Dans un premier temps, ce réseau s'est consacré à des réflexions communes concernant la valorisation de la formation doctorale dans l'industrie, puis à la construction de projets professionnels individuels. J'adresse à M.D. Pujol ma reconnaissance infinie.

J'adresse enfin toute ma sympathie à G. Peoux, Y. Dumazy et G. Boulant avec qui j'ai partagé toutes ces années passées à l'Université du DEUG à la thèse, convaincus eux aussi qu'il existe bien une vie après la thèse.

SOMMAIRE

Introduction	13
Premier Chapitre : LA SPECTRORADIOMÉTRIE DES UV SOLAIRES	19
1.1 Spécificités requises pour la mesure spectrale du rayonnement ultraviolet	22
1.1.1 Répartition typique du rayonnement ultraviolet au sol	22
1.1.2 Gamme dynamique - seuil de détection	26
1.1.3 Nécessité d'un double monochromateur	28
1.1.4 Adaptation de la résolution	29
1.1.5 Conclusion	33
1.2 Présentation de la chaîne de mesure	34
1.2.1 Le spectromètre	34
1.2.2 Le spectralink	36
1.2.3 Le logiciel Spectramax	36
1.3 Caractérisation générale du spectromètre	36
1.3.1 Fiabilité de l'échelle de longueur d'onde	36
1.3.2 Fonction fente	39
1.3.3 Réponse angulaire	42
1.4 Étalonnage	48
1.5 Conclusion	49
Deuxième chapitre : Développement et optimisation de l'instrument	51
2.1 Optimisation de la stabilité optique de l'instrument	53
2.1.1 Sensibilité à la température. Mise en évidence	54
2.1.2 Étude théorique du double monochromateur	55

2.1.2.a Principe optique du double monochromateur	55
2.1.2.b Équations de base de la dispersion	57
2.1.2.c Application au double monochromateur	58
2.1.2.d Déréglage des réseaux	61
2.1.3 Choix de la taille de la fente intermédiaire	68
2.1.4 Protocole de réglage du parallélisme des réseaux	70
2.1.5 Taux de réjection de lumière parasite	71
2.2 Optimisation du détecteur	74
2.2.1 Mise en évidence de l'instabilité du détecteur utilisé pendant la campagne d'Ispra	74
2.2.2 Contrôle de la stabilité du type de détecteur actuellement utilisé	77
2.2.3 Linéarité du détecteur	81
2.3 Optimisation et limites de l'échelle radiométrique de l'instrument	85
2.3.1 Incertitudes liées au transfert d'étalonnage de l'échelle des lampes Oriel à notre instrument	86
2.3.1a Incertitude sur la position de la lampe	86
2.3.1b Sensibilité de l'éclairement des lampes au courant d'alimentation	87
2.3.1c Reproductibilité de l'éclairement des lampes	88
2.3.2 Comparaison des lampes étalonnées par le NIST et les lampes Oriel	89
2.4 Conclusion	92

Troisième Chapitre : Validation des mesures spectrales cohérence entre les modèles, les mesures et les mesures auxiliaires	95
3.1 Mesures auxiliaires	98
3.1.1 Le pyranomètre UV-B	98
3.1.2 Mesures de l'épaisseur optique des aérosols	102
3.1.2a Etalonnage du Cimel	102
3.1.2b Incertitudes des mesures de l'épaisseur optique des aérosols	105
3.1.2c Comparaison des mesures acquises par le Cimel manuel et le photomètre automatique Cimel du laboratoire	107
3.2 Modélisation de la répartition spectrale énergétique du rayonnement ultraviolet au sol	109
3.2.1 Comparaison des différents codes disponibles au LOA	111

3.2.1a Comparaison entre la méthode des ordonnées discrètes et la méthode des ordres successifs	111
3.2.1b Comparaison entre la méthode des ordres successifs et la méthode de Monte Carlo	115
3.2.2 Tests de sensibilité	119
3.2.2a Sensibilité aux profils de pression et de température	122
3.2.2b Sensibilité aux différents paramètres des aérosols	124
3.2.2c Bilan des incertitudes	129
3.3 Cohérence entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation du rayonnement ultraviolet	132
3.3.1 Optimisation des comparaisons entre le spectroradiomètre, le pyranomètre et le modèle	133
3.3.1a Optimisation de l'échelle de longueur d'onde du spectroradiomètre	133
3.3.1b Prise en compte de la fonction d'appareil pour les comparaisons modèles mesures	134
3.3.1c Résultats	139
3.3.2 Cohérence entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation.	140
3.3.2a Comparaison entre les mesures acquises par le pyranomètre et le spectroradiomètre	141
3.3.2b Comparaison entre la modélisation et les mesures de la répartition spectrale énergétique des UV au sol.	145
3.3.2c Comparaison entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre et la modélisation	146
3.3.3 Intercomparaison instrumentale à Thessalonique	148
3.4 Conclusion	151

**Quatrième Chapitre : Exploitation préliminaire des données
réseau régional. Début de caractérisation des UV
dans un site Alpin** **153**

4.1 Comparaison des mesures spectrales acquises à Villeneuve d'Ascq et à Bruxelles	156
4.1.1 Amélioration de la cohérence des mesures acquises par les deux instrument sur le même site	157
4.1.2 Comparaison des mesures à distance	161

4.2 Campagnes de mesures spectrales du rayonnement UV à Briançon	164
4.2.1 Campagne d'été	165
4.2.1a Contrôle de la qualité des mesures spectrales à partir du pyranomètre	165
4.2.1b Comparaison entre les mesures spectrales et la modélisation de la répartition énergétique spectrale du rayonnement UV	165
4.2.1c Exploitation des mesures spectrales	167
4.2.1d Comparaison jours clairs - jours nuageux	168
4.2.1e Comparaison entre les mesures acquises en été à Briançon et à Bruxelles	169
4.2.2 Campagne d'hiver	170
4.2.2a Contrôle-qualité des mesures spectrales au moyen d'un pyranomètre Solar Light	170
4.2.2b Comparaison mesures-modèles	171
4.2.2c Corrélation entre la quantité d'ozone et l'intensité du rayonnement UVB	176
4.2.3 Comparaison entre les mesures d'été et les mesures d'hiver	176
4.3 Conclusion	170
Conclusion	181
Références	187
Annexes	191
I Mesures de l'épaisseur optique des aérosols et de la quantité d'ozone à Thessalonique	193
II Nouvelle limite de la fiabilité du pyranomètre	203
III Campagnes de mesures à Briançon	209
IV Mesures de l'épaisseur optique des aérosols pendant la campagne d'hiver à Briançon	241

Introduction

La diminution de la couche d'ozone, fortement médiatisée, notamment en raison de l'utilisation des chlorofluorocarbures [Molina and Rowland, 1974], a entraîné le besoin d'évaluer son impact sur l'augmentation du rayonnement ultraviolet au sol. Le réseau Dobson, composé de plusieurs stations au sol réparties en différents points du globe, permet de disposer d'une banque de données de mesures locales de la quantité d'ozone depuis une cinquantaine d'années. Grâce à l'essor des expériences satellitaires, différents instruments assurent depuis une quinzaine d'années une couverture régulière des mesures à l'échelle de la planète, par exemple SAGE (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) pour la détermination des profils d'ozone stratosphérique et TOMS (Total Ozone Mapping) pour les colonnes totales. L'exploitation des données disponibles semble conforter une diminution de la quantité d'ozone, notamment l'apparition systématique d'une importante déplétion en Antarctique lors du printemps austral [Farman et al, 1985], également en Arctique [Bojkov, 1993] mais dans une moindre mesure. Les tendances aux latitudes moyennes sont assez faibles, mais suffisantes pour évaluer leurs effets sur les organismes vivants.

Les premières mesures de l'intensité du rayonnement ultraviolet au sol ont été réalisées dans le cadre du réseau Robertson Berger [Berger, 1976]. Ce réseau est constitué de plusieurs stations réparties en différents points du globe, équipées d'instruments à large bande dont la réponse spectrale est voisine de la réponse érythémale. Le rayonnement UV n'est pas sans danger uniquement pour l'homme, il l'est aussi pour l'ensemble des organismes vivants qui composent l'écosystème de la planète. Compte tenu de la diversité des spectres d'actions (l'ADN [Setlow, 1974], les plantes [Caldwell et al, 1986] et celui de l'érythème [McKinlay and Diffey, 1987]), l'utilisation d'instruments à large bande destinés uniquement à la mesure de l'efficacité du rayonnement UV pour l'érythème est insuffisante. C'est pourquoi les scientifiques ont depuis quelques années manifesté un intérêt croissant au développement des mesures spectrales de l'intensité du rayonnement ultraviolet. Les premières mesures spectrales ont été effectuées dès 1980 en Nouvelle Zélande et une surveillance permanente y est assurée depuis 1989 [McKenzie et al, 1992]. L'exploitation actuelle des mesures montre qu'une

diminution de 1% de la quantité d'ozone entraîne une augmentation de l'ordre de 1% des doses érythémales [McKenzie et al, 1991, Bodhaine et al, 1997]. Les États Unis ont installé un réseau de spectroradiomètres en Antarctique depuis 1987 afin d'évaluer l'impact de la diminution de la quantité d'ozone dans cette région [NFS Polar Programmes UV Spectroradiometer Network]. En Europe, différentes stations se sont développées indépendamment (par exemple en Autriche : Institut für Medizinische Physik, en Allemagne : Institut für Atmosphärische Umweltforschung, en Belgique : Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, en Grande Bretagne : University of Reading, en Grèce : University of Thessaloniki). Depuis 1990 différents programmes supportés par la commission Européenne se sont succédés (Step UV-B Program, Setting standards for European ultraviolet spectroradiometers, CAMSSUM : Calibration and Maintenance of Standards for Solar UV Measurements et actuellement SUVDAMA : Scientific UV Data Management). Les trois premiers ont contribué à la coordination des différentes équipes et l'actuel programme vise à l'élaboration d'un réseau de surveillance du rayonnement UV en Europe . Dans le cadre de ces programmes, cinq intercomparaisons instrumentales [Gardiner and Kirsch, 1992, 1994, 1995; Webb, 1997] (rapport de la dernière en cours) ont d'une part permis d'évaluer et d'améliorer la cohérence des mesures acquises par les différents instruments et d'autre part montré les difficultés instrumentales liées aux mesures spectrales des UV, notamment dans le domaine de l'UVB. Durant ces cinq dernières années le nombre de spectroradiomètres impliqués dans le programme Européen a considérablement augmenté. Le réseau compte aujourd'hui une quinzaine de sites. Le programme SUVDAMA doit conduire à l'élaboration d'une banque de données des mesures spectrales acquises en chaque site, opérationnelle à plus long terme pour différents utilisateurs extérieurs comme les scientifiques de l'environnement et les biologistes. Parallèlement, la modélisation du rayonnement ultraviolet au sol a été intégrée aux différents programmes de recherches et le Laboratoire d'Optique Atmosphérique a apporté sa contribution dès 1990. Le principal objet de la modélisation est d'étudier la sensibilité de l'intensité du rayonnement ultraviolet aux différents paramètres qui la modulent. La modélisation peut également permettre d'évaluer la validité de l'interpolation des mesures acquises en chaque site. Le LOA s'est impliqué dans les mesures UV à l'occasion de la troisième intercomparaison à Garmisch en Allemagne en 1993. L'instrument utilisé lors de cette campagne par P. Wang [Wang, 1995],

était un spectromètre Jobin et Yvon étalonné à partir des lampes du NIST (National Institute of Standards and Technology) de l'IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique) qui a apporté sa contribution instrumentale dès le début du programme en 90. Cette intercomparaison a permis à P. Wang de prendre conscience des difficultés instrumentales et qu'il était impératif d'optimiser cet instrument. En Septembre 1994, P. Wang a participé à une caractérisation commune de plusieurs instruments européens [Webb, 1997] qui s'est déroulée à l'IASB. Le travail qui m'a été proposé, à la suite du départ de P. Wang, était en premier lieu de poursuivre l'étude instrumentale qu'il avait conduite afin que l'instrument puisse effectuer des mesures fiables et cohérentes avec celles des autres équipes Européennes.

Préalablement au développement et à l'optimisation de l'instrument, il a été nécessaire de lister les principales contraintes des mesures spectrales du rayonnement UV, également de définir les spécificités requises par ce type de mesure. L'examen des spécificités requises et des contraintes instrumentales que nous présentons dans le premier chapitre justifient le concept instrumental de base adopté par la majeure partie des scientifiques. Les principales étapes du développement et de l'optimisation de l'instrument, décrites dans le deuxième chapitre, portent sur l'amélioration de la stabilité optique, du détecteur et de l'échelle radiométrique. Le troisième chapitre est consacré à la validation des mesures spectrales acquises par notre spectroradiomètre. En effet, il a été indispensable de mesurer l'amélioration des performances de notre instrument, non seulement par le constat de l'optimisation très significative de la reproductibilité de l'échelle radiométrique, mais aussi de disposer de plusieurs moyens de contrôle de la qualité des mesures acquises dans le cadre de notre contribution à la surveillance du rayonnement ultraviolet en Europe. P. Wang avait montré que la modélisation du rayonnement ultraviolet était en bon accord avec les mesures acquises par les instruments des équipes disposant d'une sérieuse expérience instrumentale [Wang and Lenoble, 1994]. Les modèles n'avaient pas pu être comparés à nos mesures, puisque le LOA venait juste de s'investir dans une activité instrumentale nouvelle et que la campagne de Garmisch avait montré que les performances de l'instrument étaient alors nettement insuffisantes. Nous présentons et discuterons les comparaisons entre les mesures acquises par l'instrument du LOA après les différentes étapes de son développement et la modélisation. Nous avons limité les incertitudes du modèle, notamment grâce à un nouvel étalonnage du photomètre Cimel. L'accord entre les

mesures spectrales et la modélisation, obtenu pour des conditions météorologiques très favorables montre que l'utilisation de la modélisation représente un bon moyen de contrôle de la qualité des données spectrales. Nous discuterons toutefois des limites actuelles de la précision des comparaisons. En Mai 1996, nous avons fait l'acquisition d'un pyranomètre UV-B YES (Yankee Environmental System). La cohérence que nous obtenons entre les puissances érythémales mesurées par cet instrument et les mesures spectrales justifie également l'intégration de ce type d'instrument dans le cadre du contrôle qualité des mesures acquises par le spectroradiomètre. L'intercomparaison instrumentale à Thessalonique en juillet 97 a permis de valider non seulement la fiabilité de notre spectroradiomètre, mais aussi les moyens de contrôle de la qualité que nous avons mis sur pied (Études systématiques de la cohérence du spectroradiomètre, du pyranomètre et de la modélisation, avant de confronter nos mesures spectrales à celles acquises par les autres instruments).

Le dernier chapitre s'attache à l'exploitation préliminaire des mesures que nous avons acquises à Villeneuve d'Ascq et à l'occasion de deux campagnes de mesures spectrales que nous avons effectuées à Briançon, en juillet 1996 et en mars 1997. Pour des conditions météorologiques très favorables, les mesures acquises à Villeneuve d'Ascq par notre instrument ont été comparées à celles du spectroradiomètre de l'IASB. L'exploitation préliminaire de ces mesures permet d'envisager l'essor de réseaux régionaux impliquant différentes stations distantes d'une centaine de km afin de renforcer le contrôle de la qualité des mesures transmises à la banque de donnée à l'échelle Européenne. Ces comparaisons permettent également d'évaluer les limites de l'interpolation des mesures entre les sites impliqués dans le réseau et qui assurent une couverture encore limitée pour établir une climatologie du rayonnement UV en Europe. Les deux campagnes effectuées à Briançon fournissent des données climatiques, préliminaires à la surveillance permanente du rayonnement UV dans les Alpes prévue par le projet CUVRA (Characterization of UV Radiative Field in the Alps) qui impliquera plusieurs sites Européens. Briançon sera le site Français et sera équipé de la réplique de l'instrument développé par le LOA.

PREMIER CHAPITRE

LA SPECTRORADIOMETRIE
DES UV SOLAIRES

Au cours de ce premier chapitre, nous allons tout d'abord rappeler différentes notions indispensables à l'utilisation de la spectroradiométrie pour la caractérisation du rayonnement solaire ultraviolet qui atteint la surface de la planète.

La spectroradiométrie combine deux disciplines: la spectrométrie qui s'attache à l'étude qualitative du rayonnement au moyen de systèmes dispersifs (prismes, réseaux de diffraction) et la radiométrie qui quantifie l'énergie véhiculée par le rayonnement. La synthèse de ces deux sciences permet l'analyse spectrale de l'intensité du rayonnement solaire ultraviolet.

Dans un premier temps, l'analyse de différents exemples typiques de la distribution énergétique du rayonnement UV, issus d'un code de calcul de transfert radiatif (méthode des ordonnées discrètes [Stamnes et al, 1988]) dont la maîtrise actuelle assure pour le moins la validité des ordres de grandeurs des intensités calculées (Cf Chapitre 3), permet de prendre conscience des principales contraintes propres à la métrologie des UV solaires et donc d'établir les spécificités instrumentales requises pour ce type de mesures. Cette étude préliminaire au développement de l'instrument justifie la définition du concept instrumental adopté par la majeure partie des scientifiques, basé sur l'utilisation d'un double monochromateur et d'un photomultiplicateur.

Nous présentons ensuite brièvement les différents éléments de notre chaîne de mesure. Un résumé des principales étapes de la caractérisation de l'instrument qui avait été conduite par P. WANG [Wang, 1995] permet d'acquérir des notions de base indispensables. Cette étude permet par ailleurs de faire état d'un certain nombre d'imperfections et donc d'accéder à une meilleure compréhension des limites d'utilisation de l'instrument.

La fin de ce chapitre est consacrée à la présentation de la méthode utilisée pour l'étalonnage de l'instrument, permettant la correspondance entre les grandeurs délivrées par l'instrument, dont l'unité est arbitraire (courant, comptes numériques) et une échelle radiométrique absolue.

1.1 Spécificités instrumentales requises pour les mesures spectrales du rayonnement ultraviolet.

1.1.1 Répartition spectrale du rayonnement ultraviolet au sol

Le spectre solaire du rayonnement ultraviolet est habituellement décomposé en deux parties. Les UV-A dont la longueur d'onde est comprise entre 320 nm et 400 nm et les UV-B de 280 nm à 320 nm. Il existe également une autre convention qui fixe la séparation de ces deux domaines à 315 nm.

Pour le domaine des UV-B, la principale contrainte instrumentale est liée à l'affaiblissement de plusieurs ordres de grandeurs de l'intensité du rayonnement, notamment au dessous de 310 nm, en raison de l'absorption par l'ozone qui augmente très rapidement aux courtes longueurs d'ondes. L'intensité du rayonnement devient alors négligeable au dessous de 290 nm. Cette limite varie principalement en fonction de l'angle solaire et de la quantité d'ozone. Au contraire, les différents spectres d'actions biologiques [Setlow et al, 1974; Caldwell et al 1986; McKinlay and Diffey, 1987] qui caractérisent l'efficacité relative du rayonnement sur différents types d'organismes vivants, croissent de plusieurs ordres de magnitude lorsque la longueur d'onde décroît, ce qui justifie que le seuil de détection de l'instrument doit être suffisamment faible pour caractériser la répartition spectrale de l'intensité des UV efficaces sur les organismes vivants. La répartition de l'efficacité absolue du rayonnement sur une espèce vivante ou distribution de la puissance efficace (unité: $W/m^2/nm$ efficace) est obtenue en pondérant la distribution de la puissance réelle du rayonnement ($W/m^2/nm$) par le spectre d'action de l'espèce considérée.

Dans le domaine des UV-A, les variations de l'intensité en fonction de la longueur d'onde sont beaucoup moins importantes que dans le domaine des UV-B. De ce point de vue, les mesures sont donc moins contraignantes. L'efficacité relative du rayonnement est également plus faible de plusieurs ordres de grandeurs et varie plus lentement. Néanmoins, l'intensité du rayonnement est telle que son effet n'est pas sans danger. Par exemple, les UV-A sont responsables d'un vieillissement cutané prématuré.

La figure 1.1 montre la distribution spectrale des UV pour un cas standard (temps clair, angle solaire zénithal: 45 degrés, quantité d'ozone: 330 DU). La figure 1.2 montre ce même

spectre en échelle logarithmique et le spectre d'action érythémal de Diffey [McKinlay and Diffey, 1987]. La pondération du spectre solaire par ce spectre d'action donne la répartition spectrale de la puissance efficace du rayonnement ultraviolet sur la peau. L'intégration sur le domaine UV (280-400 nm) suivant l'équation 1.1, représente la dose érythémale par unité de temps :

$$\frac{dD}{dt} = \int_{280}^{400} E(\lambda)A(\lambda)d\lambda \quad (1.1)$$

avec dD/dt : Dose érythémale par unité de temps
 $E(\lambda)$: Distribution spectrale de l'intensité du rayonnement
 $A(\lambda)$: Spectre d'action érythémal ou efficacité relative (sur la peau)

La contribution à l'efficacité absolue du rayonnement pour une région spectrale plus restreinte (280 - λ) s'obtient par l'équation 1.2 :

$$\frac{dD'(\lambda)}{dt} = \int_{280}^{\lambda} E(\lambda')A(\lambda')d\lambda' \quad (1.2)$$

avec $dD'(\lambda)/dt$: Contribution absolue de la puissance érythémale
pour le domaine (280 nm - λ)

En formant le rapport des équations 1.1 et 1.2, on obtient la contribution relative de ce domaine à l'efficacité totale (figure 1.3a et 1.3b).

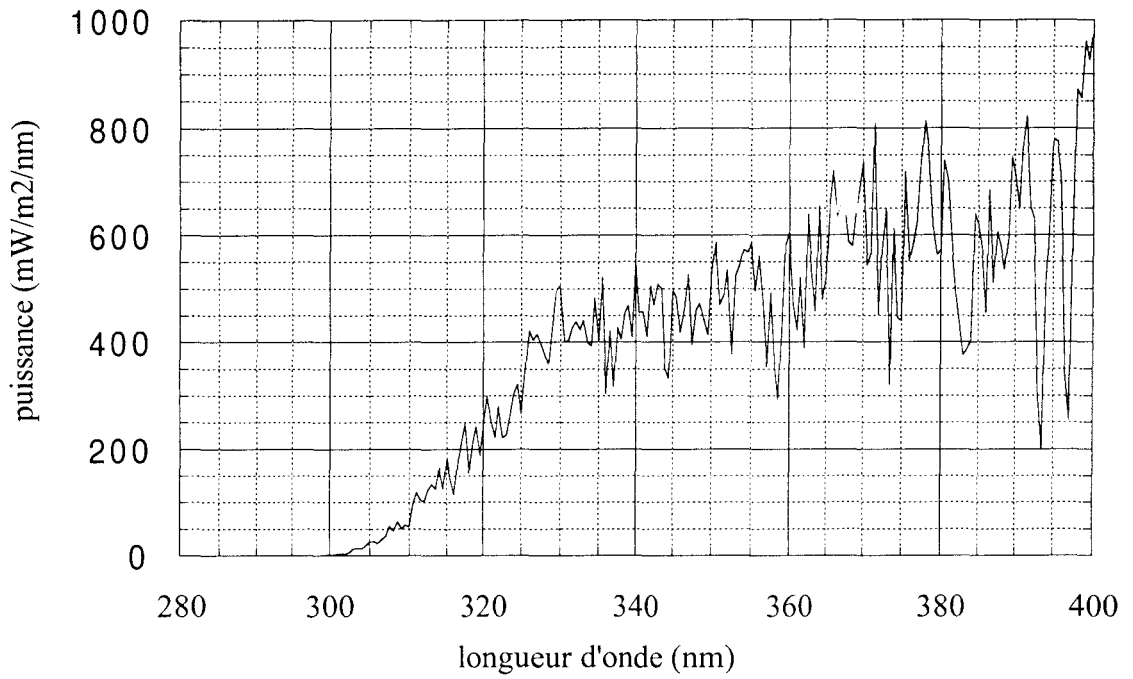


Figure 1.1. Répartition de l'intensité du rayonnement ultraviolet pour un cas typique. angle solaire zénithal (SZA) 45 degrés, temps clair, quantité d'ozone 330 Dobson (DU).

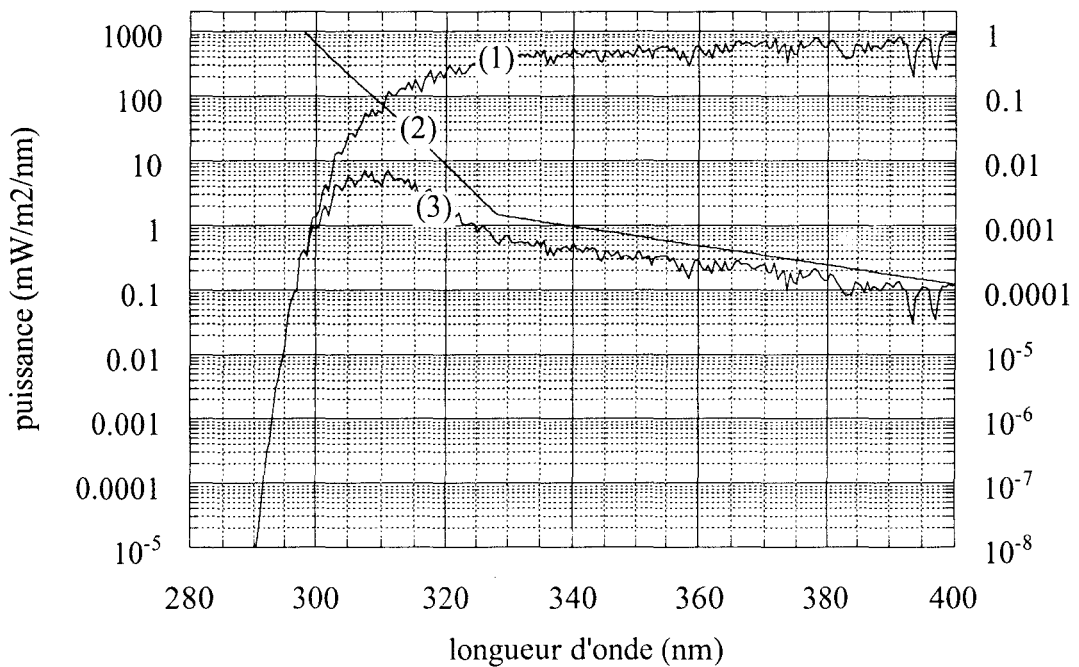


Figure 1.2. (1) Répartition de l'intensité du rayonnement UV. (2) Spectre d'action érythémal ou efficacité relative (échelle de gauche). (3) Répartition de l'intensité efficace ou efficacité absolue.

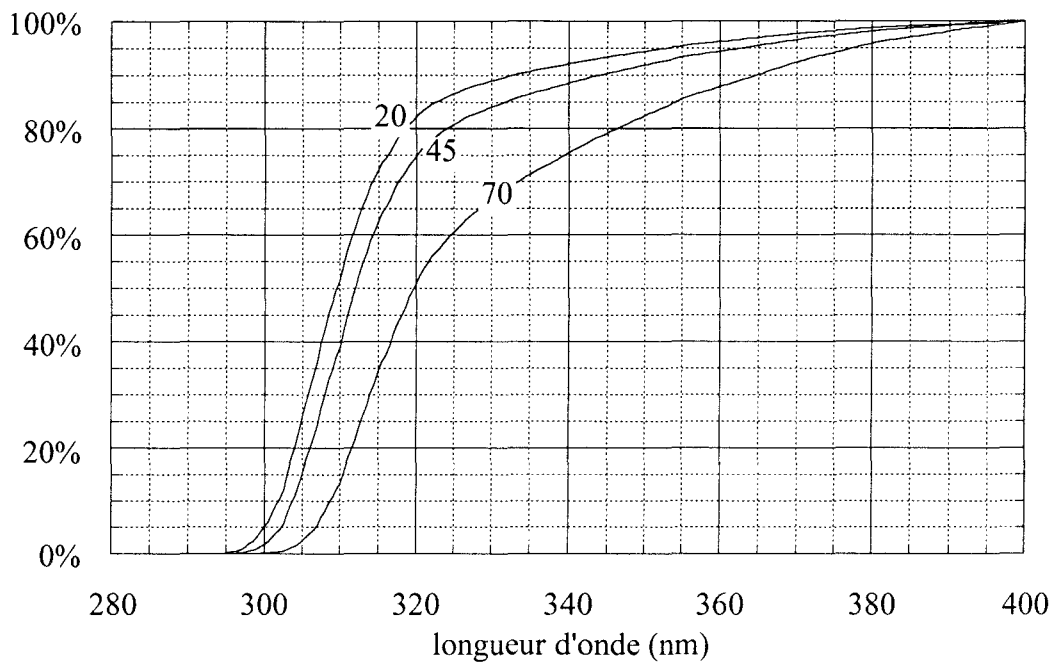


Figure 3.3a. Contribution de l'efficacité des radiations de longueurs d'onde inférieures à celle portée en abscisse. Temps clair, quantité d'ozone 330 Dobsons, angle solaire zénithal 20, 45 et 70 degrés.

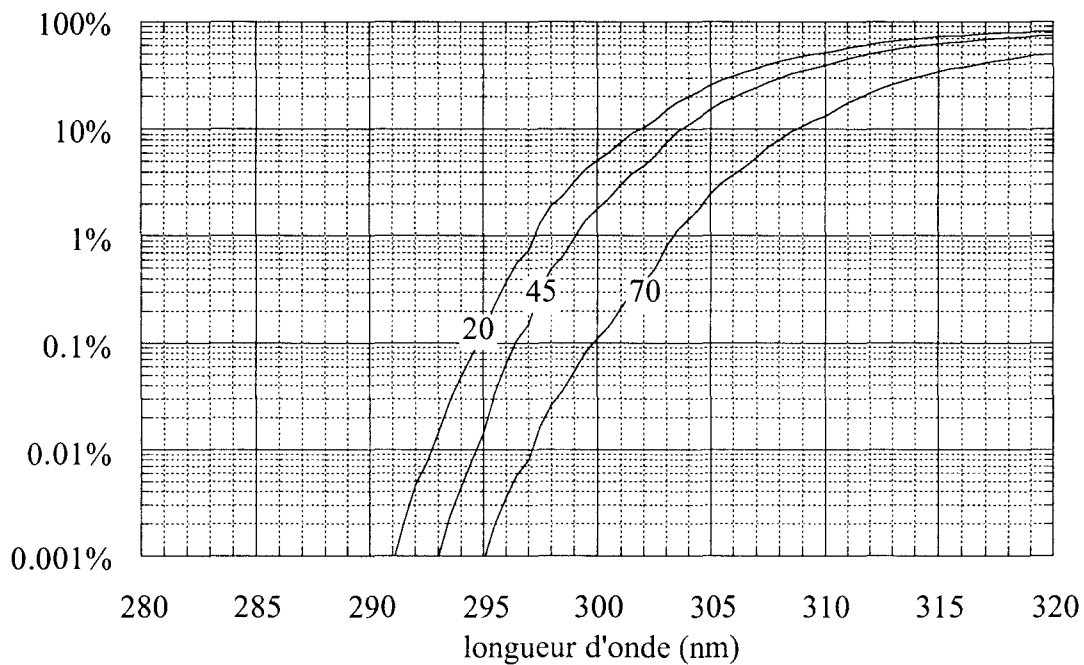


Figure 3.3b. même que 3a mais restreint au domaine des UV-B.

Une première analyse des 3 figures précédentes permet d'établir les principales contraintes propres aux mesures spectrales des UV solaires. Celles-ci sont déterminantes pour la définition du concept instrumental de base, actuellement adopté par la majorité des scientifiques.

1.1.2 Gamme dynamique - Seuil de détection

La décroissance très rapide, de plusieurs ordres de grandeurs de l'intensité du rayonnement dans le domaine UV-B illustrée par la figure 1.2, nous amène à la question du choix d'un seuil de détection. Celui-ci doit être ajusté de manière à permettre l'analyse du rayonnement dans la région spectrale où il est efficace. Comme son efficacité n'est jamais tout à fait nulle, mais décroît très rapidement en dessous de 300 nm (figure 1.2), le choix d'un seuil de détection permettant l'analyse spectrale de 99% des UV efficaces peut être considéré comme un critère de qualité tout à fait acceptable, compte tenu des contraintes instrumentales que celui-ci implique et que nous détaillerons dans la suite. Le seuil de détection correspond donc dans ce cas à la longueur d'onde sous laquelle la contribution à l'efficacité absolue du rayonnement (intégré pour toutes les longueurs d'onde inférieures) est inférieure à 1%. En se référant à la figure 1.3 pour les 3 angles solaires présentés, on obtient un seuil de détection dont la longueur d'onde varie entre 297 et 303 nm. En ce qui concerne l'intensité du rayonnement au niveau du seuil de détection défini précédemment, on constate d'après les tables 1.1 et 1.2 que celle-ci dépend principalement de l'angle solaire et dans une moindre mesure de la quantité d'ozone. Par exemple, pour un angle solaire de 70 degrés, l'intensité au niveau du seuil de détection vaut environ $300 \mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$. Pour compléter cette étude on pourrait également tenir compte des variations de la nébulosité de l'atmosphère. Les simulations de P. Wang concernant l'effet des nuages montrent que la présence d'une importante couverture nuageuse peut affaiblir (comme un filtre quasiment neutre) l'intensité du rayonnement UV d'un facteur 10. Ainsi cette première approche nous montre qu'un instrument destiné à l'analyse spectrale du rayonnement UV doit être capable de mesurer des intensités de l'ordre de quelques dizaines de $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$. Dans ces conditions le bruit instrumental au niveau du détecteur ne doit pas excéder quelques $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$.

angle solaire (degrés)	intensité à 400 nm (mW/m ² /nm)	seuil de détection (1)		seuil de détection (2)	
		longueur d'onde (nm)	intensité (mW/m ² /nm)	longueur d'onde (nm)	intensité (mW/m ² /nm)
20	1377	297.5	2.480	295.0	0.200
45	985	299.0	0.839	296.5	0.092
70	393	303.0	0.350	300.0	0.015

Table 1.1. Seuil de détection en fonction de l'angle solaire zénithal. Temps clair, 330 DU.
(1) Longueur d'onde sous laquelle la contribution à l'efficacité absolue du rayonnement est inférieure à 1%
(2) même que (1) mais avec 1‰.

angle solaire (degrés)	intensité à 400 nm (mW/m ² /nm)	seuil de détection (1)		seuil de détection (2)	
		longueur d'onde (nm)	intensité (mW/m ² /nm)	longueur d'onde (nm)	intensité (mW/m ² /nm)
20	1377	295.5	2.26	293.0	0.138
45	985	297.5	0.530	294.5	0.088
70	393	301.0	0.227	297.5	0.019

Table 1.2. même que table 1 mais pour le cas: Temps clair, 250 DU.

Si la sensibilité de l'instrument doit être de quelques dizaines de $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$ aux courtes longueurs d'ondes, à l'autre extrémité du domaine UV, on note d'après les tables 1.1 et 1.2, à 400 nm pour des faibles angles solaires une intensité de l'ordre de 1 $\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$. La gamme dynamique des mesures doit donc couvrir au moins 5 ordres de magnitude. Le photomultiplicateur semble le détecteur le mieux adapté à ce type d'application puisque sa dynamique est typiquement supérieure à cette valeur. Par exemple le photomultiplicateur que nous utilisons actuellement, de type Hamamatsu 4220 autorise un courant de sortie de 100 μA (maximum) et son courant d'obscurité vaut 0.1 nA (dynamique: 10^6). De plus en tenant compte des différentes tensions applicables entre l'anode et la photocathode, on peut atteindre une dynamique supérieure à 10^7 . Par contre, l'usage de ce type de détecteur n'est pas sans inconvénient car sa stabilité temporelle est d'une qualité inférieure à celle d'une photodiode mais dont la dynamique vaut typiquement de l'ordre de 10^3 à 10^4 .

Nous avons donc montré que l'analyse spectrale des UV efficaces requiert un instrument capable d'effectuer des mesures d'intensité variant approximativement de $10 \mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$ à $1 \text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$, autrement dit une gamme dynamique de 10^5 . Ce critère a été établi en tenant compte des variations de la hauteur solaire et de la nébulosité de l'atmosphère. Nous avons ainsi montré la nécessité d'un courant d'obscurité au niveau du détecteur n'excédant pas l'équivalent de quelques $\mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$ (NEP: noise equivalent power). Lorsque toutes les caractéristiques d'utilisation de l'instrument sont ajustées (jeu de fentes, tension appliquée au détecteur), la NEP devient alors une caractéristique propre à l'instrument.

1.1.3 Nécessité d'un double monochromateur

La lumière parasite est un autre type de bruit instrumental propre à tous les systèmes dispersifs, qui dépend de l'intensité lumineuse entrant dans le spectromètre. En effet, l'analyse d'un spectre est toujours perturbée pour chaque intervalle spectral exploré par la contribution des autres longueurs d'onde. En premier lieu, en raison de la limitation inévitable de la résolution de l'instrument, mais aussi en raison des réflexions de la lumière dispersée par le spectromètre dont une partie parvient au niveau du détecteur. Dans le cas d'une radiation monochromatique, il subsiste toujours un résidu de signal lors de l'exploration des longueurs d'onde très différentes de celle qui entre dans le spectromètre, résidu que l'on nomme usuellement par le terme: lumière parasite. L'intensité de ce bruit instrumental est proportionnelle à l'intensité de la radiation analysée, c'est pourquoi, il est préférable de quantifier les performances d'un instrument par son taux de rejet de lumière parasite.

Puisque les mesures sont parasitées quel que soit l'intervalle spectral exploré, par la contribution des autres longueurs d'onde, il conviendrait de filtrer les radiations appartenant au domaine visible, de manière à éliminer la lumière parasite correspondante. Or, même dans ce cas, l'utilisation d'un simple monochromateur dont la valeur typique du taux de réjection est de l'ordre de 10^5 [Jobin et Yvon], n'est pas tout à fait adaptée. Par exemple, l'intégration de la distribution spectrale du rayonnement pour l'un des cas présenté dans la table 1.1 ($\text{sza}=45^\circ$, temps clair, 330 DU) conduit à une intensité totale des UV de $43 \text{W}/\text{m}^2$ (1.9 pour l'UV-B et 41.1 pour l'UV-A). Un taux de réjection égal à 10^5 conduit donc pour cet exemple à une

intensité de la lumière parasite équivalente à $430 \mu\text{W}/\text{m}^2$. De plus si l'instrument décompose le spectre par intervalle de 1 nm, on obtient alors un bruit instrumental équivalent à $430 \mu\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$. Or pour ce cas, on constate qu'une telle intensité est du même ordre que le seuil de détection préalablement défini ($0.839 \text{ mW}/\text{m}^2/\text{nm}$: Cf table 1). Il devient alors délicat d'avoir une caractérisation des UV efficaces suffisante, si l'on s'en tient aux critères de qualité définis dans la partie précédente. Même en filtrant le rayonnement visible, le taux de réjection doit être si possible de l'ordre de 10^7 afin que la lumière parasite soit encore négligeable aux courtes longueurs d'onde.

L'utilisation d'un double monochromateur dont le taux de réjection est typiquement de l'ordre de 10^9 [Jobin et Yvon] est donc très bien adaptée à la mesure des UV solaires et permet une caractérisation spectrale des UV solaires, sans l'adjonction d'un filtre visible. Néanmoins ce dispositif n'est pas sans inconvénient. En effet, la stabilité optique est compromise en raison de la mobilité des différents éléments qui le composent. Si l'on s'en tenait uniquement au critère de stabilité, un simple monochromateur équipé d'une barrette de diodes comme détecteur serait plus fiable.

1.1.4 Adaptation de la résolution

Nous allons maintenant aborder la question du choix de la résolution de l'instrument. C'est une caractéristique importante des spectromètres qui définit la limite de distinction de 2 radiations monochromatiques de longueurs d'ondes différentes. Celle-ci est étroitement liée à la fonction d'appareil ou encore fonction fente. Sa caractérisation est obtenue par l'étude de la réponse de l'instrument à une radiation monochromatique. Dans le cas d'un double monochromateur, lorsque les fentes d'entrée et sortie sont de largeur égale, elle est idéalement triangulaire. On comprend alors que la différence entre les 2 longueurs d'onde de 2 rayonnements monochromatiques doit être suffisamment importante pour que l'instrument soit capable de les dissocier. Les figures 1.4a,b et c illustrent 3 cas: le premier où les 2 radiations sont parfaitement séparées, le deuxième où leur différence correspond à la limite de séparation de l'instrument et le dernier cas lorsque les 2 radiations ne sont plus séparables par l'instrument (sous la limite de résolution). Bien qu'il existe une convention qui fixe la résolution

à une valeur légèrement supérieure à la bande passante de l'instrument [Bousquet, 1968] (largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil, en anglais full width half maximum ou FWHM), nous admettrons que ces deux grandeurs sont semblables.

La résolution de l'instrument a été ajustée en fonction de plusieurs critères. Premièrement, la plupart des instruments qui appartiennent au réseau de surveillance européen ont opté pour une résolution inférieure au nanomètre. De plus, les campagnes d'intercomparaison prévues dans le cadre des projets supportés par la commission européenne ont pour objet d'évaluer la cohérence des différents instruments en comparant leurs mesures acquises en un même site. Or comme chaque instrument a une résolution qui lui est propre, un traitement numérique élaboré par H.Slaper (National Institute of Public Health, Bilthoven, Netherlands) permet, depuis la campagne d'Ispra, de ramener tous les spectres à la résolution de 1 nm, pourvu que la résolution de chaque instrument soit inférieure à cette limite [Slaper, 1995]. C'est donc par souci de cohérence avec le réseau européen que nous avons adapté la bande passante de notre instrument.

De plus, la qualité des mesures spectrales dépend, notamment dans le domaine UV-B, de la précision de l'étalonnage en longueur d'onde de l'instrument. Bien évidemment celle ci diminue lorsque la bande passante du spectromètre augmente. En conséquence, un écart systématique de 0.5 nanomètre par exemple conduit à une erreur de l'ordre de 10 % sur la puissance érythémale et davantage sur les mesures spectrales aux courtes longueurs d'ondes. Une précision meilleure que 0.05 nm serait donc souhaitable pour que l'incertitude correspondante sur la puissance érythémale soit inférieure à 1%. Or, il est difficilement concevable qu'un spectromètre dont la bande passante est supérieure à 1 nm puisse satisfaire ce critère.

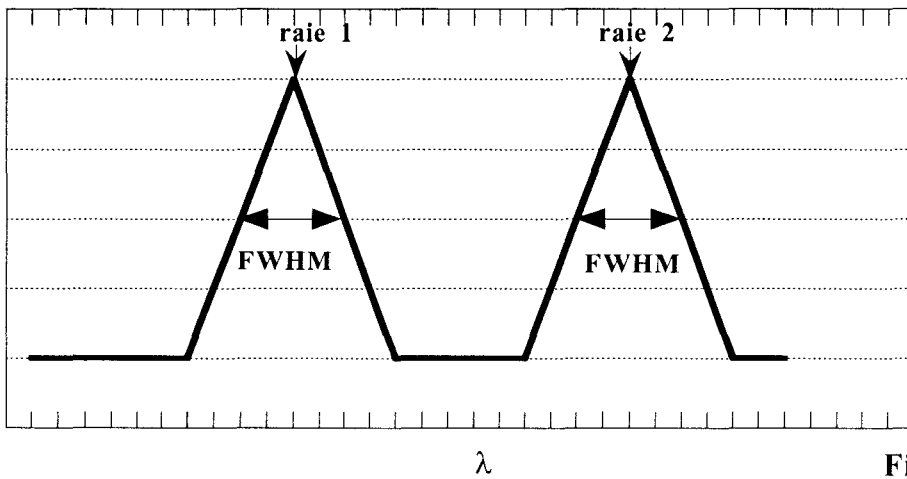


Figure 1.4a

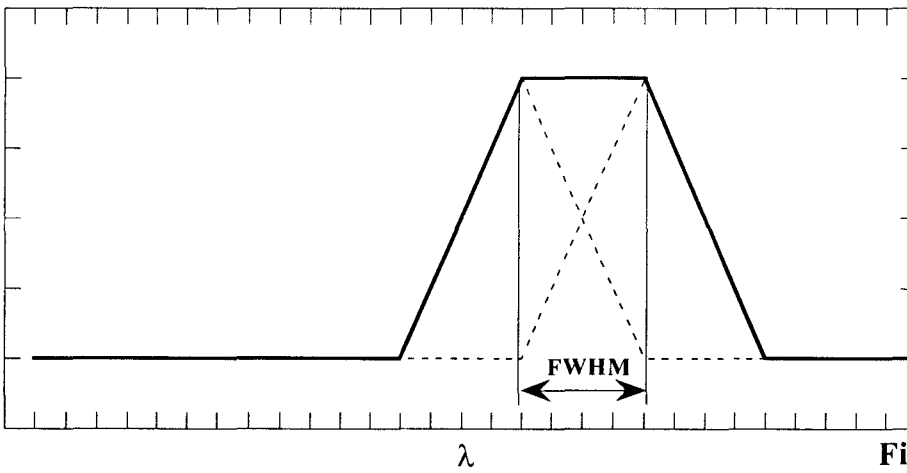


Figure 1.4b

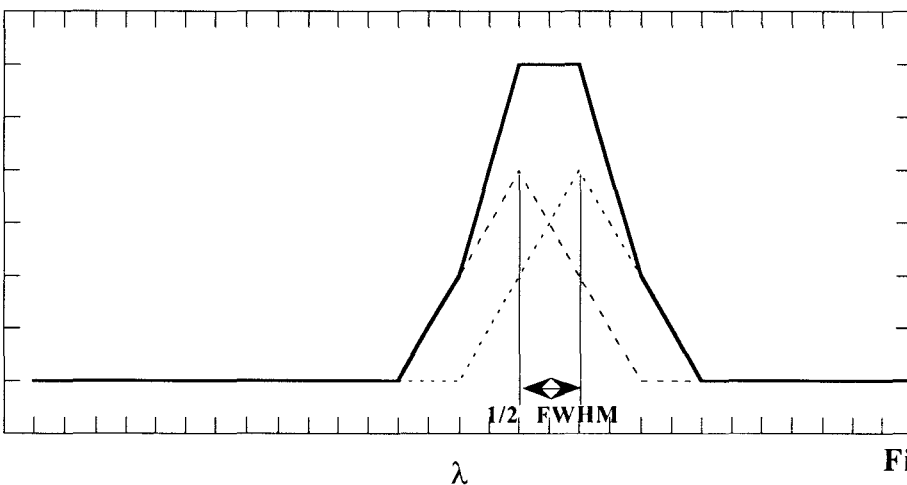


Figure 1.4c

Figures 1.4a, b et c. Exploration d'un spectre contenant 2 radiations monochromatiques dans le cas d'une fonction d'appareil idéalement triangulaire. a) les 2 raies sont parfaitement séparées. b) cas limite. c) position des raies sous le pouvoir de résolution.

Enfin, la décroissance rapide de l'intensité, notamment aux courtes longueurs d'onde des UV-B nécessite une bande passante suffisamment fine. En effet, plus la bande passante d'un instrument est large, moins il est capable de suivre un signal dont l'intensité varie rapidement.

La convolution d'un spectre solaire modélisé pour un cas typique par différentes fonctions d'appareil (triangulaires, de largeurs à mi hauteur variables) permet de simuler l'exploration d'un spectre solaire avec différentes résolutions. La figure 1.5 montre les écarts relatifs à la référence définie pour une bande passante de 0.5 nm.

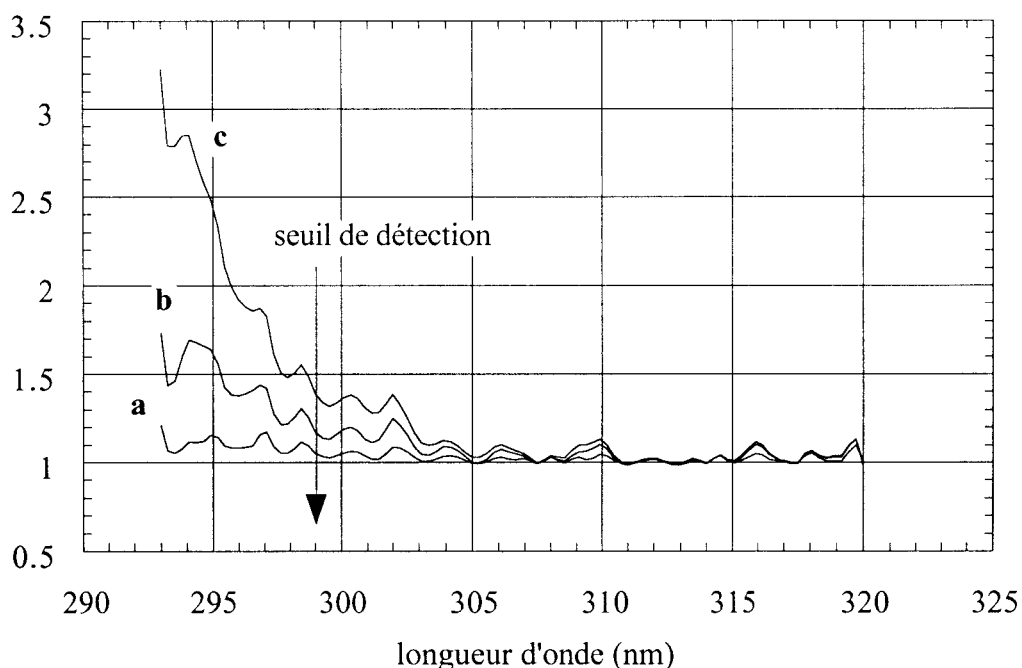


Figure 1.5. Rapport entre les différentes simulations et celle prise comme référence. Modèle: 45 degrés, 330 DU, temps clair. Bandes passantes: a) 1 nm, b) 2 nm, c) 3 nm, référence 0.5 nm. seuil de détection : 299 nm (Cf table 1.1)

On surestime d'autant plus l'intensité du rayonnement aux courtes longueurs d'onde que la bande passante est large (figure 1.5). Par exemple, avec une résolution de 3 nm, on note un écart d'environ 30% à 300 nm.

Nous avons également évalué l'impact sur l'évolution de la dose érythémale mesurée à partir de l'intégration des différents spectres efficaces obtenus aux différentes résolutions. La table 1.3 montre qu'un instrument surestime de plus en plus la puissance érythémale lorsque sa bande passante augmente. Pour 1 nm l'écart est négligeable, pour 3 nm il atteint 3%.

Bande passante (nm)	puissance érythémale mW/m ² efficace	écart en % par rapport à une bande passante de 0.5 nm
0.5	110.14	
1.0	110.40	0.25
2.0	111.46	1.30
3.0	113.51	3.0

Table 1.3. Puissances érythémales obtenues à partir des spectres modélisés pour différentes bandes passantes. Différences relatives par rapport à la référence.

La synthèse des résultats illustrés par la figure 1.5 et la table 1.3 montre qu'une résolution de 1 nm offre des performances suffisantes pour l'analyse spectrale des UV solaires.

1.1.5 Conclusion

Nous avons donc défini un premier ensemble de spécificités indispensables pour la caractérisation spectrale du rayonnement UV efficace, résumées dans la table 1.4. Cette brève analyse pourrait être complétée en examinant les critères requis pour la caractérisation des UV efficaces pour différents types d'organismes vivants. En effet, d'autres spectres d'actions privilégient davantage les courtes longueurs d'onde. Dans ce cas les critères de performances que nous avons définis deviendraient insuffisants. Tout au moins, cette étude montre les principales contraintes instrumentales propres à l'analyse spectrale du rayonnement ultraviolet solaire efficace pour l'érythème.

précision de la calibration en longueur d'onde	<0.05 nm
Dynamique	> 10 ⁵
résolution	< 1 nm
Taux de réjection de lumière parasite	> 10 ⁷

Table 1.4. Spécificités requises pour la caractérisation spectrale des UV.

1.2 Présentation de la chaîne de mesure

La chaîne de mesure peut être décomposée en trois parties: Le spectromètre, l'unité électronique qui le pilote, elle même assistée par un ordinateur sur lequel est installé un logiciel assurant la gestion des acquisitions.

1.2.1 Le spectromètre

Le rayonnement issu de toutes les directions (direct + diffus) de l'espace hémisphérique supérieur (ciel si l'horizon est dégagé) est intégré et homogénéisé par un premier élément appelé diffuseur. Il pénètre ensuite dans le double monochromateur par la fente d'entrée. Le rayonnement dispersé par le premier réseau est transmis dans le second monochromateur par une fente intermédiaire. Ce dispositif permet de filtrer en grande partie, le rayonnement issu des réflexions sur les parois du premier monochromateur, autrement dit la lumière parasite. Un moteur pas à pas assure la rotation d'une vis (vis mère) qui entraîne la rotation du premier réseau par l'intermédiaire d'un bras "sinus". Le couplage des 2 réseaux est obtenu par un cabestan. Enfin, un photomultiplicateur transforme l'énergie radiative des photons qui traversent la fente de sortie, en courant électrique. Le schéma suivant (figure 1.6) illustre les différents éléments qui constituent le spectromètre et la table 1.5 résume les principales spécificités de l'instrument.

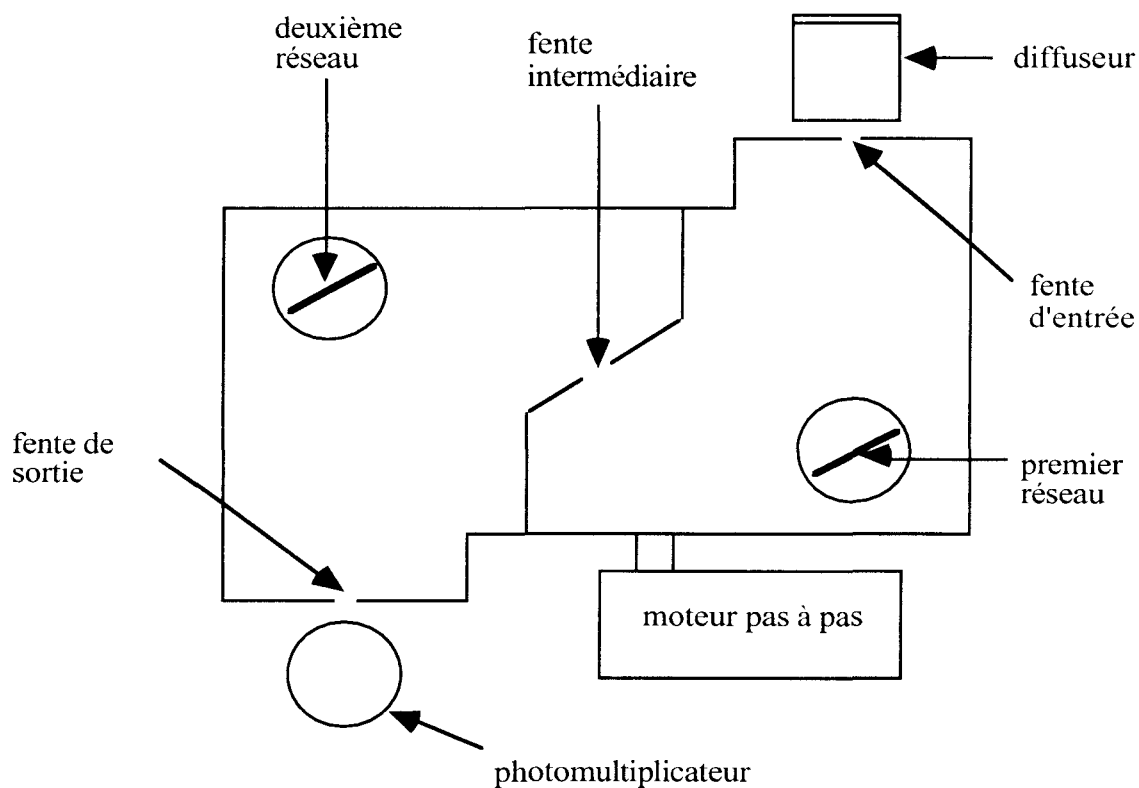


Figure 1.6. Schéma du spectromètre

Spectromètre	J&Y H10D
Réseaux holographiques concaves (30*30 mm)	2
blazés à	250 nm
nombre de traits/mm	1200
distance focale	100 mm
ouverture	f/3
Diffuseur Oriel	Quartz
moteur pas à pas	
pas le plus fin	0.05 nm
photomultiplicateur	Hamamatsu R4220

Table 1.5. Spécificités du spectromètre.

1.2.2 Le Spectralink

L'unité électronique Spectralink est un système modulaire capable de piloter plusieurs instruments. Le notre est équipé de quatre modules ou cartes. Le module haute tension applique une tension continue et stable entre la photocathode et l'anode du détecteur. Le module d'acquisition transmet le courant de sortie du photomultiplicateur à un convertisseur analogique-numérique. La carte moteur pilote la rotation des réseaux. Ces trois modules sont sous le contrôle de la carte mère qui sert d'interface avec l'ordinateur.

1.2.3 Le logiciel Spectramax

Cet outil informatique développé par Jobin et Yvon permet de piloter différents types de spectromètres. Il est également adapté à l'utilisation de différents types de détecteurs. Sa souplesse offre de multiples possibilités pour la programmation des acquisitions, permettant ainsi une quasi autonomie de notre station de surveillance des UV.

1.3 Caractérisation générale du spectromètre

Nous résumons ici les différentes étapes, nécessaires à la caractérisation de l'instrument, qui avait été menées par P. Wang [Wang, 1995]. Compte tenu des éventuelles modifications nécessitées par le remplacement ou l'optimisation de certains éléments, leur maîtrise est indispensable.

1.3.1 Qualité de l'échelle de longueur d'onde

P. Wang avait mené une étude préliminaire de la stabilité de l'échelle de longueur d'onde du spectromètre basée sur l'étude de la reproductibilité du positionnement des raies solaires (raies de Fraunhofer). Nous avons défini une procédure qui permet de caractériser la précision de l'échelle de longueur d'onde: celle-ci rend compte à la fois de la reproductibilité et des défauts

systematiques de l'échelle du spectromètre. Les résultats que nous présentons sont obtenus dans les conditions optimales d'utilisation de l'instrument, principalement lorsque la température de celui-ci est régulée (Cf chapitre 2). La précision que nous obtenons fixe donc une des limites d'utilisation de notre instrument.

Le bras sinus qui entraîne les réseaux permet d'obtenir une échelle de longueur d'onde dont le pas, relatif à chaque incrément de rotation du moteur, est constant. Cette échelle est donc linéaire et peut être simplement étalonnée à partir de la connaissance de la longueur d'onde associée à une seule position du moteur. Le logiciel Spectramax assure ensuite la correspondance des autres longueurs d'onde aux autres positions. Néanmoins, cette technique n'est pas sans inconvénient, notamment pour la caractérisation spectrale du domaine des UV-B qui exige un étalonnage en longueur d'onde très précis. En effet, les imperfections mécaniques attribuables par exemple, aux défauts d'usinage de la vis mère, aux écarts des distances focales à leurs valeurs nominales (100 mm pour notre instrument) et à la mobilité de certains éléments, limitent inévitablement les performances du spectromètre.

Nous allons donc décrire brièvement la procédure que nous avons choisi pour évaluer les performances de l'échelle de longueur d'onde (pour l'intégralité du domaine UV). La méthode consiste à explorer de manière itérative un grand nombre de spectres d'émission d'une lampe à mercure, afin de solliciter fortement les différentes pièces mobiles de l'instrument. La température de l'instrument a été stabilisée afin d'éviter toute modification liée aux effets de dilatation. La table 1.6a résume une acquisition de 40 spectres obtenus à partir d'une lampe à mercure. La première colonne correspond aux longueurs d'onde réelles de certaines transitions du mercure. Le premier spectre a été recalé sur la raie dont la position réelle est 404.66 nm (raie de référence). Ce spectre sert de référence pour tester la reproductibilité de l'échelle. On observe que celle-ci est de l'ordre +/- 0.02 nm sauf pour la raie de référence où les écarts atteignent +/- 0.08 nm. La valeur que nous avons porté en gras (table 1.6a, spectre 10, 253.65 nm) correspond apparemment à un positionnement aberrant en regard de l'excellente reproductibilité des autres spectres au niveau de cette raie. En effet, on conçoit difficilement a priori que l'erreur de reproductibilité n'existe que pour cette raie et soit sans répercussion sur la position des autres raies. De plus, notre expérience nous a montré que ce défaut instrumental (peu fréquent) se produit de manière tout à fait aléatoire. Ce défaut traduit plutôt une

imperfection mécanique qu'une erreur au niveau de la gestion des acquisitions (Spectralink ou Spectramax: erreur de comptage des pas moteur). Remarquons toutefois que la prise en compte de cette erreur instrumentale peu fréquente porterait la reproductibilité à ± 0.10 nm.

La table 1.6b permet d'évaluer les erreurs systématiques de l'échelle du spectromètre. Sont portées en deuxième colonne les positions moyennes obtenues à partir des acquisitions précédentes. La troisième colonne est obtenue en recalant toutes les positions moyennes (deuxième colonne) sur la raie de référence (404.66 nm). En comparant les positions ainsi obtenues aux positions réelles, on détermine les erreurs systématiques de positionnement des autres raies par rapport à la raie de référence. On note des écarts souvent inférieurs à 0.1 nm, sauf à 296.73 nm où l'écart est supérieur à 0.2 nm. Ce défaut est gênant puisqu'il se situe dans l'UV-B, domaine où les mesures solaires requièrent une excellente échelle de longueur d'onde. En ajoutant les écarts systématiques de l'ordre de ± 0.05 nm à l'incertitude liée à la reproductibilité de l'échelle, on obtient une précision globale de ± 0.15 nm.

La qualité de la calibration en longueur d'onde de notre spectromètre est donc légèrement inférieure à celle que nous avons proposé préalablement (± 0.05 nm). Néanmoins la reproductibilité de notre échelle permet d'envisager de tenir compte des erreurs systématiques (Cf chapitre 3 : section 3.3.1a) . Une solution plus radicale consisterait à améliorer les performances mécaniques de l'instrument en optimisant par exemple la précision de la vis mère du spectromètre.

positions réelles (nm)	Spectre 1 positions mesurées	Spectre 10 positions mesurées	spectre 20 positions mesurées	spectre 30 positions mesurées	spectre 40 positions mesurées	reproductibilité
253.65	253.59	253.49	253.60	253.59	253.58	± 0.01
289.36	289.30	289.28	289.29	289.30	289.29	± 0.01
296.73	296.45	296.43	296.45	296.48	296.46	± 0.02
334.15	334.19	334.20	334.18	334.22	334.21	± 0.02
365.02	365.05	365.05	365.04	365.07	365.04	± 0.02
404.66	404.66	404.52	404.56	404.68	404.63	± 0.08

Table 1.6a. Reproductibilité de l'échelle de longueur d'onde

positions réelles	positions moyennes mesurées	recalage des positions moyennes sur 404.66 nm	écarts relatifs moyens aux positions réelles après recalage
253.65	253.59	253.64	-0.01
289.36	289.29	289.34	-0.02
296.73	296.45	296.50	-0.23
334.15	334.20	334.25	+0.10
365.02	365.05	365.10	+0.08
404.66	404.61	404.66	0.00

Table 1.6b. Erreurs systématiques de l'échelle de longueur d'onde

1.3.2 Fonction fente

La fonction fente (fonction d'appareil) caractérise l'élargissement instrumental d'une radiation monochromatique. Elle est souvent caractérisée par sa largeur à mi-hauteur qui dépend de la dispersion linéaire du spectromètre et du jeu de fentes utilisé. La dispersion linéaire d'un double monochromateur H10D équipé de 2 réseaux concaves de densité 1200 traits/mm vaut typiquement 4 nm/mm [Jobin et Yvon]. En fixant la taille des fentes d'entrée et de sortie à 1 mm, la fonction d'appareil idéale est triangulaire et la largeur à mi-hauteur de 4 nm. L'écart à la forme triangulaire augmente en fonction de la taille de la fente intermédiaire. Par contre la largeur à mi-hauteur demeure quasi constante quelle que soit la taille de celle-ci. Les figures 1.7a et 1.7b illustrent l'évolution de la fonction d'appareil obtenue à partir de 2 raies lasers l'une à 336 nm et l'autre à 632 nm. Le jeu de fentes actuellement utilisé (0.1 mm: en entrée et en sortie, 1 mm en intermédiaire) devrait a priori conduire à une bande passante de 0.4 nm. Or on note une largeur à mi-hauteur de 0.6 nm pour ces deux longueurs d'onde. En fait, on doit également tenir compte d'un effet de dispersion suivant la hauteur de fente (ajustée à 8 mm). On observe des différences plus marquées au niveau des ailes (figure 1.7b). Les ailes représentent en fait un écart important à la forme triangulaire attribuable à de la lumière parasite qui n'est pas filtrée par la fente intermédiaire. Néanmoins la caractérisation de la fonction d'appareil permet difficilement d'accéder au fond continu de lumière parasite. En effet, comme

le maximum d'intensité relatif à chaque fonction d'appareil a été normalisé à l'unité (figures 1.7a et 1.7b), on s'attend à une valeur typique de 10^{-9} dans le cas d'un double monochromateur [Jobin et Yvon]. Or la dynamique du détecteur est inférieure à 10^{-9} : elle est donc insuffisante pour caractériser le fond continu de lumière parasite qui devient en fait négligeable par rapport au courant d'obscurité du photomultiplicateur. Nous proposerons ultérieurement (Cf chapitre 2) une méthode permettant de mesurer ce taux de réjection de lumière parasite.

Nous avons donc montré que la fonction d'appareil ou tout au moins la résolution de l'instrument varie peu dans la région comprise entre 336 nm et 632 nm. L'analyse des profils de raies obtenus à partir du spectre d'émission d'une lampe à mercure permettrait a priori une meilleure caractérisation des variations de la fonction d'appareil en fonction de la longueur d'onde. Or le spectre d'émission du mercure est constitué d'un grand nombre de transitions dont les longueurs d'onde se situent parfois sous le pouvoir de séparation de notre instrument (0.6 nm avec le jeu de fentes utilisé). Cet effet engendre dans un premier temps des profils de raies dont la largeur à mi-hauteur est supérieure à la bande passante réelle de l'instrument. De plus, les transitions apparemment bien isolées ne le sont en fait jamais suffisamment pour caractériser correctement les ailes de la fonction d'appareil. Dans le cadre des intercomparaisons instrumentales, la nécessité de ramener les différents spectres à la même résolution impose une caractérisation précise de la fonction fente de chaque instrument. De plus pour ne pas alourdir le traitement numérique, H. Slaper suppose que la fonction d'appareil ne dépend pas de la longueur d'onde. Les résultats que nous obtenons (figure 1.7a) confortent cette hypothèse et d'autant plus pour un domaine restreint aux radiations ultraviolettes.

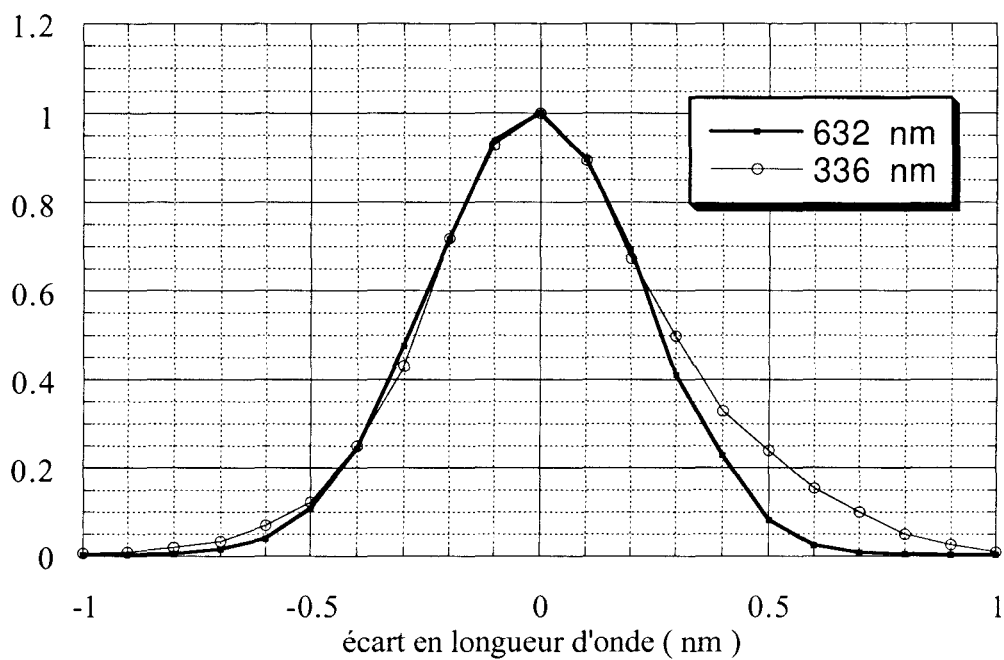


Figure 1.7a. Fonction fente mesurée pour 2 raies laser. Ligne épaisse: 336 nm.
Ligne fine: 632 nm

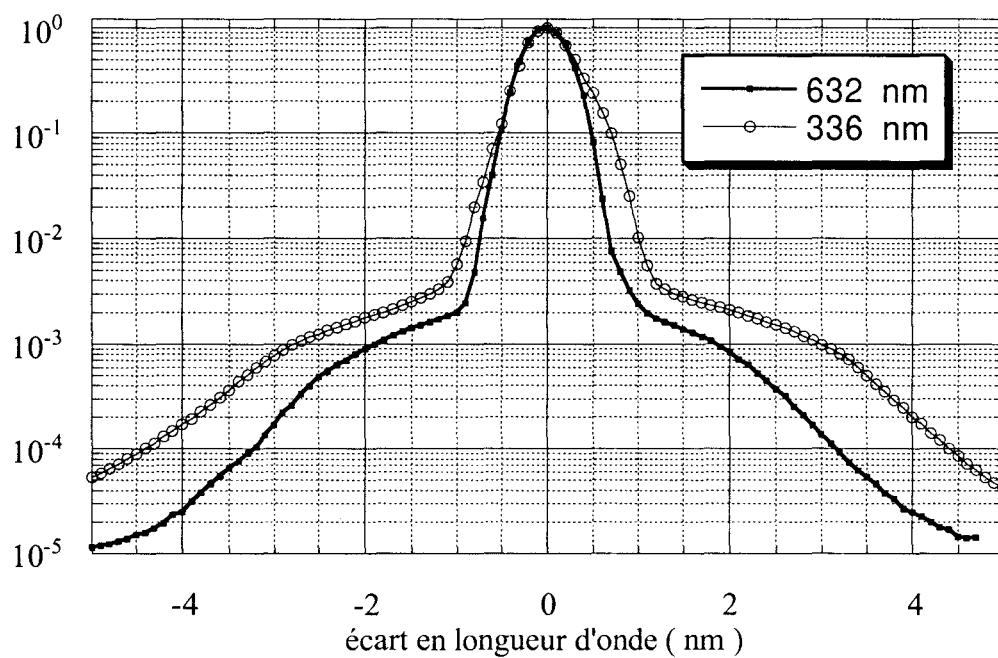


Figure 1.7b. même que 1.7a en échelle logarithmique.

1.3.3 Réponse angulaire

Le diffuseur placé devant la fente d'entrée du double monochromateur intègre le rayonnement provenant de toutes les directions du demi-espace supérieur. L'éclairement global au sol est la somme de l'éclairement direct (reçu de la direction du soleil) et de l'éclairement diffus (reçu de toutes les directions). L'éclairement diffus reçu par une surface plane s'exprime de la manière suivante:

$$E_{\text{diffus}} = 2\pi \int_0^1 L(\mu)\mu d\mu \quad (1.3)$$

avec E_{diffus} : éclairement diffus au sol

μ : cosinus de l'angle zénithal de la direction

$L(\mu)$: Luminance moyennée azimutalement dans la direction μ

Lorsqu'un flux directionnel rencontre un plan, l'éclairement reçu varie proportionnellement au cosinus de l'angle d'incidence. Cependant la surface réceptrice qui permet d'intégrer les intensités ou luminances propres à chaque direction, qu'il s'agisse d'une sphère intégratrice ou d'un diffuseur, ne respecte jamais tout à fait cette loi. La caractérisation de la réponse angulaire a pour objet de mesurer les écarts à la loi du cosinus. Celle-ci s'effectue en mesurant les variations de l'intensité d'un éclairement directionnel pour différents angles d'incidence (de -90 à +90 degrés: figure 1.8) que l'on compare ensuite à la réponse idéale, obtenue à partir de la mesure effectuée sous incidence normale pondérée par le cosinus de l'angle repérant la direction considérée.

La réponse angulaire est une limite instrumentale dont il faut tenir compte pour corriger les mesures (correction angulaire) lorsqu'elle atteint quelques pourcents.

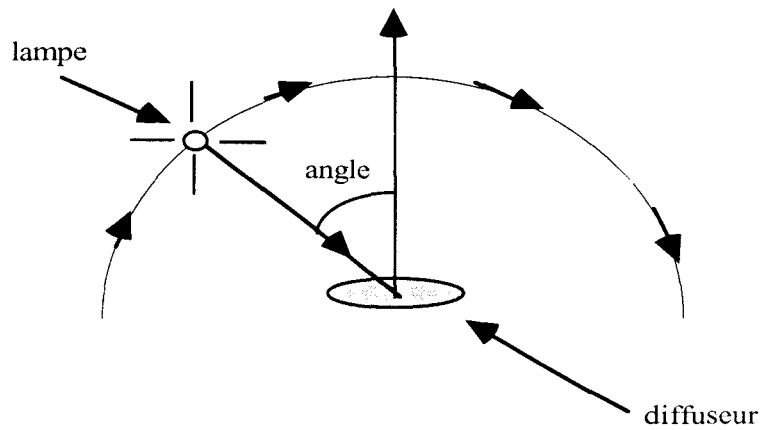


Figure 1.8. Dispositif expérimental permettant la caractérisation de la réponse angulaire. La lampe est montée sur un bras qui permet les variations de l'angle d'incidence du rayonnement (Angle sous lequel on voit le centre de la lampe depuis le centre du diffuseur et repéré par rapport à la normale de celui-ci).

La prise en compte de la réponse angulaire n'est pas triviale. En effet, l'éclairement efficace, c'est à dire la part du rayonnement réellement intégré par l'instrument, peut s'exprimer de la manière suivante :

$$E_{\text{mes}} = F_{\text{dir}} \cdot R(\mu_0) + 2\pi \cdot \int_0^1 L(\mu) R(\mu) \mu d\mu \quad (1.4)$$

- avec F_{dir} : Eclairement du rayonnement solaire direct
- μ_0 : cosinus de l'angle solaire zénithal
- $R(\mu)$: réponse angulaire dans la direction (μ)

L'équation 1.4, montre que la correction angulaire de l'éclairement mesuré nécessite non seulement la connaissance de la réponse angulaire $R(\mu)$, mais aussi de la distribution angulaire $L(\mu)$ du rayonnement qui n'est pas accessible de par la nature intégratrice de l'instrument. L'utilisation de modèles peut permettre d'accéder à cette information, sous réserve de connaître précisément la nature et la quantité des différentes espèces présentes dans l'atmosphère [Green et al, 1980]. Une solution plus simple consiste à supposer que le rayonnement diffus est

isotrope mais nécessite toutefois la connaissance de la contribution de l'éclairement direct (ou diffus) à l'éclairement global. L'équation 1.4 se transforme alors en:

$$E_{\text{mes}} = F_{\text{dir}} \cdot R(\mu_0) + F_{\text{diffus}} \cdot D \quad (1.5)$$

avec: $F_{\text{diffus}} = \pi \cdot L$
 (L ne dépend plus de la direction)

et $D = 2 \int_0^1 R(\mu) \mu d\mu$

Remarquons que le facteur D représente une caractéristique du diffuseur qui correspond à la part du rayonnement diffus (dans le cas où il est isotrope) réellement intégré par le diffuseur. Ce facteur traduit donc l'écart à la loi du cosinus du diffuseur pour le rayonnement diffus. Si l'on considère l'isotropie du rayonnement diffus, la correction angulaire ne dépend que du rapport entre l'éclairement direct et l'éclairement diffus, et de la réponse angulaire de l'instrument. Toutefois le rapport direct/diffus dépend de l'état de l'atmosphère, de l'angle solaire zénithal et de la longueur d'onde. Nous proposons une simplification supplémentaire afin que la correction angulaire soit la même quel que soit l'état de l'atmosphère et soit indépendante de la longueur d'onde. Nous détaillerons dans la suite la méthode que nous avons utilisée et justifions également simplicité.

De toute évidence, la correction s'impose d'autant plus que les écarts à la réponse idéale augmentent, mais dans ce cas, les incertitudes portant sur la correction (simplifiée) croissent également. Ainsi les imperfections du premier élément de la chaîne de mesure limitent la précision des mesures, son choix est donc déterminant. La caractérisation du diffuseur actuellement utilisé avait été conduite par P. Wang en septembre 1994 à l'IASB. Le rapport de la campagne de Garmisch [Gardiner and Kirsch, 1995] présente en annexe la réponse de 7 autres instruments européens. Cette comparaison permet de considérer que la qualité de notre diffuseur est suffisante. Depuis l'instrument a été placé dans un caisson, pour qu'il soit utilisable quelles que soient les conditions météorologiques. Cette modification a nécessité d'ajouter un dôme en quartz devant le diffuseur. Nous avons vérifié en juillet 1995 que cet

élément ne modifiait pas la qualité de la réponse angulaire de l'instrument. Comme P. Wang, nous l'avons caractérisée suivant 2 diamètres et confirmé une légère dépendance suivant l'angle azimutal [Wang, 1995]. De plus, nous avons également montré une faible sensibilité à la longueur d'onde (figure 1.9).

Enfin, on peut prévoir un prochain contrôle de la réponse car il n'est pas exclu d'observer au cours du temps certaines modifications en raison du vieillissement des matériaux.

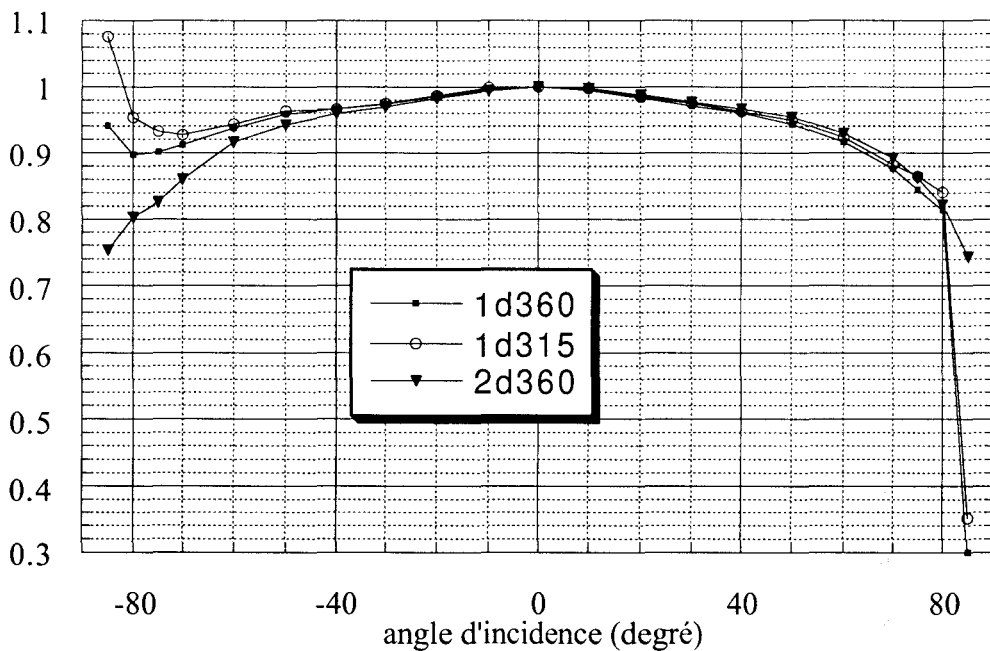


Figure 1.9. Réponse angulaire: écarts relatifs à la réponse idéale. 1d360, 2d360: pour deux diamètres correspondant à des azimuts différent de 90 degrés à 360 nm. 1d315: premier diamètre à 315 nm.

Nous exposons maintenant la méthode que nous avons choisie pour le calcul de la correction angulaire du diffuseur. Les mesures du rapport entre l'éclairement diffus et l'éclairement global effectuées par Grainger et al [1993], à partir d'un instrument de type Robertson Berger (équipé d'un montage permettant de séparer les deux types d'éclairement), sont présentées par la figure 1.10.

Le rapport est indépendant de la longueur d'onde puisque cet instrument intègre le rayonnement UV suivant sa réponse spectrale proche de celle de l'érythème. Ensuite, nous comparons les résultats à la modélisation des variations spectrales du rapport diffus/global en fonction de la longueur d'onde et de la turbidité de l'atmosphère (figure 1.11).

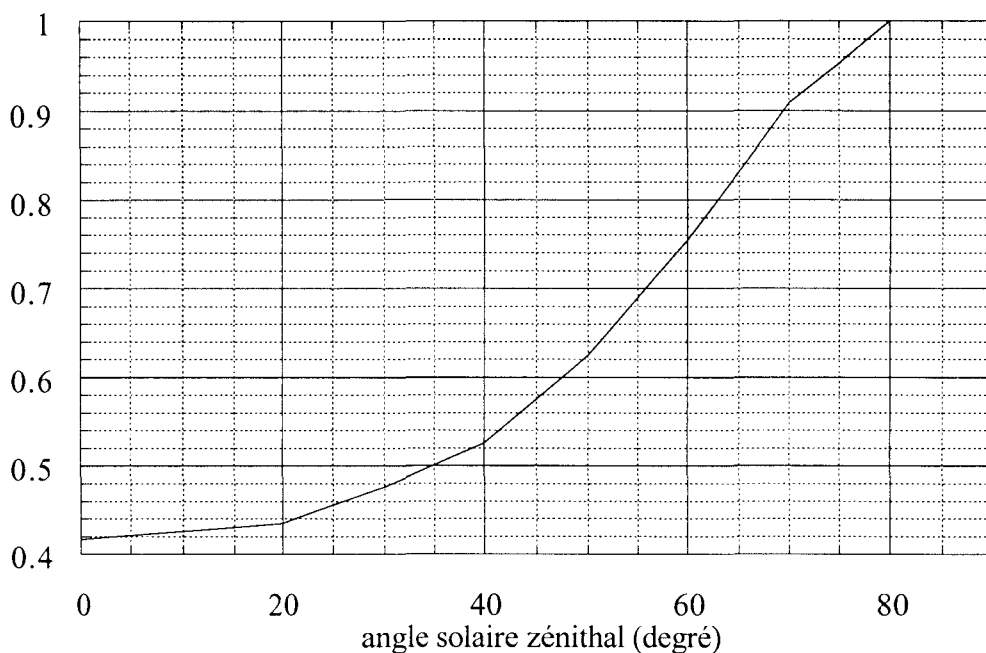


Figure 1.10. Rapport entre l'éclairement diffus et l'éclairement global mesuré par un instrument de type Robertson Berger

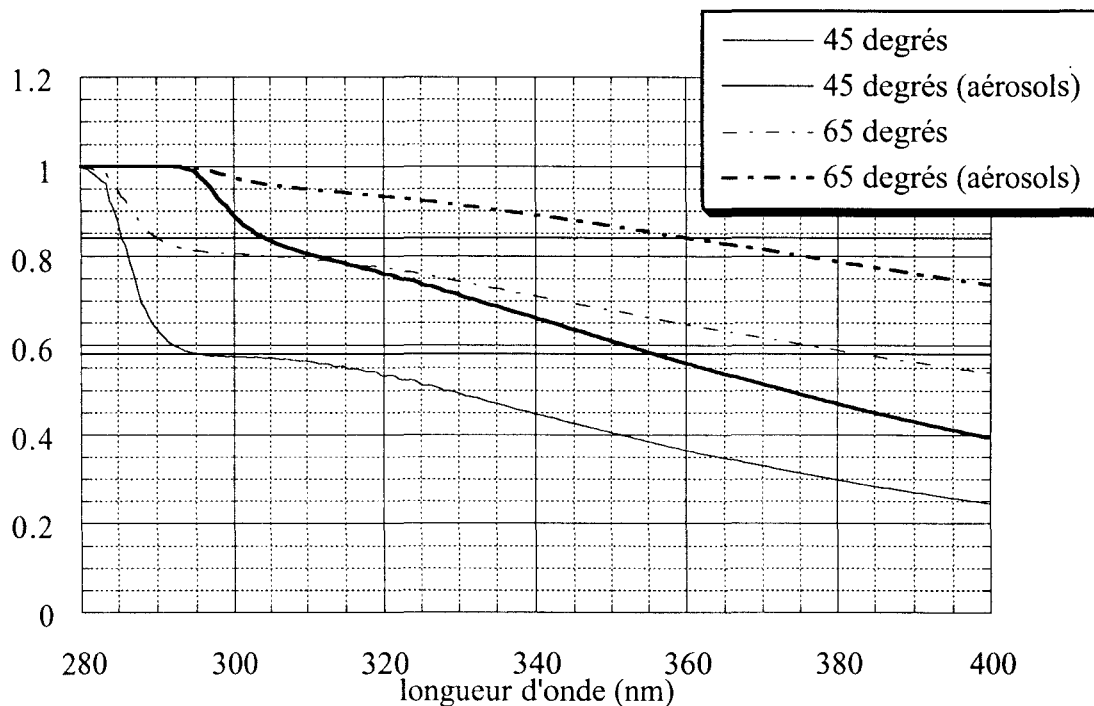


Figure 1.11. Modélisation du rapport diffus/global en fonction de la longueur d'onde pour deux angles solaires zénithaux (45 et 65 degrés), avec et sans aérosols (aérosols : forte turbidité). Comparaison avec les mesures présentées par la figure 1.10 (diffus/global, à 45 degrés : 58%, à 65 degrés : 84 %).

Le calcul de la correction angulaire effectué en supposant l'isotropie du rayonnement diffus et les rapports diffus/global mesurés par Grainger et al, est présenté par la figure 1.12. Des comparaisons entre les calculs effectués pour différentes longueurs d'onde pour différents modèles d'atmosphère (résultats présentés par la figure 1.11), et de la méthode simplifiée conduisent à des écarts inférieurs à 1% sur la détermination de l'intensité du rayonnement UV. Nous justifions ainsi la validité de notre méthode simplifiée, également la nécessité de corriger nos mesures puisque la correction moyenne est de l'ordre de 5% (45 degrés). Des simulations effectuées en tenant compte de l'anisotropie du rayonnement diffus, montrent que l'incertitude portant sur le calcul de l'intensité du rayonnement UV corrigée en supposant l'isotropie, est également inférieure à 1%. L'incertitude liée à la simplicité de notre correction est faible en comparaison de l'incertitude portant sur le rapport diffus/global (figure 1.11), ceci grâce à la qualité de la réponse angulaire de notre instrument.

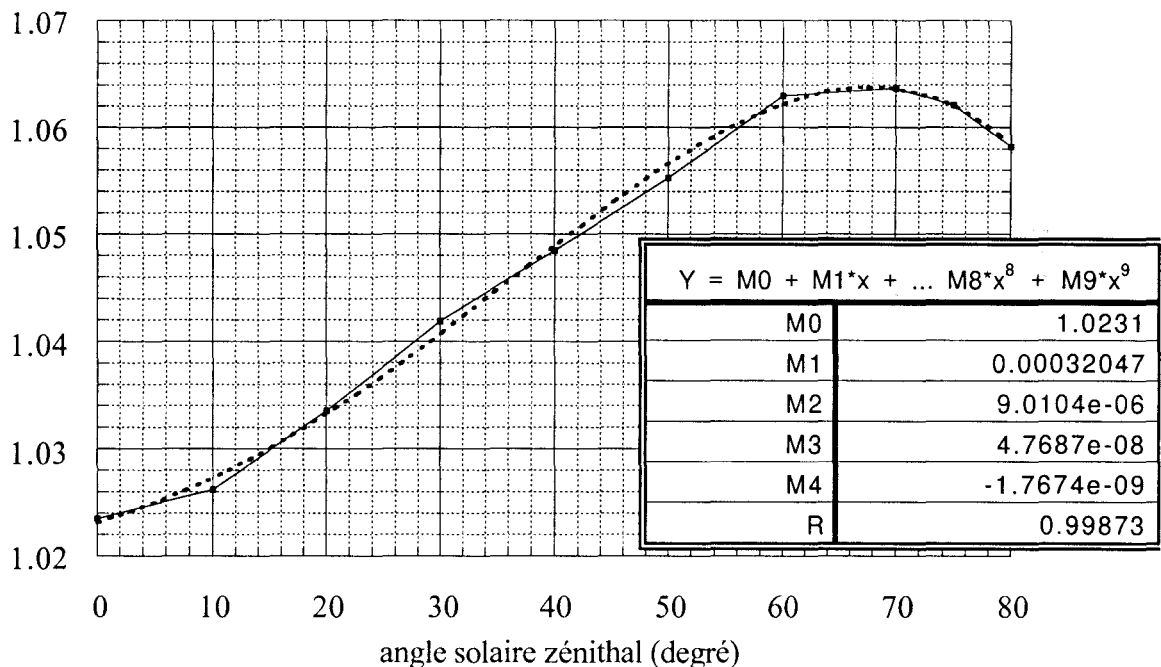


Figure 1.12. Correction angulaire simplifiée (indépendante de la longueur d'onde et de l'état de l'atmosphère). Ajustement selon la méthode des moindres carrés à une fonction polynomiale de degré 4.

1.4 Etalonnage

Après avoir exposé les principales étapes propres à la caractérisation du spectromètre, nous allons maintenant présenter la technique d'étalonnage, qui permet donc de l'utiliser comme spectroradiomètre.

Le rayonnement qui parvient au niveau de la fente de sortie du spectromètre est converti en courant électrique par le photomultiplicateur, puis transformé en compte numérique par la carte d'acquisition. La procédure utilisée pour l'étalonnage suppose que les comptes numériques acquis sont proportionnels à l'intensité du rayonnement. L'exploration préalable du spectre d'émission d'une source dont l'intensité est connue quelle que soit la longueur d'onde, doit permettre ensuite de caractériser une source inconnue (équation 1.6)

$$E(\lambda) = S_r(\lambda) * E_c(\lambda) / S_c(\lambda) \quad (1.6)$$

avec: $E(\lambda)$: Intensité du signal inconnu en unité absolue (W/m²/nm)
 $S_r(\lambda)$: Intensité du signal inconnu en unité arbitraire (compte numérique)
 $E_c(\lambda)$: Intensité de l'éclairement de la source connue en unité absolue (W/m²/nm)
 $S_c(\lambda)$: Intensité du signal de la source connue en compte numérique

ou encore: $E(\lambda) = S_r(\lambda) * C(\lambda)$

$C(\lambda)$ représente les variations du coefficient d'étalonnage de l'instrument en fonction de la longueur d'onde.

Les lampes de type FEL 1000W étalonnées à partir d'un étalon primaire font partie des sources fréquemment utilisées. Le NIST (National Institute of Standards and Technologies) étalonne un spectroradiomètre à partir d'un rayonnement synchrotronique et le PTB à partir d'un corps noir étalon. Cet instrument permet ensuite d'étalonner des lampes triées pour leur stabilité. Il est possible de se procurer des lampes étalonnées au NIST, mais aussi, à meilleur

prix chez d'autres fournisseurs comme Oriel qui étalonnent plusieurs lampes à partir de celles qu'ils achètent au NIST à l'aide de leurs propres instruments. Néanmoins, les incertitudes des tabulations de leur éclairage augmentent en raison de l'addition des incertitudes de transfert propres à l'étalonnage des différents instruments. Compte tenu du coût élevé des lampes du NIST et de la nécessité d'utiliser plusieurs lampes lors de l'étalonnage de l'instrument, nous avons fait l'acquisition de 2 lampes Oriel.

Un certificat d'étalonnage fournit pour chaque lampe une tabulation de la distribution spectrale de son intensité. La qualité de l'étalonnage d'un autre instrument dépend de la précision à reproduire les différents paramètres propres à l'étalonnage de la lampe utilisée, par exemple la position relative des éléments et le courant d'alimentation.

L'intensité du rayonnement solaire ultraviolet (au sol) diffère souvent de 1 à 2 ordres de grandeurs à celui des lampes étalons que nous utilisons. Pour le domaine des UV-A l'intensité solaire est plus importante. Au contraire, pour le domaine des UV-B, notamment aux courtes longueurs d'onde, celle de la lampe est fréquemment supérieure. La technique utilisée pour l'étalonnage suppose donc a priori d'avoir un détecteur linéaire dans une large gamme dynamique. P. Wang avait contrôlé la linéarité du photomultiplicateur, en faisant varier la position de la lampe. Néanmoins, cette méthode ne permet pas de la caractériser pour une gamme dynamique suffisante. Nous proposerons au cours du chapitre 2, une autre méthode permettant d'améliorer la caractérisation de la linéarité.

1.5 Conclusion

L'analyse des contraintes propres à la métrologie des UV solaire nous a permis de justifier les choix qui définissent le concept général des instruments le plus souvent utilisés dans ce domaine d'activité. La présentation des principales étapes de la caractérisation de l'instrument nous permet maintenant d'aborder les points importants du développement visant à l'optimisation de la fiabilité et de la reproductibilité des étalonnages.

DEUXIEME CHAPITRE

DÉVELOPPEMENT ET
OPTIMISATION DE L'INSTRUMENT

La qualité des mesures acquises par un spectroradiomètre dépend essentiellement de la fiabilité de son étalonnage. En premier lieu l'étalonnage de l'instrument doit être reproductible. En effet, la pertinence de l'analyse des variations d'intensité des UV solaires mesurées au cours du temps, pour un site particulier, dépend principalement de la reproductibilité de l'échelle radiométrique de l'instrument. Ensuite dans le cadre des réseaux de surveillance, les mesures acquises par les différentes stations ne sont comparables que si tous les instruments sont calés sur la même échelle. Enfin celle-ci doit être compatible avec le système d'unité international (MKS) afin que les mesures soient utilisables par l'ensemble de la communauté scientifique, par exemple par les médecins pour la détermination des doses érythémales.

Or les 5 intercomparaisons instrumentales européennes (Panorama 1990 et 1991, Garmisch 1993, Ispra 1995, Thessalonique 1997) montrent des difficultés instrumentales qui concernent à la fois la stabilité des instruments et la cohérence de leurs échelles radiométriques. Même si l'accord entre les différents instruments s'améliore, il est encore délicat de définir un standard pour les mesures spectrales des UV solaires.

Au cours de ce deuxième chapitre, nous exposerons les différentes étapes qui ont permis d'améliorer la stabilité de l'instrument. Nous avons d'abord optimisé la stabilité optique du spectromètre puis celle du détecteur en respectant les critères de performances que nous avons définis au premier chapitre. Rappelons en effet que la stabilité du concept instrumental adopté par la plupart des équipes est a priori compromise notamment en raison de la complexité du système optique (double monochromateur) et du type de détecteur utilisé (photomultiplicateur).

Enfin, la dernière partie s'attache à l'amélioration de l'étalonnage absolu de l'instrument. Nous présentons également une étude des principales sources d'écarts possible à l'échelle radiométrique absolue.

2.1 Optimisation de la stabilité optique de l'instrument.

Au cours des premiers étalonnages, l'instrument manifestait une instabilité très importante. En effet, les différents spectres successivement acquis à partir d'une lampe étalon n'étaient pas reproductibles (figures 2.1a et 2.1b).

De nombreux tests ont finalement démontré que cet effet était lié à l'élévation de température de l'instrument, provoquée par la chaleur des lampes étalons, ceci nous a donc amené à isoler le spectromètre dans un caisson régulé en température. De plus, du fait des limites de notre système de régulation en température, nous avons également réduit la sensibilité de l'instrument à la température en augmentant la taille de la fente intermédiaire. Néanmoins, le taux de lumière parasite augmente et nous avons donc choisi un compromis que nous discuterons. Cette étape du développement de l'instrument est appuyée par une étude théorique de la stabilité du double monochromateur et nous a permis par ailleurs de définir un protocole de réglage du parallélisme des réseaux, autrement dit d'une procédure permettant de contrôler régulièrement la stabilité optique du spectromètre.

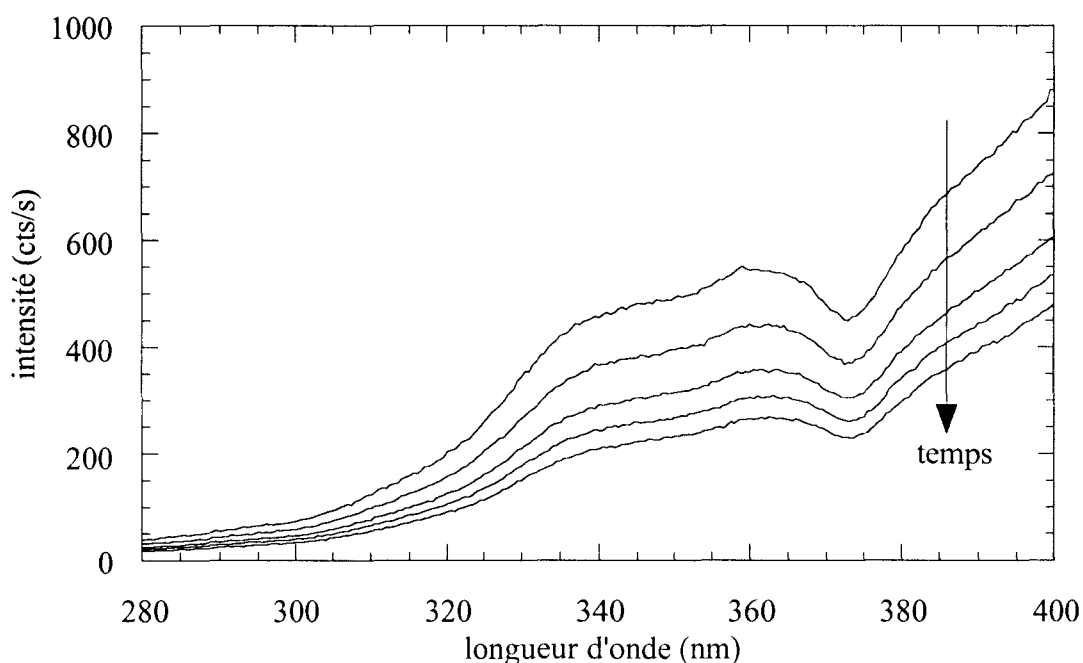


Figure 2.1a . Evolution du signal acquis par l'instrument (unité relative: cts/s) à partir d'une lampe stable. Intervalle de temps entre chaque acquisition présentée: 20 mn.

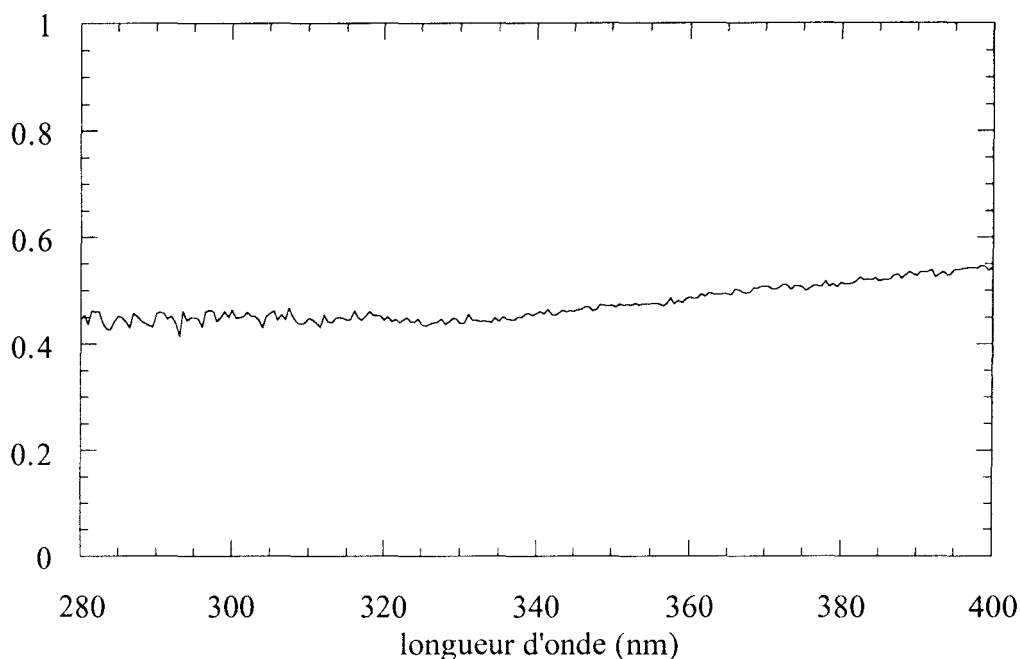


Figure 2.1b . Rapport entre le spectre acquis à $t=80$ mn et le spectre acquis à $t=0$.

2.1.1 Sensibilité à la température. Mise en évidence

P. Wang avait pressenti la nécessité de réguler le spectromètre en température. En effet, il avait attribué les décalages de l'échelle de longueur d'onde de l'instrument (mis en évidence par une modification des positions des raies de Fraunhofer à l'occasion de mesures sur le toit du bâtiment de physique de l'USTL) à une dépendance aux variations de température de la journée. Pourtant les spectres acquis à partir des lampes étalons (lors des étalonnages à l'IASB) étaient tout à fait reproductibles [Wang, 1995]. Lorsque j'ai pris la suite du travail de P. Wang, la configuration de l'instrument a été modifiée pour améliorer la résolution en prévision de l'intercomparaison instrumentale d'Ispra (mai 1995). En effet celle-ci devait être inférieure à 1 nm et le jeu de fentes utilisé jusque là (0.25, 0.5, 0.25 mm, respectivement fente d'entrée, fente intermédiaire et fente de sortie) conduisait à une bande passante de 1.4 nm. Le jeu de fente a donc été remplacé (0.1, 0.25, 0.1 mm). Cette configuration confère au spectromètre une résolution de 0.6 nm. Nous montrerons dans la suite que l'instabilité de l'instrument illustrée par la figure 2.1 est en fait liée à la réduction de la fente intermédiaire.

Avant de parvenir à la compréhension des effets qui compromettent la stabilité de l'instrument, nous avons envisagé l'éventualité de la dilatation de la fente d'entrée en raison de la chaleur produite par les lampes étalons. Cette hypothèse a été écartée en constatant que la figure de diffraction d'une fente (identique à celle placée à l'entrée du spectromètre) sur des films photographiques, obtenue à partir d'un laser, n'évoluait pas de façon notable pour des variations de température de l'ordre de 50 degrés.

Les résultats de l'étude théorique que nous allons présenter dans la suite, concernant la sensibilité à la température de l'instrument pour différentes largeurs de la fente intermédiaire, seront validés expérimentalement. En premier lieu, on comprend que toute modification de la température entraîne une contraction ou dilatation du système de cabestan (figure 2.2a) qui provoque une modification du parallélisme des 2 réseaux. Nous montrerons qu'elle engendre à la fois une translation de l'échelle de longueur d'onde du spectromètre, ce qui confirme les hypothèses de P.Wang, et une variation de la sensibilité de l'instrument.

2.1.2 Étude théorique du double monochromateur.

2.1.2.a Principe optique du double monochromateur

Le double monochromateur H10D J&Y est équipé de 2 réseaux holographiques concaves couplés par un système de cabestan (figure 2.2a). Les deux monochromateurs sont isolés par des baffles de couleur noire afin d'optimiser le taux de réjection de lumière parasite. Les trois fentes sont positionnées à la distance focale des réseaux. Le montage du H10D est additif. C'est pourquoi les deux monochromateurs sont symétriques par rapport au centre de la fente intermédiaire. Les deux réseaux doivent donc être parallèles. Le réglage du parallélisme est obtenu au moyen d'une vis qui permet d'ajuster la tension du câble de couplage des 2 réseaux. A titre indicatif, dans le cas d'un montage soustractif, les 2 monochromateurs sont symétriques par rapport au plan de la fente intermédiaire. Les deux réseaux ne sont donc plus parallèles et tournent chacun dans un sens différent. La majorité des scientifiques qui effectuent des mesures spectrales des UV solaires, utilisent le montage additif, probablement en raison de la complexité du montage soustractif qui nécessite 2 moteurs indépendants pour la rotation des réseaux,

puisqu'il tournent chacun dans un sens différent (figure 2.2b). Néanmoins ce montage optimise le taux de réjection de lumière parasite [Jobin et Yvon].

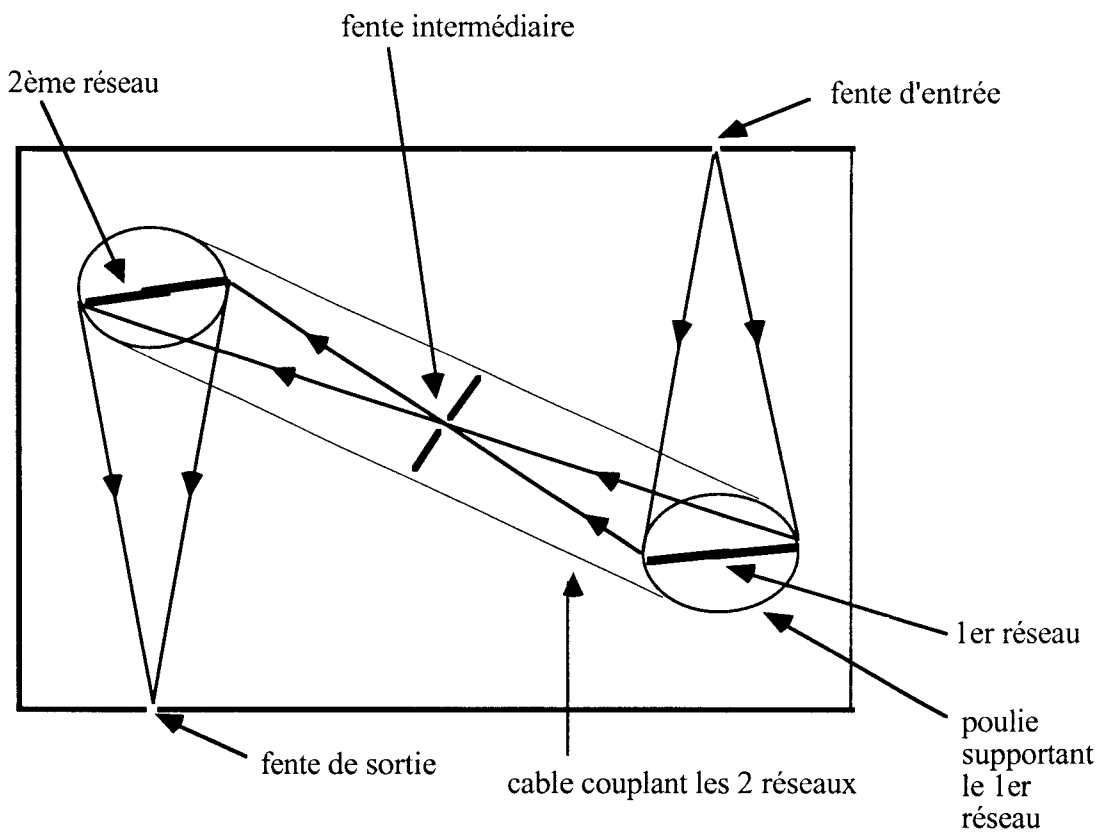


Figure 2.2a. Principe optique du double monochromateur (montage additif)

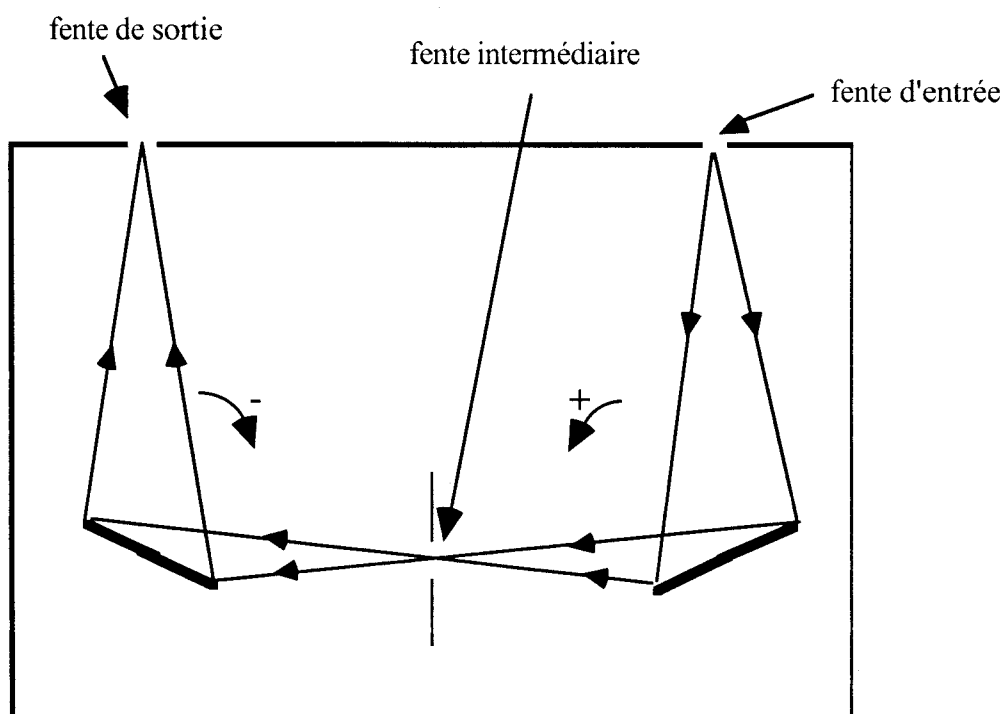


Figure 2.2b. même que 2.2a (montage soustractif).

2.1.2.b Équations de base de la dispersion

L'équation de la diffraction dans le cas d'un simple monochromateur, s'exprime de la manière suivante:

$$\sin \alpha + \sin \beta = 10^{-6} \cdot K \cdot n \cdot \lambda \quad (2.1)$$

avec α : angle d'incidence

β : angle de diffraction

K : ordre de diffraction

n : densité du réseau (nombre de traits par mm)

λ : longueur d'onde en nm

D_v : angle de déviation (Constant puisque la position des fentes est fixe)

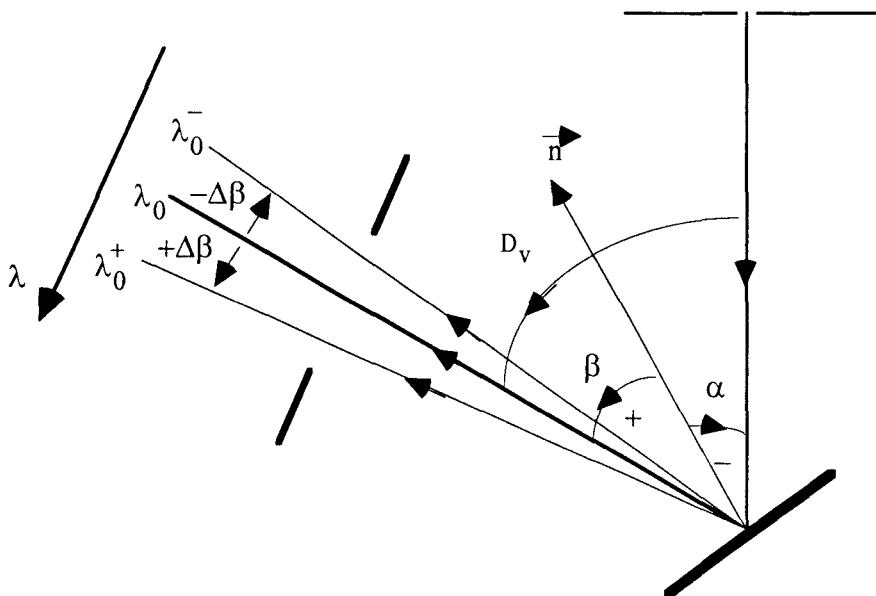


Figure 2.3 . Marche de rayons de longueurs d'onde différentes (λ_0^- , λ_0 , λ_0^+) et passant par le centre du réseau (ordre positif)

Cette équation est obtenue en calculant la différence de chemin optique à l'infini entre deux rayons diffractés. On calcule ensuite les conditions pour lesquelles on obtient des interférences

constructives autrement dit lorsque la différence de marche vaut $2K\pi$. De plus, cette équation obtenue à partir d'un réseau plan est tout à fait transposable dans le cas d'un réseau concave. Une caractéristique importante de ce type de réseau est la dispersion angulaire. Par exemple pour la fente de sortie on a:

$$d\beta/d\lambda = K \cdot n \cdot 10^{-6} / \cos\beta \quad \text{en rad/nm} \quad (2.2)$$

L'utilisation de la distance focale du réseau concave conduit à la dispersion linéaire:

$$d\lambda/dx = 10^6 \cdot \cos\beta / (K \cdot n \cdot L_b) \quad \text{en nm/mm} \quad (2.3)$$

avec L_b : distance focale en mm

dx : largeur de la fente en mm

Ainsi, pour un monochromateur, si l'on suppose que la fente d'entrée est infiniment fine, l'équation 2.3 montre que chaque point situé dans le plan de la fente de sortie correspond en fait à une source ponctuelle monochromatique. Si l'ordre de dispersion est positif, la longueur d'onde évolue dans le même sens que l'angle β dont le signe est repéré par rapport au sens trigonométrique (figure 2.3).

La dispersion linéaire d'un simple monochromateur de distance focale 100 mm et d'une densité de 1200 traits/mm (caractéristique propre à notre instrument) vaut donc environ 8 nm/mm.

2.1.2c Application au double monochromateur

Un double monochromateur disperse deux fois le rayonnement. Pour le montage additif, les dispersions angulaires propres à chaque monochromateur s'ajoutent et la dispersion angulaire est deux fois plus importante que celle de chaque monochromateur: dans le cas d'un H10D (densité des réseaux: 1200 traits/mm) la dispersion linéaire vaut donc environ 4 nm/mm.

Dans le cas d'un double monochromateur la fente intermédiaire représente à la fois la fente de

sortie du premier monochromateur et la fente d'entrée du deuxième monochromateur. On note α l'angle formé par le rayon issu du centre de la fente d'entrée qui atteint le centre du premier réseau et la normale au réseau, et β l'angle formé par le rayon issu du centre du premier réseau qui atteint le centre de la fente intermédiaire et la normale au réseau. On repère de la même manière les angles α' et β' du deuxième monochromateur.

Pour qu'une radiation de longueur d'onde λ parvienne au niveau de la fente de sortie l'équation 2.1 doit être satisfaite à la fois pour les deux monochromateurs.

$$\sin\alpha + \sin\beta = C\lambda \quad (2.4a)$$

et $\sin\alpha' + \sin\beta' = C\lambda \quad (2.4b)$

avec $C = 10^{-6} \cdot K \cdot n$

Si toutes les fentes sont infiniment fines, pour une longueur d'onde donnée, l'unique solution est : $\alpha=\alpha'$ et $\beta=\beta'$. Dans ce cas, on comprend que les 2 réseaux doivent être rigoureusement parallèles (figure 2.4).

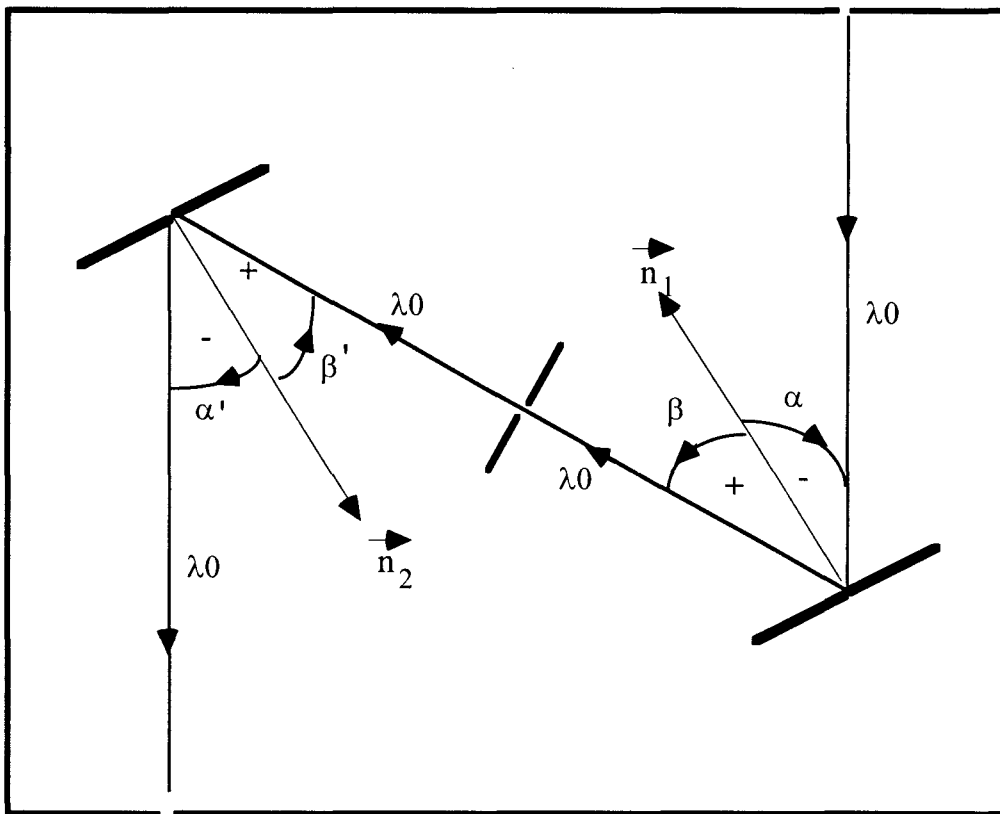


Figure 2.4 . Marche des rayons passant par le centre de chaque réseau.

Si l'on prend en compte la taille de la fente de sortie (la fente d'entrée reste infiniment fine) et pour une position donnée des réseaux (α constant), plusieurs longueurs d'onde parviennent au niveau du détecteur à condition d'élargir également la fente intermédiaire. Nous nous plaçons toujours dans le cas où les 2 réseaux sont rigoureusement parallèles. La différentiation des équations 2.4a et 2.4b donne :

$$\cos\beta \cdot d\beta = C d\lambda \quad (2.5a)$$

$$\cos\alpha' \cdot d\alpha' + \cos\beta' \cdot d\beta' = C d\lambda \quad (2.5b)$$

Or : $\alpha = \alpha'$ et $\beta = \beta'$

et $d\beta' = -d\beta$ (figure 2.5)

L'égalité des deux équations conduit donc à :

$$\cos(\alpha) d\alpha' = 2 \cos\beta d\beta \quad (2.6)$$

Rappelons que la dispersion angulaire suivant la fente intermédiaire s'exprime :

$$d\beta/d\lambda = C/\cos\beta \quad (2.7)$$

En reportant 2.7 dans 2.6) on obtient alors :

$$d\alpha'/d\lambda = 2C/\cos\alpha \quad (2.8)$$

Cette relation représente la dispersion angulaire obtenue pour la fente sortie qui est bien 2 fois plus importante que pour un simple monochromateur; comme le montage est symétrique, elle est la même suivant la fente d'entrée. Nous avons donc montré qu'un intervalle spectral dont la largeur dépend de la taille de la fente de sortie parvient au niveau du détecteur pourvu que la taille de la fente intermédiaire soit suffisante pour permettre le passage des longueurs d'onde concernées vers le deuxième monochromateur.

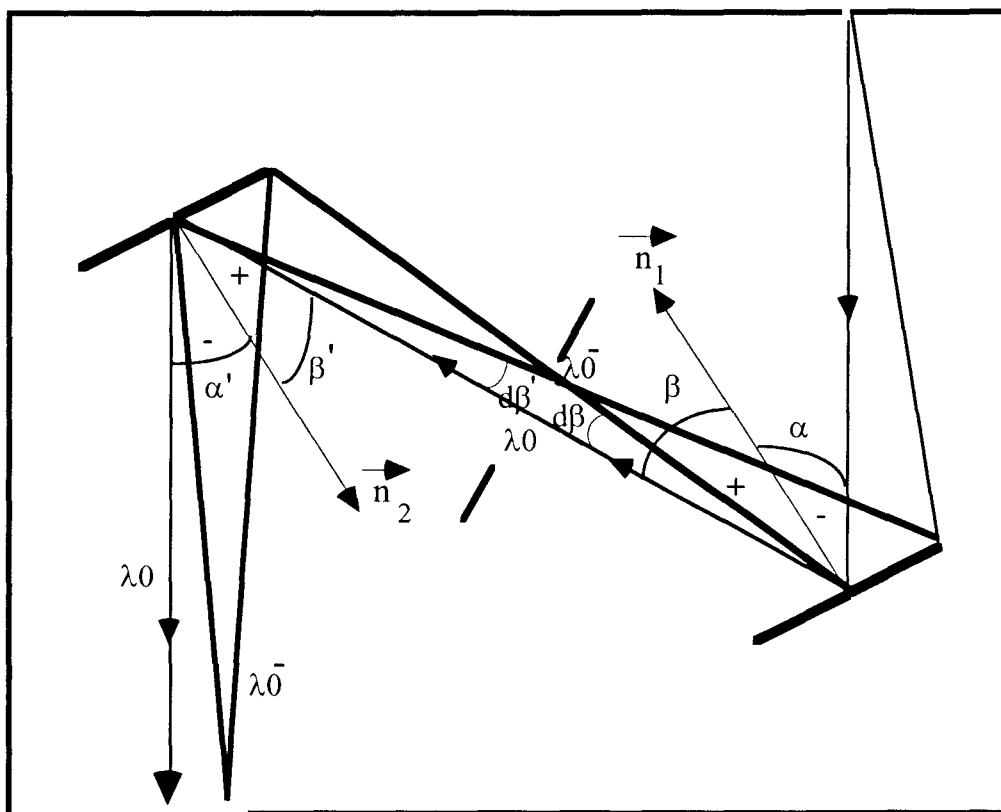


Figure 2.5 . Marche de rayons de différentes longueurs d'ondes atteignant la fente de sortie

A titre indicatif, pour un montage soustractif, la dispersion angulaire est nulle car le rayonnement dispersé par le premier monochromateur se recombine par l'intermédiaire du deuxième sur la fente de sortie et seule la fente intermédiaire limite le domaine spectral exploré.

2.1.2d Déréglage des réseaux

Nous examinons maintenant le cas où les réseaux ne sont plus rigoureusement parallèles. Dans ces conditions, nous avons déjà vu que si les 3 fentes sont infiniment fines, l'équation (2.1) ne peut jamais être satisfaite simultanément pour les 2 monochromateurs. Par contre nous allons montrer que l'élargissement de la fente intermédiaire permet de rendre compatible l'équation (2.1) pour les deux monochromateurs, mais pour une longueur d'onde λ_0' différente de celle obtenue lorsque les deux réseaux sont parfaitement parallèles.

On note $\Delta\varepsilon$ l'écart au parallélisme rigoureux du second réseau. On obtient alors:

$$\alpha' = \alpha + \Delta\varepsilon$$

et $\beta' = \beta - \Delta\varepsilon$ pour le rayon issu du centre de la fente intermédiaire

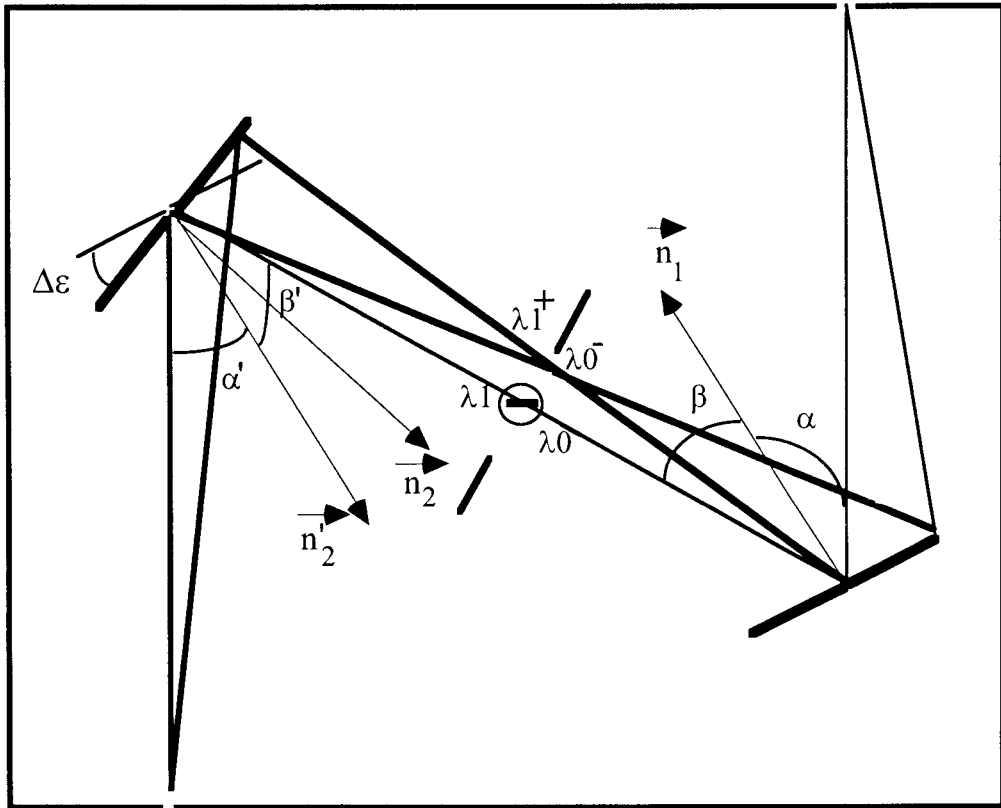


Figure 2.6 Marche des rayons dans le cas où les réseaux ne sont plus parallèles. Le rayon passant par le centre de la fente intermédiaire est fictif puisque la longueur d'onde change.

On appelle λ_0 la longueur d'onde d'un rayon diffracté par le premier réseau et passant par le centre de la fente intermédiaire, λ_1 la longueur d'onde d'un rayon issu du centre de la fente intermédiaire, diffracté par le deuxième réseau et passant par le centre de la fente de sortie, et $\Delta\lambda$ l'écart entre ces deux longueurs d'onde ($\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$). Les longueurs d'onde diffractées par les deux monochromateurs sont différentes au niveau du centre de la fente intermédiaire mais il existe des points différents pour lesquels l'écart entre les longueurs d'onde λ_0' et λ_1' diffractées par chaque monochromateur est inférieur à $\Delta\lambda$. Prenons l'exemple où $\Delta\lambda < 0$. La longueur d'onde du rayon diffracté par le premier réseau qui atteint un point de la fente intermédiaire tel que l'angle β diminue ($\Delta\beta < 0$), est inférieure à λ_0 (figure 2.6). Inversement, la longueur d'onde du rayon diffracté par le deuxième réseau et issu du même point, est supérieure

à λ_1 ($\Delta\beta' = -\Delta\beta$). Ainsi dans un premier temps lorsque β diminue $\Delta\lambda$ diminue également et d'ailleurs il existe un angle $\Delta\beta$ pour lequel $\Delta\lambda$ s'annule. On comprend donc qu'il existe un point de la fente intermédiaire différent de son centre pour lequel les longueurs d'onde dispersées par chaque monochromateur sont en accord. La longueur d'onde de la radiation correspondante vaut $(\lambda_0 + \lambda_1)/2$, au lieu de λ_0 lorsque les deux réseaux sont rigoureusement parallèles. La modification du parallélisme des réseaux qui peut être attribuée à la dilatation du système de cabestan lorsque la température varie, entraîne donc une translation de l'échelle de longueur d'onde du spectromètre.

Le décalage de l'échelle de longueur d'onde du spectromètre a été caractérisé à partir de l'enregistrement des spectres de raies (lampe à mercure ou lasers) obtenus en stabilisant l'instrument à différentes températures. Cette caractérisation donne 0.1 nm /degré (figure 2.7).

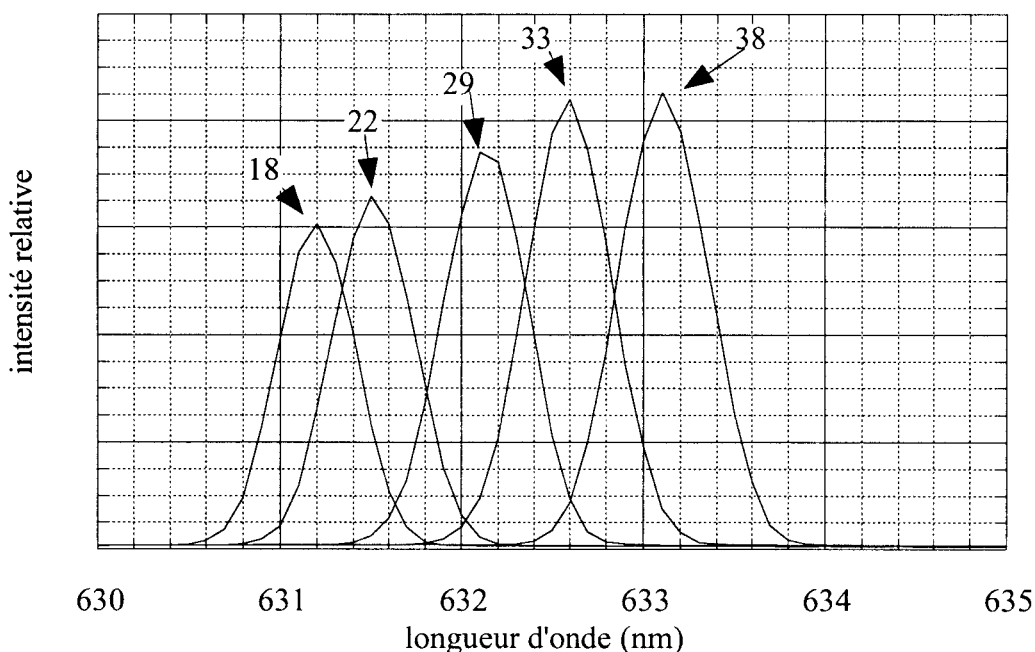


Figure 2.7 . Décalage de la longueur d'onde (raie laser: 632 nm) en fonction de la température. Les profils de raies présentés ont été obtenus pour les températures suivantes: 18, 22, 29, 33 et 38 degrés

Lorsque l'on modifie la tension du cabestan au moyen de la vis de réglage, toute modification de l'échelle de longueur d'onde de 0.1 nm est donc équivalente à une variation de température de 1 degré. L'étude précédente permet de prévoir que l'instrument tolère un écart d'autant moins important au parallélisme rigoureux des réseaux que la fente intermédiaire est

fine. Néanmoins, cette étude ne rend pas compte de l'incidence du dérèglement des réseaux sur la variation de la sensibilité de l'instrument. Les figures 2,8a, b, c et d montrent l'évolution des profils de raies obtenus en modifiant la tension du cabestan pour 4 fentes intermédiaires de largeurs différentes. En gras, nous avons repéré l'évolution de l'intensité maximum reçu au niveau du détecteur en fonction de l'évolution du cabestan. Les courbes ainsi obtenues seront nommées par la suite par le terme enveloppe. Les quatre enveloppes correspondant à chaque largeur de fente sont comparées sur les figures 2.9a et b.

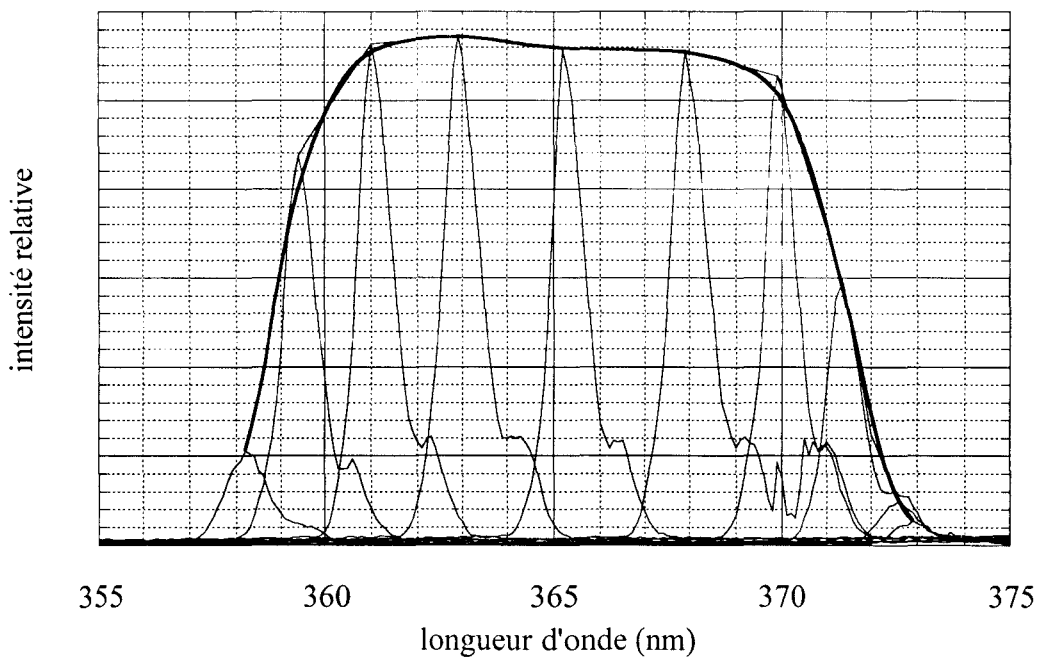


Figure 2.8a . Evolution des profils de raies obtenus pour différentes tensions du cabestan. Enveloppe des maxima d'intensité pour une fente de 2 mm.

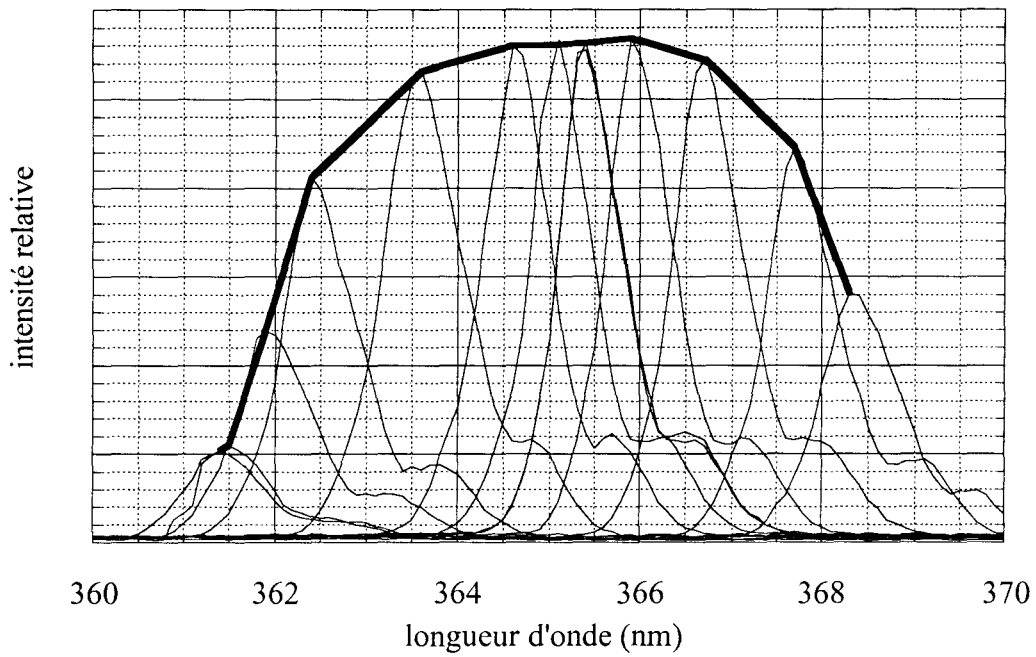


Figure 2.8b . même que 2.8a mais pour une fente de 1 mm

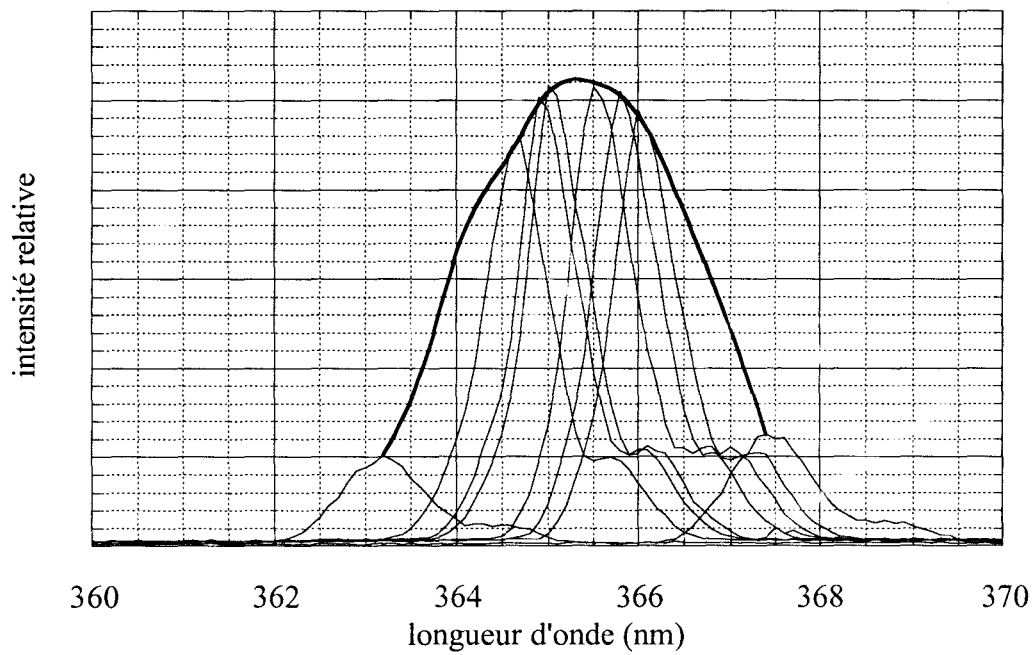


Figure 2.8c . même que 2.8a mais pour une fente de 0.5 mm

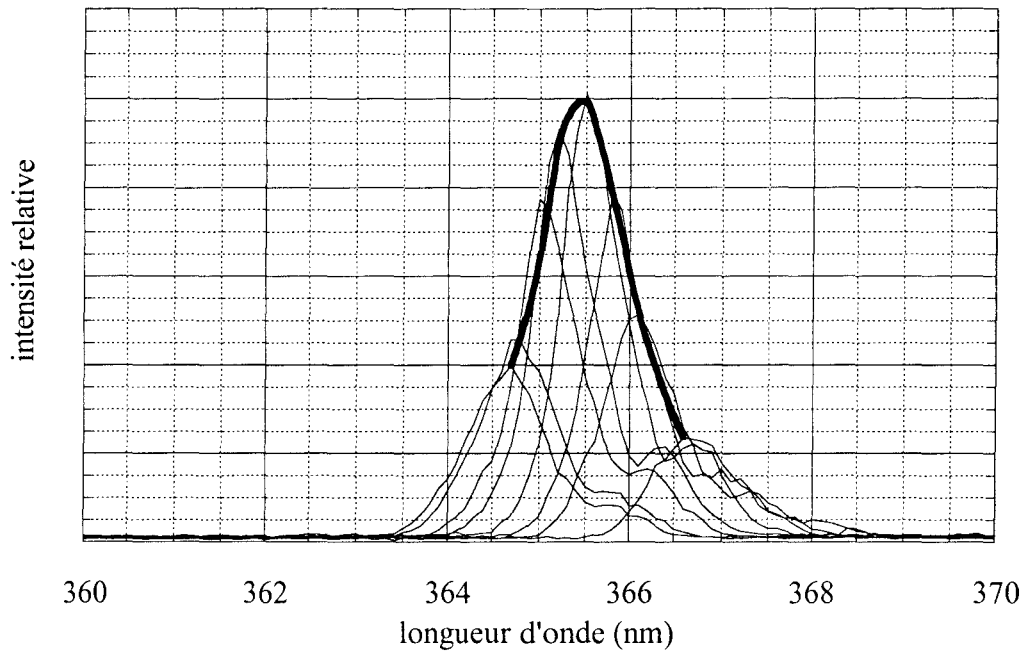


Figure 2.8d . même que 2.8d mais pour une fente de 0.1 mm

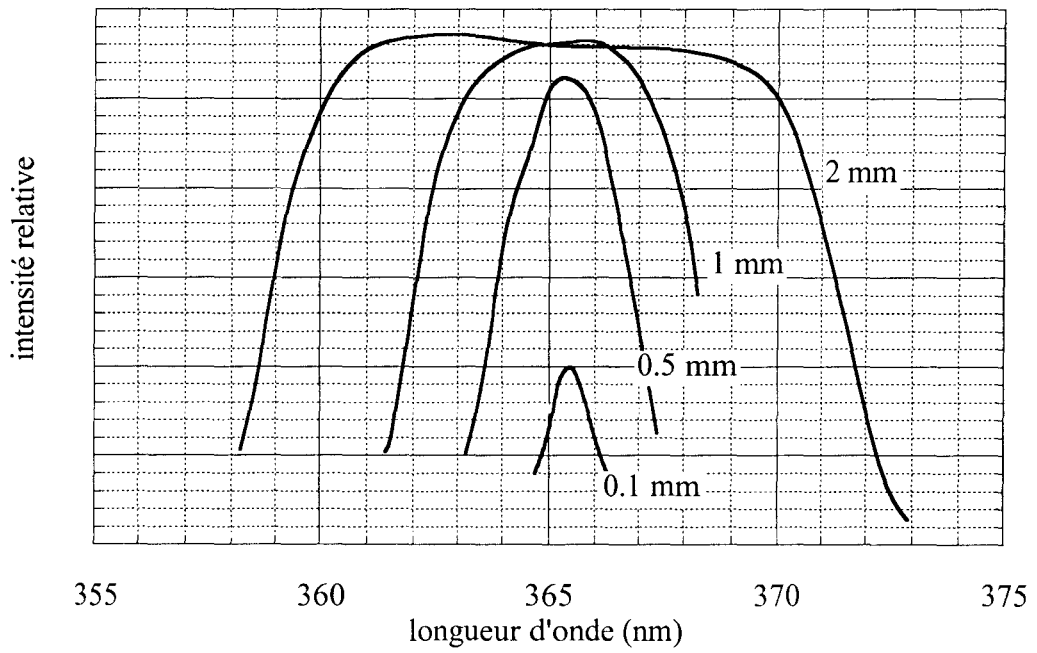


Figure 2.9a. Enveloppes obtenues pour les 4 fentes : 2, 1, 0.5, 0.1 mm.

Les caractéristiques des quatre enveloppes ainsi obtenues peuvent être retrouvées à l'aide des résultats de l'étude théorique précédente. En effet, nous avons montré qu'une erreur de parallélisme des réseaux peut être tolérée pourvu que la fente intermédiaire soit suffisamment large. Or, en utilisant l'équation (2.3), pour des longueurs d'onde de l'ordre de 400 nm, la dispersion linéaire au niveau de la fente intermédiaire est de l'ordre de 6 nm/mm pour la fente intermédiaire ($Dv=60^\circ$: donnée constructeur, pour $\alpha=-14^\circ$ et $\beta=46^\circ$: $\lambda=397.8$ nm à l'ordre 1 et $d\lambda/dx=5.78$ nm/mm). L'étude théorique montre donc par exemple qu'une fente intermédiaire de 1 mm autorise des écarts de parallélisme des réseaux qui correspondent à des translations de l'échelle de longueurs d'onde de +/- 3 nm. De même pour des largeurs de 2mm, 0.5 mm et 0.1 mm on obtient respectivement +/- 6nm +/- 1.5 nm et +/- 0.3 nm. Pour que l'étude théorique rende mieux compte des résultats expérimentaux illustrés par la figure 2.9a, il aurait fallu tenir compte également de la largeur des fentes d'entrée et de sortie. Nous remarquons néanmoins que les largeurs des enveloppes théoriques sont comparables aux largeurs expérimentales (figure 2.9b).

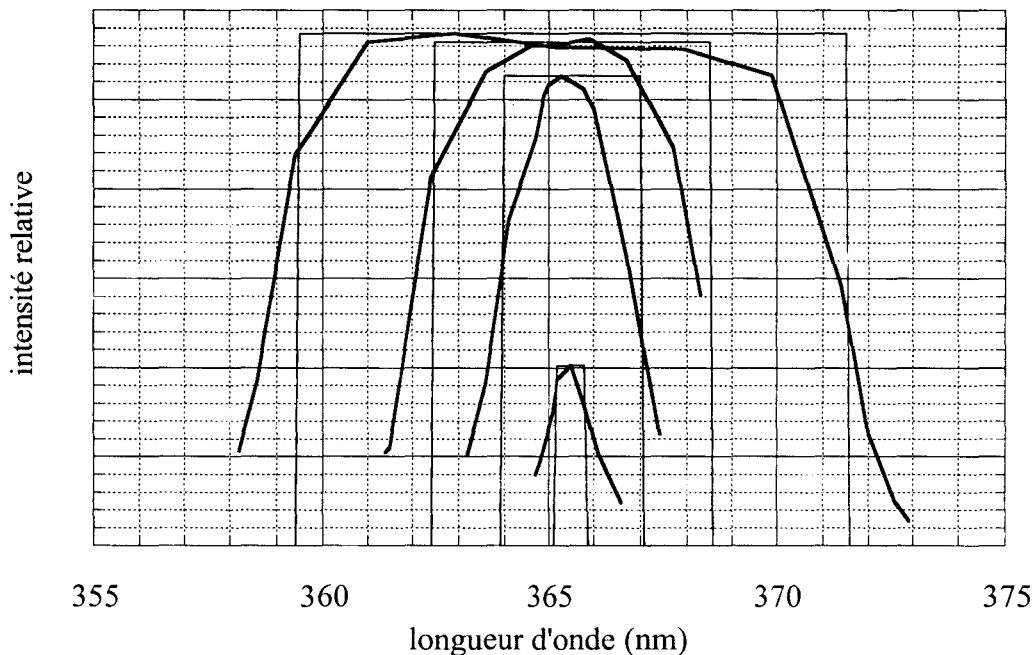


Figure 2.9b . Comparaisons entre les enveloppes théoriques et expérimentales. Les largeurs théoriques pour les fentes de 2 mm, 1 mm, 0.5 mm et 0.1 mm sont respectivement 12 nm, 6 nm, 3 nm et 0.6 nm

2.1.3 Choix de la taille de la fente intermédiaire

L'examen des 4 enveloppes expérimentales montre donc que la sensibilité à la température est différente suivant la largeur de la fente intermédiaire utilisée. A proximité de la position correspondant au réglage idéal des réseaux (centre de l'enveloppe), les variations relatives de l'intensité (ou sensibilité relative de l'instrument) sont donc:

Fente de 2 mm : 3% pour 6nm : soit 0.05% pour 0.1 nm ou par degré

fente de 1mm: 3% pour 1 nm: soit 0.3% pour 0.1 nm ou par degré

fente de 0.5 mm: 7% pour 0.5 nm: soit 1.4% pour 0.1 nm ou par degré

fente de 0.1 mm: 35% pour 0.5 nm: soit 7% pour 0.1 nm ou par degré

Remarquons d'autre part que toute variation des contraintes mécaniques exercées au niveau du banc optique du spectromètre peut également engendrer des variations de tension du cabestan. Par exemple lorsque le banc optique est fixé sur son support, selon l'intensité du serrage des vis, on peut observer une modification de l'échelle de longueur d'onde de 0.4 nm, donc identique à celle que l'on obtiendrait pour une variation de température de 4 degrés. De plus, nous verrons par la suite que l'instrument est étalonné en position horizontale et les mesures solaires sont acquises en position verticale. Nous avons observé des modifications de l'échelle de longueur d'onde de l'ordre de 0.1 à 0.2 nm. Même si le système de régulation en température actuel est capable de stabiliser l'instrument avec une précision de 0.2 degrés, compte tenu des incertitudes mécaniques, nous avons choisi une fente intermédiaire d'une largeur de 1 mm. L'incertitude portant sur la stabilité optique de l'instrument est donc en principe inférieure à 1%. Enfin ce choix nous a permis de ne plus mettre en cause la stabilité optique de l'instrument. En effet nous verrons par la suite que l'instabilité du détecteur que nous utilisons au départ compromettrait également la reproductibilité des étalonnages. Tant que nous n'avons pas acquis l'assurance de la stabilité optique de l'instrument, il n'était pas possible de faire la distinction entre les 2 principales causes d'instabilité de l'instrument. Bien entendu d'autres types d'incertitudes concernant la stabilité optique pourraient s'ajouter, par exemple

liées à une détérioration de la qualité des réseaux.

Jusqu'ici, les variations de température avaient été simulées en modifiant la tension du cabestan. Nous avons validé les résultats obtenus précédemment en caractérisant la sensibilité réelle de l'instrument à la température pour une gamme comprise entre 18 et 38 degrés, en mesurant les variations du signal acquis par l'instrument à partir d'une lampe de type FEL 1000W. On suppose que l'intensité de l'éclairement est constant. Néanmoins, comme le spectre de cette lampe est continu, il est plus difficile d'observer les variations de l'échelle de longueur d'onde et donc de recalibrer tous spectres acquis aux différentes températures afin de les rendre comparables. On utilisera 2 repères: le maximum et le minimum d'intensité du domaine spectral compris entre 340 et 380 nm, situés respectivement à 360 nm et 373 nm. L'examen des résultats présentés par la figure 2.10 montre que les variations de la sensibilité pour une largeur de 1 mm sont de l'ordre de 0.2% par degré, valeur comparable à celle obtenue à partir de l'autre méthode (0.3% par degré). La cohérence des résultats obtenus par les 2 méthodes, l'une en simulant l'effet de température, l'autre en modifiant réellement la température, montre également que la sensibilité du détecteur est quasiment indépendante de la température, tout au moins pour le domaine UV.

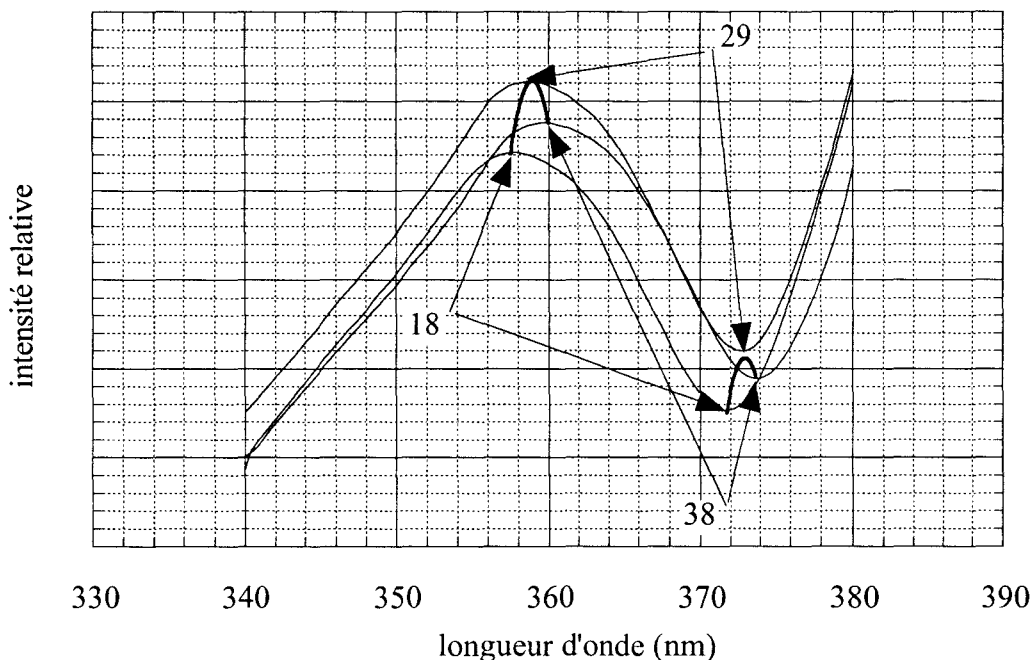


Figure 2.10 . Evolution du signal (en cts/s) à partir d'une lampe stable en fonction de la longueur d'onde et de la température. En gras: évolution des deux extremums d'intensité (représentés pour 3 températures : 18, 29 et 38 degrés).

2.1.4 Protocole de réglage du parallélisme des réseaux.

Nous considérons que le réglage des réseaux est optimisé lorsque le profil de la raie obtenue à partir d'une radiation monochromatique coïncide avec le centre de l'enveloppe (évolution des maxima d'intensité en fonction de la tension du cabestan). La procédure que nous avons défini consiste à enregistrer un nombre suffisant de profils de raies correspondant à différentes tensions du cabestan de manière à retrouver la forme typique de l'enveloppes. On repère alors les deux points correspondant à sa largeur à mi-hauteur. Enfin, nous ajustons la tension du cabestan de manière à ce que la position de la raie coïncide avec le centre de l'enveloppe.

Dans le cadre de cette procédure, la température doit bien évidemment rester constante. D'autre part, cette température doit être la même lorsque l'instrument acquiert des mesures (UV solaires), ce qui justifie par ailleurs l'installation de l'instrument dans un caisson régulé en température. Enfin, dans le but de s'assurer à tout moment du réglage des réseaux, nous avons équipé le spectromètre d'un deuxième moteur pas à pas qui entraîne la rotation d'un arbre couplé à la vis de réglage de la tension du cabestan et piloté par une commande externe au caisson. Après avoir régulé la température du caisson on peut ainsi contrôler la qualité du réglage quelle que soit la température externe.

Procédure de contrôle du réglage des réseaux:

- 1/ stabiliser l'instrument en température
- 2/ Mesurer la longueur d'onde d'une radiation monochromatique connue (par exemple: Hg 404.66 nm) => par exemple: position mesurée 405.10 nm
- 3/ modifier la tension du cabestan (serrage et desserrage de la vis)
=> Restitution de la forme typique de l'enveloppe
- 4/ Repérer les points correspondant à la mi hauteur
=> exemple: 401.7 nm et 407.7nm
=> déterminer la position idéale pour le réglage => 404.7 nm
- 5/ Ajuster la tension du cabestan pour que la position de la raie coïncide avec la position idéale (tolérance 0.1 nm) => mesure finale de la position réalisée (exemple: 404.8 nm)
- 6/ étalonnage de l'échelle de longueur d'onde du spectromètre. (ex : 404.8 nm => 404.6 nm)

Cette procédure permet également de suivre la stabilité optique du spectromètre au cours du temps. En effet, l'instrument subit de nombreux transports, par exemple de la chambre d'étalonnage à la terrasse du bâtiment de physique et au départ nous n'étions pas certains a priori que ces derniers ne compromettent la stabilité optique de l'instrument. En comparant systématiquement les différences de longueurs d'onde correspondant aux étapes 2/ et 4/ de la procédure, nous n'avons jamais observé d'écarts supérieurs aux incertitudes expérimentales (± 0.2 nm). Après avoir régulé la température de l'instrument (28 degrés), on s'attend donc à retrouver le parallélisme des réseaux. Nous sommes donc aujourd'hui confiant en ce qui concerne la stabilité optique du spectromètre.

2.1.5 Taux de réjection de lumière parasite

Nous allons maintenant examiner l'influence de la largeur de la fente intermédiaire sur le taux de lumière parasite. La figure 2.11 montre l'évolution de la fonction d'appareil en fonction de la largeur de la fente intermédiaire. On observe que la bande passante est constante. Un premier effet de la lumière parasite s'observe au niveau des ailes de la fonction d'appareil.

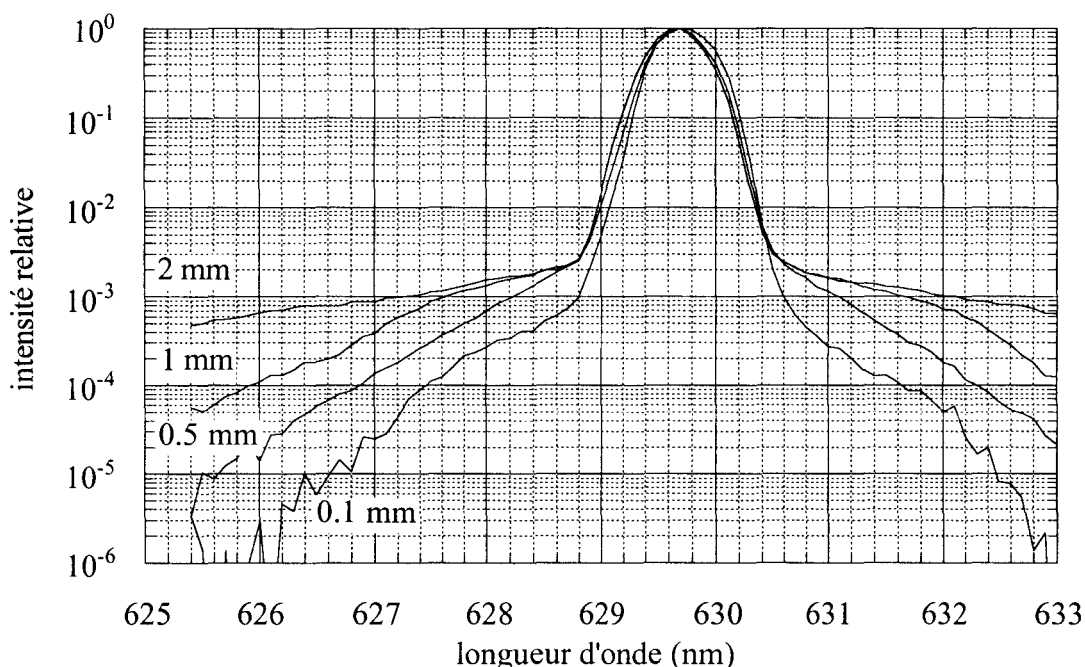


Figure 2.11 . Fonction d'appareil pour différente largeur de fente intermédiaire à partir d'un laser (la largeur des fentes d'entrée et de sortie reste constante: 0.1 mm). Échelle logarithmique.

L'utilisation d'un laser permet une caractérisation de la fonction d'appareil plus fine qu'avec une lampe à mercure, mais ne permet pas d'accéder au fond continu de lumière parasite qui parvient au niveau du détecteur et dont l'intensité est typiquement 9 ordres de grandeur plus faible (pour un double monochromateur) que l'intensité détectée lors de l'exploration d'un intervalle spectral centré sur la longueur d'onde nominale du laser. Le courant de sortie du photomultiplicateur correspondant à la lumière parasite est alors inférieur au bruit de courant noir, et de ce fait n'est pas détectable. La méthode suivante, basée sur l'utilisation de spectres solaires acquis à différents moments d'une journée (figure 2.12a) permet d'accéder à la caractérisation du taux de rejet de lumière parasite. En effet l'intensité du rayonnement qui entre dans le monochromateur (intégré suivant la longueur d'onde) devient suffisant pour que le détecteur devienne sensible à sa contribution en lumière parasite aux longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité du rayonnement est presque totalement absorbé par l'ozone. La figure 2.12b montre en effet une augmentation du bruit instrumental enregistré à ces courtes longueurs d'onde. Ce bruit correspond à la somme du courant noir du photomultiplicateur, mesuré pendant la nuit et du fond continu de lumière parasite proportionnel au flux d'énergie à l'entrée du monochromateur.

Pour intégrer la distribution spectrale du rayonnement, il faut tenir compte de l'efficacité réelle du rayonnement au niveau du détecteur, c'est à dire tenir compte de la fonction complète de transfert de l'appareil (produit de l'efficacité relative de tous les éléments du spectromètre: réseaux, photomultiplicateur, diffuseur). Il suffit donc simplement d'utiliser les spectres exprimés en unité relative, proportionnelle au courant de sortie du photomultiplicateur et représentant donc l'efficacité réelle du rayonnement pour l'instrument. Le pas d'intégration est égal à la largeur de chaque intervalle spectral exploré autrement dit sensiblement égal à la bande passante de l'instrument (0.6 nm).

L'examen des résultats illustrés par la figure 2.13 montre bien que le bruit instrumental évolue de façon linéaire en fonction de l'intensité efficace du rayonnement. L'ajustement des points expérimentaux (obtenus par l'intégration des différents spectres correspondant à différentes hauteurs solaires: figure 2.12a) sur une droite par la méthode des moindres carrés conduit à un taux de réjection de lumière parasite égal à $6.2 \cdot 10^{-9}$ et un courant noir de 3.07 cts/s, valeur tout à fait en accord avec le bruit mesuré pendant la nuit (3.11 cts/s). Remarquons

en effet que cette étude suppose une incertitude de la stabilité du courant noir plus faible que l'intensité de la lumière parasite dont la valeur maximale obtenue pour cette journée était de l'ordre de 0.8 cts/s. Le taux de réjection de lumière parasite estimé à 6.10^{-9} satisfait donc tout à fait le critère de performance défini au premier chapitre ($< 10^{-7}$).

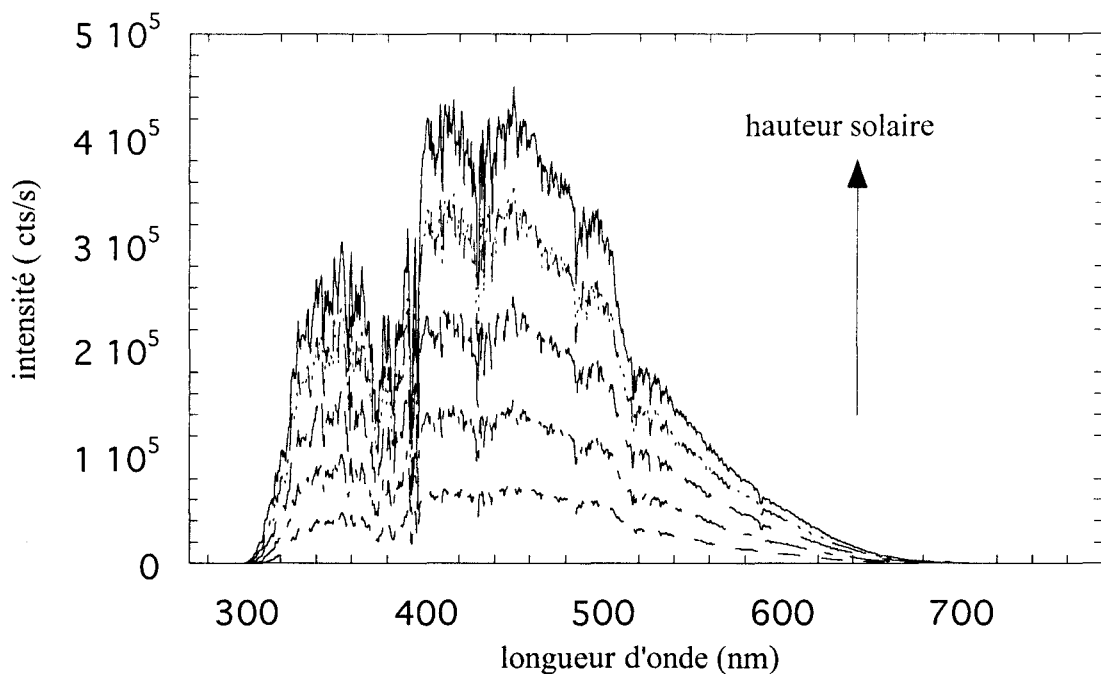


Figure 2.12a . Signal mesuré par l'instrument en fonction de l'angle solaire (cts/s)

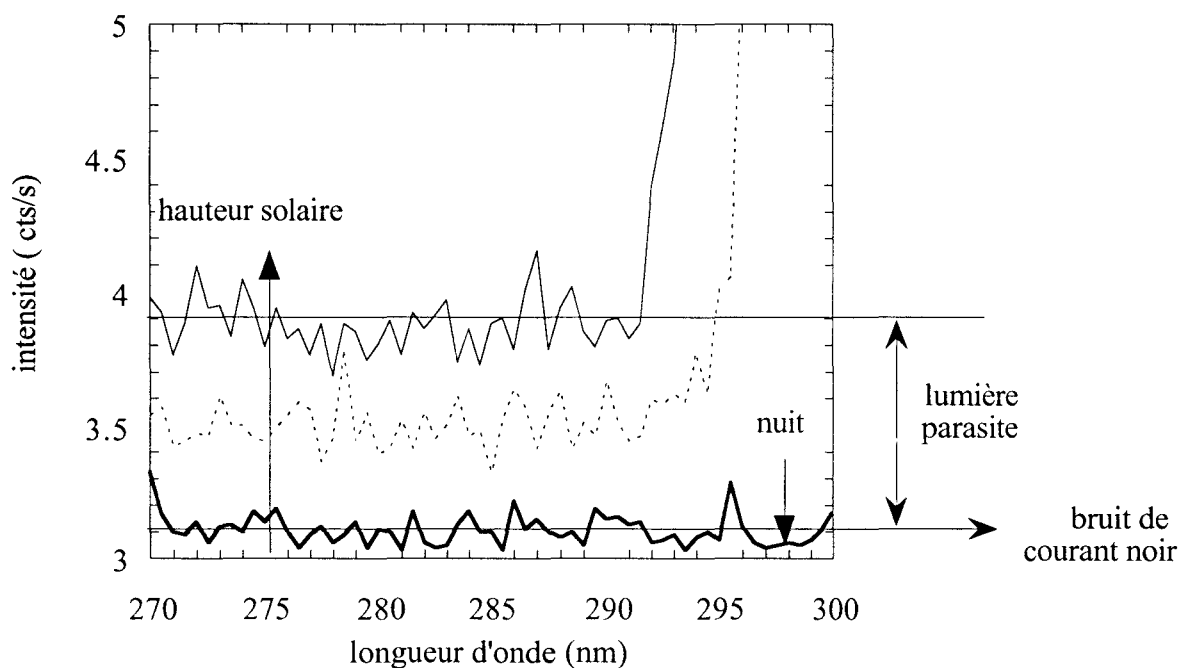


Figure 2.12b. Intensité mesurée par l'instrument pour différentes hauteurs solaires. Comparaison avec le bruit de courant noir

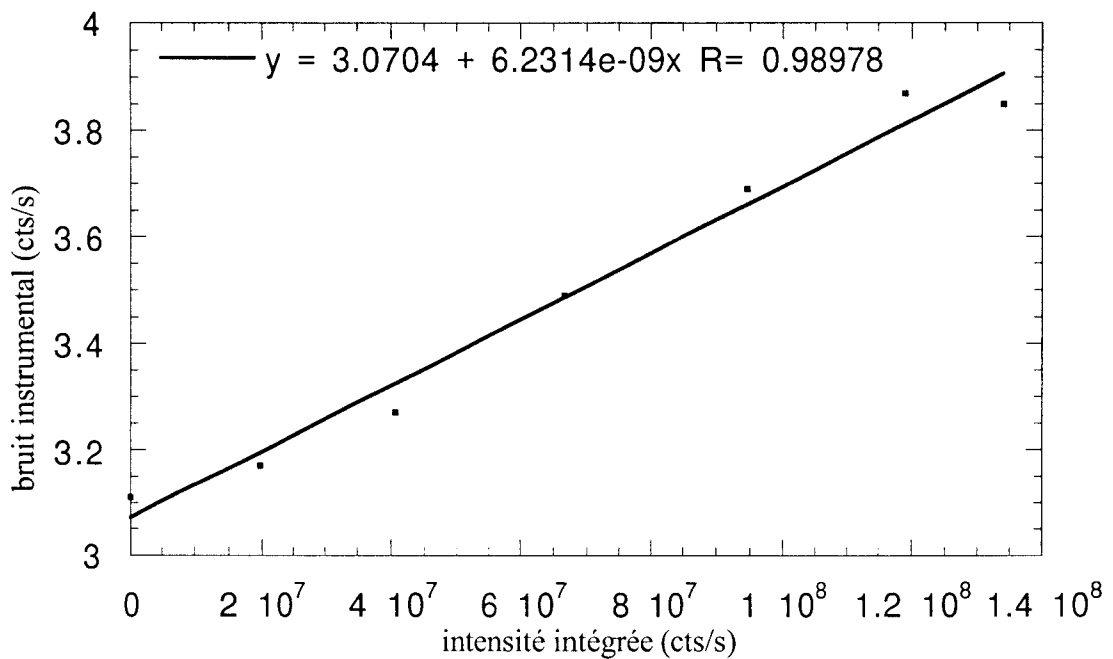


Figure 2.13. Bruit instrumental en fonction de l'intensité intégrée suivant la longueur d'onde.

2.2 Optimisation du détecteur

2.2.1 Mise en évidence de l'instabilité du détecteur utilisé pendant la campagne d'Ispra

Malgré les efforts d'optimisation de la stabilité optique, les résultats de l'intercomparaison instrumentale regroupant une dizaine d'instruments européens à Ispra en mai 1995 ont montré que la fiabilité de notre instrument était encore nettement insuffisante. En effet, les écarts entre les mesures acquises et les spectres de références (déterminés à partir des données transmises par toutes les équipes présentes), compris entre -10% et 25% traduisaient tout au moins une instabilité trop importante au cours d'une journée d'acquisition (figure 2.14). Nous avons néanmoins écarté toute hypothèse compromettant la stabilité optique.

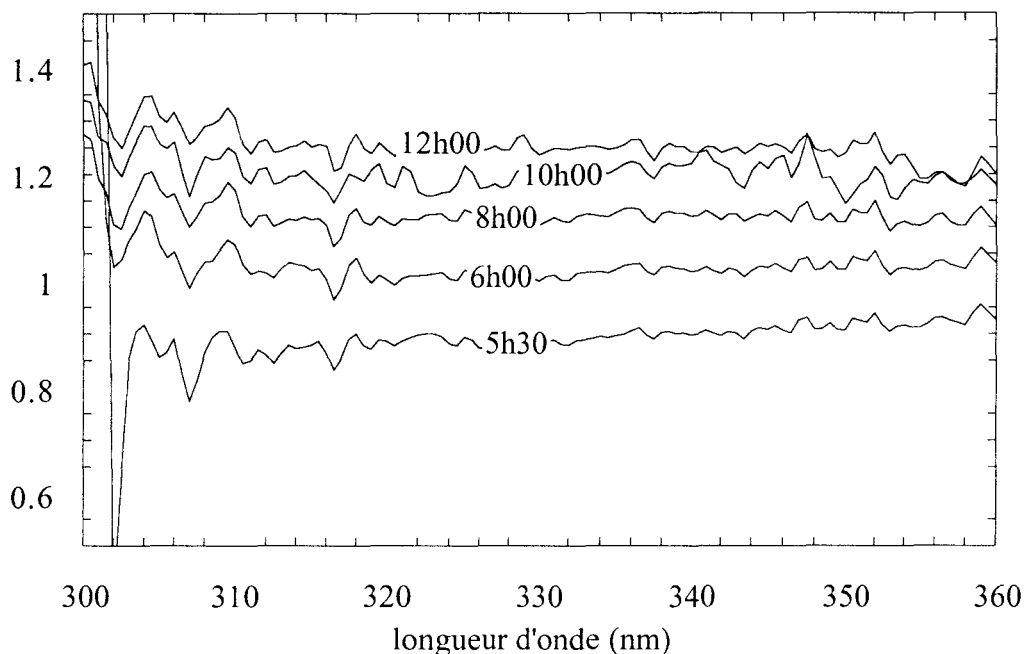


Figure 2.14. Comparaisons des mesures acquises par notre instrument aux spectres de références. Ispra 25 mai 1995. heures TU.

Les variations diurnes des écarts à la référence auraient pu expliquer une mauvaise réponse angulaire, mais la caractérisation effectuée après la campagne à l'IASB (Cf premier chapitre) a permis d'écarter cette possibilité. Lors des étalonnages précédant la campagne, les différents spectres acquis à partir d'une lampe étalon n'étaient pas tout à fait reproductibles. En effet l'augmentation du signal que l'on observait au cours du temps (3 à 4 % pendant la durée de l'étalonnage, typiquement 1 à 2 heures) traduisait une augmentation de la sensibilité du détecteur. Néanmoins, cette dérive était beaucoup plus lente que celle que nous avons mise en évidence lorsque l'instrument n'était pas stabilisé en température et était muni d'une fente intermédiaire plus fine (Cf figure 2.1a et 2.1b).

Une étude postérieure à la campagne de l'évolution de la sensibilité de l'instrument à partir de lampes stables de type FEL 1000 W (non calibrées) a permis de montrer que les faibles variations de la sensibilité observées pendant l'étalonnage, prenaient des proportions importantes pour des temps plus longs (figure 2.15a). Nous avons mis en évidence la contrainte d'un délai de 24 h nécessaire pour que le photomultiplicateur soit stable (figures 2.15a et 2.15b). Les variations observées, de l'ordre de 30% depuis la mise sous tension du détecteur

jusqu'à la stabilité pouvaient donc tout à fait expliquer le comportement de l'instrument pendant la campagne d'Ispra.

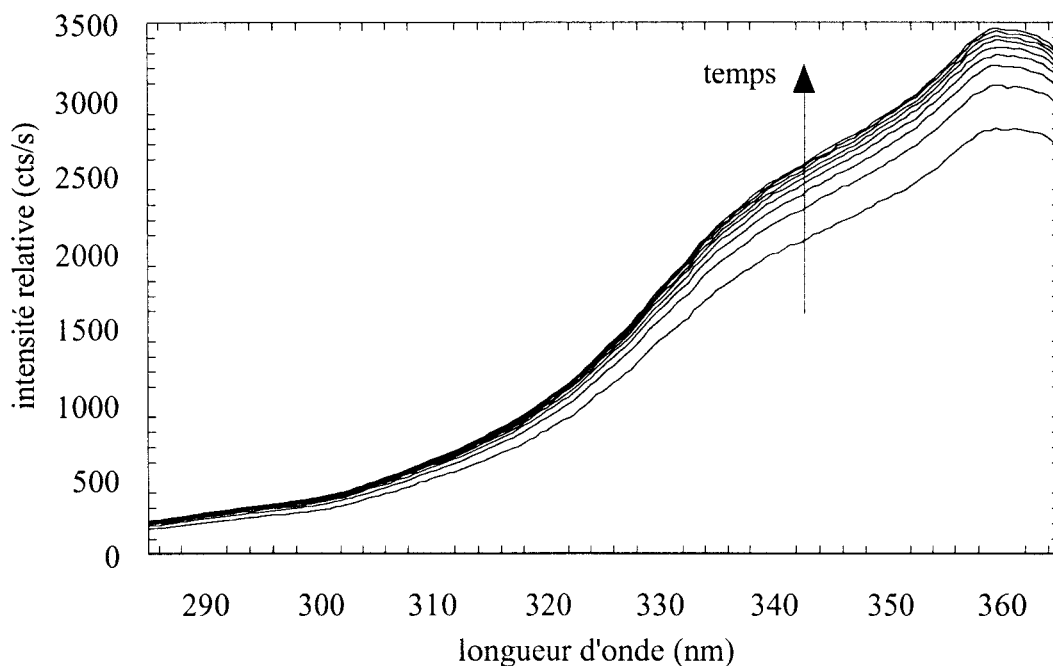


Figure 2.15a . Évolution du signal acquis par l'instrument (unité relative: cts/s) à partir d'une lampe stable. temps entre chaque acquisition présentée: 2h.

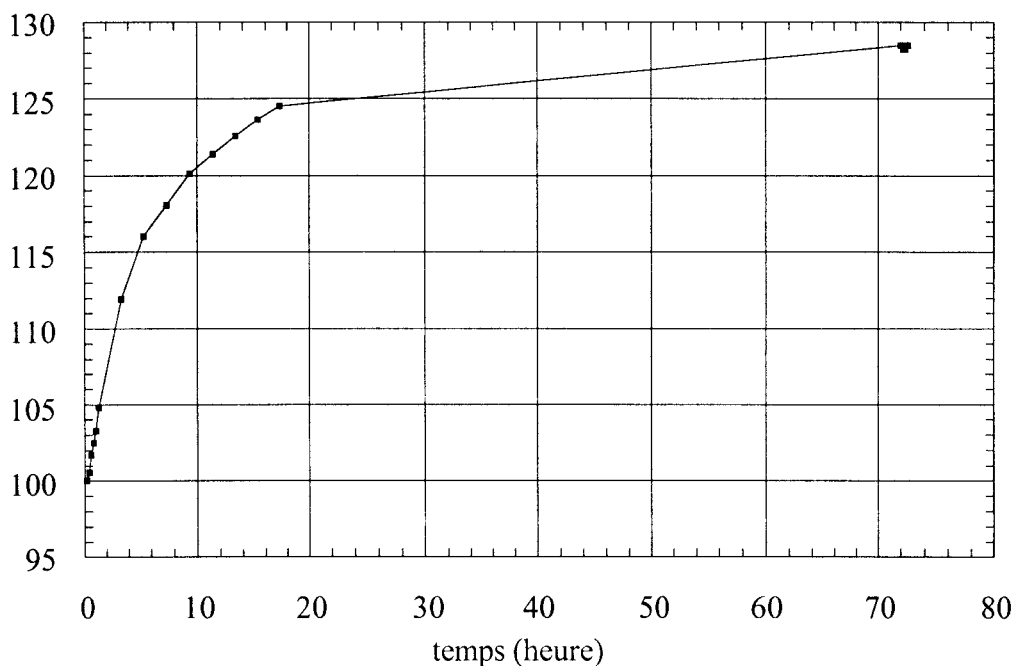


Figure 2.15b. Évolution de la sensibilité relative du détecteur à 330 nm en fonction du temps à partir d'une lampe stable de type FEL 1000W

Le délai nécessaire à la stabilisation de la sensibilité du détecteur, indispensable à la fois avant de procéder à l'étalonnage et préliminaire à toute acquisition de mesures solaires après installation de l'instrument sur un site, nous a incité à changer de photomultiplicateur. En premier lieu, les mêmes tests réalisés à partir de détecteurs du même type (Hamamatsu 1P28) ont été tout à fait fructueux. En effet, le délai de préchauffage des 2 détecteurs était dérisoire et les variations de sensibilité inférieures à 2%. Nous avons donc montré que le comportement de l'instrument pendant la campagne d'Ispra était essentiellement lié à un problème propre à la détection.

Nous avons ensuite caractérisé la stabilité d'un autre type de détecteur (Hamamatsu 4220) choisi en raison de son excellente sensibilité [Hamamatsu, 1994] et de son très faible bruit de courant noir, typiquement de l'ordre de 0.1 nA. Le courant de sortie maximum autorisé par le constructeur de l'ordre de 0.1 mA, porte donc la dynamique de ce détecteur à 10^6 pour une seule tension appliquée entre l'anode et la photocathode.

2.2.2 Contrôles de la stabilité du type de photomultiplicateur actuellement utilisé (Hamamatsu 4220).

La procédure que nous proposons pour caractériser la stabilité d'un détecteur est la suivante:

- 1/ Étalonnage relatif de l'instrument à partir d'une lampe de type FEL 1000 W
(lampe témoin)
- 2/ Extinction de la lampe témoin
- 3/ Exposition de l'instrument devant une deuxième lampe: lampe test (durée: de quelques dizaines à quelques centaines d'heures)
- 4/ extinction de la deuxième lampe
- 5/ Étalonnage relatif de l'instrument à partir de la lampe témoin

Cette procédure de caractérisation de la stabilité du détecteur suppose bien entendu que les autres éléments de la chaîne de mesure ne contribuent pas aux éventuelles variations de la

sensibilité. L'étape 3/ a pour objet de contraindre constamment le photomultiplicateur. La comparaison des étalonnages relatifs effectués au début et à la fin de la procédure permet le contrôle de la stabilité du détecteur.

Le premier test de stabilité a été effectué en exposant l'instrument à l'éclairement d'une lampe test pendant une durée de l'ordre de 500 heures. La variation relative de la sensibilité du détecteur à l'issu des 500 heures, mesurée par les écarts relatifs entre l'étalonnage final et initial (figure 2.16) est de l'ordre de +/- 2%. Cette valeur fixe la limite de la reproductibilité des étalonnages à moyen terme (quelques semaines). On montre également que les variations du signal mesuré à partir de la lampe test correspondent à l'affaiblissement de son éclairement (figure 2.17). On note que pendant les 100 premières heures les variations sont inférieures à 2%, mais à l'issu de 500 heures elles atteignent 20% à 300 nm. Cet affaiblissement est tout à fait attribuable au vieillissement des lampes de type FEL 1000W dont la durée de vie est typiquement de l'ordre de quelques centaines d'heures.

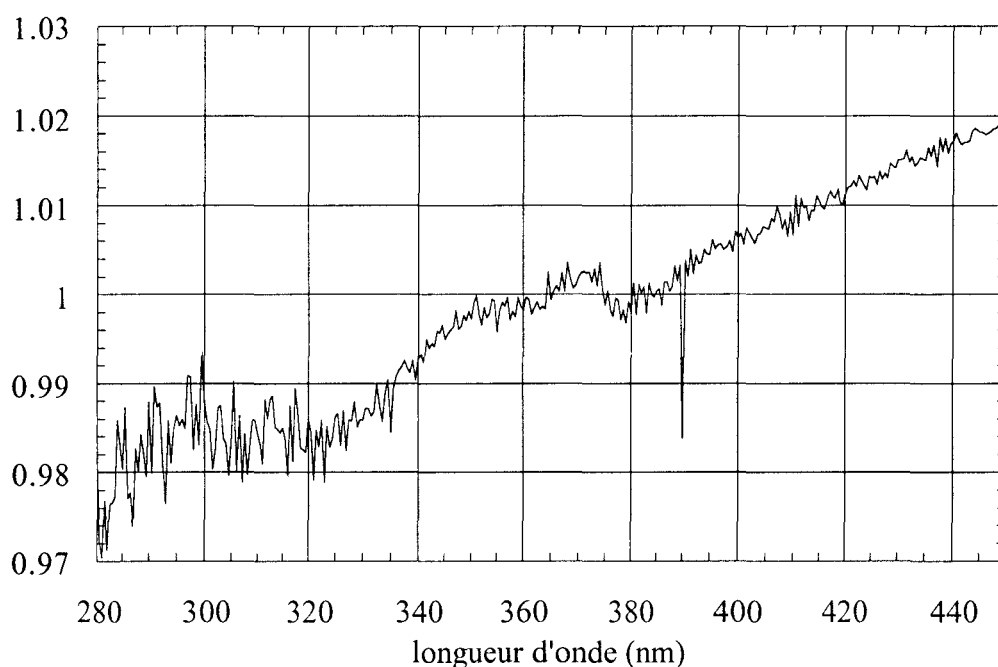


Figure 2.16. Rapport entre l'étalonnage final et initial du premier test de stabilité du détecteur

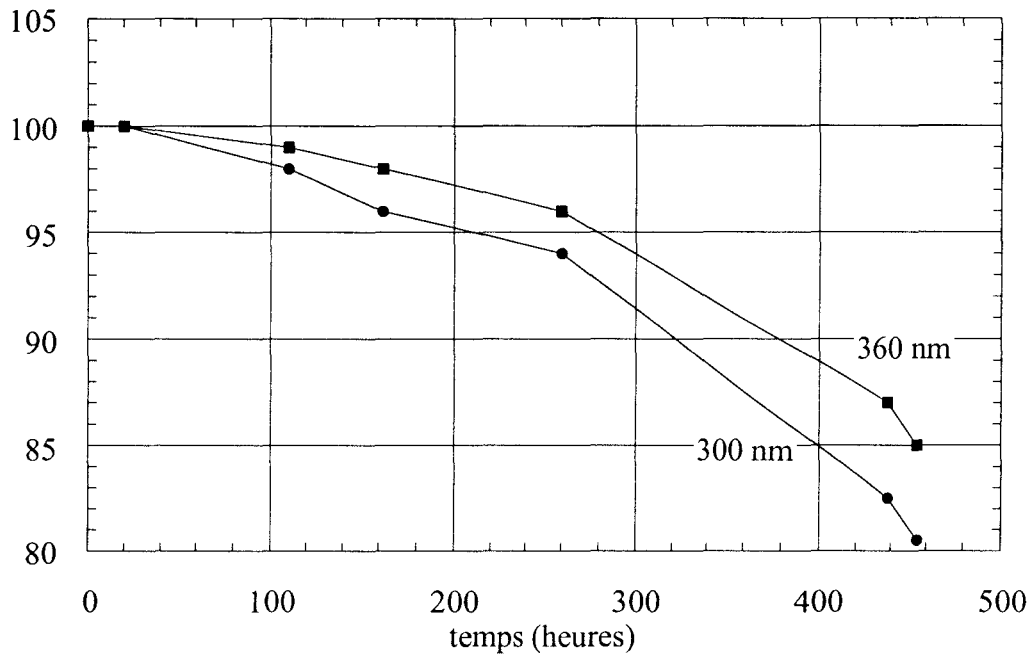


Figure 2.17. Variations relatives de l'éclairement d'une lampe FEL 1000W.

Cette première étude de stabilité du détecteur doit être complétée. En effet, L'éclairement typique d'une lampe étalon est souvent inférieur à celui du rayonnement solaire pour la région des UV-A. Il est donc nécessaire de s'assurer de la stabilité du détecteur lorsque le courant de sortie du photomultiplicateur devient comparable à celui qu'on obtiendrait lorsque l'intensité du rayonnement solaire UV devient importante, typiquement en été à midi (figure 2.18).

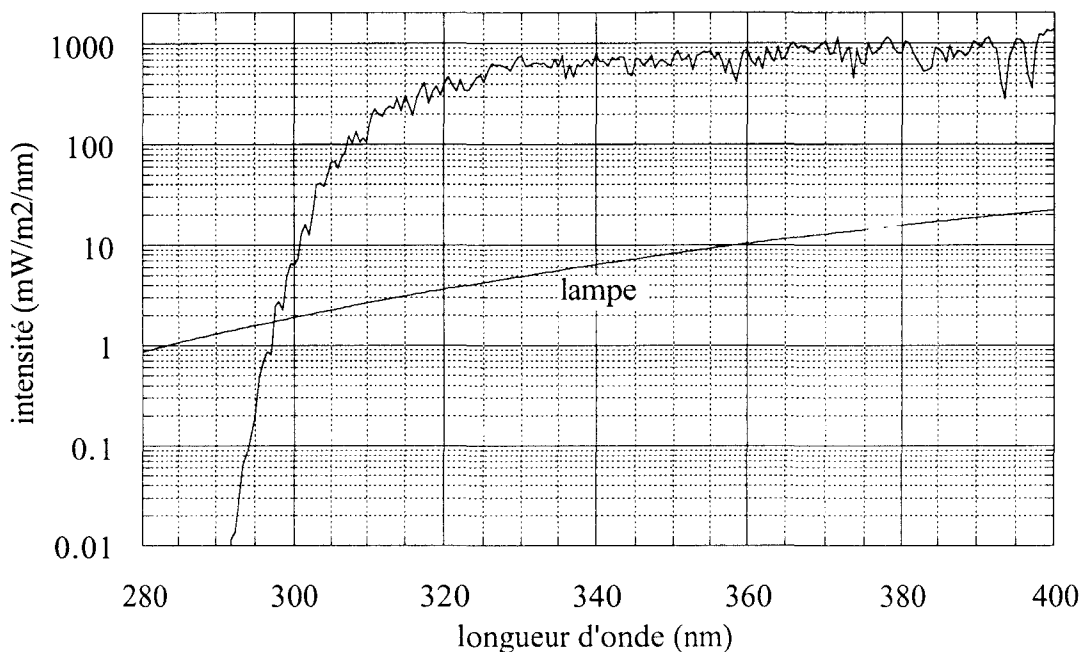


Figure 2.18 . Comparaison entre l'intensité d'une lampe de type FEL 1000 W à 50 cm et du rayonnement solaire UV, typiquement lorsque son intensité est importante (temps clair, angle solaire zénithal: 20 degrés) notamment pour la région UV-A.

Une première solution serait d'approcher la lampe. Au cours du premier test, le courant de sortie du photomultiplicateur ne dépassait pas $1 \mu\text{A}$ à 400 nm. Or à cette longueur d'onde l'intensité solaire pour le cas illustré par la figure 2.18 est environ 50 fois plus importante que celle de la lampe. Pour obtenir un courant de $50 \mu\text{A}$, il aurait fallu approcher la lampe à une distance risquant d'endommager le diffuseur. Nous avons donc préféré élargir provisoirement la taille des fentes d'entrée de manière à obtenir un courant de $50 \mu\text{A}$. Dans ces conditions, un deuxième test de stabilité a montré une perte de la sensibilité du détecteur de l'ordre de 10% pour une durée de 100 heures. Un courant de sortie du photomultiplicateur de $50 \mu\text{A}$, valeur pourtant inférieure au courant maximum autorisé par le fournisseur ($100 \mu\text{A}$) fatigue donc prématurément le détecteur. Un troisième test de stabilité réalisé en diminuant la tension du photomultiplicateur de 1000V à 600V a permis de conforter cette hypothèse. En effet, cette variation de tension réduit le gain du détecteur d'un facteur 50, ramenant ainsi le courant du photomultiplicateur à une valeur de $1 \mu\text{A}$ et permet de retrouver la stabilité du détecteur. Remarquons que la perte de sensibilité illustrée par le deuxième test pouvait également être attribuable à la contrainte d'un éclaircissement trop important au niveau de la photocathode du

détecteur. En effet, remarquons que l'éclairement reçu au niveau de la photocathode est le même aussi bien pour le deuxième test que le troisième. La photocathode reçoit donc au cours de ces 2 tests un éclairement 50 fois plus important qu'au premier test. La perte de sensibilité observée pendant le deuxième test résulte en fait d'une contrainte trop importante au niveau des derniers étages d'amplification (dynodes) du photomultiplicateur [Hamamatsu, 1994]. La réduction du gain obtenue par une réduction de la tension d'alimentation du détecteur permet donc de réduire les contraintes au niveau des dernières dynodes.

Nous avons donc mis en évidence la nécessité d'adapter la tension d'alimentation du photomultiplicateur. Nous avons choisi de l'ajuster de telle manière que le courant de sortie n'excède pas $1 \mu\text{A}$ en toute circonstance, ceci afin de préserver à plus long terme la stabilité du détecteur. Pour le domaine spectrale compris entre 310 nm et 400 nm, la tension du détecteur est ajustée à 550 V. Aux longueurs d'onde inférieures à 310 nm, pour lesquelles l'intensité du rayonnement solaire devient faible, l'utilisation d'une tension de 900 V permet d'optimiser la sensibilité de l'instrument sans compromettre la stabilité du détecteur.

2.2.3 Linéarité du détecteur

La méthode utilisée pour étalonner l'instrument (Cf premier chapitre) suppose que le détecteur est linéaire pour une gamme d'intensités que nous allons déterminer. En effet, l'éclairement des lampes utilisées lors de l'étalonnage est toujours du même ordre de grandeur et diffère souvent de 1 à 2 ordres de magnitude par rapport à l'éclairement solaire UV (figure 2.18). Il est donc nécessaire de contrôler la linéarité lorsque l'intensité du rayonnement UV solaire atteint typiquement des valeurs importantes (par exemple: angle solaire 20 degrés, temps clair) mais aussi pour des valeurs typiquement faibles (par exemple: angle solaire 70 degrés, forte couverture nuageuse). La figure 2.19 montre les rapports entre les intensités calculées (modélisées) pour ces 2 cas et l'intensité d'une lampe, en fonction de la longueur d'onde.

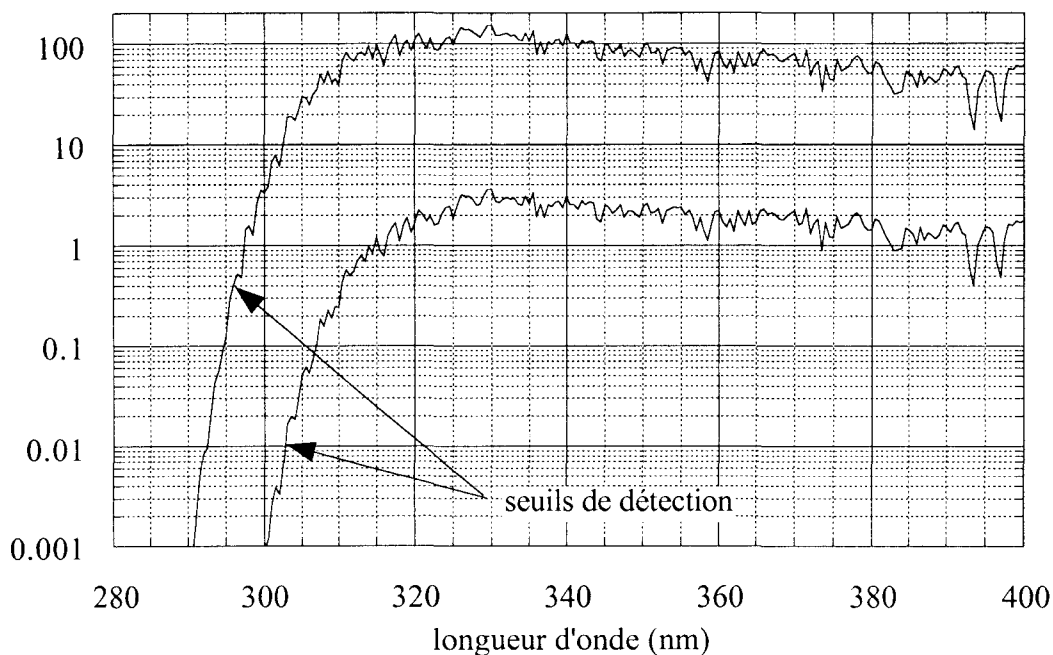


Figure 2.19 . Rapport entre l'intensité solaire calculée pour 2 cas "limites" et celle typique d'une lampe FEL 1000W. (1) Temps clair, angle solaire 20 degrés. (2) Couverture nuageuse importante, angle solaire 70 degrés.

Pour la région des UV-A, on note que le détecteur doit être linéaire pour des intensités variant entre celle de la lampe et 100 fois la valeur de la lampe. Par contre dans la région des UV-B, au niveau du seuil de détection (Cf premier chapitre), le détecteur doit être linéaire pour une gamme d'intensités comprises environ entre celle de la lampe et 1% de la lampe.

En pondérant le spectre acquis (en unité relative: cts/s) à partir d'une lampe de type FEL 1000 W par les rapports de la figure 2.19, on obtient l'intensité du signal (en cts/s) que devrait mesurer l'instrument si l'intensité du rayonnement solaire était égale à celle que nous avons simulée précédemment (pour les 2 cas de la figure 2.19). Nous obtenons ainsi la gamme des valeurs de l'intensité du rayonnement solaire en unité relative (cts/s). L'examen de la figure 2.20 montre que l'intensité du signal est comprise entre 10 cts/s (figure 2.20 deuxième cas) et 50 000 cts/s à 310 nm (juste avant le saut de tension, figure 2.20 premier cas). Nous supposons en premier lieu que les caractéristiques de la linéarité du photomultiplicateur sont indépendantes de sa tension d'alimentation et de la longueur d'onde.

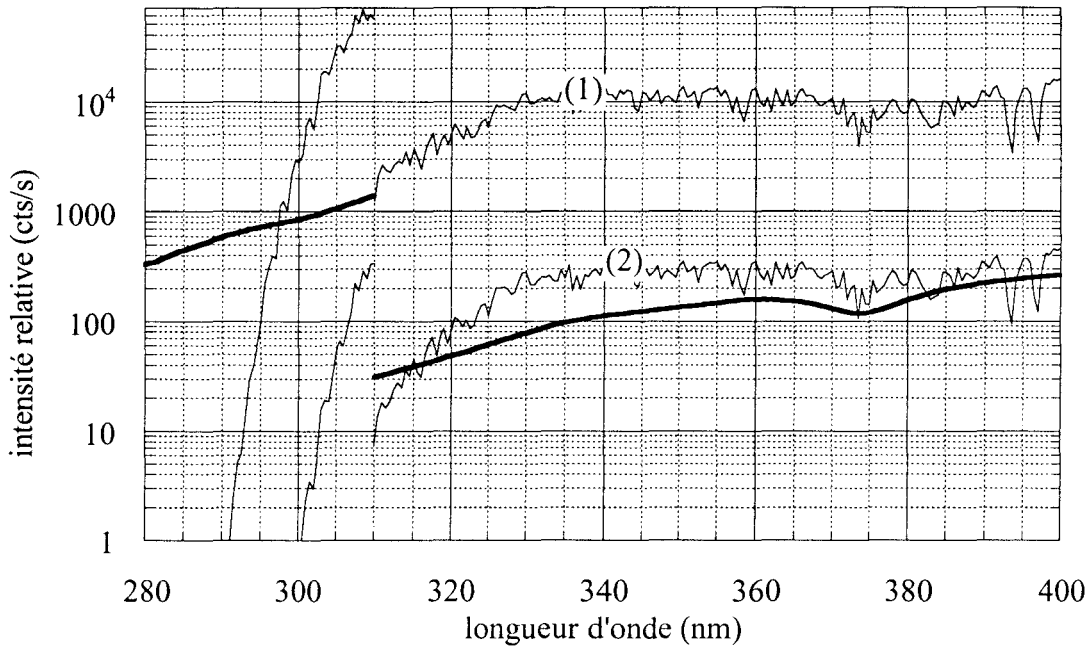


Figure 2.20. En gras signal relatif (cts/s) obtenu à partir d'une lampe FEL 1000 W. 2 régions: 280 - 310 nm: tension du détecteur 900 V et 310 - 400 nm 550V. (1) Signal relatif que l'on obtiendrait pour le cas: temps clair, angle solaire 20 degrés. (2) même que (1) pour le cas: forte couverture nuageuse, angle solaire 70 degrés.

La méthode que nous avons défini et utilisé pour caractériser la linéarité du détecteur est détaillée dans le rapport de stage de DEA de D. Masserot. En résumé, la méthode consiste à mesurer les écarts expérimentaux à l'hypothèse suivante: la transmission d'un filtre ne dépend pas du rayonnement incident. Les variations d'éclairement sont obtenues en modifiant le courant appliqué à une lampe de type FEL 1000 W (source de courant identique à celle utilisée pour les étalonnages) et couvre une dynamique au moins égale à celle du détecteur (10^6). On ajuste d'abord le courant de lampe pour que l'intensité de l'éclairement mesurée par le détecteur soit suffisamment importante (par exemple 50 000 cts/s). Un filtre est ensuite placé devant le diffuseur. L'affaiblissement de l'éclairement mesuré permet de déterminer la transmission du filtre. On enlève ensuite le filtre et l'on réajuste le courant d'alimentation pour que l'éclairement mesuré par le détecteur soit réduit d'un facteur identique à l'absorption du filtre (nouvel éclairement égal au produit de l'ancien par la transmission du filtre). On itère ensuite la procédure. Nous supposons que toute variation de la mesure de la transmission du filtre correspond à un écart à la linéarité. Néanmoins, la méthode utilisée n'est pas sans inconvénient

en raison du report de l'incertitude de la transmission mesurée à chaque itération sur les mesures suivantes. L'utilisation d'un filtre suffisamment absorbant permet de limiter ces risques. Par exemple, si la transmission du filtre vaut 10%, 4 itérations suffisent à la caractérisation de la linéarité pour une gamme couvrant 4 décades. Néanmoins, ce filtre ne permet pas de caractériser l'évolution de la linéarité entre chaque décade. Si l'on souhaite une caractérisation plus précise, il suffit d'appliquer la procédure à l'aide d'un filtre moins absorbant, pour chaque décade.

Les résultats que nous obtenons à 360 nm et pour une tension d'alimentation du photomultiplicateur de 1000 V montrent que la linéarité est quasi parfaite pour une gamme comprise entre 150 cts/s et 10 000 cts/s. Néanmoins, le détecteur devient sous-linéaire lorsque l'intensité est inférieure à 150 cts/s, par exemple à 30 cts/s nous obtenons -8%. Rappelons que l'on souhaite que le détecteur soit linéaire à partir de 10 cts/s vers 300 nm. La caractérisation à 300 nm et toujours pour une tension d'alimentation de 1000 V montre que pour ces conditions la linéarité est quasi parfaite pour une gamme d'intensités comprises entre 10 cts/s et 10 000 cts/s. Enfin la caractérisation de la linéarité aussi bien à 300 nm qu'à 360 nm montre une discontinuité à 10 000 cts/s de l'ordre de 2%. En fait celle-ci est due à un changement de gain au niveau de la carte d'acquisition (à ne pas confondre avec le gain du photomultiplicateur) justement lorsque l'intensité du signal devient supérieure à 10 000 cts/s. Depuis nous avons pris connaissance de l'existence d'une fonction du logiciel spectramax qui permet de calculer dans un premier temps l'amplitude de cette discontinuité et ensuite d'en tenir compte afin d'assurer automatiquement la continuité du signal lors du changement de gain. Ainsi pour les deux caractérisations précédentes, le détecteur est en fait linéaire jusqu'à des intensités de l'ordre de 100 000 cts/s.

Nous avons donc observé que la gamme dynamique pour laquelle le détecteur est linéaire, dépend de la longueur d'onde. Il serait donc nécessaire de caractériser la linéarité du détecteur pour les tensions réellement utilisées (900 V entre 280 et 310 nm et 550V entre 310 et 400 nm)

Le détecteur n'est donc pas parfaitement linéaire entre 10 cts/s et 50 000 cts/s quelle que soit la longueur d'onde (seulement entre 150 et 50 000 cts/s). Néanmoins la linéarité est excellente vers 300 nm, même pour le cas des faibles intensités. Il subsiste néanmoins une incertitude (cas

des faibles intensités) pour toutes les longueurs d'onde comprises entre 300 nm et 360 nm.

Enfin pour des cas d'intensités plus faibles (exemple: 75 degrés, forte couverture nuageuse), la linéarité de l'instrument devient insuffisante (également la sensibilité). Une solution pourrait être d'augmenter la tension appliquée au photomultiplicateur lorsque l'angle solaire zénithal est supérieur à 65 degrés.

2.3 Optimisation et de l'échelle radiométrique de l'instrument.

Nous examinons maintenant les différentes incertitudes propres à l'étalonnage de l'instrument en unité absolue ($W/m^2/nm$). Rappelons tout d'abord que l'échelle radiométrique définie à partir du rayonnement synchrotronique (NIST) diffère actuellement de celle obtenue à partir d'un corps noir étalon (PTB), de l'ordre de 1%. De plus, l'étalonnage d'une source à partir d'un étalon primaire (synchrotronique ou corps noir) est inévitablement limité par un certain nombre d'incertitudes expérimentales. En effet, il est nécessaire de connaître avec précision les paramètres pour lesquels l'intensité de l'éclairement de la source est identique à celle qui lui a été attribuée lors de son étalonnage. Dans le cas des lampes étalons que nous utilisons, les principaux paramètres sont la position (par rapport à une surface) et son courant d'alimentation. De plus, s'ajoute une incertitude propre à la reproductibilité de l'éclairement et les imperfections de l'instrument utilisé pour l'étalonnage de la lampe. Le cumul de ces trois type d'incertitudes représente l'incertitude liée au transfert de l'échelle de l'étalon primaire à la source à étalonner. Par exemple, Oriol qui étalonne des lampes à partir de celles qui proviennent du NIST, estime que l'incertitude propre à son transfert d'étalonnage est de l'ordre de 2% (Cf certificats d'étalonnage des lampes 3-064 et 3-092) pour le domaine des UV.

Dans un premier temps nous présentons notre bilan d'incertitude propre au transfert d'étalonnage de notre instrument à partir des lampes Oriol. Plusieurs intercomparaisons entre nos lampes Oriol et celles provenant du NIST ont été réalisées à l'IASB. Ainsi, nous montrerons que nous avons pu étalonner nos lampes plus précisément à partir de notre instrument et des lampes du NIST.

2.3.1 Incertitudes liées au transfert de l'échelle des lampes Oriol à notre instrument.

2.3.1a Incertitude sur la position de la lampe

Pour les lampes étalons de type FEL 1000 W fournies par Oriol, l'instrument à étalonner (premier élément de la chaîne de mesure qui intercepte le rayonnement) doit être placé à 50 cm du centre du filament. D'autre part l'axe optique normal à la surface réceptrice et passant par son centre (pour notre instrument : le diffuseur), doit également passer le centre du filament. On définit cet axe à partir d'un laser et d'un miroir que l'on applique sur la surface du diffuseur. L'une des faces du socle d'alimentation de la lampe est équipée d'un repère qui permet de l'orienter par rapport au diffuseur. Enfin remarquons que la surface qui capte le rayonnement doit être de faible étendue pour que l'éclairement soit constant en tout point.

Il est difficile de fixer les 6 degrés de liberté qui permettent de définir la position d'une lampe (figure 2.21). En effet, il n'est pas trivial de placer parfaitement le centre du filament sur l'axe optique à 50 cm du diffuseur, et d'orienter rigoureusement la lampe.

Nous estimons néanmoins que notre incertitude de la distance entre le centre du filament et le diffuseur est ± 0.1 mm, ce qui conduit à une première incertitude de 0.4% sur l'intensité de l'éclairement au niveau du diffuseur. Des tests effectués en déplaçant le centre du filament par rapport à l'axe optique montrent que les variations de l'ordre de 2 à 3 mm n'engendrent pas de variation de l'éclairement mesurable par l'instrument. De même nous avons également montré que les variations de l'éclairement reçu au niveau du diffuseur en fonction de la rotation de la lampe autour de son axe sont négligeables. Reste une incertitude pour les deux autres degrés de liberté de rotation. Nous estimons finalement que l'incertitude de l'éclairement liée aux erreurs de positionnement de la lampe est de l'ordre de 0.5 à 1%.

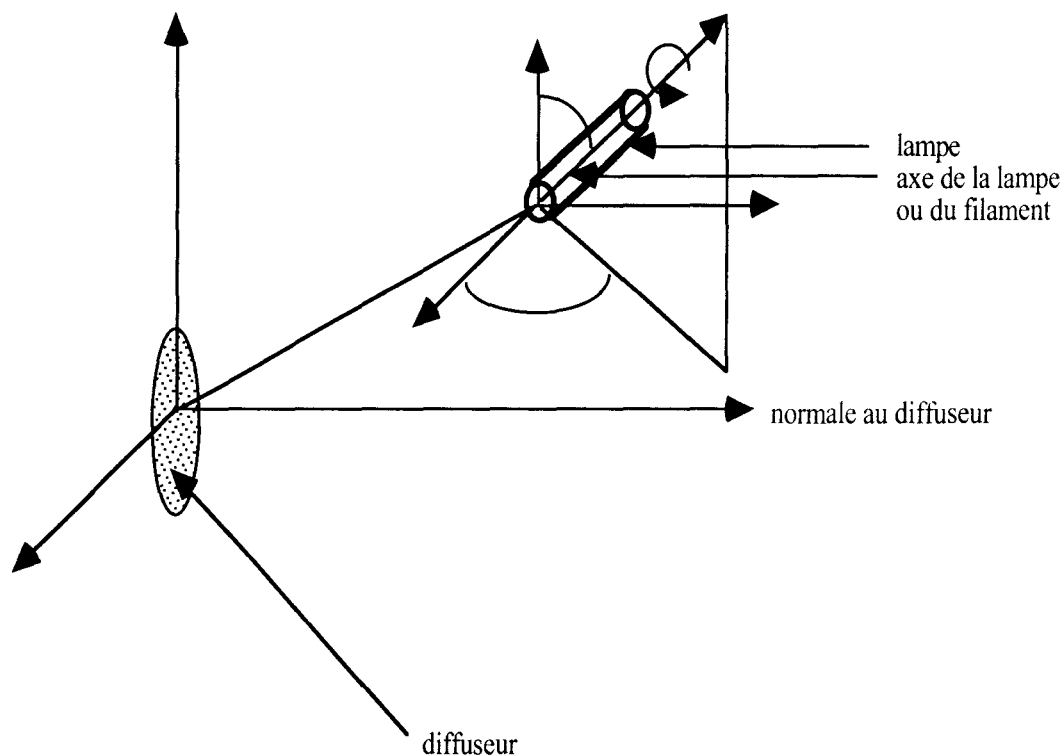


Figure 2.21. Position de la lampe par rapport au diffuseur.

2.3.1b Sensibilité de l'éclairage des lampes au courant d'alimentation

Les lampes de type FEL 1000 W sont typiquement étalonnées pour un courant d'alimentation de l'ordre de 8 ampères. Nous avons observé qu'une variation du courant de 1% par rapport à sa valeur nominale entraîne des variations d'éclairage de l'ordre de 10% pour le domaine des UV. La fiabilité d'un étalonnage exige donc des sources de courant de très précises. L'incrément minimal de courant de notre alimentation HP (Helwett Packard) de type 6575A vaut 0.005 A. Nous avons mesuré qu'une telle variation de courant autour de sa valeur nominale (8 A) entraîne une variation relative de l'éclairage de 0.5%. Nous avons également comparé l'éclairage d'une lampe obtenu à partir de l'alimentation de l'IASB (également de type HP 6575A) et à partir de la notre pour un même courant (8A). La différence d'éclairage est inférieure à 0.5%. Une résistance étalon de 0.1 Ω (montée en série avec la lampe) permet également de contrôler la valeur nominale du courant au moyen d'un multimètre de haute

précision de type HP 3458A. Les différents contrôles que nous avons effectués conduisent à une incertitude de l'éclairement propre au courant d'alimentation de $\pm 0.25\%$. Cette valeur est néanmoins critiquable dans la mesure où les différents tests ont été effectués avec des instruments de même marque.

2.3.1c Reproductibilité de l'éclairement de la lampe

Les lampes ont une durée de vie de l'ordre de quelques centaines d'heures. L'étude du vieillissement d'une lampe (Cf figure 2.17) nous a montré que l'éclairement diminuait de l'ordre de 2% au bout d'une centaine d'heure. Bien entendu cette interprétation est tout à fait critiquable dans la mesure où l'écart entre l'étalonnage final et initial indiquait une variation de la sensibilité pour certaines longueurs d'onde du même ordre de grandeur. Remarquons toutefois que les mesures d'éclairement effectués pendant les trente premières heures étaient tout à fait reproductibles. Néanmoins ces mesures ont été effectuées dans des conditions idéales puisque la lampe fonctionnait en permanence. Par contre il est délicat de conclure quant à la reproductibilité de l'éclairement pour des allumages différents, même pendant les premiers temps. L'utilisation de plusieurs lampes lors de chaque étalonnage permet dans une certaine mesure de lever ce doute, malgré tout il subsiste souvent une incertitude de l'ordre de 0.5 à 1%.

Les variations de la résistance de la lampe peuvent permettre de prévoir dans une certaine mesure la reproductibilité de son éclairement. Il suffit de lire à chaque allumage de la lampe (et après stabilisation: environ 40 mn) au niveau de l'alimentation la tension appliquée au niveau de la lampe puisque le courant nominal est toujours le même. Par exemple pour la lampe dont nous avons étudié le vieillissement, lorsque l'éclairement avait faibli de 20%, la tension avait également chuté de 2V (2% par rapport à la valeur de départ). La sensibilité de l'éclairement à la tension (courant constant) est donc de l'ordre de 10%/V. Néanmoins il est encore délicat de tenter de corréler des variations de 0.1V avec une variation d'éclairement de 1%. Notre expérience actuelle, même en utilisant plusieurs lampes ne permet pas la certitude d'une reproductibilité de l'éclairement d'une lampe meilleure que 1%.

Finalement, nous avons pris conscience de l'importance de la maîtrise des paramètres d'étalonnage. En tenant compte des incertitudes propres au positionnement de lampe, à son

courant d'alimentation, à la reproductibilité de son éclairage, et aux incertitudes liées aux imperfections inévitables de notre instrument, en considérant de plus que toutes les incertitudes sont indépendantes et sont de l'ordre de 1%, on obtient pour le transfert de l'échelle de la lampe à notre instrument une incertitude de 2% (incertitude quadratique).

2.3.2 Comparaison des lampes étalonnées par le NIST et les lampes Oriel.

Nous avons pu expliquer en partie les écarts entre les mesures acquises par notre instrument et celui de l'IASB, lors d'une comparaison des deux instruments en Juillet 1996 à Bruxelles (Cf chapitre 4), en montrant que les 2 instruments n'étaient pas calés sur la même échelle radiométrique. L'instrument de l'IASB avait été étalonné à partir de plusieurs lampes étalon du NIST et le notre à partir d'une seule lampe étalon Oriel. Nous avons évalué la cohérence entre les tabulations des lampes du NIST F417 et F418 de l'IASB et celle de notre lampe Oriel (3-064). Nous avons d'abord étalonné notre instrument à partir de la lampe 417, puis déterminé l'éclairage des autres lampes en unité absolue. L'éclairage obtenu pour chaque lampe (sauf la F417) a été comparé à la tabulation du fournisseur. La figure suivante montre que les tabulations des deux lampes du NIST sont tout à fait cohérentes. Par contre, on note des écarts supérieurs à 10% entre la lampe Oriel et les 2 lampes du NIST (figure 2.22a).

A la fin de l'année 96, nous avons fait l'acquisition d'une autre lampe Oriel (3-092). En Janvier 97 nous avons effectué une deuxième intercomparaison impliquant les lampes F418, F417, 3-064 et 3-092 (figure 2.22b)

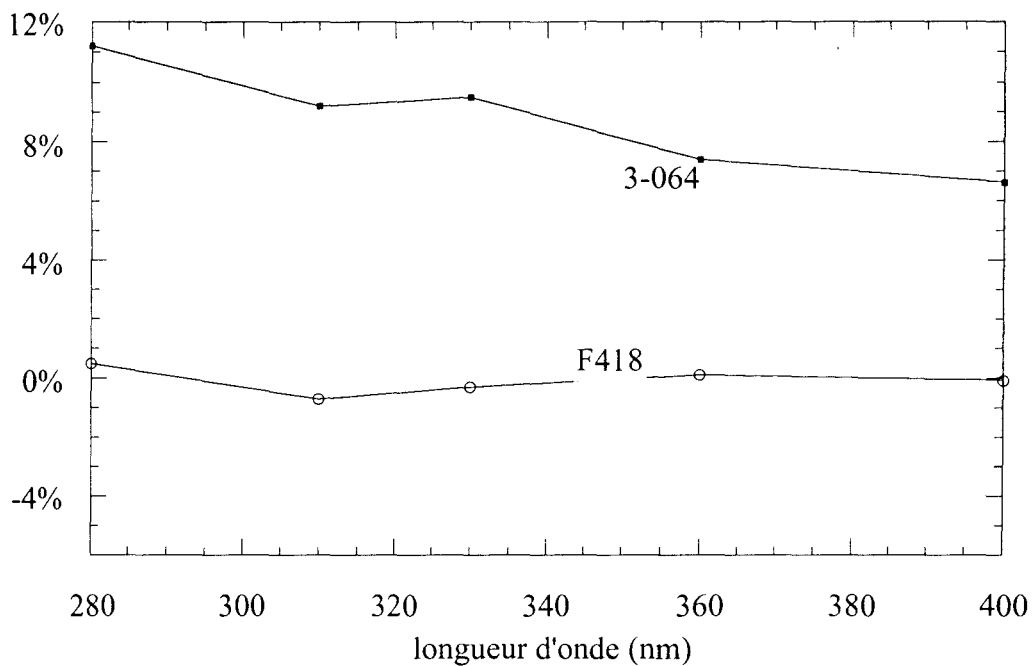


Figure 2.22a. Écarts relatifs entre différentes lampes étalonnées à partir de notre instrument (réfèrece: lampe F417) et leurs tabulations (étalonnage du fournisseur). première comparaison : Juillet 96.

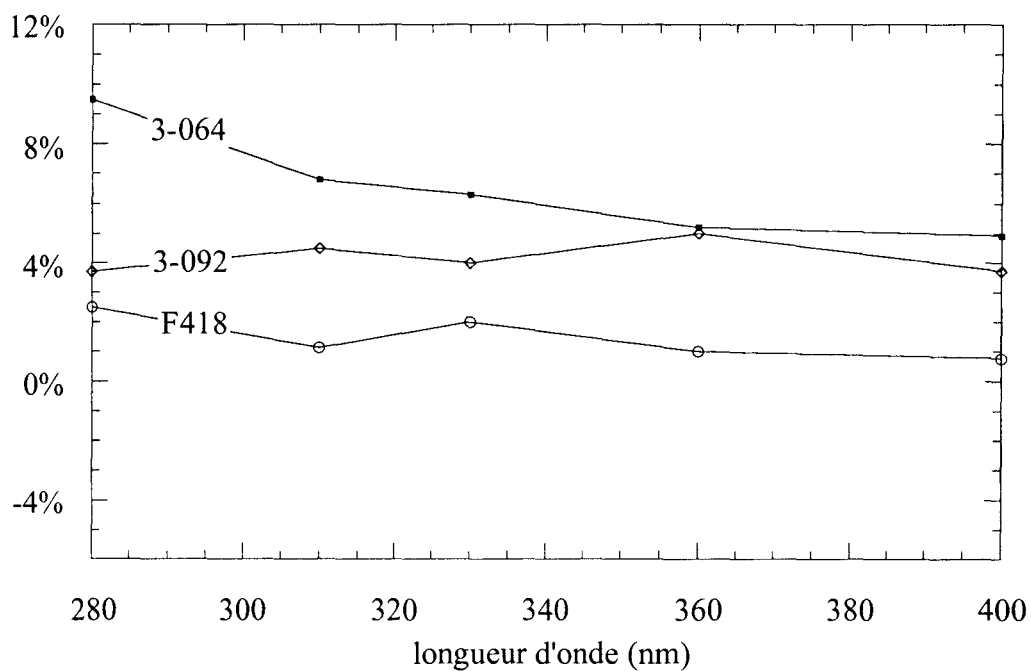


Figure 2.22b. même que 2.22a. deuxième intercomparaison: Janvier 97

Enfin, en juin 97, les 2 lampes Oriel ont été de nouveau comparées aux lampes du NIST en prévision de l'intercomparaison instrumentale à Thessalonique en Juillet 97 (figure 2.22c)

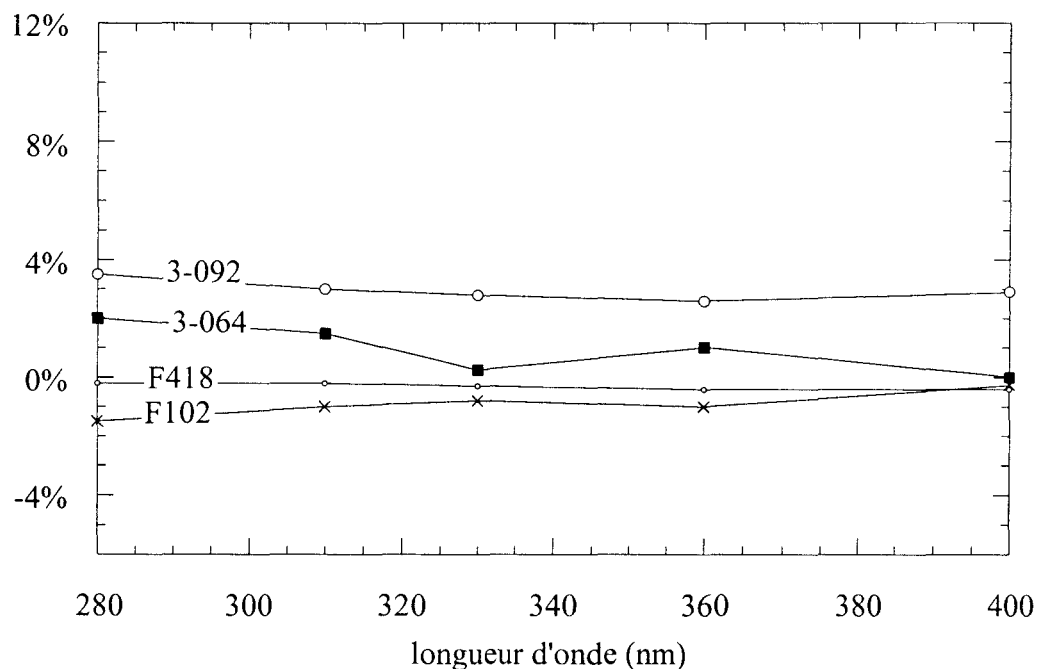


Figure 2.22c. même que 2.22a. troisième intercomparaison: Juin 97.

Les 3 intercomparaisons montrent que les écarts entre les lampes du NIST sont toujours inférieurs à 2%. La deuxième intercomparaison conforte les résultats obtenus en juillet 96 concernant la lampe 3-064. L'accord entre la nouvelle lampe Oriel (3-092) et les lampes F417 et F418 est meilleur que celui obtenu avec la 3-064. Remarquons que l'éclairement de la lampe 3-064 a diminué de plus de 5% entre les 2 dernières intercomparaisons et de ce fait la tabulation fournie par Oriel est en meilleur accord avec les lampes du NIST. Cette diminution d'intensité traduit très certainement le vieillissement de la lampe (Cf figure 2.17). Elle devra donc être étalonnée plus souvent ou remplacée. L'écart de l'ordre de 3 à 4% entre la lampe 3-092 et les lampes du NIST (pour les 2 dernières intercomparaisons) est acceptable compte tenu des incertitudes occasionnées par les différents transferts de l'échelle du NIST à notre instrument. En effet l'incertitude du transfert de l'échelle de l'étalon primaire du NIST (rayonnement synchrotronique) à notre instrument, lorsque celui-ci est étalonné à partir d'une lampe du NIST, résulte de l'utilisation de 2 instruments: le notre et celui-ci du NIST. Oriel étalonne ses propres

lampes à partir de lampes du NIST. Ces lampes sont ensuite utilisées pour étalonner les lampes commercialisées. Lorsque l'on utilise une lampe Oriel, 4 transferts sont occasionnés entre l'étalon primaire et l'étalonnage de notre instrument. Nous avons donc choisi d'étalonner nos 2 lampes Oriel à partir des lampes du NIST. Finalement lorsque l'on étalonne ultérieurement notre instrument à partir de nos propres lampes étalonnées à partir de notre instrument, on remarque que 3 transferts d'étalonnages ont été occasionnés.

2.4 Conclusion

Bilan des incertitudes

NIST	2%
Étalonnage de nos lampes à partir des lampes de l'IASB : transfert d'étalonnage	2%
Ultérieurement, étalonnage de notre instrument à partir des lampes que nous avons étalonnées	2%
somme quadratique (Incertitudes a priori indépendantes)	3.5%

Nous estimons donc que l'incertitude de l'échelle radiométrique de notre instrument à l'échelle absolue à 3.5%. Il faudrait également tenir compte d'autres types d'incertitudes. Par exemple l'instrument est étalonné en position horizontale et effectue les mesures spectrales des UV solaires en position verticale. Après un déplacement de l'instrument entre la chambre d'étalonnage et le site où les mesures sont acquises, nous estimons actuellement que l'incertitude liée à la stabilité optique de l'instrument est inférieure à 1%. Enfin, la stabilité temporelle à long terme du détecteur est encore insuffisante. Pour une durée supérieure à 4 mois, on peut s'attendre à une dérive de sa sensibilité de l'ordre de 10%. A moyen terme (une dizaine de jour), nous estimons que l'incertitude liée à la stabilité du détecteur est de l'ordre de 2%. Ces 2 dernières incertitudes (toujours a priori indépendantes) conduisent à une incertitude finale de l'échelle radiométrique de l'instrument lorsqu'il acquiert des mesures des UV solaires,

supérieures à 4%.

Le chapitre suivant a pour objet de valider l'échelle radiométrique absolue de l'instrument par des comparaisons avec des mesures auxiliaires et des modèles pour lesquels certains paramètres d'entrée proviennent d'autres mesures auxiliaires.

Troisième Chapitre

**Validation des mesures spectrales du
rayonnement ultraviolet au sol**

**Comparaisons Mesures - Modèles -
Mesures auxiliaires**

Les deux premiers chapitres nous ont permis de prendre conscience des principales contraintes instrumentales propres à la métrologie du rayonnement ultraviolet au sol. Tout d'abord nous avons montré que l'analyse spectrale du rayonnement efficace requiert un concept instrumental qui peut compromettre la reproductibilité des étalonnages. Bien que l'optimisation de la stabilité de l'instrument et de l'échelle radiométrique absolue conforte a priori la qualité des mesures spectrales acquises, il est toutefois nécessaire de disposer de plusieurs outils de contrôle. En mai 1996, nous avons fait l'acquisition d'un pyranomètre UVB. Cet instrument fourni et étalonné par la firme Yankee Environmental Systems (YES) est équipé d'un filtre large bande centré dans la région des UVB. Sa fonction d'appareil voisine du spectre d'action érythémal de Diffey permet donc après étalonnage de l'instrument d'obtenir la puissance efficace totale du rayonnement ultraviolet pour l'érythème. Cet instrument représente donc un moyen de contrôle de la qualité des mesures spectrales que l'on intègre en les pondérant au préalable par le spectre d'action érythémal. Nous sommes aujourd'hui convaincus que la modélisation du rayonnement ultraviolet peut également constituer un outil de contrôle, lorsque l'atmosphère est très claire, pourvu que l'on ait accès à un certain nombre de paramètres concernant la turbidité de l'atmosphère et à une mesure de l'albédo du sol. L'épaisseur optique des aérosols dans le domaine UV est obtenue par l'extrapolation des mesures dans le domaine du visible et du proche infrarouge, acquises dans quatre canaux situés dans le domaine du visible (440, 670, 860, 1020 nm) à partir d'un photomètre Cimel. L'objectif de ce chapitre est de montrer la cohérence entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre, et les calculs de l'intensité du rayonnement UV au sol.

Nous présenterons tout d'abord les 2 instruments auxiliaires dont nous disposons (pyranomètre et Cimel). Ensuite, nous insisterons sur les principales sources d'écarts entre les mesures et la modélisation du rayonnement ultraviolet au sol. Nous présenterons l'exemple d'une journée où les conditions étaient très favorables pour évaluer la cohérence entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation. Enfin, l'intercomparaison instrumentale à Thessalonique en Juillet 1997 a permis non seulement d'évaluer la cohérence entre l'échelle radiométrique de notre instrument et celle des autres, mais aussi d'évaluer la fiabilité du contrôle de la qualité des mesures spectrales à partir des mesures auxiliaires et de la modélisation.

3.1 Mesures auxiliaires

3.1.1 Le pyranomètre UV-B

Le pyranomètre UV-B YES est un instrument à large bande destiné à la mesure de l'efficacité totale du rayonnement UV pour l'érythème car sa fonction d'appareil a une forme similaire au spectre d'action érythémal. Le concept instrumental, identique à celui des instruments utilisés dans le réseau Robertson Berger [Berger, 1976], est basé sur l'utilisation d'un filtre qui coupe le rayonnement visible et d'une diode comme détecteur. En fait les UV sont convertis, par fluorescence en lumière visible détectée par la diode (sensible uniquement au rayonnement visible). Cet instrument a l'avantage d'être très stable. Tout d'abord la stabilité optique est en principe meilleure que celle d'un double monochromateur puisque les différents éléments qui le constituent (filtre et détecteur) ne sont pas mobiles. D'autre part, la stabilité temporelle d'une diode est typiquement plus fiable que celle d'un photomultiplicateur. A titre indicatif, nous avons comparé notre pyranomètre à un autre du même type (celui de l'IASB), en Juillet 1996 et en juin 1997. L'accord entre ces deux instruments est reproductible (à 1%) pour ces deux dates. Comme les durées d'utilisation de ces deux instruments n'ont pas été identiques (IASB: surveillance permanente des UV solaires, le nôtre : usage ponctuel), la reproductibilité de leur accord ne peut pas être liée à la corrélation de leur dérive éventuelle au cours du temps. Néanmoins l'étalonnage de ce type d'instrument est plus délicat que celui d'un spectroradiomètre. Au sein du réseau européen, plusieurs équipes utilisent un pyranomètre pour contrôler la stabilité temporelle de leur spectroradiomètre. Une des méthodes fréquemment utilisée, consiste à faire coïncider l'échelle radiométrique du pyranomètre avec celle du spectroradiomètre lors des premières mesures des UV solaires acquises après un étalonnage. L'intégration des spectres acquis, préalablement pondérés par la fonction d'appareil du pyranomètre permet la détermination de la puissance réellement efficace du rayonnement pour cet instrument. Remarquons que cette technique ne permet pas de valider l'échelle radiométrique du spectroradiomètre puisque l'on transfère en fait son échelle à celle du pyranomètre, mais peut servir au contrôle de la reproductibilité de l'étalonnage du spectroradiomètre. Notre pyranomètre UVB a été étalonné par YES. Trois coefficients d'étalonnage qui dépendent de

l'angle solaire zénithal sont disponibles (table 3.1). Les deux premiers permettent de déterminer la puissance réelle du rayonnement UV-B, pour les 2 conventions usuelles de ce domaine (280-315 nm et 280-320 nm). Le troisième coefficient permet de déterminer l'efficacité totale du rayonnement pour l'érythème.



angle solaire zénithal (degré)	coefficients d'étalonnage permettant de déterminer la puissance réelle des UV-B		coefficient d'étalonnage propre à l'efficacité totale des UV pour l'érythème (CIE)
	280-315 nm K1 W/m2/Volt	280-320 nm K2 W/m2/Volt	K3 (W/m2 efficace)/Volt
21.8	1.060	1.907	0.144
25.0	1.078	1.953	0.143
30.0	1.093	2.006	0.141
35.0	1.102	2.060	0.139
40.0	1.103	2.105	0.138
45.0	1.108	2.164	0.136
50.0	1.112	2.240	0.136
55.0	1.115	2.338	0.137
60.0	1.130	2.494	0.140
65.0	1.126	2.658	0.145
70.0	1.104	2.859	0.145

Table 3.1 . Facteurs de conversion de la tension reçue par l'unité d'acquisition du pyranomètre permettant la détermination du flux d'énergie radiatif des UVB et l'efficacité totale des UV pour l'érythème (fournis par YES).

La procédure utilisée pour l'étalonnage de cet instrument est différente de celle que nous avons exposée précédemment. Les trois coefficients d'étalonnages sont obtenus directement par les rapports respectifs entre les trois quantités intégrées, déterminées par un spectroradiomètre et le signal reçu au niveau de l'unité d'acquisition du pyranomètre.

Comme la réponse spectrale du pyranomètre est voisine du spectre d'action érythémal, les mesures de l'efficacité totale des UV sont les plus fiables. En effet, un instrument destiné à la mesure de la puissance réelle du rayonnement devrait avoir une réponse spectrale plus proche

d'un filtre passebas idéal éliminant toutes les longueurs d'onde n'appartenant pas au domaine des UV-B. Après avoir comparé les mesures de la puissance érythémale acquises par le pyranomètre à celles de notre spectroradiomètre et à la modélisation, nous avons considéré que le pyranomètre YES représentait un excellent moyen de contrôle (sur site) de l'échelle radiométrique du spectroradiomètre. L'expérience que nous avons tirée de l'intercomparaison instrumentale à Thessalonique nous a amené à tenir compte d'avantage des limites de la précision des mesures de l'efficacité totale des UV acquises par le pyranomètre, liée à la différence entre sa réponse spectrale et le spectre d'action érythémal (Cf section 3.3.4).

Nous examinons maintenant les limites de la validité des coefficients d'étalonnage relatif à la puissance réelle du rayonnement UV-B. En premier lieu, nous avons comparé les rapports entre ces coefficients et celui de la puissance érythémale ($K1/K3$ et $K2/K3$) aux rapports entre les puissances correspondantes mesurées par le spectroradiomètre (lors d'une journée d'acquisition). Les résultats illustrés par la figure 3.1 valident donc dans une certaine mesure les coefficients d'étalonnage de la puissance réelle des UV-B.

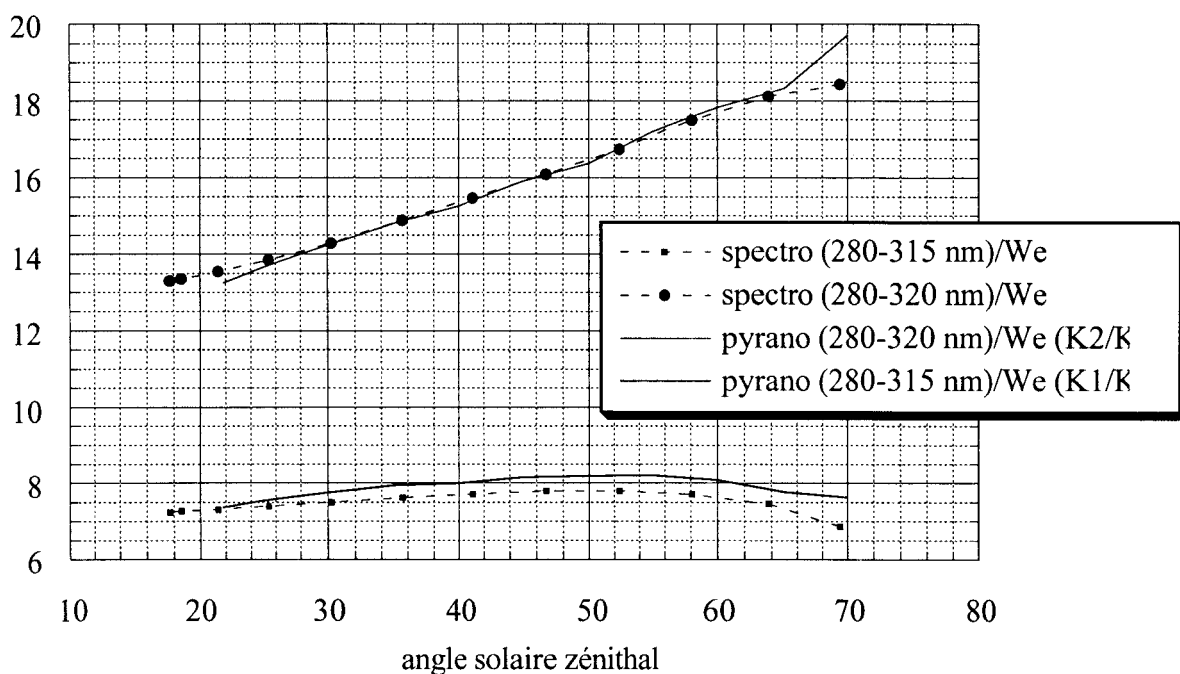


Figure 3.1. Rapport entre les coefficients d'étalonnage du pyranomètre ($K1/K3$ et $K2/K3$) en fonction de l'angle zénithal. We : puissance érythémale. Comparaison avec les rapports obtenus à partir du spectroradiomètre lors d'une demi-journée.

La modélisation montre que les variations de la quantité d’ozone représentent une source d’incertitude des coefficients d’étalonnage du pyranomètre et peut en partie expliquer certains écarts illustrés par la figure 3.1. Les résultats présentés par la figure 3.2 sont obtenus cette fois, en comparant les rapports des coefficients d’étalonnage du pyranomètre et les rapports entre les puissances correspondantes calculées à partir de deux modèles simples (temps clair, sans aérosol, 250 et 330 DU). Les écarts entre les rapports issus des deux modèles, parfois supérieures à 10%, traduisent donc les limites de la validité des mesures de la puissance réelle du rayonnement UV-B. Les mesures de la puissance érythémale sont en principe plus fiables puisque la réponse spectrale du pyranomètre est mieux adaptée à ce type de mesures.

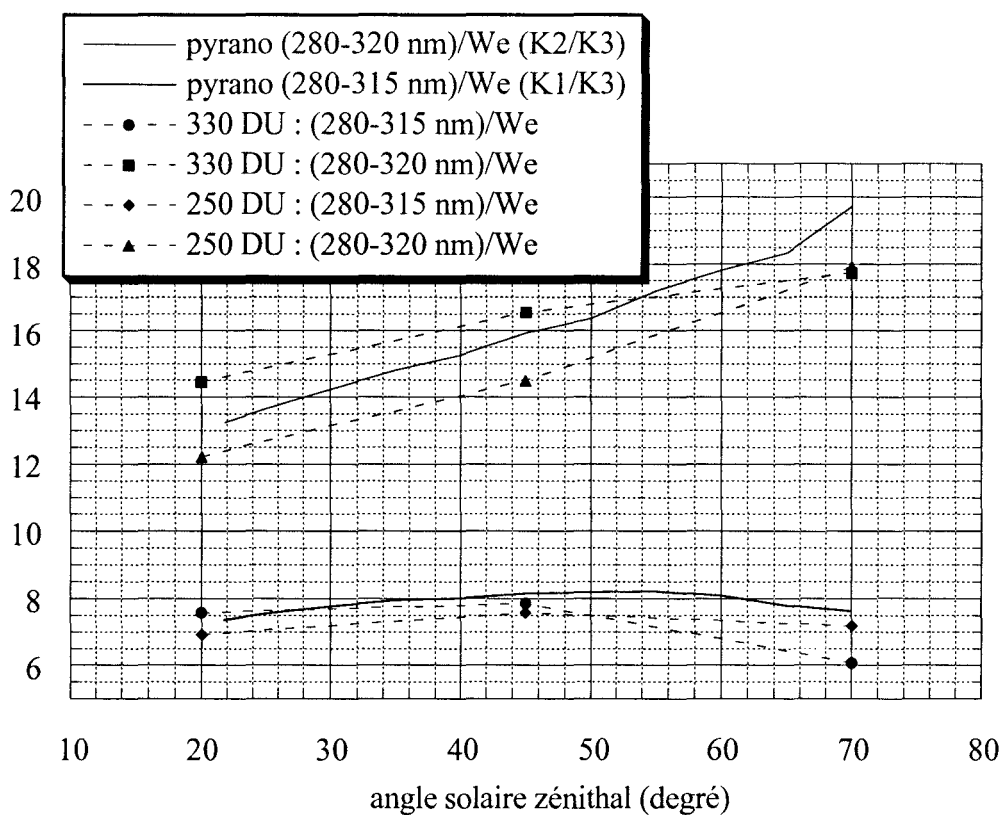


Figure 3.2 . Même que figure 3.1 mais en utilisant deux modèles d’atmosphère idéalement claire (250 et 330 DU)

La puissance totale du rayonnement UV est donc fortement corrélée à la puissance efficace (érythème). Ces trois quantités ne sont pas strictement proportionnelles quel que soit l’angle solaire zénithal et les rapports entre les coefficients d’étalonnage établis par YES en rendent bien compte. Nous avons également montré (pour un même angle solaire) qu’il existe également des

écarts à la linéarité suivant les fluctuations de la quantité d’ozone (Cf Annexe II : Nouvelle limite du pyranomètre).

3.1.2 Mesure de l’épaisseur optique des aérosols.

Les aérosols représentent un facteur important de modulation du rayonnement ultraviolet. Leur épaisseur optique est déterminée à partir de la mesure de l’atténuation du rayonnement direct par l’atmosphère. Nous disposons d’un photomètre portable Cimel équipé de 4 canaux, 2 dans la région du visible à 440 et 670 nm et 2 dans le proche infra rouge à 860 et 1020 nm.

3.1.2a Étalonnage du Cimel

La procédure usuelle de l’étalonnage de ce type d’instrument est la méthode de Bouguer Langley. Celle-ci consiste à déterminer le signal extraterrestre que mesurerait l’instrument en unité relative (comptes numériques) pour les 4 canaux à partir de l’extrapolation des mesures acquises pour différents angles solaires.

L’éclairement du rayonnement direct au sol s’exprime de la manière suivante:

$$E_{\text{direct}} = E_0 \cdot \exp(-m \cdot \delta)$$

avec E_0 : Éclairement solaire extraterrestre
 m : facteur de masse d’air (fonction de l’angle solaire zénithal)
 δ : épaisseur optique totale de l’atmosphère

La représentation de cette expression en échelle semi-logarithmique permet d’obtenir lorsque l’épaisseur optique est constante, une droite dont l’ordonnée à l’origine représente le signal hors atmosphère et la pente, l’épaisseur optique au signe près.

$$\ln(E_{\text{direct}}) = \ln(E_0) - \delta \cdot m$$

La qualité de l'étalonnage nécessite d'effectuer des mesures à la fois pour un facteur de masse d'air le plus petit possible (cas limite égal à 1 si le soleil est au zénith) et des facteurs de masse d'air importants, typiquement lorsque l'angle solaire est supérieur à 80 degrés. L'utilisation d'angles supérieurs à cette valeur, bien qu'elle permettrait d'obtenir des facteurs de masse d'air encore plus élevés, n'est pas fiable. L'expression du facteur de masse d'air que nous utilisons, en fait un développement au troisième degré en fonction de m_0 (facteur de masse d'air dans le cadre de l'approximation plan parallèle) permet de rendre compte de l'effet de sphéricité de l'atmosphère jusqu'à 83 degrés. Au-delà de cet angle, même si l'on augmentait le nombre de termes du développement, il faudrait également tenir compte du profil des aérosols en raison de la modification des facteurs de masse d'air liée à la présence des aérosols pour les grands angles. Lorsque le soleil se couche (ou se lève), les mesures deviennent très délicates car l'intensité du direct décroît très rapidement en fonction du temps.

La détermination du signal extraterrestre propre à chaque canal s'effectue en ajustant la droite de Bouguer Langley (moindres carrés) aux mesures acquises sur une demi-journée, par exemple entre le midi solaire et le crépuscule. Remarquons l'importance de la qualité des mesures effectués vers le midi solaire et pour le soleil couchant. En effet la principale source d'incertitude des coefficients de la régression linéaire dépend de celles des points situés aux deux extrémités de la droite de Bouguer (points levier). La fiabilité de l'étalonnage suppose que l'atmosphère soit parfaitement stable au cours de la demi-journée. Plusieurs tentative d'étalonnage du Cimel à la Villeneuve d'Ascq ont échoué, malgré des conditions météorologiques apparemment favorables. En effet, il est tout à fait possible d'obtenir un excellent coefficient de corrélation de la droite de Bouguer lorsque la quantité d'aérosol augmente ou diminue progressivement au cours d'une demi-journée [Vermeulen, 1996], ce qui conduit à une valeur du signal extraterrestre erronée. La procédure d'étalonnage d'un photomètre destiné à la mesure du rayonnement direct n'est donc pas triviale et requiert des conditions météorologiques très favorables, par exemple en altitude lorsque la teneur en aérosol est très faible et que l'atmosphère résiduelle peut être considérée comme très stable.

A l'occasion de la campagne de mesures spectrales du rayonnement ultraviolet à Briançon (Cf chapitre 4), nous avons étalonné le Cimel au sommet de la station de ski de Briançon sur le mont Prorel à 2400 m d'altitude. Trois étalonnages ont été réalisés les après-midi du 11, 13 et

15 mars. Un quatrième étalonnage a également été effectué le 12 mars, à Briançon (1300 m), mais celui-ci ne permet pas d'obtenir un facteur de masse d'air supérieur à 4 car le soleil est caché par le mont Prorel lorsque l'angle solaire est supérieur à 75 degrés. Les deux figures suivantes présentent les droites de Bouguer de chaque canal pour l'après-midi du 11 et du 15 mars, respectivement.

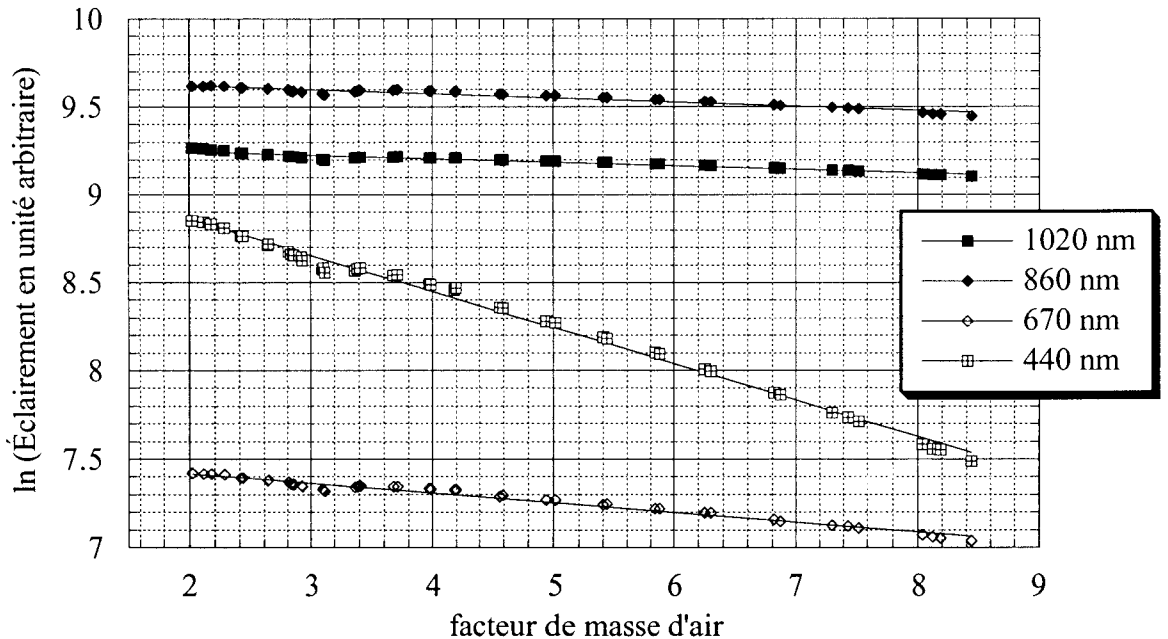


Figure 3.3. Étalonnage du Cimel. 11 mars 1997. Mont Prorel (2400 m)

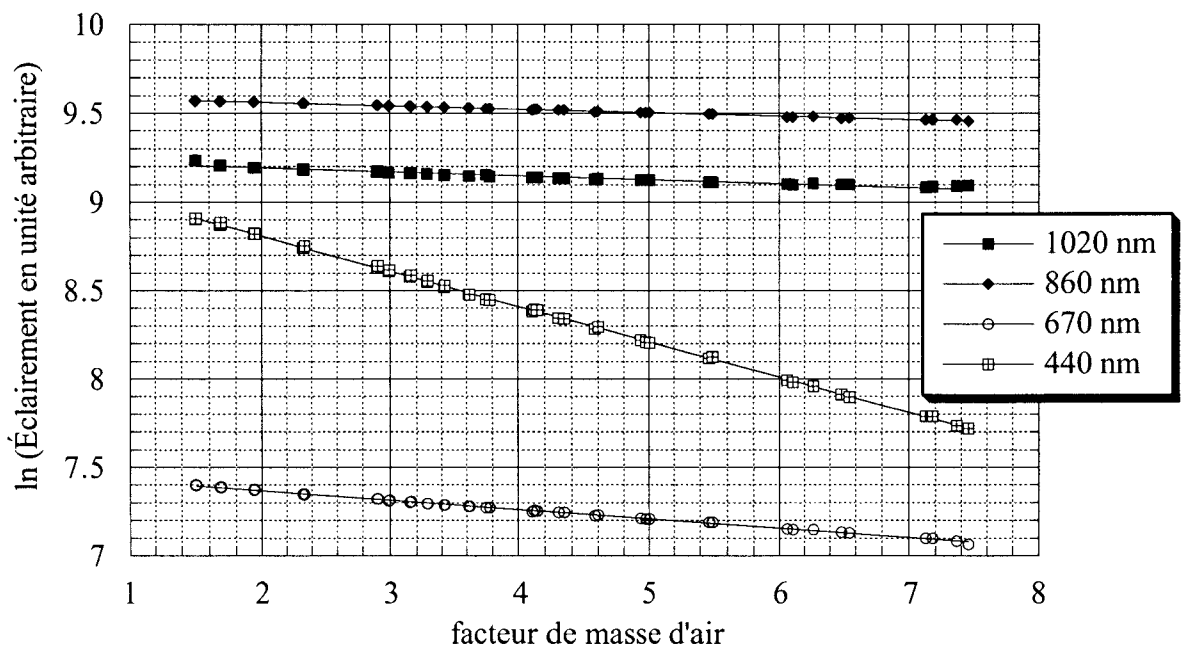


Figure 3.4. Étalonnage du Cimel. 15 mars 1997. Mont Prorel (2400 m)

La table 3.2 présente les coefficients d'étalonnage (signal hors atmosphère) obtenus pour chaque canal et pour chaque jour. A titre indicatif nous avons également porté ceux du mois de mars 1995 à Grenoble (utilisés jusqu'en mars 1997) et que nous discuterons plus loin. Notons que les coefficients obtenus le 13 et le 15 mars sont les plus pertinents puisque les étalonnages du 13 et 15 mars sont tout à fait reproductibles (écarts inférieurs à 1%), par contre on observe des écarts qui atteignent de l'ordre de 10% par rapport aux coefficients du 11 (Prorel) et du 12 mars (Briançon), probablement parce que l'atmosphère n'était pas suffisamment stable lors de ces deux après-midi. Les coefficients de corrélation des droites de Bouguer obtenus les 13 et 15 mars sont également meilleurs que ceux du 11 mars, journée pour la quelle les mesures ne s'ajustent pas tout à fait sur une droite, notamment pour le canal 440 nm (figure 3.3). La moindre variation de l'atmosphère peut donc compromettre l'étalonnage.

date	lieu	440 nm	670 nm	860 nm	1020 nm
11/03/97	Prorel	10623	1865	15824	10807
12/03/97	Briançon	9415	1709	14459	10420
13/03/97	Prorel	10042	1768	14384	10384
15/03/97	Prorel	10022	1764	14791	10308
mars 95	Grenoble	21482	13946	15521	10883

Table 3.2. Bilan des étalonnages effectués à Briançon en mars 1997. Comparaison avec l'étalonnage précédent, en mars 1995 à Grenoble.

L'étalonnage d'un Cimel n'est donc pas trivial, même sur un site où le ciel est très clair, c'est pourquoi il n'est pas envisageable de contrôler la reproductibilité de l'étalonnage du Cimel à Villeneuve d'ascq par la méthode de Bouger.

3.1.2b Incertitudes des mesures de l'épaisseur optique des aérosols

Les mesures acquises par le Cimel permettent en premier lieu de déterminer l'épaisseur optique totale de l'atmosphère pour les quatre canaux:

$$\delta_{\text{totale}} = [\ln(E_0) - \ln(E_{\text{direct}})] / m$$

L'épaisseur optique des aérosols est obtenue par soustraction de l'épaisseur optique Rayleigh à l'épaisseur optique totale. Le calcul de l'épaisseur optique Rayleigh que nous effectuons ne tient compte que de la pression au sol. Comme nous le verrons dans la suite l'épaisseur optique Rayleigh dépend en fait du profil de pression et de température, mais nous estimons ici que l'incertitude liée aux écarts entre les profils réels et les profils standards de pression et température que nous utilisons pour déterminer l'épaisseur optique Rayleigh (conditions normales pression et température), sont négligeables. Nous considérons ensuite que les écarts entre l'épaisseur optique réelle et standard sont proportionnels à la différence entre la pression locale et standard (1013 hPa). Dans ce cas, l'incertitude absolue sur la mesure de l'épaisseur optique des aérosols dépend donc simplement de la fiabilité des coefficients d'étalonnage utilisés. On obtient ainsi:

$$\Delta\delta_{\text{aérosol}} = \Delta E_0 / (E_0 \cdot m)$$

avec $\Delta\delta_{\text{aérosol}}$: incertitude sur l'épaisseur optique des aérosols

et ΔE_0 : incertitude du coefficient d'étalonnage du canal considéré

Notons que l'incertitude absolue est plus faible lorsque le facteur de masse d'air (ou l'angle zénithal) augmente. Nous considérons qu'une incertitude de 10% du signal hors atmosphère du canal situé à 440 nm paraît tout à fait réaliste compte tenu des difficultés propres à la procédure d'étalonnage et d'une éventuelle dérive du photomètre au cours du temps. Dans ce cas, si le soleil est au zénith, alors quelle que soit la mesure de l'épaisseur optique des aérosols, l'incertitude absolue vaut 0.1, pour un angle de 60 degrés, celle-ci est diminuée de moitié. Les coefficients d'étalonnage de mars 1995 et mars 1997 diffèrent d'un facteur 2 (440 nm), ce qui est très gênant puisque les mesures acquises à cette longueur d'onde sont déterminantes pour l'extrapolation au domaine des UV. Selon le coefficient utilisé (mars 95 ou mars 97), on note une différence sur l'épaisseur optique de l'ordre de 0.3 à 440 nm (angle solaire: 60 degrés). On doit donc tenir compte d'une incertitude assez importante pour toutes les mesures d'épaisseurs optiques acquises entre ces deux étalonnages. Il serait donc souhaitable à l'avenir d'étalonner le Cimel plus fréquemment, par exemple tous les 6 mois.

3.1.2c Comparaison des mesures acquises par le Cimel manuel et le photomètre automatique Cimel du laboratoire

Deux semaines après avoir étalonné le Cimel, nous avons comparé nos mesures à celles acquises par le photomètre automatique du laboratoire, lors de 2 journées de temps clair. Nous avons toutefois observé des variations d'épaisseur optique assez importantes qui auraient considérablement perturbé un nouvel étalonnage de l'instrument. Les résultats de cette comparaison illustrés par les quatre figures suivantes montrent que les deux instruments sont en très bon accord pour les canaux situés à 670, 860 et 1020 nm. Concernant le quatrième canal, on observe une différence entre les épaisseurs optiques mesurées de l'ordre de 0.1, qui correspond à un écart de l'ordre de 15% entre les échelles radiométriques des deux instruments. Notons également que des mesures effectuées par notre instrument pendant une période inférieure à 5 mn conduisent également à des variations du même ordre. Compte tenu de la variabilité de l'atmosphère, même pour un temps apparemment très clair, il aurait fallu que les mesures acquises par les deux instruments soient parfaitement synchrones.

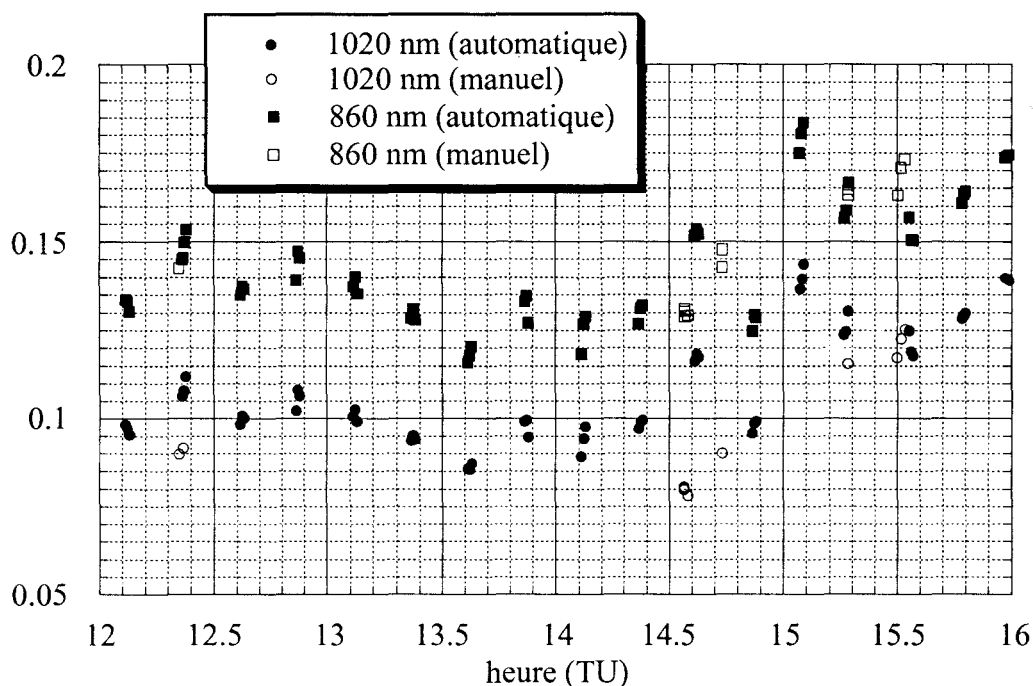


Figure 3.5a. 01/04/97 : comparaison entre des mesures d'épaisseur optique des aérosols acquises par le Cimel manuel et le Cimel automatique

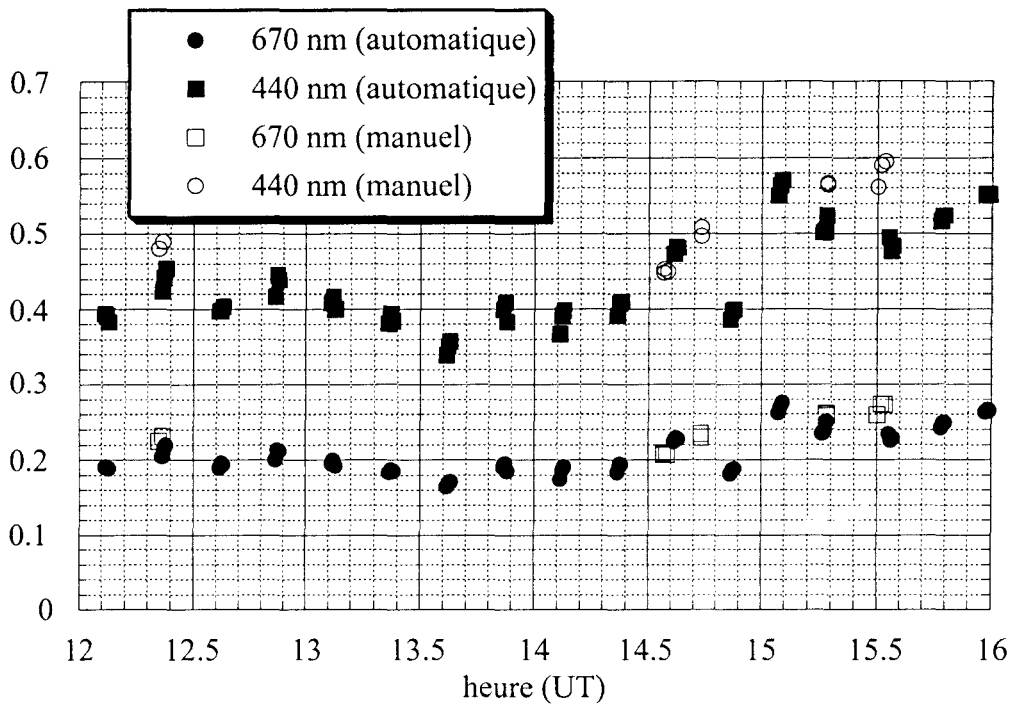


Figure 3.5b. même figure 3.5a mais pour 440 et 670 nm.

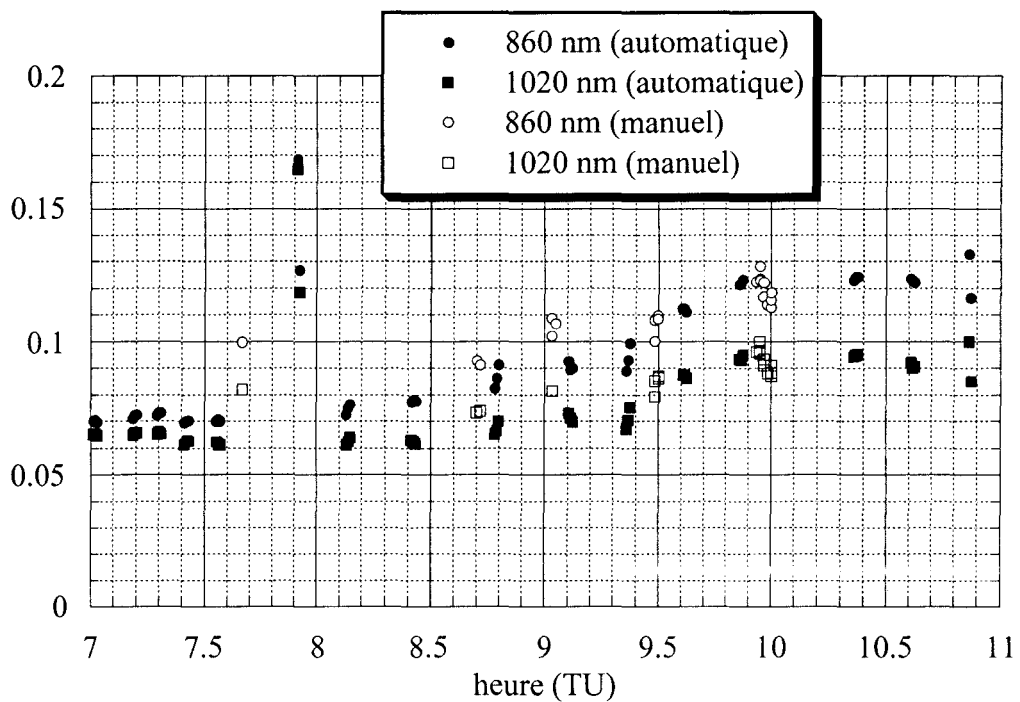


Figure 3.6a. 02/04/97 comparaison des mesures d'épaisseur optique des aérosols acquises par le Cimel automatique et le Cimel manuel à 860 et 1020 nm.

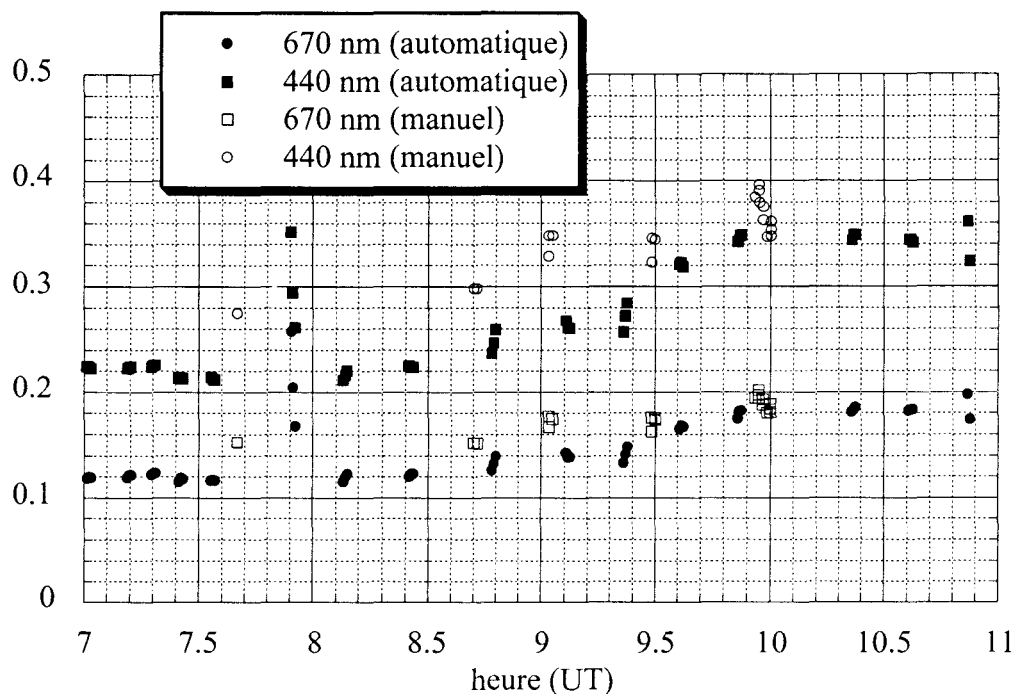


Figure 3.6b. même que figure 3.6a mais pour 440 et 670 nm.

3.2 Modélisation de la répartition spectrale énergétique du rayonnement ultraviolet au sol.

La modélisation de la répartition spectrale de l'éclairement global au sol nécessite en premier lieu de calculer la transmittance globale de l'atmosphère. On pondère ensuite le rayonnement que l'on obtiendrait en absence d'atmosphère (flux solaire extraterrestre pondéré par le cosinus de l'angle solaire zénithal) par la transmittance. Nous observons donc en premier lieu que la précision des simulations dépend à la fois de celle du calcul de la transmittance globale mais aussi de celle de la mesure du flux solaire extraterrestre. Les mesures les plus précises du flux solaire extraterrestre ont été acquises par des spectroradiomètres embarqués dans le cadre d'expériences spatiales. On peut citer les instruments SUSIM, SOLSPEC, SBUV, SME et SOLSTICE. La figure 3.7 compare 2 spectres acquis par SUSIM, un par SOLSPEC et une ancienne compilation, et montre que l'accord entre ces différents spectres est de l'ordre de quelques pour-cent. Cette imprécision limite donc de ce fait inévitablement la précision des simulations.

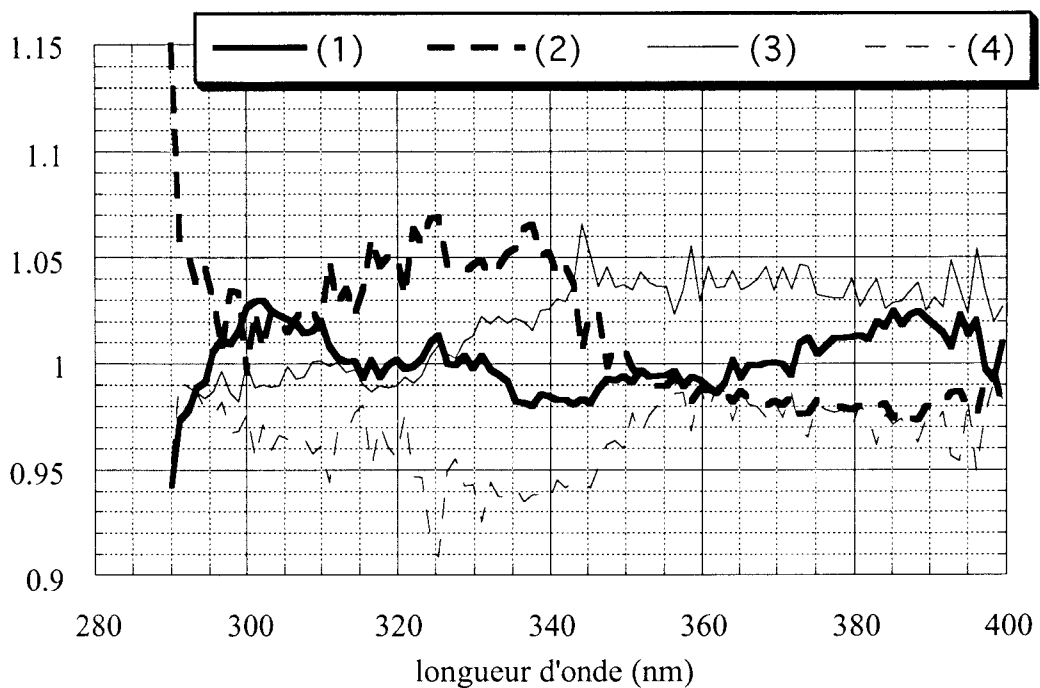


Figure 3.7. Comparaison de différents spectres solaires extraterrestres. (1) Spectre acquis par l'instrument SUSIM embarqué sur Atlas3. (2) autre spectre de SUSIM moins récent. (3) Solspec. (4) Compilation de plusieurs spectres: Brasseur et Simon (1981), Arvesen et al. (1969), Neckel et Labs (1984), Smith et Gottlieb (1974). Référence définie à partir de la moyenne de ces 4 spectres. Rapport de chaque spectre à la référence.

Même si la précision de certains codes de calcul, propre aux critères de convergences des algorithmes utilisés, est excellente [Forster, 1994], il est toutefois difficile de maîtriser parfaitement l'ensemble des paramètres qui fixent la transmittance de l'atmosphère. En effet, même pour des conditions idéales, il n'est pas trivial d'être assuré d'une part, que le nombre de paramètres d'entrée soit suffisant, et d'autre part de l'exactitude de ces derniers [Weihs and Webb, 1997]. Par exemple, pour des conditions de temps clair, en considérant uniquement la diffusion Rayleigh, l'absorption par l'ozone et la présence des aérosols, il est aussi, a priori nécessaire de connaître les profils de pression, de température, d'ozone et d'aérosols, les colonnes totales de ces profils, également la fonction de phase et l'albédo de diffusion primaire des aérosols quelle que soit la longueur d'onde, et enfin l'albédo du sol. De plus, on décompose suivant l'altitude, l'atmosphère en couches homogènes bien entendu pour chaque tranche d'altitude considérée, mais également suivant les deux autres dimensions d'espace. Puisque nous ne maîtrisons jamais l'ensemble de ces paramètres et compte tenu des incertitudes inévitables propres aux mesures locales, il est nécessaire d'effectuer des tests de sensibilité afin

d'évaluer les limites de la validité des comparaisons entre les simulations et les mesures.

3.2.1 Comparaisons des différents codes disponibles au LOA

Nous disposons actuellement de 3 codes de calcul du transfert radiatif du rayonnement dans l'atmosphère. La méthode des ordonnées discrètes basée sur le code de Stamnes [Stamnes et al, 1998], la méthode des ordres successifs et un code de MonteCarlo développés respectivement par J. Lenoble et D. Tanré. En premier lieu, nous nous sommes assurés de la cohérence des résultats obtenus à partir de ces 3 méthodes de calcul. La fiabilité des algorithmes utilisés pour chaque méthode de calcul a été contrôlée en utilisant exactement les mêmes paramètres d'entrée: des profils standards pour la répartition verticale des différents constituants de l'atmosphère et la même décomposition (même nombre de couches atmosphériques).

3.2.1a Comparaison entre la méthode des ordonnées discrètes et la méthode des ordres successifs.

L'éclairement global au niveau du sol est égal au flux solaire extraterrestre affaibli par l'atmosphère (caractérisée par sa transmittance) et pondéré par le cosinus de l'angle solaire zénithal (équation 3.1).

$$E_{\text{global}} = F_0 \cdot \cos(\text{sza}) \cdot T_{\text{globale}} \quad (3.1)$$

avec: F_0 : flux solaire extraterrestre
sza : angle zénithal de la direction solaire
 T_{globale} : transmission globale de l'atmosphère

La transmittance globale peut se décomposer en deux termes, l'un propre à l'éclairement direct et l'autre à l'éclairement diffus. La transmittance directe s'exprime simplement à partir de l'épaisseur optique totale de l'atmosphère (δ) selon l'équation 3.2.

$$T_{\text{direct}} = e^{-\delta_{\text{totale}}} \quad (3.2)$$

Lorsque tous les paramètres sont fixés, la transmittance directe est implicitement définie par la nature et la quantité des différents constituants présents dans l’atmosphère et son calcul ne contribue aucunement aux incertitudes sur la transmission globale. L’épaisseur optique totale de l’atmosphère s’obtient à partir des épaisseurs optiques de chaque couche atmosphérique (δ_i) utilisée pour le traitement numérique (équation 3.3)

$$\delta_{\text{totale}} = \sum_i \delta_i \quad (3.3)$$

L’épaisseur optique de chaque couche est calculée à partir des épaisseurs optiques de tous les constituants présents pour lesquels on distingue également deux termes, l’un propre à l’absorption et l’autre à la diffusion. Enfin la contribution de chaque constituant à l’épaisseur optique d’une couche particulière, aussi bien pour l’absorption que la diffusion peut s’exprimer à partir de sa concentration, des sections efficaces d’absorption et de diffusion, et de l’épaisseur de la couche considérée (équation 3.4)

$$\delta_{ij} = N_{ij} \cdot (C_{s_{ij}} + C_{a_{ij}}) \cdot \Delta z_i \quad (3.4)$$

avec

- δ_{ij} : épaisseur optique propre au constituant j pour la couche i
- N_{ij} : concentration moyenne du constituant j pour la couche i
- $C_{s_{ij}}$: section efficace de diffusion
- $C_{a_{ij}}$: section efficace d’absorption
- Δz_i : épaisseur de la couche i

Finalement, l’épaisseur optique totale de l’atmosphère s’exprime:

$$\delta = \sum_i \sum_j N_{ij} \cdot (C_{s_{ij}} + C_{a_{ij}}) \cdot \Delta z_j$$

Le calcul de la transmittance diffuse représente une première source d’écart entre les 2 méthodes de calcul que nous comparons. En effet les méthodes utilisées sont semi-analytiques (système d’équations intégral-différentielles pour la méthode des ordonnées discrètes et

itérations successives suivant les différents ordres de diffusion pour la méthode des ordres successifs) et nécessitent des algorithmes dont les critères de convergences doivent être optimisés. Compte tenu de la complexité des calculs, même lorsque ces derniers sont effectués en double précision, il subsiste toujours le risque de propagation d'erreurs d'arrondis qui limitent donc inévitablement la précision. Nous avons comparé les méthodes des ordonnées discrètes et des ordres successifs pour le cas d'une atmosphère très claire, sans tenir compte des aérosols. On calcule donc uniquement la transmittance diffuse correspondant au couplage entre la diffusion Rayleigh et l'absorption par l'ozone.

Paramètres d'entrée :

- Profils de pression, température, et de l'ozone : modèle standard (été, latitude moyenne)
- décomposition en 32 couches
- Section efficace Rayleigh utilisant la fonction de Bates [Bates, 1984]:

$$C_{\text{Rayleigh}} = a \cdot \lambda^{-4} \cdot (1 + b \cdot \lambda^{-2} + c \cdot \lambda^{-4})^{-1}$$

avec $a=3.97423 \text{ E-}28 \text{ cm}^2 \cdot \mu\text{m}^4/\text{molécule}$, $b=0.0113667 \mu\text{m}^2$ et $c=4.5889 \text{ E-}5 \mu\text{m}^4$

- Le nombre de molécules par unité de volume s'exprime en fonction de la pression (P en hPa) et de la température (T en K) de la manière suivante:

$$N=7.244 \text{ E+}18 \cdot P/T \quad (\text{cm}^{-3})$$

- Les sections efficaces d'absorption de l'ozone sont celles de Molina et Molina [Molina and Molina, 1986] à 226 K.

Résultats :

Les transmittances diffuses calculées pour différentes longueurs d'onde et 3 angles solaires zénithaux 20, 50 et 65 degrés sont présentés dans les 3 tables suivantes.

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	Ordonnées discrètes (OD)	Écarts relatifs (OD - OS)
350	0.2337	0.2341	+0.2%
320	0.2061	0.2067	+0.3%
310	0.1155	0.1158	+0.3%
300	0.7183 E-02	0.7188 E-02	+0.1%
295	0.2008 E-03	0.2005 E-03	-0.1%
290	0.4352 E-06	0.4341 E-06	-0.3%
285	0.2402 E-10	0.2384 E-10	-0.8%

Table 3.3a. Transmission diffuse de l'atmosphère. Comparaison entre OS et DOM.
sza : 20 degrés

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	Ordonnées discrètes (OD)	Écarts relatifs (OD- OS)
350	0.2918	0.2924	+0.2%
320	0.2140	0.2146	+0.3%
310	0.9200 E-1	0.9228 E-1	+0.3%
300	0.1865 E-2	0.1885 E-2	+1.1%
295	0.1325 E-4	0.1323 E-4	-0.2%
290	0.4655 E-8	0.4661 E-8	-0.1%
285	0.1162 E-12	0.1046 E-12	-11%

Table 3.3b. même que table 3.3a mais avec sza : 50 degrés.

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	Ordonnées discrètes (OD)	Écarts relatifs (OD- OS)
350	0.3486	0.3495	+0.3%
320	0.1948	0.1955	+0.3%
310	0.5656 E-1	0.5677 E-1	+0.4%
300	0.2757 E-3	0.2771 E-3	+0.5%
295	0.1398 E-5	0.1364 E-5	-2.5%
290	0.1439 E-8	0.1333 E-8	-7.9%
285	0.6498 E-13	0.5083 E-13	-27.8%

Table 3.3c. même que table 3.3a mais avec sza : 65 degrés.

Les écarts entre les transmittances diffuses calculées à partir des deux méthodes sont inférieurs à 1% pour les trois angles zénithaux tant que la longueur d'onde est supérieure à 300 nm. Pour un angle zénithal inférieur à 50 degrés, l'écart reste inférieur à 1% jusqu'à 290 nm (sauf à 300 nm où la différence est sans justification un peu trop élevée). A 285 nm, l'écart atteint 11%. A 65 degrés, lorsque la longueur d'onde est inférieure à 290 nm, les écarts sont supérieurs à 5%. A 285 nm l'écart atteint de l'ordre de 30% soit parce que le nombre d'itérations utilisées pour les ordres successifs devient insuffisant (l'algorithme ne converge plus suffisamment vite), soit parce que la méthode des ordonnées discrètes que nous utilisons ne tient pas du tout compte de la sphéricité de l'atmosphère (traitement partiel pour les OS). La correction à apporter au modèle d'atmosphère plan parallèle est probablement importante à 65 degrés, aux courtes longueurs d'onde en raison de la forte absorption par l'ozone. Remarquons toutefois que l'accord entre les 2 méthodes est largement suffisant pour le domaine spectral où les UV sont efficaces (Cf premier chapitre).

3.2.1b Comparaison entre la méthode des ordres successifs et la méthode de Monte Carlo.

Le même type de comparaison a été effectué entre les ordres successifs et la méthode de MonteCarlo, basée sur la théorie des probabilités. La méthode de MonteCarlo consiste à suivre les trajets d'un grand nombre de photons dans l'atmosphère, en tenant compte de la probabilité qu'ils soient absorbés ou diffusés. Cette méthode permet de traiter n'importe quel problème (par exemple le cas des nuages fins) et permet de rendre parfaitement compte de l'effet de la sphéricité de l'atmosphère lorsque l'approximation plan parallèle devient insuffisante (angle solaire zénithal supérieur 70 degrés sauf aux courtes longueurs d'onde de l'UVB où l'effet se manifeste déjà vers 60 degrés). Néanmoins les temps de calcul sont nettement plus longs par rapport aux 2 autres méthodes puisque le nombre de photons étudiés doit être suffisamment important pour être représentatif de l'éclairement ou luminance au sol. Une première forme de la méthode de MonteCarlo consiste à suivre chaque photon depuis la source (soleil) jusqu'au détecteur (surface plane au sol). Cette méthode (non disponible actuellement au laboratoire) est la plus appropriée pour le calcul de la transmittance globale de l'atmosphère pour une hauteur

solaire donnée. Une deuxième forme basée sur le principe de retour inverse de la lumière consiste à calculer la luminance (descendante) pour une direction donnée en suivant le trajet d'un photon comme s'il était émis depuis le détecteur dans la direction étudiée et parvenait jusqu'à la source (soleil) ; c'est cette méthode que nous utilisons ici. Nous avons comparé le calcul de la luminance descendante au zénith (pas de composante azimutale) à partir du code de MonteCarlo développé et celle des ordres successifs. D'autres comparaisons du calcul de la luminance zénithale au sol impliquant cette fois la méthode des ordonnées discrètes et la méthode des ordres successifs sont actuellement en cours. Il serait nécessaire de comparer à l'avenir les 3 méthodes (avec les mêmes paramètres d'entrée).

Les trois tables suivantes présentent les luminances zénithales calculées à partir de la méthode des ordres successifs et de la méthode de MonteCarlo pour des angles solaires zénithaux de 20, 50 et 65 degrés. Nous rappelons à titre indicatif en dernière colonne les écarts relatifs que nous avons obtenus entre la transmittance diffuse calculée à partir de la méthode des ordonnées discrètes et de la méthode des ordres successifs. Le nombre de photons que nous avons utilisé pour la méthode de MonteCarlo est de 2 millions. Chaque photon est lancé dans la direction du zénith et après diffusion au sein de l'atmosphère (s'il n'a pas été absorbé), est recueilli dans un intervalle angulaire dont l'angle moyen correspond à l'angle solaire zénithal. La résolution angulaire a été fixée à 2 degrés (± 1 degré autour de l'angle moyen). L'idéal serait d'avoir la résolution la plus fine possible mais dans ce cas le nombre de photons collectés dans chaque intervalle angulaire décroît et l'incertitude liée à la statistique de comptage augmente (équation 3.5) à moins d'augmenter le nombre de photons utilisés mais aussi le coût du temps de calcul. A titre indicatif, l'utilisation de 500 millions de photons nécessite une journée de calcul sur notre station.

$$\Delta n/n = n^{-1/2} \text{ à } \sigma \text{ (70\% de confiance)} \quad (3.5)$$

Δn : incertitude absolue sur le nombre de photon reçu dans chaque intervalle angulaire

Lorsque le nombre de photon qui parvient dans un certain intervalle angulaire est inférieur à 10 000, l'incertitude devient supérieure à 1% et dans ce cas nous l'avons porté au-dessous de la luminance calculée.

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	MonteCarlo (MC)	Écarts relatifs (MC-OS)	Rappel : Écarts relatifs (OD-OS) transmittance diffuse
350	0.6054 E-1	0.5966 E-1	-1.5%	+0.2%
320	0.5762 E-1	0.5704 E-1	-1.0%	+0.3%
310	0.3388 E-1	0.3370 E-1	-0.5%	+0.3%
300	0.2366 E-2	0.2336 E-2 (±1.7%)	-1.3%	+0.1%
295	0.7364 E-4	0.9194 E-4 (±8.5%)	+24.9%	-0.1%

Table 3.4a. Comparaison de la luminance descendante au zénith calculée par la méthode des ordres successifs et la méthode de MonteCarlo. Flux solaire extraterrestre normalisé à l'unité. Angle solaire zénithal: 20 degrés

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	MonteCarlo (MC)	Écarts relatifs (MC-OS)	Rappel : Écarts relatifs (OD-OS) transmittance diffuse
350	0.4526 E-1	0.4473 E-1	-1.2%	+0.2%
320	0.3703 E-1	0.3681 E-1	-0.5%	+0.3%
310	0.1695 E-1	0.1699 E-1	+0.2%	+0.0%
300	0.4107 E-3	0.4299 E-3 (±2.6%)	+4.7%	+1.1%

Table 3.4b. Même que table 3.4a mais pour 50 degrés.

longueur d'onde (nm)	Ordres successifs (OS)	MonteCarlo (MC)	Écarts relatifs (MC-OS)	Rappel : Écarts relatifs (OD-OS) transmittance diffuse
350	0.3341 E-1	0.3304 E-1	-1.1%	+0.3%
320	0.2146 E-1	0.2140 E-1	-0.3%	+0.3%
310	0.6738 E-2	0.6868 E-2	+1.9%	+0.4%
300	0.4986 E-4	0.5737 E-4 (±6.6%)	+15.0%	+0.5%

Table 3.4c. Même que table 3.4a mais pour 65 degrés.

Tant que la longueur d'onde est supérieure (ou égale) à 310 nm, les écarts entre la méthode des ordres successifs et la méthode de MonteCarlo sont inférieurs à 2%. Lorsque la longueur d'onde devient inférieure (ou égale) à 300 nm, typiquement lorsque le nombre de photons collecté dans chaque intervalle angulaire devient insuffisant, les écarts augmentent considérablement. On notera parfois que ces derniers ne peuvent être expliqués par l'incertitude propre à la statistique de comptage. On note de plus que la luminance calculée à partir de la méthode de MonteCarlo, aux courtes longueurs d'onde est systématiquement supérieure à celle calculée à partir de la méthode des ordres successifs. Compte tenu du bon accord que nous obtenons entre les ordres successifs et les ordonnées discrètes, on suppose que les écarts obtenus sont attribuables à la méthode de MonteCarlo.

Il est surprenant qu'une méthode permettant de prendre en compte les effets liés à la sphéricité de la terre et d'une manière générale traiter tous les problèmes, ne puisse fournir des résultats exacts (aux incertitudes de comptage près) dans le cas où l'approximation plan parallèle est suffisante. A titre indicatif, des comparaisons ont également été réalisées entre notre code de calcul et d'autres méthodes qui permettent de rendre compte des effets de sphéricité de la terre pour des angles inférieurs à 85 degrés. Nous avons également noté que même dans le cas simple de la diffusion Rayleigh, par exemple à 350 nm, les écarts sont anormalement de l'ordre de 2% pour les faibles angles, deviennent acceptables (<1%) pour un angle moyen (45 à 65 degrés) et augmentent de nouveau pour les grands angles (15% à 85 degrés). Nous développons actuellement un autre code de MonteCarlo, qui rend apparemment mieux compte de l'effet de la sphéricité de la terre. Il subsiste néanmoins actuellement des écarts de l'ordre de 2% pour le cas des petits angles solaires.

En conclusion, la méthode des ordonnées discrètes et la méthode des ordres successifs sont en très bon accord tant que la longueur d'onde est supérieure à 300 nm, c'est à dire pour le domaine spectral des UV où le rayonnement est efficace (Cf premier chapitre). D'autres comparaisons ont été réalisées entre ces deux méthodes, en tenant compte de l'effet des aérosols et de l'albédo du sol. Bien que tous les paramètres d'entrée n'aient pas tous été rigoureusement ajustés pour les deux méthodes, les écarts étaient toutefois inférieurs à 2%. Comme ces deux méthodes ne rendent pas compte totalement de l'effet de sphéricité de la terre (méthode approchée pour les OS, non prise en compte pour la DOM), il est nécessaire de disposer à

l'avenir d'un code de MonteCarlo fiable. Il est nécessaire de développer une méthode pour le calcul de la transmittance, permettant également de traiter les cas où les couches atmosphériques ne sont plus homogènes (2 directions d'espace) et de tenir en compte les effets de variation spatiale de l'albédo du sol (autrement dit un code 3D).

3.2.2 Tests de sensibilités

Le principal objet de la modélisation est de comprendre dans quelle mesure les différentes espèces présentes dans l'atmosphère modulent l'intensité du rayonnement solaire ultraviolet au sol. La modélisation présente l'avantage de déterminer la sensibilité de l'intensité du rayonnement à chaque facteur. P. Wang avait effectué de nombreux tests de sensibilité qui fournissent une première base de connaissance indispensable. Nous résumons en premier lieu les principaux résultats de son étude.

L'ozone est le facteur le plus important de modulation de l'intensité du rayonnement au sol pour le domaine des UV-B. Aux courtes longueurs d'onde la sensibilité de l'intensité du rayonnement à la quantité d'ozone est extrême, typiquement à 290 nm (angle solaire: 45 degrés, temps clair), lorsque cette quantité varie d'un facteur 2 par rapport à un cas standard (330 DU), l'intensité du rayonnement varie de l'ordre de 3 ordres de magnitude. Dans le domaine des UV-A, lorsque la longueur d'onde est supérieure à 330 nm, l'intensité du rayonnement devient indépendante de la quantité d'ozone, la diffusion Rayleigh et les aérosols dans le cas de l'absence de couverture nuageuse deviennent alors les principaux facteurs de modulation du rayonnement au sol. P. Wang avait également caractérisé l'influence de la distribution verticale de la quantité d'ozone et confirmé qu'à quantité égale l'ozone troposphérique est plus efficace que l'ozone stratosphérique [Wang, 1995; Brühl and Crutzen, 1989]. Les sections efficaces d'absorption de l'ozone dépendent faiblement de la température. Tant que la longueur d'onde est supérieure à 295 nm, nous avons montré que les écarts entre les transmittances calculées (en tenant compte ou non du profil de température pour le calcul des sections efficaces d'absorption de l'ozone) sont négligeables. À 285 nm, on note une différence de l'ordre de 4%. Il n'est donc pas nécessaire de tenir compte des variations des sections efficaces d'absorption de l'ozone en fonction de la température. Par contre, nous avons noté que les calculs de la transmittance

effectués à partir des sections efficaces de Molina et Molina [1986] et celles de Paur et Bass [1985] diffèrent de 7% à 300 nm.

En première approximation, l'atténuation du rayonnement liée à la présence des aérosols est quasi indépendante de la longueur d'onde pour l'intégralité du domaine des UV-A, surtout en comparaison des effets d'absorption par l'ozone dans le domaine des UV-B qui augmentent de plusieurs ordres de grandeurs à mesure que la longueur d'onde décroît.

Enfin il avait validé la cohérence des intensités calculées à partir de la méthode des ordonnées discrètes en les comparant à des mesures acquises à l'occasion de différentes campagnes impliquant plusieurs instruments.

Après avoir amélioré et optimisé les performances de notre spectroradiomètre (Cf deuxième chapitre), nous avons pu comparer les mesures spectrales acquises sur notre site (terrasse du bâtiment de physique de l'USTL) aux répartitions spectrales énergétiques calculées à partir de la méthode des ordonnées discrètes. Même si les différents paramètres d'entrée utilisés pour les calculs étaient probablement peu précis, puisqu'ils étaient pour la plupart issus de modèles standards d'atmosphère et que les épaisseurs optiques des aérosols mesurées par notre Cimel était peu fiables (Cf étalonnage Cimel : section 3.1.2a), nous avons toutefois obtenu un très bon accord entre les simulations et les mesures, accord reproduit à chaque fois que les conditions météorologiques étaient idéales (temps clair, peu d'aérosols). La figure 3.8 illustre l'une des premières comparaisons entre nos mesures et la modélisation du rayonnement ultraviolet au sol. Bien entendu, pour le domaine des UV-B, l'accord entre les mesures et le modèle se dégrade souvent aux courtes longueurs d'onde compte tenu de l'extrême sensibilité de l'intensité du rayonnement à la quantité d'ozone. Les mesures de la quantité d'ozone dont nous disposons sont celles enregistrées à Uccle à 100 km de Villeneuve d'Ascq. Même si, aux courtes longueurs d'onde, les intensités calculées à partir des mesures d'ozone de Uccle, diffèrent de celles que nous mesurons, nous observons toutefois que la quantité d'ozone qui permet d'ajuster les calculs aux mesures est en fait tout à fait comparable à la valeur mesurée à Uccle (figure 3.8).

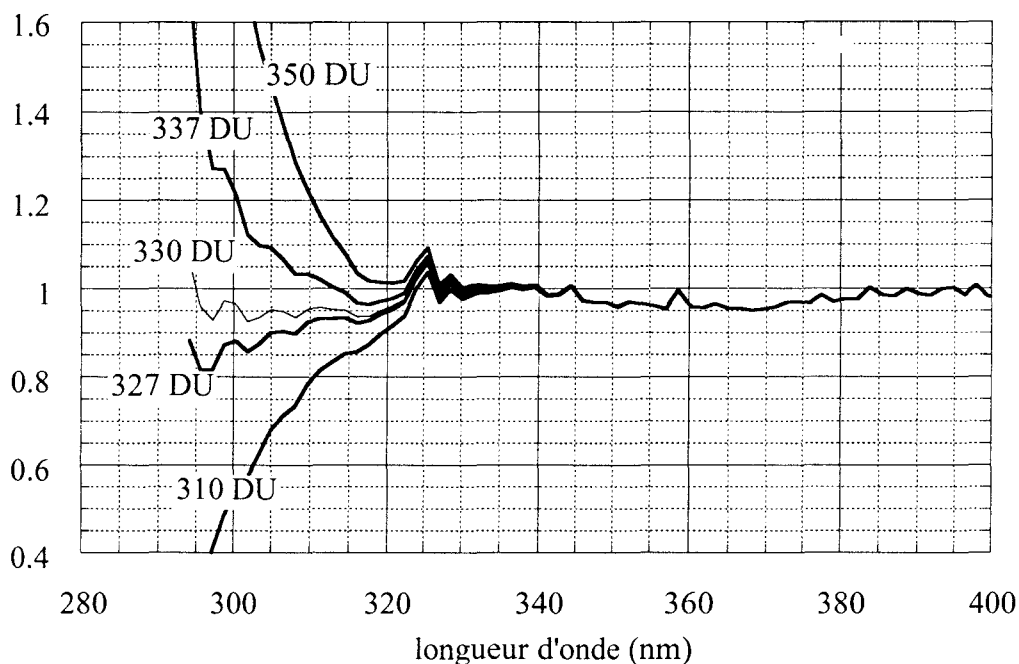


Figure 3.8. Villeneuve d'Ascq 27 mars 1996, 10h45 TU, sza : 49.68 degrés.

Comparaison mesure modèle. Modèle: Temps clair, $\delta_{\text{aérosol}}(550 \text{ nm}) : 0.170$, extrapolation au domaine UV: modèle standard (Lowtran). Mesure de la quantité d'ozone à Uccle : 334 DU.

L'excellent accord entre le modèle et les mesures dans la région des UVA mérite discussion. En ce qui concerne le modèle, l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur optique des aérosols est importante en raison de la différence entre les coefficients d'étalonnage du Cimel obtenus en mars 95 et en mars 97. L'épaisseur optique des aérosols dans le domaine UV est ici obtenue par une extrapolation standard (Lowtran) à partir de celle à 550 nm que nous obtenons en interpolant les épaisseurs optiques acquises pour les différents canaux du Cimel. Toutefois l'incertitude des paramètres d'entrée des aérosols contribue faiblement à celle du calcul de la transmittance puisque le ciel était très clair. En ce qui concerne les mesures acquises par le spectroradiomètre, l'échelle radiométrique de l'instrument n'avait pas encore été optimisée (utilisation de la tabulation fournie par Oriel pour la lampe 3-064 : Cf deuxième chapitre) et la correction angulaire n'avait pas été envisagée. Finalement il est nécessaire de tenir compte d'une incertitude de l'ordre de 10 à 15% concernant l'excellent accord modèle mesure-modèle illustré par la figure 3.8, en regard des différentes sources d'erreur que nous venons de discuter (et qui se sont probablement compensées).

L'étalonnage du Cimel en mars 1997 a permis d'améliorer de manière très significative le réalisme des paramètres d'entrée propres aux aérosols, utilisés pour la modélisation et donc de limiter les incertitudes des comparaisons mesures-modèles. En effet, cet étalonnage a permis non seulement d'améliorer la qualité des mesures de l'épaisseur optique des aérosols, mais surtout d'effectuer une extrapolation plus réaliste au domaine des UV. Toutefois nous n'avons pas accès à l'albédo de diffusion primaire et à la fonction de phase des aérosols, c'est pourquoi nous avons évalué la sensibilité de l'intensité du rayonnement à ces deux paramètres qui varient suivant le modèle standard utilisé (continental, maritime et urbain).

Les tests de sensibilité que nous proposons sont destinés à évaluer les écarts possibles entre les calculs et les mesures, compte tenu des différences possibles entre les paramètres réels (dont nous ne disposons pas de mesure) et les paramètres standards utilisés.

3.2.2.a Sensibilité au profil de pression et de température

L'épaisseur optique Rayleigh dépend des profils de pression et de température. La figure 3.9 permet de comparer les transmittances globales calculées à partir de 2 profils standards de pression et de température.

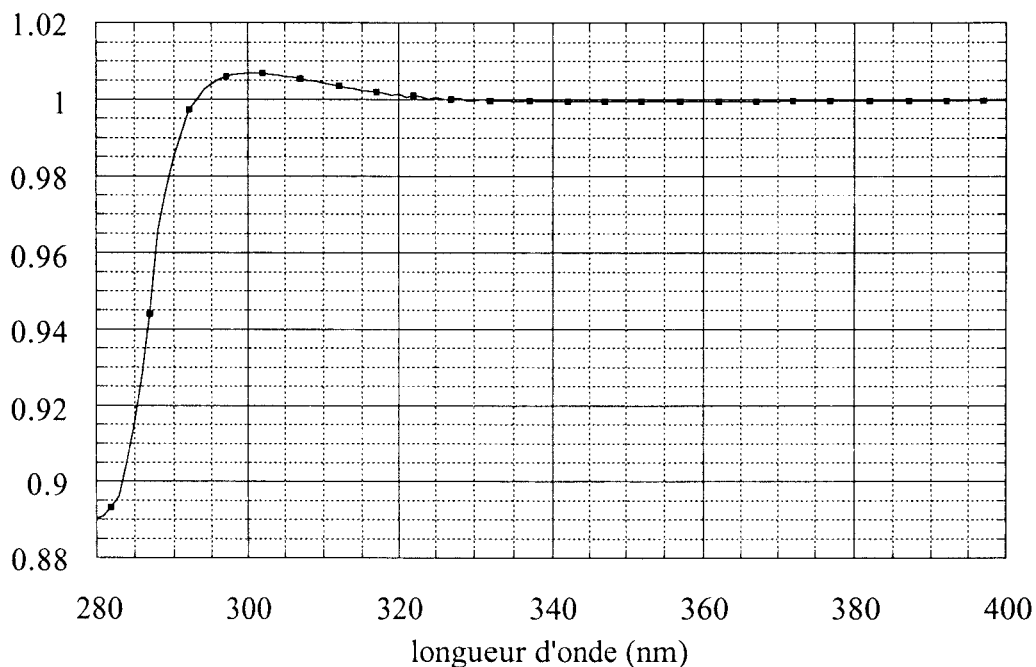


Figure 3.9 . Sensibilité aux profils de pression et de température. Rapport entre les transmittances calculées pour deux modèles standard: latitude moyenne en été et en hiver. Les pressions et températures au sol sont respectivement pour les deux cas : 1013 hPa, 294 K et 1018 hPa, 272 K. Les profils d'ozone sont identiques dans les deux cas.

Comme nous ne disposons pas des profils réels et qu'il paraît délicat de reconstruire les profils à partir des valeurs locales de pression et de température et d'un profil standard, nous avons simulé l'effet d'une différence de pression à la valeur standard au sol (1013 hPa) en calculant la transmittance de l'atmosphère pour un site à 300 m. En interpolant le profil d'été, on obtient une pression locale de 979 hPa (cas d'une dépression au niveau de la mer) et une température de 293 K. Lorsque la pression au sol diminue de 30 hPa, on note une augmentation de la transmittance de l'ordre de 1% dans le domaine des UVA et de 2% dans le domaine des UVB (figure 3.10).

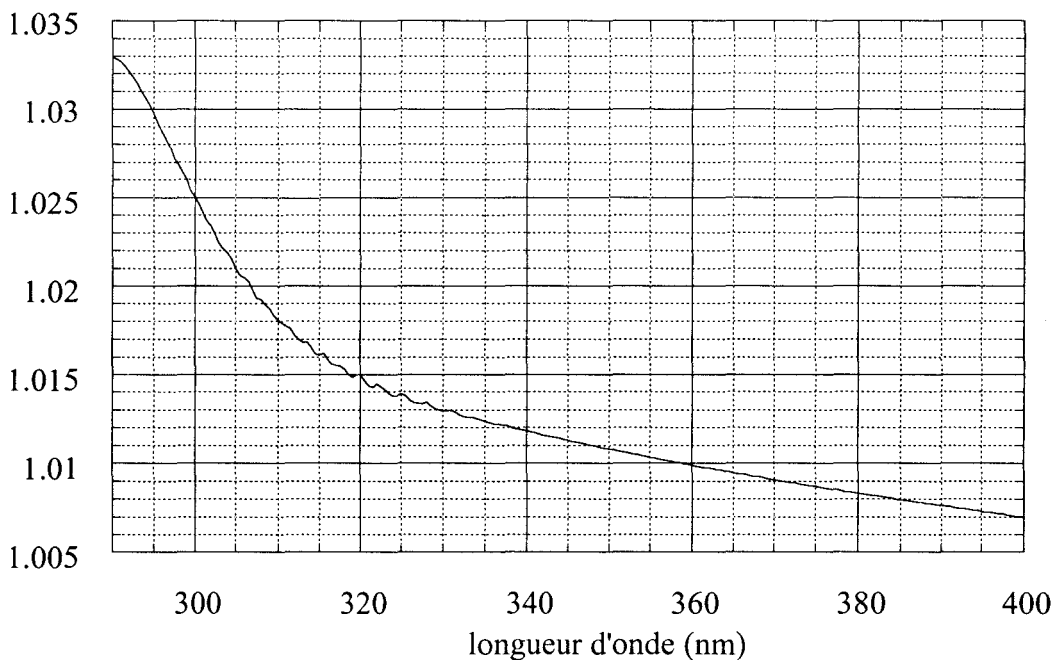


Figure 3.10 . Sensibilité à la pression locale. Rapport entre la transmittance calculée en tronquant des profils standards de pression et de température à 300 m d'altitude (979 hPa, température quasiment inchangée) et de la transmittance calculée à partir des profils standards.

Compte tenu de la faible sensibilité de l'opacité de l'atmosphère aux éventuelles variations des profils de température et de pression aux modèles standards, nous avons conservé en toutes circonstances les profils standards de pression et de température du cas d'été sans tenter de les ajuster à la température et à la pression locale. L'incertitude correspondante est de l'ordre de 2%.

3.2.2b Sensibilité aux différents paramètres des aérosols

Lors des premières comparaisons entre la modélisation et les mesures spectrales du rayonnement UV, l'extrapolation de l'épaisseur optique des aérosols était issue d'un modèle standard (Lowtran). Le seul paramètre ajustable était l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm, que nous déterminions par interpolation des mesures acquises par le Cimel, à partir d'une loi fréquemment utilisée (équations 3.6a et b).

$$\delta(\lambda) = \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \quad (3.6a)$$

ou encore :

$$\ln[\delta(\lambda)] = \ln \beta - \alpha \cdot \ln(\lambda) \quad (3.6b)$$

D'autres modèles tiennent également compte de l'addition d'un terme du second ordre ($[\ln(\lambda)]^2$) dans l'équation 3.6b.

Le modèle standard d'aérosol fixait l'albédo de diffusion primaire des aérosols à 0.95 et le facteur d'asymétrie de la fonction de phase des aérosols (fonction de phase de Henyey Greenstein) à 0.68. Même si l'ensemble des paramètres d'entrée a permis de rendre correctement compte des mesures acquises par le spectroradiomètre, les différents tests de sensibilité que nous allons présenter montrent qu'une extrapolation plus pertinente de l'épaisseur optique des aérosols au domaine UV permet d'améliorer le réalisme des calculs. Toutefois, nous montrerons que l'absence de mesure de l'albédo de diffusion primaire et du facteur d'asymétrie contribue à une incertitude non négligeable des modèles dans le domaine des UVA.

Depuis le dernier étalonnage du Cimel (mars 97), nous extrapolons directement l'épaisseur optique des aérosols à partir de l'équation 3.5. Les coefficients α et β sont déterminés à partir des mesures acquises par le Cimel. Un premier test montre la sensibilité de l'intensité du rayonnement à la présence des aérosols. Quatre types de variations spectrales de l'épaisseur

optique des aérosols ont été étudiées. Pour une même épaisseur optique à 550 nm, nous considérons deux exemples de couples (α et β). Nous proposons également deux valeurs de l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm (0.3 et 0.8) qui correspondent respectivement au cas d'une turbidité atmosphérique moyenne et élevée. Les 4 cas d'aérosols que nous étudions sont présentés dans la table suivante.

	épaisseur optique des aérosols à 550 nm	α	β
cas 1	0.3	1	0.165
cas 2	0.3	2	0.091
cas 3	0.8	1	0.440
cas 4	0.8	2	0.244

Table 3.5.

La figure suivante montre la transmittance de l'atmosphère pour cinq cas. Le cas d'une atmosphère idéalement claire (absence de couverture nuageuse, pas d'aérosol, angle solaire zénithal : 45 degrés, 330 DU). Les quatre autres transmittances ont été calculées en tenant compte de la présence d'aérosol, respectivement suivant les quatre modèles que nous avons définis. L'albédo de diffusion primaire et le facteur d'asymétrie sont respectivement 0.90 et 0.64; valeurs correspondant à un modèle d'aérosols continental [World Climate Programme, 1986].

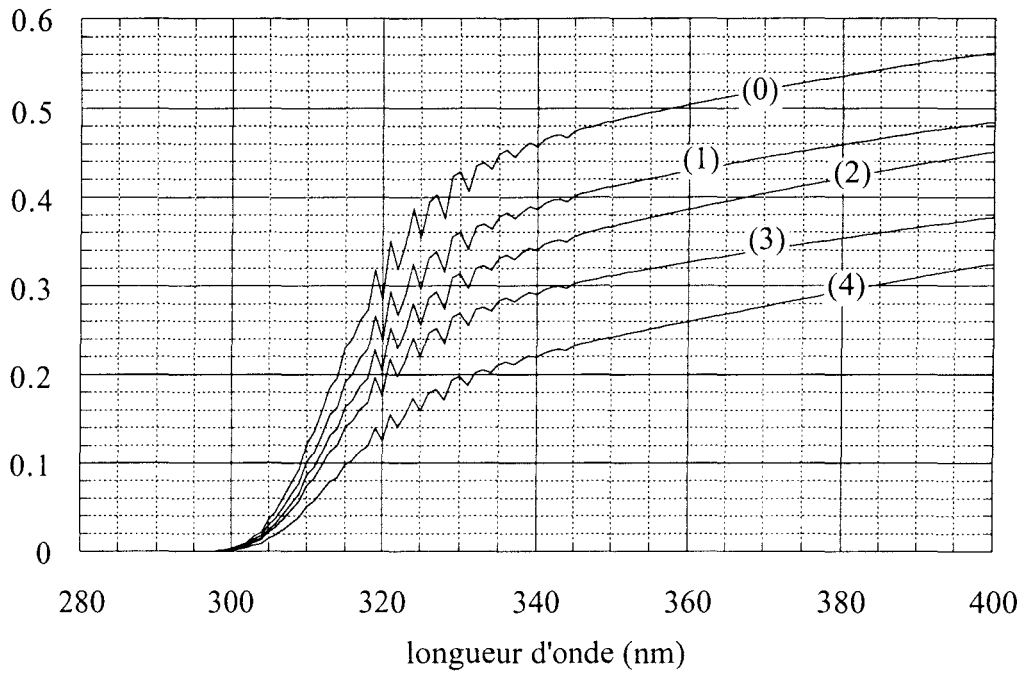


Figure 3.11. Transmittance globale de l'atmosphère. (0) : atmosphère claire. (1), (2), (3) et (4): 4 cas d'aérosols présentés dans la table 3.5 .

On confirme ainsi que l'atténuation du rayonnement ultraviolet due à la présence des aérosols dépend faiblement de la longueur d'onde puisque les courbes illustrant les transmittances calculées sont en première approximation toutes parallèles dans la région des UV-A. Toutefois la figure 3.12 qui présente les rapports entre les transmittances calculées pour les 4 modèles d'aérosols et celle de l'atmosphère idéalement claire montre une dépendance (spectrale) qui devient significative lorsque le coefficient α vaut 2, et notamment pour le cas d'une importante quantité d'aérosol, puisque l'épaisseur optique des aérosols varie davantage en fonction de la longueur d'onde. La sensibilité non négligeable au coefficient α montre donc la nécessité de disposer d'une mesure locale fiable de ce paramètre.

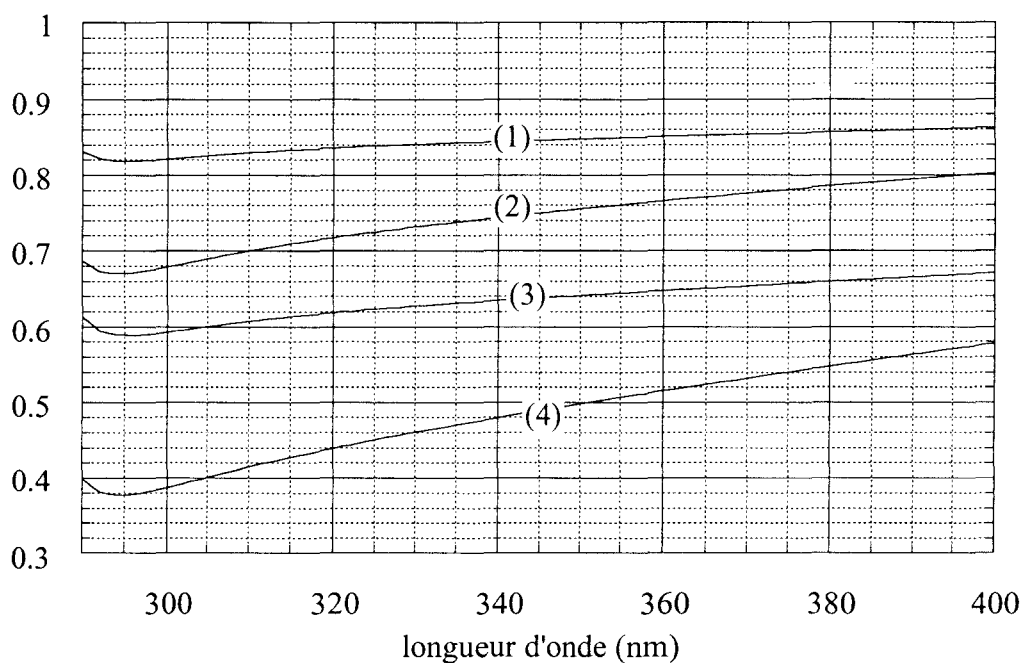


Figure 3.12. Sensibilité de la transmittance aux variations spectrales de l'épaisseur optique des aérosols pour une turbidité moyenne et importante ($\delta_{\text{aérosol}}(550 \text{ nm})$: 0.3 et 0.8, cas de la table 3.5).

Indépendamment des variations spectrales de l'épaisseur optique des aérosols, il existe trois principaux modèles d'aérosols : maritime, continental et urbain. Ces trois types d'aérosols se distinguent par leur albédo de diffusion primaire et leur facteur d'asymétrie. Les valeurs moyennes pour le domaine des UV (World Climate Programme, 1986) sont présentées dans la table suivante. Sont également présentées les valeurs issues du Lowtran.

modèle	albédo de diffusion primaire	facteur d'asymétrie
maritime	0.98	0.75
continental	0.90	0.64
urbain/industriel	0.66	0.61
Lowtran	0.95	0.68

Table 3.6. Albédo de diffusion primaire et facteur d'asymétrie de la fonction de phase de différents modèles d'aérosols.

On pourrait calculer les transmittances obtenues pour les quatre cas d'aérosols que nous avons proposés, avec les valeurs d'albédo de diffusion et du facteur d'asymétrie propres à

chaque modèle d'aérosols présenté ci-dessus. Nous préférons calculer séparément la sensibilité de la transmittance de l'atmosphère propre à ces deux paramètres dont on ne dispose pas actuellement de mesure. Comme il serait fastidieux de présenter tous les tests de sensibilité possibles (2 valeurs d'épaisseur optique à 550 nm, 2 coefficients α , 4 valeurs pour l'albédo de diffusion primaire et 4 valeurs du facteur d'asymétrie, soit 64 calculs des variations spectrales de transmittance), nous présentons simplement 2 figures, l'une illustrant la sensibilité à l'albédo de diffusion primaire et l'autre au facteur d'asymétrie.

La figure 3.13 présente le rapport entre les transmittances calculées pour nos quatre cas d'aérosols (table 3.5) avec un albédo de diffusion primaire de 0.95 et celles calculées avec 0.90. Le facteur d'asymétrie est fixé à 0.64. On observe qu'une différence de 5% de l'albédo de diffusion primaire peut conduire à un écart important de la transmittance de l'atmosphère (figure 3.13). En présence d'une forte épaisseur optique des aérosols ($\delta_{\text{aérosol}}(550 \text{ nm})=0.8$) on note des écarts de l'ordre de 15 à 25% pour $\alpha=2$ et de l'ordre de 10 à 15% pour $\alpha=1$. Pour une turbidité moyenne en aérosol ($\delta_{\text{aérosol}}(550 \text{ nm})=0.3$), selon la valeur de α on observe des variations de l'ordre de 5 à 10%.

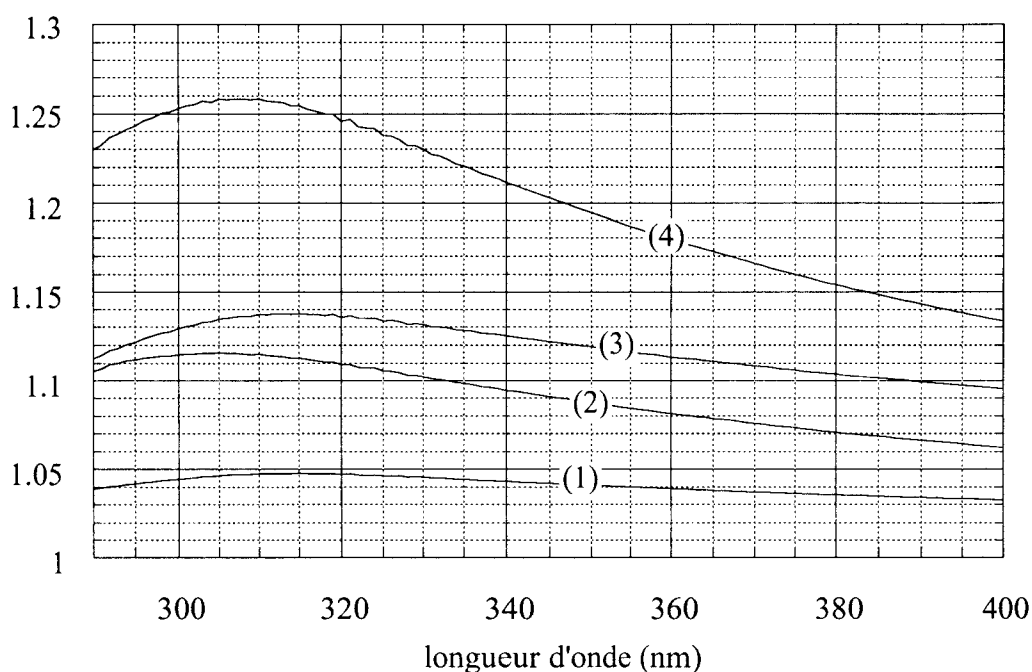


Figure 3.13 . Sensibilité à l'albédo de diffusion primaire. Rapport entre la transmittance calculée pour un albédo de diffusion primaire de 0.95 et 0.90. Facteur d'asymétrie fixé à 0.64. La numérotation utilisée se réfère à la table 3.5

La figure 3.14 illustre la sensibilité de la transmittance au facteur d'asymétrie. Nous présentons les rapports entre les transmittances calculées pour les quatre cas d'aérosols avec une valeur de 0.75 et de 0.64. L'albédo de diffusion primaire a été fixé à 0.90. On note des écarts compris entre 7 et 11% (dans le domaine des UV-A), en présence d'une forte épaisseur optique et pour $\alpha=2$ et de l'ordre de 6% pour $\alpha=1$. Pour une turbidité moyenne en aérosol, on note, selon la valeur de α , des écarts compris entre 3 et 6%.

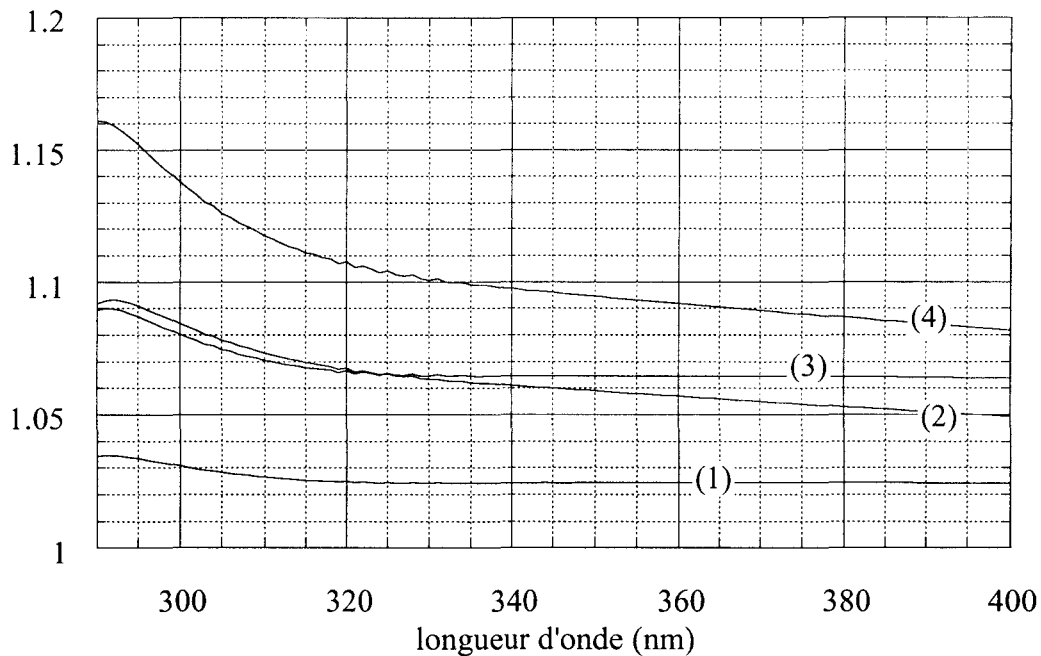


Figure 3.14. Sensibilité au facteur d'asymétrie. Rapport entre la transmittance calculée pour un facteur d'asymétrie de 0.75 et 0.64. L'albédo de diffusion primaire est fixé à 0.9. La numérotation se réfère à la table 3.5.

3.2.2c Bilan des incertitudes

En absence de couverture nuageuse, la principale source d'incertitude sur le calcul de la transmittance de l'atmosphère dans le domaine des UV-A (pas de sensibilité à la quantité d'ozone) est liée à l'absence de mesure de l'albédo de diffusion primaire et du facteur d'asymétrie de la fonction de phase des aérosols, notamment lorsque l'épaisseur optique devient importante, mais aussi lorsque les variations spectrales augmentent. Si l'on souhaite utiliser la modélisation comme outil de contrôle de la qualité des mesures spectrales, lorsque les conditions météorologiques sont favorables, il serait fastidieux de rechercher systématiquement

le modèle d'aérosol qui semble le mieux rendre compte des mesures. Il est donc nécessaire de définir un modèle moyen. L'albedo de diffusion primaire du modèle d'aérosol urbain (0.66) ne nous a jamais permis de rendre compte des mesures acquises à Villeneuve d'Ascq (Cf exemple illustré dans la suite par la figure 3.23). Nous considérons que les valeurs les plus réalistes de ce paramètre sont comprises entre 0.9 et 1.0. Dans le cadre de cette hypothèse, les différences relatives entre les transmittances calculées avec les deux valeurs d'albedo de diffusion primaire (0.95 et 0.90) sont représentatives des incertitudes des calculs de la transmittance, liées à l'absence de mesure, en convenant d'une valeur moyenne (ou standard) de 0.95. La valeur du facteur d'asymétrie, selon le modèle d'aérosol, est comprise entre 0.61 et 0.75. Nous avons noté une sensibilité de la transmittance au facteur d'asymétrie plus faible que celle à l'albedo de diffusion primaire. Lorsque l'on convient d'une valeur moyenne (ou standard) de 0.68, les différences relatives entre les transmittances calculées avec 0.75 et 0.64 représentent deux fois l'incertitude du calcul de la transmittance. Nous prenons également en compte les incertitudes entre les profils réels de pression et de température et les profils standards que nous utilisons (été, latitude moyenne, pression et température au sol respectivement 294 K et 1013 hPa). En absence d'enneigement (également glace ou sable), l'albedo du sol vaut typiquement de l'ordre de 5%. D'après les tests de sensibilité effectués par P. Wang, la contribution de l'incertitude sur cet albedo au calcul de la transmittance est de l'ordre de 2 à 3% dans l'hypothèse où la valeur locale est comprise entre 0 et 0.1. Enfin, nous estimons de l'ordre de 3%, l'incertitude de la répartition spectrale énergétique du rayonnement hors atmosphère que nous utilisons (spectre de SUSIM le plus récent, Cf figure 3.7)

Nous présentons maintenant le bilan des principales sources d'incertitudes influant sur le réalisme d'un modèle moyen (Lowtran : Cf table 3.6) destiné à un contrôle rapide de la qualité des mesures spectrales pour le domaine des UVA.

modèle moyen (paramètres d'entrée fixés)

profils standards (latitude moyenne, été) : P,T (au sol 1013 hPa et 294 K)
 : Aérosols
 : O₃ dont on on ajuste ensuite la colonne totale
 albédo de diffusion primaire des aérosols : 0.95
 facteur d'asymétrie de la fonction de phase : 0.68
 albédo du sol (en absence de neige, glace ou sable) : 0.05
 Spectre solaire hors atmosphère : SUSIM

Les seules mesures locales sont les paramètre α et β déterminés à partir du Cimel.

modèle	(1)		(2)		(3)		(4)	
longueur d'onde (nm)	400	330	400	330	400	330	400	330
albédo de diffusion primaire	3%	5%	6%	10%	9%	13%	13%	23%
facteur d'asymétrie	1.2%	1.2%	2.5%	3%	3.2%	3.2%	4%	5%
P et T	2%	2%	2%	2%	2%	2%	2%	2% ¹⁻²
albédo	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%
spectre solaire extraterrestre	3%	3%	3%	3%	3%	3%	3%	3%
incertitude (quadratique)	5.5%	6.8%	7.8%	11.3%	10.5%	14%	14.3%	23.6%

Table 3.7. Bilan des incertitudes du modèle moyen pour les différents cas d'aérosols définis dans la table 3.5.

En conclusion, l'étalonnage du Cimel du mois de mars 97 a permis de limiter les incertitudes du modèle et donc d'améliorer la fiabilité du contrôle de la qualité des mesures spectrales à partir de la modélisation puisque l'extrapolation de l'épaisseur optique des aérosols au domaine UV est plus réaliste. Toutefois l'absence de mesure d'albédo de diffusion primaire et du facteur d'asymétrie représente la principale cause de l'inexactitude des modèles.

3.3 Cohérence entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation du rayonnement ultraviolet.

L'objet de cette dernière partie est de montrer la cohérence que nous obtenons entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation, lorsque l'atmosphère est très claire (absence de couverture nuageuse et peu d'aérosols) et de ce fait que dans ces conditions, les mesures acquises par le pyranomètre et la modélisation représentent deux outils de contrôle de la qualité des mesures spectrales. Dans le cadre du réseau européen de surveillance des UV auquel nous adhérons, il est nécessaire de valider les données acquises sur les différents sites. De plus, comme il n'est pas trivial d'élaborer au sein de la banque de données des outils de contrôle de la qualité des données transmises, il est nécessaire que chaque site impliqué dans le réseau dispose d'un certain nombre de moyen qui permettent de garantir la fiabilité de ses mesures.

La puissance érythémale mesurée par notre pyranomètre est comparée à la valeur que l'on obtient en intégrant la répartition spectrale énergétique du rayonnement (mesurée par le spectroradiomètre), préalablement pondérée par le spectre d'action érythémale de la CIE. Lorsque l'atmosphère est très claire, nous avons comparé les mesures spectrales aux simulations de la répartition spectrale énergétique du rayonnement. Enfin, nous intégrons également la répartition spectrale calculée (préalablement pondérée par le spectre d'action de la CIE), afin de comparer la cohérence des échelles radiométriques du spectroradiomètre, du pyranomètre et du modèle.

Dans la partie précédente, nous avons effectué différents tests de sensibilité de la transmittance de l'atmosphère à différents paramètres. Les comparaisons entre les modèles et les mesures spectrales nécessitent bien entendu de pondérer le spectre solaire extraterrestre par la transmittance de l'atmosphère mais également de tenir compte de la fonction d'appareil du spectroradiomètre. D'autre part, la précision de l'étalonnage en longueur d'onde de cet instrument est déterminante pour optimiser la fiabilité des comparaisons avec le pyranomètre et le modélisation.

3.3.1 Optimisation des comparaisons entre le spectroradiomètre, le pyranomètre et le modèle.

3.3.1a Optimisation de l'échelle de longueur d'onde du spectroradiomètre.

Nous avons constaté qu'un décalage de 0.25 nm de l'échelle de longueur d'onde du spectroradiomètre entraîne typiquement une variation de la puissance érythémale mesurée de l'ordre de 5%. Il serait donc nécessaire que la précision absolue de l'étalonnage soit meilleure que 0.05 nm, si l'on souhaite que sa contribution à l'incertitude de la puissance efficace du rayonnement soit inférieure à 1%. Rappelons que la reproductibilité de l'échelle de l'instrument (Cf premier chapitre : section 1.3.1) est de l'ordre de 0.05 nm. Nous avons également montré que les erreurs systématiques liées aux tolérances d'usinage de la vis mère étaient de l'ordre de ± 0.1 nm. Afin d'améliorer la reproductibilité de l'échelle de longueur d'onde, nous avons élaboré un traitement des données qui permet de recalibrer tous les spectres acquis sur la raie de Fraunhofer située au environ de 358 nm (figure 3.15)

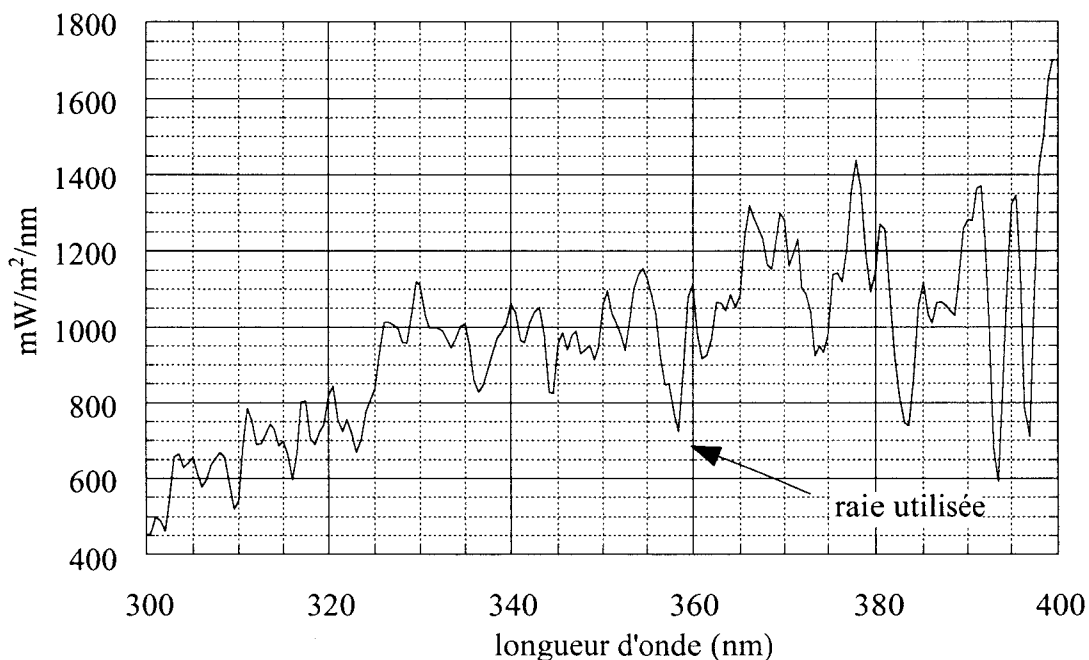


Figure 3.15. Spectre solaire extraterrestre (SUSIM), longueur d'onde dans l'air, dégradé à une bande passante 1 nm

La position que l'on obtient avant recalage permet de contrôler la stabilité optique de l'instrument. Même si l'instrument est parfaitement étalonné en longueur d'onde, le minimum d'intensité obtenu pour cette raie d'absorption diffère selon la fonction d'appareil de l'instrument (figure 3.16). Remarquons en effet qu'entre 358 et 358.5 il y a en fait deux raies d'absorption (spectre solaire haute résolution) situées respectivement à 358.15 et 358.55 nm et donc sous la limite de séparation de l'instrument lorsque sa bande passante est supérieure à 0.4 nm. Dans ce cas, on observe alors une seule raie située à 358.35 nm. Le traitement des spectres que nous effectuons recale donc (si nécessaire) le minimum d'intensité mesuré entre 357.5 nm et 359 nm à 358.35 nm.

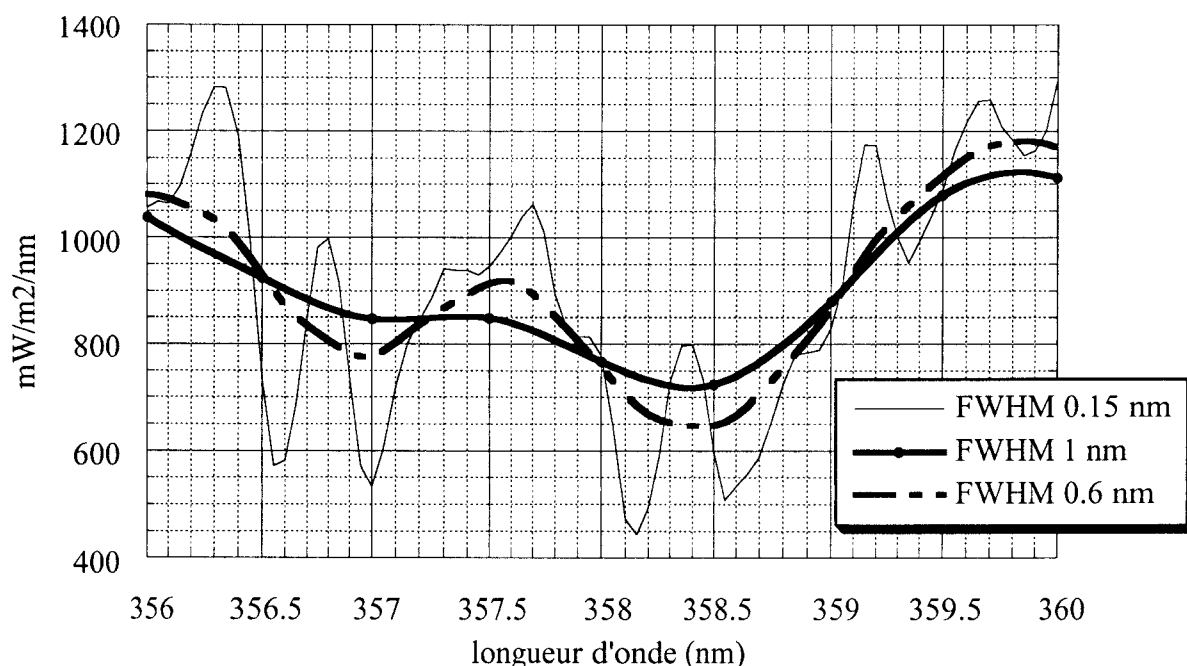


Figure 3.16. Spectre solaire extraterrestre haute résolution (bande passante 0.15 nm), dégradé à 0.6 nm et 1.0 nm.

3.3.1b Prise en compte de la fonction d'appareil pour les comparaisons modèles mesures.

La fiabilité des comparaisons entre les simulations et les mesures spectrales est accrue lorsque que l'on prend en compte la fonction d'appareil au sein du modèle. Même si deux spectres sont acquis par 2 instruments calés sur la même échelle de longueur d'onde et la même

échelle radiométrique, mais sont résolus différemment, on observe alors que le rapport des deux spectres est en moyenne centré sur 1 mais présente des oscillations d'autant plus importantes que les fonctions d'appareil diffèrent. Il est donc nécessaire de dégrader la bande passante du spectre le mieux résolu à celui qui l'est le moins. Dans le cadre des comparaisons entre la modélisation et les mesures spectrales UV, on doit convoluer le spectre solaire extraterrestre par une fonction qui permet de le ramener à la résolution de l'instrument. Une première approximation consiste à le convoluer simplement par la fonction d'appareil de l'instrument, elle est d'autant plus justifiée que la bande passante de l'instrument est large par rapport à celle du spectre solaire extraterrestre (FWHM = 0.15 nm pour SUSIM). Toutefois si l'on convolue d'abord le spectre solaire extraterrestre par la fonction d'appareil et que l'on module ensuite le spectre obtenu par la transmittance de l'atmosphère, on ne rend pas compte de la limitation de l'instrument à suivre la dynamique du spectre aux courtes longueurs d'onde, liée à l'importance de l'absorption par l'ozone qui augmente très rapidement lorsque la longueur d'onde décroît.

L'instrument mesure le spectre solaire modulé par la transmittance de l'atmosphère, convolué par la fonction d'appareil selon l'équation suivante :

$$F_{\text{mes}} = [F_{\text{extra}} \cdot T] * F_{\text{app}} \quad (3.7)$$

avec

- F_{mes} : Spectre mesuré par l'instrument
- T : transmittance de l'atmosphère
- F_{app} : Fonction d'appareil de l'instrument
- \cdot : modulation
- $*$: convolution

Or la procédure que nous venons de détailler fournit :

$$F_{\text{cal}} = [F_{\text{extra}} * F_{\text{app}}] \cdot T \quad (3.8)$$

Le spectre calculé (F_{cal}) est donc différent du spectre mesuré (F_{mes}). Pourtant l'expression 3.8

serait peu coûteuse en temps de calcul puisque le spectre solaire extraterrestre utilisé ($F_{\text{extra}} * F_{\text{app}}$) serait le même quelle que soit la transmittance. La figure 3.17 illustre les rapports entre l'expression 3.8 et 3.7 obtenus pour deux fonctions d'appareil triangulaire de largeur à mi-hauteur 0.7 et 0.9 nm.

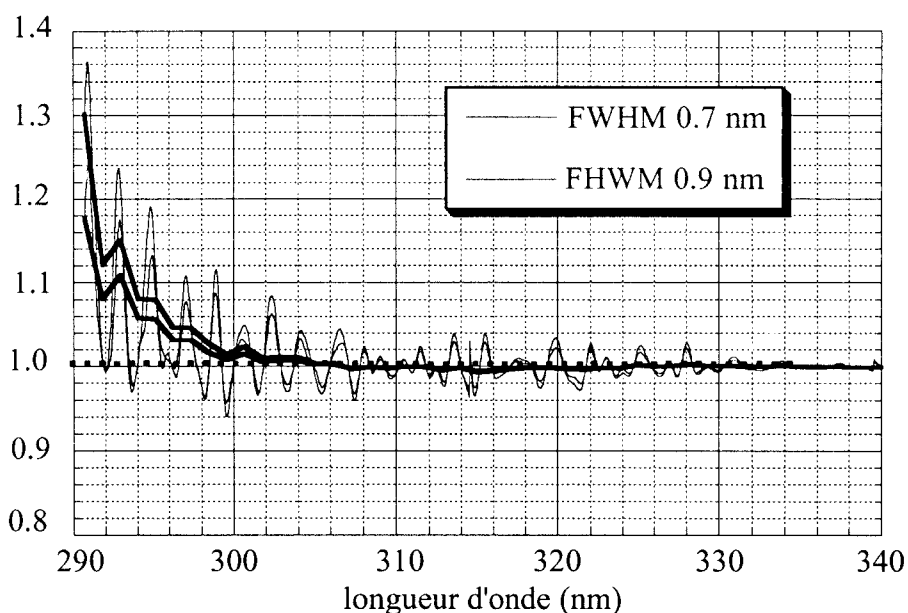


Figure 3.17. Rapport : $[F_{\text{extra}} * F_{\text{app}}] \cdot T / [F_{\text{extra}} \cdot T] * F_{\text{app}}$ pour deux fonctions d'appareil triangulaire, de largeur à mi-hauteur 0.7 et 0.9 nm. En gras rapports lissés.

Notons que nous ne sommes pas capables d'effectuer un calcul rigoureusement exact de la première expression (équation 3.7) car le spectre solaire extraterrestre le mieux résolu dont nous disposons (SUSIM haute résolution, pas : 0.05 nm) a été acquis par un instrument dont la bande passante vaut 0.15 nm. Or le spectre solaire extraterrestre présente en fait un grand nombre de raie d'absorption sous le pouvoir de séparation de l'instrument SUSIM. D'autre part, même si nous disposions d'un spectre solaire d'une résolution infiniment fine, le calcul devrait de ce fait être effectué avec un pas infiniment fin, c'est à dire infiniment coûteux en temps de calcul pour finalement aboutir à un spectre d'une résolution limitée à celle de notre instrument (0.6 nm). Par souci d'économie de temps de calcul, il faut donc optimiser le pas d'échantillonnage utilisé pour notre calcul. Par exemple, si la bande passante de l'instrument vaut 1 nm, le calcul de l'équation 3.7 doit pouvoir s'effectuer avec un pas de 0.5 nm. Toutefois il est nécessaire de supprimer au préalable toutes les composantes rapides (non résolue par un

instrument de bande passante égale à 1 nm) du spectre solaire extraterrestre et de la transmittance de l'atmosphère. En effet, d'après le théorème de Shanon, on peut échantillonner un signal avec un pas de 0.5 nm pourvu que celui-ci puisse être parfaitement résolu par un instrument dont la bande passante est supérieure ou égale à 1 nm. Dans le cas contraire, tout ce passe comme si l'échantillonnage ramenait du bruit issu des composantes non résolues par l'instrument. En respectant les conditions de Shanon, le calcul de l'équation 3.7 au pas de 0.5 nm devient :

$$F_{\text{mes}} = [F'_{\text{extra}} \cdot T'] * F_{\text{app}} \quad (3.9)$$

avec F'_{extra} : spectre solaire extraterrestre haute résolution (FWHM : 0.15 nm), convolué par une fonction de largeur à mi-hauteur 1 nm (sinus cardinal) qui élimine toutes les composantes rapides (fluctuations inférieures à 1 nm) mais restitue parfaitement (sans pondération) toutes les composantes dont les fluctuations sont supérieures à 1 nm. Ce calcul s'effectue toutefois au pas de 0.05 nm. Ensuite les conditions de Shanon sont satisfaites pour permettre de l'échantillonner au pas de 0.5 nm

T' : même traitement que F'_{extra}

Le calcul de F'_{extra} doit s'effectuer au pas de 0.05 nm. Le spectre échantillonné au pas de 0.05 nm est ensuite utilisé quel que soit la transmittance de l'atmosphère. En principe, il faudrait appliquer le même traitement à la transmittance. Dans ce cas on ne ferait aucune économie de temps de calcul. Aux courtes longueurs d'onde la dynamique de la transmittance de l'atmosphère est telle que le signal correspondant possède des composantes non résolues avec une bande passante égale à 1 nm. En calculant la transmittance au pas de 0.5 nm, les conditions de Shanon ne sont donc plus satisfaites aux courtes longueurs d'onde. Toutefois, comme la transmittance peut être considérée comme une fonction globalement monotone (à la différence du spectre solaire extraterrestre haute résolution), nous considérons qu'un échantillonnage au pas de 0.5 nm doit suffire pour la reconstruire par interpolation avec un pas

plus fin. Le calcul de l'équation 3.9 devient alors:

$$F_{mes} = [F'_{extra} \cdot T] * F_{app} \quad (3.10)$$

L'équation 3.10 représente en fait un compromis entre l'équation 3.7 et 3.9.

La figure suivante présente la comparaison entre la méthode de calcul que nous proposons (équation 3.10), effectué au pas de 0.5 nm et celle décrite par l'équation 3.7, effectuée au pas de 0.05 et sous-échantillonnée ensuite au pas de 0.5 nm.

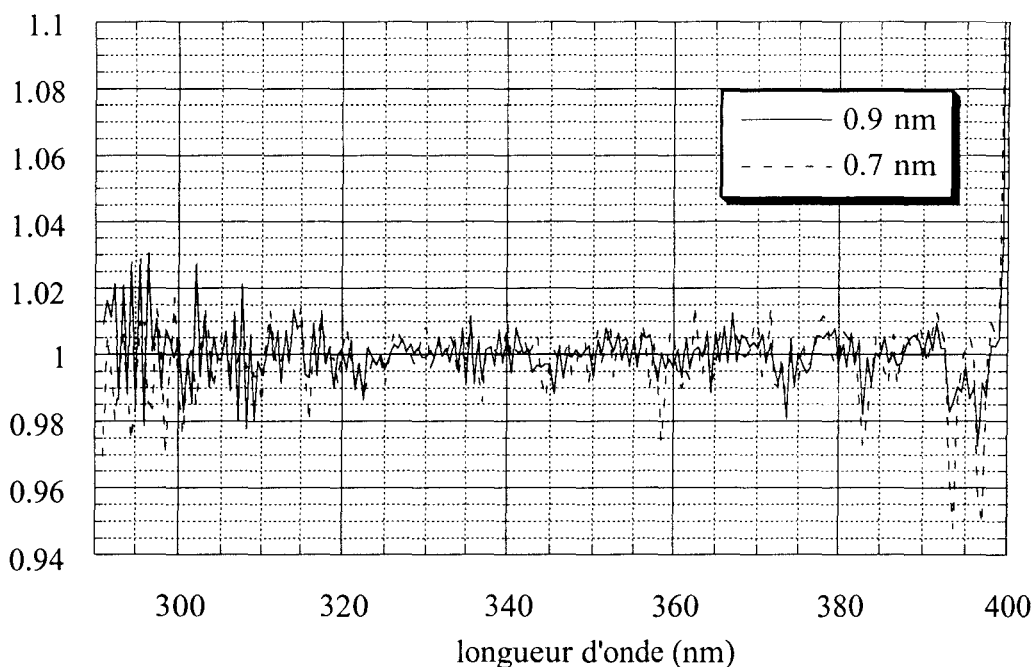


Figure 3.18. $\{[F'_{extra} \cdot T] * F_{app}\}_{0.5 \text{ nm}} / [\{[F_{extra} \cdot T] * F_{app}\}_{0.05 \text{ nm}}]_{0.5 \text{ nm}}$.
2 fonctions d'appareil de bandes passantes égales à 0.7 nm et 0.9 nm.

Remarquons que le bruit résiduel peut s'expliquer du fait que les conditions de Shannon ne sont pas tout à fait respectées, par exemple le pas utilisé pour le calcul effectué avec une bande passante de 0.7 nm devrait être de 0.35 nm. La figure 3.19 montre la comparaison entre le calcul de l'équation 3.7 directement effectuée avec un pas de 0.5 nm et celui effectué avec un pas de 0.05 nm sous échantillonné ensuite au pas de 0.5 nm. Le rapport des 2 calculs est centré sur 1, mais les nombreuses oscillations (amplitude de l'ordre de 15%) traduisent la nécessité de

préfiltrer le spectre solaire hors atmosphère avant de l'échantillonner au pas de 0.5 nm.

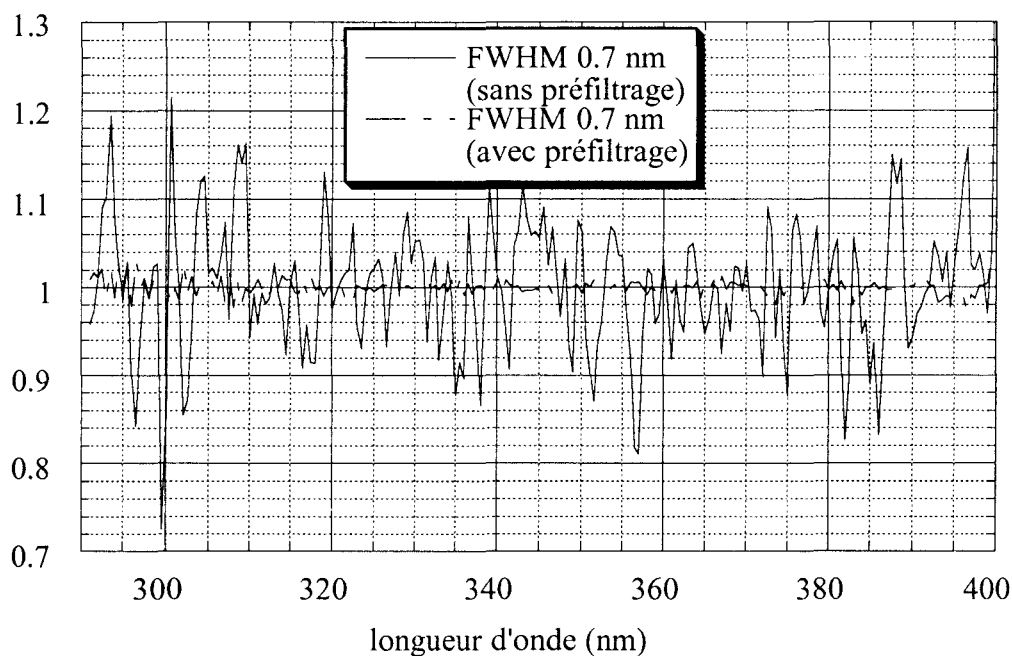


Figure 3.19. $\{[F_{extra} \cdot T] * F_{app}\}_{0.5 \text{ nm}} / [\{[F_{extra} \cdot T] * F_{app}\}_{0.05 \text{ nm}}]_{0.5 \text{ nm}}$. F_{app} : bande passante égale à 0.7 nm.

La méthode que nous proposons permet donc que le modèle rende compte avec une bonne précision la limitation de l'instrument (liée à sa fonction d'appareil) à respecter la dynamique du spectre solaire au sol aux courtes longueurs d'onde de l'UV-B. Cette méthode présente l'avantage d'être peu coûteuse en temps de calcul par rapport à celle communément utilisée (équation 3.7), d'autre part les écarts au calcul exact sont en moyenne insignifiants (figure 3.8 : rapport centré sur 1) et leur dispersion n'excède pas l'ordre du pourcent.

3.3.1c Résultat

Nous présentons maintenant l'amélioration des comparaisons entre les mesures et la modélisation, aux courtes longueurs d'onde, obtenue grâce aux 2 types d'optimisations que nous avons proposés. L'exemple présenté est celui d'un spectre acquis à Bruxelles, le 11 Juillet 1996. Le modèle utilisé est celui d'une atmosphère idéalement claire car nous ne disposons pas

pour ce jour de mesures d'aérosol. La quantité d'ozone locale était 318 DU. On note que l'écart entre le modèle et la mesure diminue lorsque l'échelle de l'onde du spectroradiomètre est correctement ajustée et également lorsque le modèle tient compte de la fonction d'appareil.

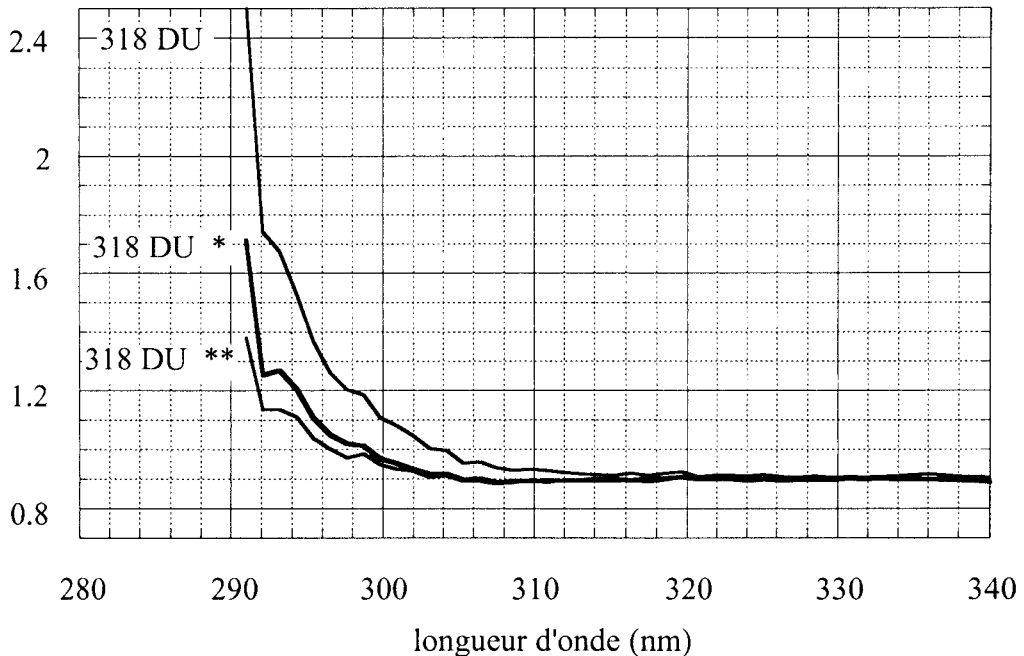


Figure 3.20. Rapport Mesures/Modèle. D'abord pas de recalage à 358.35 nm (358.10 nm) et non prise en compte de la fonction d'appareil pour le modèle. * recalage en longueur d'onde. ** recalage en longueur d'onde + prise en compte de la fonction d'appareil.

3.3.2 Cohérence entre les mesures spectrales, les mesures auxiliaires et la modélisation.

La journée du 2 Avril 1997 a été très favorable pour valider la cohérence entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre, et la modélisation du rayonnement ultraviolet au sol. L'atmosphère était très claire et le Cimel avait été récemment étalonné à Briançon (Mars 97). D'autre part, le spectroradiomètre avait été étalonné la veille et réétalonné le soir du jour de la comparaison que nous présentons. L'écart entre les deux étalonnages était de l'ordre de 2%.

3.3.2a Comparaison entre les mesures acquises par le pyranomètre et le spectroradiomètre.

En premier lieu, les variations diurnes de la puissance érythémale mesurées à partir du spectroradiomètre et du pyranomètre sont en très bon accord. Rappelons que les coefficients d'étalonnage du pyranomètre YES tiennent compte de sa réponse angulaire. Par contre, les mesures acquises par le spectroradiomètre et portées sur la figure 3.21 ne tiennent pas compte d'une correction angulaire. En prévision de l'intercomparaison instrumentale de Thessalonique, nous avons évalué la correction angulaire du diffuseur de notre spectroradiomètre (Cf premier chapitre : section 1.3.3). Rappelons que la correction que nous effectuons est indépendante de la longueur d'onde. Le rapport entre l'éclairement diffus et globale est issu d'un modèle standard [Grainger et al, 1993] et calculé pour la région des UV-B en fonction de l'angle solaire zénithal. On suppose également l'isotropie du rayonnement diffus. Compte tenu des nombreuses hypothèses qui entraînent inévitablement des incertitudes de la correction que nous effectuons, nous avons évalué les écarts entre notre correction simplifiée et des corrections plus réalistes qui supposent toutefois l'isotropie du rayonnement diffus mais tiennent compte des variations du rapport diffus/global en fonction de la longueur d'onde et des variations de la turbidité de l'atmosphère. Nous avons pu justifier que notre correction simplifiée était suffisante puisqu'elle conduit en fait à des incertitudes de l'ordre de 1%. Nous avons également montré la nécessité de tenir compte de la réponse angulaire de notre diffuseur car les corrections varient de 3 à 7% selon que le soleil se situe au zénith ou aux grands angles (supérieurs à 70 degrés). La table 3.8 qui présentent les puissances érythémales mesurées par le pyranomètre et par le spectroradiomètre à différents moments de la matinée du 2 Avril. Lorsque les mesures acquises par le spectroradiomètre sont corrigées (correction angulaire), l'accord est encore meilleur avec le pyranomètre. Toutefois les écarts augmentent pour les grands angles zénithaux, et ne peuvent d'ailleurs pas s'expliquer par la difficulté de synchroniser les deux instruments lorsque le soleil se lève ou se couche.

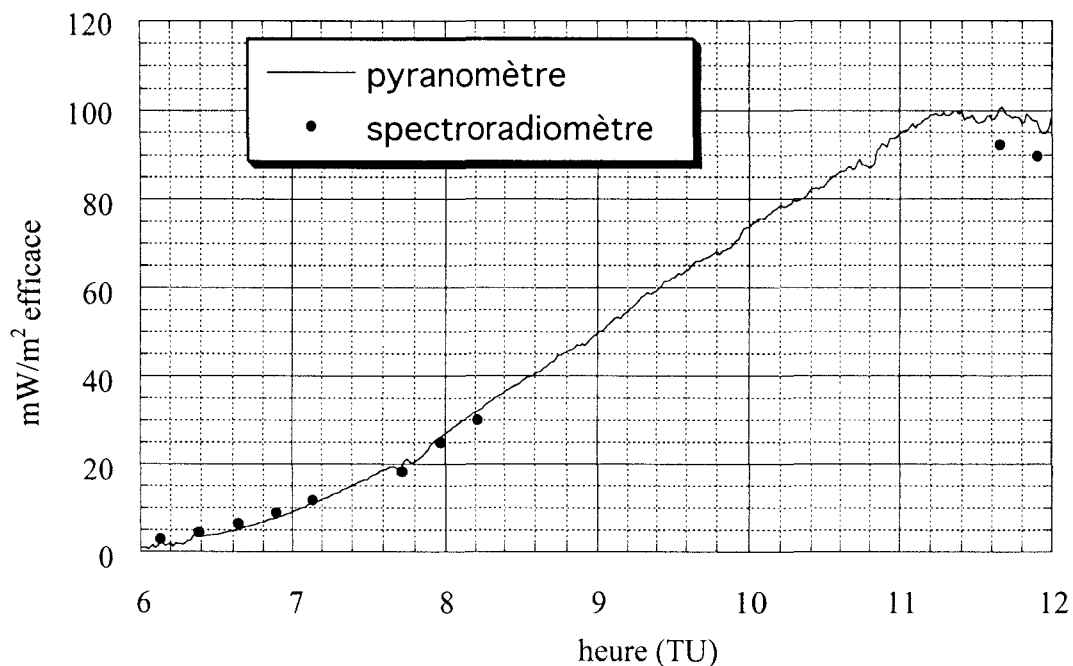


Figure 3.21. Matinée du 2 Avril 97. Comparaison de l'efficacité totale des UV (pour l'érythème) mesurée par le pyranomètre et le spectroradiomètre.

heure TU décimale	sza (degré)	spectroradiomètre (mW/m ² efficace)	spectroradiomètre avec correction angulaire (mW/m ² efficace)	pyranomètre (mW/m ² efficace)
6.13	83.14	3.05	3.24	2.03
6.38	80.29	4.57	4.85	3.77
6.63	77.92	6.54	6.94	5.80
6.88	75.57	8.93	9.48	8.26
7.13	73.23	11.86	12.60	11.60
7.71	67.89	18.40	19.54	20.62
7.96	65.68	24.98	26.52	27.45
8.21	63.65	30.14	32.08	33.38
11.65	45.29	92.23	97.02	98.95
11.90	45.	89.703	94.36	94.78

Table 3.8. Matinée du 2 avril 97. Puissance érythémale du rayonnement UV mesurée par le pyranomètre et le spectroradiomètre.

A titre indicatif, nous présentons également les comparaisons entre la puissance réelle du rayonnement UVB (pour les 2 régions spectrales qui définissent habituellement le domaine des UV-B) mesurée par le pyranomètre et le spectroradiomètre. On note que les écarts sont plus importants en regard du bon accord que nous avons obtenu entre les puissances érythémales du rayonnement UV mesurées par les deux instruments. Notons également que les écarts augmentent aux grands angles et ne sont pas corrélés à ceux que nous avons obtenus pour la dose érythémale.

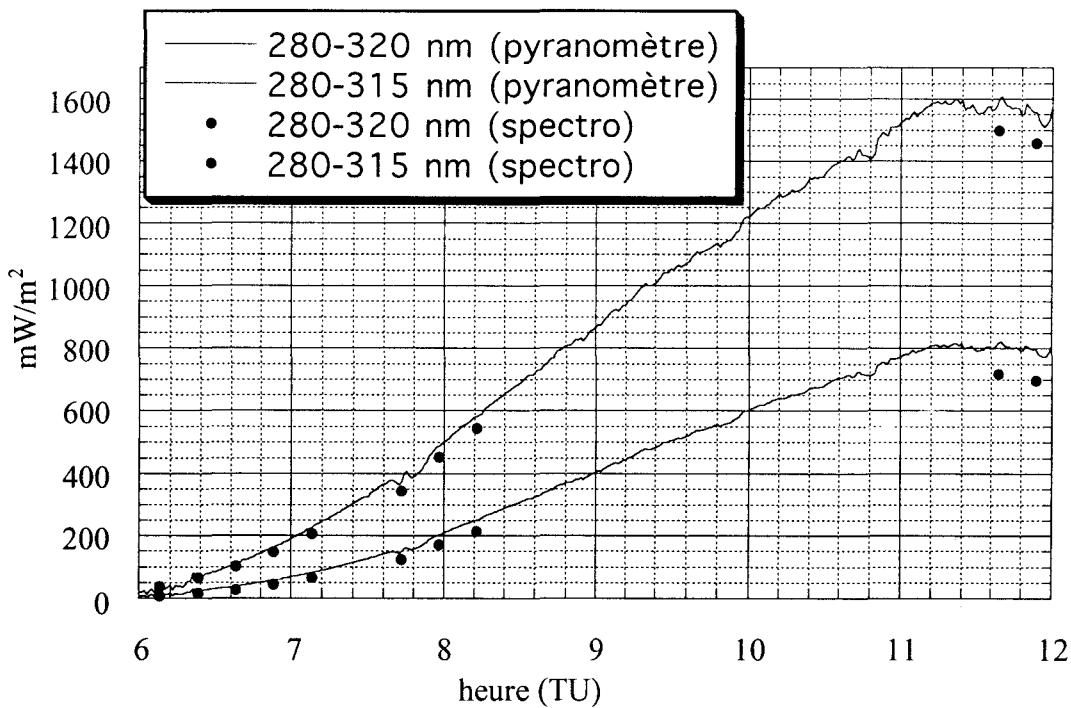


Figure 3.22. Matinée du 2 avril 97. Comparaison des mesures de la puissance réelle du rayonnement ultraviolet acquises par le pyranomètre et le spectroradiomètre.

heure TU décimale	sza (degré)	spectroradiomètre (mW/m2)	spectroradiomètre avec correction angulaire (mW/m2)	pyranomètre (mW/m2)
6.13	83.14	9.49	10.06	16.40
6.38	80.29	16.97	17.99	29.40
6.63	77.92	28.67	30.44	44.21
6.88	75.57	44.70	47.38	62.36
7.13	73.23	66.178	70.14	87.49
7.71	67.89	125.44	133.22	158.16
7.96	65.68	171.40	181.26	212.35
8.21	63.65	213.93	226.76	262.12
11.65	45.29	718.19	755.34	806.88
11.90	45.	695.73	731.9	772.50

Table 3.9a. Matinée du 2 avril 97. Puissance réelle du rayonnement ultraviolet (280-315 nm) mesurée à partir du pyranomètre et du spectroradiomètre.

heure TU décimale	sza (degré)	spectroradiomètre (mW/m2 efficace)	spectroradiomètre avec correction angulaire (mW/m2 efficace)	pyranomètre (mW/m2 efficace)
6.13	83.15	38.83	41.15	41.56
6.38	80.29	65.77	69.84	79.04
6.63	77.92	102.88	109.25	122.44
6.88	75.57	149.14	158.38	173.04
7.13	73.23	206.48	219.28	238.12
7.71	67.89	343.21	363.80	393.72
7.96	65.68	452.81	479.98	507.20
8.21	63.65	545.34	579.15	604.71
11.65	45.29	1498.7	1575.9	1578.4
11.90	45.	1456.2	1531.9	1510.9

Table 3.9b. Matinée du 2 avril 97. Puissance réelle du rayonnement UVB (280-320 nm) mesurée par le pyranomètre et le spectroradiomètre.

3.3.2b Comparaison entre la modélisation et les mesures de la répartition spectrale énergétique du rayonnement UVB au sol.

Nous comparons maintenant les mesures acquises vers midi (solaire) le 2 avril 1997 aux calculs de la répartition spectrale énergétique du rayonnement effectués avec les 4 modèles d'aérosols: maritime, continental, urbain et un modèle moyen pour ce qui concerne les valeurs de l'albédo de diffusion primaire des aérosols et du facteur d'asymétrie (Cf table 3.6). Les valeurs des coefficients α et β (variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols) à 11h40, déterminés par les mesures de l'épaisseur optique des aérosols acquises par le Cimel valent respectivement 1.59 et 0.09 ($\delta_{aéro}(550 \text{ nm}) : 0.27$). En premier lieu, le modèle d'aérosol urbain ne rend pas compte des mesures acquises par le spectroradiomètre. Ce type d'aérosol correspond à une atmosphère fortement polluée par l'activité industriel et semble peu réaliste compte tenu de l'apparente clarté du ciel observée ce jour. Les trois autres modèles sont en bon accord avec les mesures. Compte tenu des incertitudes instrumentales, il n'est pas trivial de savoir lequel des 3 modèles est le plus réaliste, même si le modèle moyen (3) semble le mieux rendre compte des mesures aux quelles nous avons apporté une correction angulaire (5% pour l'angle zénithal considéré : 45 degrés). Pour ce modèle, on note un écart moyen à la mesure dans le domaine des UVA de l'ordre de 2%. Les écarts entre le modèle moyen et les modèles continental et maritime étaient tout à fait prévisibles en extrapolant les incertitudes que nous avons présentés (Cf table 3.7). La quantité d'ozone qui permet d'ajuster chaque modèle aux mesures dans le domaine des UVB vaut 305 DU. La mesure de la quantité d'ozone enregistrée à UCCLÉ ce jour à midi est 322 DU, valeur supérieure de 15 DU environ à celle qui permet d'ajuster le modèle à nos mesures. Si l'on tient compte de l'erreur de calibration en longueur d'onde du spectroradiomètre à 296 nm (Cf premier chapitre), l'accord devient meilleur (traitement en cours).

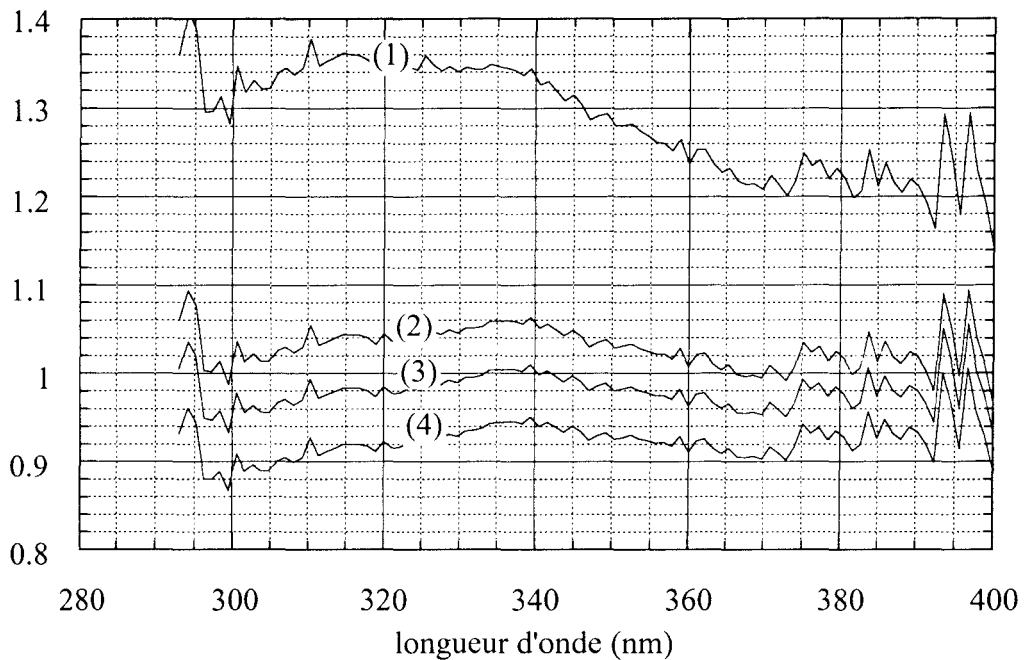


Figure 3.23. 2 avril 97, 11h40 TU. Rapport entre la mesure et la modélisation de l'intensité du rayonnement ultraviolet. Modèle : temps clair, 305 DU, $a=1.59$, $b=0.09$, albédo du sol : 0.05. Albédo de diffusion primaire et facteur d'asymétrie : (1) 0.66 et 0.61, (2) 0.9 et 0.64, (3) 0.95 et 0.68, (4) 0.98 et 0.75. Les mesures tiennent compte de la réponse angulaire du diffuseur.

3.3.2c Comparaison entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre, et la modélisation

Enfin, nous comparons la puissance érythémale calculée à partir des différents modèles que nous avons utilisés aux mesures du spectroradiomètre et du pyranomètre, respectivement 97.02 et 98.95 mW/m^2 efficace.

modèle	quantité d'ozone (DU)	albédo de diffusion primaire	facteur d'asymétrie	puissance érythémale (mW/m ² efficace)
Lotran (1) (modèle moyen)	300	0.95	0.68	102.76
Lotran (2) (modèle moyen)	305	0.95	0.68	100.79
Lotran (3) (modèle moyen)	310	0.95	0.68	98.90
Continental (4)	300	0.90	0.64	97.02
Continental (5)	305	0.90	0.64	95.17
Continental (6)	310	0.90	0.64	93.38
Maritime (7)	300	0.98	0.75	109.95
Maritime (8)	305	0.98	0.75	107.78
Maritime (9)	310	0.98	0.75	105.57
Urbain (10)	305	0.66	0.61	73.56

Table 3.10. 2 avril 97, 11h40 TU. Efficacité totale du rayonnement UV calculée à partir de différents modèles.

Les modèles d'aérosols continental et maritime sont en très bon accord avec les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre ($\pm 5\%$ pour une quantité d'ozone comprise entre 300 et 310 DU). Rappelons que le modèle moyen d'aérosol rend le mieux compte des mesures spectrales (acquises vers midi le 2 avril). D'autre part la quantité d'ozone qui permet d'ajuster le modèle aux mesures est 305 DU. La puissance érythémale modélisée vaut dans ces conditions environ 101 mW/m² et cette valeur est en excellent accord avec la mesure du pyranomètre et celle du spectroradiomètre.

Les échelles radiométriques de notre spectroradiomètre, du pyranomètre et du modèle sont cohérentes. Elles ont été établies à partir de dispositifs d'étalonnage indépendants (spectroradiomètre à partir de nos lampes étalons, pyranomètre à partir d'un spectroradiomètre aux États Unis, modèle rattaché à l'échelle du spectre hors atmosphère acquis par l'instrument SUSIM), dans le but qu'elles coïncident toutes avec l'échelle radiométrique absolue. La cohérence que nous obtenons montre donc que les mesures acquises par notre spectroradiomètre sont fiables et exploitables par l'ensemble des scientifiques qui portent un intérêt aux mesures spectrales de la répartition énergétique du rayonnement ultraviolet au sol.

3.3.3 Intercomparaison instrumentale à Thessalonique

L'intercomparaison instrumentale de Thessalonique, en Juillet 1997, impliquant 19 spectroradiomètres a représenté une excellente occasion de valider la qualité des mesures spectrales acquises par notre spectroradiomètre et également d'évaluer la pertinence du contrôle des données que nous avons effectué à partir de la modélisation et du pyranomètre. Nous avons effectué des mesures de la quantité d'ozone avec un ozonemètre (prêté par la société SolarLight) et contrôlé la cohérence des mesures acquises par cet instrument en comparant l'écart entre nos mesures spectrales et la modélisation du rayonnement dans le domaine des UV-B. Même si les écarts entre les mesures spectrales et la modélisation augmentent souvent aux courtes longueurs d'onde de l'UV-B, la quantité d'ozone qui permet d'ajuster le modèle aux mesures spectrales est en fait peu différente de la mesure de l'ozonemètre. Après avoir étalonné le spectroradiomètre, nous avons comparé pendant trois jours les mesures spectrales, celles du pyranomètre et la modélisation (3, 4, 5 juillet). Les journées du 4 et du 5 juillet ont permis de comparer nos mesures spectrales aux spectres de référence (déterminés par un algorithme qui tient compte des mesures acquises par les autres participants).

Deux semaines avant la campagne, nous avons réétalonné le spectroradiomètre à partir de nos lampes qui avaient également été retabulées à ce moment et à l'IASB à partir des lampes étalons du NIST. La cohérence entre l'échelle du spectroradiomètre et celle du pyranomètre a été contrôlée à nouveau. Les écarts étaient inférieurs à 2% pour un angle solaire zénithal de 45 degrés, c'est à dire du même ordre de grandeur que ceux du 2 avril 1997. Nous avons également étalonné un autre pyranomètre UV-B (SolarLight) à partir du pyranomètre YES. Après transport du matériel, à Thessalonique, les échelles de ces 2 instruments restent tout à fait cohérent (écart maximum : 2%). Rappelons également que notre pyranomètre YES et celui de l'IASB étaient également en bon accord avant le départ. L'accord entre les mesures d'épaisseur optique des aérosols acquises par notre Cimel et le Cimel automatique du laboratoire, avant transport du matériel (mi-juin 97) reste comparable à celui du mois d'avril.

Pendant les 3 jours (3,4 et 5 juillet 97), nous avons effectué systématiquement lors de chaque acquisition (spectre) des mesures d'épaisseur optique des aérosols et de la quantité d'ozone. L'ensemble de ces données est présenté en annexe I. Nous présentons maintenant les

résultats du contrôle qualité des données que nous avons effectué avant soumission des mesures spectrales. Comme il serait fastidieux de présenter tous les résultats correspondant aux rapport des spectres mesurés et des spectres calculés (systématiquement quasi constants dans le domaine des UVA), nous résumons simplement le résultat du contrôle en comparant la puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre, et calculée par la modélisation, pour différents angles solaires zénithaux (tables 3.11a à 3.11c). Comme il serait également fastidieux de chercher pour chaque cas le modèle d'aérosols qui permet d'ajuster au mieux les calculs aux mesures, nous nous sommes limités à deux modèles d'aérosol : le modèle moyen et le modèle continental dont les albédos de diffusion primaire sont respectivement 0.95 et 0.90 et les facteurs d'asymétrie 0.68 et 0.64.

heure (TU)	sza (degré)	spectro (mW/m2 efficace)	écart relatif avec le pyranomètre	écart relatif avec le modèle
12h00	25.4	204.7	-5 %	-5 %
13h30	41.1	122.8	-5 %	pas de mesure de l'épaisseur optique des aérosols
15h00	58.1	45.9	-10 %	-10 %
16h00	69.8	17.7	-5 %	-7 %

Table 3.11a. Thessalonique, 3 juillet 97. Contrôle des mesures spectrales.
Modèle d'aérosol : albédo de diffusion primaire 0.95, facteur d'asymétrie 0.68.

heure (TU)	sza (degré)	spectro (mW/m2 efficace)	écarts relatifs avec le pyranomètre	écarts relatifs avec le modèle
5h00	70.5	16.75	-6%	-16 % (-10 % *)
7h00	47.9	91.39	-2%	-10 % (-5 %*)
9h00	26.4	195.31	-2.5%	-8 % (-3 % *)
12h00	25.5	186.6	-2.9%	-8 % (-3 % *)
14h00	46.7	85.3	-0 %	(10 % (- 3%))
16h00	69.4	17.0	-4.7%	+ 0% (+ 6%)

Table 3.11b. Même que table 3.11a mais pour Thessalonique, 4 juillet 97 (premier blind day) + entre parenthèse * : albédo de diffusion primaire 0.90, facteur d'asymétrie 0.64.

heure (TU)	sza	spectro (mW/m2 efficace)	écarts relatifs avec le pyranomètre	écarts relatifs avec le modèle
5h00	70..6	17.9	-6.3 %	-6.3 % *
7h00	48.0	96.3	-1.5%	-2.3 % *
9h00	26.4	211.4	-1.4%	-1 % *
12h00	25.5	210.8	-0.6%	+0.5 *
14h00	46.7	95.4	+1.5%	-2.4% *
16h00	69.4	17.3	- 1.0 %	-1 % *

Table 3.11c. Même que table 3.11a mais pour Thessalonique, 5 juillet 97 (deuxième blind day). * albédo de diffusion primaire 0.90, facteur d'asymétrie 0.64.

Après avoir étalonné l'instrument (2 juillet) et installé l'instrument sur le site (3 juillet), le premier contrôle de la qualité des mesures effectué pour l'après-midi du 3 juillet, montre que les écarts entre les mesures spectrales, le pyranomètre et le modèle (moyen) sont supérieurs à ceux que nous avons obtenus à Villeneuve d'Ascq. D'autre part le pyranomètre et le modèle (moyen) sont en très bon accord. Nous avons de ce fait suspecté une dérive (perte de sensibilité) du spectroradiomètre. A titre indicatif, au cours de l'étalonnage du 2 juillet, la sensibilité de l'instrument avait chuté de l'ordre de 4%. En effet le premier et le deuxième étalonnage respectivement à partir des lampes 3-092 et 3-064 différaient de 4%. Toutefois, le troisième étalonnage à partir de la lampe 3-092 était tout à fait cohérent avec le deuxième (3-064). Compte tenu de l'écart entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre, et la modélisation, de l'ordre de 5%, également de la perte de sensibilité du spectroradiomètre au cours de l'étalonnage (qui aurait pu se reproduire entre l'étalonnage final et l'installation de l'instrument sur le site), nous avons convenu d'une correction de 2% sur toutes les mesures spectrales. Les mesures présentées dans les tables 3.11a, b et c ne tiennent pas compte de cette correction. Cette correction n'était pas justifiée si l'on s'en tient au spectre de référence. En effet, pour la journée du 4 juillet, les mesures acquises par notre instrument font partie de la référence mais on note toutefois que l'absence de correction aurait permis de réduire l'écart entre nos mesures et la référence. Pour la journée du 5 juillet, la correction de 2% entraîne des écarts justes suffisants pour que les mesures acquises par notre instrument

n'appartiennent plus à la référence. Toutefois, H. Slapper et B. Gardiner ont souligné le fait que trop peu d'instrument (6 sur 19) tenait compte de la réponse angulaire. H. Slapper a également montré que les mesures acquises par les 6 participants, qui tiennent compte de la correction angulaire, sont en bon accord et forme quasiment un groupe de référence (5 sur 6). Plusieurs de ces instruments ne participent pas au calcul des spectres de références établis à la base à partir des mesures acquises par les 19 participants. H. Slapper estime que la référence devrait de se fait être "corrigée de +3%.

Cette campagne a donc permis de valider la cohérence des mesures spectrales acquises par notre spectroradiomètre. Nous avons également montré la fiabilité du contrôle des mesures spectrales au moyen des mesures acquises par le pyranomètre et la modélisation, mais également ses limites. Des écarts de l'ordre de 5% ne peuvent justifier une correction des données, dans le but de transmettre par la suite les mesures acquises sur le site de Villeneuve d'Ascq à la banque de données européenne. Par contre, des écarts plus importants pourraient justifier la nécessité de réétalonner le spectroradiomètre.

3.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons donc validé la qualité des mesures acquises par notre spectroradiomètre, en montrant leur cohérence avec les mesures auxiliaires et la modélisation. De plus l'intercomparaison instrumentale à Thessalonique a permis de montrer que les échelles radiométriques de notre spectroradiomètre, de notre pyranomètre, et des spectres du rayonnement solaire ultraviolet au sol que nous modélisons convergent vers l'échelle radiométrique absolue, compte tenu de leur cohérence avec les spectres de référence. Nous envisageons donc d'utiliser nos mesures auxiliaires et la modélisation pour le contrôle de la qualité des mesures spectrales acquises sur le site Villeneuve d'Ascq qui seront transmises à la banque de données européenne.

Quatrième chapitre

**Exploitation préliminaire
des Mesures**

La majeure partie de notre temps, ces trois dernières années, a été consacrée au développement et à l'optimisation de notre spectroradiomètre, puis à la validation des mesures acquises au moyen de mesures auxiliaires, de modèles et également d'une fréquence importante de contrôles de la reproductibilité des étalonnages. Depuis le mois de mai 1997, l'instrument est réellement autonome et peut désormais effectuer une surveillance permanente de la répartition spectrale énergétique du rayonnement ultraviolet sur le site de Villeneuve d'Ascq, indispensable pour établir une climatologie de la région Nord et pour contribuer à plus grande échelle à celle de l'Europe. Nous disposons également d'une centaine de journées de mesures pour l'année 96. Compte tenu des dernières optimisations de la qualité des mesures, optimisation de l'échelle radiométrique utilisée à partir du mois de juillet 96 (retabulation de la lampe 3-064) et correction angulaire systématiquement effectuée depuis mai 97, un effort important d'homogénéisation des mesures acquises de mars 96 à mai 97 est nécessaire. De plus, compte tenu de notre manque de recul (acquisition des premières mesures fiables en mars 96), il n'est pas possible d'évaluer les tendances à moyen terme (quelques années) de l'évolution de l'intensité du rayonnement ultraviolet. Toutefois, nos premières analyses des mesures nous permettent actuellement d'établir une première échelle de valeurs de l'intensité et de l'efficacité du rayonnement ultraviolet au sol.

Dans le cadre du réseau européen, le développement de réseaux régionaux peut constituer à la fois un moyen supplémentaire du contrôle de la qualité des mesures acquises pour chaque site impliqué et également permettre d'évaluer les limites des possibilités d'interpolation des données entre les différents sites qui peuvent justifier la nécessité d'implanter à l'avenir d'autres stations de surveillance. Notre collaboration avec l'IASB, nous a naturellement conduit à comparer les mesures spectrales acquises à Villeneuve d'Ascq et à Bruxelles.

Le site de Villeneuve d'Ascq est le seul en France impliqué dans le réseau de surveillance Européen. Il est nécessaire que dans un futur proche, d'autres stations soient développées et participent à l'élaboration de la climatologie du rayonnement UV en Europe. Notre collaboration récente avec le CEMBREU (Centre d'Études Médicales Bioclimatiques de Recherches et

d'Enseignement Universitaire) nous a permis d'effectuer deux campagnes de mesures spectrales du rayonnement ultraviolet à Briançon, l'une en juillet 96 et l'autre en mars 97. Nous avons donc pu débiter une caractérisation du rayonnement ultraviolet pour un site Alpin et montrer la nécessité d'effectuer une surveillance permanente. Un instrument du même type que celui que nous avons développé sera installé définitivement à Briançon au cours de l'année 98 et sera impliqué dans un réseau de surveillance Alpin impliquant plusieurs stations en Europe (France, Allemagne, Autriche, Suisse) et supporté par la commission Européenne dans le cadre du projet CUVRA (Characterization of UV Radiative Field in the Alps).

4.1 Comparaison des mesures spectrales du rayonnement UV acquises à Villeneuve d'Ascq et à Bruxelles.

Entre le mois de mars 1996 et le mois de juin 1996, plusieurs comparaisons des mesures spectrales acquises à Villeneuve d'Ascq par notre instrument et à Bruxelles par l'instrument de l'IASB ont été entreprises lorsque les conditions météorologiques étaient très favorables (condition anticyclonique, absence totale de couverture nuageuse pour les deux sites). Ces comparaisons représentent un outil supplémentaire de contrôle de la qualité des mesures acquises sur ces deux sites qui a permis d'améliorer la fiabilité des échelles radiométriques des 2 instruments. Les deux stations sont distantes de 80 Km et lorsque le ciel est très clair à Bruxelles et à Lille, on s'attend à ce que les écarts entre l'intensité du rayonnement mesurée à Lille et à Bruxelles soient faibles, tout au moins pour le domaine des UVA. Or les comparaisons que nous avons effectuées, traduisaient en premier lieu un renforcement systématique du rayonnement UVA de l'ordre de 20% à Bruxelles et paradoxalement une meilleure cohérence dans le domaine des UV-B. Suspectant un problème instrumental, les mesures acquises par les deux instruments sur le site de l'IASB ont été comparées le 17 juillet 1996.

4.1.1 Amélioration de la cohérence des mesures acquises par les 2 instruments sur le même site.

En premier lieu, nous avons constaté que les écarts entre les mesures acquises par les 2 instruments sur le site de l'IASB étaient tout à fait corrélés aux différences que nous avons préalablement observées lors des comparaisons à distance. La comparaison de l'échelle radiométrique de notre lampe étalon (3-064) avec celle des lampes du NIST de l'IASB (Cf deuxième chapitre : section 2.3.2) a permis de discerner une première source des écarts entre les deux instruments. De plus, la correction des mesures acquises par l'instrument de l'IASB, justifiée par un nouvel étalonnage a conduit à des écarts résiduels illustrés par les figures suivantes (figure 4.1a,b) tout à fait acceptables en regard des incertitudes instrumentales, par exemple la différence entre les réponses angulaires dont nous n'avons pas tenu compte.

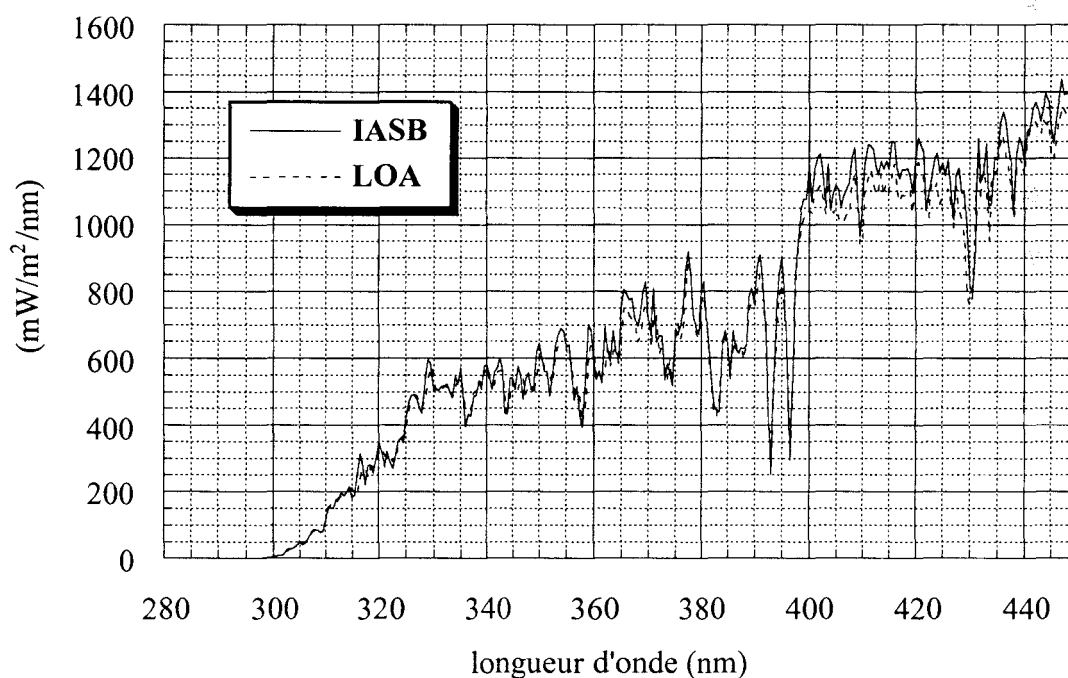


Figure 4.1a. Bruxelles, 17 juillet 1996, 12h15 TU (sza : 30.24 degrés). Comparaison des mesures spectrales de l'intensité du rayonnement UV acquises par l'instrument de l'IASB et celui du LOA.

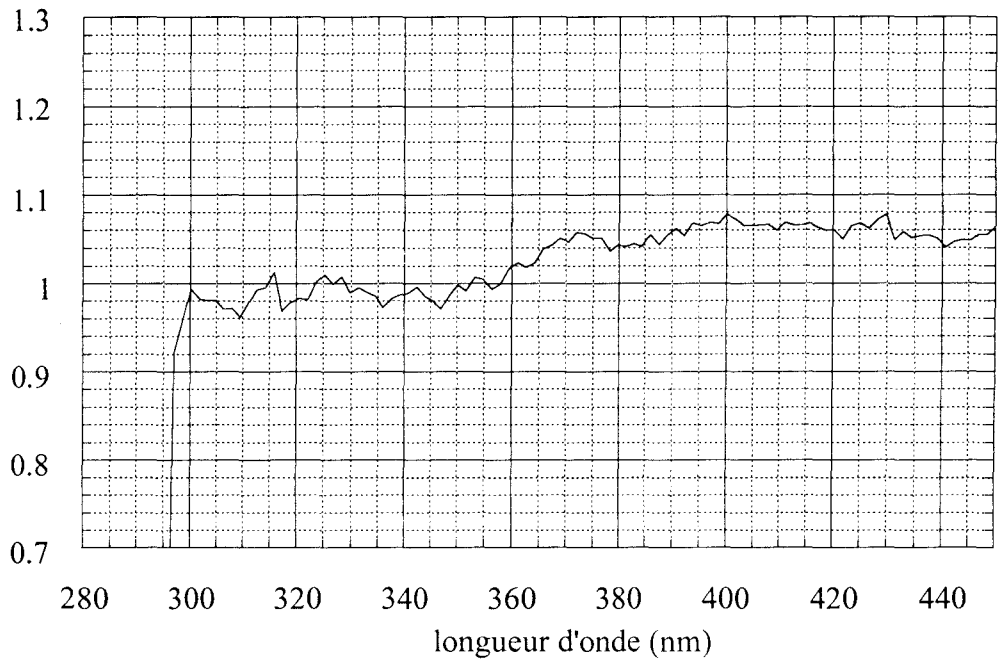


Figure 4.1b. Rapport entre les mesures acquises (présentées par la figure 4.1a) par l'instrument de l'IASB et celui du LOA.

La figure 4.2 présente une comparaison des mesures acquises pour un angle zénithal de 61.6 degrés et permet d'évaluer les effets liés à la différence entre les réponses angulaires des deux instruments. On constate que l'accord entre les deux instruments reste identique pour les longueurs d'onde inférieures à 360 nm, pour les deux angles solaires (30.24 et 61.6 degrés). Par contre l'écart de reproductibilité qui atteint de l'ordre de 10% à 450 nm semble difficilement justifiable.

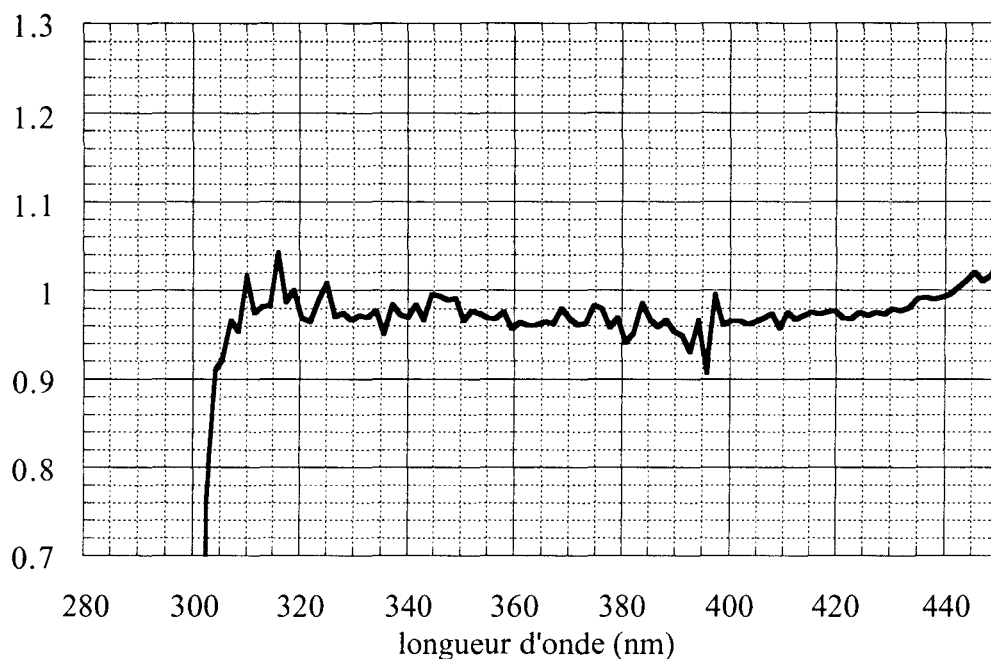


Figure 4.2. Bruxelles, 17 juillet 1996, 16h30 TU (sza : 61.6 degrés). rapport des mesures acquises par les deux instruments (IASB/LOA).

Dans le cadre du contrôle de la qualité des mesures, nous présentons maintenant les variations diurnes de la puissance totale et efficace du rayonnement ultraviolet (figure 4.3a,b) déterminées à partir des deux instruments. La figure 4.4 présente les rapports entre les mesures de la puissance érythémale acquises par les deux spectroradiomètres et celles du pyranomètre. On observe que les mesures acquises par les 3 instruments sont en bon accord tant que l'angle solaire zénithal est inférieur à 70 degrés. Au delà les écarts supérieurs à 10% sont probablement liés aux différences entre les réponses angulaires de chaque instrument, mais aussi aux incertitudes de synchronisation des mesures qui prennent des proportions importantes lorsque le soleil se couche surtout entre le pyranomètre (mesure instantanée) et les spectroradiomètres (plusieurs minutes pour l'acquisition d'un spectre).

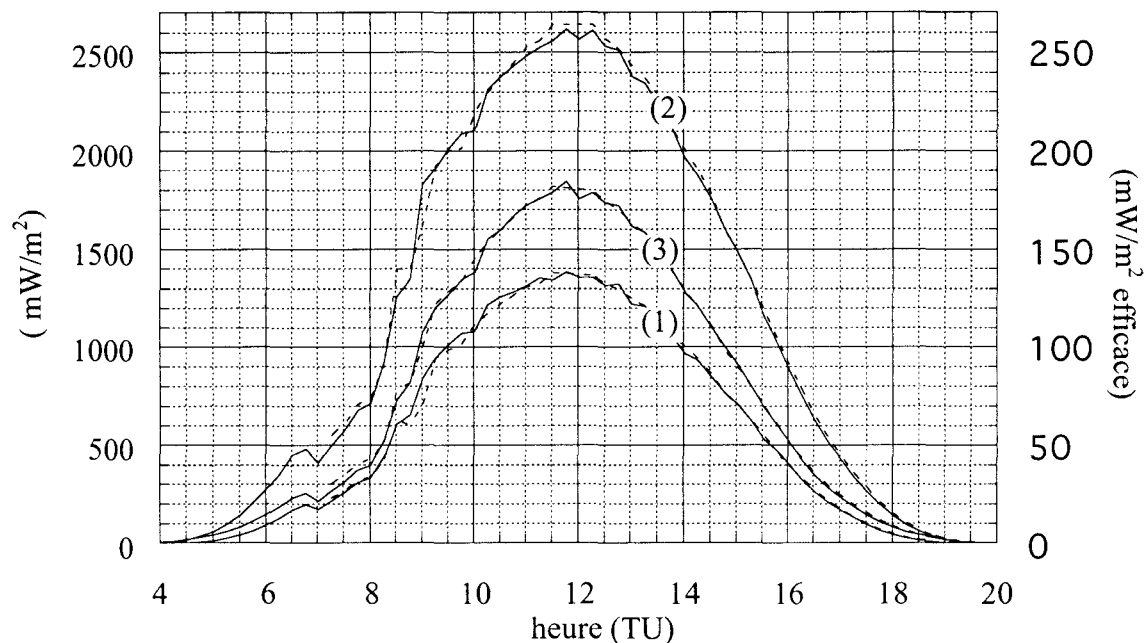


Figure 4.3a. Bruxelles, 17 juillet 1996. Variations diurnes de la puissance du rayonnement ultraviolet mesurées à partir des 2 spectroradiomètres. En traits pleins : IASB. En pointillés : LOA. Échelle de gauche : (1) et (2), respectivement puissance réelle 280-315 nm et 280-320 nm. Échelle de droite : (3), puissance érythémale.

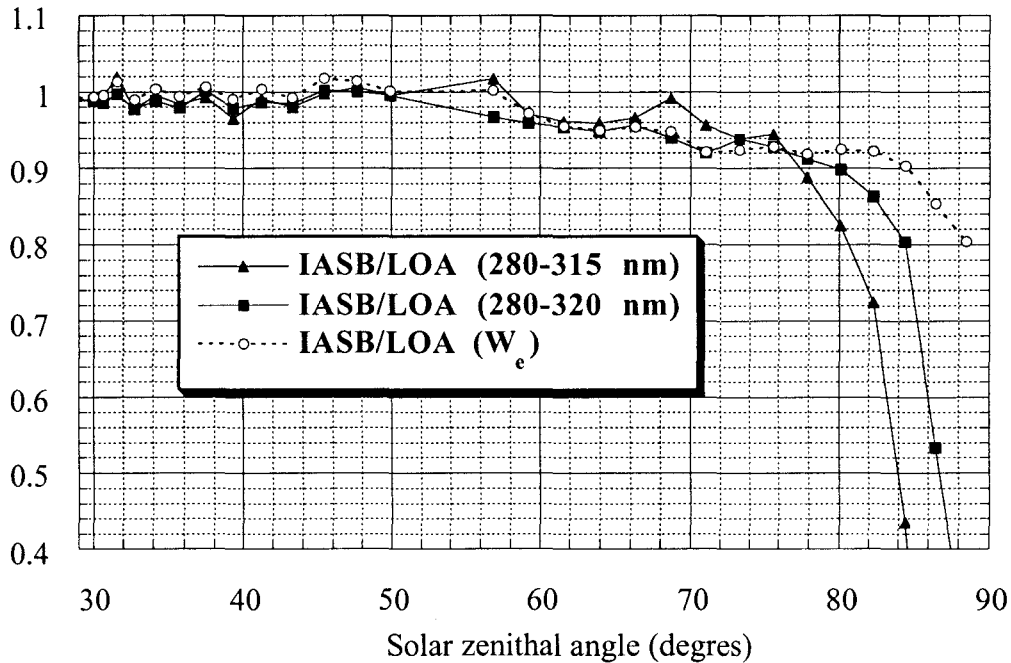


Figure 4.3b. Rapports entre les puissances mesurées (présentées par la figure 4.3a) par les deux instruments. W_e : puissance érythémale.

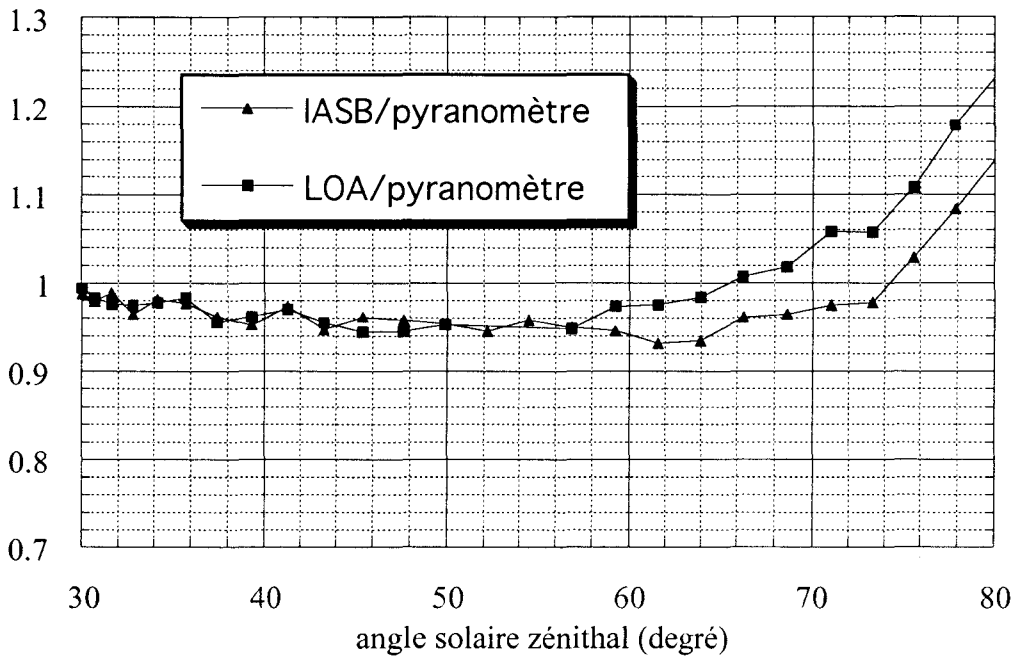


Figure 4.4. Rapport entre la puissance érythémale mesurée par l'un ou l'autre spectroradiomètre et par le pyranomètre.

4.1.2 Comparaison des mesures à distance.

En tenant compte de l'optimisation de l'échelle radiométrique des 2 instruments réalisée à l'IASB le 17 juillet 1996, la cohérence des mesures acquises à Bruxelles et à Villeneuve d'Ascq, pour des conditions météorologiques très favorables, est excellente dans le domaine des UVA (figures 4.5 et 4.6). Les écarts que nous mesurons dans la région des UVB sont très certainement liés à une légère différence de la quantité d'ozone. On avait déjà constaté pour la journée du 27 mars 1996 que la quantité d'ozone qui permet d'ajuster le modèle aux mesures acquises à Villeneuve d'Ascq, diffère de l'ordre de 5 DU avec celle enregistrée à Uccle ce même jour (Cf figure 3.8).

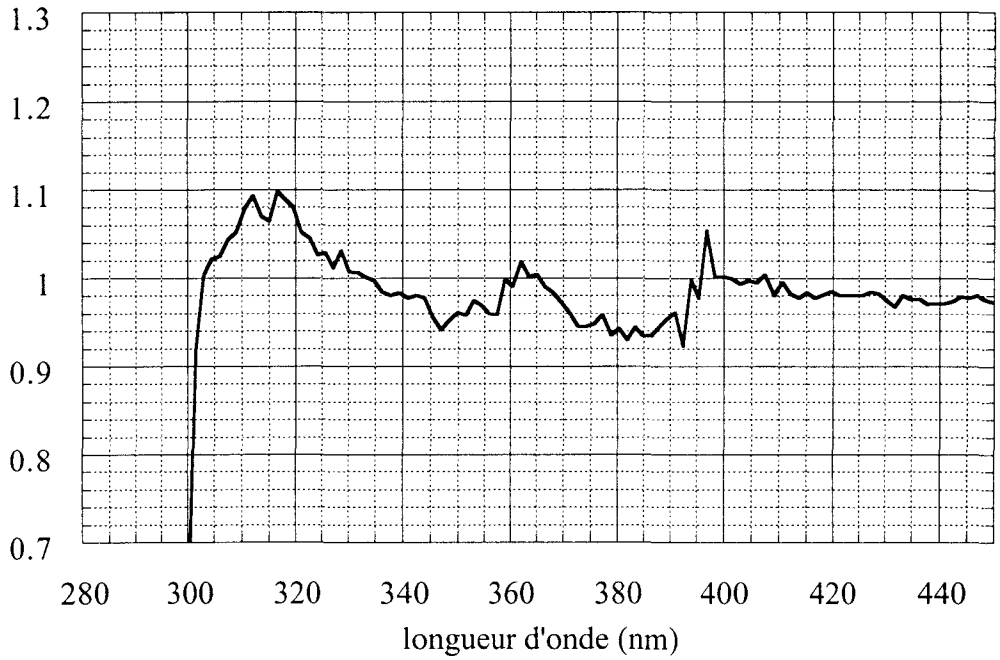


Figure 4.5. 27 mars 1996, 10h45 TU, sza : 49.68 degrés. Rapport des mesures acquises à Bruxelles et à Villeneuve d'Ascq.

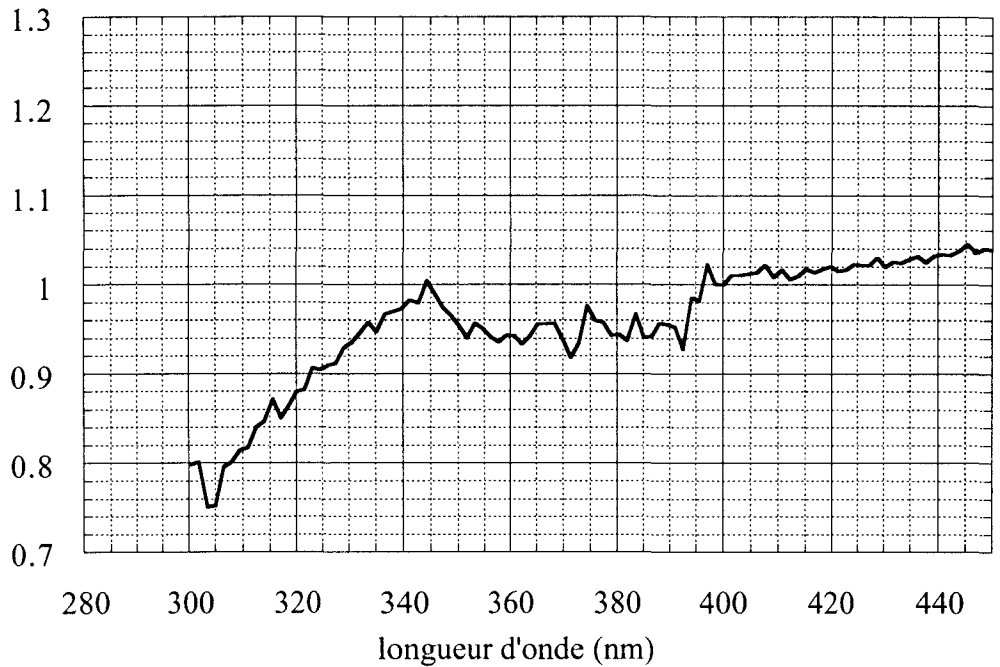


Figure 4.6. 17 avril 1996 14h30 TU, Rapport entre les mesures acquises à Bruxelles (sza: 52.89 degrés) et à Villeneuve d'Ascq (52.132 degrés).

Enfin, nous présentons l'exemple d'une journée où le temps était variable (alternance soleil, nuage) aussi bien à Bruxelles qu'à Villeneuve d'Ascq (figure 4.7). Dans ces conditions on note

que les comparaisons deviennent délicates du fait que le soleil n'est pas masqué par les nuages au même moment à Bruxelles et à Villeneuve d'Ascq. L'acquisition de ce type de mesures est difficilement exploitable, du fait que les conditions atmosphériques changent au cours de l'acquisition d'un spectre (durée : 8 mn).

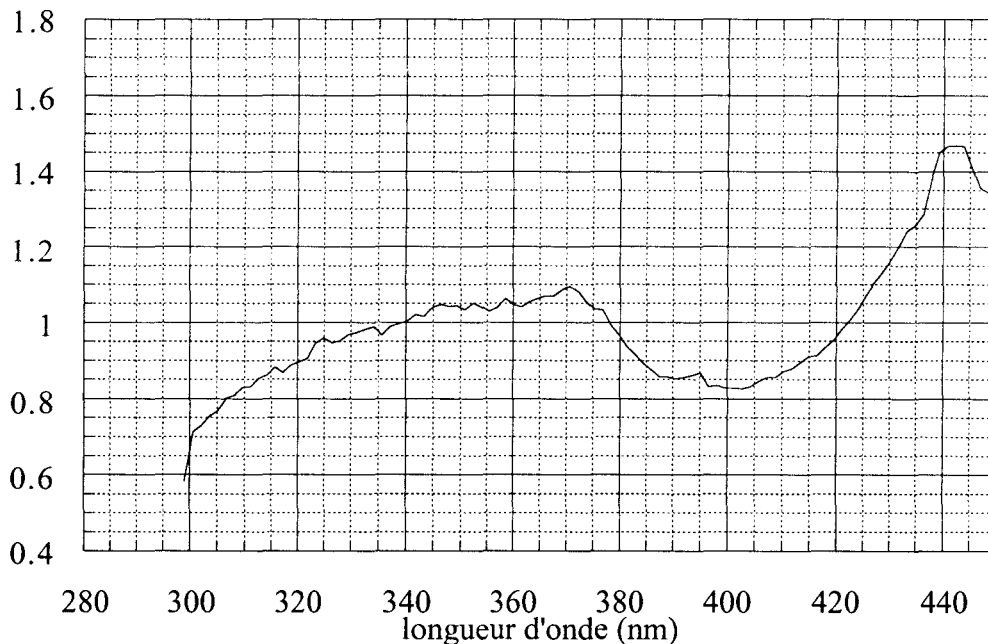


Figure 4.7. 11 juin 1996, 15h30 TU. Rapport entre les mesures acquises à Bruxelles (sza : 51.88 degrés) et à Villeneuve d'Ascq (sza : 50.74 degrés).

Comme le pyranomètre effectue des mesures quasi-instantanées et compte tenu du temps requis pour l'acquisition d'un spectre UV, la comparaison entre les mesures spectrales et auxiliaires devient plus délicate. Les comparaisons modèle-mesures seraient également plus délicates, en raison de la nécessité d'introduire les variations de la turbidité de l'atmosphère observée pendant l'acquisition d'un spectre et de l'absence de mesure de l'épaisseur optique lorsque le disque solaire est masqué par un nuage. Pourtant, les mesures acquises pour des conditions de temps variable méritent d'être exploitées car elles conduisent à des informations climatologiques importantes. Comme nous le verrons dans la partie suivante concernant les mesures acquises à Briançon, la puissance du rayonnement ultraviolet peut ponctuellement dépasser, au cours d'une journée de temps variable celle que l'on mesure lorsque le ciel est typiquement très clair, et conduire de ce fait à des doses biologiques importantes.

Nous avons donc montré la nécessité de développer des réseaux régionaux, car l'exploitation préliminaire des mesures acquises aux différents sites, basée sur des comparaisons systématiques lorsque les conditions météorologiques sont très favorables, représente une procédure de contrôle de la cohérence des différents instruments impliqués à plus grande échelle au sein du réseau de surveillance Européen. L'initiative de l'élaboration d'un micro-réseau impliquant pour l'instant l'IASB et LOA, nous a permis d'optimiser l'échelle radiométrique de notre instrument (transfert de l'étalonnage des lampes du NIST aux lampes Oriol à partir de notre spectroradiomètre) et également de conforter la fiabilité des mesures spectrales acquises à Villeneuve d'Ascq. Une collaboration avec les Pays Bas situés à 200 km serait souhaitable.

4.2 Campagnes de mesure spectrales du rayonnement ultraviolet à Briançon.

Nous avons effectué 2 campagnes de mesures spectrales du rayonnement ultraviolet à Briançon, l'une en été, en juillet 96 et l'autre en hiver, en mars 97. Le docteur G. Marx, dermatologue à Briançon est à l'origine de cette étude. Depuis quelques années, elle a remarqué, à l'occasion de la saison de sports d'hiver, des problèmes cutanés (lucite hivernale bénigne : démangeaisons, rougeurs) qui apparaissent systématiquement vers la mi-février, liés à l'exposition au soleil des vacanciers sur les pistes de ski. Ces symptômes n'apparaissent ni en décembre, ni en été lorsque l'intensité du rayonnement UV est typiquement plus importante qu'au mois de février. La cause des problèmes cutanés qui apparaissent systématiquement vers la mi-février est très certainement liée au dépassement d'un seuil énergétique lorsque la hauteur solaire augmente, mais également à des mécanismes plus complexes faisant intervenir à la fois le couplage entre plusieurs effets : intensité, froid, longueur d'onde déclenchante dans l'UV-B.

Les mesures que nous avons acquises en été et en hiver, nous ont permis de débiter une climatologie du rayonnement ultraviolet à Briançon, c'est à dire d'une part de connaître l'ordre de grandeur de la puissance érythémale lors du midi solaire en juillet et en mars, également les doses cumulées par jour et enfin certaines modifications spectrales entre les mesures acquises en juillet et en mars.

Le spectroradiomètre, le pyranomètre et le photomètre Cimel ont été installés lors de chaque campagne sur le toit de la clinique des Acacias. Les mesures acquises par le spectroradiomètre ont été systématiquement comparées à celle du pyranomètre. Des contrôles ponctuels de la cohérence entre la modélisation et les mesures de l'intensité du rayonnement ont également été effectués. Toutes les mesures tiennent compte de la correction angulaire et de l'optimisation de l'échelle radiométrique de notre lampe.

4.2.1 Campagne d'été.

4.2.1a. Contrôle de la qualité des mesures spectrales à partir du pyranomètre.

Au cours des six jours de la campagne de juillet 96 (6 au 11 juillet), le spectroradiomètre et le pyranomètre ont effectué une surveillance permanente de l'intensité du rayonnement ultraviolet. Les conditions météorologiques ont été très variables avec une forte couverture nuageuse au début de la campagne et un ciel clair à la fin. Les variations diurnes de puissance réelle de l'intensité de l'UV-B et de la puissance érythémale, mesurée par ces 2 instruments sont présentées en Annexe III (figure A.1a à A.6b). Concernant la puissance érythémale, l'accord entre les deux instruments est excellent. La cohérence entre les mesures de la puissance totale des UV-B est tout à fait satisfaisante compte tenu des limites de la validité du traitement des données du pyranomètre YES que nous avons justifiées au cours du chapitre précédent.

4.2.1b Comparaison entre les mesures et la modélisation de la répartition énergétique spectrale du rayonnement UV.

Les mesures de l'épaisseur optique des aérosols acquises par le photomètre Cimel, pendant la campagne d'été sont difficilement exploitables. En effet, l'utilisation des coefficients d'étalonnage du mois de mars 95 conduit à des valeurs vraisemblablement trop importantes (0.4 à 0.5 à 440 nm) car elles correspondent typiquement une turbidité du même ordre de grandeur

que les valeurs moyennes mesurées à Villeneuve d'Ascq pour des conditions de temps clair en été. De plus l'utilisation des coefficients d'étalonnage du mois de mars 97 conduit à des épaisseurs optiques négatives.

Le calcul de la répartition spectrale de l'intensité du rayonnement effectué sans tenir compte de la présence des aérosols rend correctement compte des mesures acquises par le spectroradiomètre le 11 juillet, journée de ciel clair (figure 4.8); la quantité d'aérosol présente dans l'atmosphère devait donc être assez faible ce qui peut justifier avec les incertitudes d'étalonnage les valeurs négatives.

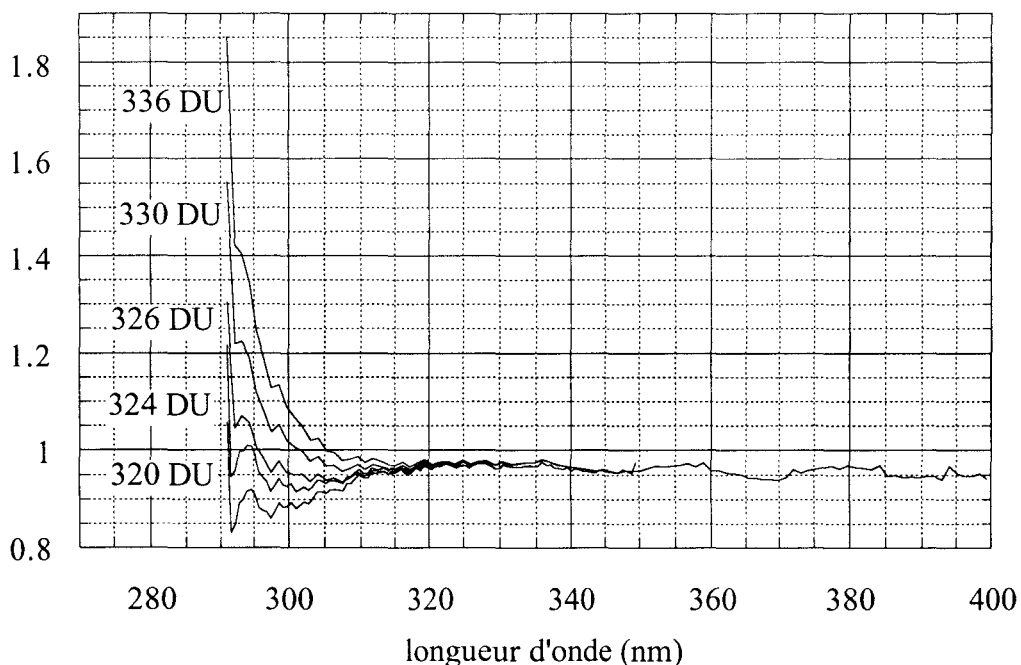


Figure 4.8. 11 juillet 96, 11h42 TU. Comparaison mesure/modèle. modèle : temps clair (sans aérosols), albedo du sol : 0.

Pour le domaine des UVA, on note que le rapport mesure/modèle est quasiment indépendant de la longueur d'onde. L'écart relatif entre les intensités calculées et mesurées est inférieur à 5%. Notons également que nous n'avons pas tenu compte de l'albédo du sol très faible en l'absence de neige (Cf troisième chapitre : section 3.2.2c) et du fait que l'horizon est masqué en moyenne de 10 degrés par les sommets les plus proches. Ce dernier effet, en supposant l'isotropie du rayonnement diffus conduit à une atténuation n'excédant pas 3% quel que soit l'angle solaire zénithal. Pour la région des UV-B, le meilleur accord entre les calculs et les

mesures est obtenu avec une quantité d’ozone (324 DU) tout à fait comparable à celles observées les jours voisins à l’Observatoire de Haute Provence (OHP) (table 4.1).

date	quantité d’ozone (DU)
6 juillet 1996	321
9 juillet 1996	368
10 juillet 1996	334
12 juillet 1996	328

Table 4.1. Quantité d’ozone mesurée par l’OHP

4.2.1c Exploitation des mesures spectrales

L’examen de tous les spectres acquis pendant la campagne serait évidemment fastidieux. L’analyse de la variabilité de l’intensité du rayonnement pendant la campagne que nous proposons repose sur l’examen des variations diurnes, pour chaque journée, des mesures intégrées pour différents intervalles spectraux d’une largeur de 4 à 5 nm (figures A.7a à A.12c). Par exemple, la figure A.7a montre les variations pour quatre intervalles spectraux compris entre 290 et 307 nm. L’utilisation de l’échelle logarithmique montre bien l’importante gamme dynamique des mesures aux courtes longueurs d’onde. Les figures A.7b et A.7c sont présentées en échelle linéaire, pour des intervalles spectraux compris entre 307 et 347 nm. Pour les autres journées, nous respectons la même présentation. Pendant les 3 premières journées, le ciel était couvert, notamment le 7 et le 8 juillet. Notons que les mesures acquises le 7 juillet (faible intensité) illustrent bien la présence d’une épaisse couverture nuageuse (comparaison avec une journée de temps clair). Le 6 juillet correspond à une journée de temps très variable avec une alternance fréquente de la présence et de l’absence du soleil. Les trois dernières journées (9, 10 et 11 juillet), les conditions météorologiques étaient très favorables. A midi (heure solaire : 11h45 TU à Briançon), on note systématiquement dans la région des UVA, par exemple pour l’intervalle 337 - 342 nm, une intensité de l’ordre de 3300 mW/m². La variation de la turbidité de l’atmosphère a donc du être très faible au cours de ces 3 derniers jours. Enfin, on note que l’intensité aux courtes longueurs d’onde de l’UV-B est fortement corrélée aux

variations de la quantité d’ozone (mesurée à l’OHP) : 9 juillet, 368 DU, 50 $\mu\text{W}/\text{m}^2$ (midi) pour l’intervalle 290-294 nm (figure A.10a) et le 10 juillet, 334 DU, 100 $\mu\text{W}/\text{m}^2$ (figure A.11a).

4.2.1d Comparaison jours clairs-jours nuageux.

L’importante variabilité des conditions météorologiques durant la campagne d’été a permis de montrer que lors d’une journée de temps variable, la puissance efficace du rayonnement UV peut ponctuellement dépasser celle d’une journée de temps très clair, lorsque le disque solaire devient complètement apparent depuis le site d’observation (figure 4.9). Cet effet est lié au couplage entre les réflexions sur le sol et les nuages et entre les nuages. Bien évidemment, lorsque le ciel est entièrement couvert, l’efficacité totale des UV diminue en fonction de l’épaisseur de la couverture nuageuse.

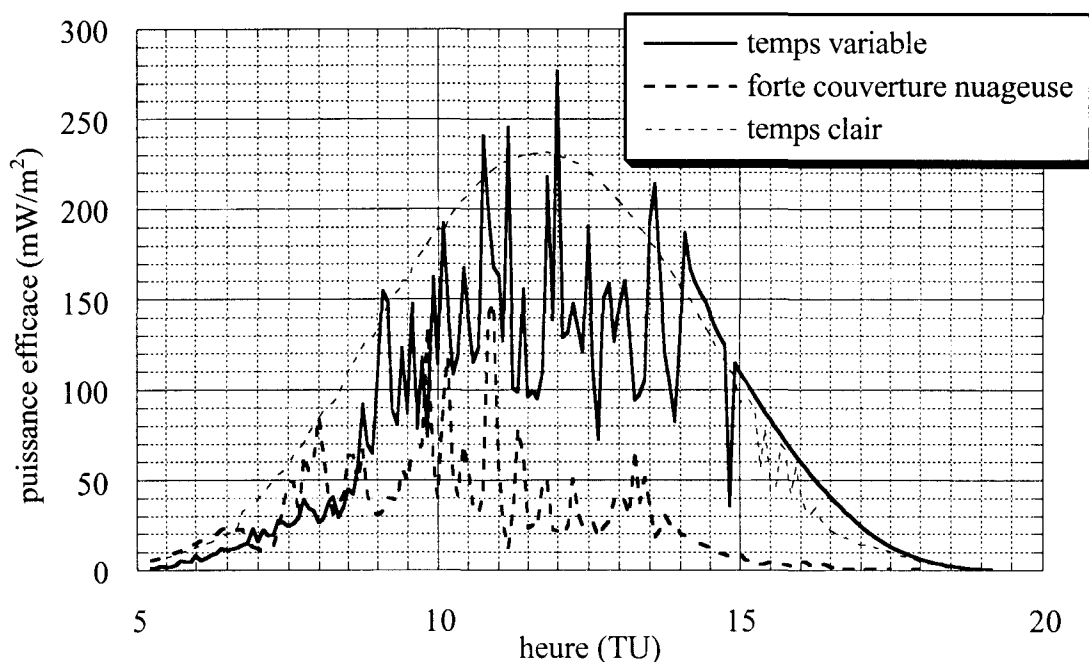


Figure 4.9. Variations diurnes de la puissance érythémale pour différentes conditions météorologiques. 6 juillet : temps variable, 7 juillet temps couvert, 11 juillet: temps clair.

4.2.1e Comparaison entre les mesures acquises en été à Briançon et à Bruxelles.

L'examen des figures 4.3a et A.6a illustrant les variations de la puissance érythémale pour deux journées de temps clair en été, l'une à Briançon (11 juillet) et l'autre à Bruxelles (17 juillet), montre que l'efficacité totale du rayonnement est plus importante à Briançon qu'à Bruxelles (à midi, respectivement 230 et 180 mW/m² efficace). La différence de l'ordre de 6 degrés de l'angle solaire joue un rôle important. Une autre approche consiste à comparer l'intensité du rayonnement à angle solaire zénithal égal. Les figures A.13a,b,c,d,e,f,g,h présentent les variations diurnes de l'intensité du rayonnement, en fonction de l'angle solaire zénithal, à Briançon et à Bruxelles, pour les différents intervalles spectraux que nous avons définis précédemment. Pour les longueurs d'onde de l'UVA on note un renforcement de l'ordre de 8 à 10 % à Briançon. Celui-ci s'explique d'une part en raison de la différence d'altitude, qui conduit à une diminution de l'épaisseur optique Rayleigh (diminution de la pression au sol de l'ordre de 15%) dont nous présentons l'effet sur l'augmentation de la transmittance de l'atmosphère (figure 4.10). Vers 345 nm, on note un renforcement de l'ordre de 5% lié à l'effet d'altitude. En regard des résultats présentés par la figure 4.10, le renforcement des UVA à Briançon est probablement aussi lié à une diminution de l'épaisseur optique des aérosols.

Vers les courtes longueurs d'onde, on note que l'écart entre l'intensité mesurée à Briançon et à Bruxelles diminue progressivement. Cet effet est tout à fait corrélié à la différence entre les quantités d'ozone mesurée à l'OHP (331 DU) et à Bruxelles (318 DU). Pour l'intervalle 290-294 nm, on observe quasiment l'égalité de l'intensité du rayonnement pour les deux sites. La différence de la quantité d'ozone compense donc dans ce cas l'effet d'altitude et la différence d'épaisseur optique des aérosols. Notons toutefois que l'intensité du rayonnement à midi (solaire), à Briançon, entre 290-294 nm est deux fois plus importante qu'à Bruxelles à la même heure, par suite de l'effet de l'angle solaire zénithal plus faible à Briançon.

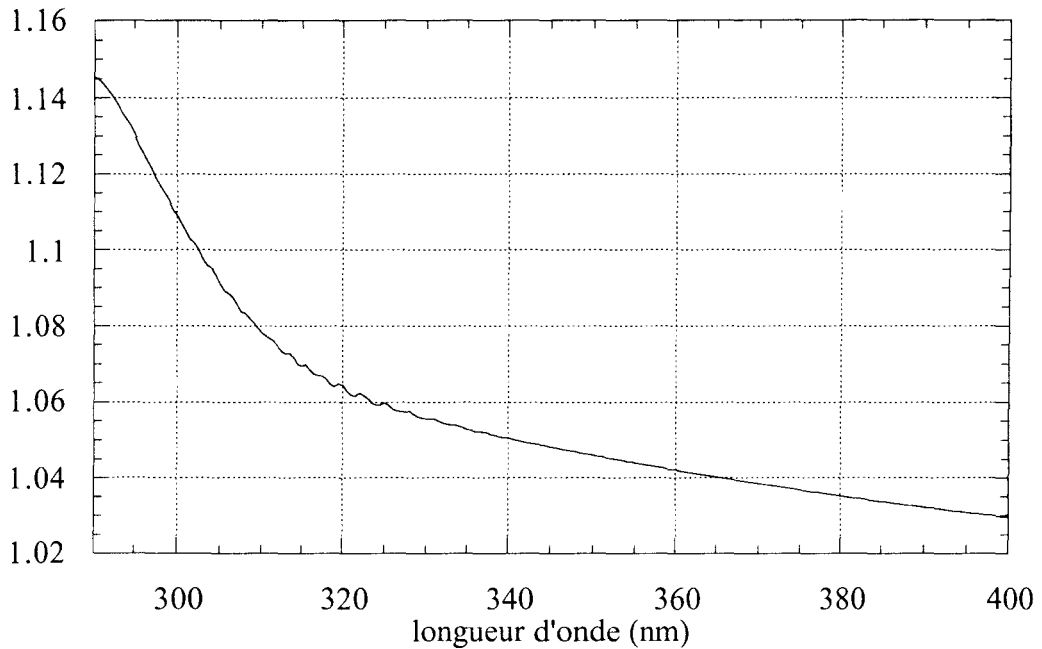


Figure 4.10. Sensibilité de la transmittance à l'altitude. Cas de référence: temps clair, sans aérosols, 330 DU, altitude : 0m. Rapport entre la transmittance calculée à 1300 m (Briançon) et à 0 m (Bruxelles), sza : 45 degrés.

4.2.2 Campagne d'hiver.

La campagne d'hiver s'est déroulée du 9 mars au 16 mars 1997. Nous avons effectué une surveillance permanente de l'intensité des UV du 10 (après-midi) au 16 mars. Toutefois, les mesures du 15 mars sont indisponibles en raison d'un problème informatique survenu à la fin de cette journée. Les conditions météorologiques ont été très favorables au cours de cette campagne avec un ciel toujours très clair. L'enneigement était limité, notamment au niveau des versants les plus exposés au soleil.

4.2.2a Contrôle-qualité des mesures spectrales au moyen d'un pyranomètre Solar Light

En raison du retour au États Unis du pyranomètre YES pour réparation, nous avons effectué le contrôle de la qualité des mesures spectrales à l'aide d'un pyranomètre Solar Light (figures A.14a à A.17b) dont la réponse spectrale est du même type. Les données brutes (signal relatif)

acquises par cet instrument ont été exploitées après transfert de l'étalonnage du pyranomètre YES (à son retour), en effectuant le rapport entre les signaux relatifs acquis par les deux instruments et pour différents angles solaires afin de tenir compte des écarts de réponse angulaire. On note une discontinuité de l'échelle du pyranomètre Solar Light illustrée par le fait que les variations diurnes présentent des formes typiques de marches d'escalier, en raison du manque de chiffres significatifs (maximum 2 à midi) fournis par l'unité d'acquisition. Ceci conduit donc à une incertitude supplémentaire de l'ordre de 3% sur les mesures acquises à midi et davantage pour les grands angles solaires. Notons toutefois que l'exploitation des données acquises par le pyranomètre Solar Light à est tout à fait cohérente avec les mesures acquises par le spectroradiomètre.

4.2.2b Comparaisons Mesures-Modèles

La majeure partie des mesures d'épaisseur optique ont été acquises au sommet du mont Prorel pour étalonner le photomètre Cimel et sont présentées en Annexe IV. De ce fait, nous disposons d'un manque d'information concernant la turbidité de l'atmosphère à Briançon. Notons toutefois que la variabilité des mesures acquises à Briançon est faible (1300 m, de 0.04 à 0.1 à 440 nm) et l'ordre de grandeur des mesures est peu différent de celles acquises au sommet du mont Prorel (2400 m, 0.04 à 440 nm). Nous avons choisi de fixer l'épaisseur optique des aérosols à 0.07 à 440 nm ($a=1.5$ $b=0.02$) pour tous les calculs de l'intensité des UV. En effet, nous ne disposons pas systématiquement de mesures d'épaisseur optique des aérosols à midi pour chaque journée, heure à laquelle nous avons effectué toutes les comparaisons modèle-mesure, en vue d'une meilleure interprétation de l'évolution des résultats que nous détaillerons dans la suite. L'incertitude sur l'épaisseur optique des aérosols (± 0.03 à 440 nm) conduit à une incertitude inférieure à 1% sur le calcul de l'intensité du rayonnement UVA. L'interprétation des comparaisons mesures-modèles, sans tenir compte de l'effet d'albédo dans les modèles, montre un renforcement du rayonnement de l'ordre de 8 à 18% vers 330 nm typique de l'effet d'albédo du sol. La figure 4.11 montre le rapport entre les transmittances calculées avec différentes valeur d'albédo et un albédo nul pour le cas suivant : $sza = 45$ degrés, 300 DU, altitude 1300 m, $a=1.5$ et $b=0.02$.

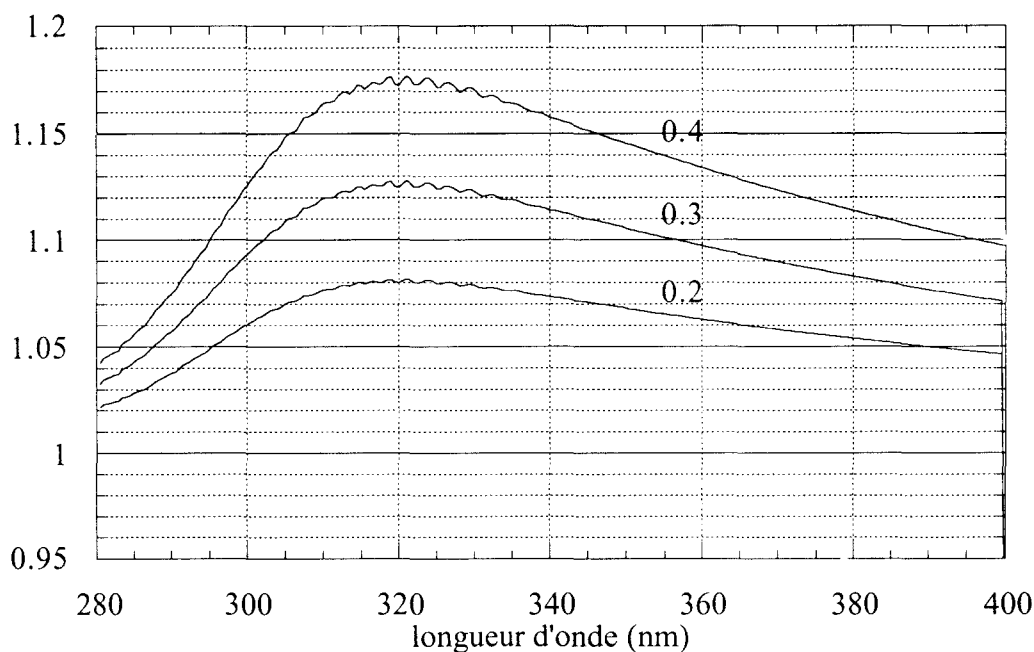


Figure 4.11. Sensibilité à l'albedo du sol. Rapport entre la transmittance calculée avec différentes valeurs d'albedo du sol (0.2, 0.3, 0.4) et pour un albedo nul pour la référence. Cas de référence: temps clair, 1300 m, $a= 1.5$ $b=0.02$ ($d_{aéro} = 0.07$ à 440 nm).

L'examen des différentes comparaisons modèles-mesures (figures A.24 à A.29) et de la figure précédente indique que l'albédo qui rend le mieux compte des mesures pour les 3 premières journées (10, 11 et 12 mars) vaut 0.2 et pour les 3 suivantes (13,14 et 16 mars) de 0.3 à 0.4. Ces valeurs ne paraissent pas déraisonnables si nous estimons que 50% de la surface du sol était recouverte par de la neige. Si l'on s'en tient à la valeur standard de l'albédo de la neige (0.8), l'albédo moyen devait être de l'ordre de 0.4.

La température avoisinant chaque jour 20 degrés à midi conduit à une diminution de la couverture de neige. Toutefois, nous estimons que celle-ci a été très faible au cours de la campagne, car dès notre arrivée, la majeure partie des versants sud n'étaient déjà plus recouverts de neige, mais les versants exposés au nord (à l'ombre l'après-midi) bénéficiaient encore d'un enneigement important qui ne nous a pas semblé varier de façon notable au cours de cette semaine. Par contre, il est clair que la neige s'est transformée à cause de la chaleur et il n'est pas exclu que cet effet puisse entraîner une variation de l'albédo de la neige. Par exemple, la journée du 16 mars, nous avons clairement observé une importante brillance de certains sommets enneigés, liée à la fonte de la neige au niveau des surfaces les plus exposées

au soleil. L'interprétation des comparaisons entre les mesures spectrales et la modélisation montre un renforcement de l'ordre de 8% de l'intensité du rayonnement à 330 nm, à angle zénithal égal au cours de la semaine, uniquement attribuable à un renforcement de l'albedo en raison de la faible quantité et variabilité des aérosols. Nous n'excluons pas que cette interprétation soit erronée en raison d'une dérive instrumentale. Toutefois un l'examen des comparaisons des mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre ne conforte pas a priori cette hypothèse. Notons que c'est entre le 12 et le 13 mars que semble se produire la variation la plus importante de l'albédo. Un examen plus approfondi des comparaisons spectroradiomètre-pyranomètre montre que l'accord entre les deux instruments n'a pas varié entre ces deux journées (figure 4.12a et 4.12b).

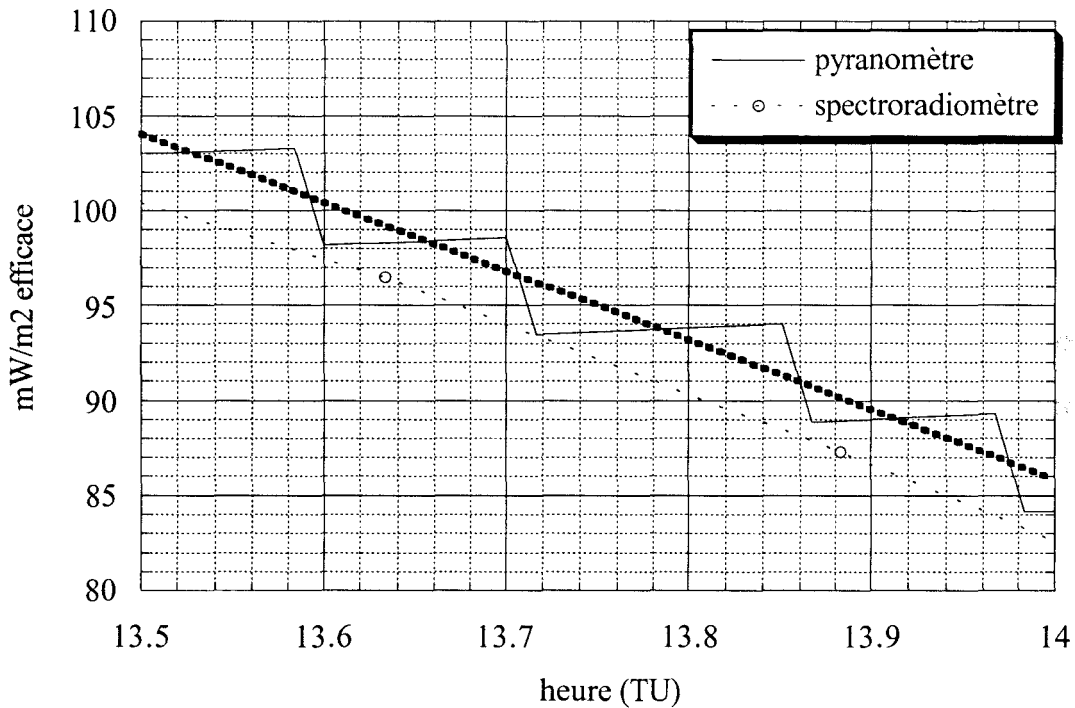


Figure 4.12a. Zoom figure A.14a (12 mars 1997). En gras et en pointillé lissage des mesures acquises par le pyranomètre.

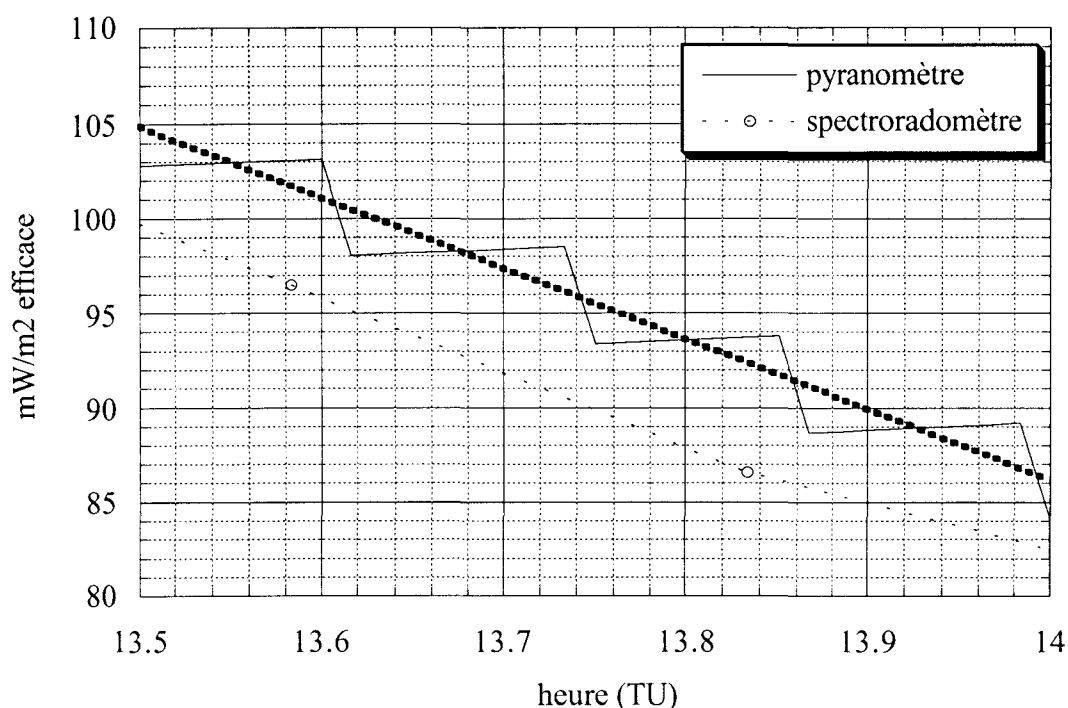


Figure 4.12b. Zoom figure A.15a (13 mars 1997).

L'albédo moyen qui permet de rendre compte de l'ensemble des mesures spectrales acquises au cours de la semaine est 0.3. Compte tenu des limites incontournables de la procédure qui consiste à déterminer l'albédo du sol à partir des mesures spectrales et de la modélisation, une incertitude de ± 0.1 sur l'albédo du sol est tout à fait acceptable. L'assurance d'un effet de renforcement de l'albédo du sol lié à la fonte de la neige nécessite d'être reproduit par l'expérience à l'occasion des futures mesures qui seront acquises, par exemple dans le cadre du projet CUVRA qui impliquera plusieurs stations alpines de surveillance des UV.

Dans la région des UVB, on constate que les quantités d'ozone mesurées par l'OHP (table 4.2) ne rendent pas correctement compte des mesures spectrales que nous avons acquises à Briançon. Par exemple, pour la journée du 16 mars, la valeur qui permet d'ajuster le modèle aux mesures est légèrement supérieure à 260 DU, soit 30 DU inférieure à la valeur de l'OHP (figure 4.13).

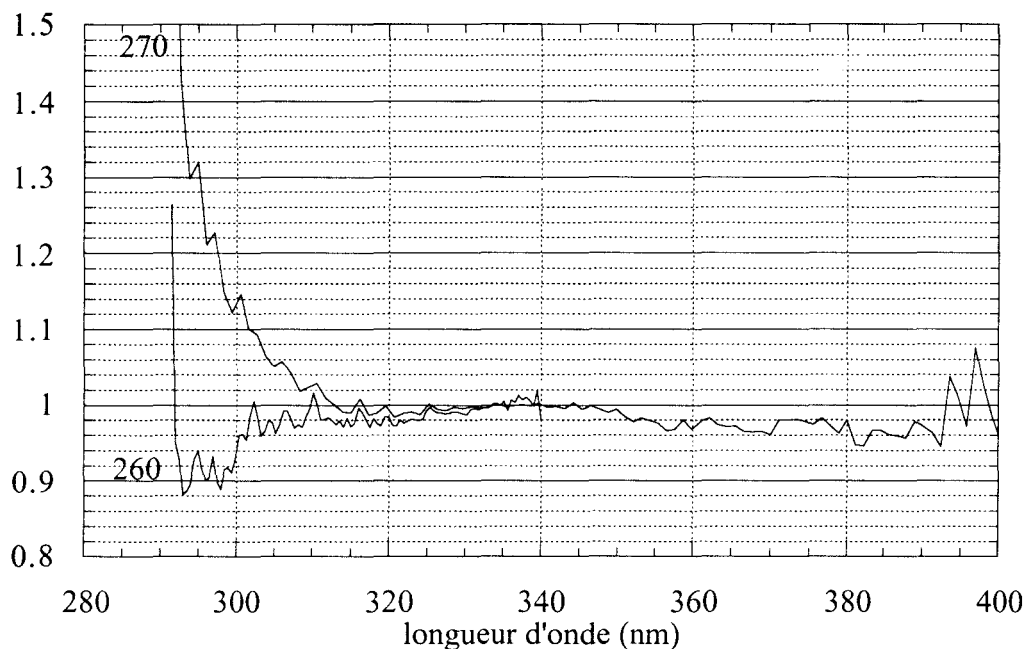


Figure 4.13. Briançon, 16 mars 1997 (midi solaire). Rapport mesure/modèle. Modèle: temps clair, albedo = 0.4, $a=1.5$, $b=0.02$, quantité d’ozone 260 et 270 DU.

Pour les autres journées les écarts sont systématiquement compris entre 20 et 30 DU. Sans remettre en question la qualité des mesures de l’OHP, il est également difficilement concevable d’attribuer ces écarts systématiques à une dérive instrumentale occasionnée par exemple pendant le transport du matériel entre Villeneuve d’Ascq et Briançon, car elle conduirait à un écart de l’échelle du spectroradiomètre à l’échelle absolue de l’ordre de 50% à 300 nm. L’hypothèse la plus raisonnable semble d’admettre qu’il y a réellement eu une différence importante de la quantité d’ozone entre l’OHP et Briançon pendant la semaine du 10 au 16 mars 97.

date	Quantité d’ozone(DU)
9 mars 1997	302
10 mars 1997	317
11 mars 1997	276
12 mars 1997	287
13 mars 1997	291
14 mars 1997	311
15 mars 1997	311
16 mars 1997	293

Table 4.2. Quantité d’ozone mesurée par l’OHP.

4.2.2c Corrélacion entre la cantidad d'ozone et l'intensité du rayonnement UVB.

Les conditions météorologiques ont été très favorables pendant la campagne de mars 97 et l'atmosphère a été très stable, hormis l'importante variabilité de la quantité d'ozone. On s'attend donc à une excellente corrélation entre la quantité d'ozone et l'intensité du rayonnement. Les figures A.30a,b et c montrent bien l'extrême sensibilité de l'intensité du rayonnement UV-B aux courtes longueurs d'onde à la quantité d'ozone. Pour l'intervalle compris entre 290 et 294 nm, on note qu'une diminution de 30 DU entraîne un renforcement de l'intensité d'un facteur 3. Entre 307 et 312 nm (figure A.30e) l'effet devient beaucoup plus faible. Malgré la différence systématique (signalée dans la section précédente) entre la quantité d'ozone mesurée à l'OHP et celle qui permet d'ajuster le modèle aux mesures spectrales, les figures A.30a,b,c,d et e montrent que l'intensité du rayonnement intégrée dans différentes bandes de longueur d'onde de l'UV-B est tout à fait corrélée aux mesures de la quantité d'ozone de l'OHP.

4.2.3 Comparaison entre les mesures d'été et d'hivers.

La comparaison des variations diurnes de la puissance érythémale d'une journée du mois de juillet et du mois de mars montre un renforcement de 30% de l'efficacité du rayonnement en mars à angle zénithal égal (figure 4.14). A titre indicatif, nous présentons également les variations diurnes mesurées à Bruxelles le 17 juillet 1996.

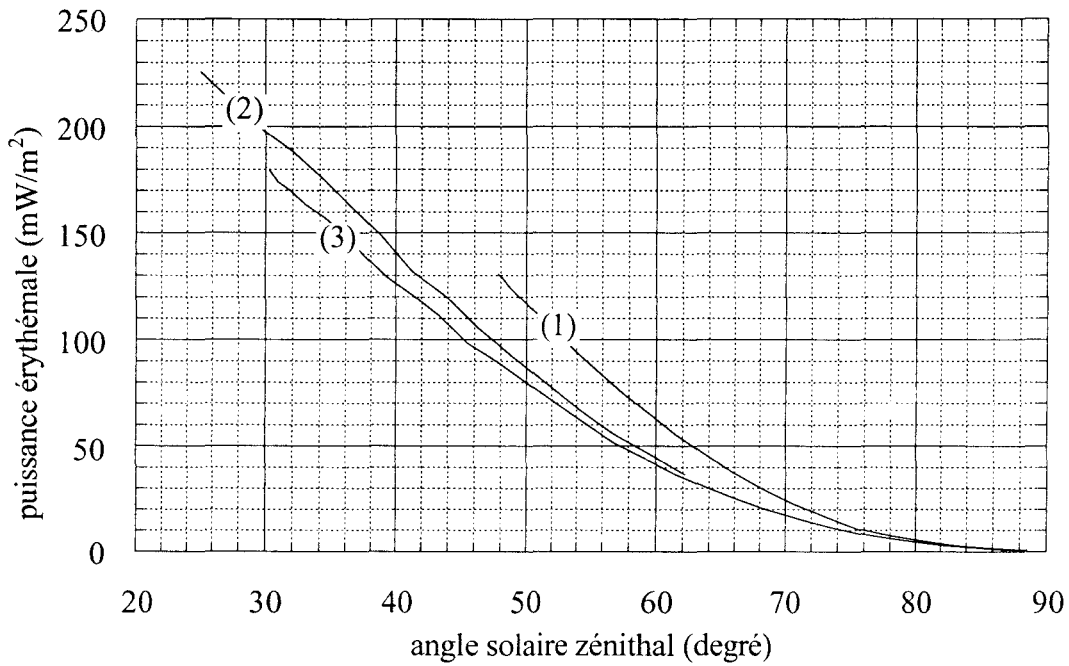


Figure 4.14. Variations diurnes de la puissance érythémale. (1) Briançon, 12 mars 1997, (2) Briançon, 11 juillet 1996, (3) Bruxelles, 17 juillet 1996.

La figure 4.15 présente le rapport de deux spectres acquis pour un angle solaire zénithal de 48 degrés, l'un en juillet 96 (journée de temps clair) et l'autre le 12 mars 97.

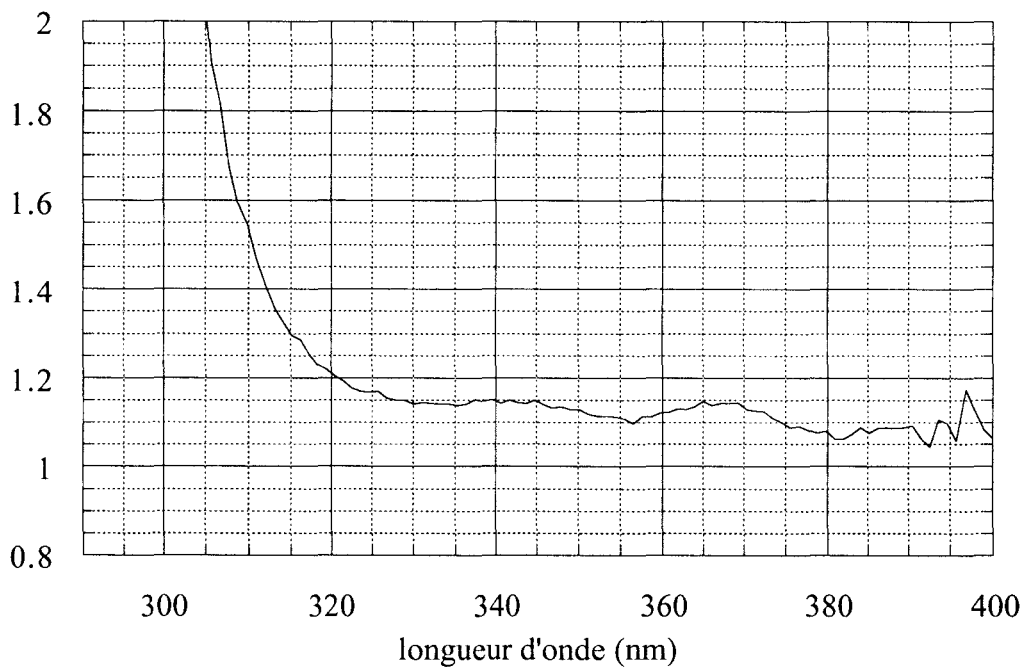


Figure 4.15. Rapport de deux spectres acquis pour un angle solaire zénithal de 48 degrés à Briançon. Respectivement le 12 mars 97 et le 11 juillet 96.

Rappelons que la comparaison modèle-mesure du 12 mars conduisait à un renforcement de l'ordre de 8% vers 330 nm lié à l'effet d'albédo. La figure 4.15 indique donc que le renforcement n'est pas totalement attribuable à l'effet d'albédo. Une autre source de renforcement du rayonnement peut être liée à une éventuelle diminution de l'épaisseur optique des aérosols. Bien entendu cette interprétation est critiquable puisque nous ne disposons pas de mesure d'épaisseur optique des aérosols pour la campagne d'été.

La différence entre la quantité d'ozone en été et en mars joue un rôle important dans l'UV-B et donc dans l'amplification de l'efficacité érythémale du rayonnement. L'examen des spectres de l'efficacité du rayonnement montre clairement une modification des proportions des UVA et des UVB au profit des UVB en mars.

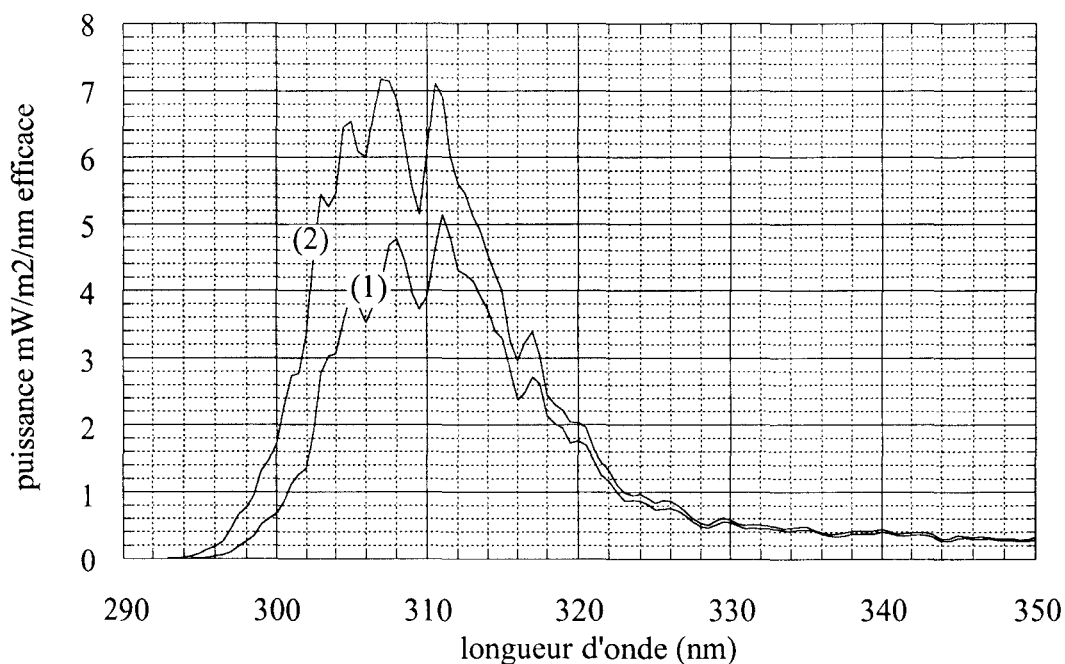


Figure 4.16. Répartition spectrale de l'efficacité du rayonnement. Angle solaire zénithal : 48 degrés. Briançon, 11 juillet 96 (1) et 12 mars 97 (2).

La puissance efficace du rayonnement ultraviolet à midi est bien évidemment plus faible en hiver qu'en été. Notons toutefois que le 16 mars, la puissance a atteint 160 mW/m² (efficace). Cette valeur est quasiment comparable à celle que nous avons mesurée à Bruxelles le 17 juillet 96 (temps très clair, 180 mW/m² efficace). A titre indicatif, le pyranomètre a été installé l'après-midi du 16 mars au sommet du mont Prorel (2400 m). Nous avons noté un renforcement de

l'intensité du rayonnement de l'ordre de 10 % (à angle zénithal égal). En extrapolant les données acquises, la puissance à midi devait être de l'ordre de 175 mW/m². Rappelons également que la proportion des surfaces enneigées était de l'ordre de 50%, ce qui limite l'albédo moyen à 0.4. Certaines années, l'enneigement est meilleur au début du mois d'avril et le soleil étant beaucoup plus haut à midi, la puissance du rayonnement à 2400 m pourrait probablement être quasiment comparable à celle au niveau de Briançon en juillet au midi solaire. A la mi février, lorsque l'enneigement est total, on peut s'attendre à une puissance érythémale de l'ordre de 110 à 120 mW/m² à midi. Compte tenu de la variabilité de l'enneigement pendant la saison d'hiver, également de la quantité d'ozone, il est nécessaire d'effectuer une surveillance permanente du rayonnement ultraviolet. Celle-ci devrait permettre de disposer de plus d'information et permettre une meilleure compréhension des symptômes que le docteur G. Marx a remarqué vers la mi-février.

4.3 Conclusion

L'exploitation préliminaire des mesures spectrales UV dont nous disposons actuellement ouvre des perspectives intéressantes. Nous avons montré l'intérêt de développer des micro réseaux régionaux (comparaisons Villeneuve d'Ascq - Bruxelles) afin de contrôler la cohérence des mesures acquises par des stations distantes d'une centaine de kilomètres mais aussi les limites de l'interpolation des mesures entre chaque station en vue d'établir une climatologie du rayonnement ultraviolet en Europe. L'exploitation des mesures acquises à Briançon a permis de débiter une climatologie de l'UV dans un site Alpin mais aussi de montrer l'intérêt d'une surveillance permanente, notamment afin de mesurer les impacts liés aux effets d'altitude et de l'albédo de la neige en hiver.

Conclusion

Les différentes étapes du développement et de l'optimisation du spectroradiomètre décrites dans le deuxième chapitre (tout en respectant les spécificités présentées au premier chapitre) ont permis d'améliorer considérablement la reproductibilité de l'échelle radiométrique de l'instrument, indispensable pour que l'analyse des mesures acquises à Villeneuve d'Ascq dans le cadre de la surveillance permanente du rayonnement UV, soit pertinente. Toutefois, les limites actuelles de la reproductibilité des étalonnages que nous effectuons périodiquement, nous ont amené à envisager l'utilisation de moyens de contrôle de la stabilité de l'échelle radiométrique de l'instrument au cours du temps après installation sur site. Par exemple, entre l'étalonnage effectué en Juillet 1996 et en mars 1996, nous avons observé un écart de reproductibilité de l'ordre de 5% vers 400 nm et supérieur à 10% au dessous de 300 nm. Lorsque les procédures de contrôle de la qualité des mesures spectrales seront effectuées systématiquement, comparaisons quotidiennes entre les variations diurnes de la puissance érythémale acquises par le pyranomètre et le spectroradiomètre, comparaisons mesures modèles systématiques dès que les conditions météorologiques sont favorables, un nouvel étalonnage de l'instrument sera nécessaire dès que la cohérence sera insuffisante (critères à définir). L'expérience acquise à Thessalonique au cours d'une campagne d'intercomparaison nous a bien montré que la modélisation et les mesures auxiliaires permettaient de conforter la qualité des mesures spectrales, mais difficilement de les corriger dans le cas où la cohérence est moins bonne. Nous insistons donc sur le fait que nos moyens de contrôle sont destinés à assurer la qualité des mesures spectrales et dans le cas contraire à déclencher la nécessité de réétalonner l'instrument. Dans le cadre de la maintenance de l'instrument, il faut également prévoir des retours en laboratoire, dont la fréquence est à définir, pour différents contrôles de la stabilité de l'instrument, standardisés par l'élaboration de procédures précises. Comme exemples de procédures, on peut citer le contrôle du parallélisme des réseaux, l'écart de la tension d'alimentation du photomultiplicateur à sa valeur nominale, le facteur de conversion entre le courant de sortie du photomultiplicateur et les comptes numériques, autrement dit tous les facteurs qui peuvent compromettre la reproductibilité de l'échelle radiométrique de

l'instrument. C'est l'ensemble de toutes ces procédures de contrôle de la stabilité de l'instrument associées au contrôle de la cohérence entre les mesures, les modèles et les mesures auxiliaires qui permettront d'évaluer les limites réelles de la qualité des mesures spectrales, autrement dit les limites d'interprétation de la variabilité de l'intensité du rayonnement UV en un site particulier. La comparaison des données acquises en divers sites est plus délicate dans la mesure où tous les instruments doivent être calés sur la même échelle radiométrique. La cinquième intercomparaison instrumentale à Thessalonique, montre bien que la cohérence entre les différents instruments impliqués dans le réseau de surveillance européen, même si elle a considérablement été améliorée grâce aux quatre premières, est encore insuffisante. Les différences entre les échelles radiométriques des lampes étalons propres à chaque équipe sont certainement insuffisantes pour expliquer les écarts entre les mesures. Il est donc nécessaire qu'un effort commun vise au contrôle de la qualité des mesures acquises en chaque site. Cet effort devrait sans doute permettre d'améliorer les performances de tous les instruments. Les outils de contrôle-qualité que nous avons mis sur pied ont été validés, puisque leur utilisation systématique à Thessalonique a permis de conforter la qualité de nos mesures avant qu'elles soient soumises. Les écarts entre les réponses angulaire des instruments représentent aujourd'hui l'un des principaux obstacles de la cohérence des instruments. H. Slaper a montré que les 6 instruments sur 19 qui en tenaient compte, formaient une référence un peu différente de celle basée sur l'ensemble. C'est pourquoi H. Slaper estime que l'intensité des spectres de références définis à Thessalonique est certainement sousestimée de l'ordre de 3%. A titre indicatif, les comparaisons modèle-mesures-mesures auxiliaires que nous effectuons seraient moins cohérentes si nous n'avions pas tenu compte de la réponse angulaire de notre instrument.

La qualité des mesures spectrales a jusqu'aujourd'hui été contrôlée de manière ponctuelle. L'automatisation des comparaisons entre le pyranomètre est en bonne voie. Par contre les comparaisons systématiques avec la modélisation nécessitent en premier lieu de développer des outils permettant de repérer automatiquement les journées où les conditions météorologiques sont très favorables. Pour se faire on peut envisager d'utiliser les variations diurnes de l'intensité du rayonnement enregistrées par le pyranomètre. En effet les journées de temps variable conduisent à une variabilité importante de l'intensité du rayonnement, et donc à une signature aisément repérable. Dans ces conditions, les comparaisons entre le pyranomètre et le

spectroradiomètre peuvent également être améliorées en tenant compte de la durée des spectres acquis par le spectroradiomètre (mesures quasi-instantanées avec le pyranomètre). Rappelons que la validation des mesures acquises dans ces conditions est nécessaire puisque l'intensité du rayonnement peut ponctuellement dépasser celle d'une journée de temps typiquement claire et donc conduire à des doses journalières importantes. Les comparaisons mesures-modèles dans le domaine des UV-B sont actuellement très lourdes puisque l'on ajuste de manière itérative la quantité d'ozone qui permet de rendre compte des mesures spectrales. Il est donc nécessaire d'effectuer un traitement basé par exemple sur l'examen du rapport de deux longueurs d'onde, l'une dans les UVA et l'autre dans les UVB, permettant après exploitation de l'exploration d'un spectre de retrouver la quantité d'ozone. Les séries temporelles acquises par cette technique devront être comparées à celles du Brewer et de la station Dobson, basées à Uccle, également à des données satellitaires. Rappelons que les comparaisons ponctuelles ont permis de justifier l'insuffisance de l'étalonnage en longueur d'onde de l'instrument, malgré le recalage systématique des spectres sur une raie de Fraunhofer, en raison d'une erreur systématique de l'échelle de longueur d'onde vers 300 nm. Il faut donc prévoir le remplacement de la vis mère du spectromètre, dont les tolérances d'usinage sont insuffisantes pour notre application. Si l'on souhaite automatiser les comparaisons modèles-mesures, il est également nécessaire d'utiliser les mesures d'épaisseur optique des aérosols acquises par le photomètre automatique du laboratoire. C. Devaux développe actuellement un auréolemètre équipé des mêmes canaux que le photomètre Cimel. Cet instrument est destiné à la mesure de l'albédo de diffusion primaire et du facteur d'asymétrie des aérosols. L'extrapolation de ce type de mesures au domaine des UV permettra de limiter considérablement l'incertitude des calculs de l'intensité du rayonnement UV et donc d'améliorer les performances du contrôle de la qualité des mesures à partir de la modélisation.

Le flot de données acquises et validées, permettra à plus long terme de démarrer une climatologie du rayonnement ultraviolet. Il est indispensable de mettre en oeuvre des moyens permettant d'interpréter la variabilité de l'intensité du rayonnement. Bien évidemment l'angle solaire zénithal représente un facteur essentiel de modulation de l'intensité. Il est donc indispensable que les comparaisons de l'intensité du rayonnement mesurée pour des saisons différentes et pour des sites différents s'effectuent à angle zénithal égal. Il serait donc préférable

que l'acquisition de chaque spectre soit ramenée à un angle zénithal fixe (notamment lorsque celui-ci varie de manière importante entre le début et la fin de l'acquisition d'un spectre) grâce à l'interpolation de l'ensemble des mesures spectrales acquises pendant une journée. Ensuite, la variabilité spatiale et temporelle de l'intensité du rayonnement pour un angle solaire donné pourrait être corrélée à la quantité d'ozone et d'aérosols afin de corréler les climatologies des différents constituants de l'atmosphère à celle du rayonnement UV.

Références

Bates D.R., Rayleigh scattering by air, *Planet.Space Sci*, 32, 785-790, 1984.

Bass A.M. and R.J. Paur, The ultraviolet cross sections of ozone, I, The measurements in atmospheric ozone, edited by C.S. Zerefos and A. Ghazi, 6606-610, D. Reidel, Norwell, Mass., 1985.

Berger D.S., The sunburning ultraviolet meter : Design and performance, *Photochem. Photobiol.*, Vol. 24. pp 587-593, 1976.

Bodhaine B.A., E.G. Dutton, D.J. Hofmann, R.L. McKenzie and P.V. Johnston, UV measurements at Mauna Loa : July 1995 to July 1996, *Geophys.Res.*, 102, D15, 19265-19273, 1997.

Bojkov R.D., C.S. Zerefos, D.S. Balis, I.C. Ziomas and A.F. Bais, Record low total ozone during northern winters of 1992 and 1993, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1351-1354, 1993.

Bousquet P., *Spectroscopie instrumentale*, DUNOD, Paris, France.

Brühl C. and P.J. Crutzen, On the disproportionate role of tropospheric ozone as a filter against solar UV-B radiation, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 703-706, 1989.

Caldwell M.M., L.B. Camp, C.W. Warner and S.D. Flint, Action Spectra and their key role in assessing biological consequences of solar UV-B radiation change, Stratospheric ozone reduction, in solar ultraviolet radiation and plant life, edited by R.C. Worrest and M.M. Caldwell, 87-111, Springer Verlag, Berlin, 1986.

Farman J.C., B.G. Gardiner and J.D. Shanklin, Large losses of ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction, *Nature*, 315, 207-210, 1985.

Forster P.M.F., *Measuring and Modeling UV radiation*, Ph.D. thesis, Reading Univ, Reading, England, 1994.

Forster P.M., K.P. Shine and A.R. Webb, Comparison of radiation schemes for calculating UV radiation. in atmospheric radiation, *Int. Soc. for Photoopt, Instrum. Eng. SPIE 2049*, Redondo, Beach, Calif., 1993.

Gardiner B.G and P.J. Kirsch, European intercomparison of ultraviolet spectrometers, Panorama, Greece, 3-12 july 1991, Air pollution research Report 38, Commission of the European Communities, Brussels, ISBN 2 87263 067 8, 1992.

Gardiner B.G and P.J Kirsch, Second European intercomparison of ultraviolet spectroradiometers, Panorama, Greece, 21-31 august 1992, Air pollution research Report 49, Commission of the European Communities, Brussels, ISBN 92 826 6467 8, 1994.

Gardiner B.G and P.J Kirsch, Setting standards for European ultraviolet spectroradiometers, Air pollution research Report 53. Commission of the European Communities, Luxembourg, ISBN 92 826 5405 2, 1995.

Grainger R.G., R.E. Bascher and R.L. McKenzie, UV-B Robertson Berger meter characterization and field calibration, *Appl. Opt.*, 32, 343-349, 1993.

Green A.E.S., K.R. Cross and L.A. Smith, Improved analytic characterization of ultraviolet slylight, *Photochem. Photobiol.*, 31, 59-65, 1980.

Hamamatsu, Photomultiplier tubes, 244 p, Cat . No. TOTH 9001E01, Hamamatsu Photonic K.K., 1994.

Hamamatsu, Photomultiplier tubes, Cat. No. TPMO 0002E4, 1995.

Jobin et Yvon ISA SPEX, Guide for Spectroscopy.

McKenzie R.L., W.A. Mathews and P.V. Johnston, The relationship between erythematous UV and ozone, derived from spectral irradiance measurements, *Geophys.Res.lett.*, 18, 2269-2272, 1991.

McKenzie R.L., P.V. Johnston, M. Kotkamp, A. Bittar and J.D. Hamblin, Solar ultraviolet spectroradiometry in New Zealand : instrumentation and sample results from 1990, *Appl.Opt.*, 31, 6501-6509, 1992.

McKinlay A.F. and B.L. Diffey, A reference action spectrum for ultraviolet induced erythema in human skin, *J.Int. Comn.Illum.*, 6, 17-22, 1987.

Molina L.T. and M.J. Molina, Absolute absorption cross section of ozone in the 185 to 350 nm wavelength range, *J.Geophys.Res.*, 91, 14501-144508, 1986.

Molina M.J. and F.S. Rowland, Stratospheric sink for Chlorofluoromethanes : Chlorine atom catalysed destruction of ozone, *Nature*, 249, 810-812, 1974.

Setlow R.B., The wavelengths in sunlight effective in producing skin cancer : a theoretical analysis, *Pro. Natl. Acad. Sci., USA*, 71, 3363-3366, 1974.

Slaper H., H.A.J.M. Reinen, M. Blumthaler, M. Huber and F. Kuik, Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using various instruments : A technique resolving effects of wavelength shift and slit Width, *Geophys.Res.Lett.*, 22, 20, 2721-2724, 1995.

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.

Vermeulen A., Caractérisation des aérosols à partir de mesures optiques passives au sol : apport des luminances totale et polarisée mesurées dans le plan principal, thèse, 1996.

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

Wang P.C., Modélisation et Mesure du rayonnement solaire ultraviolet, thèse, 1995.

Webb A.R., Advances in solar ultraviolet spectroradiometry, Air pollution research Report 63. Commission of the European Communities, Luxembourg, ISBN 92 828 0990 0, 1997

Weihs P. and A.R. Webb, Accuracy of spectral UV model calculations 1. Consideration of uncertainties in input parameters, *J. Geophys. Res.*, 102, D1, 1541-1550, 1997.

Weihs P. and A.R. Webb, Accuracy of Spectral UV model calculations 2. Comparison of UV calculations with measurements, *J. Geophys.Res.*, 102, D1, 1551-1560, 1997.

World Climate Programme, A Preliminary cloudness standard atmosphere for radiation computation, International Association for Meteorology and Atmospheric Physics, Radiation Commission, WCP - 112, WMO/TD-No. 24, 1986.

Annexes

I Mesures de l'épaisseur optique des aérosols et de la quantité d'ozone à Thessalonique

Thessalonique : 2 juillet 1997

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
7.0558	0.6572	0.3485	0.2348	0.1707	1.5884	0.1809
7.0828	0.6713	0.3569	0.24	0.1745	1.5878	0.1850
7.0911	0.6769	0.3583	0.2426	0.1758	1.5867	0.1865
7.1094	0.6869	0.3668	0.2474	0.1783	1.5863	0.1899
7.1722	0.7316	0.3961	0.2669	0.1895	1.5843	0.2036
10.4531	0.5441	0.2814	0.1873	0.1135	1.7980	0.1301
10.4614	0.5462	0.2814	0.1889	0.1147	1.7892	0.1312
10.4889	0.5448	0.28	0.1877	0.1137	1.7962	0.1301
10.525	0.5431	0.2807	0.1874	0.1137	1.7935	0.1302
12.295	0.4051	0.2114	0.1452	0.0896	1.7281	0.1019
12.3064	0.4057	0.2132	0.1473	0.0903	1.7175	0.1030
12.3139	0.4074	0.2143	0.1469	0.0894	1.7336	0.1024
13.4256	0.3594	0.1889	0.131	0.0867	1.6437	0.0956
13.4397	0.3589	0.189	0.1309	0.0871	1.6384	0.0958
13.4522	0.3569	0.1885	0.1302	0.0814	1.6943	0.0921
13.4567	0.355	0.1877	0.1298	0.0845	1.6552	0.0940
13.9228	0.3413	0.1781	0.1197	0.0657	1.8625	0.0788
13.9317	0.345	0.1804	0.1216	0.0671	1.8513	0.0803
13.9425	0.3483	0.1805	0.1216	0.0687	1.8418	0.0812
16.2775	0.3007	0.1487	0.0964	0.0731	1.6874	0.0753
16.2881	0.3033	0.1498	0.0968	0.074	1.6861	0.0760

Thessalonique : 3 juillet 1997

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
3.44	0.4249	0.2718	0.2105	0.1749	1.0529	0.1789
3.4472	0.4282	0.2682	0.2086	0.1731	1.0736	0.1765
9.0511	0.3883	0.2162	0.1504	0.109	1.4888	0.1164
9.0828	0.3956	0.2244	0.154	0.1094	1.5027	0.1183
9.1153	0.384	0.2168	0.1504	0.105	1.5092	0.1143
9.1544	0.3836	0.2121	0.15	0.1006	1.5440	0.1111
9.1939	0.387	0.2155	0.1509	0.0982	1.5760	0.1100
11.5267	0.3938	0.2254	0.1651	0.123	1.3605	0.1301
11.6678	0.3908	0.2241	0.1641	0.1165	1.4018	0.1259
11.6825	0.3928	0.2281	0.1647	0.1147	1.4229	0.1254
12.06	0.3729	0.2199	0.1616	0.105	1.4424	0.1186
12.0733	0.3772	0.223	0.1648	0.1085	1.4199	0.1218
12.1828	0.3803	0.2233	0.1677	0.11	1.4096	0.1235
12.5311	0.3777	0.2213	0.1642	0.1013	1.4834	0.1169
12.6117	0.3825	0.2256	0.1683	0.1053	1.4555	0.1209
12.6683	0.3836	0.2266	0.1681	0.1062	1.4526	0.1215
13.0503	0.3865	0.2337	0.1778	0.1197	1.3332	0.1334
13.0983	0.3798	0.23	0.1748	0.1142	1.3597	0.1290
13.6422	0.3814	0.2317	0.1759	0.1229	1.2973	0.1348
16.0369	0.3631	0.2357	0.185	0.1589	0.9873	0.1604
16.0578	0.361	0.2336	0.1831	0.1572	0.9933	0.1586

Thessalonique : 4 juillet 1997 (premier blind day)

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
3.5467	0.5067	0.3991	0.3609	0.34	0.4784	0.3376
3.5881	0.5178	0.3976	0.3538	0.334	0.5292	0.3302
3.6706	0.5169	0.3897	0.3446	0.3257	0.5588	0.321
4.0653	0.5433	0.381	0.3262	0.3059	0.6971	0.2995
4.11	0.5498	0.3855	0.3287	0.3079	0.7039	0.3016

4.1958	0.5541	0.39	0.3317	0.3106	0.7031	0.3046
4.2664	0.5705	0.4005	0.3413	0.319	0.7052	0.3129
4.4122	0.5681	0.3968	0.3282	0.3128	0.7345	0.3043
4.5825	0.5728	0.401	0.3388	0.3159	0.7224	0.3102
4.6928	0.5603	0.3938	0.332	0.3098	0.7199	0.3043
4.8389	0.5543	0.3942	0.3327	0.3101	0.7052	0.3053
5.0539	0.5476	0.3933	0.3332	0.3102	0.6892	0.306
5.1617	0.5503	0.3951	0.3344	0.3107	0.6927	0.3067
5.2478	0.5473	0.3941	0.3333	0.3446	0.5946	0.3245
5.5481	0.5324	0.3801	0.3189	0.293	0.7214	0.2906
5.6561	0.5304	0.3735	0.3118	0.2841	0.7523	0.2822
7.5339	0.5312	0.3677	0.3	0.2513	0.8794	0.2587
7.5717	0.534	0.3704	0.3042	0.2544	0.8694	0.2622
8.0894	0.5274	0.3608	0.2967	0.2457	0.8931	0.2537
8.0978	0.5266	0.362	0.2968	0.2439	0.8982	0.253
8.5458	0.5378	0.3677	0.2981	0.2454	0.9185	0.2542
8.6606	0.5323	0.3631	0.2937	0.2379	0.9389	0.2482
9.5644	0.5341	0.3624	0.2969	0.2465	0.9058	0.254
9.6567	0.5357	0.3642	0.2975	0.2449	0.9151	0.2534
9.7486	0.533	0.3649	0.3015	0.245	0.9027	0.2551
10.0481	0.5319	0.3673	0.305	0.2439	0.8998	0.2561
10.1092	0.533	0.3704	0.3062	0.2444	0.9	0.2572
10.2239	0.5401	0.3746	0.3096	0.2452	0.9096	0.2588
10.5467	0.5781	0.4184	0.3374	0.2518	0.9449	0.2751
10.6425	0.5377	0.3731	0.3086	0.2422	0.9161	0.2567
11.5906	0.5428	0.3742	0.3114	0.258	0.8672	0.2666
11.6744	0.5468	0.3772	0.3135	0.2584	0.8728	0.2676
11.6833	0.5462	0.3745	0.3117	0.2571	0.8776	0.2659
12.0519	0.568	0.3885	0.3204	0.2675	0.8822	0.2752
12.1517	0.5687	0.3883	0.3199	0.2647	0.8937	0.2734
12.615	0.5487	0.3672	0.2999	0.2403	0.9585	0.251
12.7536	0.5447	0.3623	0.2958	0.237	0.9664	0.2474
13.1086	0.6111	0.3979	0.3233	0.2617	0.9895	0.271
13.5306	0.571	0.3633	0.2894	0.2394	1.0249	0.2448
13.6633	0.5668	0.3611	0.2905	0.2397	1.0122	0.2454
15.1775	0.4686	0.3013	0.2413	0.2079	0.9686	0.2091
15.1881	0.4734	0.3062	0.2435	0.2102	0.9693	0.2115
15.2292	0.4601	0.2958	0.2355	0.2027	0.9776	0.204
15.6367	0.4459	0.2881	0.2288	0.1975	0.9725	0.1987
15.6792	0.4398	0.2827	0.2245	0.1929	0.9829	0.1943
16.0864	0.4169	0.2632	0.2066	0.1796	1.01	0.1795
16.1742	0.4075	0.2595	0.2055	0.1772	0.9948	0.178
16.5661	0.402	0.2514	0.1984	0.1746	1.0031	0.1733
16.5903	0.4039	0.2532	0.2004	0.1769	0.9935	0.1754

Thessalonique : 5 juillet 1997 (deuxième blind day)

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
3.6944	0.3911	0.2508	0.2067	0.1903	0.8734	0.1855
3.8492	0.4031	0.2587	0.212	0.1955	0.8787	0.1905
4.15	0.4232	0.275	0.2233	0.2061	0.8754	0.2012
4.5747	0.4229	0.2812	0.2285	0.2101	0.8501	0.2062
5.0806	0.4309	0.2859	0.2313	0.2105	0.8679	0.2075
5.0856	0.4301	0.2858	0.2315	0.2104	0.8656	0.2076
6.0739	0.4483	0.3023	0.2455	0.2153	0.8763	0.2163
6.1311	0.458	0.3098	0.2494	0.2175	0.8895	0.2193
6.6347	0.4346	0.2971	0.2403	0.2056	0.8874	0.2094
6.6403	0.4343	0.2964	0.2403	0.2048	0.8897	0.2088

7.1444	0.4403	0.3013	0.2443	0.203	0.9090	0.2094
7.1653	0.4437	0.3053	0.2475	0.2061	0.9007	0.2126
7.3303	0.4433	0.3028	0.2468	0.2025	0.9154	0.2100
7.3358	0.4479	0.3058	0.2489	0.2054	0.9127	0.2125
7.635	0.4417	0.2988	0.2438	0.1978	0.9357	0.2058
7.735	0.4352	0.301	0.2421	0.195	0.9349	0.2044
8.0322	0.4397	0.2996	0.2467	0.1974	0.9269	0.2069
8.0856	0.4405	0.3014	0.2478	0.1977	0.9266	0.2076
8.5858	0.4374	0.3019	0.2492	0.1932	0.9363	0.2058
8.6836	0.4392	0.3053	0.2508	0.1935	0.9386	0.2068
9.1508	0.448	0.3103	0.2574	0.1962	0.9405	0.2106
9.2419	0.4483	0.3133	0.2583	0.1976	0.9348	0.2121
9.6575	0.4537	0.3163	0.2643	0.1942	0.9555	0.2121
9.7392	0.459	0.3191	0.2649	0.2037	0.9271	0.2179
11.0561	0.4583	0.3228	0.2743	0.201	0.9227	0.2200
11.0928	0.4583	0.3263	0.2746	0.2012	0.9230	0.2207
11.5608	0.4516	0.322	0.2729	0.1996	0.9132	0.2191
11.6422	0.4523	0.3227	0.2763	0.2023	0.8976	0.2219
12.04	0.4688	0.3424	0.2912	0.2251	0.8300	0.2419
12.0469	0.4688	0.3398	0.2926	0.2268	0.8198	0.2430
12.1311	0.4691	0.345	0.2947	0.2323	0.7982	0.2477
12.7375	0.4977	0.3737	0.3272	0.2721	0.6916	0.2839
13.0792	0.5105	0.3933	0.3422	0.2838	0.6716	0.2978
13.1236	0.5079	0.3906	0.3413	0.2831	0.6678	0.2969
13.6225	0.5227	0.4125	0.3629	0.3152	0.5862	0.3250
13.705	0.5341	0.4258	0.3758	0.3267	0.5688	0.3373
14.0803	0.5409	0.4346	0.3871	0.3366	0.5467	0.3477
14.1189	0.5385	0.4329	0.3837	0.3318	0.5577	0.3437
14.6544	0.5191	0.4156	0.3674	0.322	0.5542	0.3314
14.6856	0.514	0.411	0.3632	0.3171	0.5596	0.3269
14.6961	0.5102	0.4068	0.3596	0.3132	0.5648	0.3230
15.0769	0.4869	0.3808	0.3353	0.2933	0.5896	0.3011
15.0972	0.4896	0.3819	0.3339	0.293	0.5995	0.3003
15.5369	0.5149	0.3974	0.3475	0.311	0.5945	0.3154
15.5758	0.5206	0.3986	0.3491	0.3122	0.6027	0.3163
16.0797	0.4927	0.3795	0.332	0.3028	0.5794	0.3044
16.1094	0.4978	0.3821	0.3335	0.3042	0.5867	0.3056

Thessalonique : 8 juillet 1997

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
6.6631	0.2763	0.1495	0.1015	0.0762	1.5249	0.0798
6.7147	0.2954	0.1587	0.107	0.0782	1.5670	0.0829
8.3819	0.333	0.1771	0.1216	0.075	1.7061	0.0855
8.8617	0.3261	0.1696	0.1167	0.0687	1.7718	0.0797
13.0222	0.468	0.2221	0.1457	0.0779	2.0335	0.0932
13.0558	0.4311	0.2053	0.1352	0.0703	2.0489	0.0852
13.065	0.4386	0.2044	0.1362	0.0715	2.0505	0.0859
14.9972	0.4552	0.2314	0.1574	0.118	1.5989	0.1225
15.0297	0.6408	0.3602	0.2565	0.1525	1.6225	0.1781

Thessalonique : 9 juillet 1997

heure (TU dec)	440	670	860	1020 (nm)	Alpha	Beta
5.7706	0.1865	0.1028	0.0602	0.0484	1.6427	0.0496
5.775	0.1875	0.1052	0.0611	0.049	1.6348	0.0504
5.8022	0.19	0.1063	0.0623	0.0499	1.6270	0.0514

6.2039	0.1971	0.1098	0.0643	0.049	1.6778	0.0515
6.2275	0.1977	0.1113	0.0661	0.0498	1.6562	0.0527
6.5786	0.1982	0.1081	0.0645	0.0481	1.6972	0.0509
6.6014	0.2033	0.1134	0.0675	0.0479	1.7178	0.0520
7.1606	0.213	0.1198	0.0725	0.0505	1.7018	0.0553
7.1831	0.2134	0.1201	0.0734	0.0508	1.6934	0.0558
7.5681	0.2125	0.12	0.0709	0.0464	1.7854	0.0523
7.5928	0.2133	0.1191	0.0729	0.0484	1.7380	0.0541
8.1708	0.2375	0.1354	0.0836	0.0519	1.7611	0.0599
8.1781	0.2395	0.1339	0.085	0.0524	1.7532	0.0604
8.2203	0.2478	0.1418	0.088	0.0569	1.7133	0.0645
8.2542	0.2443	0.1385	0.0884	0.0563	1.6998	0.0641
8.5936	0.2866	0.1523	0.0961	0.0653	1.7356	0.0715
8.6194	0.3087	0.1596	0.1015	0.07	1.7448	0.0758
9.0589	0.3228	0.1671	0.1035	0.0651	1.8616	0.0736
9.1761	0.3184	0.1644	0.1031	0.0652	1.8429	0.0734
10.1081	0.2682	0.1504	0.0934	0.062	1.7133	0.0693
10.1169	0.2719	0.1525	0.0945	0.0603	1.7514	0.0686
10.1581	0.2841	0.1559	0.0979	0.0633	1.7478	0.0713
10.6483	0.2737	0.1527	0.0941	0.0628	1.7252	0.0700
10.6939	0.2821	0.1573	0.0976	0.0658	1.7075	0.0729
11.1211	0.281	0.1532	0.0962	0.0614	1.7673	0.0695
11.3139	0.2888	0.1546	0.0986	0.0591	1.8243	0.0685
13.1994	0.4404	0.294	0.1694	0.072	2.0037	0.1012
13.235	0.3066	0.1595	0.1017	0.0686	1.7536	0.0751
13.9917	0.2753	0.1443	0.088	0.0501	1.9568	0.0594
13.9989	0.2796	0.144	0.0886	0.0516	1.9456	0.0603
14.0456	0.2762	0.1422	0.0885	0.0527	1.9106	0.0610
14.0511	0.2762	0.1445	0.0892	0.0523	1.9162	0.0611

Thessalonique : 2 juillet 1997
hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)

6:37:04	316.9
6:37:27	316.2
6:38:04	316.9
6:56:15	318.9
6:57:05	315.1
7:11:16	320.6
9:11:00	308.1
9:15:15	313.2
10:15:59	314.7
10:16:19	312.2
10:16:45	307.4
12:13:43	309.3
12:14:21	307
12:15:16	310.6
13:28:27	313.4
13:28:44	312.5
13:52:39	310.1
13:53:19	305.7
16:18:05	319.3
16:18:30	321.7

Thessalonique : 3 juillet 1997
hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)



9:04:02	296
9:05:56	291.1
9:07:43	297.9
9:10:02	297.6
9:12:33	296.5
11:32:55	288.9
11:33:10	287.6
11:41:48	292.5
12:06:24	292.1
12:12:01	292.4
12:33:25	297.4
12:37:32	293.9
13:03:41	297
13:39:30	289.9
16:02:48	301.5
16:04:01	302.2
16:04:16	301.8
16:04:49	300.1

Thessalonique : 4 juillet 1997 (premier blind day)
hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)

4:42:18	305.9
4:50:53	296.3
5:04:18	292
5:10:25	291.6
5:33:42	290
5:40:05	292.2
7:33:16	291.3
7:33:34	293.8
8:07:23	292.6
8:33:32	296.1
8:33:45	296.7
9:34:54	292.8
9:42:17	293.4
9:47:38	296.6
10:03:48	293.3
10:07:25	295.1
10:14:13	290.5
10:34:03	296.2
10:39:54	295.2
11:36:13	292.5
11:41:40	296
12:04:00	294.9
12:09:52	293.4
12:37:59	297.7
12:45:59	299.5
13:07:13	304.3
13:33:04	303.3
13:40:28	305.1
15:12:35	301.1
15:12:49	301
15:38:59	298.3
15:39:16	300.8
15:40:08	299

16:05:52	302.4
16:11:05	302.4

Thessalonique : 5 juillet 1997 (deuxième blind day)
hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)

4:35:29	296
5:06:00	291.6
5:06:42	291.3
6:05:12	284.3
6:05:32	289.4
6:06:08	291.9
6:06:31	291
6:06:45	291.3
6:39:11	292.8
6:39:43	292.9
6:39:56	293.2
7:09:12	290.5
7:09:25	291
7:21:09	290.4
7:39:20	288.7
7:44:49	292.4
8:03:02	288.9
8:04:00	287
8:36:04	289.2
8:41:47	288.3
9:10:47	286.1
9:15:19	290.9
9:40:23	288
9:45:07	290.3
11:04:02	291.4
11:04:16	291.2
11:34:53	288.6
11:39:40	286.8
12:03:54	289
12:44:53	286.3
13:38:40	281.8
13:40:46	288
13:41:25	285.3
13:41:48	282.4
14:05:18	290.5
14:05:32	290
14:39:45	287.8
14:39:57	290.6
14:40:29	288.6
15:05:04	292.4
15:05:16	291.7
15:32:49	292.3
15:33:01	291.5
16:05:19	294.2
16:05:56	292.8

Thessalonique : 8 juillet 1997
hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)

6:41:21	313.3
6:41:41	312.3

8:24:02	317.6
8:52:39	318.5
13:01:56	348.5
13:02:12	347.6
13:02:42	343.5
13:04:11	347.7
15:01:19	344.1
15:01:30	343.5

Thessalonique : 9 juillet 1997
 hh:mm:ss (TU) Ozone (DU)

5:47:56	321.5
5:48:10	320.7
6:13:20	322.7
6:13:33	323
6:36:03	322.2
6:36:17	322.8
7:10:49	324.4
7:11:02	324.5
7:35:25	323.1
7:35:37	323.8
8:12:14	325.8
8:12:42	324.4
8:14:45	327.6
8:36:53	327.6
8:37:06	328
9:05:00	324.4
9:05:20	323
9:12:02	313.7
9:12:33	325.2
9:12:58	325.2
10:08:36	323.6
10:09:12	323.1
10:10:55	322.7
10:40:03	311.9
10:47:15	309.3
10:40:52	312.3
10:41:19	315
10:41:31	317.1
11:21:10	320.4
11:21:23	318.2
11:21:37	318.1
13:13:49	322.8
13:14:01	322.2
14:01:01	322.1
14:01:16	321.5

II Nouvelle limite du pyranomètre

Concernant la fiabilité du contrôle au moyen du pyranomètre, nous émettons également d'avantage de réserve car nous avons observé pour certains jours (après les 2 blind days) des écarts avec le pyranomètre qui pouvaient atteindre de l'ordre de 8% pour un angle solaire zénithal inférieur à 45 degrés. L'étalonnage final du spectroradiomètre a permis d'écarter l'hypothèse d'une nouvelle perte de sensibilité de l'instrument. Pour la journée du 8 juillet nous avons observé une variation de la cohérence entre les mesures acquises par le spectroradiomètre et le pyranomètre que nous avons corrélé à une importante variation de la quantité d'ozone (figure 3.24)

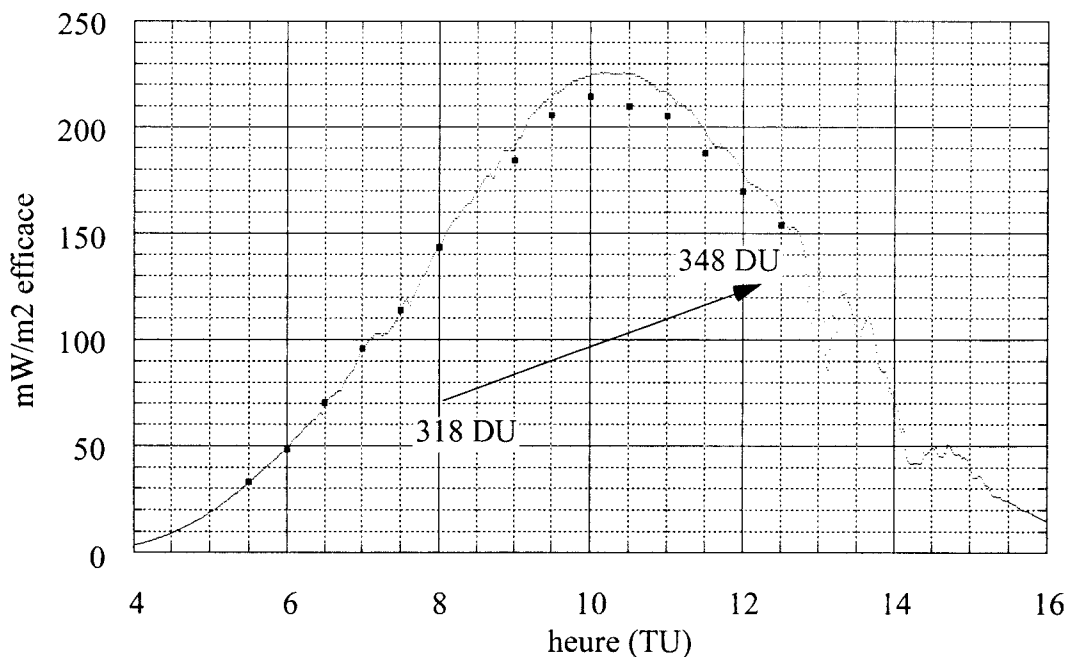


Figure 3.24. Thessalonique, 8 juillet 1997. Variations diurnes de la puissance érythémale mesurées par le spectroradiomètre et le pyranomètre. Mesures de la quantité d'ozone acquises par l'ozonemètre Solarlight.

Nous proposons maintenant une étude basée sur la modélisation du rayonnement UV qui vise à la compréhension de cet effet. Nous avons au départ postulé que les mesures de la puissance érythémale acquises par le pyranomètre devaient être les plus fiables (en comparaison des mesures de la puissance totale des UVB). Même si la fonction d'appareil a une forme similaire au spectre d'action de la CIE, nous allons toutefois montrer que la différence suffit pour que la puissance érythémale ne soit pas en fait pas tout à fait proportionnelle à la puissance efficace du rayonnement pour le pyranomètre et surtout lorsque la quantité d'ozone varie.

Autrement dit, à angle zénithal constant, le coefficient d'étalonnage devrait également varier en fonction de la quantité d'ozone. En pondérant des spectres calculés pour différents angles solaires zénithaux et différentes quantités d'ozone, par le spectre d'action érythémal et la fonction d'appareil du pyranomètre, on peut évaluer les variations du coefficient d'étalonnage. Nous avons tout d'abord modélisé la répartition spectrale du rayonnement ultraviolet pour un cas standard (temps clair, 330 DU). Ensuite le spectre calculé est pondéré par le spectre d'action érythémal et par la réponse du pyranomètre. La table 3.12a présente pour 3 angles solaires zénithaux les puissances efficaces obtenues par l'intégration de chaque spectre pondéré par les deux types de courbes d'efficacité (fonction d'appareil et spectre d'action de la CIE). La quatrième colonne représente le coefficient par lequel il faudrait pondérer la puissance efficace du rayonnement pour obtenir la puissance érythémale. On note que celui-ci dépend de l'angle solaire zénithal. La cinquième colonne permet de mesurer simplement les variations de ce coefficient. Cette colonne représente le rapport de chaque coefficient au coefficient de référence (20 degrés, 330 DU). Une première analyse de ces résultats montre que le coefficient d'étalonnage du pyranomètre doit dépendre de l'angle solaire zénithal. Le traitement du signal prévu par YES permettant la mesure de la dose érythémale prend effectivement en compte les variations du coefficient d'étalonnage correspondant en fonction de l'angle solaire (Cf table 3.1). Néanmoins les variations relatives ne sont pas tout à fait du même type que celle obtenue à partir de notre simulation. Toutefois, on peut concevoir que ces écarts soient liés à la prise en compte de la correction angulaire effectuée par la pondération des coefficients d'étalonnages réels.

angle solaire zénithal (degré)	puissance efficace pour l'érythème (mW/m ² efficace)	puissance efficace pour le pyranomètre (mW/m ² efficace)	rapport des puissances efficaces	rapport normalisé
20	228.26	1152.	0.1981	1.000
45	110.14	605.58	0.1819	0.918
70	19.54	111.24	0.1757	0.887

Table 3.12a. Modèle : temps clair, 330 DU. Puissance efficace du rayonnement UV pour l'érythème, pour le pyranomètre. Rapport des puissances. Variations du rapport en fonction de l'angle solaire zénithal.

La table 3.12b est obtenue de manière similaire à la table 3.12a, mais avec cette fois une quantité d'ozone égale à 250 DU. On note en premier lieu, par comparaison avec la table 3.12a qu'à angle zénithal égal le rapport entre la puissance érythémale et la puissance efficace propre au pyranomètre varie de l'ordre de 10% à 20 et 45 degrés, par contre l'accord semble parfait à 70 degrés. Ce constat montre que les coefficients d'étalonnage du pyranomètre (puissance érythémale) devraient également tenir compte la quantité d'ozone.

angle solaire zénithal (degré)	puissance efficace pour l'érythème (mW/m2 efficace)	puissance efficace pour le pyranomètre (mW/m2 efficace)	rapport des puissances efficaces	rapport normalisé
20	319.7	1451	0.2203	1.000
45	153.7	773.88	0.1986	0.901
70	25.87	148.7	0.1739	0.812

Table 3.12b. Même que table 3.12a mais pour 250 DU.

Enfin, on note que les variations des rapports des puissances efficaces (CIE / fonction d'appareil du pyranomètre) en fonction de la quantité d'ozone dépendent également de l'angle zénithal (table 3.13a et b).

angle solaire zénithal (degré)	330 DU	250 DU	écarts
20	0.1981	0.2203	11.2%
45	0.1819	0.1986	9.2%
70	0.1757	0.1739	1.0%

Table 3.13a. Résumé des rapports obtenus entre la puissance efficace pour l'érythème et la puissance efficace pour le pyranomètre.

angle solaire zénithal (degré)	330 DU	250 DU	coefficients d'étalonnage du pyranomètre
20	1.000	1.112	1.000
45	0.918	1.003	0.944
70	0.887	0.878	1.01

Table 3.13b. Normalisation des rapports présentés par la table 3.13a au rapport de référence (20 degrés, 330 DU). Comparaison avec les variations du coefficient d'étalonnage du pyranomètre (Cf table 3.1, normalisation des coefficient par rapport à 20 degrés)

La table 3.13a montre également que le coefficient d'étalonnage du pyranomètre devrait diminuer lorsque la quantité d'ozone augmente. Si l'échelle radiométrique du pyranomètre est parfaitement ajustée pour une certaine quantité d'ozone, la puissance érythémale est donc surestimée lorsque la quantité d'ozone devient supérieure. Cette étude semble donc rendre compte des mesures que nous avons acquises le 8 juillet à Thessalonique.

III Campagnes de mesures à Briançon

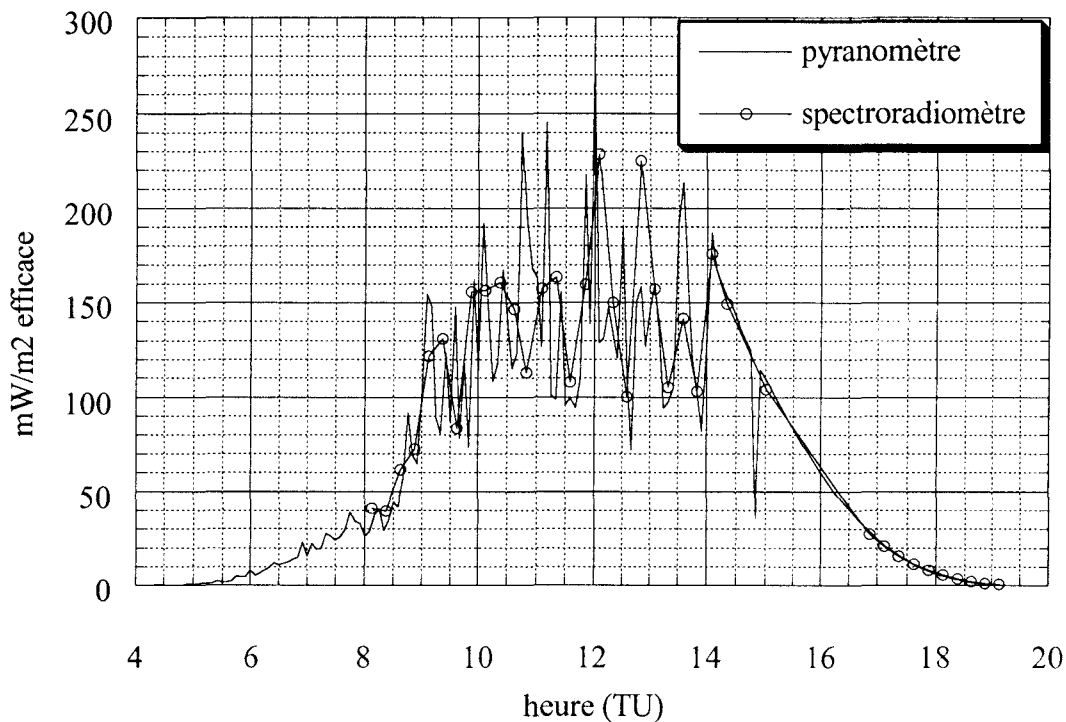


Figure A.1a. Briançon, 6 juillet 1997. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

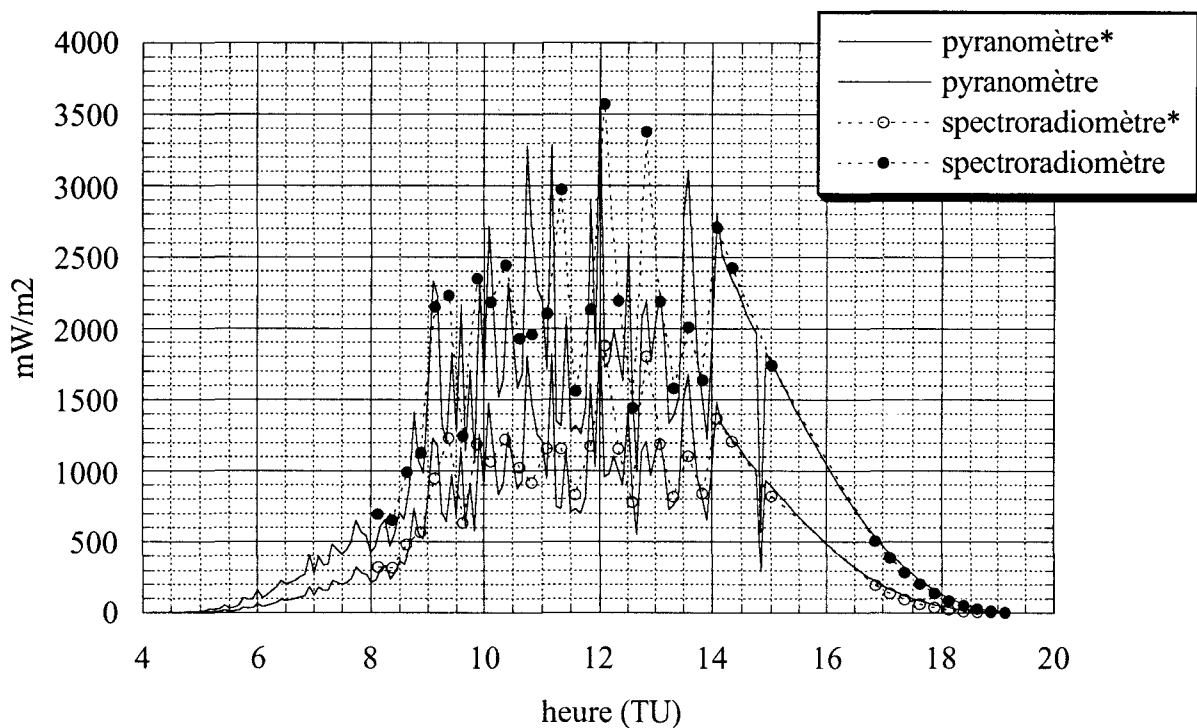


Figure A.1b. Briançon, 6 juillet 1996. Puissance totale de l'UV-B (280-320 nm), mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280 -315 nm

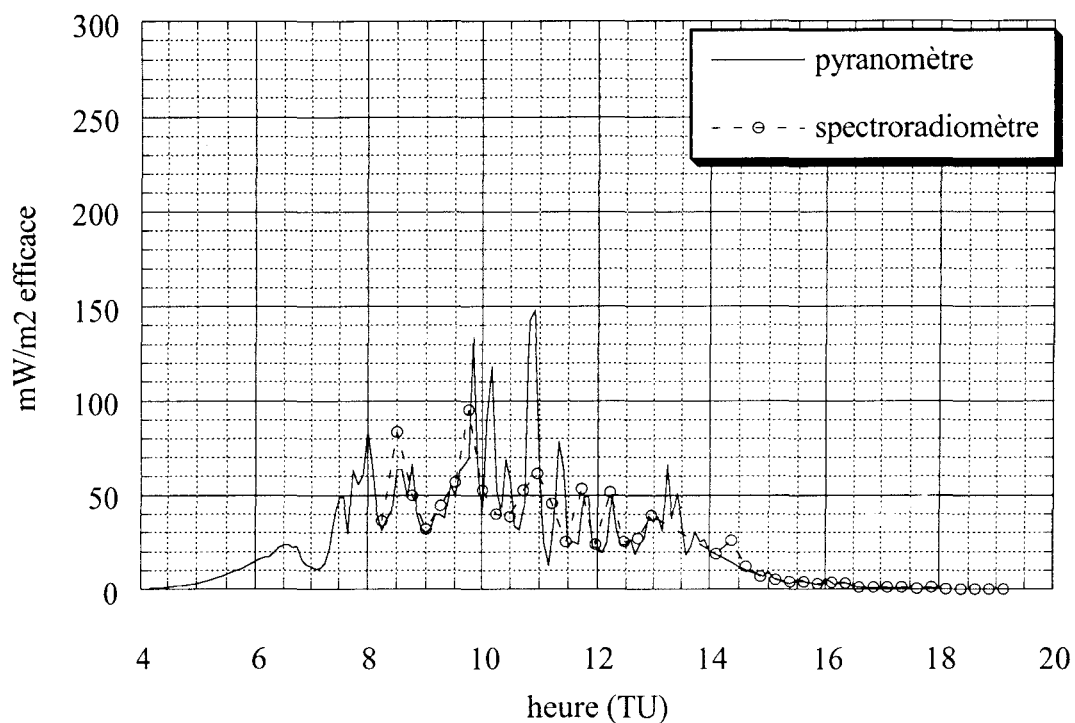


Figure A.2a. Briançon, 7 juillet 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

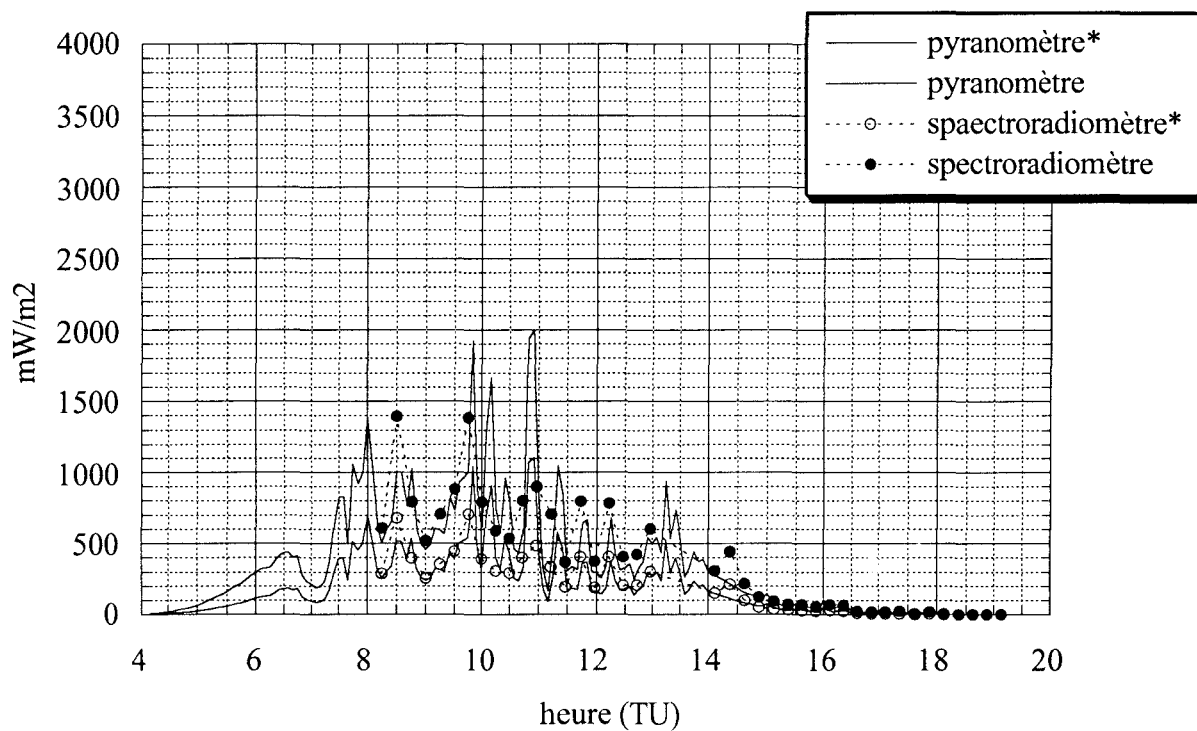


Figure A.2b. Briançon, 7 juillet 1996. Puissance totale de l'UV-B (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm.

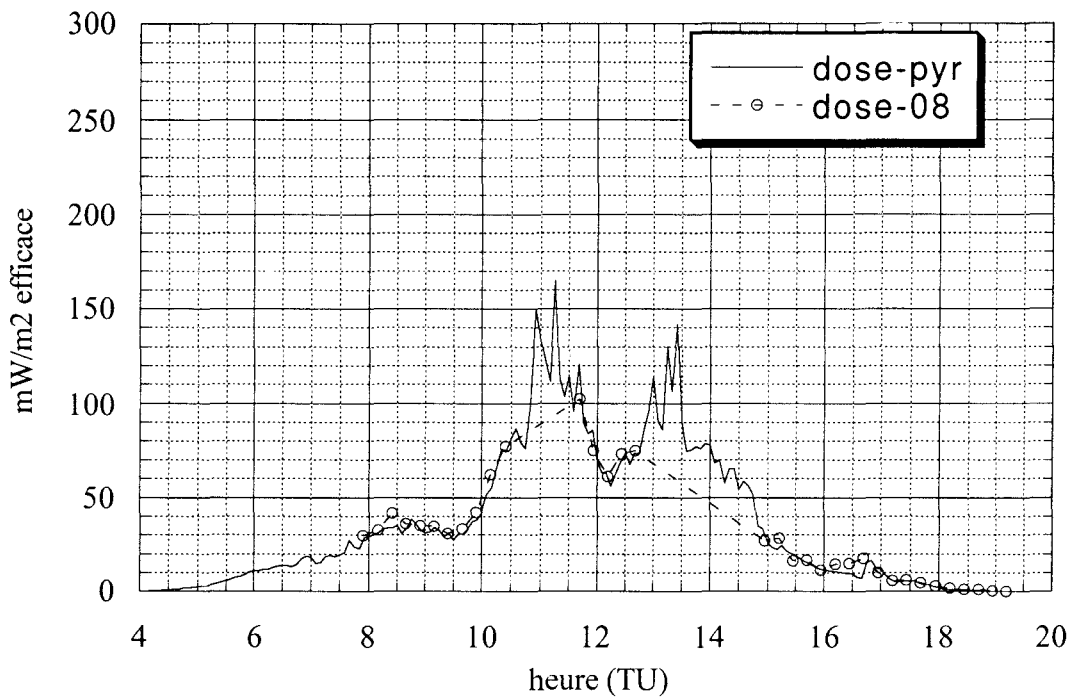


Figure A.3a. Briançon, 8 juillet 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

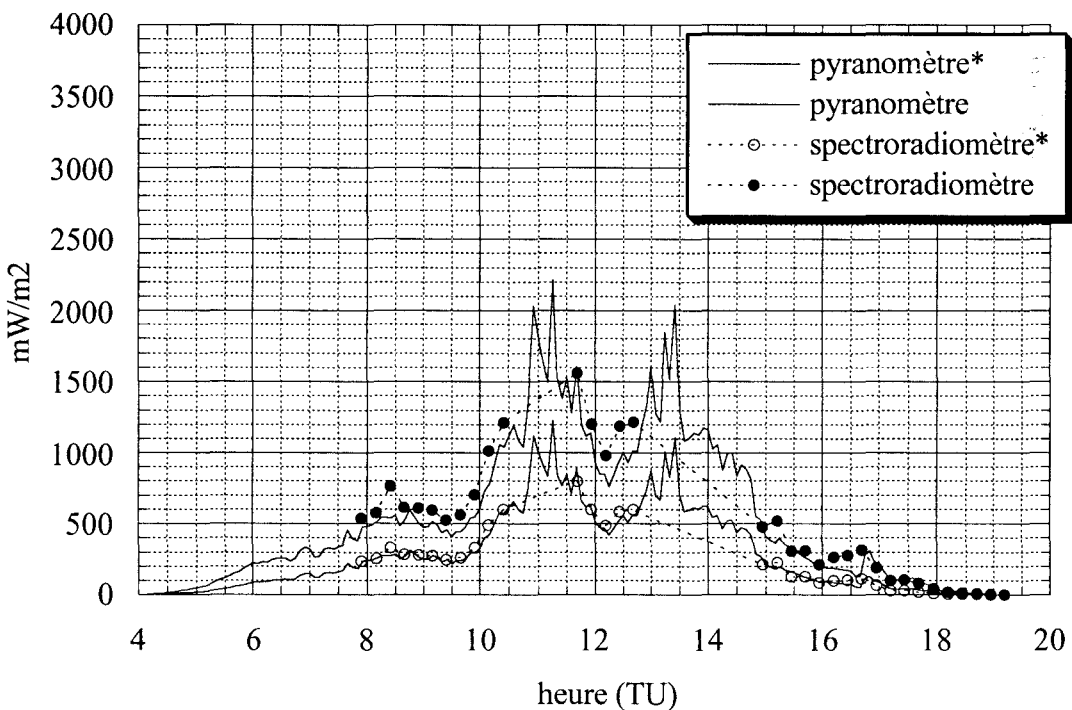


Figure A.3b. Briançon, 8 juillet 1996. Puissance totale UV-B (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

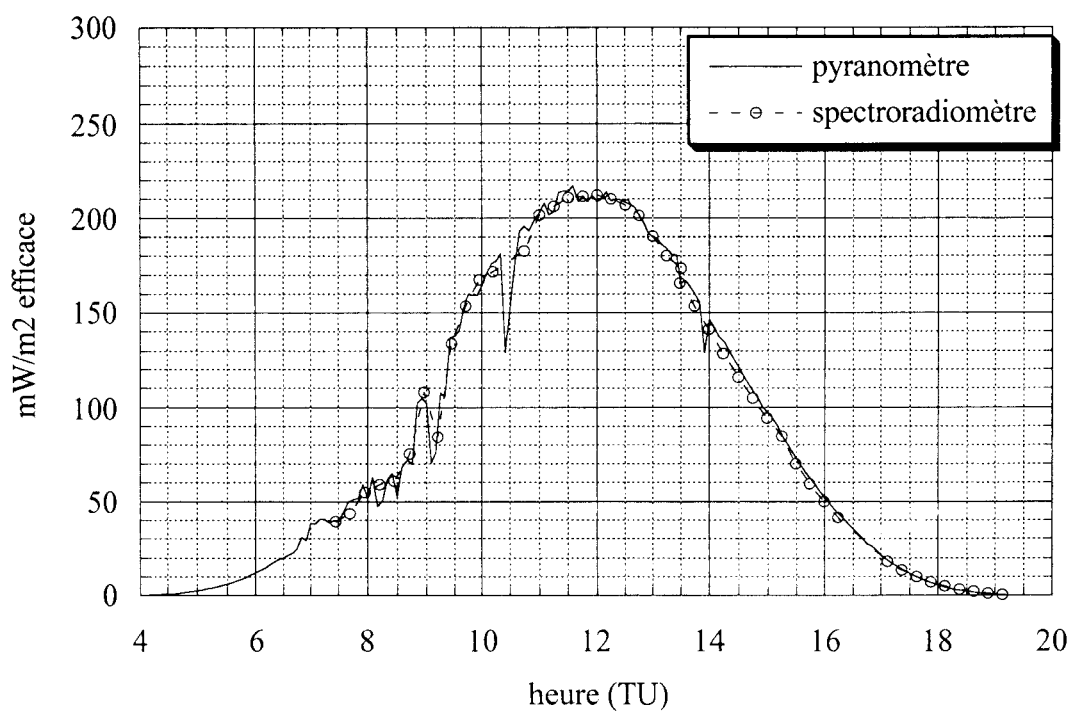


Figure A.4a. Briançon, 9 juillet 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

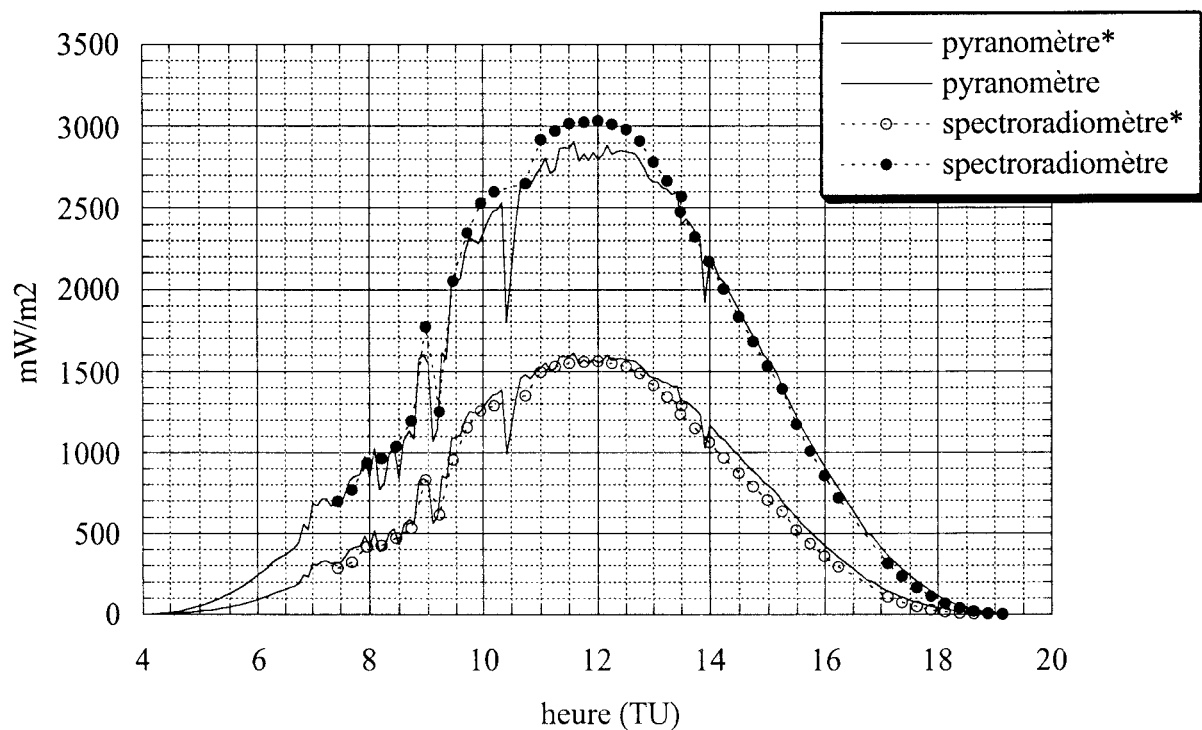


Figure A.4b. Briançon, 9 juillet 1996. Puissance totale UV-B (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*): 280-315 nm

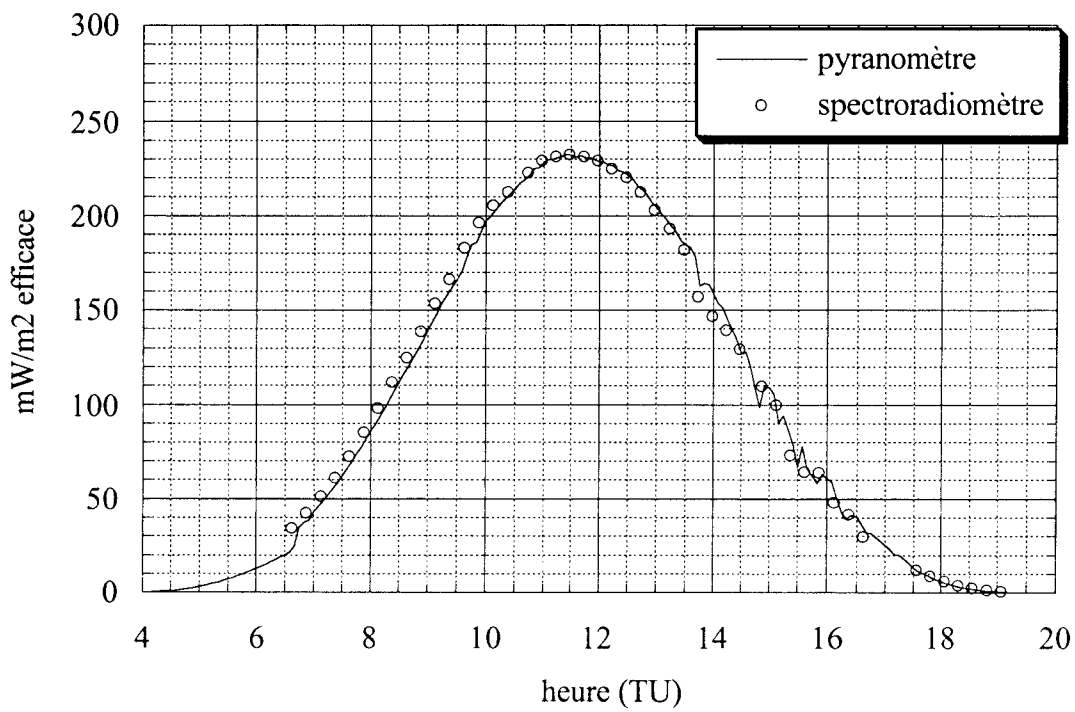


Figure A.5a. Briançon, 10 juillet 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

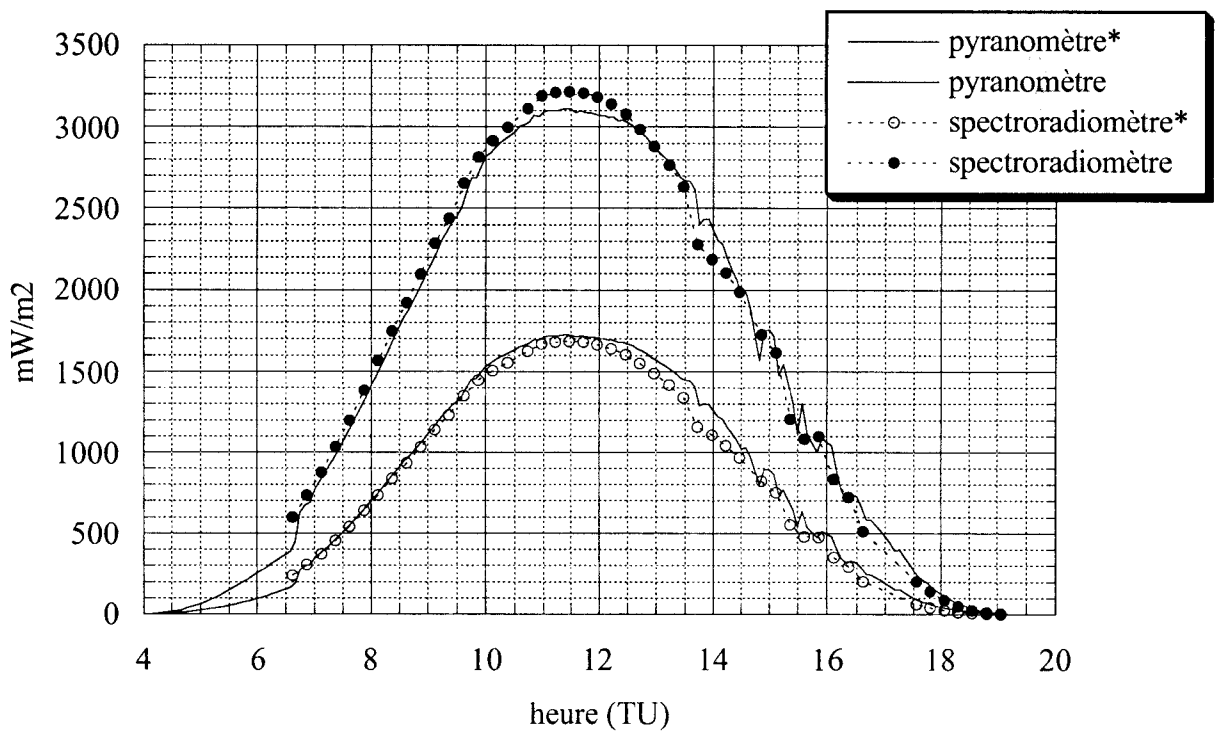


Figure A.5b. Briançon, 10 juillet 1996. Puissance totale UV-B (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

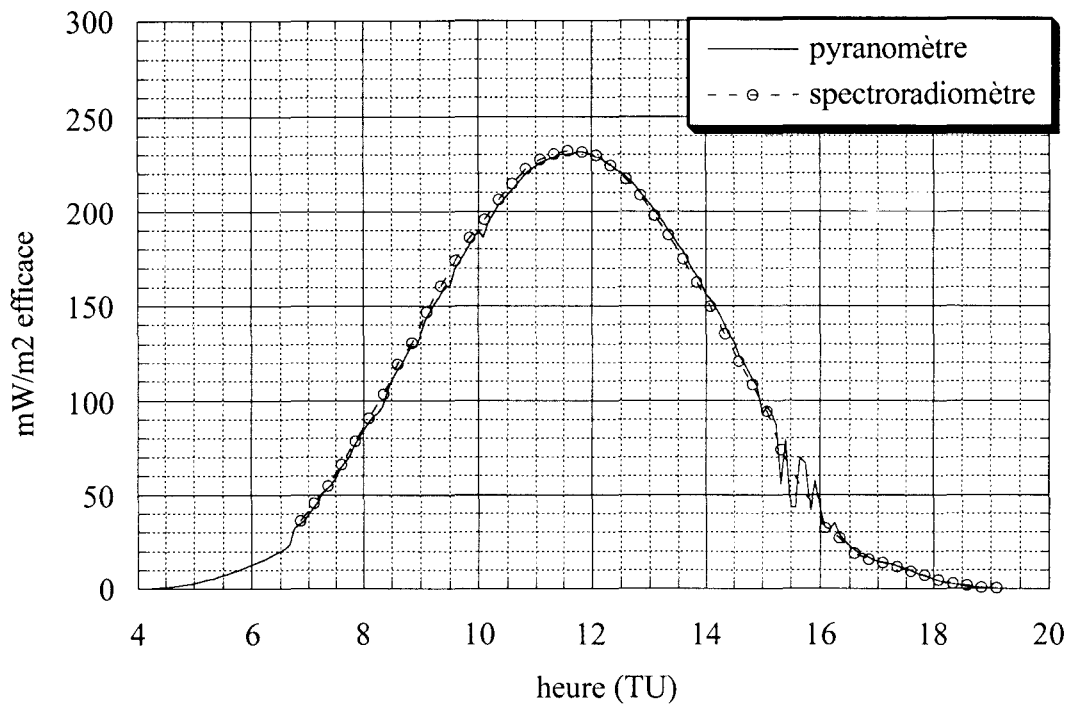


Figure A.6a. Briançon, 11 juillet 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

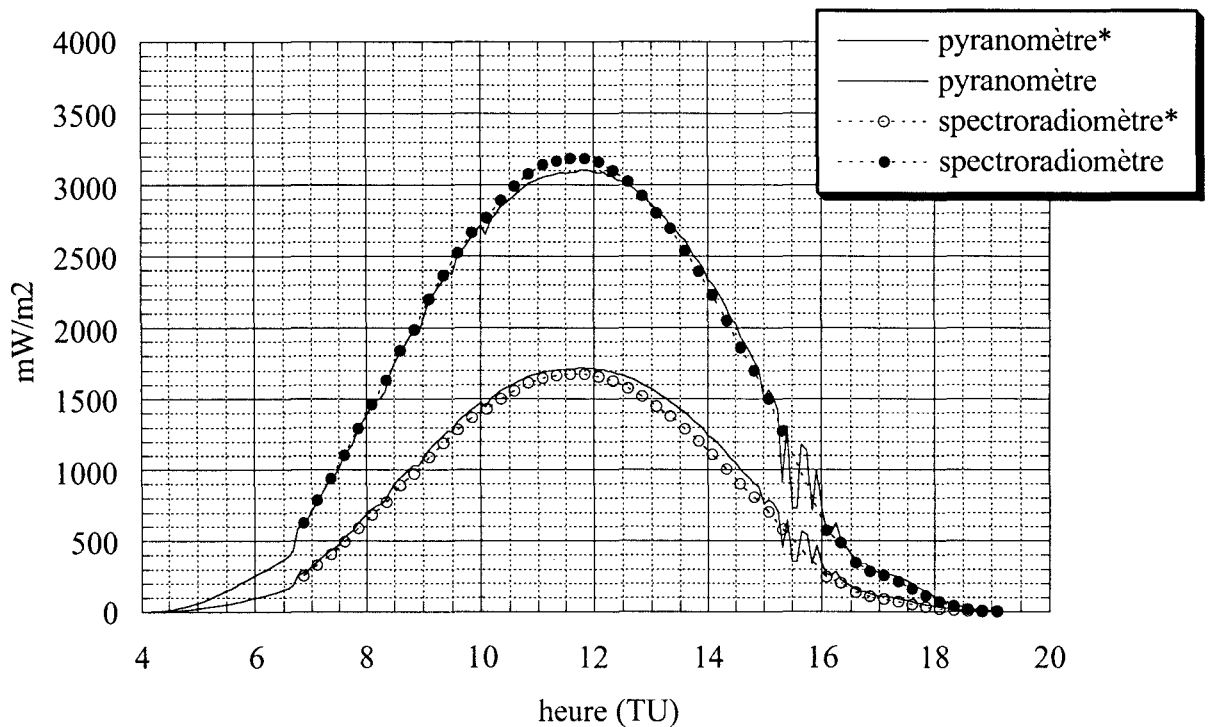


Figure A.6b. Briançon, 11 juillet 1996. Puissance totale UV-B (280-30 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

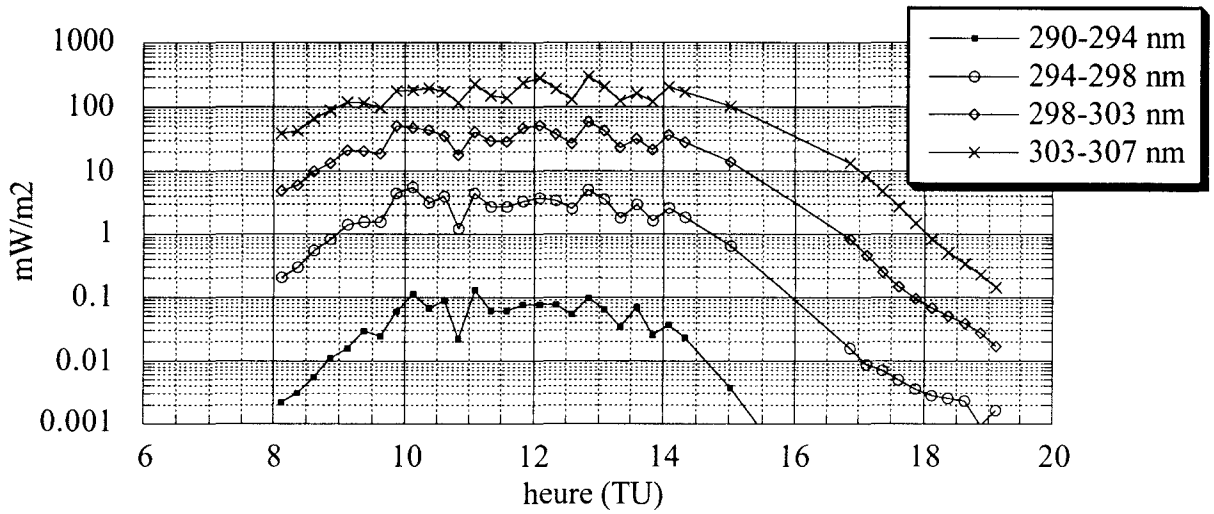


Figure A.7a. Briançon, 6 juillet 1996.

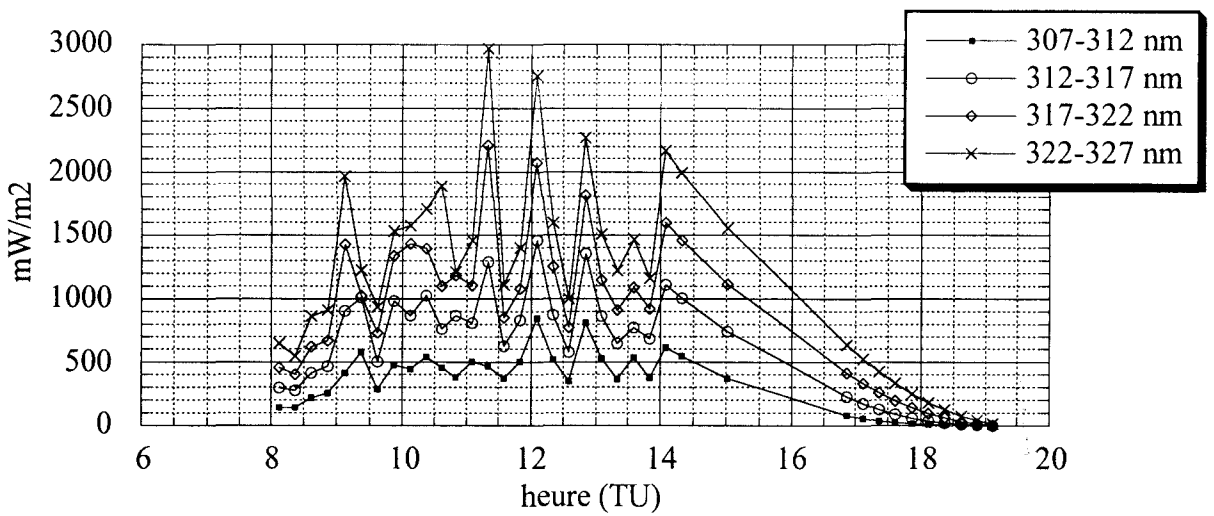


Figure A.7b. Briançon, 6 juillet 1996.

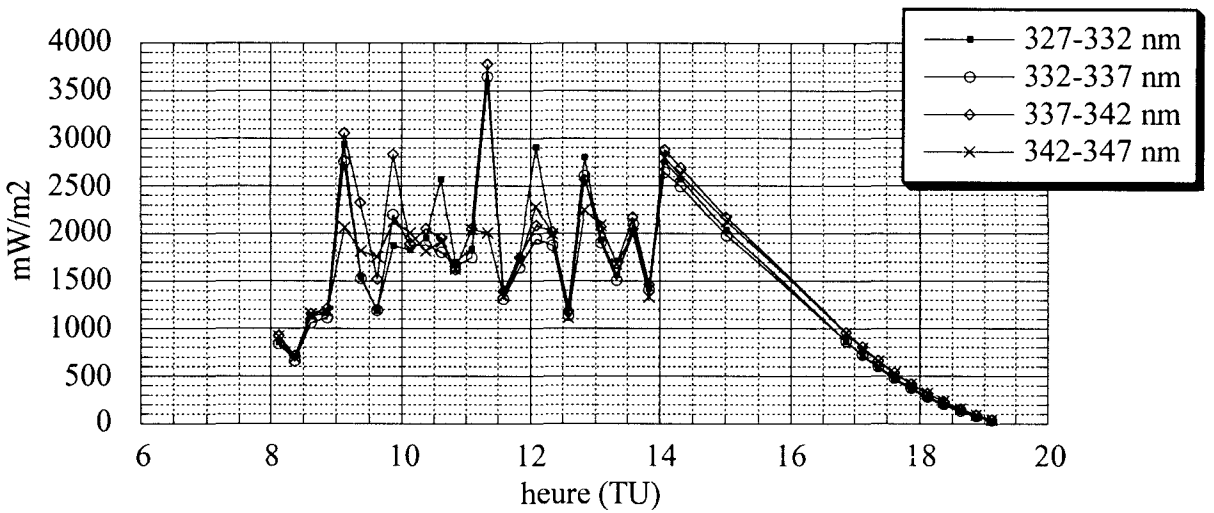


Figure A.7c. Briançon, 6 juillet 1996.

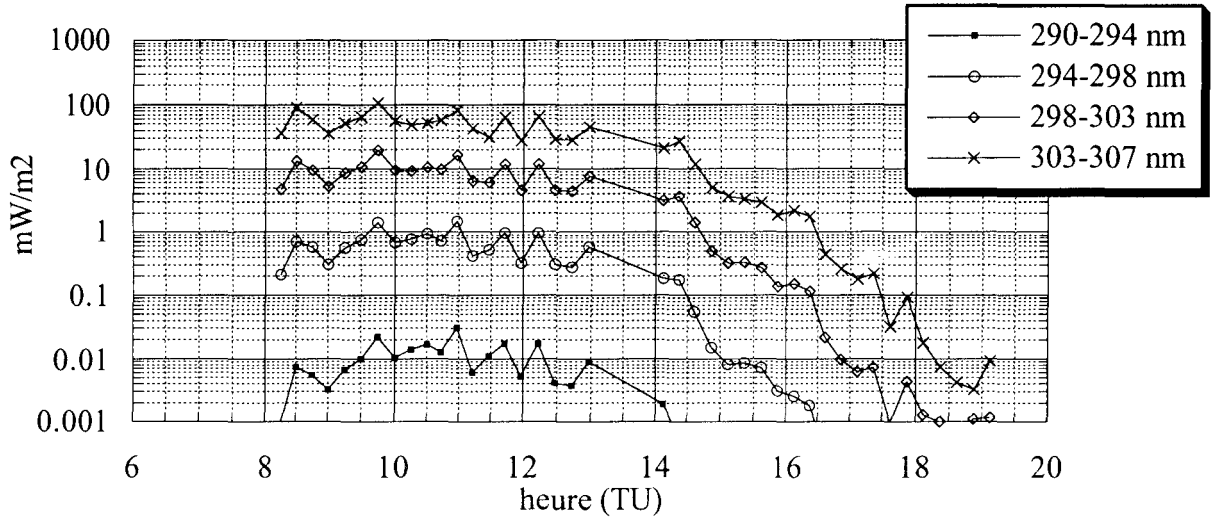


Figure A.8a. Briançon, 7 juillet 1996.

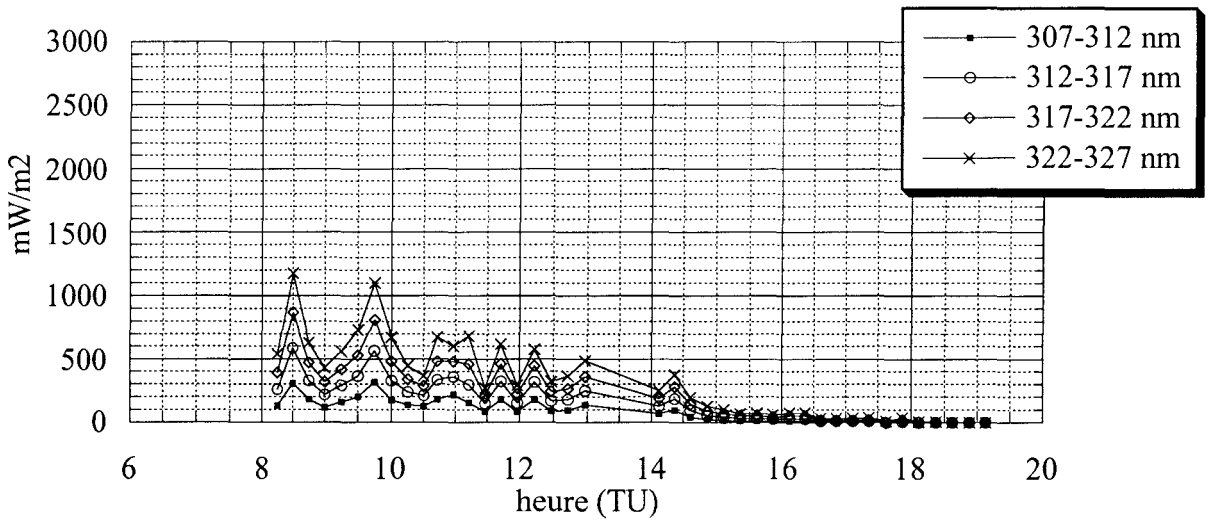


Figure A.8b. Briançon, 7 juillet 1996.

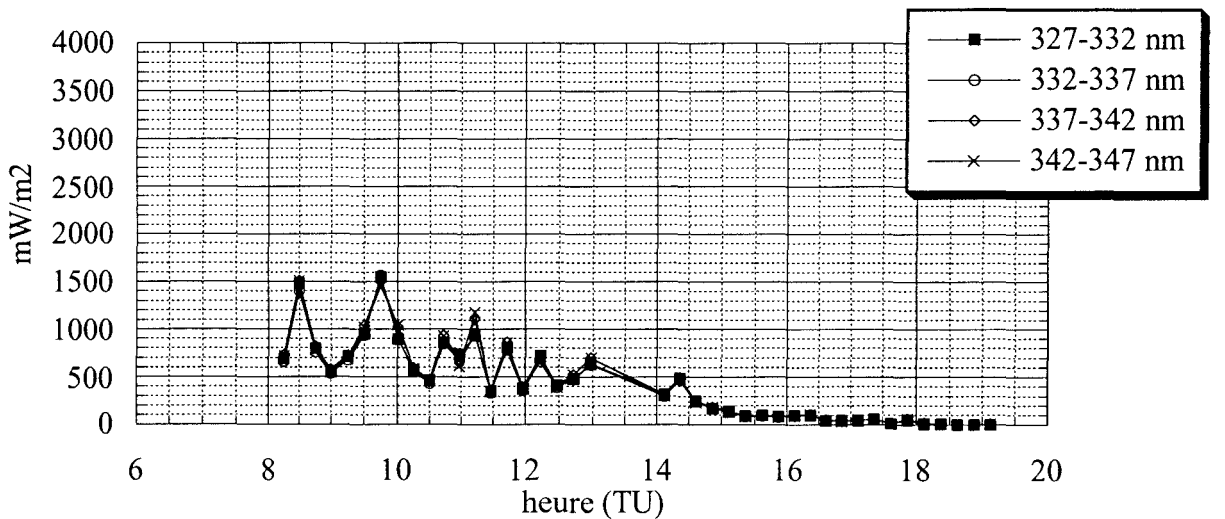


Figure A.9c. Briançon, 7 juillet 1996.

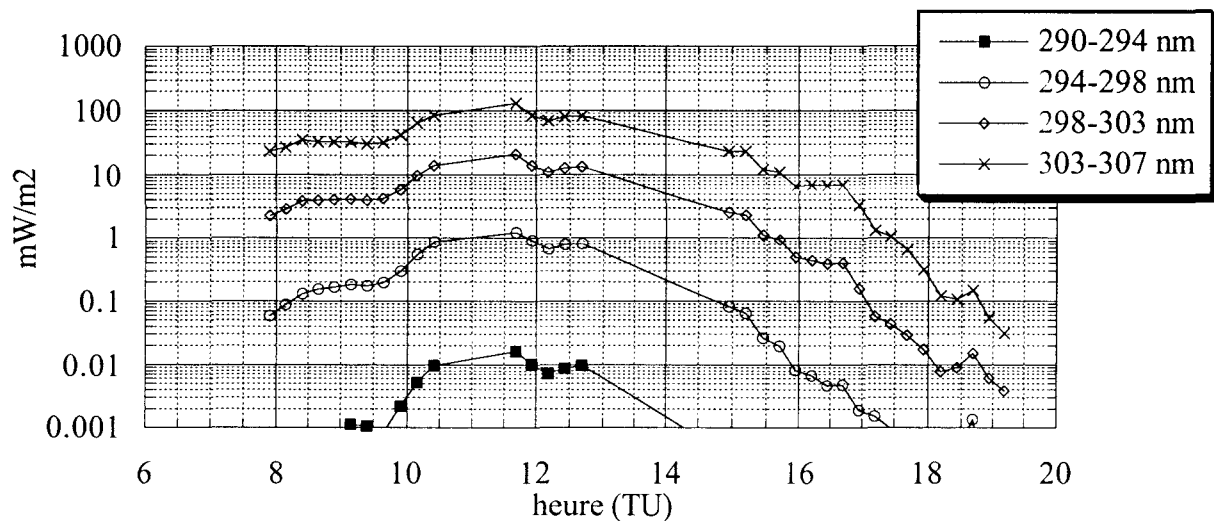


Figure A.9a. Briançon, 8 juillet 1996.

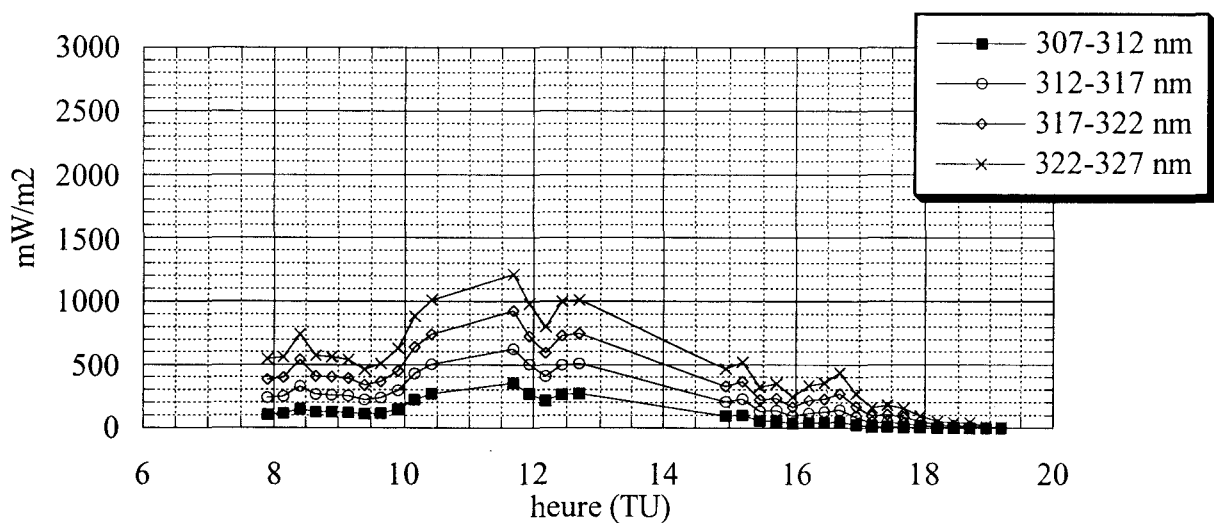


Figure A.9b. Briançon, 8 juillet 1996.

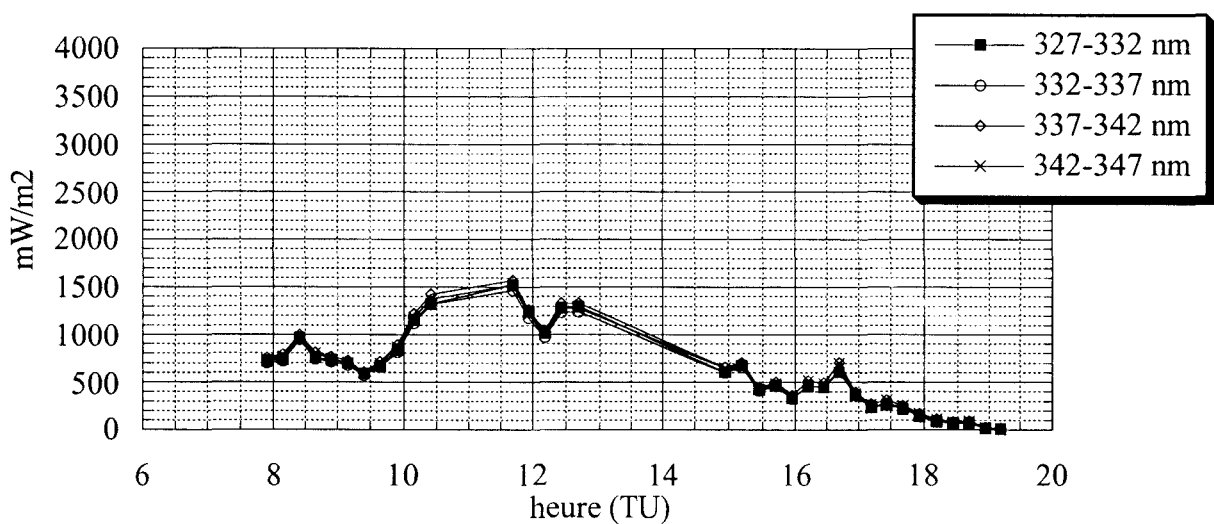


Figure A.9c. Briançon, 8 juillet 1996.

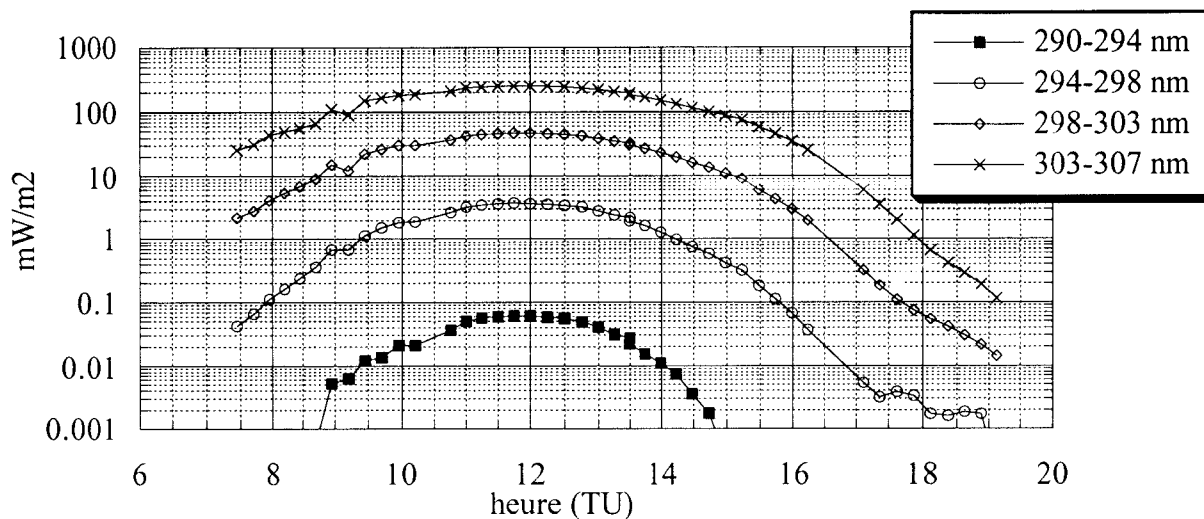


Figure A.10a. Briançon, 9 juillet 1996.

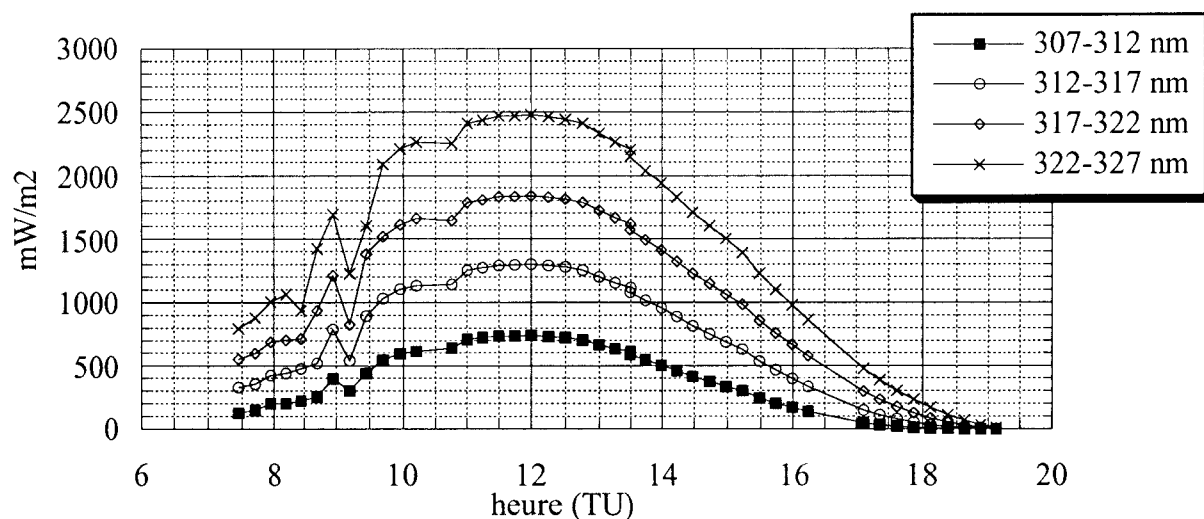


Figure A.10b. Briançon, 9 juillet 1996.

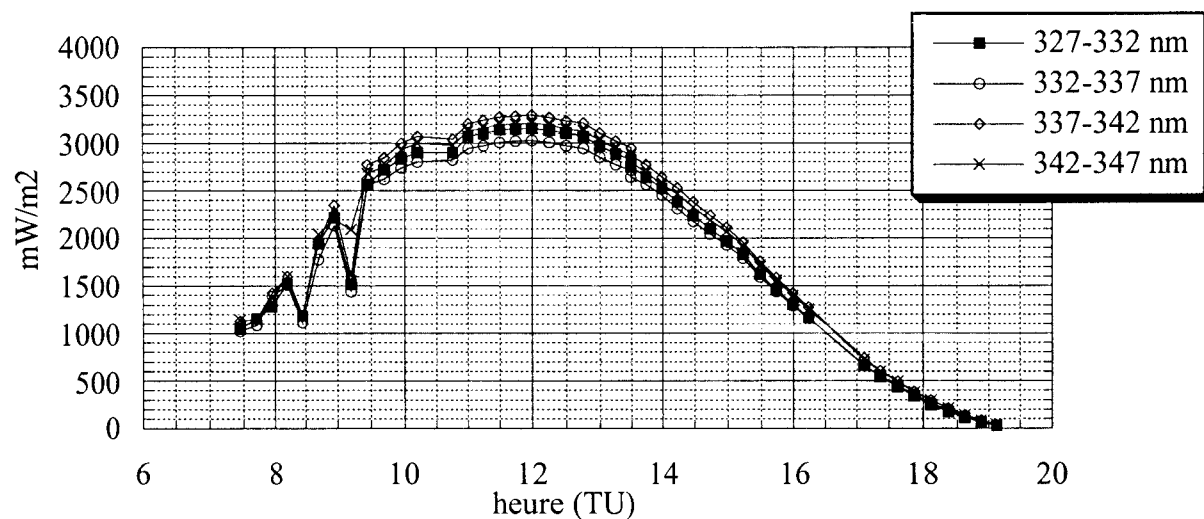


Figure A.10c. Briançon, 9 juillet 1996.

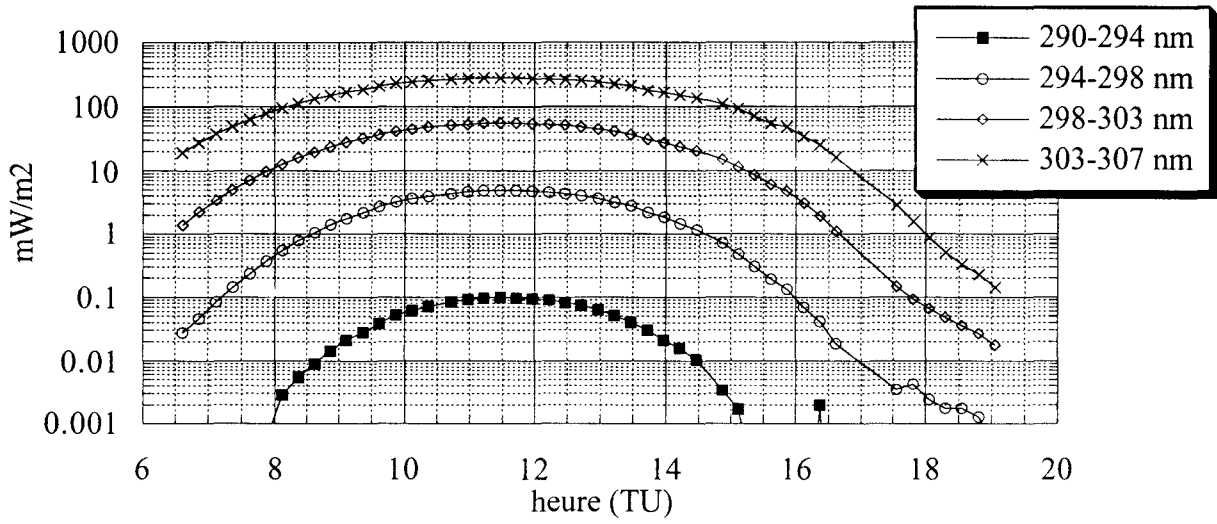


Figure A.11a. Briançon, 10 juillet 1996.

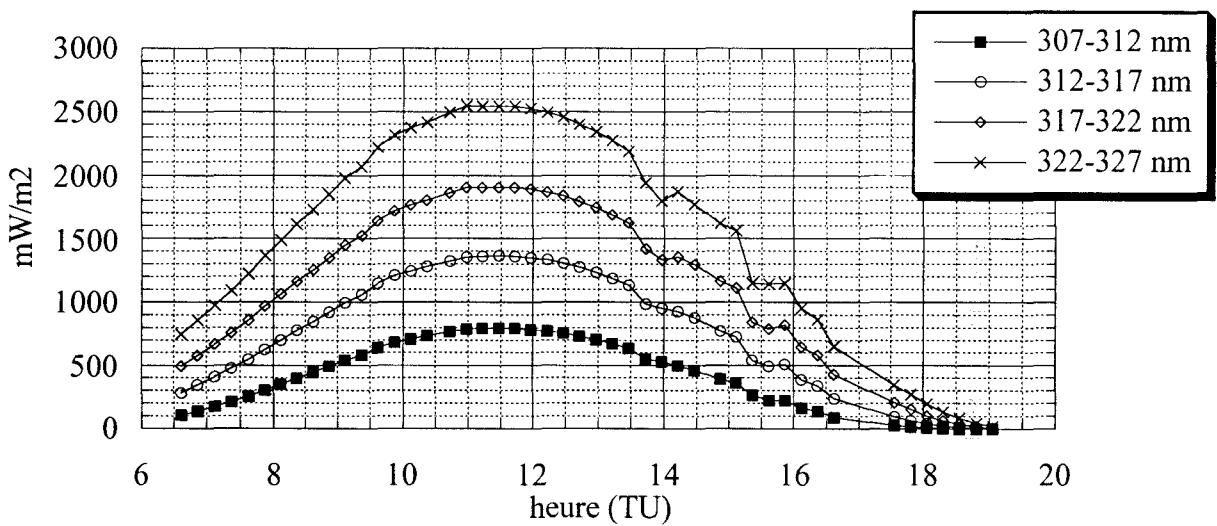


Figure A.11b. Briançon, 10 juillet 1996.

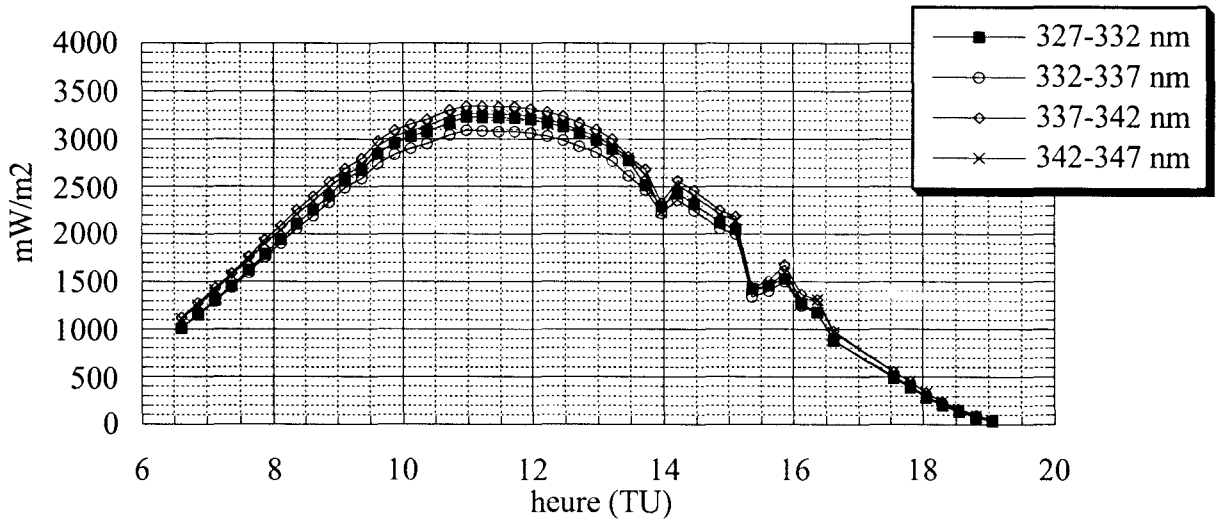


Figure A.11c. Briançon, 10 juillet 1996.

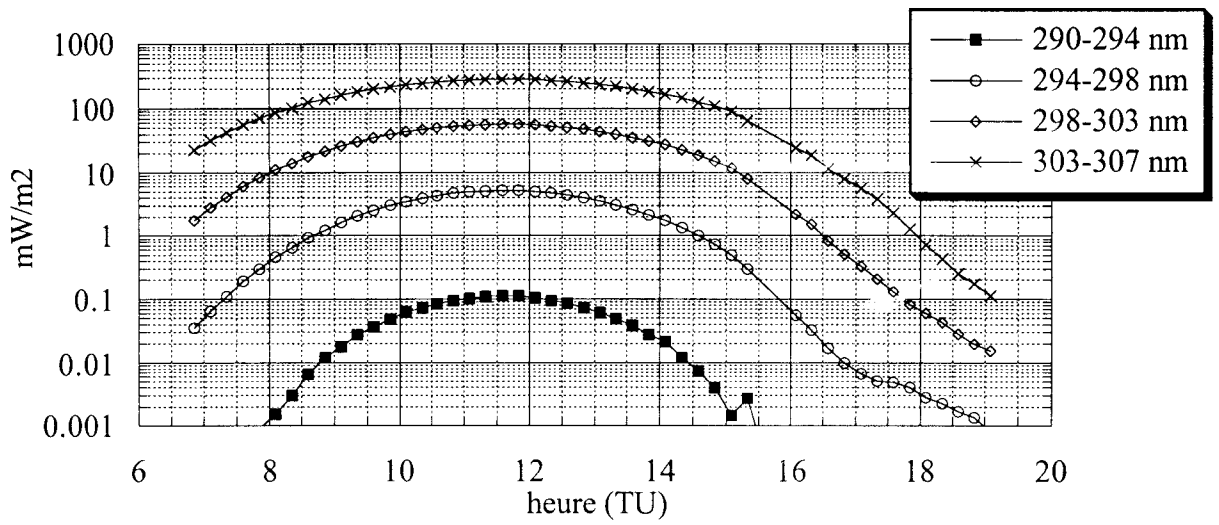


Figure A.12a. Briançon, 11 juillet 1996.

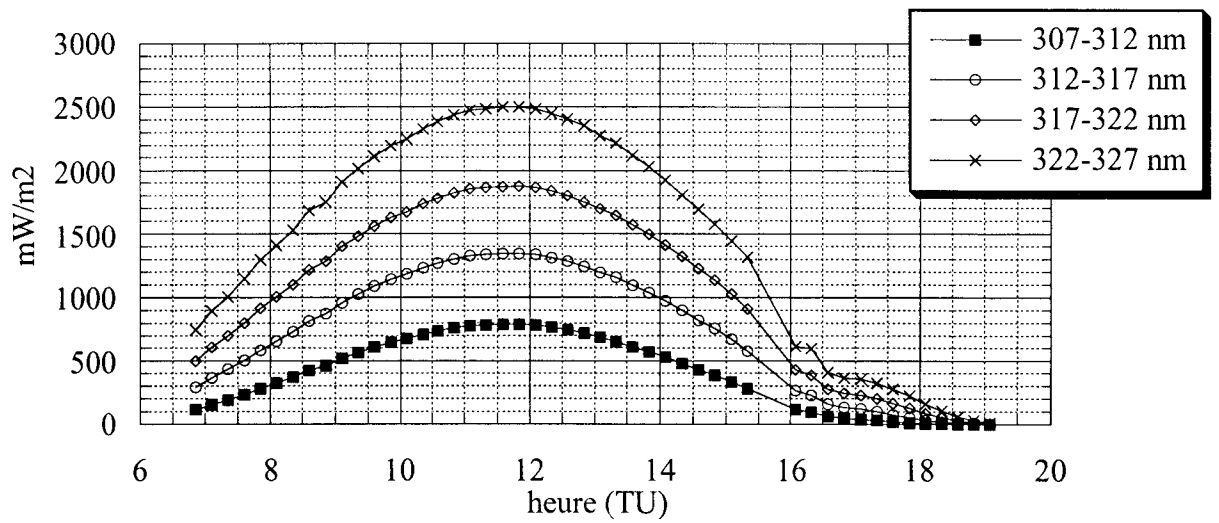


Figure A.12b. Briançon, 11 juillet 1996.

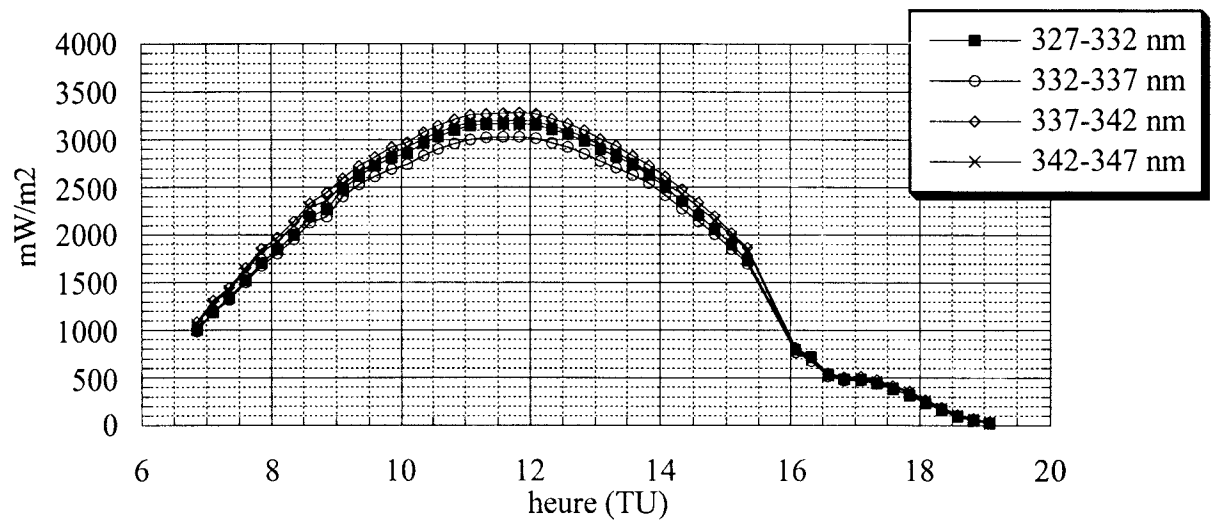


Figure A.12c. Briançon, 11 juillet 1996.

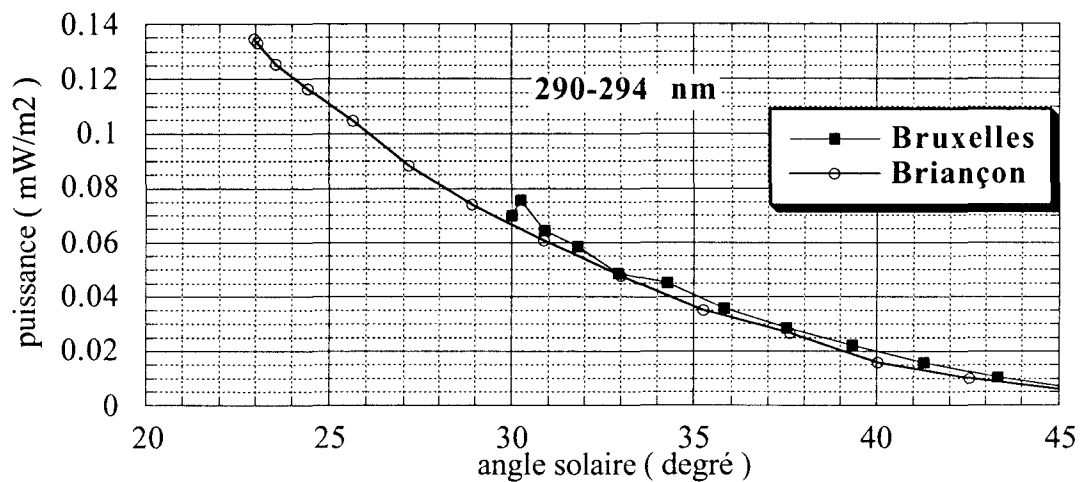


Figure A.13a. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 290-294 nm.

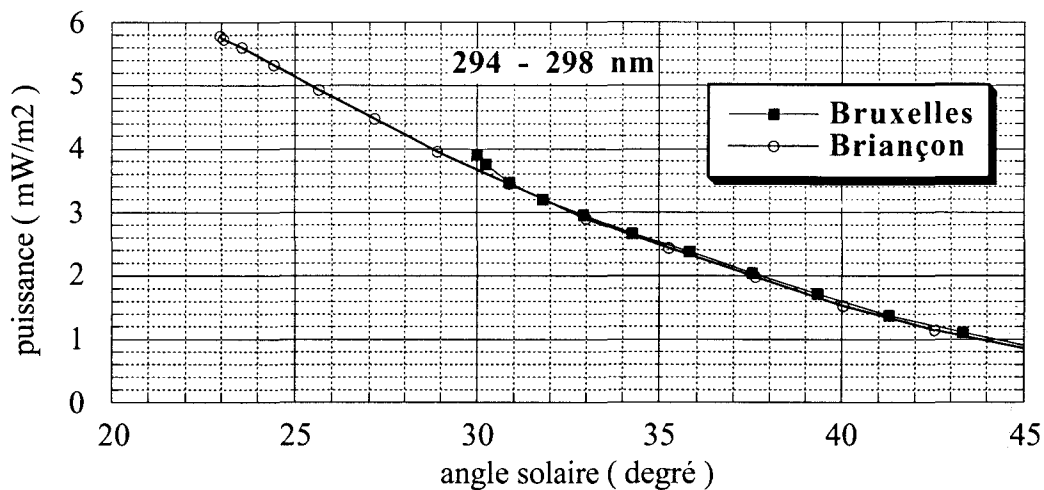


Figure A.13b. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 294-298 nm.

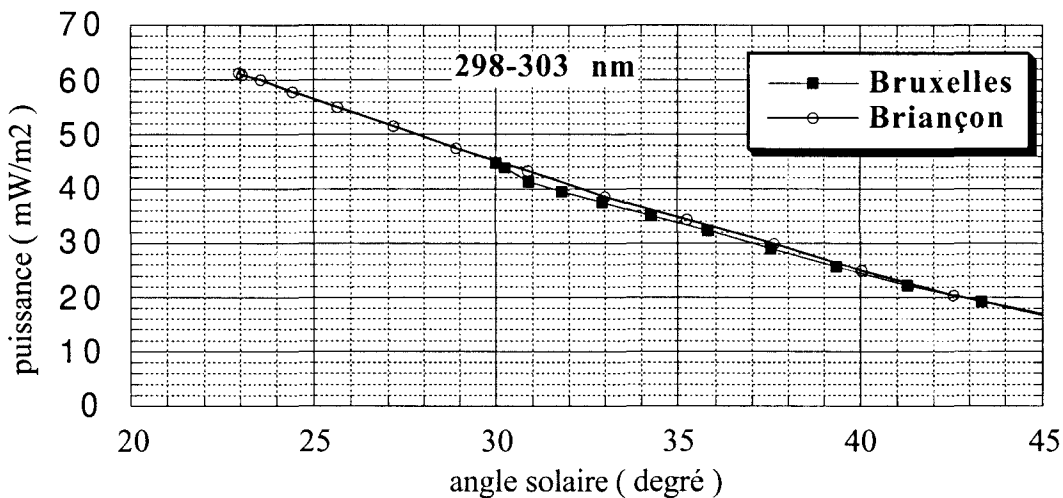


Figure A.13c. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 298-303 nm.

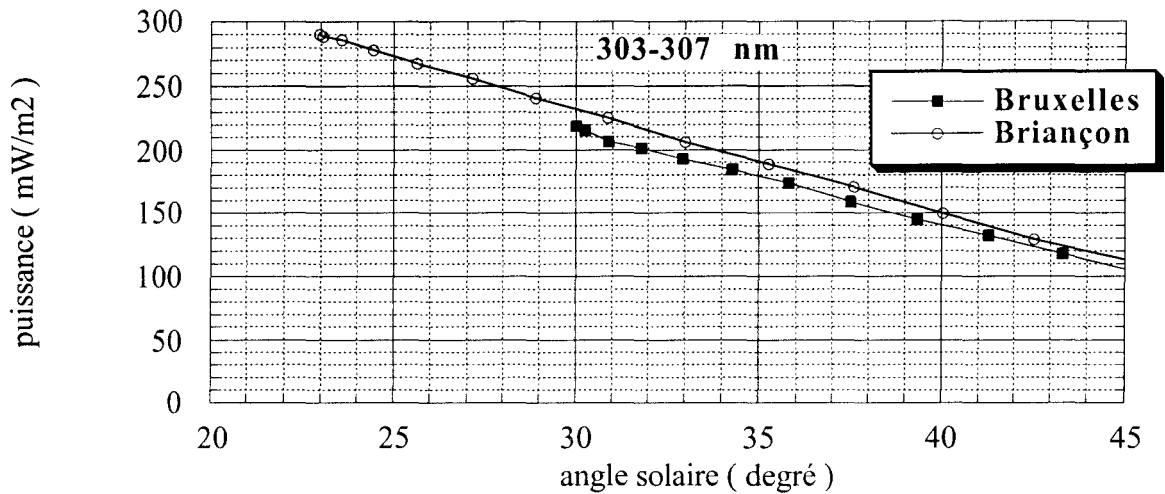


Figure A.13d. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 303-307 nm.

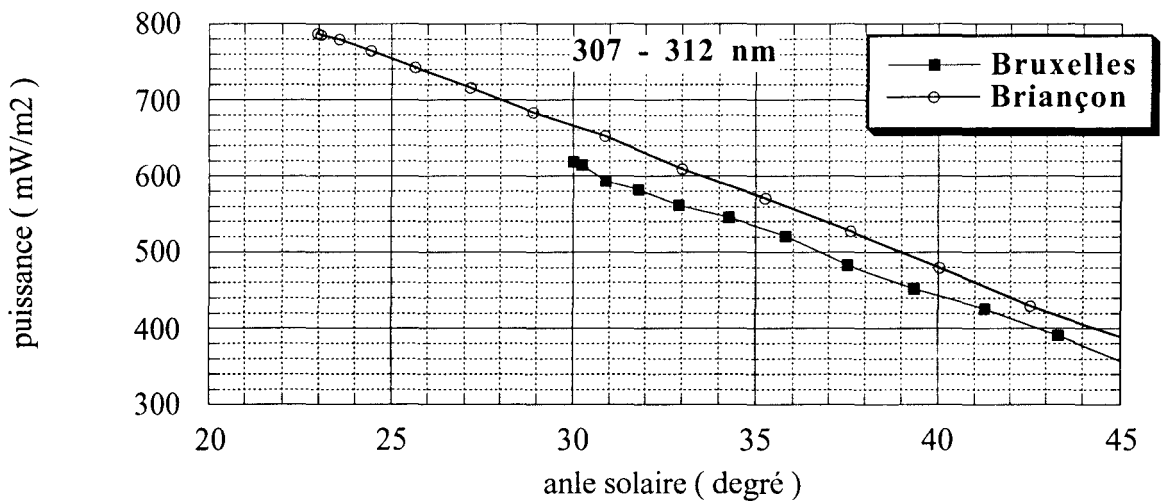


Figure A.13e. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 307-312 nm.

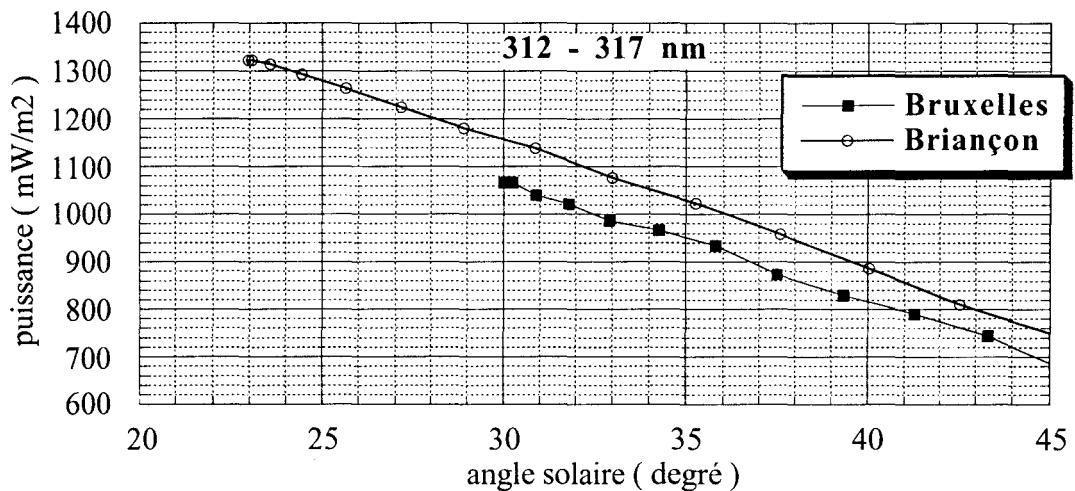


Figure A.13f. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 312-317 nm.

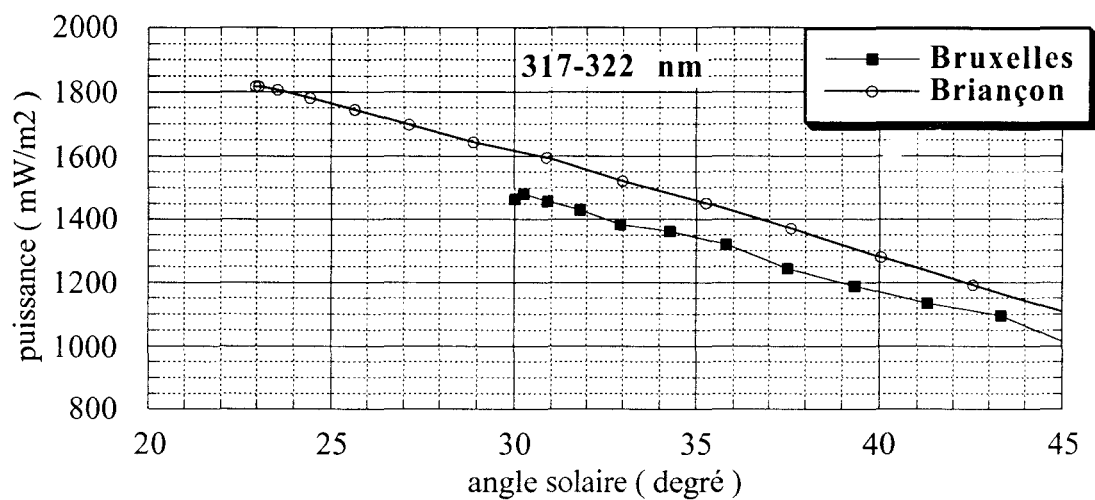


Figure A.13g. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 317-322 nm.

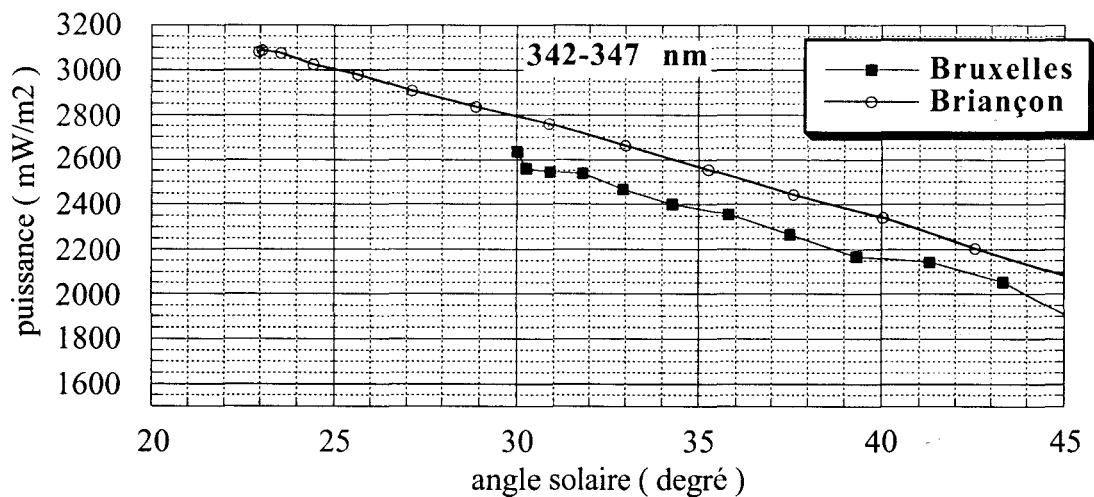


Figure A.13h. Variations diurnes à Briançon (11 juillet 1996) et à Bruxelles (17 juillet 1996). Intensité du rayonnement pour l'intervalle : 342-347 nm.

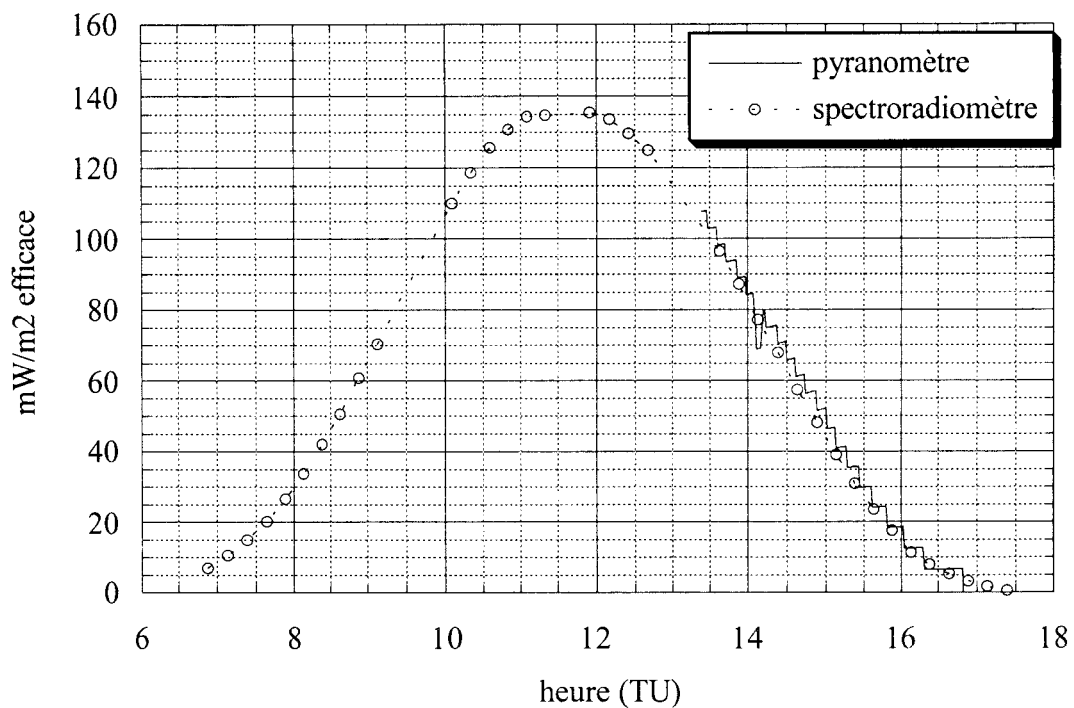


Figure A.14a. Briançon, 12 mars 1996. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

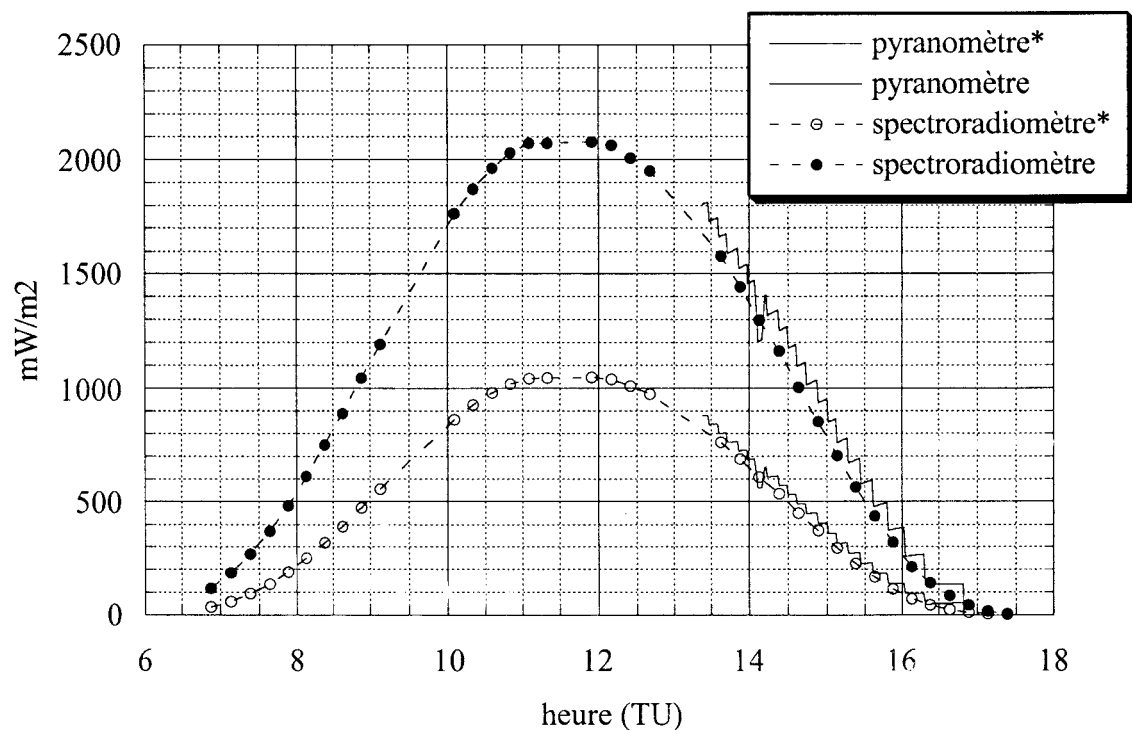


Figure A.14b. Briançon, 12 mars 1996. Puissance totale UV-B (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

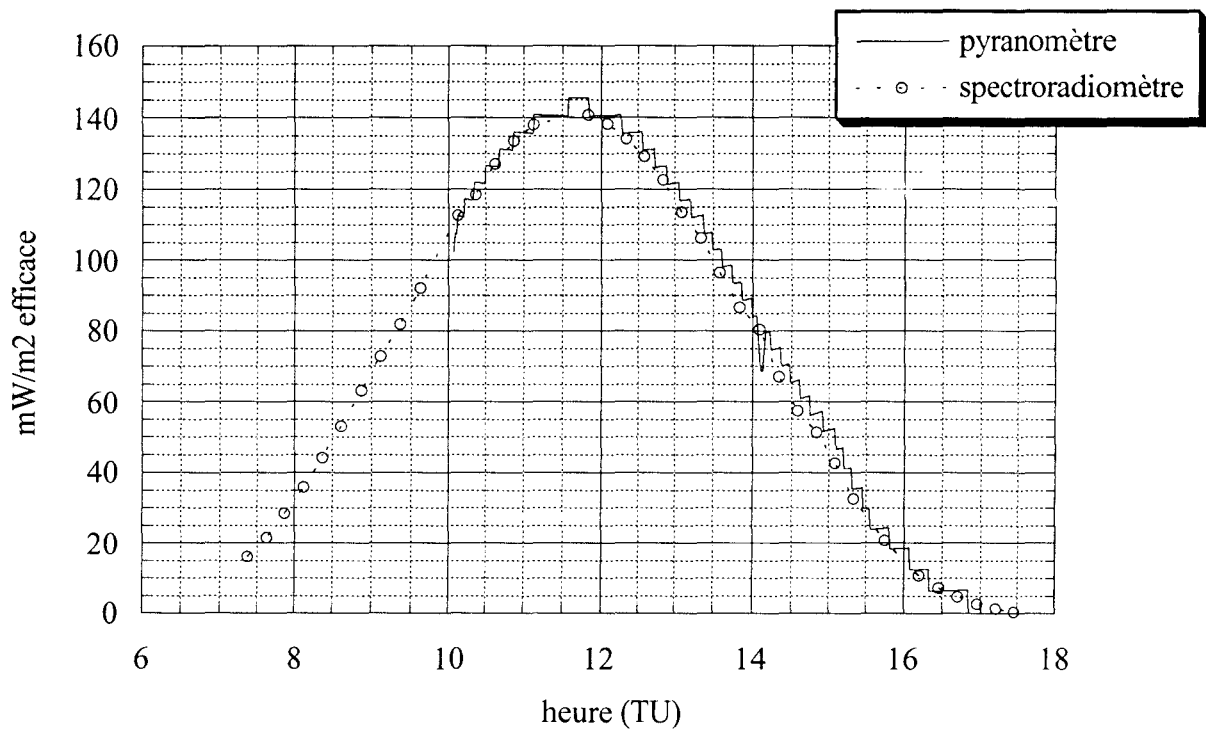


Figure A.15a. Briançon, 13 mars 1997. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

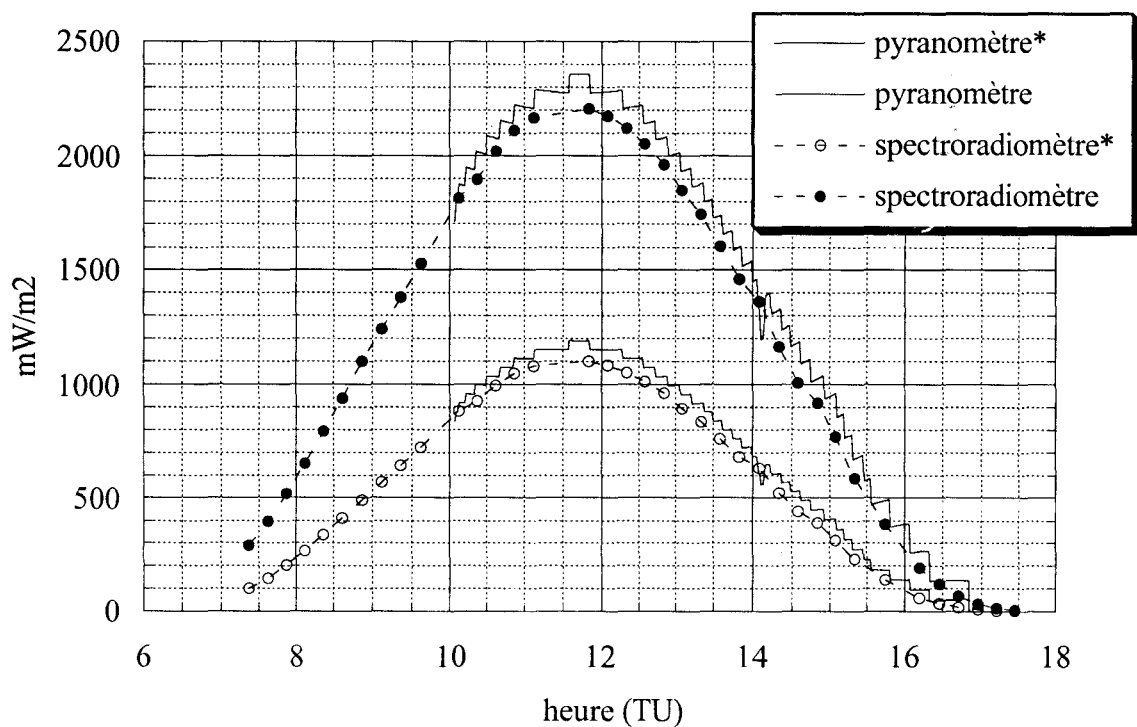


Figure A.15b. Briançon, 13 mars 1997. Puissance totale UV-B (280-30 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

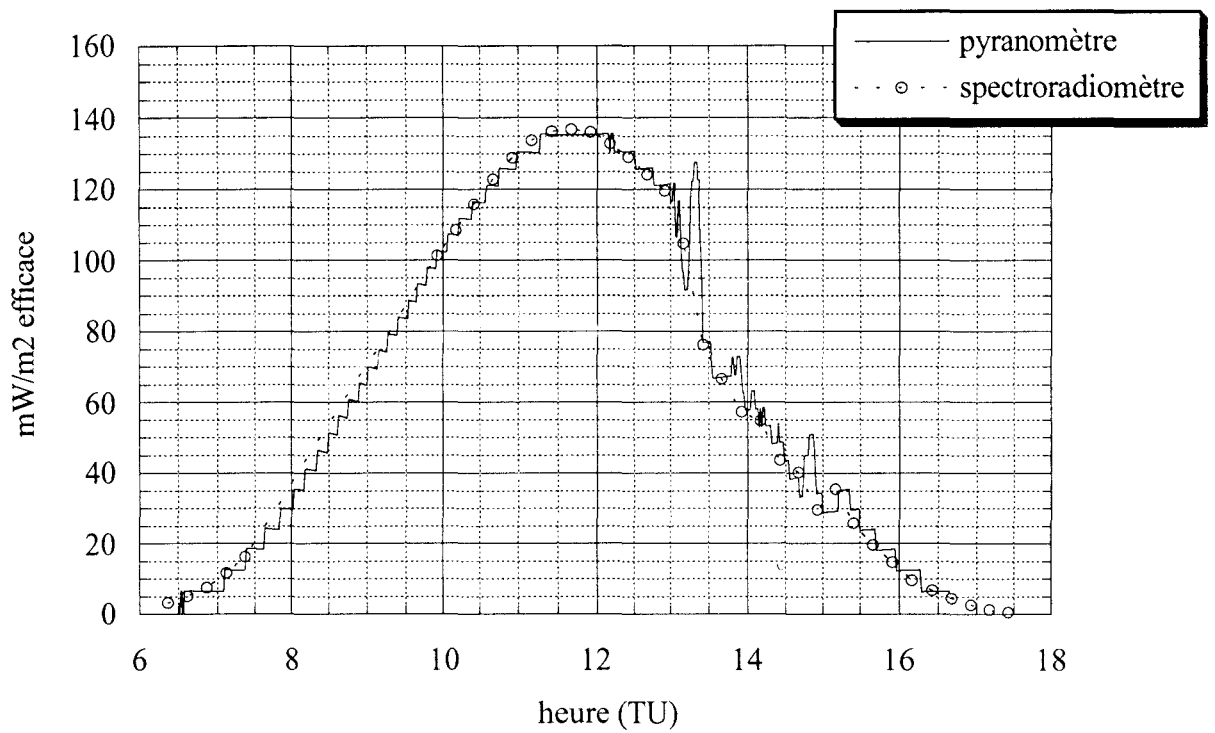


Figure A.16a. Briançon, 14 mars 1997. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

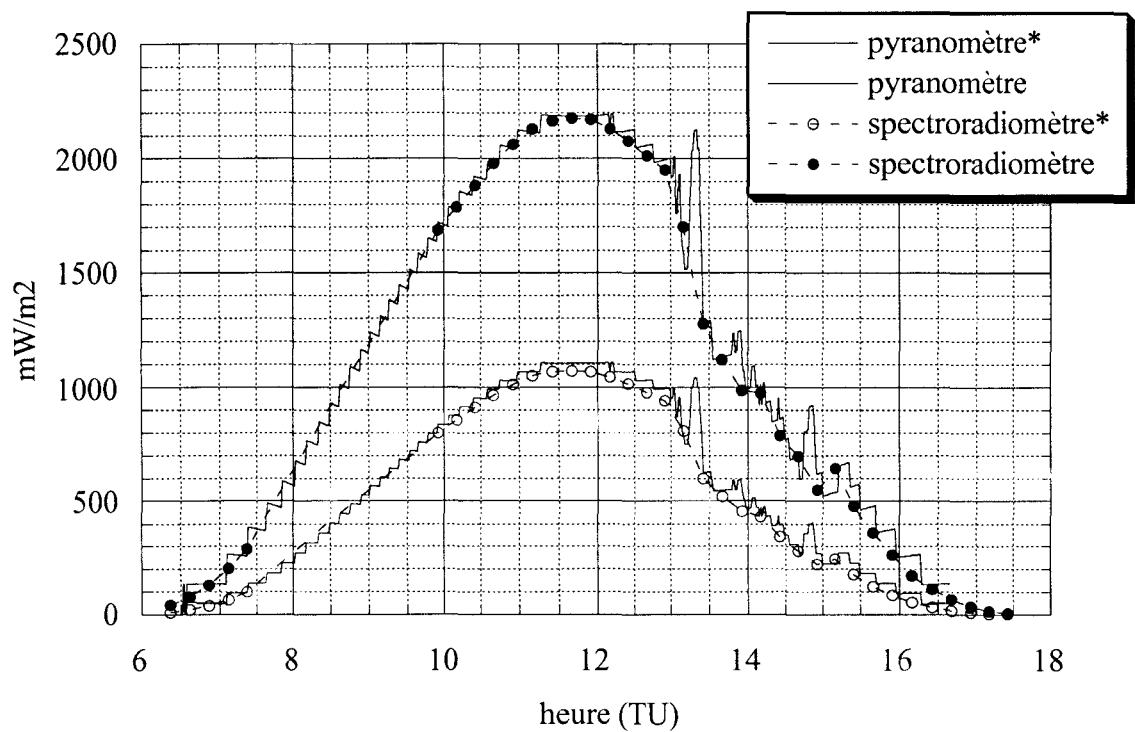


Figure A.16b. Briançon, 14 mars 1997. Puissance totale UVB (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*) : 280-315 nm

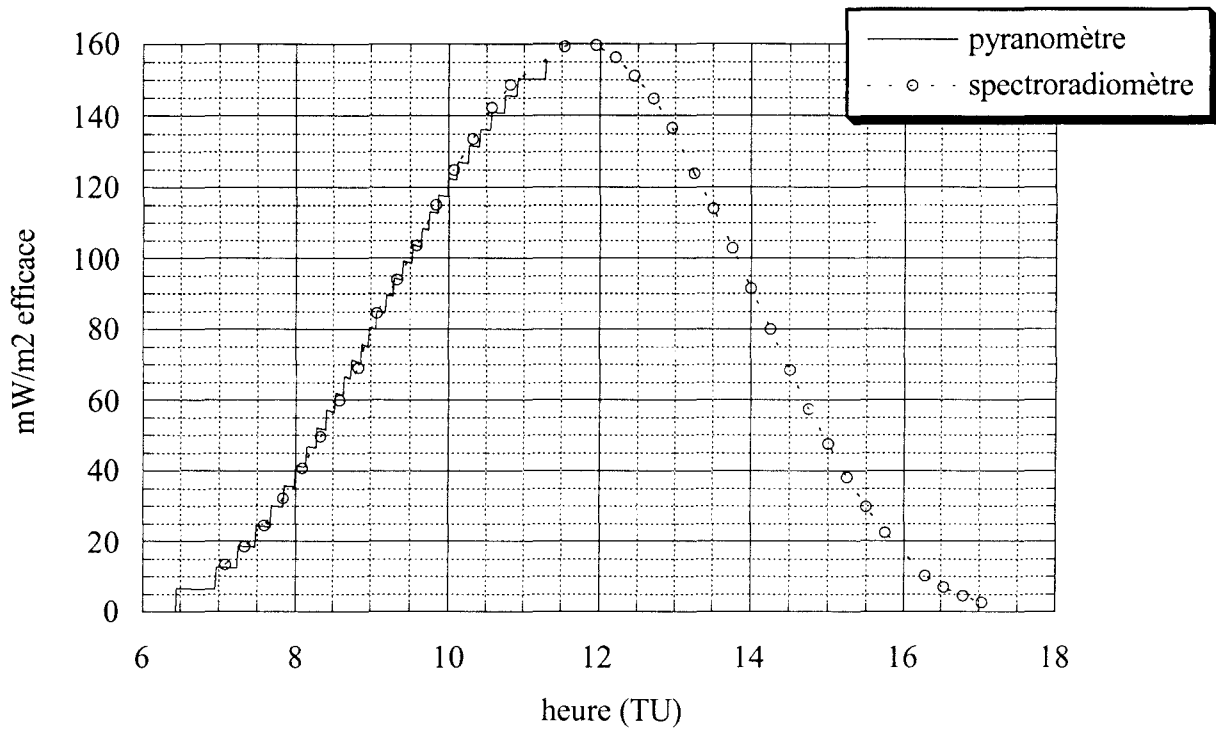


Figure A.17a. Briançon, 16 mars 1997. Puissance érythémale mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre.

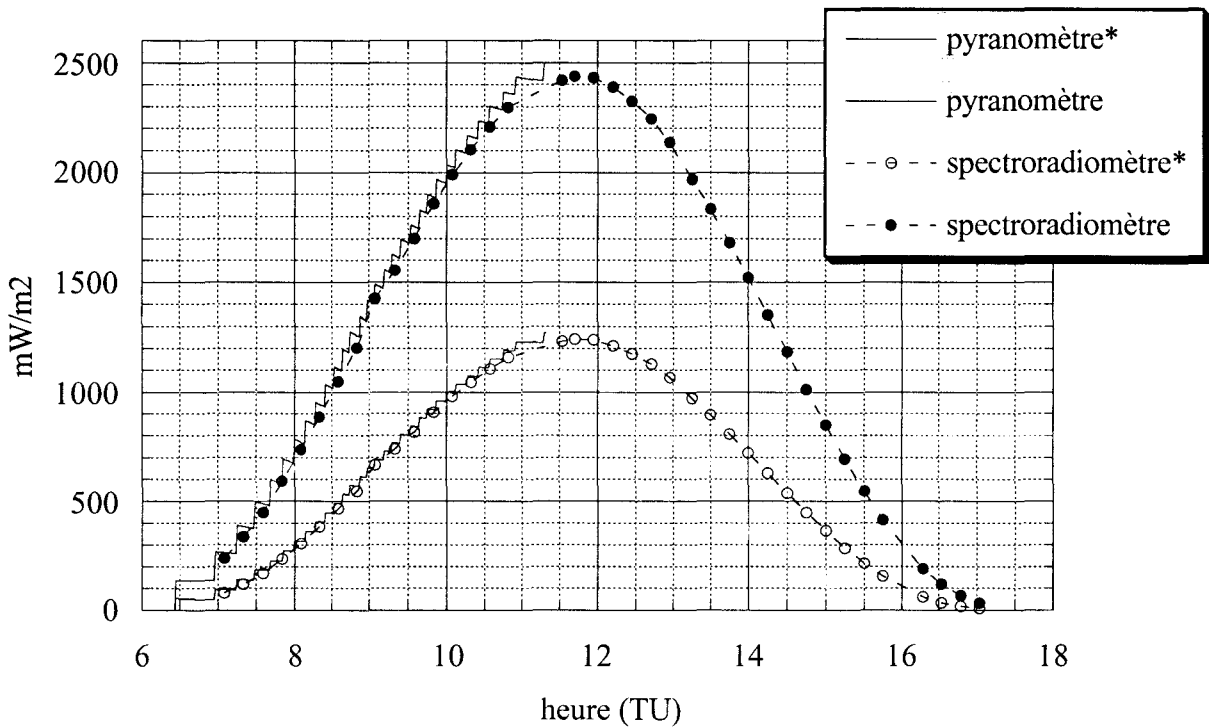


Figure A.17b. Briançon, 16 mars 1997. Puissance totale UVB (280-320 nm) mesurée par le spectroradiomètre et le pyranomètre. (*): 280-315 nm

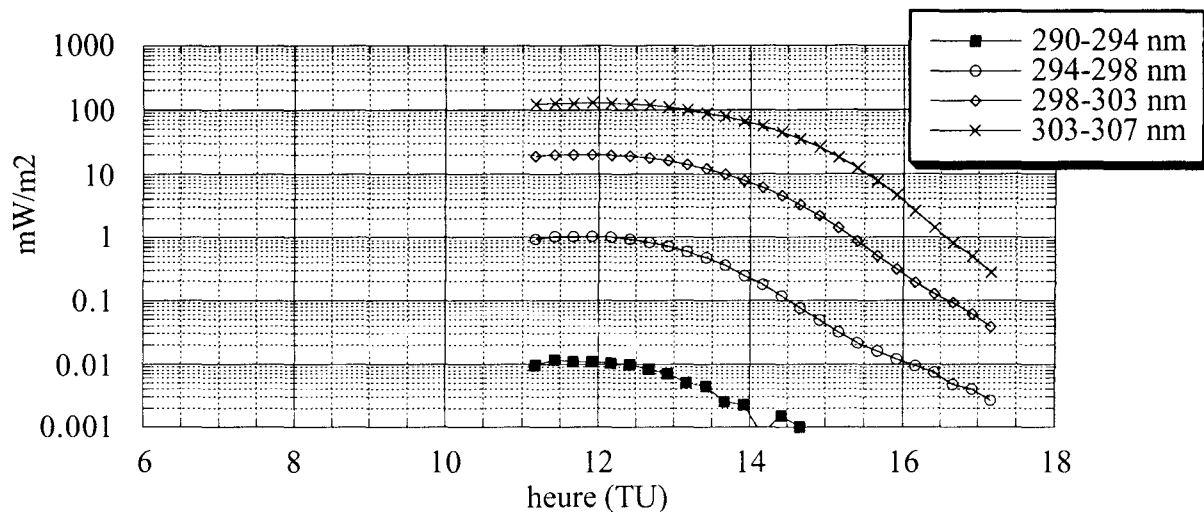


Figure A.18a. Briançon, 10 mars 1997.

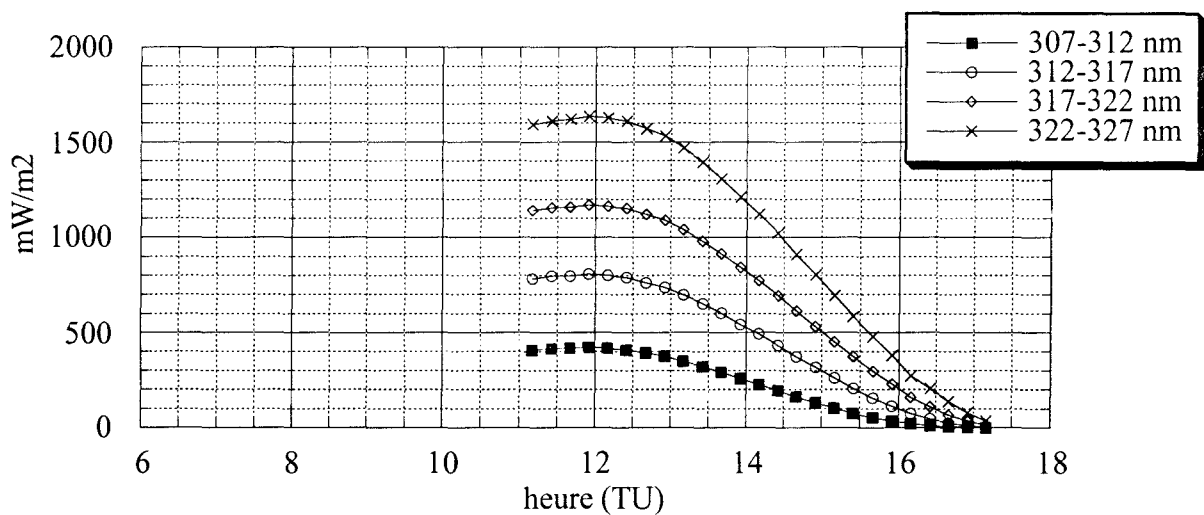


Figure A.18b. Briançon, 10 mars 1997.

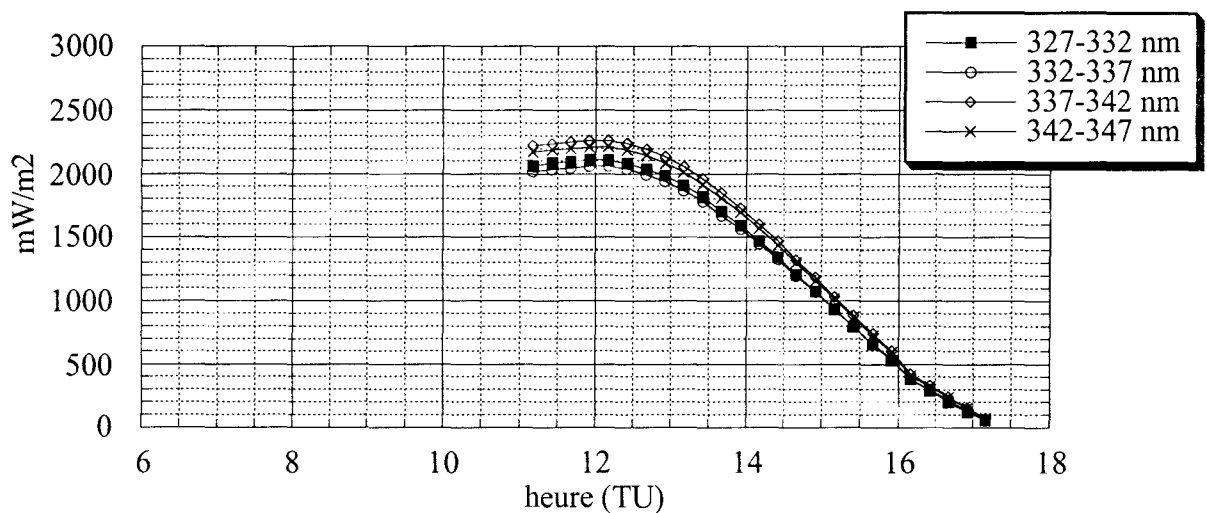


Figure A.18c. Briançon, 10 mars 1997.

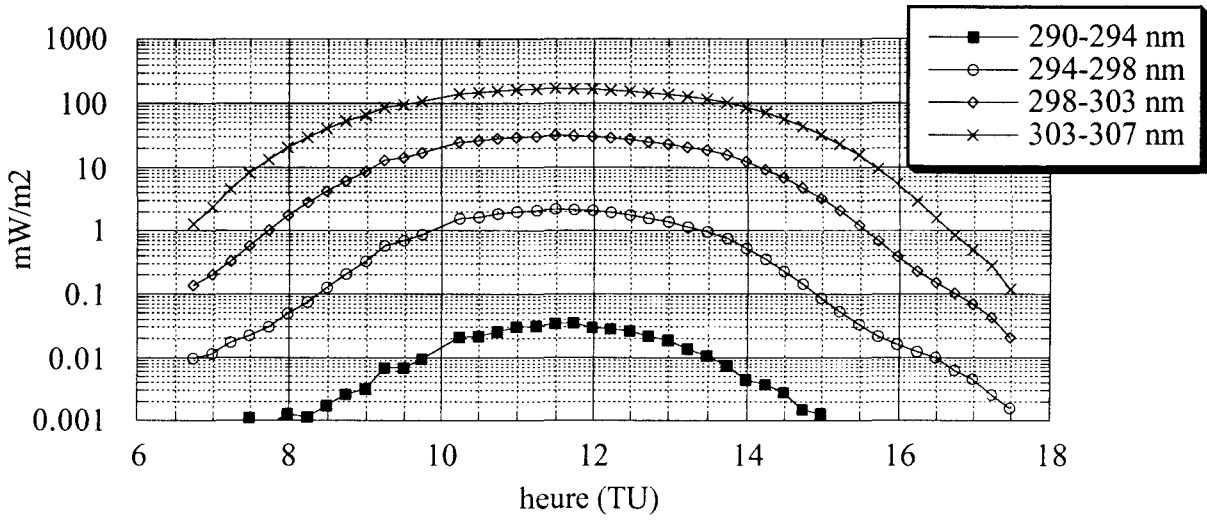


Figure A.19a. Briançon, 11 mars 1996.

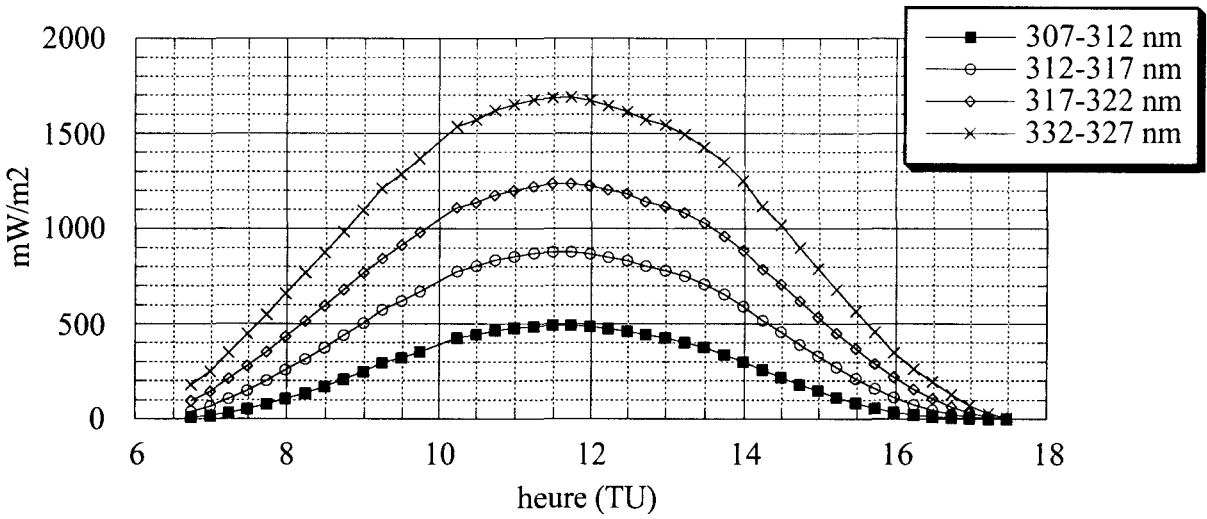


Figure A.19b. Briançon, 11 mars 1996.

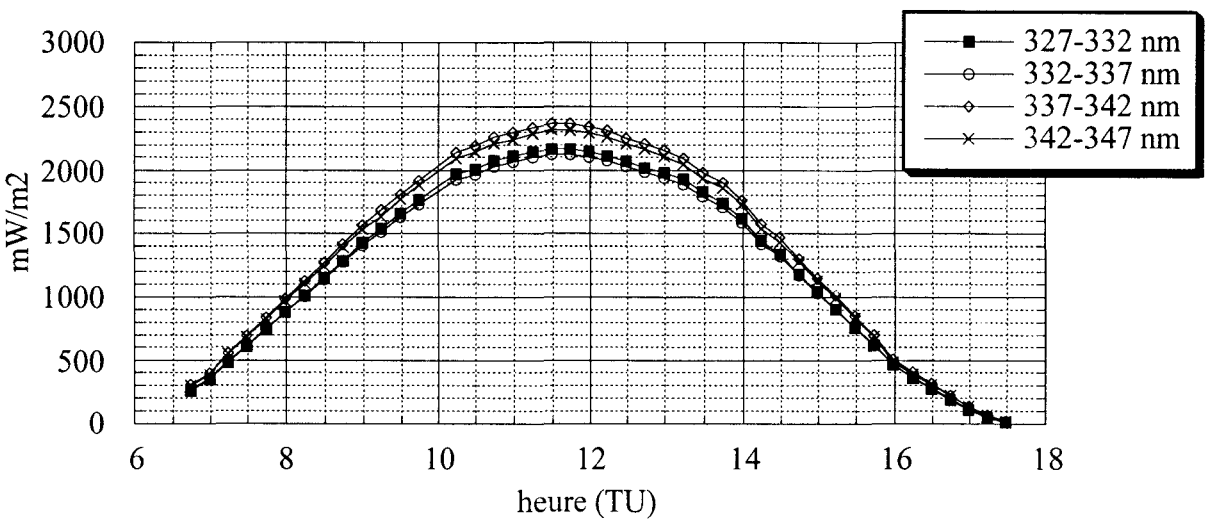


Figure 18c. Briançon, 11 mars 1996.

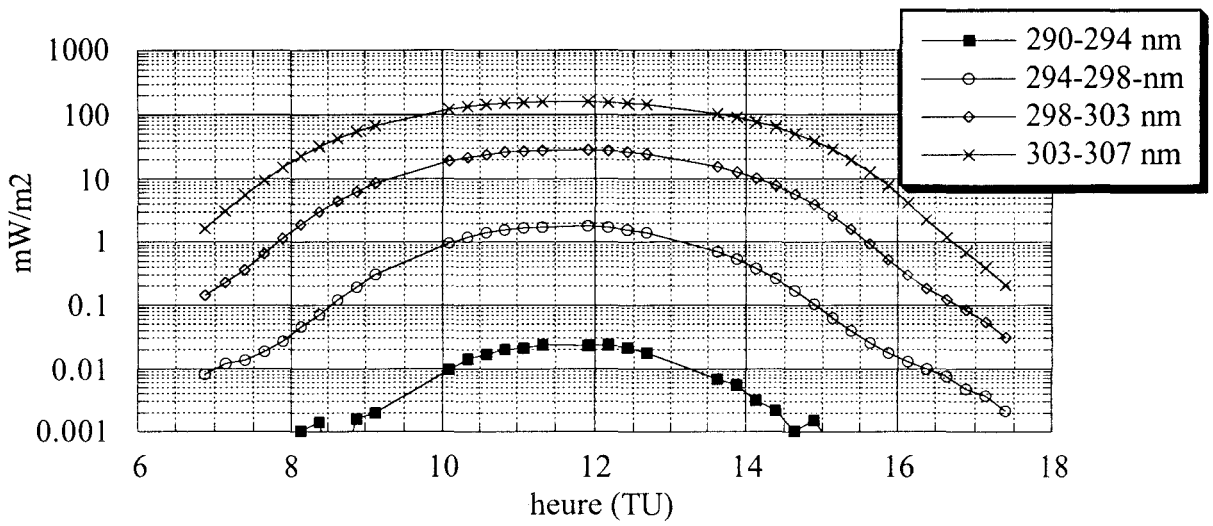


Figure A.20a. Briançon, 12 mars 1997.

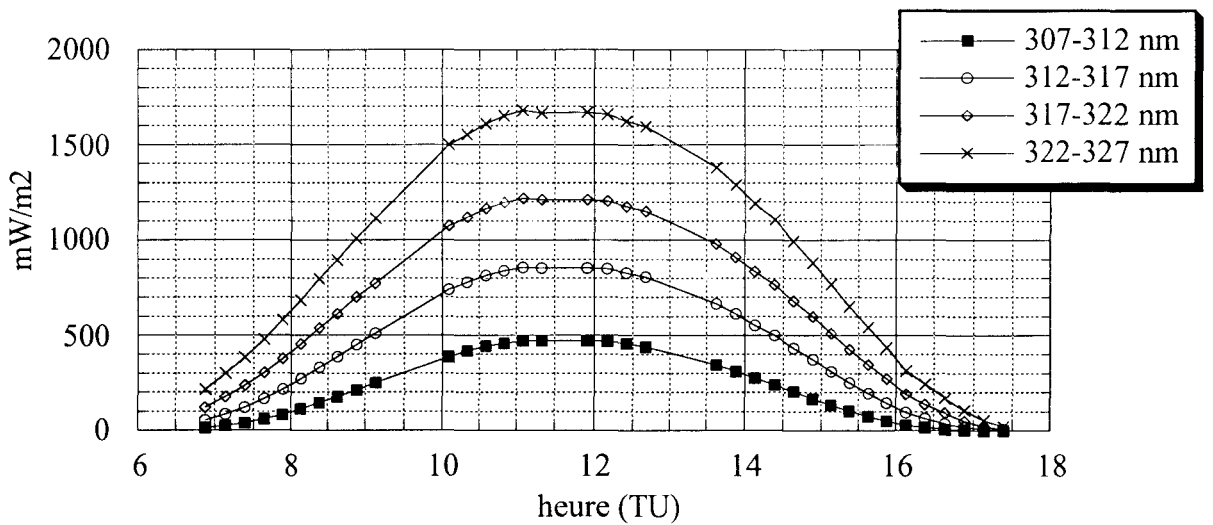


Figure A.20b. Briançon, 12 mars 1997.

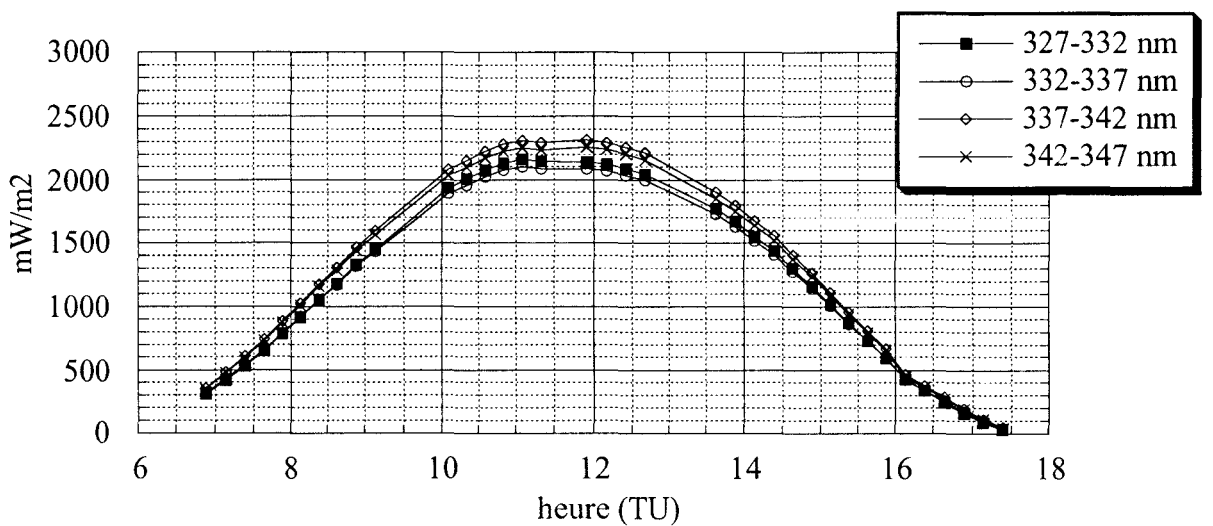


Figure A.20c. Briançon, 12 mars 1997.

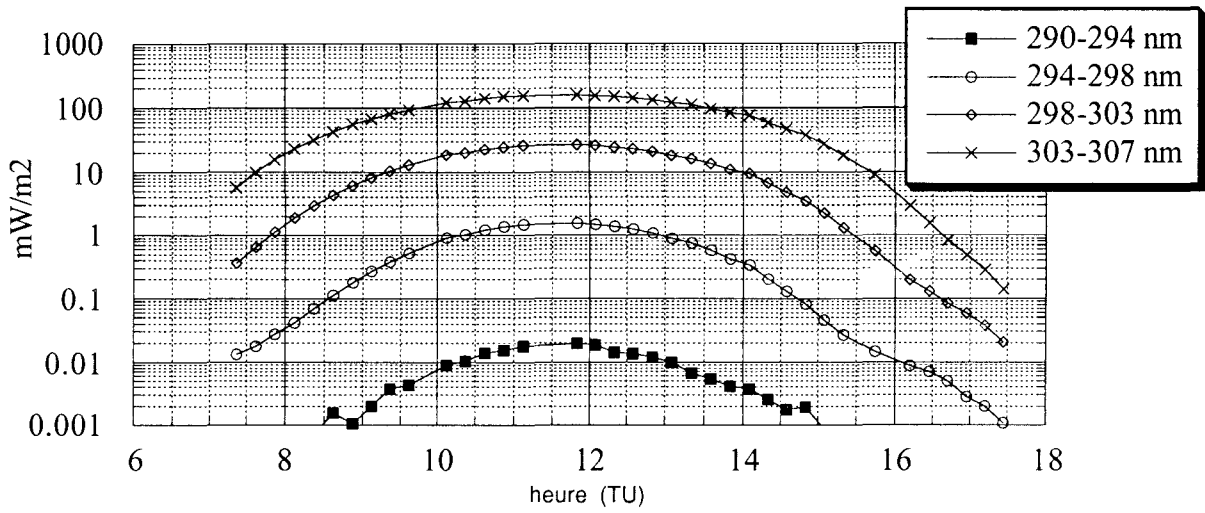


Figure A.21a. Briançon, 13 mars 1997.

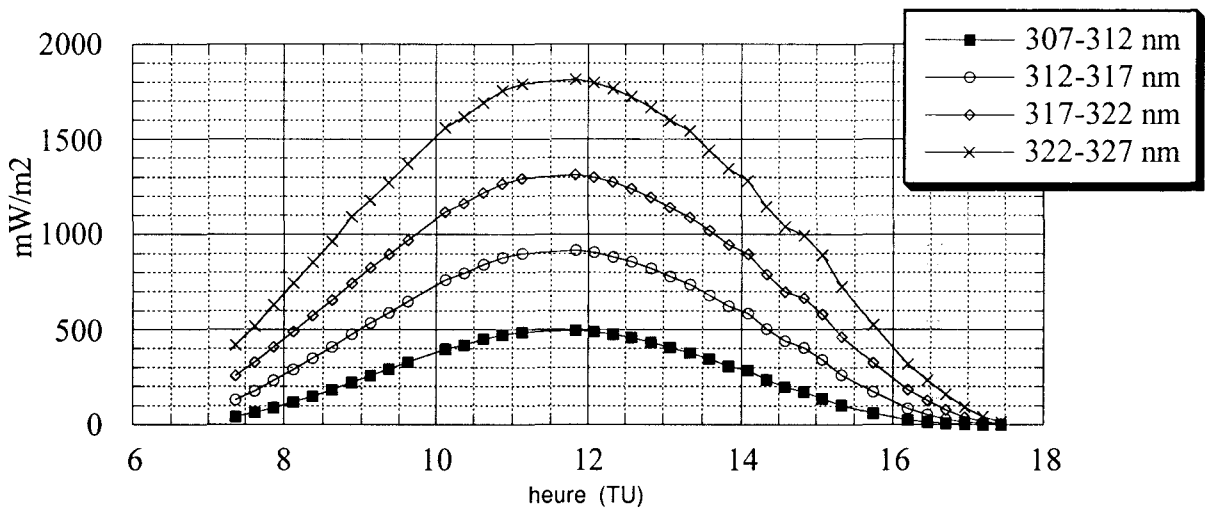


Figure A.21c. Briançon, 13 mars 1997.

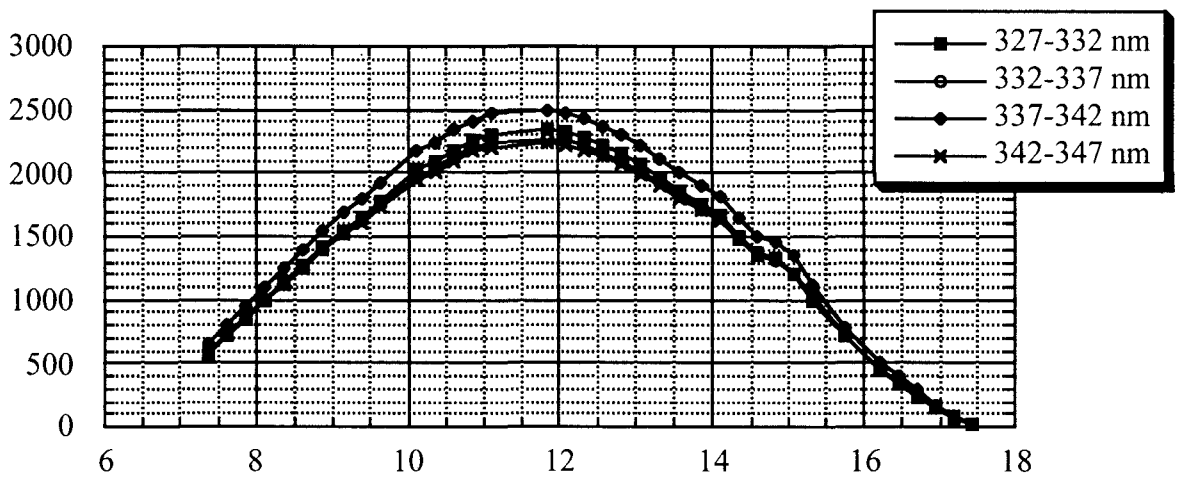


Figure A.21c. Briançon, 13 mars 1997.

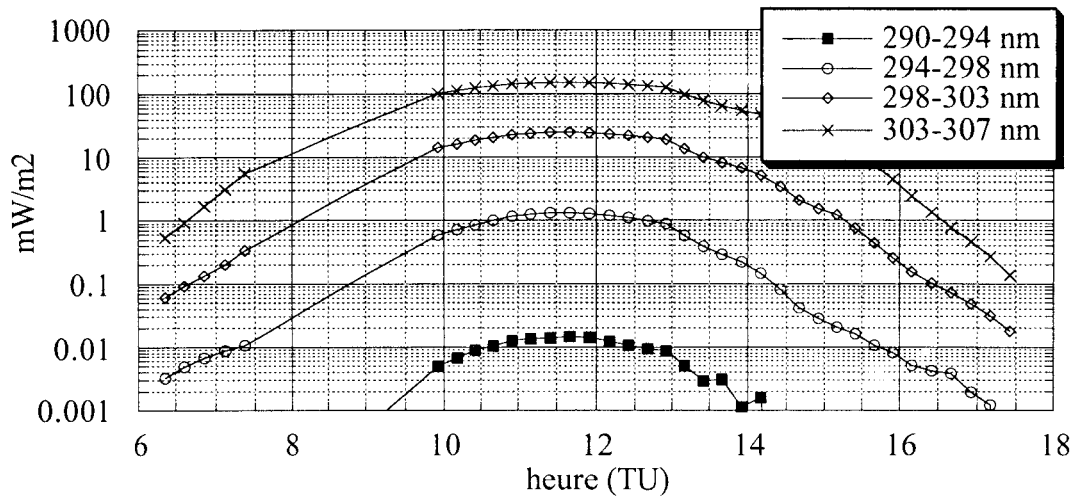


Figure A.22a. Briançon, 14 mars 1997.

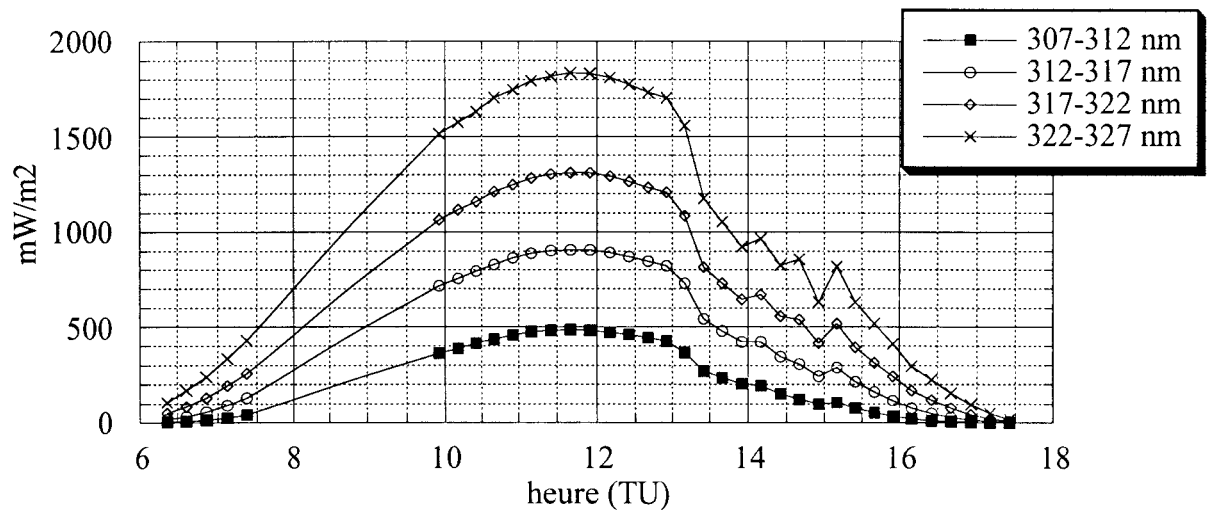


Figure A.22b. Briançon, 14 mars 1997.

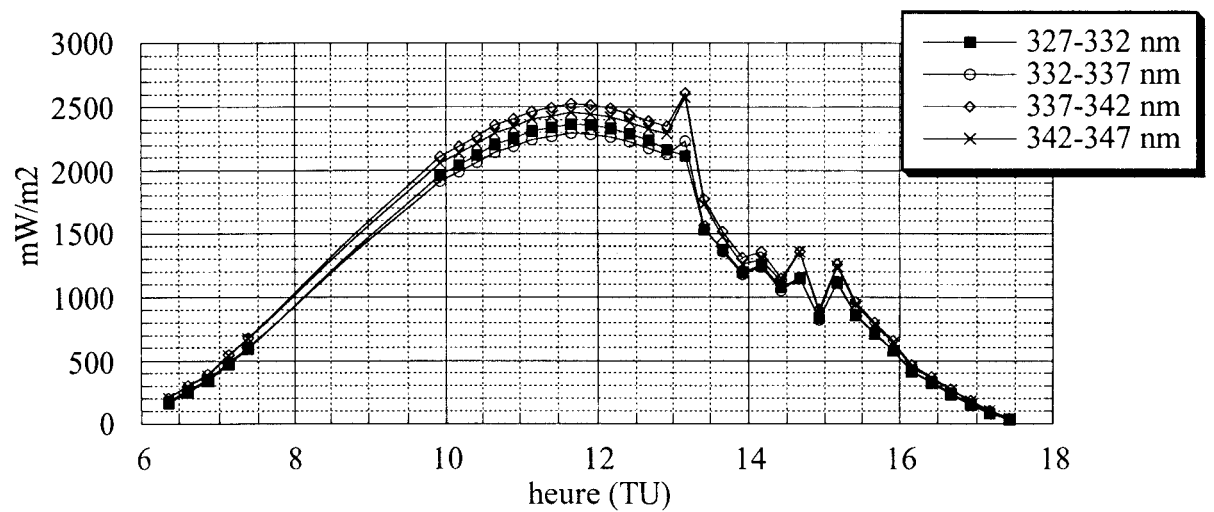


Figure A.22c. Briançon, 14 mars 1997.

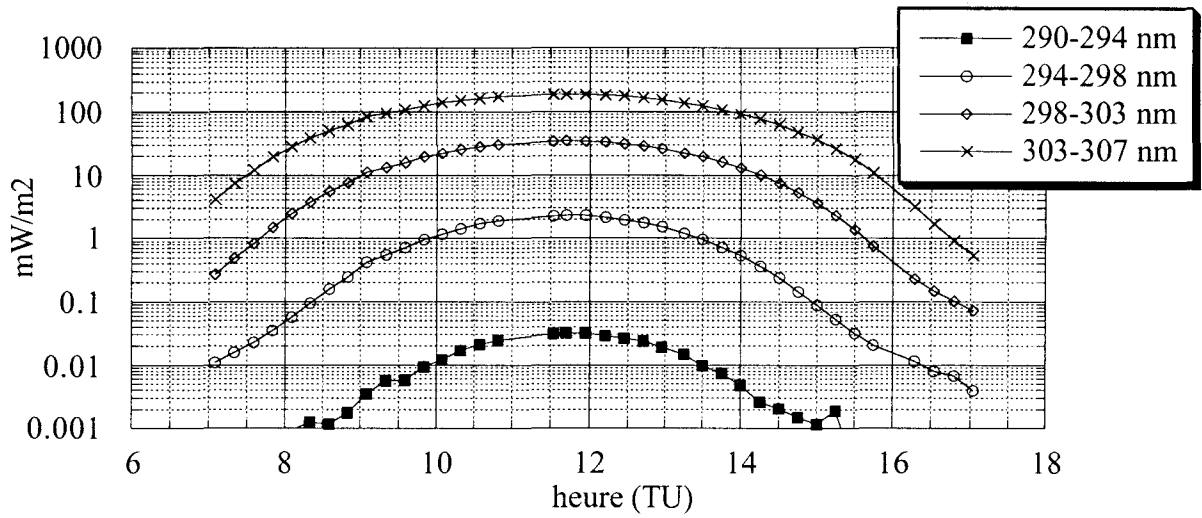


Figure A.23a. Briançon, 16 mars 1997.

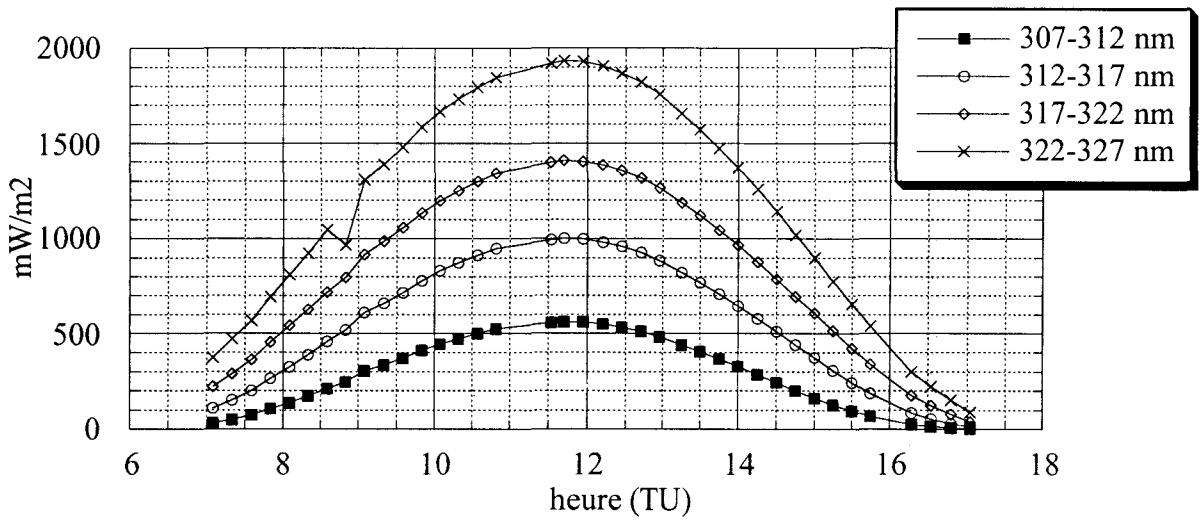


Figure A.23b. Briançon, 16 mars 1997.

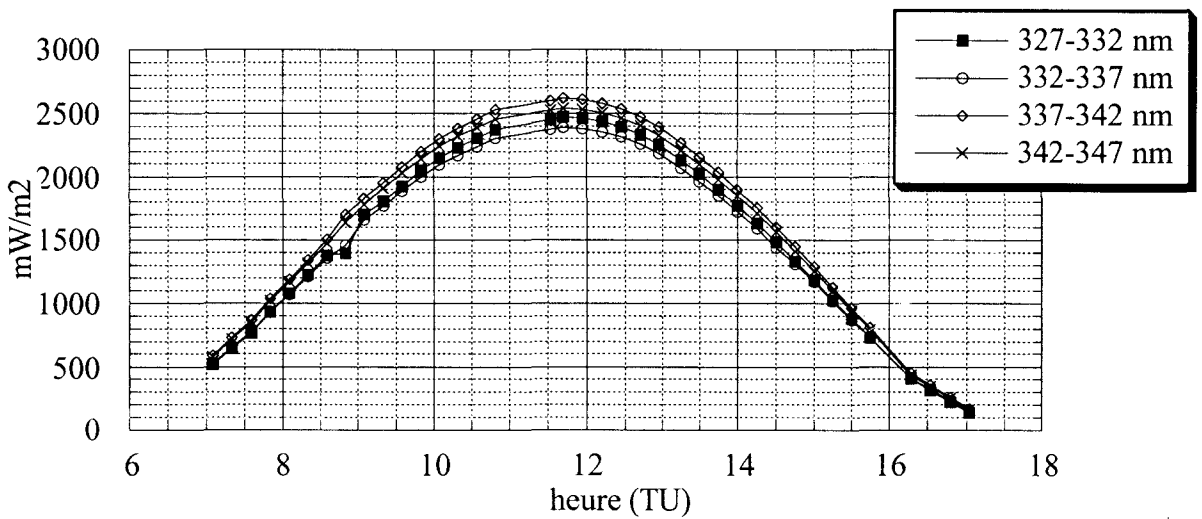


Figure A.23c. Briançon, 16 mars 1997.

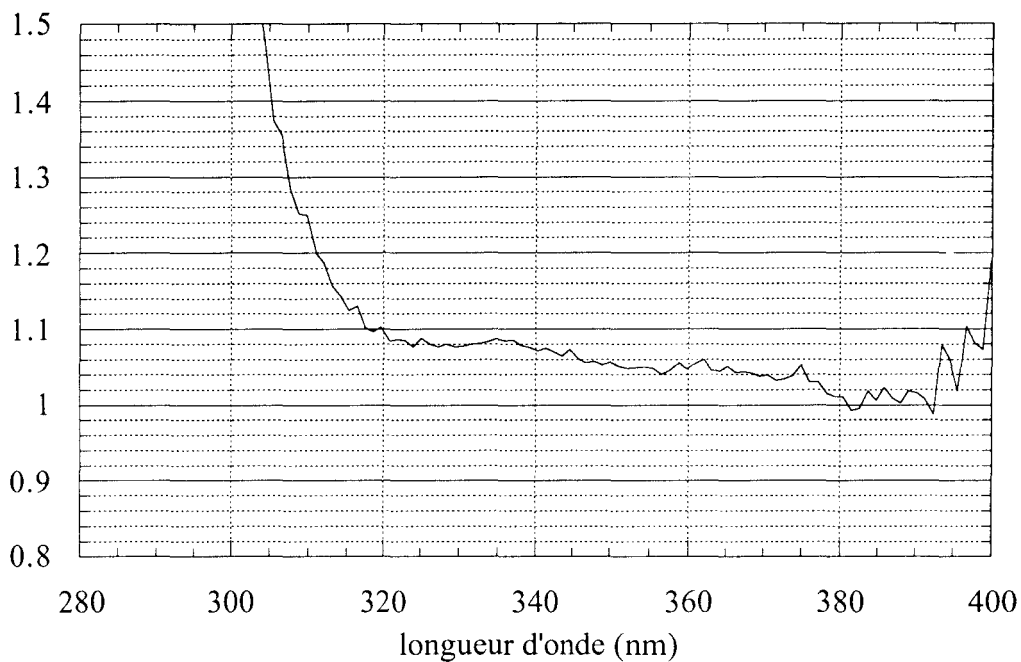


Figure A.24. Briançon, 10 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 317 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul.

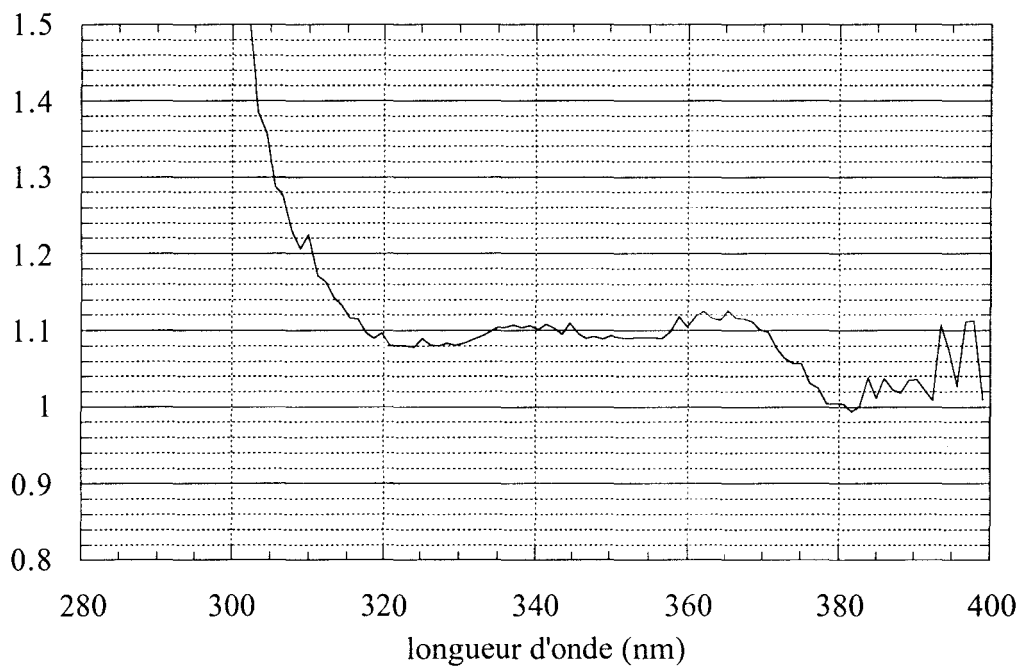


Figure A.25. Briançon, 11 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 276 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul.

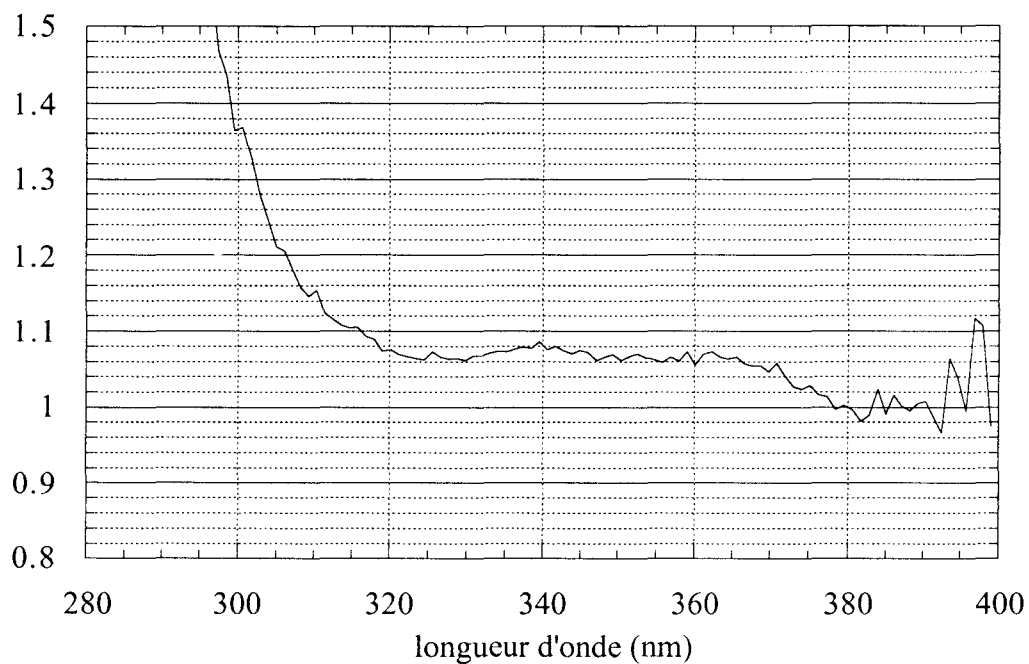


Figure A.26. Briançon, 12 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 287 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul.

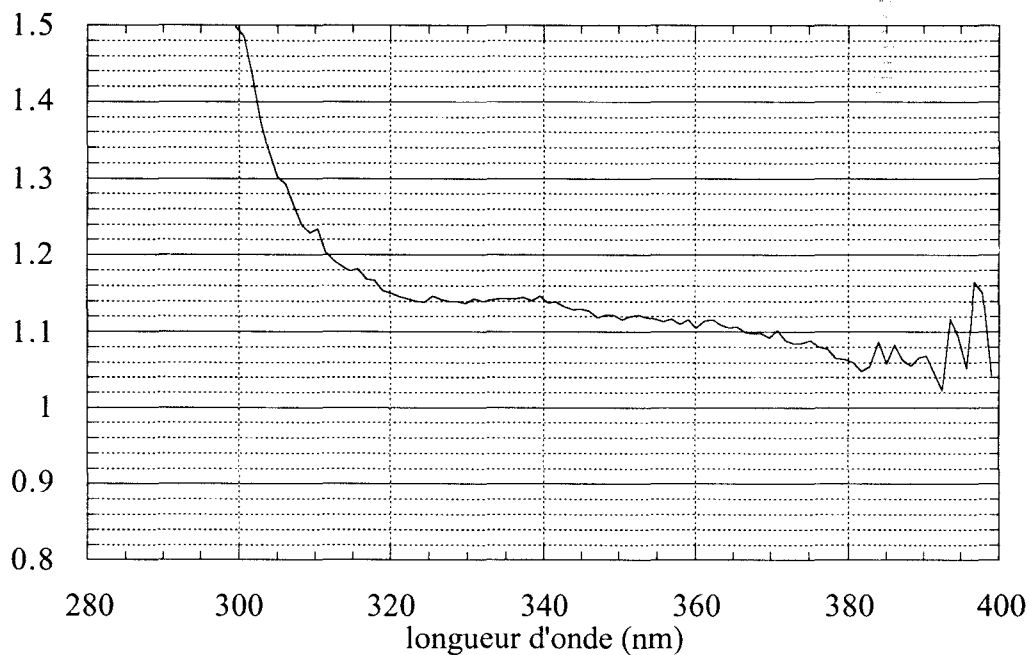


Figure A.27. Briançon, 13 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 291 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul.

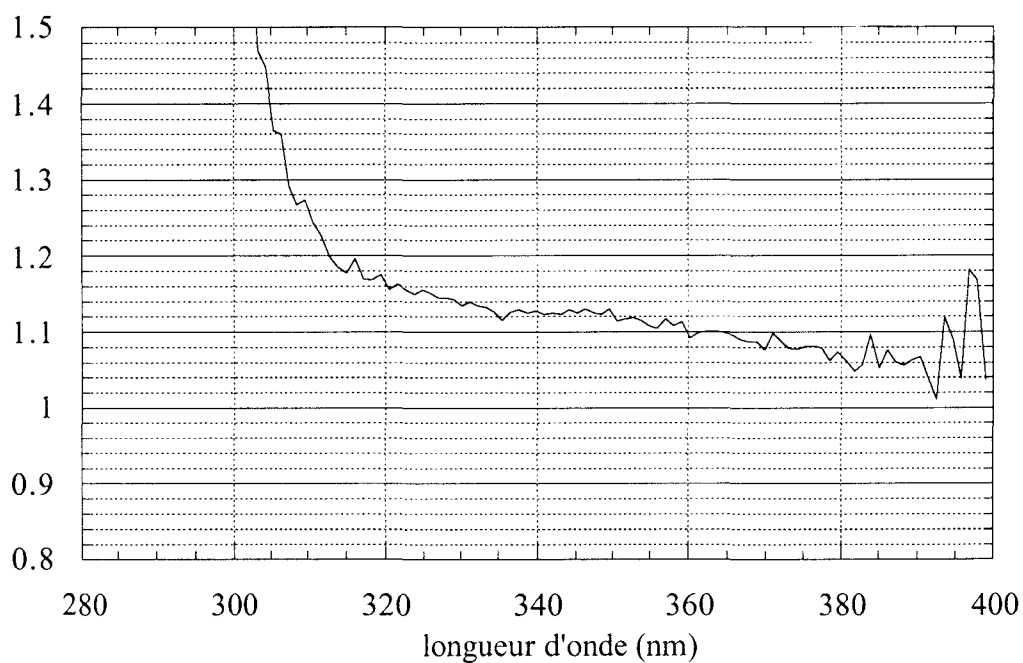


Figure A.28. Briançon, 14 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 311 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul.

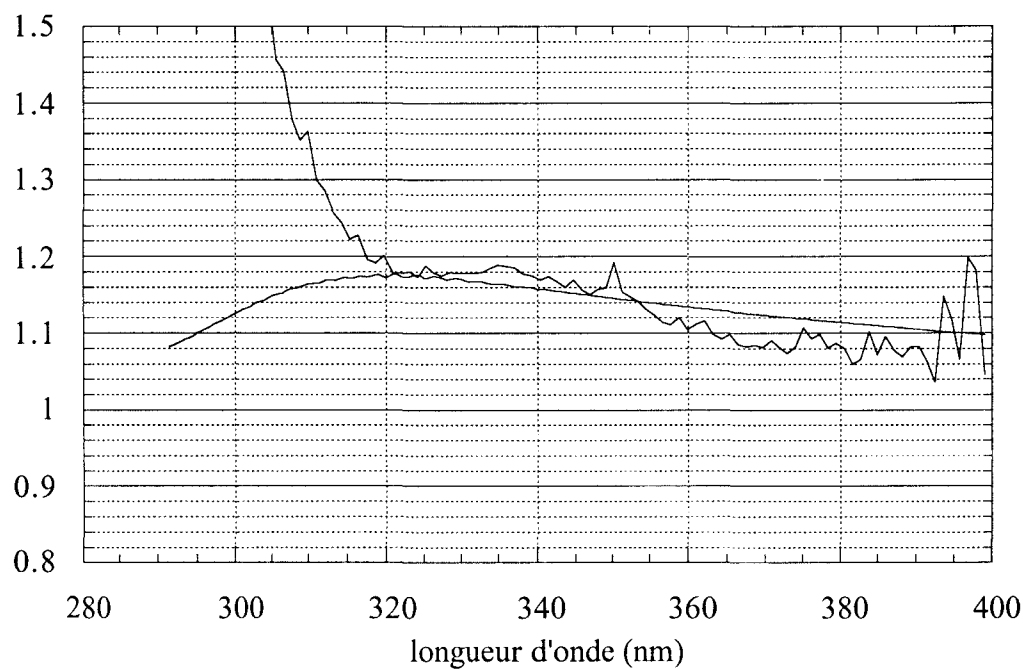


Figure A.29. Briançon, 16 mars 1997. Rapport mesure/modèle. Modèle : temps clair, 293 DU, $a=1.5$, $b=0.02$, albédo nul. Rapport transmittance calculée avec un albédo de 0.4 et un albédo nul.

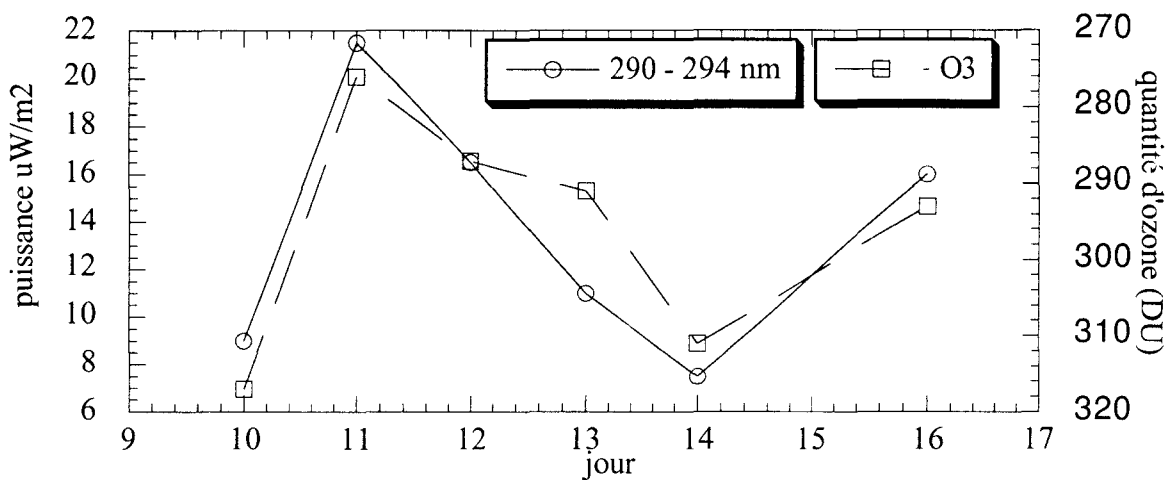


Figure A.30a. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés). Evolution de la quantité d'ozone mesurée par l'OHP.

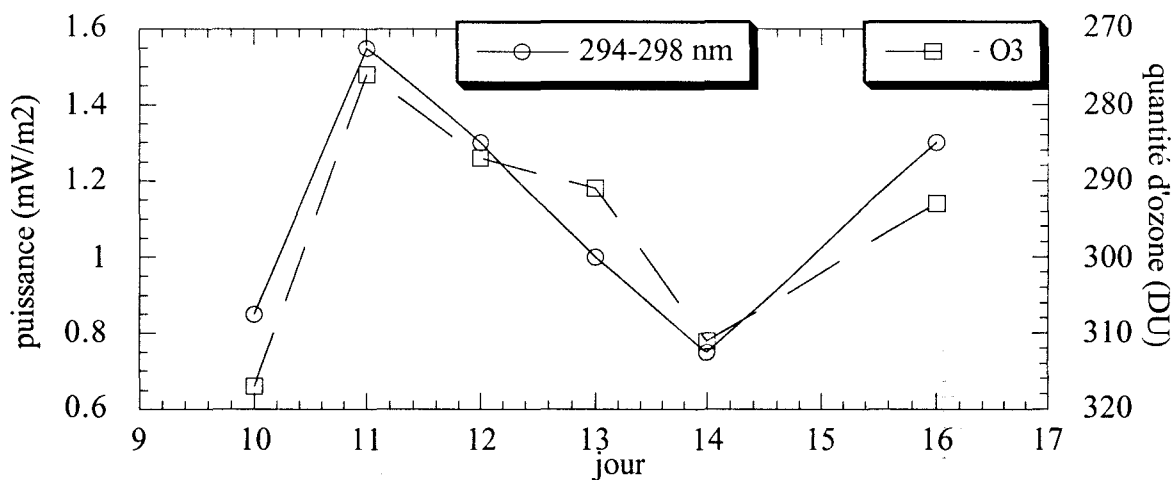


Figure A.30b. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés). Evolution de la quantité d'ozone mesurée par l'OHP.

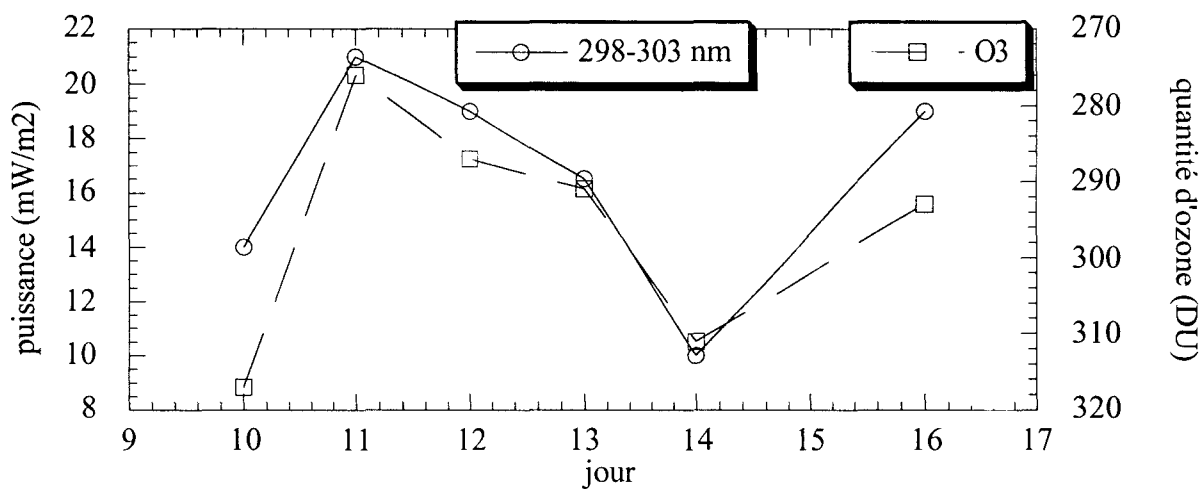


Figure A.30c. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés). Evolution de la quantité d'ozone mesurée par l'OHP.

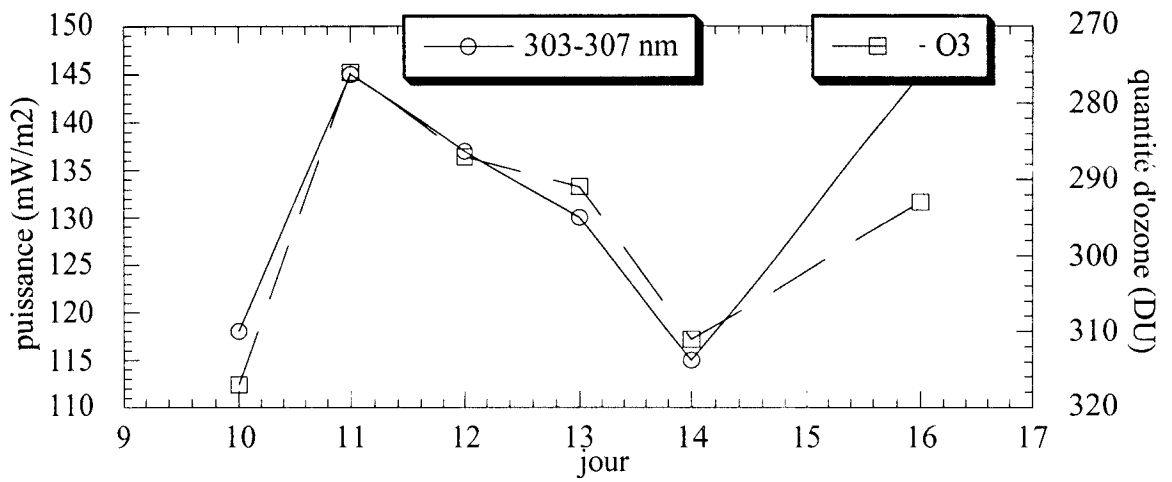


Figure A.30d. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés). Evolution de la quantité d'ozone mesurée par l'OHP.

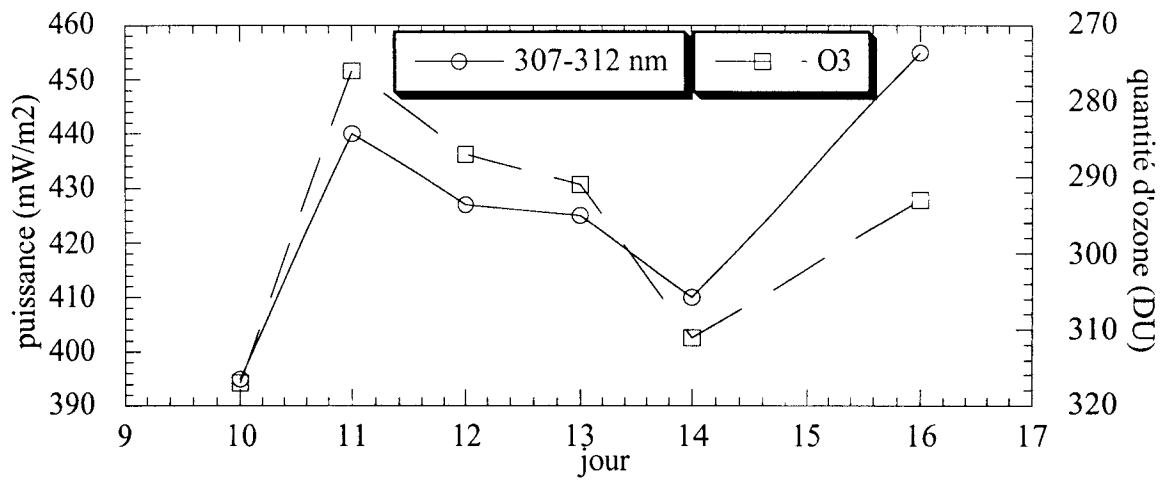


Figure A.30e. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés). Evolution de la quantité d'ozone mesurée par l'OHP.

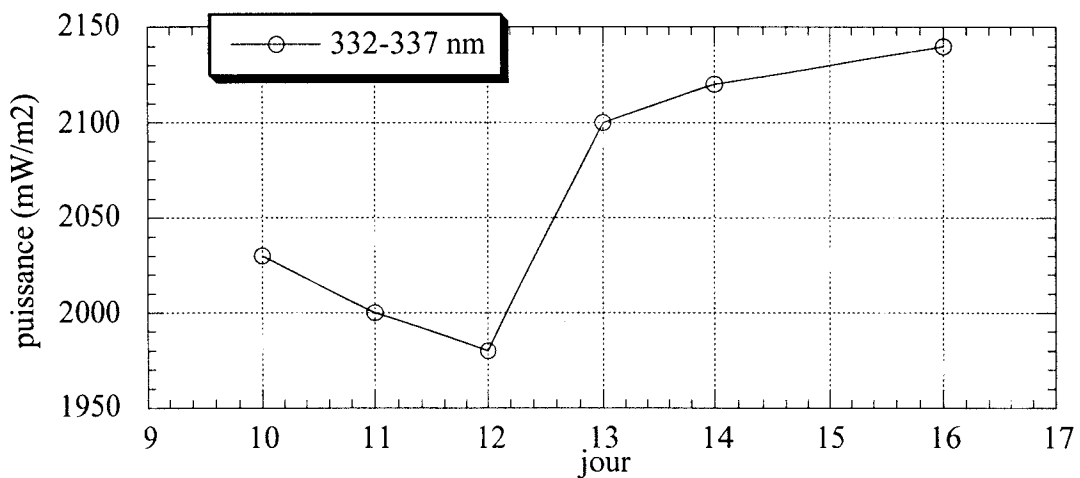


Figure A.30f. Evolution de l'intensité du rayonnement (sza : 50 degrés).

IV Mesures de l'épaisseur optique des aérosols pendant la campagne d'hiver à Briançon

Epaisseur optique des aérosols

BRIANCON 10/03/97

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

14.9833	.0405	.0246	.0119	.0005
14.9833	.0411	.0256	.0126	.0004
15.0000	.0408	.0245	.0125	.0004
15.2167	.0421	.0245	.0120	.0011
15.2333	.0416	.0246	.0125	.0015
15.2500	.0415	.0240	.0120	.0009
15.4167	.0415	.0262	.0122	.0026
15.4167	.0420	.0265	.0126	.0026
15.5000	.0439	.0265	.0128	.0036
15.5167	.0426	.0254	.0126	.0037
15.8833	.0447	.0273	.0130	.0063
15.9000	.0439	.0265	.0127	.0062
15.9000	.0448	.0276	.0128	.0063

Prorel 11/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

14.4333	.0471	.0242	.0134	.0034
14.6000	.0414	.0237	.0126	.0041
14.7000	.0406	.0220	.0106	.0072
14.8500	.0430	.0224	.0119	.0097
15.0333	.0485	.0268	.0138	.0140
15.0500	.0488	.0262	.0140	.0141
15.0500	.0492	.0267	.0141	.0144
15.2833	.0518	.0283	.0145	.0163
15.2833	.0482	.0264	.0133	.0158
15.4333	.0512	.0280	.0144	.0171
15.4500	.0554	.0305	.0160	.0181
15.4667	.0572	.0321	.0173	.0185
15.4833	.0546	.0307	.0164	.0183
15.5333	.0544	.0320	.0174	.0189
15.5333	.0601	.0331	.0179	.0198
15.6500	.0650	.0357	.0190	.0209
15.6667	.0611	.0360	.0196	.0209
15.6667	.0688	.0382	.0211	.0219
15.8167	.0485	.0273	.0134	.0167
15.8333	.0433	.0245	.0120	.0156
15.8333	.0420	.0241	.0112	.0152
15.9667	.0388	.0212	.0096	.0134
15.9833	.0361	.0205	.0084	.0129
16.0833	.0377	.0208	.0087	.0132
16.1000	.0363	.0210	.0088	.0132
16.1667	.0348	.0194	.0083	.0125
16.1667	.0321	.0194	.0084	.0122
16.2833	.0405	.0237	.0104	.0137
16.3000	.0391	.0218	.0098	.0133
16.3833	.0412	.0236	.0104	.0136
16.4000	.0405	.0227	.0102	.0129
16.4833	.0416	.0239	.0108	.0134
16.5000	.0399	.0225	.0105	.0131
16.5667	.0414	.0235	.0108	.0130

16.5667	.0429	.0239	.0107	.0133
16.6333	.0432	.0243	.0111	.0134
16.6333	.0450	.0243	.0114	.0136
16.7167	.0449	.0251	.0121	.0140
16.7167	.0470	.0265	.0129	.0144
16.7667	.0488	.0263	.0130	.0146
16.7833	.0486	.0260	.0131	.0144
16.8000	.0470	.0264	.0132	.0144
16.8500	.0501	.0275	.0143	.0152
16.8500	.0534	.0287	.0152	.0157
16.8500	.0537	.0297	.0152	.0161
16.8833	.0519	.0291	.0153	.0157
16.9000	.0536	.0292	.0154	.0158
16.9333	.0697	.0428	.0284	.0279

Briancon 12/03/97

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

13.8167	.0926	.0505	.0286	.0144
13.8167	.0945	.0505	.0299	.0148
13.8833	.0868	.0470	.0262	.0112
13.9333	.0914	.0502	.0276	.0121
13.9667	.0909	.0490	.0272	.0133
14.0167	.0985	.0533	.0308	.0085
14.0333	.1006	.0541	.0306	.0154
14.1500	.0846	.0485	.0245	.0108
14.2333	.0781	.0450	.0241	.0100
14.2833	.0699	.0398	.0210	.0073
14.4167	.0647	.0359	.0187	.0080
14.4667	.0646	.0363	.0181	.0080
14.5333	.0643	.0349	.0175	.0085
14.7167	.0687	.0392	.0194	.0107
14.9667	.0632	.0356	.0177	.0116
14.9667	.0639	.0356	.0180	.0117
15.2500	.0650	.0366	.0185	.0099
15.7000	.0661	.0368	.0182	.0104
15.7167	.0659	.0378	.0184	.0099
16.0167	.0681	.0380	.0192	.0145
16.0167	.0691	.0382	.0190	.0144
16.0667	.2233	.1911	.1681	.1056

Briancon 12/03/97

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

13.8167	.0926	.0505	.0286	.0144
13.8167	.0945	.0505	.0299	.0148
13.8833	.0868	.0470	.0262	.0112
13.9333	.0914	.0502	.0276	.0121
13.9667	.0909	.0490	.0272	.0133
14.0167	.0985	.0533	.0308	.0085
14.0333	.1006	.0541	.0306	.0154
14.1500	.0846	.0485	.0245	.0108
14.2333	.0781	.0450	.0241	.0100
14.2833	.0699	.0398	.0210	.0073
14.4167	.0647	.0359	.0187	.0080
14.4667	.0646	.0363	.0181	.0080
14.5333	.0643	.0349	.0175	.0085
14.7167	.0687	.0392	.0194	.0107

14.9667	.0632	.0356	.0177	.0116
14.9667	.0639	.0356	.0180	.0117
15.2500	.0650	.0366	.0185	.0099
15.7000	.0661	.0368	.0182	.0104
15.7167	.0659	.0378	.0184	.0099
16.0167	.0681	.0380	.0192	.0145
16.0167	.0691	.0382	.0190	.0144

Prorel 13/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

12.4167	.0429	.0211	.0104	.0055
12.4333	.0432	.0255	.0117	.0064
12.4667	.0433	.0213	.0112	.0072
12.5667	.0447	.0246	.0104	.0054
14.4333	.0412	.0226	.0090	.0152
14.4333	.0415	.0226	.0100	.0147
14.4333	.0433	.0232	.0098	.0150
15.0000	.0424	.0234	.0097	.0147
15.0000	.0419	.0239	.0094	.0154
15.0000	.0383	.0234	.0095	.0140
16.0167	.0440	.0245	.0097	.0110
16.0167	.0463	.0266	.0111	.0144
16.5500	.0460	.0263	.0113	.0097
16.5833	.0456	.0259	.0117	.0141
16.6667	.0442	.0239	.0094	.0117
16.6667	.0435	.0245	.0099	.0120
16.7000	.0445	.0242	.0099	.0128
16.7500	.0485	.0275	.0130	.0153
16.7667	.0458	.0265	.0127	.0158
16.7833	.0428	.0240	.0102	.0132
16.8000	.0447	.0249	.0109	.0139
16.8167	.0447	.0244	.0106	.0135
16.8333	.0462	.0255	.0108	.0134
16.8500	.0464	.0251	.0107	.0123
16.8667	.0443	.0246	.0108	.0132
16.8833	.0451	.0244	.0107	.0131
16.9000	.0450	.0242	.0107	.0133
16.9000	.0468	.0248	.0110	.0133
16.9167	.0434	.0240	.0106	.0131

Briancon 14/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

15.8667	.0882	.0499	.0264	.0183
15.8667	.0896	.0490	.0260	.0189
15.8833	.0897	.0496	.0264	.0186
15.9000	.0904	.0511	.0263	.0192

Briancon 15/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

10.3167	.0971	.0508	.0271	.0165
10.3500	.1012	.0590	.0281	.0125
10.3667	.1016	.0567	.0289	.0136
10.3667	.0989	.0537	.0293	.0181
10.3833	.0986	.0526	.0280	.0204
10.4000	.0970	.0515	.0282	.0142
10.4000	.0966	.0507	.0272	.0194

10.4167	.0967	.0517	.0282	.0188
10.4167	.0987	.0521	.0279	.0151
10.4333	.0951	.0547	.0294	.0098
10.4333	.1186	.0591	.0310	.0107

Prorel 15/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

12.6000	.0424	.0196	.0099	-.0005
12.6000	.0430	.0225	.0109	-.0004
12.6167	.0417	.0216	.0117	-.0001
13.6500	.0415	.0228	.0095	.0169
13.6667	.0401	.0220	.0094	.0172
13.6667	.0334	.0234	.0097	.0151
14.4000	.0406	.0230	.0085	.0196
14.4000	.0403	.0233	.0091	.0197
14.4000	.0410	.0230	.0088	.0196
15.0500	.0418	.0252	.0090	.0199
15.0667	.0411	.0263	.0092	.0203
15.0667	.0369	.0246	.0089	.0190
15.6167	.0417	.0244	.0086	.0197
15.6333	.0364	.0237	.0089	.0188
15.6833	.0424	.0252	.0090	.0198
15.8000	.0412	.0249	.0086	.0203
15.8000	.0377	.0243	.0090	.0201
15.8667	.0431	.0253	.0090	.0203
15.9500	.0425	.0255	.0092	.0210
15.9500	.0395	.0257	.0094	.0205
16.0333	.0446	.0250	.0093	.0206
16.0500	.0430	.0248	.0093	.0205
16.1000	.0440	.0248	.0090	.0178
16.1167	.0430	.0245	.0090	.0204
16.2333	.0435	.0255	.0094	.0202
16.2500	.0385	.0236	.0088	.0197
16.2500	.0392	.0241	.0086	.0194
16.3000	.0428	.0242	.0090	.0192
16.3167	.0418	.0236	.0088	.0193
16.3833	.0437	.0249	.0094	.0195
16.3833	.0419	.0246	.0093	.0190
16.4833	.0417	.0238	.0091	.0185
16.4833	.0436	.0244	.0091	.0187
16.5000	.0417	.0239	.0088	.0184
16.5833	.0432	.0240	.0089	.0182
16.6000	.0386	.0230	.0085	.0177
16.7000	.0420	.0242	.0094	.0179
16.7000	.0438	.0244	.0098	.0180
16.7333	.0404	.0229	.0083	.0165
16.7667	.0404	.0234	.0093	.0169
16.7667	.0425	.0237	.0090	.0164
16.8333	.0431	.0239	.0091	.0169
16.8500	.0392	.0232	.0089	.0161
16.8667	.0425	.0238	.0085	.0152
16.8833	.0402	.0255	.0089	.0143

BRIANCON 16/03/97

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

10.6500	.0616	.0368	.0174	.0198
10.6500	.0621	.0372	.0177	.0204

10.6500	.0559	.0372	.0188	.0212
11.2000	.0610	.0386	.0178	.0140
11.2000	.0531	.0369	.0172	.0132
11.4833	.0585	.0370	.0179	.0125
11.4833	.0526	.0395	.0184	.0123
11.6000	.0620	.0366	.0186	.0115
11.6167	.0631	.0410	.0187	.0107
12.1500	.0513	.0323	.0138	.0082
12.1667	.0540	.0323	.0153	.0072
12.1667	.0548	.0340	.0157	.0082
12.6000	.0510	.0322	.0135	.0070
12.6000	.0519	.0330	.0151	.0091
13.3333	.0531	.0329	.0144	.0088
13.3333	.0534	.0341	.0145	.0095
13.3500	.0517	.0324	.0142	.0087

Grenoble 17/03/1997

heure (TU dec) 440 670 860 1020 (nm)

12.2167	.2884	.1694	.1144	.1010
12.2167	.2855	.1710	.1136	.0996
12.2167	.2866	.1705	.1128	.0969
12.2500	.2774	.1634	.1086	.0932
12.2500	.2747	.1629	.1082	.0923

