



**HAL**  
open science

# Mesure et Analyse Statistique Tout Temps du Spectre du Rayonnement Solaire

Guillaume Tourasse

► **To cite this version:**

Guillaume Tourasse. Mesure et Analyse Statistique Tout Temps du Spectre du Rayonnement Solaire. Electromagnétisme. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSET014 . tel-01466710

**HAL Id: tel-01466710**

**<https://theses.hal.science/tel-01466710>**

Submitted on 13 Feb 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N°d'ordre NNT : 2016LYSET014

**THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**  
opérée au sein de  
**Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat**

**Ecole Doctorale N° 162**  
**Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique**

**Spécialité de doctorat :**  
**Discipline : Energétique**

Soutenue publiquement le 19/12/2016, par :  
**Guillaume Tourasse**

---

**Mesure et Analyse Statistique Tout  
Temps du Spectre du Rayonnement  
Solaire**

---

Devant le jury composé de :

CHANUSSOT, Jocelyn Professeur Grenoble INP Président  
BLANC, Philippe HDR MINES ParisTech Rapporteur  
INEICHEN, Pierre Adjoint scientifique Université de Genève Rapporteur  
VIENOT, Françoise Professeure émérite MNHN Paris Examinatrice

DUMORTIER, Dominique HDR ENTPE Directeur de thèse







# Résumé

Ce document présente la mise en place d'un système de mesure des éclairagements énergétiques spectraux solaires pour tout type de temps, sur 4 plans. Les 4 spectromètres mesurent au total 900 spectres/min et produisent chacun un spectre/min moyen et son écart type. Entre 2014 et 2015, 700 000 spectres ont été enregistrés sur un domaine compris entre 400 et 1000 nm avec un pas  $\leq 1 \text{ nm}$ . Un échantillon de 145 000 spectres représentatifs du climat lyonnais a été sélectionné pour une analyse statistique. Pour ce faire, l'échantillon a été réduit par partitionnement à 1175 spectres. Son domaine spectral a été étendu de 280 à 1500 nm à l'aide du RTM SMARTS. Une ACP de cet échantillon extrapolé a permis d'en réduire la description à 3 composantes et ainsi de réviser le modèle des illuminants D de la CIE. Enfin, la relation entre composition spectrale et paramètres environnementaux ou colorimétriques ouvre une voie vers des modèles statistiques de génération de spectres du rayonnement solaire.

## Mots clés

Mesure au sol ; Etalonnage ; Eclairagements énergétiques spectraux ; Climatologie spectrale ; Représentativité climatique ; Partitionnement de données ; Extrapolation spectrale ; Analyse en composantes principales ; Illuminants D ; Paramètres météorologiques ; Colorimétrie ; Modèle statistique ; Tout temps

## Abstract

This manuscript presents the design and setup of an all-weather spectral irradiance measurement system on 4 planes. The 4 spectrometers measure a total of 900 spectra/min to produce every minute, a mean spectral irradiance and its standard deviation. Between 2014 and 2015, this system recorded 700,000 spectra, for wavelengths ranging between 400 and 1,000 nm with a step  $\leq 1 \text{ nm}$ . A sample of 145,000 spectra representative of the Lyon climate was selected for statistical analysis. For this purpose, the sample was reduced in size by partitioning it in 1,175 spectra. Its spectral domain was extended to 280-1,500 nm by extrapolating the spectra with curve fitting using the SMARTS2 RTM. A PCA of the extrapolated sample reduced its description to only 3 components; hence, allowing a revision of the CIE's illuminant D series. Finally, the relation between spectral power distribution and environmental or colorimetric parameters opens a way towards statistical models for generating solar spectra.

## Key words

Ground measurements; Calibration; Spectral irradiance; Spectral Climatology; Climatic Representativeness; Cluster analysis; Spectral extrapolation; Principal component analysis; D series of illuminants; Meteorological parameters; Colorimetry; Statistical model; All weather



# Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Dominique DUMORTIER, pour son accueil au sein du LGCB et pour m'avoir fait confiance quant à la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont à l'entreprise KiloWattsol pour son soutien financier, à son équipe pour son accueil et notamment à son directeur Xavier DAVAL pour sa confiance et son contact toujours enthousiaste.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury, Françoise VIENOT, Philippe BLANC, Jocelyn CHANUSSOT, Pierre INEICHEN, pour avoir accepté de juger de la qualité de ce travail.

Je remercie également les employés et ex-employés du LGCB, en particulier Riccardo et Mathias, avec qui j'ai sans doute eu les échanges les plus prolifiques et enrichissants même quand le sujet paraissait être loin (trop loin) d'être scientifique. Je n'oublie évidemment pas tous les chercheurs, ingénieurs, stagiaires, techniciens, élèves et amis du laboratoire et de l'ENTPE, Achim, Adriana, Arnaud, Catherine, Chelo, Coralie, Erij, Fulbert, Hagrid, Jeremy, Joachim, Joris, Laure-Anne, Letizia, Mathieu, Matthieu, Marion, Marie-Victoire, Mohamed, Monique, Myriam, Nikolaos, Nozomu, Pascale, Philippe, Raphaël, Sophie, Thierry, Thibaud qui m'ont rendu ce bref passage aussi convivial que mémorable.

Je n'aurais sans doute pas découvert ce sujet de thèse sans Brioche que je remercie grandement.

Je remercie ma mère m'ayant donné accès à un environnement parfaitement calme pour la rédaction ainsi que les vivres nécessaires à ce temps d'isolement.

Je tiens à remercier mon père Jean-Marc et mon regretté grand-père Marc qui ont su nourrir mon intérêt pour les sciences et cultiver ma curiosité du monde.

Mon plus grand remerciement va finalement à Lucie, ma compagne, pour sa relecture plus que scrupuleuse du manuscrit, ses conseils avisés et son soutien indéfectible pendant cette longue période qu'a été la rédaction.





*A mes parents,  
A ma compagne,  
A mes enfants*

# Table des matières

Préambule.....	15
1 Introduction .....	19
1.1 Influence du spectre de rayonnement sur l’homme et les technologies solaires .....	19
1.2 Le spectre du rayonnement solaire .....	20
1.2.1 Le rayonnement extraterrestre.....	21
1.2.2 L’atmosphère terrestre.....	21
1.2.3 Absorption et diffusion.....	23
1.2.4 Interaction avec le sol.....	26
1.2.5 Résumé.....	27
1.3 Etat des lieux de la mesure spectrale .....	27
1.3.1 Histoire de la spectroscopie du rayonnement solaire .....	27
1.3.2 De 1940 à nos jours .....	28
1.3.3 Les réseaux de mesure au sol .....	29
1.4 Modèles RTM et statistiques .....	31
1.4.1 Les modèles de transferts radiatifs (RTM).....	31
1.4.2 Modèles statistiques et semi-empiriques.....	32
1.5 Station IDMP.....	32
1.5.1 Caractéristiques du site.....	33
1.5.2 Description .....	33
2 Intégration des mesures spectrales à la station IDMP.....	37
2.1 Etude des instruments en place et des références .....	37
2.1.1 Etalonnage des mesures d’éclairements lumineux LMT .....	38
2.1.2 Vérification du suiveur solaire .....	44
2.1.3 Spectromètre SPECBOS 1211UV .....	48
2.1.4 Création et étude d’une source LED .....	51
2.2 Etude des chaînes Ocean Optics .....	54
2.2.1 Limiteur de champ de la chaîne directe normale <i>sesn</i> .....	56
2.2.2 Sensibilité angulaire des diffuseurs.....	58
2.2.3 Spectromètres Ocean Optics .....	61
2.2.4 Influence de la fibre optique sur la transmission du spectre .....	66
2.2.5 Chambre thermostatique : dépendance en température.....	70
2.3 Choix du mode d’acquisition.....	72

2.3.1	Propositions d'un nouveau mode d'acquisition .....	72
2.3.2	Etude des temps d'intégration .....	73
2.3.3	Une mesure unique optimale ou une série de mesures sous exposées ? .....	78
2.3.4	Conclusion.....	79
2.4	Description du système d'acquisition.....	81
2.4.1	Eclairéments énergétiques spectraux à la minute.....	82
2.4.2	Eclairément lumineux à la seconde .....	87
2.5	Etalonnage spectral en valeurs relatives .....	88
2.5.1	Définition et méthode.....	88
2.5.2	Choix de la source étalon .....	90
2.5.3	Protocole.....	98
2.6	Etalonnage en valeurs absolues .....	105
2.6.1	Description et méthode.....	105
2.6.2	Contrôle.....	110
2.7	Contrôle qualité .....	115
2.7.1	Tri des données.....	115
2.7.2	Domaine spectral de validité .....	117
2.8	Résultats des mesures spectrales .....	119
2.8.1	Bilan des mesures spectrales .....	119
2.8.2	Exemples de comparaison des 4 voies .....	121
3	Analyse des mesures spectrales.....	129
3.1	Introduction .....	129
3.1.1	Le modèle de Judd, MacAdam et Wyszecki .....	130
3.1.2	Démarche de l'analyse .....	132
3.2	Echantillons de travail .....	133
3.2.1	Constitution des échantillons .....	133
3.2.2	Paramètres supplémentaires & Représentativité de l'échantillon .....	135
3.2.3	Conclusions sur l'échantillon .....	144
3.3	Partitionnement de l'échantillon générateur.....	145
3.3.1	Normalisation à une longueur d'onde de référence .....	145
3.3.2	Distribution des données .....	147
3.3.3	Mesure de ressemblance.....	150
3.3.4	Partitionnement .....	150
3.3.5	Choix de la distance seuil et résultat du partitionnement.....	152
3.4	Extrapolation spectrale des centroïdes .....	156
3.4.1	Choix de l'échantillon pour l'extrapolation .....	157

3.4.2	Modèle de Transfert Radiatif (RTM) .....	157
3.4.3	Domaine spectral de l'extrapolation .....	159
3.4.4	Algorithme : recuit simulé.....	162
3.4.5	Influence de l'albédo .....	165
3.4.6	Résultats .....	168
3.5	Analyse en composantes principales .....	172
3.5.1	Introduction .....	172
3.5.2	Protocole.....	173
3.5.3	Modèle de combinaison linéaire résultant.....	178
3.5.4	Validation de l'ACP .....	181
3.5.5	Comparaison au modèle CIE.....	184
3.5.6	Conclusion.....	190
3.6	Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes.....	192
3.6.1	Coordonnées chromatiques de la lumière naturelle .....	192
3.6.2	Relations entre paramètres externes $p$ et coefficients scalaires $Mn$ : généralités 200	
3.6.3	Relations entre paramètres colorimétriques et coefficients scalaires $Mn$ .....	203
3.6.4	Relations entre paramètres environnementaux et coefficients scalaires $Mn$ ...	207
3.6.5	Conclusion sur les relations entre environnements et spectres .....	217
4	Conclusion.....	223
4.1	Bilan.....	223
4.1.1	Mise en place de la mesure .....	223
4.1.2	Analyse statistique.....	224
4.2	Perspectives .....	226
4.2.1	Optimisation de la mesure.....	226
4.2.2	Développement d'un modèle statistique .....	227
Annexes	.....	231
A.1	Mesures du rayonnement spectral par les réseaux de mesures internationaux.....	231
A.2	Distribution des paramètres environnementaux de l'échantillon générateur .....	234
A.3	Distribution des paramètres environnementaux pour un centroïde .....	235
A.4	Transmission spectrale atmosphérique au-dessus de Kitt Peak.....	237
A.5	Paramètres de simulation aléatoire SMARTS .....	238
A.6	Influence des spectres propres sur le spectre moyen de l'ACP.....	239

Références .....	245
Bibliographie .....	245
A .....	245
Webographie .....	252
Nomenclature .....	255
Généralités .....	255
Notations matricielles .....	255
Notations de l'incertitude .....	255
Alphabet latin .....	255
Alphabet grec .....	266



# Préambule

Le rayonnement solaire est la principale source d'énergie sur Terre, et il a un rôle fondamental dans de nombreux processus physiques, chimiques et biochimiques. La compréhension et la prévision des conséquences de l'incidence de ce rayonnement sur un récepteur quelconque (technologique, biologique, etc.) est donc un enjeu majeur.

Ce travail nécessite bien entendu de connaître l'énergie totale incidente sur le récepteur, mais il est tout aussi primordial d'accéder à la composition spectrale de ce rayonnement, c'est-à-dire la distribution énergétique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement (sa couleur par exemple pour le domaine visible). En effet, pour une énergie reçue identique, la réponse de tout récepteur dépend de cette composition spectrale.

Dans de nombreux domaines, comme celui de l'énergie solaire, il est donc important d'être capable de déterminer le spectre du rayonnement solaire en un lieu et un instant donnés. Or, celui-ci est fortement variable : en effet, le rayonnement extraterrestre produit par le soleil est plutôt stable, mais il subit pendant sa traversée de l'atmosphère de nombreuses absorptions et diffusions par les composants de celle-ci : le rayonnement ainsi observé est bien différent du rayonnement solaire extraterrestre initial. Ces interactions entre le rayonnement solaire et l'atmosphère, très dépendantes de la longueur d'onde, sont extrêmement complexes à cause notamment de l'hétérogénéité de l'atmosphère et de sa composition changeante.

Afin d'obtenir des données spectrales, de nombreux projets de mesures ont émergé depuis les années 40, avec des intérêts variés (climatologie, éclairage, énergie), impliquant diverses technologies de mesures spectrales dont certaines se sont démocratisées récemment. Toutefois, les mesures spectrales du rayonnement solaire restent sporadiques, spatialement comme temporellement.

Pour combler ce manque, des modèles de transfert radiatif (RTMs) sont utilisés et permettent, via la résolution des équations de transfert du rayonnement à travers l'atmosphère (absorption, diffusion), une modélisation du rayonnement spectral en tout lieu sur Terre et à chaque instant. Ces modèles nécessitent toutefois une validation approfondie et la qualité de leurs résultats dépend fortement de la justesse des données atmosphériques d'entrée, qui sont généralement complexes et difficiles à connaître avec précision. Dans le domaine de l'éclairage, des modèles nécessitant des données d'entrée plus simples (paramètres colorimétriques notamment) sont donc utilisés : comme le modèle des illuminants séries D (pour *Daylight*) de la lumière naturelle de la CIE [CIE 2004] (basé sur le modèle de Judd [Judd *et al.* 1964]). Cependant, ce modèle date des années 60, il a donc été construit à partir de mesures qui étaient moins précises et complètes que celles que l'on peut obtenir de nos jours, et il pourrait donc être actualisé afin d'en améliorer la qualité de représentation. De plus, ses modélisations sont basées sur des paramètres colorimétriques uniquement : il est envisageable d'élargir l'éventail des applications de ce modèle en étudiant la possibilité d'utiliser en entrée des paramètres plus variés, comme les paramètres atmosphériques.

Il apparaît donc nécessaire de créer une banque de données la plus riche possible par la réalisation de mesures de rayonnement spectral à grandes échelles temporelle et spatiale, afin de permettre des études statistiques de la climatologie de lieux donnés, aussi bien que la construction, l'enrichissement et/ou la validation des modèles, existants ou à venir.

Le travail de recherche présenté dans ce document a été réalisé dans ce contexte, au sein du LGCB (Laboratoire de Génie Civil et Bâtiment), à l'ENTPE (Ecole Nationale des Travaux



Publics de l'Etat). Le LGCB mesure depuis 1991, les éclairements lumineux et énergétiques du ciel et du soleil avec une station de mesure appartenant au réseau IDMP (*International Daylight Measurement Program*) de la CIE (Commission Internationale de l'Eclairage). Suite au manque de données spectrales évoqué précédemment, le LGCB a souhaité à partir de 2012 [Reynaud 2012] ajouter à sa station IDMP, la mesure à long terme d'éclairements énergétiques spectraux.

Ce manuscrit sera introduit par une présentation du contexte de notre étude, avec un inventaire non exhaustif mais représentatif des domaines d'intérêts pour les mesures spectrales, les concepts de base sur l'interaction rayonnement-atmosphère, un état des lieux des mesures déjà existantes, et la présentation de la station de mesure IDMP du LGCB.

Ensuite, le travail réalisé sera présenté en deux grandes parties : tout d'abord, la présentation de la mise en place matérielle et logicielle de la mesure spectrale à la station IDMP, ainsi que les différentes étapes du contrôle qualité associé. Dans un deuxième temps, les solutions choisies pour l'optimisation de nos résultats seront détaillées (compression des données, augmentation du domaine spectral accessible), puis, dans le cadre de la révision du modèle de Judd via l'analyse statistique des mesures réalisées par la station (entre août 2014 et juillet 2015), la possibilité d'établir une relation statistique simple entre des données météorologiques couramment accessibles et les spectres de la lumière naturelle sera évaluée.

Afin d'aider le lecteur dans l'étude de ce travail, la nomenclature, les annexes et les références se trouvent à la fin de cet ouvrage. La numérotation des figures, tables et équations est construite sous la forme X.X.Y, où X.X indique le numéro de sous partie et Y le numéro de l'élément (*e.g.* figure) au sein de la sous partie.



## 0 Préambule

# 1 Introduction

## 1.1 Influence du spectre de rayonnement sur l'homme et les technologies solaires

Dans cette partie, nous présentons quelques exemples représentatifs de l'influence de la composition spectrale du rayonnement solaire sur les grands domaines d'intérêt que sont l'homme, l'énergie, le bâtiment, l'agriculture et enfin l'environnement (qualité de l'air).

Le spectre du rayonnement solaire a une forte influence sur la *santé et le bien-être humain*. L'œil humain est sensible à une gamme spectrale de 380 à 780 nm : le domaine «visible». Les photorécepteurs rétiniens : bâtonnets et cônes des trois types SML (Short, Medium, Long) sont en effet sensibles sur différentes bandes spectrales à l'intérieur de ce domaine ; les bâtonnets, actifs dans la pénombre, ont un pic de sensibilité à 498 nm ; les cônes S, M et L, actifs en lumière du jour, ont des pics de sensibilité à 437, 533 et 564 nm respectivement. D'autres photorécepteurs rétiniens, exprimant une protéine photosensible : la mélanopsine, ont un pic de sensibilité à 480 nm et informent notre cerveau de la présence de lumière, jouant ainsi un rôle dans la régulation de notre rythme circadien [Lockley 2003]. Chez certaines personnes, les variations annuelles du rayonnement solaire peuvent générer des troubles affectifs saisonniers (TAS) pouvant se soigner par la luminothérapie [Glickman 2006]. Le rayonnement solaire a également une influence sur notre peau. Pour des expositions de courte durée journalière (une demi-heure), le rayonnement UVB [280-315 nm] a des avantages tels que la production de vitamine D (aidant à l'absorption du calcium et à la prévention du cancer du sein [Garland 2007]). Pour des expositions de plus longue durée, ce même rayonnement peut provoquer des brûlures de la peau et à long terme le cancer de la peau.

La composition spectrale du rayonnement solaire est importante pour l'*énergie photovoltaïque*. Les panneaux photovoltaïques, en fonction de leur technologie, ont besoin d'un rayonnement allant de 300 nm à 1500 nm pour produire de l'électricité [Green 2012]. Leur efficacité dépend fortement de la correspondance entre la réponse spectrale du capteur solaire et le spectre local (pour une zone géographique et une météorologie données). Certaines technologies sont bien plus sensibles que d'autre : en particulier le solaire à concentration (CPV). Composé généralement de trois jonctions sensibles à différentes bandes spectrales, l'efficacité de la cellule CPV est limitée par le courant issu de la jonction la moins productive [Muller 2010].

La composition spectrale de la lumière naturelle est également importante pour le secteur du *bâtiment*. En effet, l'ajout de films (filtres spectraux) sur les fenêtres aide à la régulation thermique des bâtiments et modifie la composition du rayonnement dans ces bâtiments. Même sans film, les fenêtres peuvent avoir des transmissions spectrales très différentes [Chaiyapinunt 2005]. Toujours pour le bâtiment, des surfaces autonettoyantes via photocatalyse UV (<400 nm) ont été développées. Si le spectre de la lumière naturelle est favorable, cet effet dégrade les dépôts organiques [Paz 1995] et permet un nettoyage par simple rinçage. Un bon choix de ce type de technologies nécessite de connaître l'environnement spectral des ouvrages.

De même en *agriculture*, la composition spectrale de la lumière du jour a des effets variés sur les plantes. Un exemple avec la croissance de différents végétaux montre qu'un fort ratio rouge/infrarouge (obtenu en filtrant la lumière naturelle locale) réduit la masse sèche [Mortensen 1987]. D'autres études montrent l'effet de la modification de la qualité spectrale de

## 1 Introduction

la lumière naturelle par un environnement urbain et son effet sur la taille des structures végétales [Stuefer 1998].

L'effet sur les écosystèmes est aussi indirect : la modification de la *qualité de l'air* sous certaines conditions de pollution, l'oxydation photochimique UV des composés organiques volatiles (COV) en présence d'oxydes d'azote, entraîne une forte production d'ozone troposphérique. Cet ozone est un polluant majeur de l'air, très oxydant pour les systèmes biologiques : provoquant, entre autres, des maladies respiratoires chez l'homme [Burnett 1997] et des baisses de rendement agricole [Mills 2007]. Les solutions proposées sont la réduction des émissions des gaz précurseur d'origine anthropique (NOx) lors des périodes de fort rayonnement UV.

Cet inventaire, bien loin d'être exhaustif, permet de mettre en évidence que le comportement d'un récepteur, qu'il soit biologique ou technologique, dépend fortement de la composition spectrale du rayonnement incident par l'intermédiaire de sa sensibilité spectrale. La connaissance de la composition spectrale du rayonnement apparaît donc d'un intérêt fondamental pour la climatologie, la santé humaine et l'économie.

## 1.2 Le spectre du rayonnement solaire

L'éclairement énergétique spectral reçu au sol est issu d'interactions complexes entre le rayonnement produit par notre étoile, l'atmosphère et la surface terrestre. La transmission du rayonnement à travers l'atmosphère transforme le spectre extraterrestre, assez stable, en un spectre largement variable dépendant de la composition atmosphérique et de la géométrie de la transmission (Fig 1.2.1).

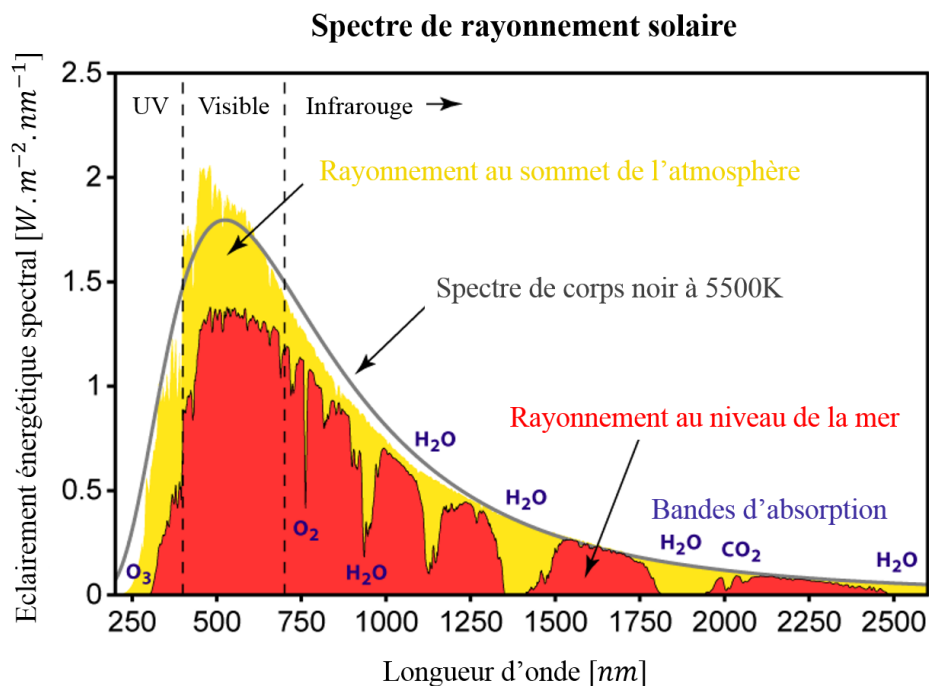


Fig 1.2.1 : exemple de modification de la composition spectrale du rayonnement extraterrestre par l'atmosphère, observée au niveau de la mer. [Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported]

Les sous parties suivantes décrivent succinctement les différentes contributions à la modification de la composition spectrale du rayonnement solaire.

### 1.2.1 Le rayonnement extraterrestre

Ce rayonnement est produit par la surface du soleil, la chromosphère, et produit un éclairage énergétique moyen au niveau de la Terre de  $1360,8 \pm 0,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  [Kopp 2011]. Cet éclairage est ramené une distance de 1 unité astronomique ( $1 \text{ ua} = 1,496 \cdot 10^8 \text{ km}$ ) du soleil. Cette valeur change peu dans le temps (fluctuation de 0,1% sur des cycles de période 11 ans), c'est pourquoi elle est appelée « constante solaire ».

En réalité, il existe une certaine variabilité de l'éclairage reçu au sommet de l'atmosphère terrestre. Parmi les nombreuses causes existantes, au moins deux peuvent être citées :

La première, le cycle de Schwabe, est intrinsèque au soleil : elle dépend de son activité magnétique et possède une période comprise entre 8 et 13 ans, soit en moyenne 11 ans. Les variations d'éclairage énergétique total mesurées sur les 3 derniers cycles sont assez faibles et de l'ordre de 0,1% [Wilson 1991]. En revanche, la variation de la composition spectrale de ces éclairages est beaucoup plus marquée, avec des variations de l'ordre du pourcent pour le rayonnement UV-A et UV-B [Ermolli 2013]. Ces variations sont assez fréquemment ignorées pour les modélisations de transfert radiatif au sein de l'atmosphère terrestre, qui utilisent une « constante solaire » fixe. Pourtant, elles ont un effet notable sur le climat comme sur les courants atmosphériques [Haigh 1996] ou encore la production d'ozone stratosphérique [Haigh 2010].

Une seconde cause de la variabilité est l'orbite elliptique de la Terre faisant fluctuer annuellement l'éclairage total au sommet de l'atmosphère. A son aphélie, autour du 4 juillet, la Terre atteint son maximum d'éloignement à  $1,017 \text{ ua}$  et l'éclairage se réduit de 3,3% (proportionnel à l'inverse du carré de la distance au soleil). Au périhélie, autour du 3 janvier, la Terre n'est plus qu'à  $0,983 \text{ ua}$  du soleil et il en résulte une augmentation de l'éclairage de 3,5%. Cette variation n'a aucun impact sur la composition spectrale de l'éclairage.

Ce rayonnement extraterrestre subit ensuite, avant d'être observé au sol, de nombreuses interactions avec l'atmosphère terrestre, qui en modifient largement la composition spectrale.

### 1.2.2 L'atmosphère terrestre

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe gazeuse autour de la Terre. Elle est principalement composée (en volume) d'environ : 78% de diazote, 21% de dioxygène et 1% d'argon. Elle contient également du dioxyde de carbone autour de 400ppmv (*parties par million en volume*) et de la vapeur d'eau dont la concentration varie fortement avec le lieu et la saison. Comme l'illustre la figure suivante (Fig 1.2.2), la densité de l'atmosphère décroît en première approximation exponentiellement suivant la loi du nivellement barométrique : passant d'environ  $1,2 \text{ kg/m}^3$  au sol à  $0,4 \text{ kg/m}^3$  à 10km. Sa description la décompose usuellement en couches définies par leur profil de température.

# 1 Introduction

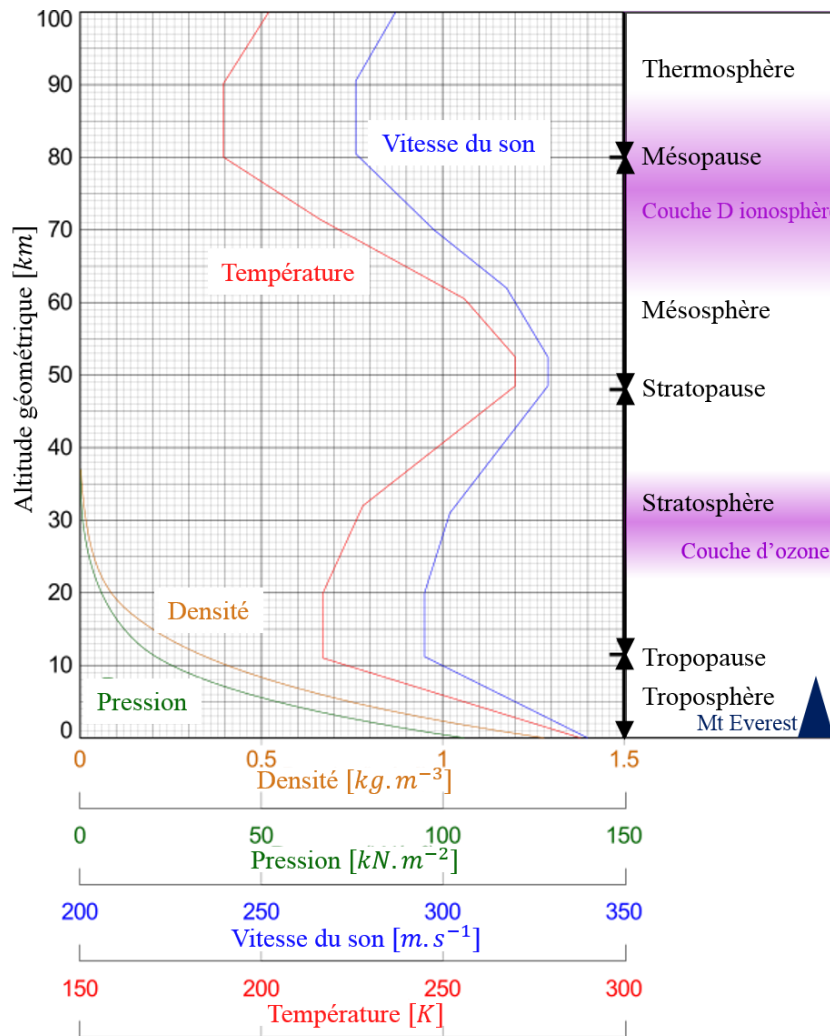


Fig 1.2.2 : diagramme des différentes couches atmosphériques. Il faut particulièrement noter la plus grande densité dans la troposphère puis dans la stratosphère ainsi que la présence de la couche d'ozone autour de 30km d'altitude dans la stratosphère [image CC BY-SA 3.0].

La majorité des interactions rayonnement-atmosphère a lieu dans la couche la plus proche du sol, la troposphère. Celle-ci a une épaisseur variant de 15km à 8km en fonction de la latitude et de la saison. Elle contient environ 80% de la masse totale de l'atmosphère, comprenant le cycle de l'eau, ainsi qu'une grande variété d'aérosols organiques ou inorganiques (aérosols marins, érosion éolienne, feux de forêts, pollution urbaine, pollens, etc.).

La stratosphère joue également un rôle très important dans le rayonnement. C'est la seconde couche de l'atmosphère, et elle s'étend de la tropopause (limite troposphère-stratosphère) à une altitude d'environ 50km, variant également fortement avec la latitude. C'est dans cette couche qu'est contenu l'ozone filtrant les UV-C et protégeant ainsi la biosphère d'un rayonnement très ionisant. Il faut bien distinguer l'ozone stratosphérique, d'origine naturelle, bénéfique car filtrant les UV-C, de l'ozone troposphérique, issu de la pollution anthropique et néfaste pour les écosystèmes car très oxydant.

Les couches atmosphériques au-delà de la stratopause n'ont qu'un effet mineur sur le rayonnement et sont donc négligées dans cette étude.

La diversité des composés atmosphériques impose son empreinte à la composition spectrale du rayonnement. En se propageant dans l'atmosphère, le rayonnement va partiellement ou totalement interagir avec ces composés.

### 1.2.3 Absorption et diffusion

Lors de l'interaction entre un photon et un composant atmosphérique (atome, molécule, aérosol) le photon est soit absorbé, soit diffusé. Dans le cas de l'absorption, l'énergie du photon incident contribue à l'élévation de la température du milieu et peut être restituée sous forme de rayonnement infrarouge suivant une loi de corps noir. Dans le cas de la diffusion, le photon incident est absorbé puis réémis à une énergie égale (ou inférieure) provoquant une redistribution angulaire du rayonnement. Les atomes et molécules, de dimensions inférieures à la longueur d'onde du rayonnement, sont généralement distingués des aérosols de plus grandes dimensions et faisant intervenir une théorie d'interaction plus complexe, la théorie de Mie [Cojan 1995].

#### 1.2.3.1 Absorption moléculaire

Les molécules et atomes sont caractérisés par un ensemble de niveaux énergétiques correspondant à leurs états électroniques, vibrationnels, rotationnels, etc. Si le photon incident possède une énergie correspondant à une transition énergétique existante alors il est absorbé, la molécule passe dans un état dit excité puis retrouve son état fondamental par une désexcitation non radiative (émission de chaleur). Sur le spectre du rayonnement, cette interaction produit des raies d'absorption à des longueurs d'onde spécifiques. Lorsque ces raies sont suffisamment proches les unes des autres pour ne plus être distinguées, on parle de continuum d'absorption. Dans le domaine spectral d'intérêt de cette thèse, inférieur à 1500 nm, les molécules comme le dioxygène, l'ozone ou la vapeur d'eau laissent une forte empreinte sur le rayonnement perçu au sol. La figure suivante (Fig 1.2.3) présente les raies fines d'absorptions moléculaires et les continuums (très marqués entre 1350 et 1450 nm) quand ces raies sont suffisamment proches.

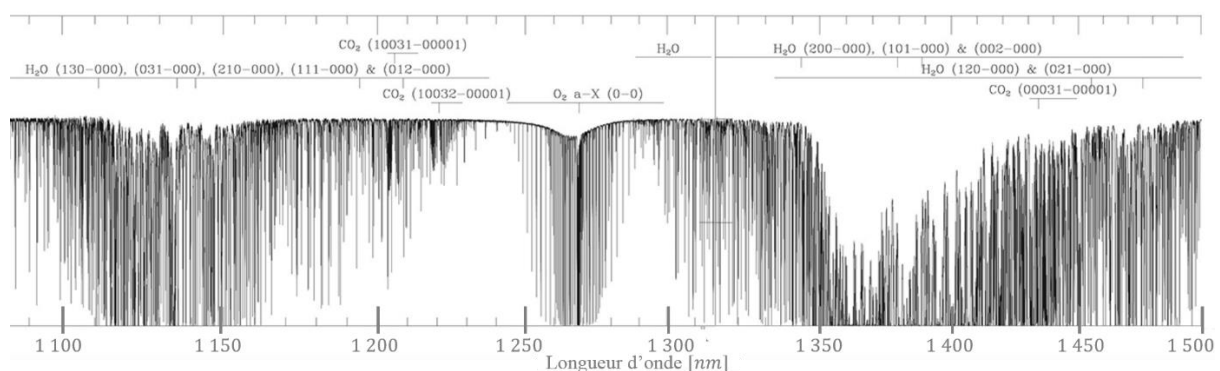


Fig 1.2.3 : exemple d'absorption moléculaire par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone entre 1100 nm et 1500 nm (avec l'aimable autorisation de Kenneth Hinkle [Hinkle *et al.* 2003], figure originale en annexe A.3). Les raies suffisamment larges et proches produisent un continuum d'absorption dans lequel elles ne se distinguent plus entre elles.

#### 1.2.3.2 Diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire se fait principalement par la diffusion de Rayleigh : l'éclairement énergétique spectral diffusé  $I(\lambda)$  en  $[W.m^{-2}.nm^{-1}]$  est proportionnel à l'inverse de la longueur d'onde  $\lambda$  élevée à la puissance 4 :



## 1 Introduction

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{n^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) + 2}\right)^2 \left(\frac{d}{2}\right)^6 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2R^2}\right) \quad (1.2.1)$$

Avec  $I_0(\lambda)$  l'éclairement énergétique spectral incident en  $[W.m^{-2}.nm^{-1}]$ ,  $\theta$  l'angle entre la direction du rayonnement incident et celui perçu,  $d$  le diamètre de la particule en  $[m]$  (approximation des petites sphères),  $R$  la distance à la particule en  $[m]$ ,  $n(\lambda)$  l'indice de réfraction du milieu et  $\lambda$  la longueur d'onde en  $[m]$ .

Cela signifie que le rayonnement bleu est bien plus diffusé que le rouge, ce qui explique la couleur bleu du ciel ainsi que son rougeoiement lors des levers et couchers de soleil. Comme l'illustre les modélisations de transferts radiatifs SMARTS2 [Gueymard 1995] (Fig 1.2.4) : lorsque le soleil est proche de l'horizon, la masse d'air traversée est très importante et le rayonnement solaire de faible longueur d'onde (vers 400 nm) est intégralement diffusé, ainsi, seul le rayonnement, rouge, de grande longueur d'onde atteint l'observateur. La masse d'air présentée est relative à la masse d'air verticale, soit pour une hauteur de  $90^\circ$  (au-dessus du niveau de la mer).

Relation entre la hauteur du soleil, l'épaisseur de la masse d'air relative traversée et la transmission spectrale

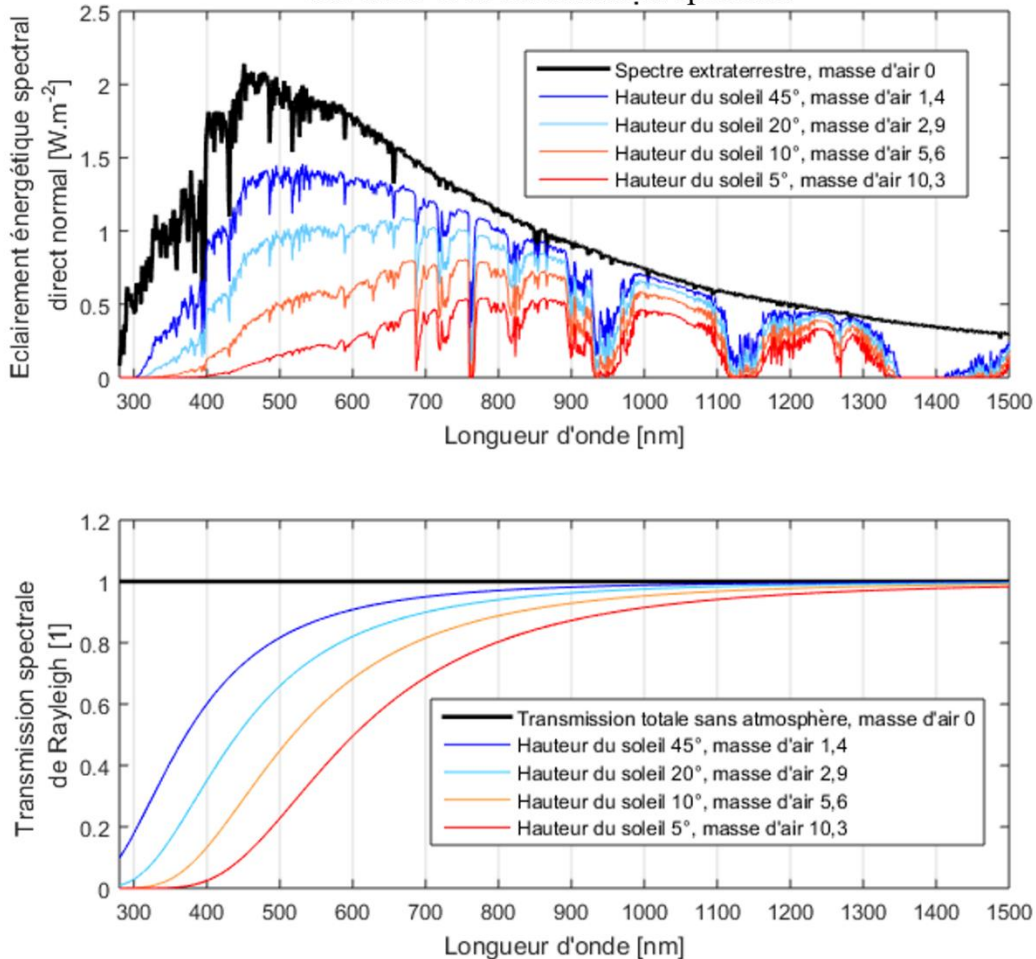


Fig 1.2.4 : effet de la diffusion de Rayleigh sur la transmission spectrale atmosphérique. Comparaison de plusieurs masses d'air traversées pour différentes hauteurs du soleil.

### 1.2.3.3 Absorption et diffusion par les aérosols

La théorie de Mie décrit l'interaction entre une onde électromagnétique et une particule (*e.g.* aérosols) de dimensions de l'ordre de la longueur d'onde  $\lambda$  du photon incident. Il s'agit d'une approximation considérant les particules comme sphériques de rayon  $r$ . Les sections efficaces (surfaces équivalentes d'interaction avec le rayonnement) d'absorption ou de diffusion sont principalement déterminées par le paramètre de taille  $\chi$  et le rapport  $m$  entre l'indice de réfraction  $n_s$  de la sphère et celui du milieu  $n$  :

$$\chi = \frac{2\pi \cdot n \cdot r}{\lambda} \quad \text{et} \quad m = \frac{n_s}{n} \quad (1.2.2)$$

Pour des paramètres de taille  $\chi < 1$ , la théorie de Mie tend vers la théorie de Rayleigh avec une section efficace en  $\lambda^{-4}$ . Au-delà de cette valeur, la section efficace est moins sensible à la longueur d'onde avec une oscillation autour d'une constante (Fig 1.2.5).

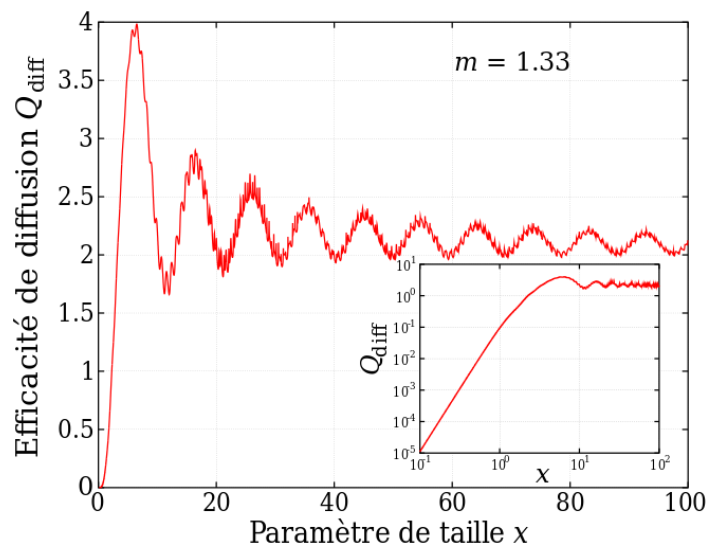


Fig 1.2.5 : variation de l'efficacité de diffusion, proportionnel à la section efficace de diffusion en fonction du paramètre de taille. Plus l'aérosol est grand par rapport à longueur d'onde du photon incident, plus son efficacité de diffusion tend vers une constante [image CC BY-SA 3.0].

Ainsi, les aérosols diffusent plus uniformément les photons en fonction de leur longueur d'onde ce qui explique la couleur blanche des nuages et de la brume. La figure suivante (Fig 1.2.6) illustre l'impact de l'ensemble des diffusions de Rayleigh, avec le ciel bleu et le rayonnement direct rouge-orangé, et de Mie par les nuages.

## 1 Introduction



Fig 1.2.6 : cette photo illustre la diffusion de Rayleigh par les molécules d'air, en bleu, et la diffusion de Mie par les nuages restituant sans trop d'altération spectrale le rayonnement direct rouge-orangé du soleil après avoir été privée de sa composante bleu par la diffusion de Rayleigh [image CC0 : Public Domain Dedication].

Après la traversée de l'atmosphère, une partie du rayonnement subit une interaction avec le sol avant d'être observée par le récepteur.

### 1.2.4 Interaction avec le sol

Le type de couverture au sol (végétaux, neige, etc.) a une forte influence sur l'importance de la réflexion du rayonnement solaire. Les matériaux sont caractérisés par leur albédo : un albédo de 1 correspond à une réflexion totale du rayonnement alors qu'un albédo de 0 correspond à une absorption totale. Comme pour l'absorption et la diffusion atmosphérique, l'albédo dépend de la longueur d'onde du rayonnement et est caractéristique du matériau. La figure suivante (Fig 1.2.7) illustre cette dépendance en présentant les profils spectraux des albédos de 5 surfaces. Ces valeurs ont été tirées du modèle de transferts radiatifs SMARTS2 [Gueymard 1995].

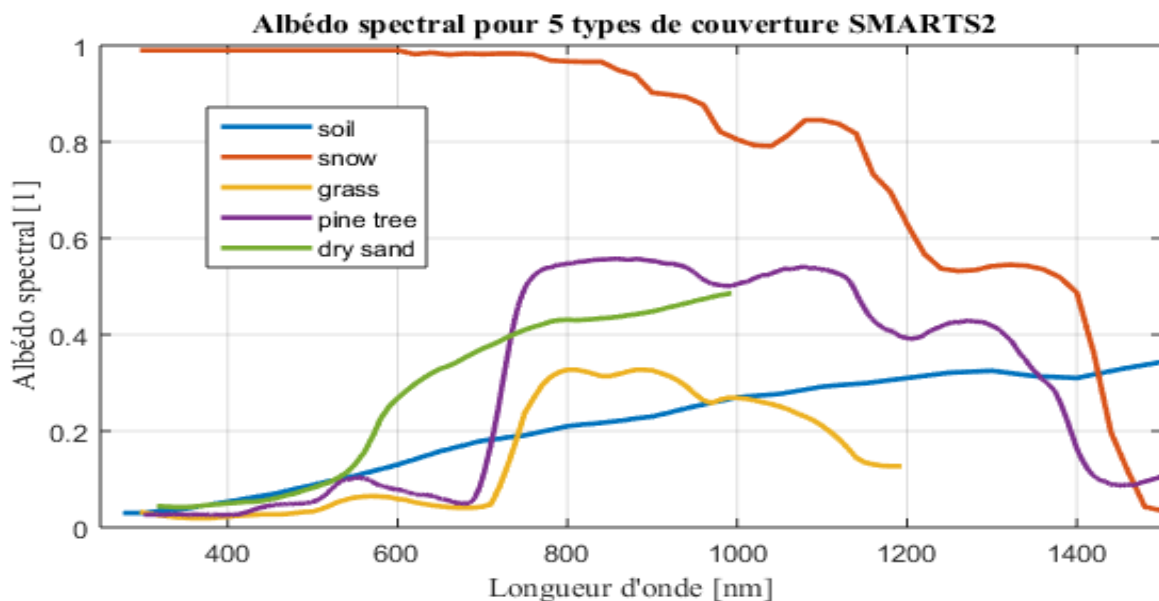


Fig 1.2.7 : albédos spectraux de la terre (*soil*), de la neige (*snow*), de l'herbe (*grass*), des pins (*pine tree*) et du sable sec (*dry sand*). Ces données proviennent du logiciel de modélisation de transferts radiatifs dans l'atmosphère terrestre SMARTS2 [Gueymard 1995] (les données *grass* et *dry sand* fournies dans ce logiciel ne s'étendent pas au-delà des valeurs présentées).

Le rayonnement réémis interagit une nouvelle fois avec l'atmosphère et apporte sa contribution à la diffusion atmosphérique [Nann 1989]. La considération de la nature des surfaces couvrant une zone est donc importante lors de l'étude du rayonnement disponible dans cette zone.

## 1.2.5 Résumé

Les caractéristiques variées et hétérogènes de l'atmosphère et de la couverture du sol rendent la composition spectrale du rayonnement très dépendante du climat et de la géométrie (position du soleil) et donc du lieu et du moment de l'observation. Pour étudier toute cette diversité, il est nécessaire de bénéficier de stations en de nombreux points du globe, pour couvrir les spécificités climatiques géographiques, effectuant des mesures sous plusieurs orientations, avec un pas de temps fin (autour de la minute ou inférieur) pour cerner la dynamique, et sur de longues périodes pour couvrir la périodicité des phénomènes en jeu.

Ces observations, d'abord épisodiques et éparses, ont profité des avancées technologiques et de la baisse de leur coût pour s'étendre et devenir ainsi plus courantes.

## 1.3 Etat des lieux de la mesure spectrale

### 1.3.1 Histoire de la spectroscopie du rayonnement solaire

En 1666, l'anglais Isaac Newton (1642-1726) étudie la dispersion du spectre de la lumière du soleil par un prisme de verre. Il montre alors que la lumière blanche est composée de couleurs élémentaires, chacune déviée d'un angle différent. 140 ans plus tard, les raies d'absorption du spectre solaire sont découvertes en 1802 par l'anglais William Wollaston (1766-1828). Les premières correspondances expérimentales avec des composés chimiques, même s'ils ne sont pas identifiés, sont réalisées par l'allemand Joseph Fraunhofer (1787-1826) en comparant, en 1814, une raie double du spectre solaire à celle observée dans le spectre d'une flamme (sodium).

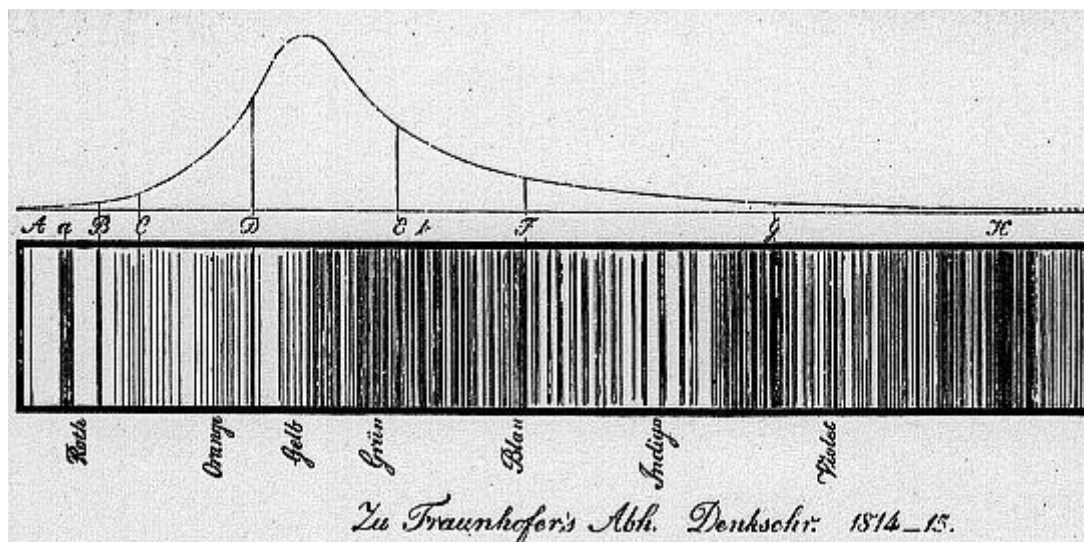


Fig 1.3.1 : reproduction du spectre solaire tel que dessiné par Fraunhofer. Les raies sombres les plus marquées sont notées alphabétiquement, cette nomenclature arbitraire ayant survécu en partie à ce jour. [Denkschriften der K. Acad. der Wissenschaften zu München 1814-15, pp. 193-226].

## 1 Introduction

Plus tard, il décrit 350 nouvelles raies (majoritairement dues au fer) (illustrées Fig 1.3.1). Avec le travail des français Hippolyte Fizeau (1819-1896) et Léon Foucault (1819-1868), l'étude du spectre s'étend au rayonnement solaire non visible : les infrarouges (découverts en 1800 par le germano-britannique William Herschel (1738-1822)). La première photographie du spectre solaire est due au français Edmond Becquerel (1820-1891) (utilisant la découverte de 1839 de Daguerre). En 1859, le prussien Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887) et l'allemand Robert Wilhelm Bunsen (1811-1899), établissent la relation entre les raies d'émission des gaz portés à l'incandescence et les raies d'absorption du spectre solaire : ils marquent ainsi la naissance de la spectroscopie en tant que moyen d'analyse. La spectroscopie devient rapidement un outil indispensable pour l'étude de l'atmosphère.

### 1.3.2 De 1940 à nos jours

L'observation du spectre du rayonnement solaire est d'abord apparue avec l'astrophysique, lors de l'étude de la composition du soleil, puis avec la météorologie dans le but de décrire l'atmosphère. Dans le cadre de l'ingénierie, l'intérêt de la connaissance du spectre solaire à la surface terrestre est souligné par Moon dès 1940 [Moon 1940]. A partir de cette période, différents travaux de recherche ont été réalisés : pour la qualité de l'air, en comparant le rayonnement solaire en ville et en campagne ; pour la climatologie, avec l'étude du bilan radiatif terrestre ; pour la colorimétrie, dans le domaine de l'éclairage ; pour la santé, avec l'étude des effets biologiques, et pour l'agriculture ; enfin, plus tardivement, pour la production d'énergie en particulier à partir de panneaux photovoltaïques (cf. références dans le tableau Table 1.3.1).

Ces campagnes de mesures ont été réalisées par différents laboratoires, à de nombreux endroits sur Terre, souvent de façon assez ponctuelle. Profitant de l'évolution des technologies optoélectroniques et de l'informatique, de nombreux systèmes de mesures ont été utilisés ou développés pour répondre à des objectifs bien précis. Le tableau non exhaustif suivant (Table 1.3.1) résume cette diversité : il montre, en quelques exemples, l'évolution de la mesure spectrale dans le monde.

<b>Auteur, [Référence]</b>	<b>Domaine de longueur d'onde (résolution spectrale)</b>	<b>Emplacement</b>	<b>Observations</b>
[Taylor 1941]		Cleveland, Ohio USA	19 spectres
[Henderson 1964]	300-800 nm	London (Enfield), U.K.	274 spectres, >1an
[Condit 1964]	330-700 nm	Rochester, N.Y, USA	249 spectres
<b>Budde (cf. [Judd 1964])</b>	300-720 nm	Ottawa, CA	99 spectres
<b>Abbott (cf. [Tarrant 1968])</b>		Mount Wilson, Californie, USA	20 spectres
[Tarrant 1968]	300-800 nm	Londres (Putney) ; Saffron Wladen (Essex), U.K.	366 ; 25 spectres
[Randerson 1970]	ISCO-SR : 380-700 nm (25 nm)	Houston, Texas, USA (2 sites)	12 Novembre 1968
[Kok 1972]	300-775 nm (5 nm)	Pretoria, Afrique du sud	422 spectres, 7 mois entre 1964 et 1965

Auteur, [Référence]	Domaine de longueur d'onde (résolution spectrale)	Emplacement	Observations
[Dixon 1978]	280-2800 nm	Sud-Est, Australie (rural + urbain)	
[Hansen 1982]	Spectromètre scanner (construit) : 360-960 nm (0,06 nm)	Norvège	Quelques spectres entre Novembre 1980 et janvier 1981
[Awadalla 1993]	300-1200 nm puis 350-800 nm	Bahrain	Octobre 1990 - mai 1991 puis février 1992 - juillet 1992
[Hernández-Andrés 1999]	LICOR-1800 : 300- 1100 nm (6 nm)	Grenade, Espagne	5315 spectres, février 1996 – novembre 1998
[Moreno 2001]	OL-754PM : 280- 800 nm (0,05 nm) ; LICOR 1800 : 300- 1100 nm (6 nm)	Barrax, Espagne	étés 1998 à 2000
[Kaskaoutis 2006]	LICOR-1800 : 320- 1100 nm (6 nm)	Athènes, Grèce	70 spectres mai 1995
[Riechelmann 2013]	MUDIS : 250-600 nm (2 nm)	Hannover, Allemagne	MUDIS : 113 luminances énergétiques spectrales simultanées, toutes les 12s les 21 et 25 octobre 2012
[Toshing 2014]	S2000, Ocean Optics : 380 à 760 nm	Hannover, Allemagne	113 luminances énergétiques spectrales, toutes les 12min sur 8 jours, Octobre 2012

Table 1.3.1 : Exemples de mesures spectrales de la lumière naturelle, à travers le monde, de 1940 à nos jours.

Ces études sont le plus souvent menées dans le cadre d'un sujet précis (étude des aérosols, colorimétrie, comparaison de technologies, etc.). Les données spectrales produites sont alors rarement disponibles ou rarement exploitables pour d'autres études (comme la climatologie). De plus, la grande variété des technologies utilisées rend difficile une approche globale de la mesure spectrale au sol (spectromètre à transformée de Fourier, réseau de diffraction et CCD, réseau de diffraction et monochromateur, prisme, roue multi-filtres, etc.).

### 1.3.3 Les réseaux de mesure au sol

Les réseaux nationaux ou internationaux, en uniformisant leur procédure d'étalonnage, leur mode d'acquisition, et en ouvrant l'accès à leurs données, sont une solution pour le partage de l'information à l'ensemble de la communauté scientifique. Si l'intérêt du spectre du rayonnement du ciel est apparu très tôt, les réseaux de mesures sur le long terme sont assez récents et ont émergé dans les années 80.

Parmi les précurseurs des réseaux de mesure à long terme, le *Solar Energy Research Institute* (SERI), devenu le *National Renewable Energy Laboratory* (NREL), réalisa de 1986 à 1988 plusieurs campagnes de mesures [Riordan 1990]. Utilisant 3 spectromètres de type LI-COR LI-1800, en 3 lieux aux Etats-Unis d'Amérique et sous plusieurs orientations (direct normal, global normal, et global horizontal), le SERI enregistra 3 364 spectres entre 300 nm et 1100 nm [Riordan 1990]. Depuis, le NREL a réalisé huit campagnes de mesures du rayonnement spectral aux Etats-Unis d'Amérique, parfois sur plusieurs années. Certaines d'entre elles sont toujours

## 1 Introduction

actives (cf. Annexe A.1) et observent le rayonnement entre 300 nm et 1100 nm à l'aide de technologies variées : réseau de diffraction + CCD, roue à filtres + réseau + monochromateur + capteur Si.

Plus récemment, depuis 1994, l'*Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Climate Research Facility*, tourné vers l'étude du climat, a installé un grand nombre de stations pour la mesure spectrale [Web ARM]. Toujours actif, ce réseau est également équipé d'une variété d'instruments allant des réseaux de diffraction et CCD pour le visible et proche IR (300 nm à 1050 nm), aux spectromètres à transformée de Fourier pour l'infrarouge (3,3  $\mu\text{m}$  à 25  $\mu\text{m}$ ) (cf. Annexe A.1). Parmi les instruments utilisés par l'ARM, l'utilisation de photomètres multi-bandes (Multi-Filter Rotating Shadowband Radiometer (MFRSR)) est notable : il s'agit d'un dispositif très utilisé pour l'étude des aérosols. Par la mesure séquentielle de larges bandes spectrales (6 bandes pour l'ARM) à travers une série de filtres, ces instruments rendent bien plus économique l'étude du rayonnement spectral et ont donc permis une large diffusion de cette technologie.

Parallèlement, l'*Aerosol RObotic NETwork (AERONET)*, initié par la NASA, utilise largement des photomètres multi-bandes [Web AERONET]. Depuis 1993, 662 stations ont été installées sur l'ensemble du globe et 411 d'entre elles sont toujours en fonctionnement mi-2016 (cf. Annexe A.1). Ce réseau vise à caractériser l'épaisseur optique spectrale des aérosols et fournit des informations comme la distribution en taille des particules ou encore la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère, observations essentielles à la compréhension du rôle des aérosols sur le climat.

Pour cette dernière technologie multi-bandes, la faible résolution spectrale est moins adaptée à une étude du spectre de la lumière naturelle ou à la validation de modèles numériques reproduisant ces spectres. Le champ d'utilisation de ces mesures est donc plus restreint (ici aux aérosols) que des mesures de plus grande résolution spectrale.

Etabli en 1993, le *SURFace RADiation budget network (SURFRAD)* supporté par la *National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)* étudie le budget énergétique de surface globale ainsi que le climat [Web SURFRAD]. Ce réseau composé de 8 stations installées aux Etats-Unis d'Amérique, observe lui aussi le rayonnement via des photomètres multi-bandes (MFRSR). Le SURFRAD fournit les seules données spectrales du Baseline Surface Radiation Network (BSRN) du World Radiation Monitoring Center (WRMC), un projet assimilant les données de rayonnement pour la climatologie issues de 58 stations à travers le monde.

Il est assez difficile de dénombrer fidèlement les stations produisant des mesures spectrales. Certaines sont membres de plusieurs réseaux, comme l'*ARM Southern Great Plains Facility, Oklahoma* membre de l'ARM du SURFRAD et du BSRN.

Même au sein de ces réseaux, la mesure spectrale du rayonnement solaire et du ciel reste peu commune en comparaison des autres mesures du rayonnement (*e.g.* éclaircissement énergétique global horizontal). De plus, la majorité des systèmes utilisent des photomètres multi-bandes, de faible résolution spectrale, ce qui rend les mesures spectrales de résolution de l'ordre du nanomètre d'autant plus loin d'égaliser la couverture géographique et temporelle des autres mesures radiométriques.

Pour l'étude de la climatologie en différents lieux ou encore pour la validation ou le développement de nouveaux modèles numériques produisant le spectres du rayonnement du ciel, il n'existe pas suffisamment de sites de mesure, sur le long terme et de résolution spectrale et temporelle suffisantes, pour couvrir la variété des climats sur Terre. Il est donc important de

multiplier les points d'observations et de produire des données couvrant un maximum de champs disciplinaire (large spectre, meilleure résolution, haute fréquence, etc.).

Depuis 2012, notre laboratoire le LGCB s'investit dans cette démarche avec l'installation de 4 chaînes de mesures spectrales (cf. § 2.2). La technologie choisie repose sur des spectromètres Ocean Optics à réseau de diffraction et capteur CCD pour une résolution proche du nanomètre et une plage de mesure comprise entre 350 et 1000 nm. L'idée est de produire, toute l'année et sur le long terme, environ 2900 spectres par jour. Cette installation sera présentée en détail dans une prochaine partie (cf. § 2.2 et 2.4).

## 1.4 Modèles RTM et statistiques

### 1.4.1 Les modèles de transferts radiatifs (RTM)

Contrairement aux mesures au sol, sporadiques et rarement continues dans le temps, les modèles de transfert radiatif (RTMs) peuvent produire des estimations de l'éclairement spectral énergétique partout sur Terre. Ces modèles sont déterministes : à partir de données atmosphériques et de la géométrie solaire, les solutions sont obtenues par résolution des équations de transfert radiatif. Leur précision dépend en grande partie de la qualité de la description de l'atmosphère (constituants, températures,...) pour le site considéré. Ces entrées sont devenues disponibles, produites par les stations de mesures météorologiques ou encore par l'analyse d'images satellites. Des mesures spectrales au sol de bonne qualité restent néanmoins indispensables à la validation des RTMs.

Le rayonnement du ciel dépend de nombreux paramètres : la composition de l'atmosphère (saisons, météo, pollution, géographie) et la position du soleil (cycles journalier et annuel, localisation sur Terre de l'observateur) [Monks 2009]. Tous ces paramètres ont un effet majeur sur l'intensité, la composition spectrale, la distribution géométrique et la dynamique du rayonnement solaire.

A partir de ces paramètres, de nombreux modèles de transferts radiatifs (RTMs) permettent l'estimation du rayonnement issu du ciel et du soleil. Ces modèles peuvent être très différents les uns des autres [Cojan 1995] : certains modélisent avec une haute résolution les raies spectrales ; d'autres, plus rapides, donnent uniquement des bandes spectrales. Les descriptions atmosphériques utilisées peuvent être décomposées en couches planes ou sphériques. Le maillage de l'atmosphère peut être réalisé en une ou trois dimensions. Le choix du modèle dépend de la situation (conditions atmosphériques : ciel bleu, ciel couvert, brouillard ? position au plus bas du soleil à l'horizon ?), du résultat souhaité (spectre haute résolution ou large bandes spectrales ?), ou encore de la durée des simulations (plusieurs heures ou quelques secondes pour estimer le rayonnement d'une scène ?).

Concernant les paramètres d'entrée de ces modèles, des bases de données sont disponibles pour fournir des informations précieuses sur les caractéristiques atmosphériques sur de longues périodes (~30 ans). Ainsi, la dernière génération de satellites météorologiques produit des données avec un pas de temps de 15 minutes et une résolution spatiale allant jusqu'à ~ 2 km au nadir [Schmetz 2002]. Les bases de données issues de modèles prédictifs couvrent des périodes de plusieurs décennies avec des résolutions spatiales de quelques dizaines de kilomètres et temporelles d'environ une heure [Saha 2010] [Rienecker 2011].



## 1 Introduction

Ces modèles déterministes, proches de la réalité, nécessitent néanmoins une description détaillée de l'atmosphère et de longs temps de calcul, ce qui les rend incompatibles avec de nombreuses applications d'ingénierie. Pour ces raisons, des modèles ont été créés depuis les années 80 [Gueymard 1995], construits à partir des modèles déterministes complexes par simplification des méthodes de résolution des équations de transferts. En particulier, nous utiliserons SMARTS2 (cf. § 3.4), développé par Christian Gueymard et basé sur le modèle MODTRAN [Berk 1987]. Ce modèle, rapide, est largement utilisé par la communauté scientifique [ASTM 2003] [Myers 2004] [Philipps 2010]. Comparé à des modèles rigoureux (*e.g.* MODTRAN2) et à des mesures spectrales, dans des conditions atmosphériques variées, SMARTS2 a démontré la qualité de ses estimations allant jusqu'à la mise en évidence de défauts de la mesure [Gueymard 1995]. Ainsi, nous avons pu réaliser des ajustements numériques via la modélisation de plus d'un million de spectres en seulement cinq jours (cf. § 3.4.4).

Les RTMs permettraient de produire une climatologie du spectre du rayonnement solaire partout sur Terre à partir de l'utilisation de bases de données atmosphériques. Mais pour avoir confiance en ces estimations, il faut les valider à partir de mesures au sol sur des périodes suffisamment longues pour couvrir une grande variété de conditions atmosphériques. La mise en place de ce type de mesures sur la station IDMP de l'ENTPE est le premier objectif de notre travail.

### 1.4.2 Modèles statistiques et semi-empiriques

Parallèlement aux modèles RTMs, et n'ayant pas les mêmes prétentions, il existe des modèles de représentation du spectre de la lumière naturelle construits à partir de l'analyse statistique de mesures d'éclairements énergétiques spectraux. Le modèle de Judd *et al.* [Judd 1964] permet ainsi d'estimer la composition spectrale de la lumière naturelle à partir d'informations colorimétriques. Il est recommandé par la Commission Internationale de l'Eclairage (CIE) et a donné naissance à son modèle des illuminants séries D de la lumière naturelle [CIE 2004]. Toutefois, ces deux modèles se basent sur l'étude d'un échantillon de spectres restreint (622 spectres) dont les mesures datent des années 60 et sont de résolution inférieure à celles à laquelle la technologie actuelle nous donne accès. C'est dans ce cadre que s'inscrit l'étude statistique (cf. § 3) menée dans ce document.

D'autre part, avec pour entrées des données telles les éclairements énergétiques globaux et diffus, la vapeur d'eau précipitable et la position du soleil, Nann *et al.* [Nann 1991] propose un modèle semi empirique (SEDES1) pour l'estimation des éclairements énergétiques spectraux.

## 1.5 Station IDMP

Le système de mesures spectrales est intégré à la station de Vaulx-en-Velin, membre de l'*International Daylight Measurement Programme* (IDMP). Ce programme a été initié par la Commission Internationale de l'Eclairage (CIE) en 1991 pour la production et le partage de données sur le rayonnement solaire (éclairements lumineux, éclairements énergétiques, luminances, radiances) dans différents plans (horizontal ou verticaux : nord, sud, etc.). C'est dans ce cadre que la station de Vaulx-en-Velin a été installée en 1992 sur le toit de l'*Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat* (ENTPE) et est entretenu par le *Laboratoire de Génie Civil et Bâtiment* (LGCB).

### 1.5.1 Caractéristiques du site

La ville de Vaulx-en-Velin est située dans la partie Est de la métropole de Lyon regroupant 1,3 millions d'habitants (2013). Dans un rayon de 5 km autour de la station, l'environnement est constitué à 70% de logements urbains et à 30% de terrain agricoles et de parcs. L'autoroute de Genève A42 et le périphérique N383 à l'est de Lyon sont à 2 km.

Le climat est tempéré, avec une influence maritime (méditerranée). La température moyenne en janvier est de 3°C et en juillet de 21°C. La durée annuelle moyenne d'ensoleillement est de 2002 heures. Une station météorologique est située à 5 km, à Bron et une station de mesure de la qualité de l'air (AirRhoneAlpes) est installée à 200m de la station IDMP sur le campus de l'ENTPE.

Un important complexe industriel dénommé « couloir de la chimie », implanté le long du fleuve dans le sud de l'agglomération, constitue une menace de pollution. La qualité de l'air est surveillée toute l'année par l'association « AirRhoneAlpes » [Web Air Rhône-Alpes]. Le tableau suivant résume les épisodes de pollution en 2015.

Polluant	Jours de dépassement	seuil
Dioxyde d'azote NO <sub>2</sub>	34 dépassements (Est lyonnais)	200 µg/m <sup>3</sup> sur une heure à ne pas dépasser plus de 18 fois par an
Particule PM <sub>10</sub>	Entre 30 et 39 jours	50 µg/m <sup>3</sup> à ne pas dépasser plus de 35 jours par an
Ozone	30% des sites urbains dépasse le seuil annuel	Seuil journalier de 120 µg/m <sup>3</sup> sur 8 heures à ne pas dépasser plus de 25 jours par an

Table 1.5.1 : Bilan des épisodes de pollution pour les polluants majeurs (NO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, PM<sub>10</sub>) pendant l'année 2015 (source [AirRhoneAlpes]).

Ces composés moléculaires (NO<sub>2</sub> et O<sub>3</sub>) et particulaire (particules de moins de 10 µm : PM<sub>10</sub>) interagissent avec le spectre électromagnétique visible via des diffusions et absorptions (cf. § 1.2.3 et § 3.4), pour cela, il est intéressant d'ajouter ces informations à notre étude.

### 1.5.2 Description

Depuis 1992, la station IDMP (Fig 1.5.1) mesure les éclairements lumineux diffus et global horizontaux du ciel, et les éclairements lumineux globaux dans quatre plans verticaux observant les quatre points cardinaux (en vert sur la figure). Les éclairements énergétiques direct normal, global horizontal et diffus horizontal (en bleu sur la figure) sont également enregistrés. Ses données subissent un contrôle de qualité via une inter-comparaison des signaux des instruments puis sont sauvegardées avec un pas temporel de 1 minute depuis le 1<sup>er</sup> septembre 1993 (5 minutes auparavant). Ces données sont accessibles directement sur le serveur IDMP de l'ENTPE [Web IDMP].

A partir de 2012, des mesures spectrales ont été progressivement ajoutées à la station (en orange sur la figure Fig 1.5.1). Nous avons choisi de mesurer les éclairements spectraux dans quatre plans utiles pour des applications de lumière du jour (éclairage) et photovoltaïques: 3 plans (horizontal, vertical est et sud incliné à 45°) selon lesquels le rayonnement global (ciel+soleil) est mesuré et un plan perpendiculaire au soleil, selon lequel le rayonnement direct (soleil seul)

# 1 Introduction

est mesuré. Ces données ne sont pas en accès libre via internet mais peuvent être demandées au laboratoire.

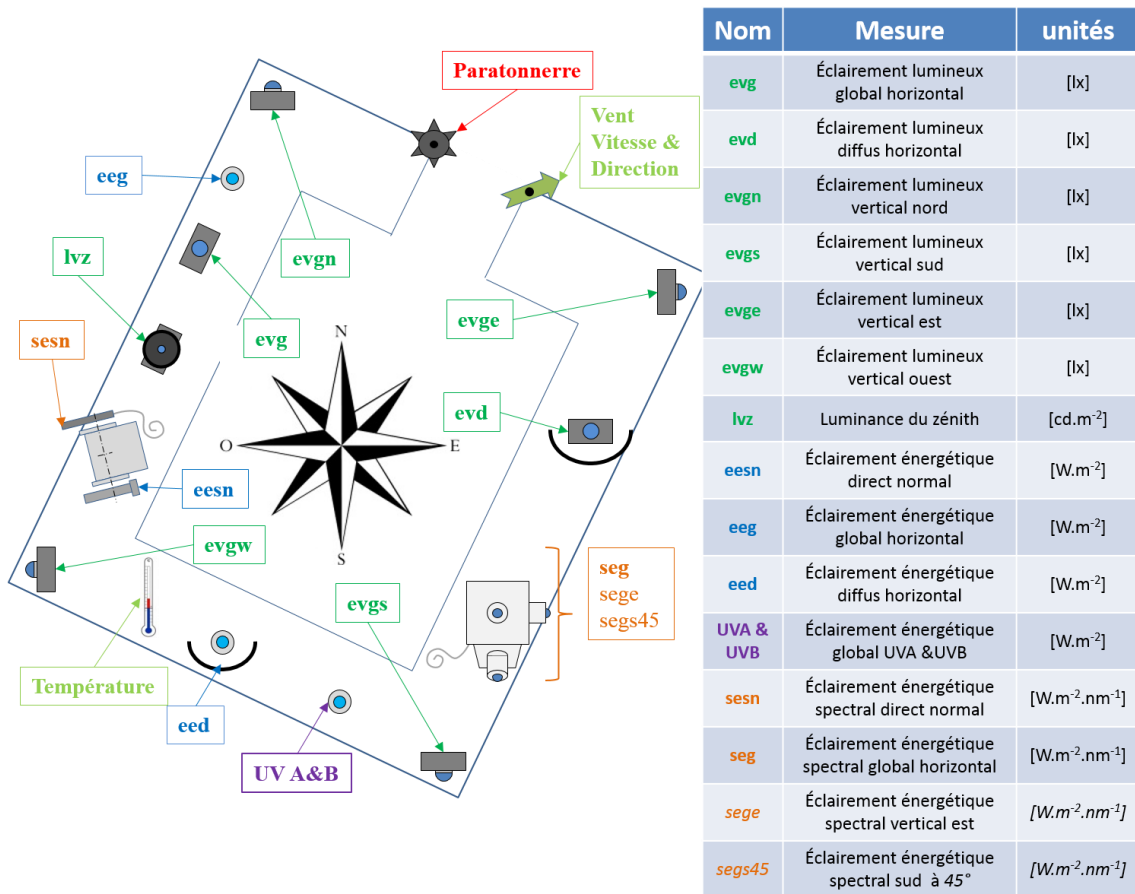


Fig 1.5.1 : vue schématique de la station CIE-IDMP de l'ENTPE avec ses instruments

La mise en place et la validation des chaînes d'acquisition des éclairagements énergétiques spectraux ainsi que le développement d'un contrôle de qualité des mesures nous ont permis d'assurer la production continue d'une banque de données sur plusieurs années (cf. § 2). Celle-ci nous a permis de fournir une information statistiquement représentative du climat spectral de Vaulx-en-Velin.

L'étude statistique (cf. § 3) d'un échantillon de 140 396 spectres (cf. § 3.1) associé, entre autre, à des données météorologiques issues de stations voisines (cf. § 3.2) est présentée dans ce document. Elle permet de construire un modèle similaire à celui de Judd *et al.* (cf. § 3.5). Elle nous permettra ainsi de travailler sur l'amélioration du modèle CIE de génération de spectres de la lumière naturelle à partir de paramètres colorimétriques. Enfin, nous pourrons établir des relations entre la composition spectrale des éclairagements énergétiques globaux horizontaux et différents paramètres météorologiques (cf. § 3.6), dont l'étude pourrait être utile à la production d'un modèle semi-empirique pour l'estimation des éclairagements énergétiques spectraux.

Avant de présenter ce travail, il est nécessaire de le construire sur des bases solides : la mesure spectrale est comparée à certains instruments déjà en place sur la station IDMP mais aussi à des instruments de référence. Dans la première partie (cf. § 2.1), l'ensemble de ces systèmes est d'abord évalué avant de pouvoir mettre en place les chaînes de mesures spectrales.



## 2 Intégration des mesures spectrales à la station IDMP

Les 4 chaînes de mesure spectrale sont en place depuis 2012. La réalisation et l'enregistrement des mesures d'éclairements énergétiques spectraux directs normaux et globaux horizontaux ont donc commencé dès lors, même si toutes les chaînes n'étaient pas encore opérationnelles. En 2013-2014, après une nouvelle évaluation de leurs caractéristiques, nous avons optimisé leur installation et modifié leur mode d'acquisition.

Ce travail commence par la description et l'étude des chaînes de mesure Ocean Optics des éclairements énergétiques spectraux (cf. § 2.2), ainsi que des erreurs et des limitations de cette technologie. Puis une réflexion sur le choix du mode d'acquisition y est présentée, par comparaison entre le mode initial de 2012 et celui proposé pour 2014 (cf. § 2.3). Cela amène à une pleine description du mode d'acquisition retenu (cf. § 2.4). Une fois fonctionnel, le système subit plusieurs étalonnages : des étalonnages spectraux en valeurs relatives, sur de courtes périodes (cf. § 2.5) et un étalonnage en valeurs absolues sur le long terme (cf. § 2.6). Enfin, après une première période de mesures d'environ un an, un contrôle qualité est réalisé (cf. § 2.7) et permet de partir sur une base saine pour l'analyse (cf. § 3).

Avant la présentation des chaînes d'acquisition spectrale, une étude des instruments en place et des références est nécessaire (cf. § 2.1) pour étalonner et caractériser les systèmes Ocean Optics ainsi que pour valider le comportement d'un support utilisé : le suiveur de soleil pour la voie directe normale.

### 2.1 Etude des instruments en place et des références

Avant l'étude et l'étalonnage spectral (en valeurs relatives puis absolues) des chaînes spectrales Ocean Optics en place sur la station, le bon fonctionnement des instruments en lien avec la mesure spectrale doit être assuré. Cette partie décrit et présente l'étude de différents instruments de mesure et sources de lumière préalable au travail à réaliser sur les chaînes de mesures spectrales Ocean Optics.

Les mesures d'éclairements lumineux de la station IDMP (ENTPE) par les cellules *BAP 30 FCT* de la société *LMT* serviront de référence pour l'étalonnage en valeurs absolues des spectromètres. Elles sont donc étalonnées par comparaison avec une cellule *BAP 30 FCT* de référence récemment étalonnée par la société *LMT* (cf. § 2.1.1).

On doit également s'assurer de la justesse du *suiveur de soleil STR-22* de la société *EKO* instruments qui supporte la chaîne de mesure d'éclairements énergétiques spectraux directs normaux et d'éclairements énergétiques directs normaux. On compare, à l'aide d'un codeur absolu construit à cet effet, les orientations mesurées en fonction de ses deux modes de fonctionnement (cf. § 2.1.2).

En plus des instruments de la station, d'autres systèmes serviront à la caractérisation des systèmes Ocean Optics. En particulier, le spectromètre *SPECBOS 1211UV* de la société *Jeti* est notre référence pour l'étalonnage spectral des 4 chaînes de mesures Ocean Optics (cf. § 2.5). Il est également utilisé pour l'étude des effets de la courbure de la fibre optique sur la variation ou non de sa transmission spectrale (cf. § 2.2.4) : cette courbure pouvant occasionner des pertes

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

de transmission dépendantes de la longueur d'onde. En mode mesure d'éclairiments lumineux, le SPECBOS est une référence pour la mesure de sensibilité angulaire des diffuseurs Ocean Optics (cf. § 2.2.2), sensibilité ayant une importance majeure sur la qualité des mesures d'éclairiments. C'est pourquoi la sensibilité angulaire du spectromètre 1211-UV SPECBOS est étudiée (cf. § 2.1.3).

Une source lumineuse à LEDs légère a été conçue pour être installée sur l'extrémité de la chaîne de mesure d'éclairiments énergétiques spectraux directs normaux (cf. § 2.2.4). Elle est paramétrable en longueur d'onde pour l'étude du recouvrement d'ordre des spectromètres Ocean Optics (cf. § 2.2.3). Ce recouvrement pourrait avoir un impact négatif sur la qualité de mesure des spectres en faisant se recouvrir des spectres décalés en longueur d'onde. Pour être utilisée comme référence, le spectre émis par cette source doit être caractérisé et sa stabilité dans le temps doit être démontrée (cf. § 2.1.4).

### 2.1.1 Etalonnage des mesures d'éclairiments lumineux LMT

Le système de mesure BAP 30 FCT de la société LichtMessTechnik permet une mesure précise des éclairiments lumineux. 7 sont installés sur la station IDMP pour les mesures des éclairiments lumineux : globaux horizontaux (*evg*), diffus horizontaux (*evd*), 4 globaux verticaux : nord (*evgn*), sud (*evgs*), est (*evge*), ouest (*evgw*) et un dernier pour la mesure de luminance du zénith. Ces instruments ont été parmi les premiers installés sur la station IDMP en 1991 et leurs mesures sont accessibles sur internet [Web IDMP].

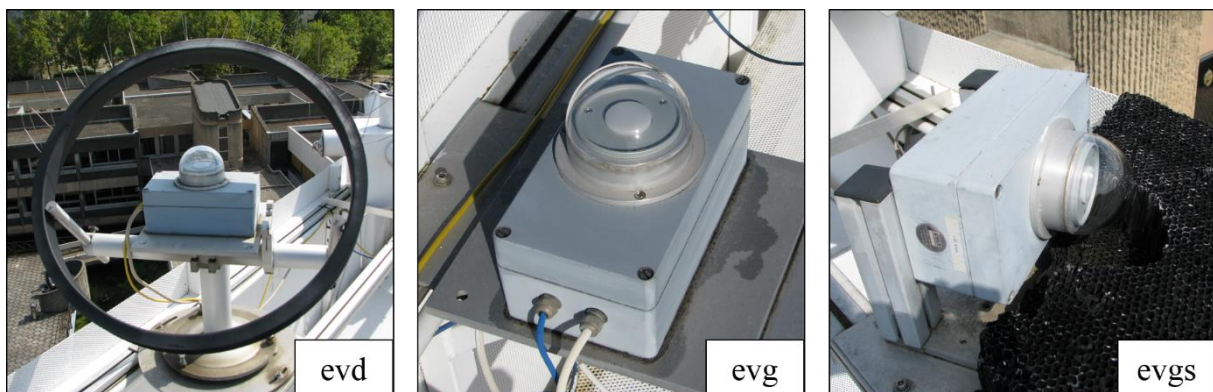


Fig 2.1.1 : 3 des 7 cellules LMT installées sur la station IDMP : à gauche, la mesure des éclairiments lumineux diffus horizontaux avec son anneau d'ombrage, au centre, les éclairiments globaux horizontaux, à droite les éclairiments lumineux verticaux sud avec le matériau noir en nid d'abeille pour masquer les réflexions du sol.

Les cellules *evg* des mesures globales horizontales et *evd* des mesures diffuses horizontales ont une importance toute particulière lors de la comparaison avec les mesures des chaînes spectrales Ocean Optics. Il est donc important de réaliser un bon étalonnage de ces instruments pour éviter de propager des erreurs dans les analyses Ocean Optics (cf. § 2.6).

#### 2.1.1.1 La mesure des éclairiments lumineux

La mesure de l'éclairiment lumineux par ces cellules, avant transformation en signal pour l'acquisition, est réalisée via deux intégrations successives du rayonnement issu du ciel :

- Une intégration spatiale : la luminance énergétique spectrale  $R(\theta, \varphi, \lambda)$ , en  $[W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}]$ , émise en chaque point du ciel d'orientation  $(\theta, \varphi)$ , est captée

par une surface diffusante (visible sur la cellule en blanc au centre du dôme Fig 2.1.1). Cette cellule restitue un spectre d'éclairiments énergétiques  $I(\lambda)$ , en  $[W.m^{-2}.nm^{-1}]$ . L'efficacité de réception dépend de l'angle avec lequel la source est observée. Dans l'idéal, cette sensibilité angulaire est égale au cosinus de l'angle à la normale de la surface du capteur, d'où :

$$I(\lambda) = \int_{\theta, \varphi} R(\theta, \varphi, \lambda) \cos \theta d\Omega \quad (2.1.1)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement en  $[nm]$ .

- Une intégration spectrale : le spectre d'éclairiment énergétique spectral  $I(\lambda)$ , en  $[W.m^{-2}.nm^{-1}]$ , passe au travers d'un filtre photopique avant d'être capté par le récepteur silicium de la cellule et produit, avant la conversion électrique, une valeur d'éclairiment lumineux  $E$ , en  $[lx]$ . Le filtre photopique est un filtre spectral correspondant à l'efficacité lumineuse spectrale relative  $V(\lambda)$  [CIE 2004] diurne de l'œil humain. Ainsi, l'éclairiment lumineux  $E$  est donné par :

$$E = \int_{\lambda} K_M V(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (2.1.2)$$

avec  $K_M = 683,002 \text{ lm.W}^{-1}$  : efficacité lumineuse maximale photopique à  $\lambda = 555 \text{ nm}$

La fonction  $K_M.V(\lambda)$  permettant de passer du flux énergétique, en  $[W]$ , au flux lumineux, en lumens  $[lm]$  (ou encore  $[lx.m^2]$ ), est représentée ci-dessous :

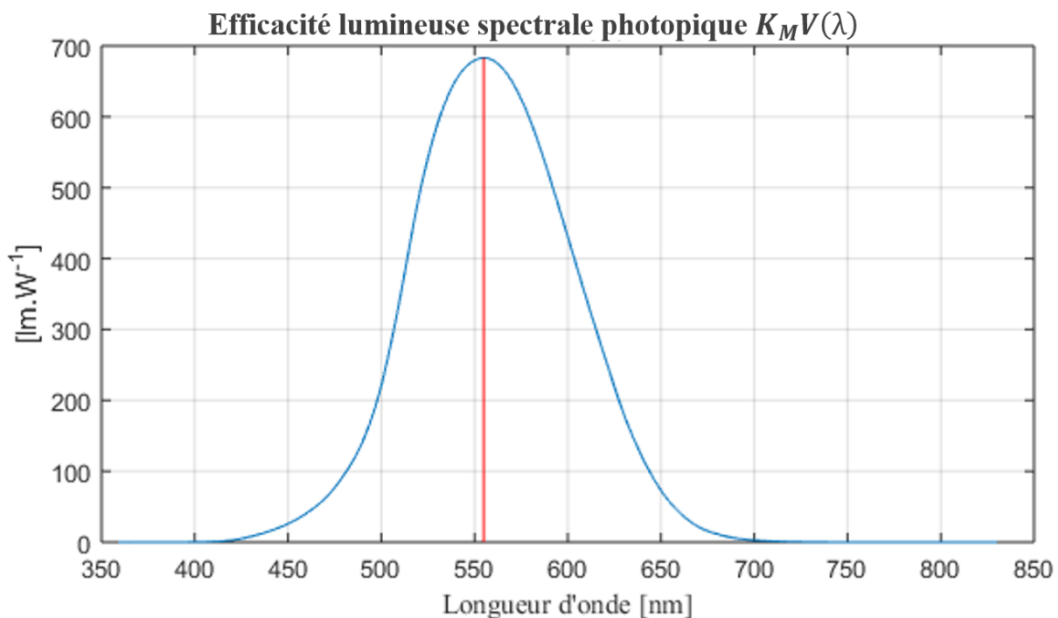


Fig 2.1.2 : courbe d'efficacité lumineuse spectrale photopique.

Dans la réalité, ces deux intégrations ne sont jamais parfaites. C'est pourquoi les constructeurs présentent généralement l'erreur associée à la correction cosinus, notée  $f_1$  [DIN 5032], et l'erreur sur la réponse spectrale relative, notée  $f_2$ . Dans le cas des sept cellules LMT de la



## 2.1 Etude des instruments en place et des références

station IDMP de Vaulx-en-Velin, ces deux valeurs (données constructeur) restent sensiblement les mêmes, et valent en moyenne  $f_1 = 2,7\%$  et  $f_2 = 1,8\%$ .

### 2.1.1.2 Description de l'acquisition et étalonnage

L'objectif est d'obtenir en sortie de chaîne d'acquisition la meilleure estimation  $E_{out[lx]}$  de l'éclairement lumineux idéalement perçu en entrée par la cellule  $E_{in[lx]}$  (pour une sensibilité angulaire égale au cosinus et une réponse spectrale relative égale à l'efficacité lumineuse spectrale photopique  $K_M V(\lambda)$ ).

La variabilité de la distribution des luminances du ciel associée à la sensibilité angulaire imparfaite des capteurs, ainsi que la variabilité de la composition spectrale du rayonnement associée au filtre spectral photopique également imparfait, entraînent une variabilité du résultat d'étalonnage. Or, pour l'étalonnage, nous devons les stabiliser. Leurs variations doivent être rappelées pour juger de la qualité des mesures. Pour faire tendre l'éclairement lumineux réel observé par les capteurs vers l'éclairement idéal  $E_{in[lx]}$ , un masque circulaire a été ajouté aux instruments pendant la période d'étalonnage (voir plus loin, Fig 2.1.5). Cela diminue fortement les effets produits par la distribution des luminances du ciel, observée avec des sensibilités angulaires imparfaites. Enfin, les filtres spectraux photopiques sont suffisamment proches de la fonction  $V(\lambda)$  idéale (cf. valeur faible de  $f_2$ ). Ainsi, dans cette étude nous pourrions considérer l'éclairement lumineux observé par les cellules LMT comme équivalent à l'éclairement lumineux idéalement perçu  $E_{in[lx]}$ .

La chaîne d'acquisition des mesures d'éclairements lumineux commence par la transformation de cet éclairement lumineux idéalement perçu par la cellule  $E_{in[lx]}$  en tension  $E_{[mV]}$ . Cette tension est ensuite divisée par un pont diviseur de tension avant d'être traitée par la centrale d'acquisition pour produire des hectolux  $E_{[hlx]}$  facilement lisibles sur l'afficheur de la centrale. Enfin, cette valeur est multipliée par 100, par le code d'acquisition écrit en Java, pour sauvegarder les éclairements lumineux en lux  $E_{out[lx]}$  (Fig 2.1.3).

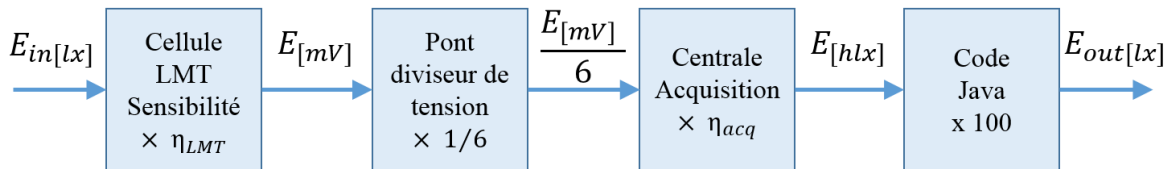


Fig 2.1.3 : chaîne d'acquisition LMT de l'éclairement lumineux idéal à son estimation enregistrée.

La relation donnant les éclairements lumineux sauvegardés  $E_{out[lx]}$  par l'instrument en fonction des éclairements lumineux idéaux observés  $E_{in[lx]}$  s'écrit :

$$E_{out[lx]} = E_{in[lx]} \times \eta_{LMT} \times \frac{1}{6} \times \eta_{acq} \times 100 \quad (2.1.3)$$

Où  $\eta_{LMT}$  est la sensibilité globale de l'instrument en  $[mV.lx^{-1}]$  et  $\eta_{acq}$  est le coefficient de correction logiciel en  $[hlx.mV]$  pour obtenir en sortie des lux. Ce coefficient est bien choisi si  $E_{out[lx]} = E_{in[lx]}$  alors :

$$\eta_{LMT} \times \frac{1}{6} \times \eta_{acq} \times 100 = 1 \quad (2.1.4)$$

L'objet de l'étalonnage est de déterminer, par comparaison avec la cellule de référence, la sensibilité  $\eta_{LMT}$  de chaque instrument et ainsi, à l'aide de la relation (2.1.4), de calculer le coefficient de correction  $\eta_{acc}$  à leur appliquer.

Le 14 octobre 2013, la société LMT a étalonné une cellule BAP 30 FCT (référence 129217). Elle constitue l'instrument de référence pour l'étalonnage des instruments LMT et sa sensibilité vaut  $\eta_{LMT,ref} = 0,100 \text{ mV.lx}^{-1}$ . Six des sept instruments LMT seront étalonnés par comparaison avec la cellule de référence car la voie utilisée pour la mesure de luminance (7<sup>ème</sup> instrument) est remplacé par la référence sur la centrale d'acquisition.

La comparaison des instruments se faisant par observation du rayonnement du ciel, ils sont tous placés à l'horizontale, observant le zénith. Cependant, les sensibilités angulaires de chaque instrument sont différentes (Fig 2.1.4), et la distribution des luminances sur le ciel peut être très hétérogène. Cela peut alors entraîner des erreurs de plusieurs pourcents sur l'étalonnage, dans les cas où la luminance serait fortement localisée en une zone donnée du ciel.

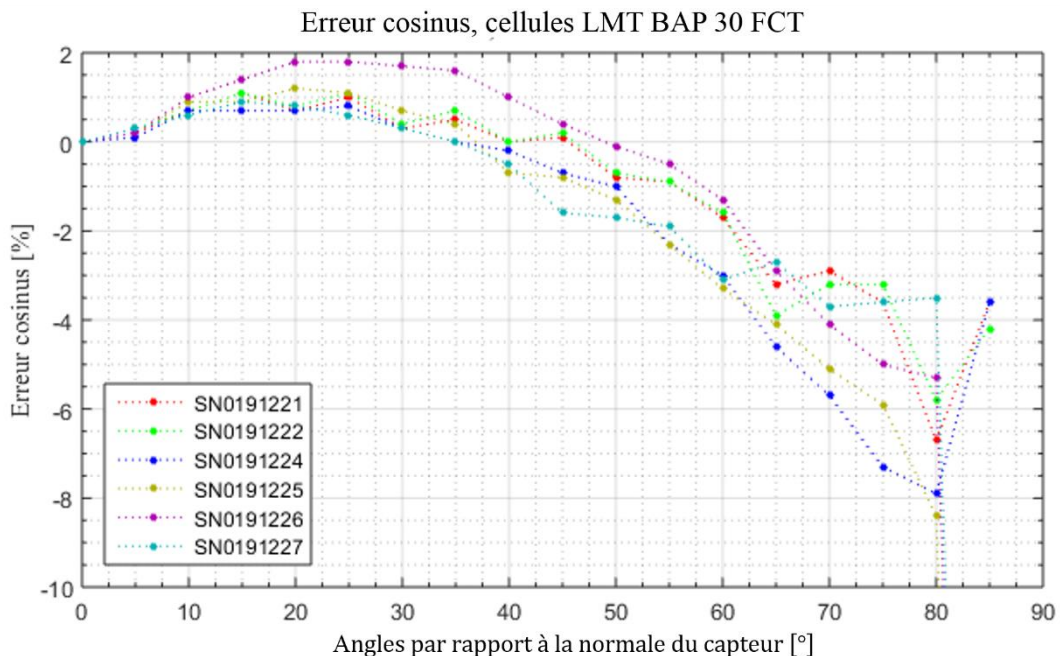


Fig 2.1.4 : sensibilité angulaire des instruments LMT installés sur la station IDMP (données constructeur).

On masquera le plus possible les forts rayonnements localisés de la voûte, en particulier le rayonnement direct du soleil qui, lorsqu'il est proche de l'horizon, produirait une erreur sur l'étalonnage très importante. Pour cela, un masque circulaire est ajouté sur chaque cellule. Son diamètre est de 90 mm pour s'ajuster au dôme et sa hauteur est supérieure à la plus grande hauteur (en degré) du soleil pour la saison mais reste suffisamment bas pour avoir un maximum de signal. Cela a permis de se protéger du soleil direct sans supprimer trop de signal. La figure suivante représente la position du masque sur la cellule LMT et l'exclusion du soleil au plus haut de la zone de pénombre (Fig 2.1.5) :

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

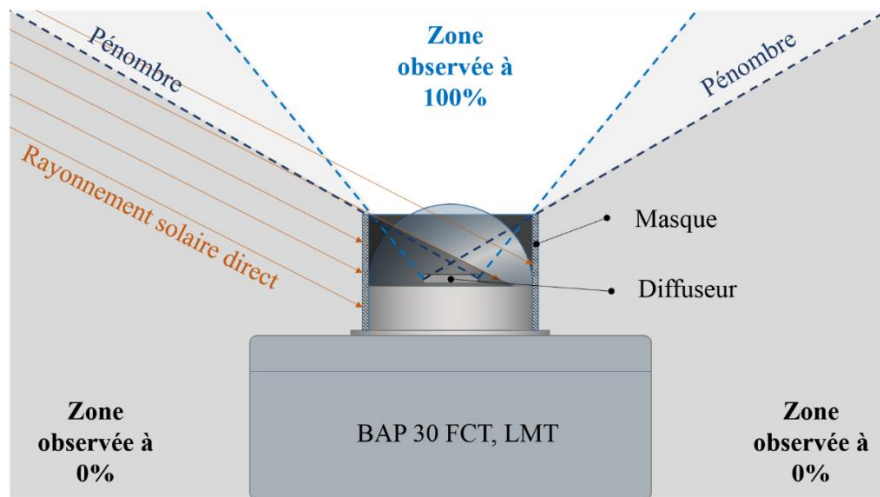


Fig 2.1.5 : La hauteur du soleil au plus haut de la journée est inférieure à l'angle de la pénombre. Le rayonnement direct du soleil n'est donc jamais observé.

Les sept cellules LMT ainsi installées et masquées ont observées le ciel pendant 34 jours, du 9 janvier 2014 au 17 février 2014. L'acquisition des mesures d'éclairements lumineux par la station d'acquisition Campbell a été réalisée séquentiellement, avec un pas de l'ordre de la seconde. Cette acquisition séquentielle a l'inconvénient, lors d'observation de ciels rapidement variables, d'être incompatible avec une comparaison inter-instrumentale et donc à un étalonnage. Pour atténuer cet effet et en l'absence de ciels très stables (sans nuages), nous avons sélectionné parmi les journées de mesures, celle qui présentait la plus faible variabilité entre l'instrument à étalonner et l'instrument de référence (Fig 2.1.6).

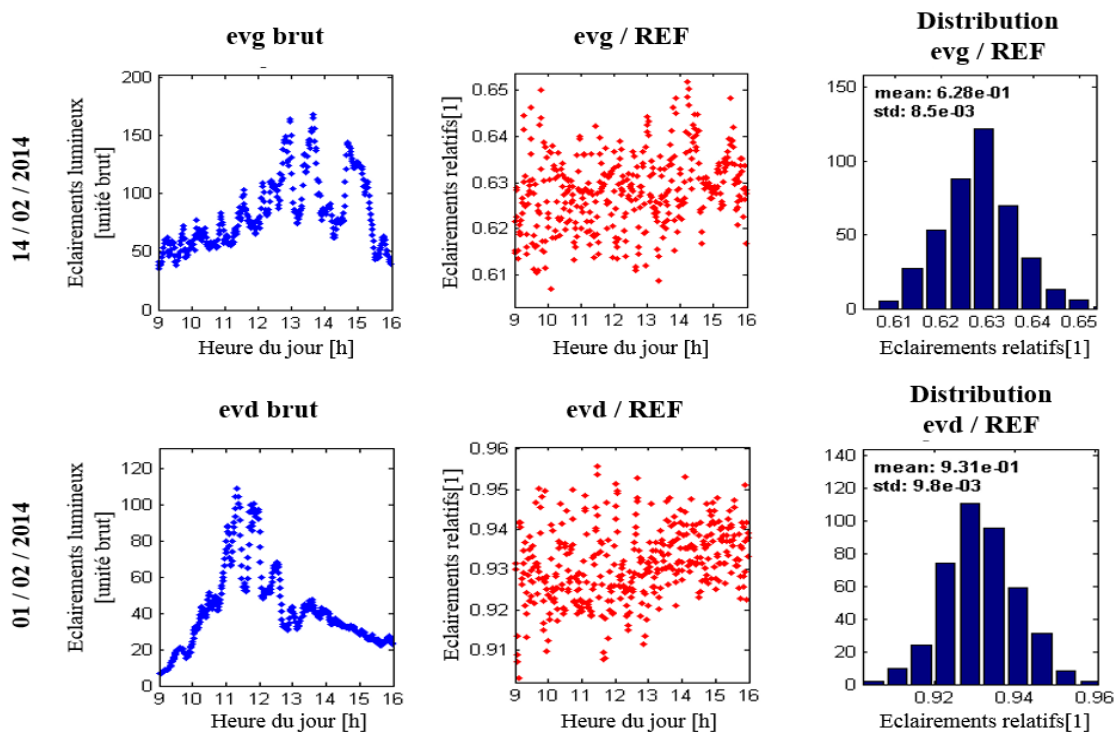


Fig 2.1.6 : jours de mesures sélectionnés pour l'étalonnage des LMT global horizontal (en haut) et diffus horizontal (en bas). A gauche les mesures brutes en sortie de chaînes d'acquisition avec le coefficient de correction  $\eta_{acq}$  fixé à 1. Au centre, le rapport des mesures de l'instrument à étalonner avec la cellule de référence. A droite, la distribution du rapport précédent, le plus proche possible d'une gaussienne, a permis de sélectionner la journée la plus adéquate à la production des résultats d'étalonnage.

Pendant tout le temps d'acquisition, les coefficients de correction  $\eta_{acq}$  des sept instruments sont mis à 1. Le signal enregistré devient pour chaque mesure un signal brut  $E_{brut}$  sans correction logicielle :

$$E_{brut} = E_{in[lx]} \times \eta_{LMT} \times \frac{1}{6} \times 1 \times 100 \quad (2.1.5)$$

Le rapport des mesures brutes  $E_{brut}$  avec la mesure brute de la référence  $E_{brut,ref}$  permet le calcul de la sensibilité de chaque cellule  $\eta_{LMT}$  puis du coefficient de correction  $\eta_{acq}$  :

$$\eta_{LMT} = \frac{E_{brut}}{E_{brut,ref}} \eta_{LMT,ref} \quad (2.1.6)$$

$$\eta_{acq} = \frac{6}{\eta_{LMT} \times 100} \quad (2.1.7)$$

Pour le calcul de l'incertitude de mesure, si les journées de faible écart type et de distribution proche d'une gaussienne ont bien été sélectionnées, l'incertitude de la moyenne de la distribution  $\sigma_{\overline{\eta_{LMT}}}$  peut être calculée à partir de l'écart type observé  $\sigma_{\eta_{LMT}}$  (Fig 2.1.6, noté std, figure de droite) :

$$\sigma_{\overline{\eta_{LMT}}} = \frac{\sigma_{\eta_{LMT}}}{\sqrt{(16 - 9) \times 60}} \quad (2.1.8)$$

Où  $(16 - 9) \times 60$  est le nombre de mesures acquises entre 9 h et 16 h avec une fréquence d'une minute.

En pratique ce type de distribution est assez rare avec un ciel variable et une acquisition séquentielle des différents instruments : l'incertitude réelle est donc un peu supérieure à celle présentée dans le tableau suivant sur les résultats d'étalonnages (Table 2.1.1) :

Cellule LMT	$\frac{E_{brut}}{E_{brut,ref}}$ [1]	Sensibilité Cellule LMT $\eta_{LMT}$ [mV.lx <sup>-1</sup> ]	Coefficient de correction $\eta_{acq}$ $\propto$ [hlx.mV]	Jour utilisé [jj/mm /yyyy]
<b>evg</b>	0,6280(4)	0,0628(5)	0,955(8)	14/02/2014
<b>evd</b>	0,9310(5)	0,0931(7)	0,644(5)	01/02/2014
<b>evge</b>	0,8902(5)	0,0890(7)	0,674(5)	10/02/2014
<b>evgn</b>	1,7803(8)	0,178(1)	0,337(3)	01/02/2014
<b>evgs</b>	0,5823(4)	0,0582(5)	1,0322(8)	01/02/2014
<b>evgw</b>	0,9074(4)	0,0907(7)	0,662(5)	01/02/2014

Table 2.1.1 : résultats de l'étalonnage des 6 cellules LMT. A partir des rapports signal brut sur signal brut de référence (2<sup>ème</sup> colonne), la sensibilité de chaque cellule LMT (3<sup>ème</sup> colonne) est calculée, puis le coefficient de correction appliqué par la centrale d'acquisition est également calculé. La dernière colonne présente les jours de mesures utilisés pour l'étalonnage de chaque cellule LMT. L'incertitude à 68% sur le dernier digit est notée entre parenthèses.

Les incertitudes présentées sont données à titre indicatif : la forme des masques utilisés peut légèrement varier d'une cellule à l'autre et donc entrainer une légère erreur systématique difficile à quantifier précisément. De plus, l'erreur lors de l'étalonnage est minime en comparaison des effets de la sensibilité angulaire (Fig 2.1.4), lors du service normal des instruments (sans masque), pouvant aisément dépasser 10% pour les angles loin de la normale

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

au capteur. Enfin, ces erreurs ne prennent pas en compte l'erreur sur la sensibilité spectrale  $f_2$  (cf. fin § 2.1.1.1) valant 1,8% en moyenne.

### 2.1.2 Vérification du suiveur solaire

Le support des instruments de mesure des éclairagements énergétiques direct normaux du soleil et des éclairagements énergétiques spectraux du soleil est un suiveur de soleil STR-22 de la société EKO Instrument. Ces deux instruments ont un champ d'observation réduit et un mauvais alignement du suiveur ou un pointage de précision variable aurait un impact majeur sur la qualité de leurs mesures. La documentation du pyréliomètre CH1 pour la mesure des éclairagements énergétiques conseille ainsi une précision de suivi inférieure à  $0,75^\circ$ . L'étude du limiteur de champs de la chaîne de mesures spectrales directe normale *sesn* qui sera traitée ultérieurement (cf. § 2.2.1) nécessite elle aussi de s'assurer d'une précision de suivi suffisante. Une trop grande imprécision et les instruments observeraient le diffus proche du soleil et non plus le soleil direct. Selon le mode de fonctionnement du suiveur, le constructeur annonce une précision de suivi de  $< 0,01^\circ$  à  $\pm 0,1^\circ$ . Compte tenu de l'importance de la maîtrise de cette précision, nous avons souhaité en vérifier la validité au cours de notre utilisation du matériel.

#### 2.1.2.1 Description du suiveur

Le traqueur est constitué d'une monture azimutale permettant une orientation en azimut et en hauteur. Le corps du système s'oriente en azimut par rapport au pied (Fig 2.1.7 en bleu). Puis les deux bras, supportant les instruments de mesures, s'orientent en hauteur par rapport au corps (Fig 2.1.7 en orange).

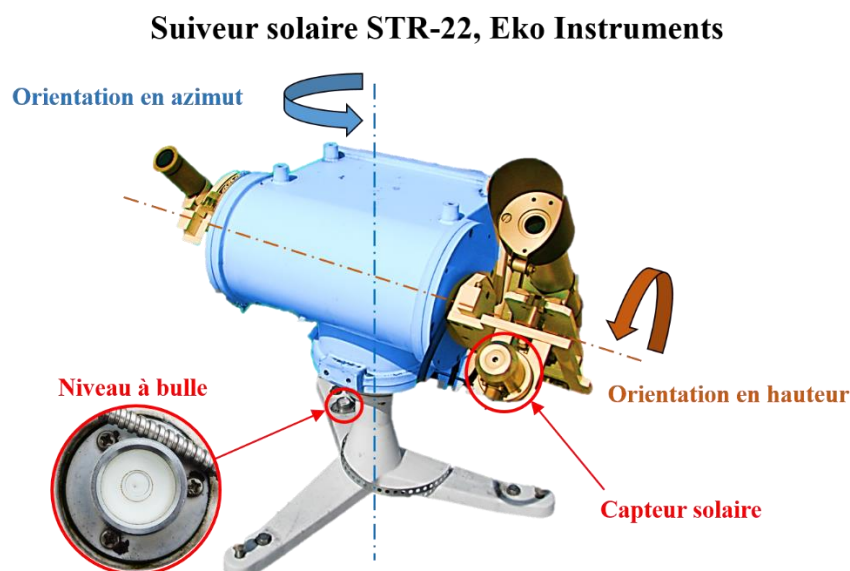


Fig 2.1.7 : description du suiveur solaire STR-22 de la société Eko Instruments. Avec ses deux axes d'orientations : azimut en bleu, hauteur en orange ; le capteur solaire entouré en rouge à droite et le niveau à bulle sur le bâti à gauche.

Le suivi fonctionne sous deux modes :

- Si le rayonnement est au-dessus d'un certain seuil, un capteur solaire (entouré en rouge Fig 2.1.7) d'ouverture optique  $\pm 15^\circ$  projette une image du soleil sur un quadrant photodiode au silicium et corrige la position du traqueur afin de centrer l'image sur le quadrant. Le seuil de rayonnement est défini par une valeur fixe, corrigée de l'atténuation de la masse d'air traversée par le rayonnement en fonction de la position du soleil. La précision de suivi sous ce mode est d'environ  $\pm 0,1^\circ$ .
- Le second mode suit un algorithme d'équation de la trajectoire du soleil utilisant comme temps de référence l'horloge interne du traqueur. L'algorithme a été développé par le département d'hydrographie du Japan Coast Guard (manuel constructeur). La précision des moteurs pas à pas sont de  $< 0,01^\circ$ .

L'installation du traqueur solaire a été réalisée le 17 mai 2005. Il est précisé sur le manuel constructeur que le positionnement n'est pas trop sensible du moment que l'horizontalité est bien respectée. L'horizontalité se vérifie grâce à un niveau à bulle intégré au bâti (entouré en rouge Fig 2.1.7). Puis, après une orientation en azimut, l'initialisation des paramètres logiciels (temps, latitude, longitude, altitude) et un premier suivi de soleil (avec le capteur), des corrections logicielles sont apportées pour redéfinir l'orientation du système et compenser des erreurs mineures de l'installation. L'initialisation des paramètres logiciels se fait manuellement via une connexion temporaire avec un ordinateur. Un ordinateur est connecté uniquement pour l'initialisation et pour le relevé du rapport d'évènements. Ce rapport consigne seize évènements tels : la mise en fonctionnement du suiveur, les erreurs d'horloge ou encore les échecs de suivis. Aucune autre information ne peut être échangée par cette connexion et c'est pourquoi les connexions sont très épisodiques.

Ce mode de suivi est apparemment idéal pour des mesures précises sur le rayonnement solaire. Néanmoins, il ne donne pas de retour sur la position réel du système. Sachant que le STR-22 est en fonctionnement depuis près de 7 ans, il est pertinent de se demander si son fonctionnement correspond toujours aux précisions annoncées. De plus, il faut vérifier si la précision de suivi est bien celle annoncée par le constructeur : les deux instruments de mesures installés ont chacun un angle solide de perception restreint et la précision de pointage du suiveur doit être inférieure ou égale au plus précis d'entre eux.

Ce questionnement s'est justifié à 11h12 le 30 janvier 2013 lors d'un contrôle du logiciel. L'algorithme de positionnement a besoin en entrée de la position du traqueur (latitude et longitude) et de la date (année, mois, jour, heure, minute, seconde), hors l'horloge interne indiquait « 10h59 le 30 janvier 2003 » ! Cela correspond à une erreur sur l'angle  $\Delta\theta = \theta_{vrai} - \theta_{STR-22} = -3,275^\circ$  soit plus de 6 fois le diamètre apparent du soleil et supérieur à 4 fois la précision conseillée de pointage pour la mesure des éclairissements énergétiques directs normaux (CH1) mais heureusement toujours inférieur à l'angle solide de perception de la chaîne de mesure d'éclairissements énergétiques spectraux (*sesn*).

Après analyse du rapport d'évènements du STR-22 (voir plus haut), cet écart pourrait être expliqué par deux phénomènes. Le rapport d'évènements met en évidence une absence d'évènement entre 2010 et 2013 et malgré une installation en mai 2005, un certain nombre d'évènements compris entre 2000 et 2003 sont enregistrés. L'horloge interne à très

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

certainement fait le passage de l'année 2009 à 2000, ce qui explique les 10 années d'écart. Les 13 minutes restantes pourraient se justifier par une dérive de l'horloge interne au court du temps. La précision de l'horloge étant de  $\pm 2ppm$  (parties par million) à  $25^{\circ}C$ , l'incertitude en 7 ans est d'environ  $\pm 441$  secondes, c'est-à-dire une incertitude de l'ordre de  $\pm 7'21''$ .

Depuis, une méthode simple et rapide pour juger régulièrement de la qualité de suivi des deux modes est employée par temps clair : lorsque le capteur du suiveur est masqué (entouré en rouge Fig 2.1.7), le mouvement du suiveur passant d'un mode à l'autre doit rester quasiment imperceptible.

Néanmoins, l'absence de retour d'information sur la position et le décalage sur la date observée en 2013 confirme la nécessité d'une campagne de mesures quantitatives pour s'assurer de la justesse de pointage du suiveur.

### 2.1.2.2 Développement d'un goniomètre bas prix

Comment quantifier la précision de suivi et juger de la qualité d'installation et de la correction logicielle de position ? L'idéale serait de faire une comparaison de la position des moteurs entre les deux modes de suivi : si les variations sont fortes sur les changements de modes, l'installation du système devra être repensée. Hors, le suiveur ne retourne aucune information sur la position de ses moteurs. Il a fallu ajouter un système externe de mesure des orientations azimut et hauteur.

Pour enregistrer ces deux angles, un système reposant sur l'idée d'un codeur rotatif absolu a été construit (Fig 2.1.8). Ce système est connecté via USB à un ordinateur sur le toit : l'ordinateur n'étant pas protégé des intempéries sur le long terme, les études restent ponctuelles et ne dépassent pas une semaine. Chaque goniomètre est composé de :

- Un anneau gradué (un solidaire du pied pour l'azimut et un solidaire du bras pour la hauteur) sur lequel est imprimé un code binaire donnant une référence absolu du positionnement en angle.
- Une caméra HD (Microsoft LifeCam HD-5000) modifiée fixée sur le corps du suiveur pour la lecture des codes. Une lentille provenant d'un appareil photo jetable a été ajoutée sur la caméra pour permettre une observation sur très courte distance (environ 2,5 cm).
- D'une boîte protégeant la caméra des intempéries et d'un éclairage à LEDs pour une exposition constante.
- Les caméras sont raccordées via USB à un ordinateur puis notre code Labview traite les images en temps réel pour la sauvegarde des angles et des incertitudes associées.

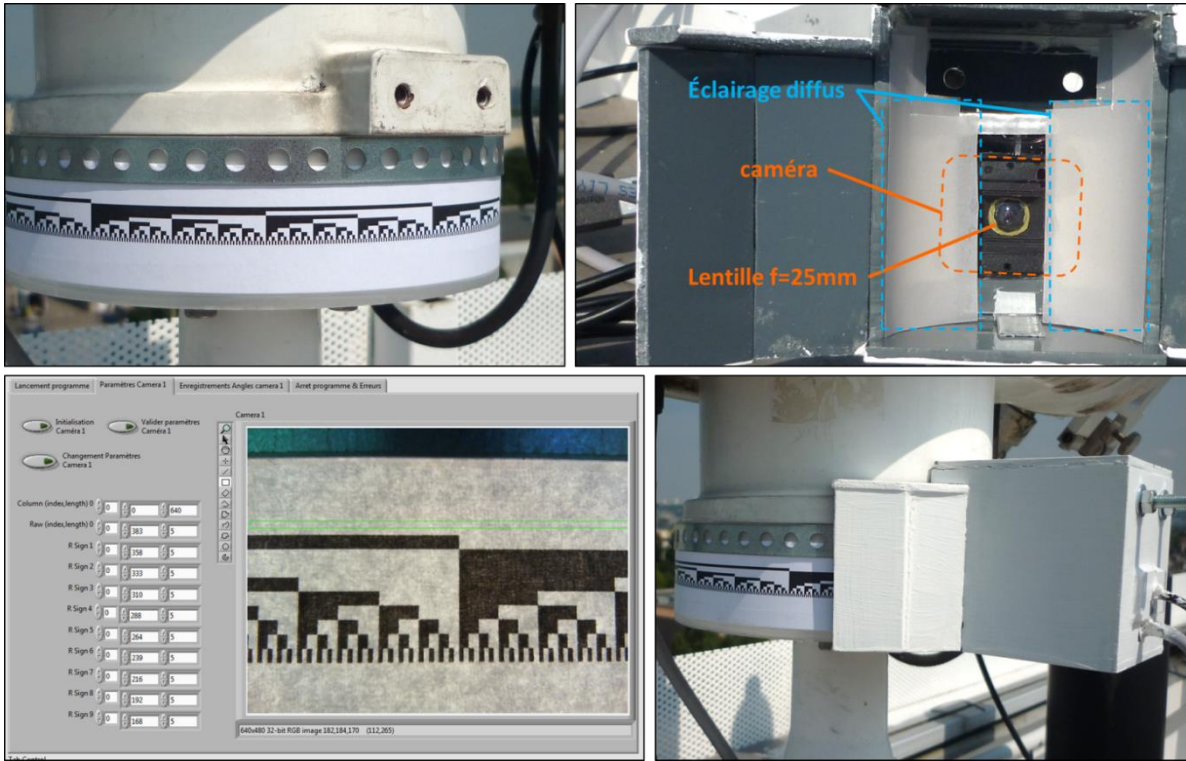


Fig 2.1.8 : en haut à gauche, anneau gradué avec code binaire absolu fixé sur le pied du suiveur pour la mesure de l'azimut. En haut à droite, la caméra dans son boîtier. En bas à gauche, observation du code binaire en vue du traitement par le code LabView. En bas à droite, la caméra installée.

La lecture de l'angle dépend de la position du code dans l'image observé par la caméra. La lecture de la ligne binaire de poids faible (Fig 2.1.8, en bas à gauche, ligne du bas) permet un positionnement relatif en angle de grande précision. La lecture verticale donne la valeur absolue de l'angle, d'abord dans une unité arbitraire puis en degrés grâce à une conversion.

Après un certain nombre de corrections de l'image (filtrage du bruit par moyenne d'un groupe d'images, correction d'exposition), le programme enregistre les positions  $x(i)$  sur l'image (en nombre de pixels) de la quarantaine de fronts montants et descendants d'indice  $i$  de la ligne de poids faible. Puis, un ajustement numérique  $\hat{x}(i)$  par un polynôme d'ordre 2 compense l'effet de la distorsion de l'image par l'optique de la camera :

$$\hat{x}(i) = a_2 i^2 + a_1 i + a_0 \quad (2.1.9)$$

Le coefficient  $a_0$  est enregistré pour chaque image puis converti en angle par un facteur multiplicatif constant. Cet algorithme permet de réduire l'incertitude de lecture d'un facteur  $\sqrt{40}$  en profitant des 40 fronts observés et permet d'atteindre une incertitude sur la mesure d'angle de  $\sigma_\theta = 0,011^\circ$ , équivalente à l'incertitude de placement des moteurs pas à pas (donnée constructeur : précision  $< 0,01^\circ$ ) et également bien inférieure à la précision de suivi du soleil annoncée par le constructeur (donnée constructeur : précision en mode suiveur de soleil  $\pm 0,1^\circ$ ).

Une fois le suiveur réinitialisé, une campagne de mesures permet la comparaison des deux modes de suivi. L'amplitude de variation par rapport aux positions théoriques (obtenues avec le logiciel HORIZONS du Jet Propulsion Laboratory (JPL- NASA) [Web Horizons]) est contrôlée pour les deux modes de fonctionnement (Fig 2.1.9) :



## 2.1 Etude des instruments en place et des références

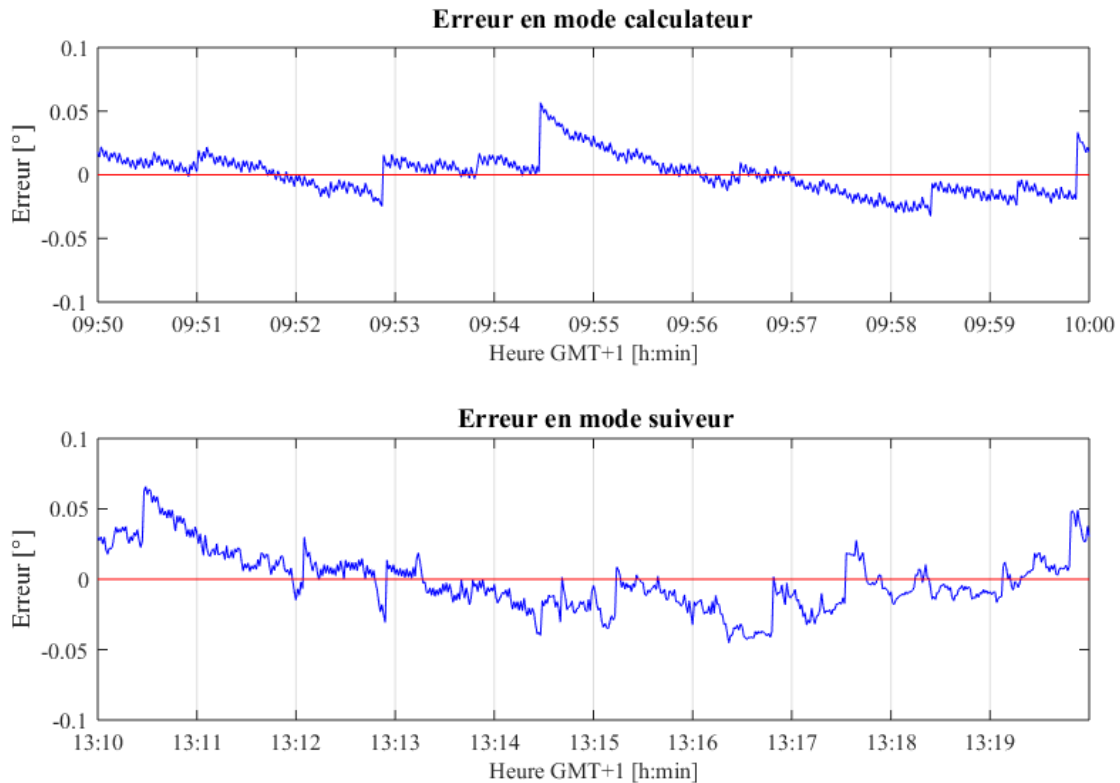


Fig 2.1.9 : en haut, 10 minutes d'évolution de l'erreur sur l'azimut en mode calculateur. En bas, 10 minutes d'évolution de l'erreur sur l'azimut en mode suiveur. En rouge sur les deux figures, la référence théorique de l'azimut (mis à zéro par soustraction de cette même référence) obtenue par le logiciel HORIZONS du Jet Propulsion Laboratory (JPL- NASA) [Web Horizons]).

L'amplitude de variation, inférieure à  $0,1^\circ$  degré, correspond à ce que présentent les données constructeurs. Ainsi, pendant la durée d'observation, les deux modes de suivi sont suffisamment précis pour la mesure d'éclairements énergétiques directs normaux *eesn* par le capteur CH1, nécessitant une précision inférieure à  $0,75^\circ$ . Ces valeurs sont à garder en mémoire et seront à prendre en compte lors de la mesure d'éclairements énergétiques spectraux directs normaux par la chaîne *sesn* Ocean Optics (cf. § 2.2.1).

### 2.1.3 Spectromètre SPECBOS 1211UV

A de nombreuses reprises, les mesures des chaînes d'éclairements énergétiques spectraux Ocean Optics ont été comparées à celles issues d'un spectromètre de référence. Ce spectromètre est un SPECBOS 1211 UV de la société JETI (numéro de série est 2011273) étalonné le 21 novembre 2012 (traçabilité NIST).



Fig 2.1.10 : spectromètre SPECBOS 1211UV de la société Jeti, sans accessoire.

Le SPECBOS 1211UV est un spectromètre compact permettant la mesure de luminances, de  $0,1$  à  $5000 \text{ cd. m}^{-2}$  ainsi que la mesure d'éclairements lumineux jusqu'à  $20\,000 \text{ lx}$ . Pour ces deux types de mesures, le domaine spectral de l'acquisition est de  $250 \text{ nm}$  à  $1000 \text{ nm}$  ce qui couvre le domaine des spectromètres USB650 Ocean Optics ( $350 - 1000 \text{ nm}$ ), mais est légèrement insuffisant pour le spectromètre USB4000 Ocean Optics ( $345 - 1045 \text{ nm}$ ) (cf. 2.2.3). La résolution spectrale calculée est de  $1 \text{ nm}$  et la résolution spectrale optique est de  $4,5 \text{ nm}$  (largeur à mi-hauteur). Cette résolution optique de l'instrument est particulièrement importante pour l'étalonnage spectral des spectromètres Ocean Optics (cf. § 2.5). Pour ces étalonnages spectraux, le mode de mesure est en « éclairements énergétiques spectraux ». Pour passer du mode « mesures de luminances spectrales » du spectromètre sans accessoire, au mode « mesures d'éclairements énergétiques spectraux », un diffuseur cosinus est ajouté sur le SPECBOS (Fig 2.1.11).



Fig 2.1.11 : Diffuseur cosinus du SPECBOS 1211UV Jeti.

Une fois le diffuseur installé, quelle doit être la géométrie de la source utilisée pour l'étalonnage : doit-elle être quasi-ponctuelle ou étendue ? Pour répondre à cette question, la sensibilité angulaire réelle du diffuseur a été comparée à celle d'un diffuseur parfait (fonction cosinus) (Fig 2.1.13). La mesure de la sensibilité angulaire a été réalisée en plaçant le spectromètre, sur un goniomètre, à  $2 \text{ mètres}$  d'une source lumineuse (Fig 2.1.12). La source, de faible diamètre ( $20 \text{ mm}$ ), permet une résolution angulaire proche de  $0,6^\circ$  sur cette mesure.

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

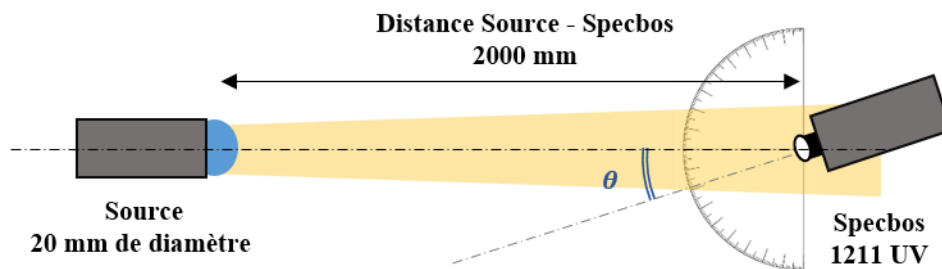


Fig 2.1.12 : schéma de principe de la mesure de la sensibilité angulaire du diffuseur cosinus du SPECBOS 1211 UV.

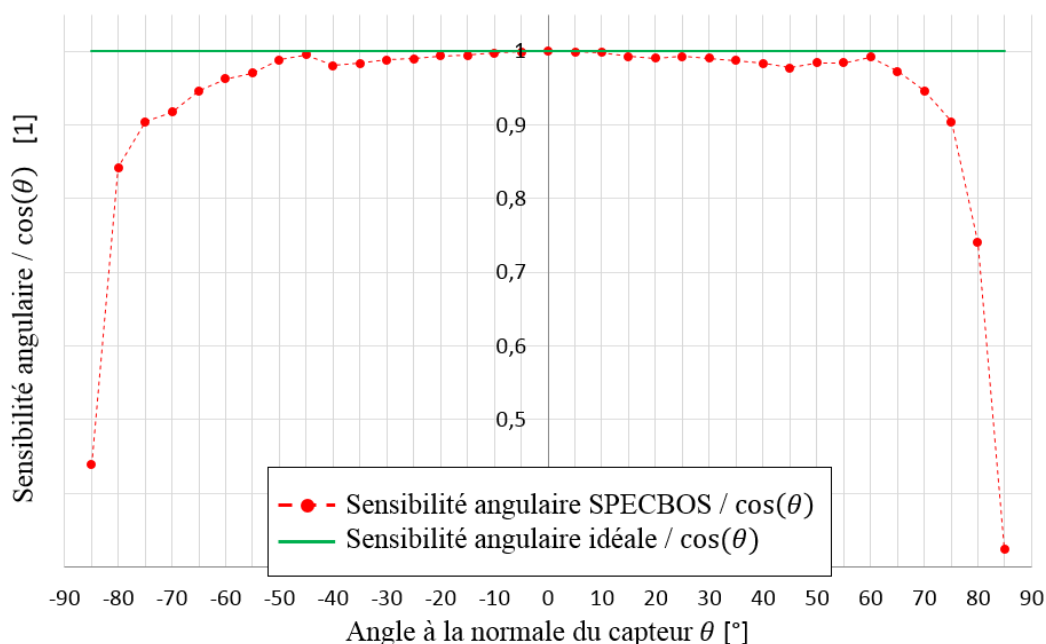


Fig 2.1.13 : rapport entre la sensibilité angulaire (normalisée à  $\theta = 0$ ) du diffuseur du SPECBOS et la sensibilité idéale ( $\cos(\theta)$ ).

La mesure de l'éclairement énergétique spectral se fait par intégration des luminances de l'hémisphère observé, pondérées par la sensibilité angulaire de l'instrument. Avec une sensibilité angulaire de symétrie axiale  $\xi(\theta)$  et une distribution de luminances spectrales hétérogène  $R(\theta, \varphi, \lambda)$ , l'éclairement énergétique spectral se calcule ainsi :

$$I(\lambda) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} R(\theta, \varphi, \lambda) \xi(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.1.10)$$

Avec une sensibilité angulaire  $\xi(\theta)$  différente du cosinus, non seulement la valeur absolue de l'éclairement est faussée mais la composition spectrale observée est aussi faussée. Prenons deux exemples pour justifier ces deux effets :

Pour la valeur absolue d'éclairement énergétique, dans le cas d'une distribution homogène des luminances énergétiques, l'éclairement réel  $I_0$  et l'éclairement du SPECBOS  $I_{specbos}$  sont donnés par :

$$I_0 = \pi R \quad (2.1.11)$$

$$I_{specbos} = \Omega_{\xi,specbos} R \quad (2.1.12)$$

$$\Omega_{\xi,specbos} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \xi_{specbos}(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (2.1.13)$$

Où  $\Omega_{\xi,specbos}$  est l'angle solide de perception (champ de vision) du SPECBOS et vaut selon nos mesures  $\Omega_{\xi,specbos} = 3.025(8) \, sr$ . L'erreur est donc de  $-3,7\%$  pour une distribution homogène de luminances mais peut bien être supérieure en cas de source ponctuelle. Dans ce cas, l'erreur suit l'erreur en cosinus présentée en Fig 2.1.13.

La composition spectrale est aussi impactée. Prenons l'exemple de deux sources ponctuelles: une bleue, de coordonnées  $(0^\circ, \varphi_0 \text{ fixé})$  et de luminance  $R(\theta = 0, \varphi_0, \lambda_{bleu})$  et une rouge, de coordonnées  $(75^\circ, \varphi_0)$  et de luminance  $R(\theta = 75^\circ, \varphi_0, \lambda_{rouge})$ . Les éclairagements énergétiques spectraux sont donnés par :

$$I_0(\lambda) = R(\lambda_{bleu}) + R(\lambda_{rouge}) \cos(75^\circ) \quad (2.1.14)$$

Et, par intégration de l'équation (2.1.10) :

$$I_{specbos}(\lambda) = R(\lambda_{bleu}) + R(\lambda_{rouge}) \xi(75^\circ) \quad (2.1.15)$$

Utilisant la mesure de sensibilité angulaire, la différence de composition spectrale est :

$$(\xi(75^\circ) - \cos(75^\circ))R(\lambda_{rouge}) = -0,1 \times R(\lambda_{rouge}) \quad (2.1.16)$$

Soit une sous-estimation de 10% de la composante rouge pour cet exemple à deux sources de couleurs différentes.

Ces exemples sont donnés par comparaison avec une sensibilité angulaire parfaite, ces effets sont d'autant plus marqués que les sensibilités angulaires sont différentes. Pour l'étalonnage spectral des chaînes Ocean Optics, il faut veiller à utiliser une source unique et suffisamment ponctuelle pour éviter ces erreurs sur la composition spectrale.

## 2.1.4 Création et étude d'une source LED

L'étude des chaînes de mesures spectrales nécessite l'utilisation d'une source respectant le cahier des charges suivant :

- Pour l'étude de l'effet de la courbure de la fibre optique sur la transmission spectrale du rayonnement (cf. § 2.2.4) : la source doit couvrir un large domaine spectral, pas forcément continu. Elle doit être légère pour être installée à l'extrémité de la chaîne de mesure *sesn* sur le suiveur solaire.
- Pour l'étude du recouvrement d'ordre (cf. § 2.2.3.3) : la source doit être accordable en longueur d'onde et doit recouvrir au mieux le domaine spectral des Ocean Optics (350 – 1000 nm)

## 2.1 Etude des instruments en place et des références

Les éclairagements spectraux doivent être comparables, par domaines spectraux, afin d'offrir un rapport signal sur bruit équivalent sur chaque zone spectrale étudiée. Ils doivent être suffisamment stables dans le temps pour la réalisation des campagnes de mesures.

Nous avons ainsi construit la source répondant à ce cahier des charges, à partir de 5 LEDs alimentées par une alimentation stabilisée Velleman HQ-power PS1503SB 15V/DC. Le choix des LEDs permet de couvrir 5 zones spectrales de 370 à 900 nm :

Référence	Position du centre d'émission	FWHM	Intensité énergétique à 20mA	Angle d'émission
LED KINGBRIGHT Ø5 L-7524VGC-H VERTE 13cd	396 nm	35 nm	24,2 mW.sr <sup>-1</sup>	18°
LED Ø3 KINGBRIGHT L-7104UVC ULTRAVIOLET	462 nm	26 nm	127 mW.sr <sup>-1</sup>	34°
LED IR 5MM TRANSPARENT 880 nm	524 nm	50 nm	40,0 mW.sr <sup>-1</sup>	50°
LED KINGBRIGHT Ø5 L-7113QBCD BLEUE 2,2cd	632 nm	25 nm	35,4 mW.sr <sup>-1</sup>	16°
LED KINGBRIGHT Ø5 L-7113SEC-H ROUGE 10cd	853 nm	25 nm	55,3 mW.sr <sup>-1</sup>	20°

Table 2.1.2 : données constructeurs des 5 LEDs utilisées pour la conception de la source LEDs.

La figure suivante présente le spectre des 5 LEDs de la source (Fig 2.1.14). Chacune des LEDs peut être allumée ou éteinte indépendamment des autres.

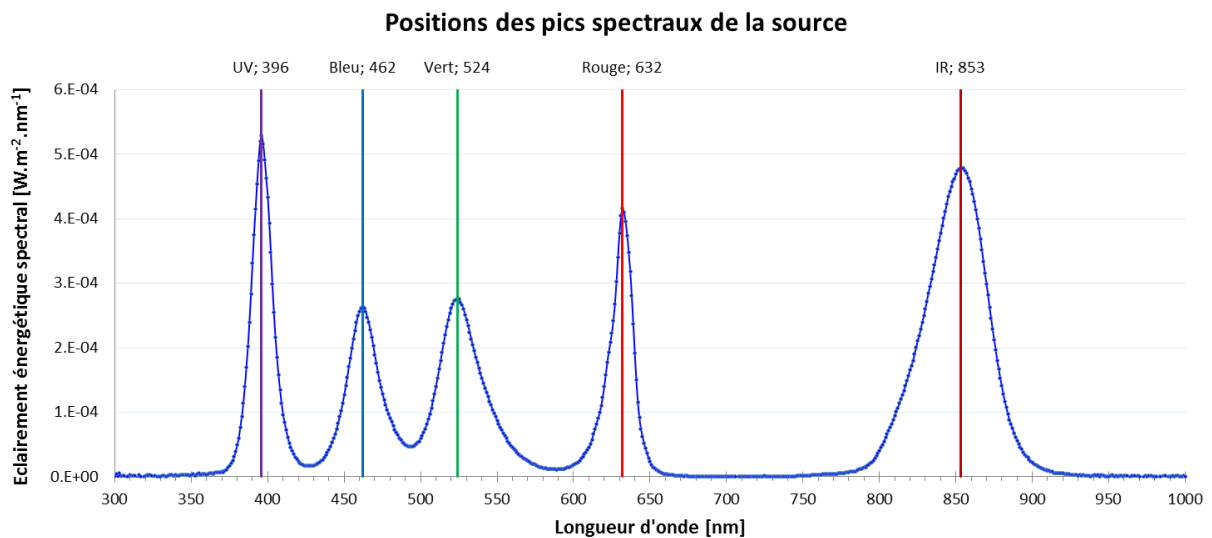


Fig 2.1.14 : spectre mesuré par le spectromètre SPECBOS 1211UV de la source LEDs.

La stabilité de la source est également contrôlée (Fig 2.1.15) : l'émission des LEDs met environ 600 secondes à se stabiliser. Pour les différentes études utilisant cette source, cela implique une attente de 10 minutes avant de réaliser les mesures.

## Etude de la stabilité de la source spectrale

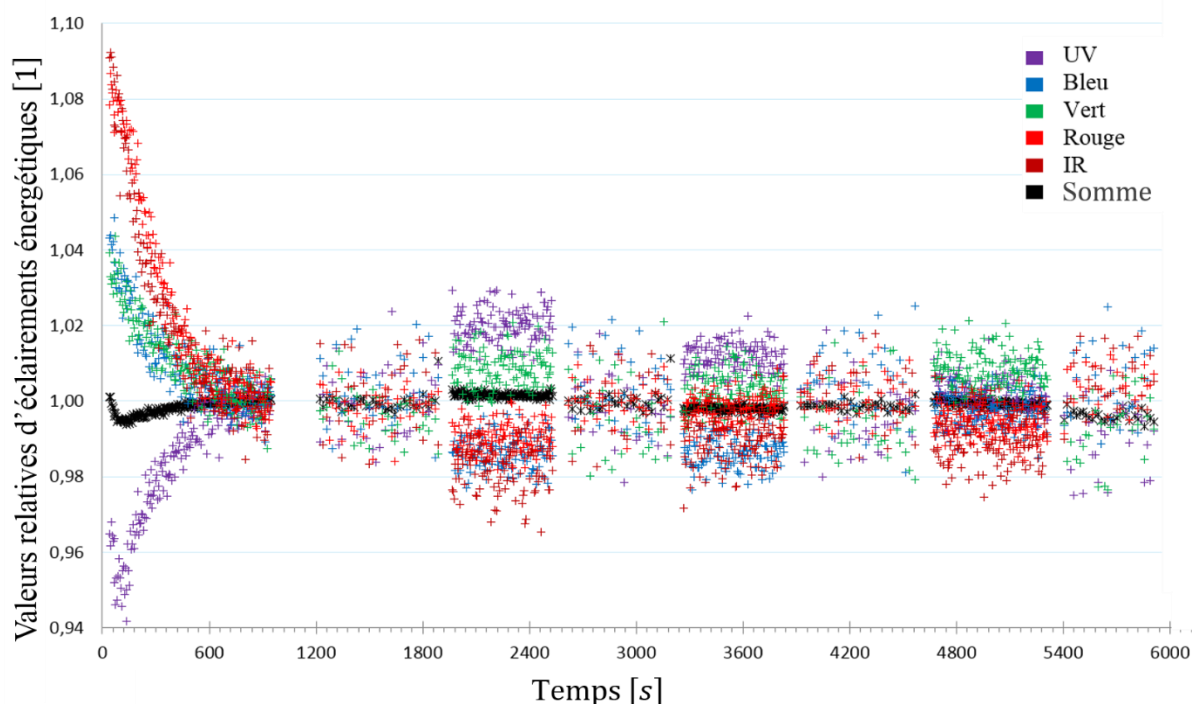


Fig 2.1.15 : Mesure de la stabilité de la source LEDs pendant 1h40. Ces mesures (rapportées à la moyenne) ont été obtenues pendant la comparaison de deux modes de fonctionnement du SPECBOS (luminance et éclairage) ce qui explique l'alternance de mesures avec différentes fréquences d'échantillonnages (nuage de mesures à forte et faible densité).

La dispersion en éclairages des 5 LEDs (Fig 2.1.15) peut être causée par l'incertitude sur la mesure du SPECBOS comme par une possible variation de la source.

Cette source spectrale légère, peut être configurée sur 5 bandes spectrales et est plutôt stable dans le temps. Elle répond aux besoins spécifiés dans le cahier des charges et est donc utilisée pour les études de la transmission spectrale en fonction de la courbure de la fibre optique de la chaîne sen et du recouvrement d'ordres des spectromètres Ocean Optics.

Les instruments présentés dans cette partie ont un intérêt tout particulier pour l'étalonnage spectral (SPECBOS : cf. § 2.5), l'étalonnage en valeurs absolues (éclairages lumineux : cf. § 2.6) ou encore le contrôle de qualité des données spectrales produites (éclairages lumineux : cf. § 2.7). Avant ces travaux portant sur des chaînes de mesures ayant un système d'acquisition numérique opérationnel, il faut étudier les composants matériels de ces chaînes. La partie suivante présente ces études : du limiteur de champs pour la voie directe normale (sen cf. § 2.2.1) jusqu'à la stabilisation thermique des spectromètres Ocean Optics (cf. § 2.2.5).

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

Le choix des spectromètres USB650 et USB4000 Ocean Optics s'est fait en 2007, dans le but d'obtenir des mesures sur le terrain à un coût modique par comparaison avec le spectromètre SPECBOS 1211UV de la société Jeti (USB650 à 950€HT et USB4000 à 2300€HT à comparer au SPECBOS 1211UV à 9300€HT). Une autre qualité des instruments Ocean Optics est l'existence de leur kit de développement sous Java, permettant une maîtrise poussée de l'acquisition des mesures. Malgré ces avantages, leur utilisation sur le terrain est moins aisée qu'avec le SPECBOS : absence de trépied, pas de laser de visée, moins grande variété de filtres. En revanche, leur technologie utilisant une fibre optique pour guider le rayonnement jusqu'à l'instrument se prête plus facilement à des mesures sur le long terme en extérieur. Ainsi, la collection des photons se fait à l'extérieur pendant que les spectromètres sont protégés des intempéries dans un local proche de l'ordinateur d'acquisition.

En 2008, trois autres USB650 ont été commandés : l'idée était de produire un équivalent spectral des mesures d'éclairements lumineux existants (global horizontal, verticaux suivant les quatre points cardinaux) ou d'éclairement énergétique direct normal. Le dispositif pour les mesures spectrales a été ajouté à la station IDMP en 2012. Le souhait était ainsi de mettre en place un système de mesure à moindre coût, sur le long terme, en vue d'établir une climatologie du rayonnement spectral à Vaulx-en-Velin.

L'acquisition spectrale est ainsi constituée de quatre lignes de mesure. Trois de ces lignes mesurent des éclairements énergétiques spectraux globaux : horizontal, vertical Est, Sud avec une hauteur de 45° (intéressant pour l'énergie photovoltaïque), et la quatrième sert à la mesure des éclairements énergétiques spectraux directs du soleil. Chacune d'entre elles est composée d'un diffuseur permettant la collection des photons provenant de l'ensemble de l'hémisphère observé, et d'une fibre optique de 15 mètres guidant ce rayonnement jusqu'à un spectromètre qui enregistre son spectre brut. Tous ces éléments proviennent de la société Ocean Optics.

Les spectromètres sont maintenus à une température constante de 18°C dans une armoire thermostatique (cf. § 2.2.5). La figure suivante illustre la composition du système de mesure spectrale (Fig 2.2.1).

### 3 éclairagements énergétiques

#### spectraux

- Vertical Est : Az:90°,Alt=0°
- Horizontal : Az:0°,Alt=90°
- Sud: Az: 180°,Alt=45°

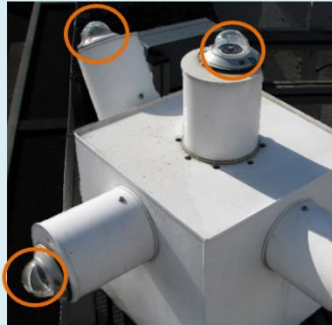


4 Diffuseurs  
OceanOptics

### 1 éclairement énergétique

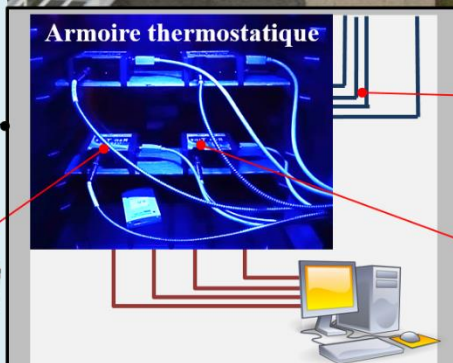
#### direct normal

- Sur traqueur solaire Eko STR22



Mesures et traitement à l'intérieur

3  
Spectroradiomètres  
OceanOptics  
USB650



4 fibres  
optiques de  
15 m



1  
Spectroradiomètre  
OceanOptics  
USB4000

Fig 2.2.1: représentation de la station IDMP et des 4 chaînes de mesures spectrales.

Les diffuseurs des trois chaînes de mesure d'éclairagements énergétiques spectraux globaux sont protégés par un dôme en verre (modèle pour les capteurs CM6B de Kipp & Zonen). Les trois chaînes sont installées selon les trois orientations suivantes :

- Une observe le rayonnement spectral global horizontal (*seg*)
- Une autre est orientée sud avec un angle zénithal de 45° (*segs45*)
- La dernière est orientée plein est (angle zénithal de 90°) (*sege*)

Ces trois lignes sont équipées de spectromètres USB650 de résolution optique spectrale 2 nm et d'intervalle spectral brut 350 – 1000 nm.

Pour la quatrième ligne (*sesn*), le diffuseur est installé dans un tube limitant le champ de vision, lui-même installé sur le suiveur solaire STR-22 de la société Eko Instrument (cf. § 2.1.2). Le spectromètre associé, USB4000, a une résolution optique spectrale plus fine d'environ 1,5 nm et un domaine spectral brut allant de 345 à 1045 nm. Le tableau suivant (Table 2.2.1) récapitule les dénominations et la composition des chaînes de mesures.



## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

	<b>seg</b>	<b>sege</b>	<b>segs45</b>	<b>sesn</b>
<b>Orientation</b>	Globale horizontale	Globale verticale Est	Globale Sud, altitude 45°	Soleil directe normale
<b>Dôme ou limiteur de champs</b>	Dôme (modèle pour capteurs CM6B, Kipp & Zonen)	Dôme (modèle pour capteurs CM6B, Kipp & Zonen)	Dôme (modèle pour capteurs CM6B, Kipp & Zonen)	Tube limiteur de champ (cf. § 2.2.1)
<b>Diffuseur</b>	CC-3-UV-T Ocean Optics	CC-3-UV-T Ocean Optics	CC-3-UV-T Ocean Optics	CC-3-UV-T Ocean Optics
<b>Fibre optique</b>	N°S : 656211-2 Ocean Optics	N°S : 656211-1 Ocean Optics	N°S : 656211-0 Ocean Optics	N°S : 656211-3 Ocean Optics
<b>Chambre thermostatique</b>	Armoire de mise en température « La sommelière » LS16			
<b>Spectromètre</b>				
<b>Plage de mesure (résolution optique)</b>	USB650 350-1000 nm (2 nm)	USB650 350-1000 nm (2 nm)	USB650 350-1000 nm (2 nm)	USB4000 345-1045 nm (1,5 nm)

Table 2.2.1 : récapitulatif de la composition des chaînes de mesures spectrales.

### 2.2.1 Limiteur de champ de la chaîne directe normale *sesn*

Le limiteur de champ de vision (Fig 2.2.2) est installé en entrée de la chaîne de mesure des éclairagements énergétiques spectraux directs normaux (*sesn*). Il permet de limiter l'exposition du diffuseur au rayonnement provenant du soleil et de la zone circumsolaire en masquant le reste du rayonnement diffus du ciel. Pour cela, le diffuseur de diamètre  $d = 6,35\text{mm}$  est placé au fond d'un tube de profondeur  $h = 165\text{mm}$  et de diamètre  $D = 20\text{mm}$ .

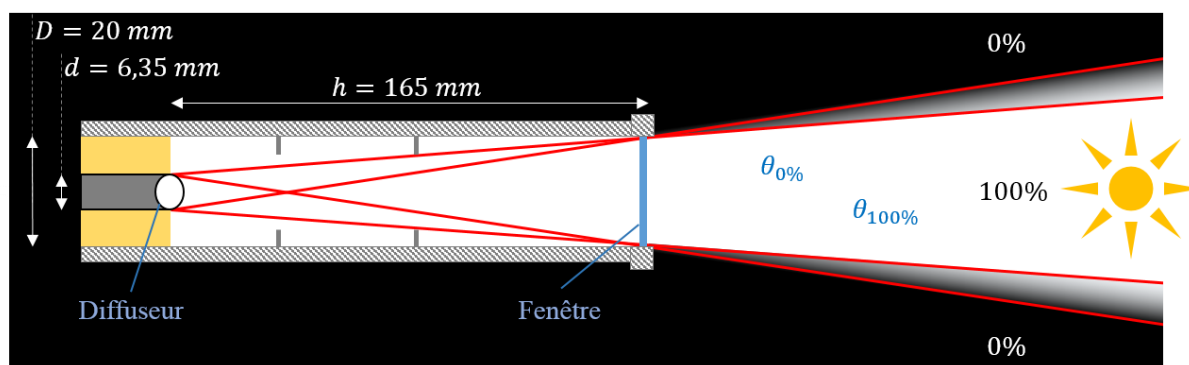


Fig 2.2.2 : champ de vision de la chaîne *sesn*. Ce schéma met en évidence la limite zone claire/pénombre et la limite pénombre/ombre.

Ces données permettent de calculer le champ de vision du tube. Pour ouvertures angulaires des champs de vision de la zone claire  $\Delta\theta_{100\%}$  et de la zone d'ombre  $\Delta\theta_{0\%}$ , on obtient :

$$\Delta\theta_{0\%} = 2 \tan^{-1} \left( \frac{D+d}{2h} \right) \cong 9,1^\circ \quad (2.2.1)$$

$$\Delta\theta_{100\%} = 2 \tan^{-1} \left( \frac{D-d}{2h} \right) \cong 4,7^\circ \quad (2.2.2)$$

Connaissant le champ de vision de la zone claire  $\Delta\theta_{100\%}$  et le diamètre apparent du soleil d'environ  $0,5^\circ$ , l'erreur maximum de suivi autorisée pour le suiveur de soleil (cf. § 2.1.2) peut être calculée :

$$\frac{4,7 - 0,5}{2} = 2,1^\circ \quad (2.2.3)$$

Le suiveur de soleil possède une précision de suivi de l'ordre de  $0,1^\circ$ , donnée constructeur STR-22 Eko Instruments que nous avons pris soin de vérifier expérimentalement (cf. 2.1.2). Il est donc bien compatible avec l'utilisation du limiteur de champ.

Néanmoins, ces valeurs de champs de vision de la zone claire  $\Delta\theta_{100\%}$  et de la zone d'ombre  $\Delta\theta_{0\%}$  sont bien supérieures aux  $0,5^\circ$  du diamètre apparent du soleil et peuvent entraîner des erreurs de mesures sous certaines conditions de ciel.

En faisant l'approximation de diffuseurs parfaits (sensibilité angulaire égale au cosinus), cela correspond à un angle solide total de perception du rayonnement direct normal de :

$$\Omega_{\xi,sesn} \cong \int_0^{\Delta\theta_{100\%}/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi + \int_{\Delta\theta_{100\%}/2}^{\Delta\theta_{0\%}/2} \varepsilon_p(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.2.4)$$

$$\Omega_{\xi,sesn} \cong 0,0053 + 0,0018 \cong 0,0070 \text{ sr} \quad (2.2.5)$$

Où  $\theta$  est l'angle à l'axe optique et  $\varepsilon_p(\theta)$  est l'efficacité de perception de la zone de pénombre, qui tend vers 0 quand  $\theta$  tend vers  $\Delta\theta_{0\%}/2$ . La comparaison de ce champ de vision à celui de la mesure globale horizontale et à l'angle solide du soleil permet de se faire une idée de l'amplitude des erreurs en fonction des climats. Le rapport entre l'angle solide de perception du direct normal  $sesn$  et du global horizontal  $seg$  ( $\Omega_{\xi,seg} = \pi \text{ sr}$ ) est de :

$$\frac{\Omega_{\xi,sesn}}{\Omega_{\xi,seg}} \cong 0,2 \% \quad (2.2.6)$$

Et le rapport à l'angle solide occupé par le soleil ( $\Omega_{\odot} \cong 6 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$ ) est de :

$$\frac{\Omega_{\xi,sesn}}{\Omega_{\odot}} \cong 11\,700 \% \quad (2.2.7)$$

Quand l'atmosphère contient peu d'aérosols (faibles trouble lumineux), le rayonnement diffus, légèrement localisé autour du soleil, reste plusieurs ordres inférieurs au rayonnement solaire direct.

Pour les temps fortement couverts, où le soleil est masqué, cela ne pose pas non plus trop de problème étant donné que les éclaircissements globaux horizontaux sont déjà faibles. Les 0,2% de ces derniers perçus par la chaîne  $sesn$  sont alors à peine détectables.

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

Cela peut néanmoins générer des erreurs de mesure difficilement quantifiables dans les cas intermédiaires (fine couche de nuage ou couche limite atmosphérique (CLA) fortement chargée en aérosols). Dans ces cas, le rayonnement diffusé par l'atmosphère est très localisé dans la zone circumsolaire et contribue fortement au signal. Si la distribution des luminances dans le champ de vision du direct est uniforme et si le rayonnement est suffisamment intense pour être mesuré, cette mesure pourrait atteindre 117 fois la valeur du signal issu de l'angle solide du soleil (équation (2.2.7)).

### 2.2.2 Sensibilité angulaire des diffuseurs

Le diffuseur est un élément, assez simple, petit et représentant un coût assez modique en comparaison du reste de la chaîne de mesure. Il est néanmoins indispensable et surtout critique pour la mesure des éclaircissements. La mesure des éclaircissements est réalisée par l'intégration sur une surface plane des luminances distribuées sur un hémisphère. La pondération des luminances reçues dépend de l'angle d'observation et correspond à la réduction de la surface apparente du récepteur avec cet angle. La surface apparente varie en fonction du cosinus de l'angle d'observation. Pour réaliser une bonne mesure de l'éclaircissement, il faut nécessairement un capteur optique répondant au mieux à cette spécificité. Dans la pratique, il est assez difficile de produire ce genre de diffuseurs dont la qualité varie d'un fabricant à l'autre et, nous le verrons ci-dessous, varie aussi dans un même lot.

Un ensemble de mesures a été réalisé afin de vérifier si la sensibilité angulaire du diffuseur correspondait au cosinus de la théorie. Le dispositif expérimental (Fig 2.2.3) est composé d'une source halogène, d'un goniomètre d'une précision de l'ordre du degré, de deux diffuseurs solidaires de la partie mobile du goniomètre (ce qui permet de diviser le temps de mesure par deux), connectés via 2m de fibre optique à 2 spectromètres USB650 Ocean Optics. Pour prendre en compte la variabilité de la source lumineuse, un spectromètre de référence (SPECBOS 1211UV) statique, dans l'axe source-diffuseur Ocean Optics et normal au rayonnement, mesure en continu le rayonnement pour permettre à terme une normalisation des mesures Ocean Optics. La lampe utilisée, d'un diamètre de 3cm et à une distance de 3m, présente une dimension angulaire d'environ  $0,6^\circ$ . La source est considérée ponctuelle dans le reste de l'étude.

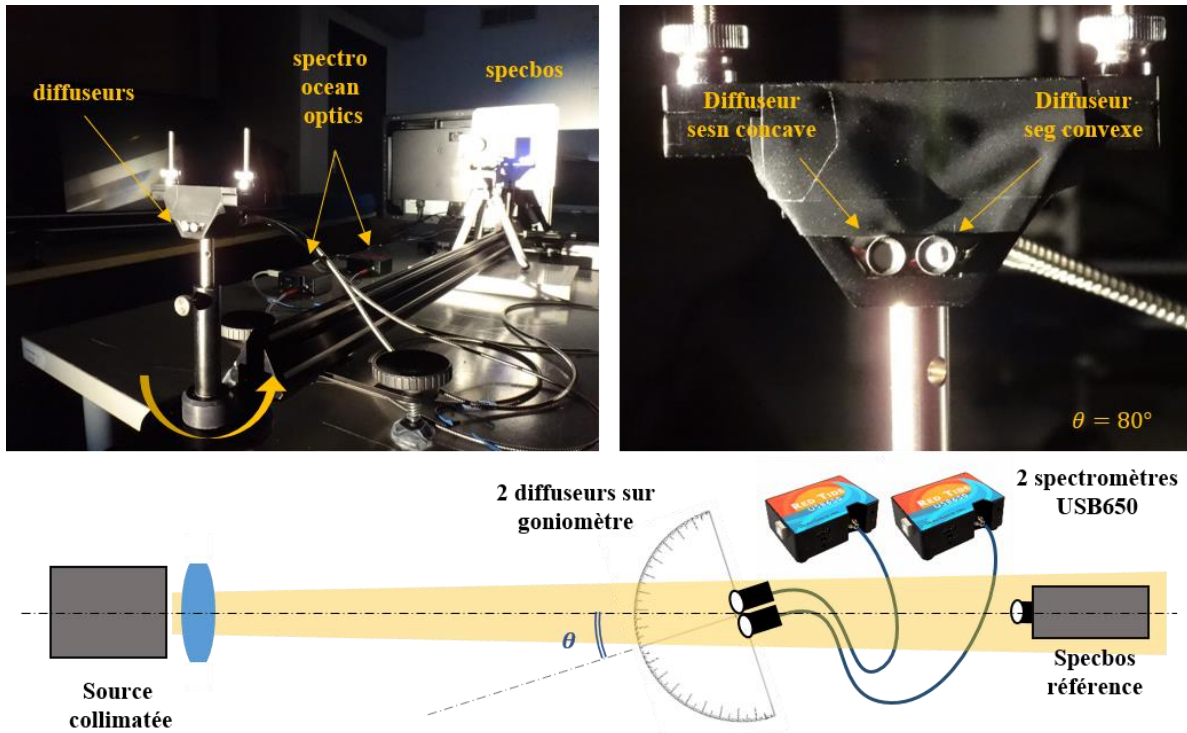


Fig 2.2.3 : dispositif expérimental pour la mesure des fonctions de sensibilité angulaire des diffuseurs Ocean Optics. A gauche, l'ensemble des récepteurs avec les 2 diffuseurs et le spectromètre de référence (SPECBOS). A droite, détail de la géométrie des diffuseurs pour un rayonnement rasant ( $80^\circ$ ) : concave à gauche et convexe à droite.

Avant l'analyse, on note d'importantes différences dans la géométrie des surfaces des diffuseurs. Certains des filtres sont concaves alors que d'autres sont convexes, ce qui laisse présager de fortes différences de sensibilités angulaires. Les causes de ces différences sont incertaines : elles pourraient être d'origine ou dues à une dégradation causée par l'humidité (parfois présente sous les dômes quand les dessiccants saturent) ou encore un effet de la température. Par exemple, en 2014 quelques mois après son affectation à la chaîne *seg*, la forme du diffuseur était passée d'une forme convexe à une forme concave.

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

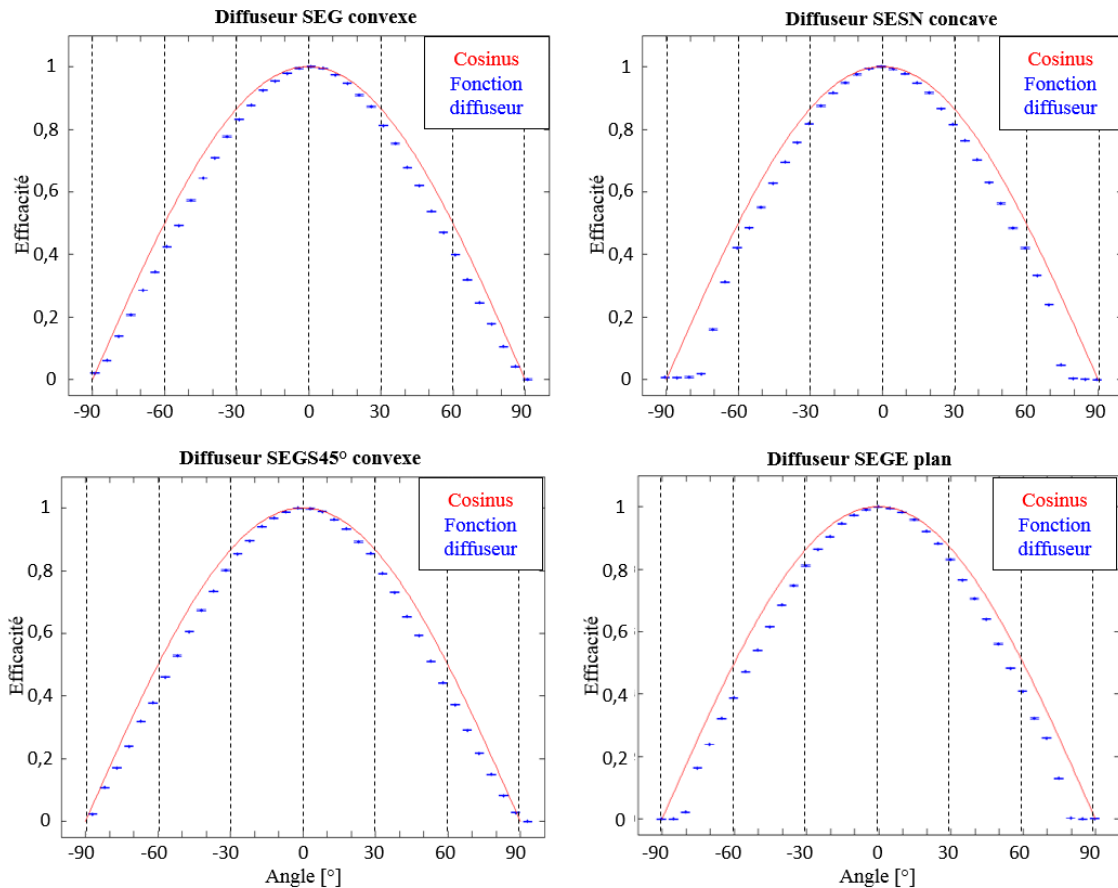


Fig 2.2.4 : Résultats des mesures pour les quatre diffuseurs installés, Les mesures ont été recentrées sur le barycentre en angle pour tenir compte de l'erreur de positionnement du goniomètre.

L'analyse des mesures (Fig 2.2.4) confirme les fortes différences entre les diffuseurs d'un même lot. Sur les 5 diffuseurs, 2 sont concaves, 2 sont convexes et le dernier est plan : les sensibilités angulaires mesurées sont caractéristiques de la forme des diffuseurs : le diffuseur plan a une sensibilité intermédiaire entre les deux autres formes. La forme la plus adaptée aux mesures d'éclairiments est la forme convexe : elle limite les effets de coupure de la mesure du rayonnement pour les angles d'incidence élevés.

Ces différences impactent l'affectation des diffuseurs aux chaînes de mesures spectrales : sur les 5 diffuseurs testés, les 4 meilleurs ont été retenus (un concave a été éliminé). Parmi les diffuseurs conservés, celui ayant le plus grand écart au cosinus (le concave restant) a été associé à la chaîne de mesure directe normale sur le suiveur de soleil. Le champ de vision beaucoup plus limité de cette chaîne réduit les risques d'erreurs de mesure des éclairiments. Pour le reste, le diffuseur plan est associé à la mesure globale verticale (*sege*, qui observe le soleil 50% du temps), et les deux convexes au sud global 45° (*segs45*) et au global horizontal (*seg*).

Ces mesures mettent en évidence l'erreur potentielle que peut entraîner la forme du diffuseur sur la mesure des éclairiments, tout particulièrement pour les ciels avec une forte localisation du rayonnement, en particulier pour les angles d'incidence par rapport à la normale du capteur les plus élevés. Ce point est traité plus en détail dans la partie sur l'étalonnage en valeurs absolues des chaînes spectrales où cet effet a un impact majeur (cf. § 2.6).

Concernant l'impact de la géométrie d'un tel diffuseur sur la composition spectrale transmise des éclairiments observés, nous pouvons par exemple discuter le cas d'un soleil à basse altitude

(altitude 10-15°) pour un ciel dépourvu de nuage. On peut décomposer l'éclairement énergétique spectral reçu en deux contributions :

- Un rayonnement diffus, dont la répartition sur l'ensemble de la voûte réduit l'erreur de transmission due aux diffuseurs cosinus. La composition spectrale de ce rayonnement est caractéristique de la diffusion de Rayleigh, avec une forte distribution dans les faibles longueurs d'ondes.
- Un rayonnement direct, issu du soleil et observé sous un angle à la normale élevé, souffrant donc d'une importante sous-estimation. Sa distribution spectrale est plus uniforme, tirant vers le rouge (la diffusion de Rayleigh enlevant au rayonnement direct ce qu'elle rend au diffus).

Dans cette configuration, il apparaît que l'éclairement énergétique spectral mesuré minorera le rayonnement dans les grandes longueurs d'ondes. Ce n'est donc pas seulement l'intensité globale qui sera faussée mais aussi la composition spectrale qui sera atteinte. Cet exemple illustre plutôt bien ce phénomène qui sera présent aussi pour des distributions plus hétérogènes (comme des ciels partiellement nuageux).

Cette étude des diffuseurs a permis de présenter certaines limites du système, ainsi que d'associer au mieux chaque diffuseur aux chaînes de mesures afin de réduire leur contribution aux erreurs.

### 2.2.3 Spectromètres Ocean Optics

Les spectromètres Ocean Optics sont des dispositifs chargés de disperser la lumière et de mesurer ainsi la quantité d'énergie incidente en fonction de la longueur d'onde. Cette partie commence par présenter le fonctionnement général des spectromètres puis s'attarde sur certaines de leurs caractéristiques susceptibles de limiter la qualité de leurs mesures telles que :

- La résolution spectrale, qui limite la finesse des motifs spectraux observés.
- Le recouvrement d'ordre, qui ajoute un signal parasite dépendant de la composition spectrale de la source.

Enfin, cette partie s'achève sur l'étalonnage en longueur d'onde indispensable pour s'assurer de la bonne correspondance entre un motif spectral et sa position sur le spectre électromagnétique.

#### 2.2.3.1 Description

Un spectromètre est un dispositif dispersant la lumière en fonction de la longueur d'onde et permettant l'analyse du spectre de rayonnement électromagnétique émis par une source. Les deux spectromètres USB650 et USB4000 de la société reposent sur le même principe : la diffraction en réflexion par un réseau statique sur une barrette CCD (Fig 2.2.5).

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

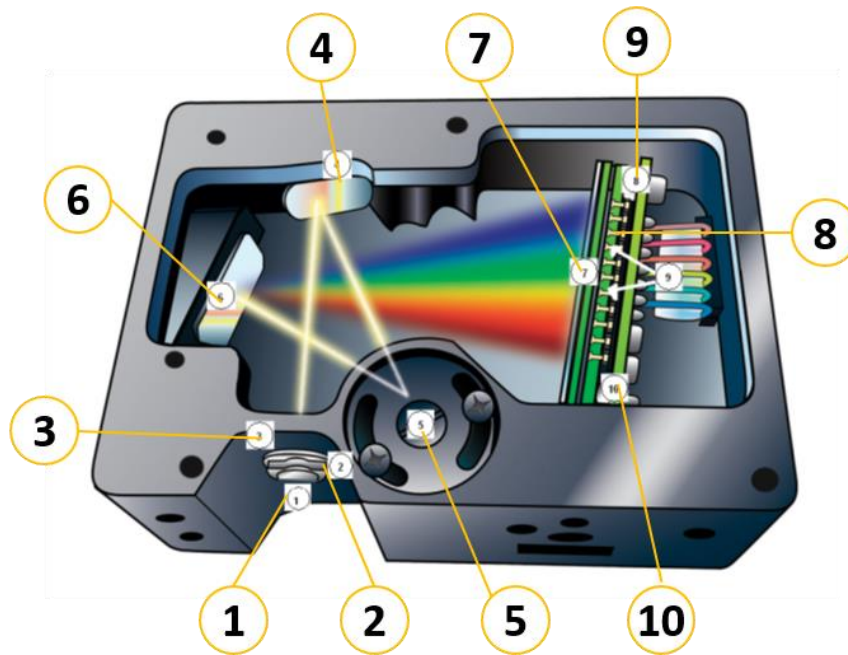


Fig 2.2.5 : Vue intérieure du boîtier du spectromètre USB Ocean Optics. : 1. Connecteur pour la fibre optique. 2. Fente, entre 5 et  $200\mu\text{m}$ , 3. Filtre spectral. 4. Miroir collimateur, collimate le faisceau incident avant le réseau de diffraction. 5. Réseau de diffraction, 6. Miroir focalisant, 7. Lentille de collection du rayonnement, 8. Filtres OFLV, 9. Détecteur (source « Manual USB650 Ocean Optics »)

Leur fonctionnement est le suivant : le rayonnement est injecté dans le spectromètre via une fibre optique. Les dimensions de la source d'injection (n°1,2, Fig 2.2.5) sont définies par une fente ou par le diamètre de la fibre optique. Le contenu spectral est ensuite modulé par un filtre spectral. Le rayonnement, divergent, est collimaté par un miroir sur le réseau de diffraction. Le réseau disperse sur une dimension le rayonnement en fonction de sa longueur d'onde. Puis celui-ci est focalisé par un second miroir en direction de la barrette CCD pour obtenir l'image du spectre. Avant d'atteindre le capteur, une lentille linéaire concentre le rayonnement pour un meilleur signal. Le rayonnement diffracté passe ensuite par des filtres OFVL (filtres d'ordres) afin de corriger le phénomène de recouvrement d'ordre. Ce rayonnement est ensuite collecté par le capteur CCD, où chaque photosite (capteur élémentaire de la barrette CCD) positionné en ligne, enregistre le rayonnement issu d'une longueur d'onde, afin de fournir un spectre brut à traiter.

### 2.2.3.2 Résolution spectrale

La résolution optique spectrale est l'élargissement spectral provoqué par les différentes diffractions que subit le faisceau sur le banc optique du spectromètre. Cet élargissement transforme une raie spectrale « infiniment » fine provenant de la source, en une raie de largeur spectrale non négligeable [Perez 2000] [Slaper 1995] projetée sur la barrette CCD. Dans notre situation le faisceau est diffracté deux fois :

- Par les dimensions de la source du rayonnement, qui sont soit limitées par une fente, soit par le diamètre de la fibre optique (on notera cette dimension  $a_f$ ). La résolution

spatiale sur le capteur CCD, à une distance  $D_f$  de la fente, est de l'ordre de  $\frac{\lambda D_f}{a_f}$ .

- Par le réseau de diffraction via le nombre de lignes  $N_l$  (miroirs élémentaires) éclairées, le pas du réseau  $a_r$  et sa distance au capteur CCD  $D_r$ . La résolution spatiale sur le capteur CCD est donc donnée par  $\frac{\lambda D_r}{2N_l a_r}$ .

Ces deux contributions produisent un élargissement des raies spectrales dans le cas de l'USB650 de l'ordre de  $2 \text{ nm}$  et pour l'USB4000 d'environ  $1,5 \text{ nm}$  (données par le fabricant). Cette résolution, bien suffisante pour nos domaines d'applications (œil, PV) garde son importance dans le cadre des choix pour l'étalonnage spectral (cf. § 2.5).

### 2.2.3.3 Recouvrement d'ordre

Le réseau de diffraction par réflexion (Fig 2.2.6) est un dispositif classique en optique ondulatoire [Perez 2000, Chap. 27]. Le principe est le suivant : un ensemble de miroirs très fins et décalés spatialement, réfléchit un faisceau incident collimaté en créant un déphasage en longueur d'onde différent pour chaque miroir et dépendant de l'angle du rayon de réflexion.

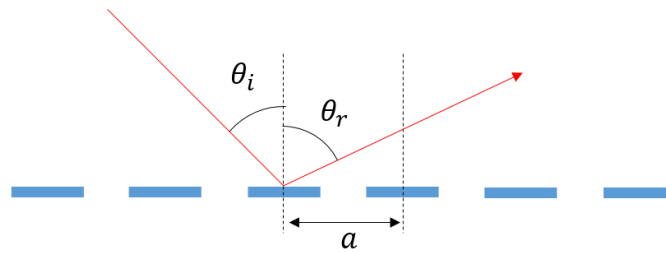


Fig 2.2.6 : Schéma d'un réseau en réflexion. Les traits bleus sont les miroirs élémentaires répartis périodiquement.

Ce déphasage implique une composition des ondes réfléchies par interférences constructives. Ces interférences dépendantes de la longueur d'onde permettent une dispersion angulaire (par diffraction) du spectre. Les ondes diffractées produisent en fonction de l'angle plusieurs spectres correspondant à plusieurs ordres  $m$  de diffraction. Ainsi, la loi décrivant la diffraction par un réseau en réflexion est :

$$n_{air} \sin \theta_r = n_{air} \sin \theta_i - m \frac{\lambda}{a} \quad (2.2.8)$$

Avec l'indice de réfraction de l'air  $n_{air} \cong 1$ , l'angle de réflexion  $\theta_r$ , l'angle du faisceau incident  $\theta_i$  et  $a$  le pas du réseau correspondant à l'espacement entre deux miroirs élémentaires consécutifs.

Le dernier terme de l'équation (2.2.8) révèle un point important : le recouvrement d'ordre. Par exemple, pour l'ordre de diffraction  $m = 1$ , la longueur d'onde  $\lambda$  sera réfléchi au même angle  $\theta_r$  que la longueur d'onde  $\frac{\lambda}{2}$  à l'ordre supérieur  $m + 1 = 2$ . On observerait dans cette zone à la fois la contribution du spectre en  $\lambda$  et en  $\frac{\lambda}{2}$  (Fig 2.2.7).



## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

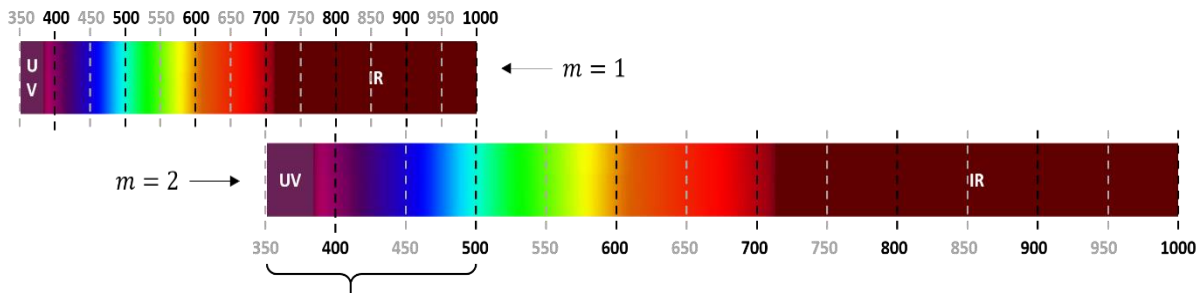


Fig 2.2.7 : Recouvrement des spectres d'ordre 1 et 2 diffractés par un réseau de diffraction. L'intervalle spectral représenté correspond au domaine de mesure de l'Ocean Optics USB650 (350 – 1000 nm). Les spectres sont présentés séparés mais en réalité se recouvrent.

Ce phénomène pourrait, par exemple, ajouter sur la mesure du rayonnement infrarouge un signal parasite provenant du rayonnement des faibles longueurs d'onde. Il est donc important de s'assurer que les spectromètres Ocean Optics corrigent bien ce phénomène (ou de mettre en évidence les conséquences sur nos mesures). Pour cela, on observe séparément l'émission de deux LEDs sur les deux extrémités du spectre (Fig 2.2.8). Dans une chambre noire, on réalise d'abord une série de 1000 mesures sur 25 secondes d'un rayonnement de LED bleue à 394 nm, puis une série de mesures pour un rayonnement infrarouge à 845 nm. Pour améliorer la visibilité des faibles rayonnements on soustrait le signal d'obscurité obtenu par une série de 1000 mesures sur 25 secondes (cf. § 2.2.5). Si la correction sur les recouvrements d'ordre est mal réalisée, des pics secondaires devraient apparaître.

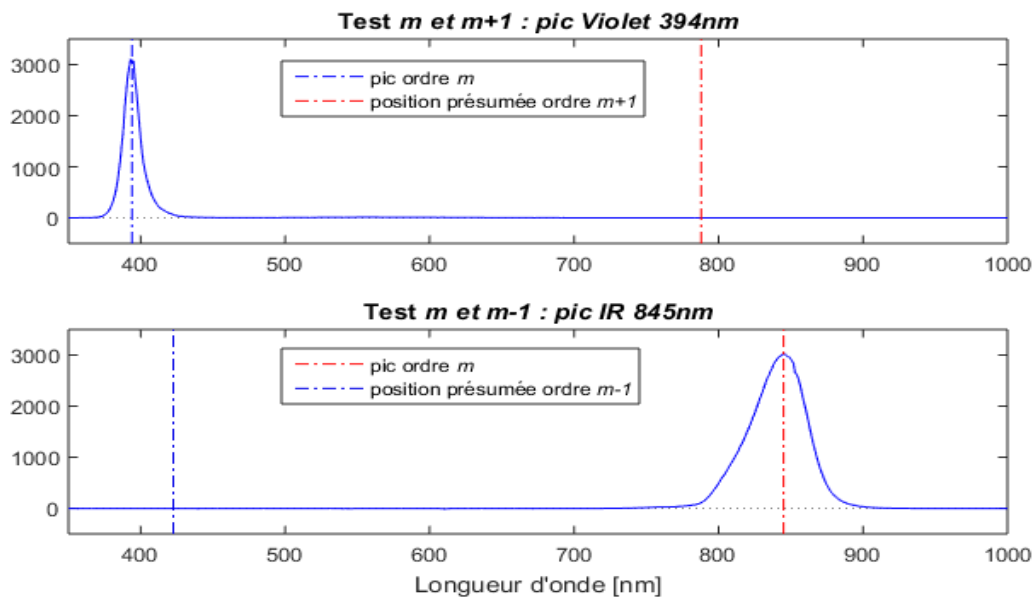


Fig 2.2.8 : Mesures issues du spectromètre Ocean Optics USB650 à la recherche de recouvrement. En haut le spectre d'émission d'une LED « UV » (violet) à 394 nm et en bas celui d'une LED IR à 845 nm. Pour chaque spectre, la position présumée des pics en supposant l'ordre de diffraction observé  $m = 1$  ce qui n'est pas forcément le cas (par exemple, pour un réseau blazé [Perez 2000]).

Il apparaît que la correction a bien été faite. Pour réaliser cela, un filtre spectral (OFLV *Variable Longpass Order-sorting Filters*) est installé par le constructeur sur le capteur. Ce filtre OFLV

se trouve dans tous les spectromètres Ocean Optics utilisés, il n'y aura donc jamais d'effet de recouvrement d'ordre. L'utilisation des spectromètres peut ainsi se faire sans réserve à ce sujet.

### 2.2.3.4 Etalonnage en longueur d'onde

L'étalonnage en longueur d'onde se fait par comparaison avec un atlas atomique constitué d'une source Ar-Hg (Fig 2.2.9). Chaque raie d'émission observée correspond à la transition radiative (par émission de photons) entre deux niveaux énergétiques d'un élément. Ces transitions sont faites à une énergie précise, constante, indépendante de la température ou de la pression [Cagnac 2005]. L'ensemble de ces transitions sont tabulées et constituent un atlas fiable pour l'étalonnage des spectromètres.



Fig 2.2.9 : Source spectrale de référence mercure-argon pour l'étalonnage spectrale des spectromètres Ocean Optics. Cette source a également été achetée auprès de la société Ocean Optics.

Les spectromètres étudiés doivent être connectés à la source atomique par l'intermédiaire d'une fibre optique de 1 m et observer ainsi le spectre de raies émis par cette dernière. Ensuite, les centres des raies du spectre devraient être localisés par rapport aux photosites, en traçant, grâce à chaque raie, la relation entre la longueur d'onde tabulée et sa position sur les photosites (identifiés de 1 à  $\mathcal{N}_\lambda$ ).

Cependant, les spectromètres étant utilisés depuis un certain temps sur la station et leur étalonnage en longueur d'onde étant donc *a priori* convenable, nous avons effectué dans un premier temps une vérification de leur étalonnage en longueur d'onde uniquement de façon qualitative. Nous avons observé la source spectrale de référence en contrôlant visuellement si des décalages apparaissaient entre valeur de longueur d'onde mesurée et valeur tabulée. La résolution de cette comparaison était donc de l'ordre du pas photosite, soit de 1 nm pour l'USB650 et 0,19 nm pour l'UBS400, et aucun décalage supérieur à cette valeur n'a été observé. Nous en sommes donc restés à cette vérification qualitative.

Un étalonnage quantitatif par ajustement numérique avec le spectre d'une source atomique garantirait toutefois une plus grande justesse spectrale : pour une plus grande précision qu'une simple attribution raie - photosite, on préférera chercher les valeurs nulles de la dérivée première du spectre pour l'identification des centres des raies. Ainsi, une fois les mesures de longueurs d'onde en fonction de leur identifiant photosite déterminées, elles peuvent être

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

ajustées par une fonction idéalement choisie : linéaire en première approximation, voire une fonction plus réaliste.

Une bonne étude quantitative permettrait d'atteindre la précision maximale théorique de l'ajustement spectral du capteur CCD, données par la formule sur le bruit de numérisation adaptée à notre cas de la mesure des longueurs d'onde [Sangen 2007], soit :

$$\sigma_{num} = \frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{\sqrt{12}(\mathcal{N}_{\lambda M} - 1)} \quad (2.2.9)$$

Où  $\lambda_{max}$  et  $\lambda_{min}$  sont les extrémités du domaine de spectral observé et  $\mathcal{N}_{\lambda}$  est le nombre de photosites et correspond donc à la discrétisation spectral du rayonnement.

Pour l'USB650,  $\sigma_{num} \cong 0,29 \text{ nm} (< 1 \text{ nm})$  ( $\lambda_{max} = 1000 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{min} = 350 \text{ nm}$  et  $\mathcal{N}_{\lambda M} = 651$ , données constructeur).

Pour l'USB4000,  $\sigma_{num} \cong 0,06 \text{ nm} (< 0,19 \text{ nm})$  ( $\lambda_{max} = 1045 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{min} = 345 \text{ nm}$  et  $\mathcal{N}_{\lambda M} = 3648$ , données constructeur).

Le moment de l'étalonnage (avant ou après la mesure) n'est pas critique. Si le besoin se fait sentir, il suffira de remplacer les anciennes longueurs d'ondes associées aux photosites par celles issues d'un nouvel étalonnage et cela sans rien modifier de la qualité des mesures en intensité.

### 2.2.4 Influence de la fibre optique sur la transmission du spectre

#### 2.2.4.1 Fonction de transfert spectrale

Chaque chaîne de mesure spectrale comprend une fibre optique de 15m, guidant le rayonnement collecté par le diffuseur au spectromètre. Le rayonnement traverse donc 15m de matière, ce qui a un impact non négligeable sur la composition du spectre transmis. Il est important d'avoir conscience et d'évaluer les limitations apportées par ce type de transmission.

Ocean Optics, le fournisseur des fibres optiques, donne la transmission spectrale de chacune des fibres. Celles-ci sont présentées dans la Fig 2.2.10. On voit nettement que pour chacune des fibres, la transmission spectrale diminue fortement à partir de 450 nm pour devenir nulle en dessous de 370 nm (cf. § 2.7.2). Cela aura évidemment un impact sur la capacité de nos chaînes spectrales à mesurer les faibles longueurs d'onde du rayonnement solaire. Pour améliorer cela notamment dans l'UV, il aurait fallu se tourner vers une autre technologie (fibre plus étendue dans l'UV) ou une autre architecture (spectromètre sur le toit avec fibre optique raccourcie au maximum).

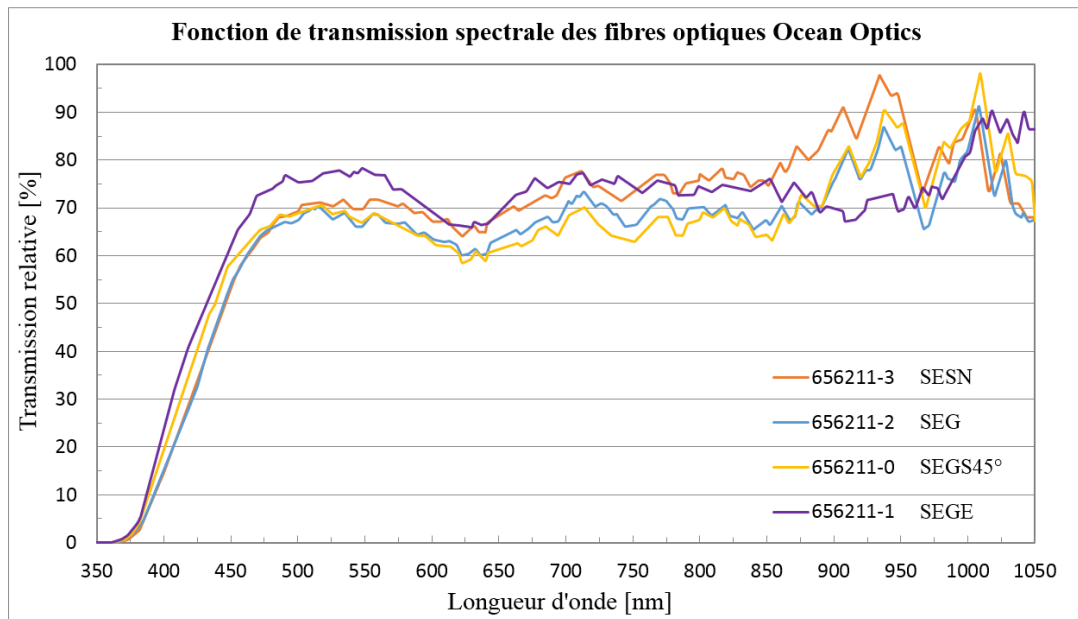


Fig 2.2.10 : Données Ocean Optics sur les fonctions de transfert spectral des 4 fibres optiques de 15 m installées.

Cette présentation est juste illustrative des limitations apportées par un élément de la chaîne. En effet, ces fonctions de transfert spectral n'ont pas été utilisées : la transmission de l'ensemble de la chaîne a été mesurée en un seul bloc (dôme + diffuseur + fibre + spectromètre) (cf. § 2.5), ceci pour éviter d'une part la propagation des erreurs de chacun des éléments de la chaîne et d'autre part, les biais causés par les interconnexions entre les éléments.

### 2.2.4.2 Rayon de courbure

Une fibre optique est un élément optique qui permet de guider un rayonnement entre deux points distants. Pour cela elle est composée d'un corps cylindrique transparent dont l'indice de réfraction diminue avec le rayon en s'éloignant du cœur de la fibre. L'architecture de la fibre peut être une fibre à saut d'indice entre le cœur d'indice  $n_c$  et une gaine d'indice  $n_g$  tel que  $n_c > n_g$  (c'est notre cas) ou encore d'une fibre à gradient d'indice (indice variant de façon continue). Un rayonnement se déplaçant dans le cœur à incidence rasante est réfléchi par cette variation d'indice et conservé dans le cœur (Fig 2.2.11).

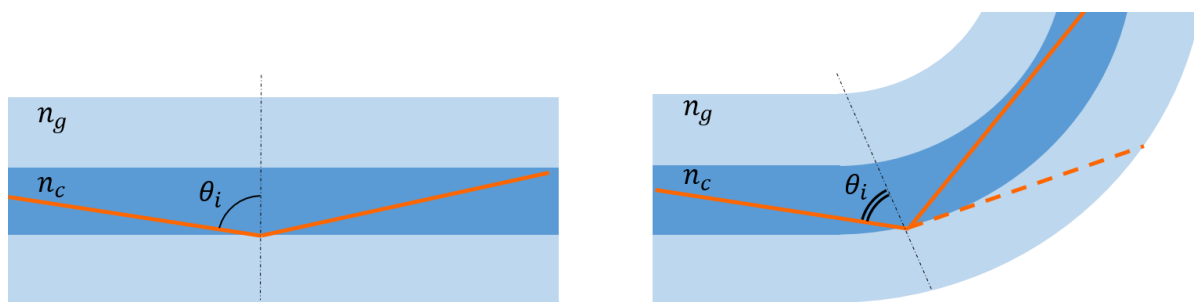


Fig 2.2.11 : Effet de la courbure d'une fibre optique sur l'angle d'incidence d'un rayon sur l'interface cœur/gaine. A gauche la fibre optique est droite, l'incidence des rayons est rasante, le rayonnement est facilement conservé. A droite, la fibre optique est courbée, l'angle d'incidence du rayon sur l'interface cœur/gaine est plus grand, ce qui peut provoquer des pertes.

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

Si le rayon de courbure de la fibre augmente, l'angle d'incidence  $\theta_i$  des rayons sur l'interface cœur/gaine va diminuer. Or, si cet angle est inférieur à un seuil critique  $\theta_{seuil}$  (dépendant des matériaux constituant la fibre), une partie du rayonnement est perdue à travers la gaine.

Un deuxième point est à mentionner : les indices de réfraction du cœur comme de la gaine dépendent de la longueur d'onde du rayonnement transmis [Perez 2000]. Cela signifie que s'il y a des pertes, celles-ci dépendraient de la longueur d'onde et cela pourrait modifier la transmission spectrale de la fibre en fonction de son rayon de courbure.

Enfin, on retrouve dans la littérature des remarques sur les pertes spectrales causées par des défauts de la fibre des micro-courbures [Perez 2000].

Dans le cas des trois chaînes de mesures globales qui sont statiques (*seg*, *sege* et *segs45*), les fibres optiques sont courbées à certains endroits mais ces courbures ne sont pas amenées à changer. Ces phénomènes ne seraient donc pas gênants : on déterminerait une fois pour toute la fonction de transfert spectrale, prenant en compte les effets des courbures, et ce comportement resterait stable dans le temps. Mais pour la mesure des éclaircissements directs normaux utilisant le suiveur de soleil, la courbure de la fibre optique varie de jour en jour, au fil des heures. Il est donc tout à fait pertinent de se poser la question de la variabilité de la transmission spectrale de cette chaîne de mesures.

Cette étude (Fig 2.2.12) a été réalisée *in situ* pour tenir compte de l'ensemble de la chaîne. Pour évaluer la variabilité, la source à LEDs couvrant le domaine spectral du spectromètre (cf. § 2.1.4) a été installée sur le tube du suiveur de soleil de la chaîne spectrale. Nous avons ensuite observé la variation du rayonnement sur 5 bandes spectrales (correspondant aux 5 LEDs) en fonction de l'orientation du suiveur de soleil (Fig 2.2.13). Concernant les orientations, 24 positions correspondant à 15 moments d'une journée de solstice d'été et 9 d'une journée de solstice d'hiver ont été imposées au suiveur. Ces deux journées ont été choisies car elles représentaient les orientations les plus extrêmes du système pendant l'année. La source à LEDs était connectée à une alimentation stabilisée ; néanmoins, pour compenser d'éventuelles variations de la source pendant la procédure, nous avons réalisé une mesure à un angle de référence entre chaque mesure.



Fig 2.2.12 : Dispositif expérimental utilisé pour l'étude des effets de la courbure de la fibre optique sur la fonction de transfert spectrale de la chaîne *sesn*. En haut à gauche, une photo prise par un des deux appareils photo. On y observe, sur la fibre optique, les bagues de référence permettant de déterminer le profil de courbures. En haut à droite la source installée sur le tube de la chaîne *sesn*. En bas à gauche, un des 2 appareils photo observant le suiveur. En bas à droite la source à LEDs et ses 5 LEDs (396, 462, 524, 632, 853nm).

En parallèle des acquisitions, on photographie la courbure de la fibre optique sous deux orientations, à l'aide de deux appareils photos positionnés en triangle avec le suiveur de soleil. Pour chaque orientation, on prend deux photos du suiveur. Pour définir des références visuelles de la position de la fibre, des bagues en plastique orangé ont été positionnés à intervalle de 10 cm sur la fibre optique. Ainsi, si on constate une variation de la fonction de transfert spectral avec la courbure, on pourra déterminer la courbure de la fibre par triangulation, pour chaque orientation, et quantifier ces effets.

Pour chaque orientation, on réalise en continu 3min30 d'enregistrements en moyenne : on définit ainsi pour les 5 domaines spectraux et pour chaque mesure, une moyenne et son écart type (Fig 2.2.13).

## 2.2 Etude des chaînes Ocean Optics

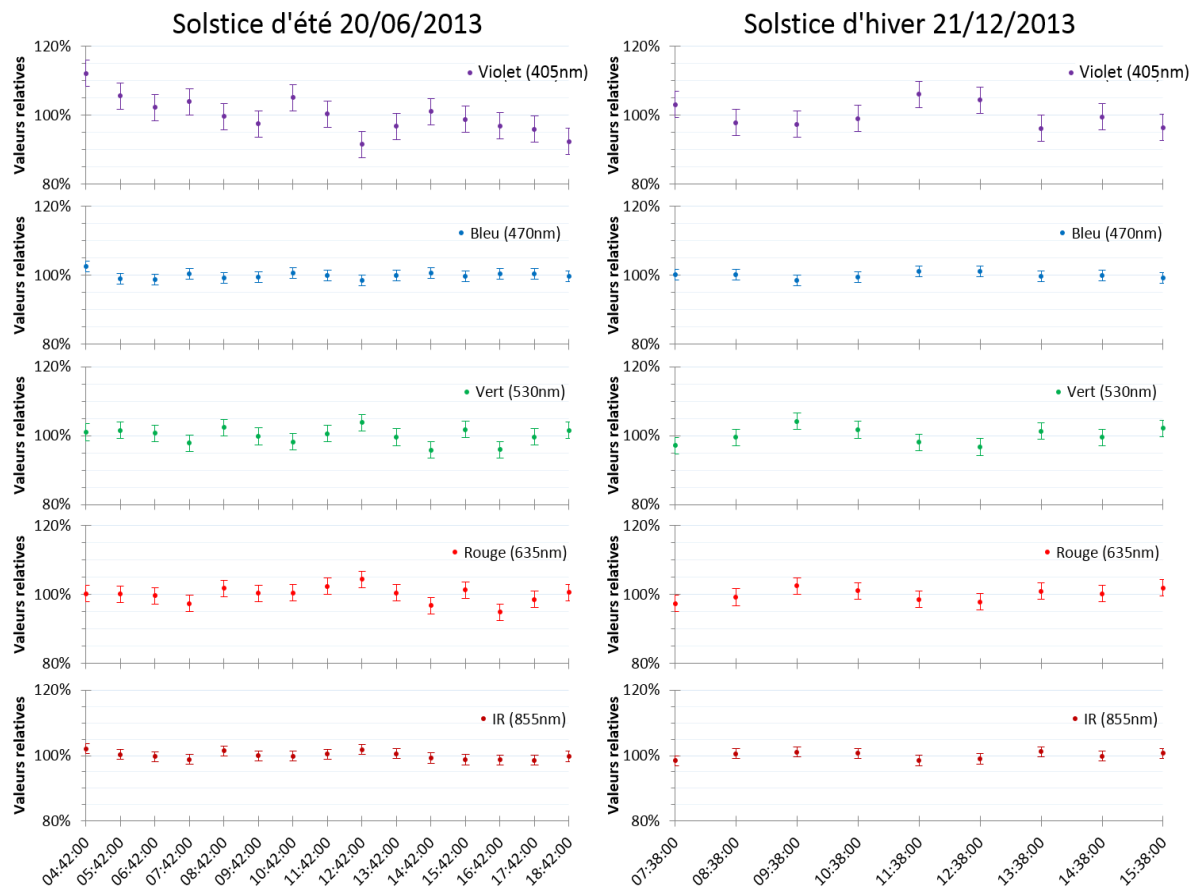


Fig 2.2.13 : Résultats des mesures pour les 24 orientations des deux solstices été et hiver (moyennes et écarts types associés). Compte tenu des écarts types, on ne peut pas juger d'un effet du positionnement du suiveur sur la transmission spectrale du système.

Ces instants de mesures ont été choisis pour correspondre aux cas de courbures extrêmes, et l'analyse des résultats (Fig 2.2.13) obtenus ne révèle aucun effet significatif sur la fonction de transfert spectrale, pour aucun des instants testés. En effet, compte tenu des écarts types, s'il y a perte spectrale, celle-ci est inférieure à l'incertitude de mesure présentée et ne cause donc aucune variation significative. Pour la suite de notre étude, on considèrera donc l'effet de la courbure de la fibre optique comme négligeable.

### 2.2.5 Chambre thermostatique : dépendance en température

La première étape de la procédure permettant la transformation du signal brut (en taux de comptage) mesuré par le spectromètre en un spectre d'éclaircements énergétiques spectraux, est la soustraction du signal d'obscurité. Ce signal est un signal permanent en sortie du spectrophotomètre, en l'absence de flux lumineux, d'où son nom, et dans les conditions d'utilisation habituelles. Il est dû à la création de porteurs de charges par l'agitation thermique. Lors d'une mesure, ces porteurs de charges s'ajoutent à ceux qui sont créés par le rayonnement incident et augmentent le résultat de mesure. Le signal d'obscurité reste toujours identique, à temps d'intégration et température constants, et d'après la théorie, varie linéairement avec la température [Sangen 2007]. L'évolution temporelle de la température et du signal d'obscurité moyen a été observée pendant 1 mois (octobre 2014) avec un pas d'une minute et un temps

d'intégration de 200 ms. La mesure de température a été réalisée avec une sonde HOBO data logger U12 installée entre les spectromètres.

La Fig 2.2.14 présente les résultats des mesures et met en évidence la relation linéaire entre le signal d'obscurité et la température ambiante.

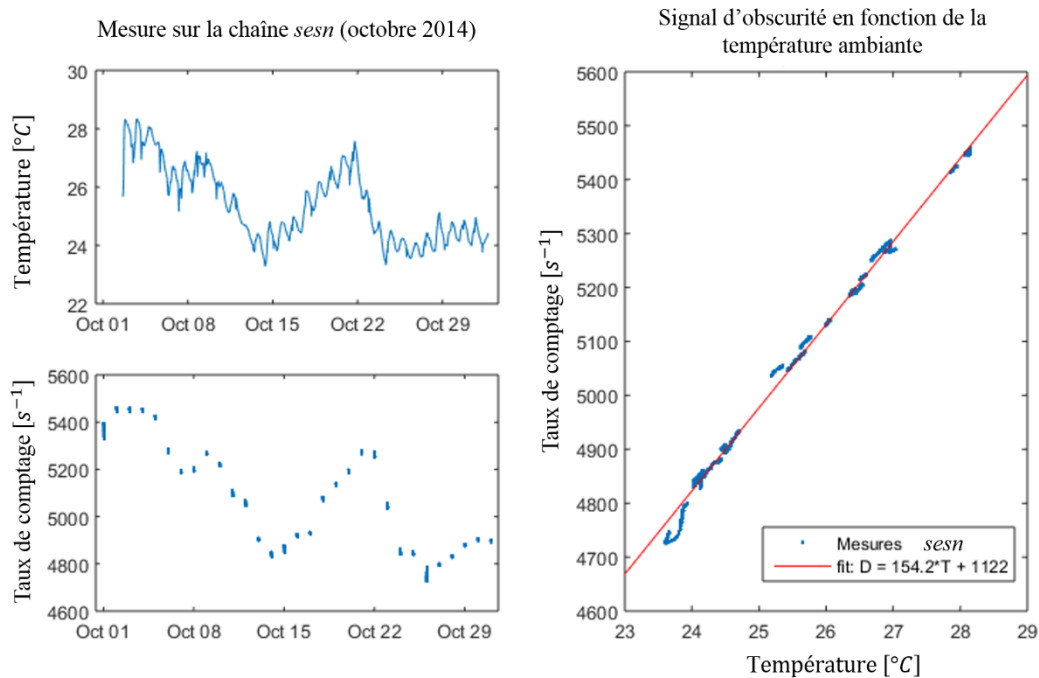


Fig 2.2.14 : à gauche, évolution temporelle de la température (haut) et du signal d'obscurité moyen (bas). A droite, le rapport de ces deux mesures montre la relation linéaire du signal d'obscurité avec la température ambiante du spectromètre.

La soustraction d'un signal d'obscurité sous-estimé ou surestimé pouvant entraîner des erreurs importantes sur le traitement des données (cf. § 2.4.1.2), il est important de tenter de le stabiliser. En restant dans une optique d'installation à bas coût, la stabilisation de la température a été réalisée grâce à une armoire de mise en température « La sommelière » LS16 (cave à vin). L'objectif étant la stabilisation et non le refroidissement, la consigne est de 18°C, cette valeur offrant la meilleure constance en température : le système stabilise plus facilement sa température quand le gradient entre la température externe et interne est faible. De plus, pour aider la stabilisation, une inertie thermique réalisée par 6 litres d'eau est utilisée pour lisser les variations restantes.

Pour supprimer toute variation résiduelle, on complète cette stabilisation par une correction numérique en temps réel du signal d'obscurité lors du traitement en temps réel des données (cf. § 2.4.1.2).

Maintenant que les caractéristiques matérielles et les limitations des chaînes d'acquisition Ocean Optics sont clairement identifiées, nous présentons dans la partie suivante le choix du mode d'acquisition numérique permettant d'exploiter au mieux cette technologie.



## 2.3 Choix du mode d'acquisition

Depuis la mise en place du système en 2012, les acquisitions numériques des mesures spectrales étaient réalisées de la façon suivante : toutes les 5 minutes, pour les deux chaînes de mesure (*sesn* et *seg*), on réalisait une série d'acquisitions dont le temps d'intégration augmentait une mesure après l'autre. Ce temps était de 200 *ms* pour la première acquisition, si le signal était trop faible, une autre mesure était réalisée avec un temps d'intégration plus long et ainsi de suite, jusqu'à atteindre un signal proche de la saturation. Parmi l'ensemble des mesures réalisées pendant une de ces périodes de 5 *min*, seule la dernière était effectivement sauvegardée. Cela permettait d'obtenir, dans une mesure unique, le meilleur rapport signal sur bruit tout en évitant la saturation. L'acquisition des spectres, utilisant l'API « OmniDriver » d'Ocean Optics sous Java, et leur traitement en temps réel étaient effectués par le même code Java. Cette opération était réalisée successivement sur les deux chaînes de mesure. Pour un temps d'intégration allant de 200 millisecondes à 20 secondes, chaque chaîne exploitait donc, en temps de mesure effectif, entre 0,07% et 5,56% des 5 minutes de l'intervalle de la mesure. De plus, les mesures des différentes chaînes n'étaient pas simultanées, puisque réalisées séquentiellement.

Cette section présente les modifications importantes effectuées sur le mode d'acquisition au cours de ce travail.

### 2.3.1 Propositions d'un nouveau mode d'acquisition

Dans le cadre de la mise à jour du système d'acquisition, une nouvelle fréquence de sauvegarde d'une minute a été choisie comme compromis entre qualité d'échantillonnage et quantité de données à sauvegarder. Pour l'échantillonnage, plus la fréquence d'acquisition est importante, mieux on rend compte de la variabilité du spectre (causée par le transit de nuages devant le soleil par exemple). Pour rendre cohérent la mesure spectrale au reste de la station, la période d'acquisition des éclairissements énergétiques spectraux est définie à une minute. La sauvegarde d'un spectre au format texte (.txt) nécessite environ 40 *Ko* d'espace disque. Avec une fréquence de sauvegarde d'une minute, le volume de données à stocker annuellement est d'environ 40 *Go* (calcul approximatif pour 12 h/jour, 365 jour/an, 4 chaînes d'acquisition). Le système utilisé pour la sauvegarde pourrait être susceptible d'enregistrer d'autres données à l'avenir, issues d'autres instruments, ces 40 *Go* annuels représentent donc un compromis raisonnable entre informations enregistrées et espace conservé pour des mesures issues d'autres instruments. Sur cette nouvelle base de temps, nous avons envisagé et comparé deux méthodes d'acquisition :

- L'ancienne méthode, à savoir une acquisition toutes les minutes, en utilisant un temps d'intégration optimisé pour le rayonnement observé, légèrement en dessous de la saturation pour exploiter toute la dynamique de la mesure.
- Une méthode, classique en traitement du signal, qui consiste à calculer la moyenne et l'écart type d'une série de mesures. La multiplication des mesures assure a priori une meilleure approche de la valeur vraie du spectre et permet d'en connaître la variabilité. Pendant toute la période de mesure, on enregistre en continu une série de spectres avec un temps d'intégration constant et court (pour éviter d'éventuelles saturations causées par la variabilité de la source).

La question se résume ainsi, vaut-t-il mieux :

- Une acquisition unique, exposée de manière optimale ?
- Un grand nombre d'acquisitions, sous-exposées sur toute la période de mesure ?

Pour répondre à cette question, il est nécessaire d'évaluer la qualité des résultats obtenus avec les deux méthodes. Pour cela, on procède à l'analyse des signaux et bruits des spectromètres afin de quantifier la plage d'intensités de rayonnement accessible à la mesure, ainsi que le rapport signal sur bruit pour chacune des méthodes. Ces deux paramètres doivent être, l'un et l'autre, les plus grands possibles afin de garantir la meilleure mesure.

## 2.3.2 Etude des temps d'intégration

### 2.3.2.1 Plage dynamique et signal d'obscurité

Cette première partie de l'analyse permet de voir quelle est la plage dynamique effectivement accessible aux spectromètres. Celle-ci correspond à la plage dynamique théorique donnée par le constructeur (en *counts*) réduite du courant d'obscurité (cf. § 2.2.5).

L'intensité d'un rayonnement est donné sous forme brute en *counts* par le spectromètre, à savoir proportionnel au nombre de porteurs de charge comptabilisés, directement lié au nombre de photons incidents et à la sensibilité spectrale du système. La conversion des *counts* en unités SI dépend de la fonction de transfert de la ligne de mesure. Pour cette partie de l'étude il est inutile de faire cette conversion, seuls les signaux bruts mesurés seront comparés.

Les spectromètres USB650 peuvent mesurer des intensités allant jusqu'à un certain nombre de *counts*, noté  $N_{max}$  (donnée constructeur pour ce modèle : 4000 *counts*). Au-delà, le signal est saturé. Cependant, pour un temps de mesure de  $\tau$  secondes, et une saturation du capteur à  $N_{max}$  *counts*, la plage dynamique réelle du capteur dépend fortement du signal d'obscurité  $N_D(\tau)$  ( $D$  : dark) lui-même dépendant du temps d'intégration  $\tau$ . Le signal d'obscurité est indépendant du signal mesuré et dépend de chaque photosite du capteur CCD (capteur élémentaire constituant une barre CCD). Il peut être très gênant car le comptage de ce courant augmente linéairement avec le temps d'intégration et peut aller jusqu'à l'aveuglement du capteur [Sangen 2007].

Pour observer ce phénomène, j'ai aveuglé un spectromètre Ocean Optics USB650 en vissant directement le bouchon (fourni) sur le boîtier. Une fois le système aveugle, 12 séries de 60 mesures ont été réalisées avec les temps d'intégration suivants : 1s, 2s, 3s, 4s, 5s, 10s, 15s, 20s, 30s, 40s, 50s, 60s. Pour avoir un échantillon statistique suffisant, chaque série est composée de 60 mesures ce qui permet de déterminer des moyennes et écart types représentatifs. Les mesures ont été réalisées dans un local ayant une température plutôt stable (en sous-sol) pour éviter de prendre en compte d'éventuels effets thermiques.

La Fig 2.3.1, présente les analyses des 12 séries correspondant aux 12 temps d'intégration  $\tau$ . On y observe la distribution relative en pourcentage du nombre de photosites (au total, 651 photosites pour un USB650) en fonction de l'intensité (en *counts*). Chaque photosite étant chargé de mesurer l'intensité correspondante à une longueur d'onde donnée, cela permet de comparer la plage dynamique du capteur réellement exploitable par rapport à sa plage dynamique théorique.

### 2.3 Choix du mode d'acquisition

Le critère raisonnable choisi pour quantifier cette plage dynamique est qu'il sera toléré un maximum de 5% des photosites saturés, c'est-à-dire un maximum de 5% du spectre non exploitable.

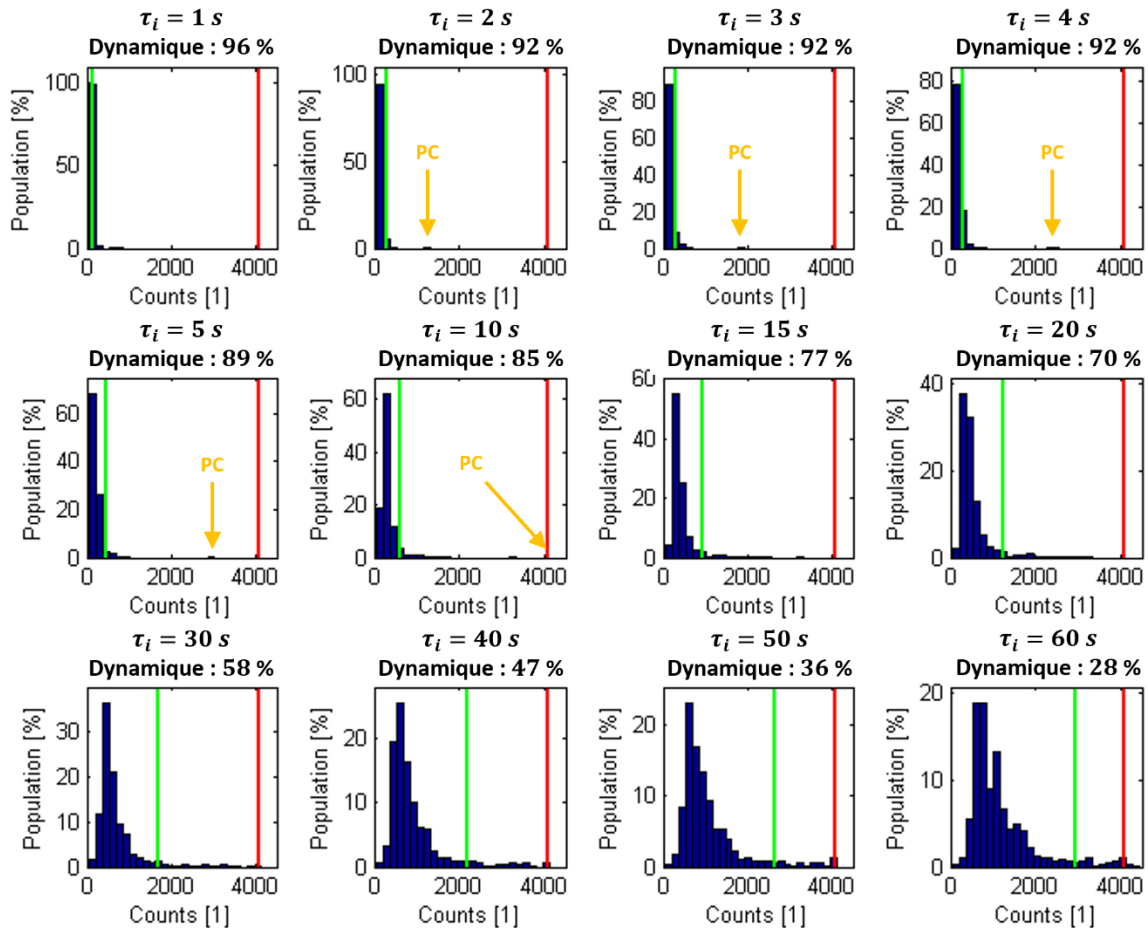


Fig 2.3.1 : distribution en intensité du signal d'obscurité sur les photosites. Pour chaque temps d'intégration, une série de 60 mesures a été utilisée pour déterminer cette distribution. La plage dynamique maximale théorique, en *counts*, est représentée par la ligne rouge. La plage dynamique (Dynamique : XX%), avec 5% du spectre risquant de saturer, donnée par la différence entre la ligne rouge et la ligne verte. La flèche « PC » indique un point chaud, c'est-à-dire un photosite ayant un signal d'obscurité particulièrement intense.

Sur la Fig 2.3.1, la ligne rouge représente le seuil de saturation des photosites. La ligne verte a été positionnée afin de séparer les 95% de photosites ayant les plus faibles intensités des 5% de photosites les plus proches de la saturation. La plage dynamique réelle (à 5% de photosites saturés au maximum) est donc évaluée par l'écart entre ces deux limites (le signal mesuré, ajouté au signal d'obscurité, ne devant pas faire saturer au moins 95% des photosites).

On montre aussi que la saturation, et donc que le courant d'obscurité associé à chaque photosite n'est pas identique : certains photosites saturent plus vite que d'autres. On pourra noter au passage qu'un photosite est particulièrement intense pour ce spectromètre : il s'agit d'un « point chaud », qui saturera très vite.

Cette plage dynamique à 5% d'exclusion des photosites, donc du spectre, illustre la réduction de la plage dynamique avec l'augmentation du temps d'intégration. Notamment, l'analyse de ces données montre qu'à partir de 30 secondes d'intégration, certains photosites sont complètement aveugles au signal (4000 *counts* atteints seulement avec le signal d'obscurité).

Une autre manière d'analyser ces mesures est l'étude de la plage dynamique moyenne : on considère que chaque photosite est capable de mesurer de façon effective un nombre de *counts* correspondant à sa plage dynamique théorique à laquelle on retranche son signal d'obscurité propre. La plage dynamique moyenne du capteur correspondrait donc à la valeur moyenne des plages dynamiques de chacun de ses photosites :

$$N_{eff}(\tau) = \overline{N_{max} - N_D(\tau)} = N_{max} - \overline{N_D}(\tau) \quad (2.3.1)$$

Où  $N_{max}$  est le nombre de *counts* de saturation d'un photosite, identique pour chaque photosite (plage dynamique théorique) et  $\overline{N_D}(\tau)$  est le nombre de *counts* moyen du signal d'obscurité ( $D$  : dark) moyenné sur tous les photosites.

La figure suivante présente l'évolution de cette plage dynamique moyenne en fonction du temps d'intégration.

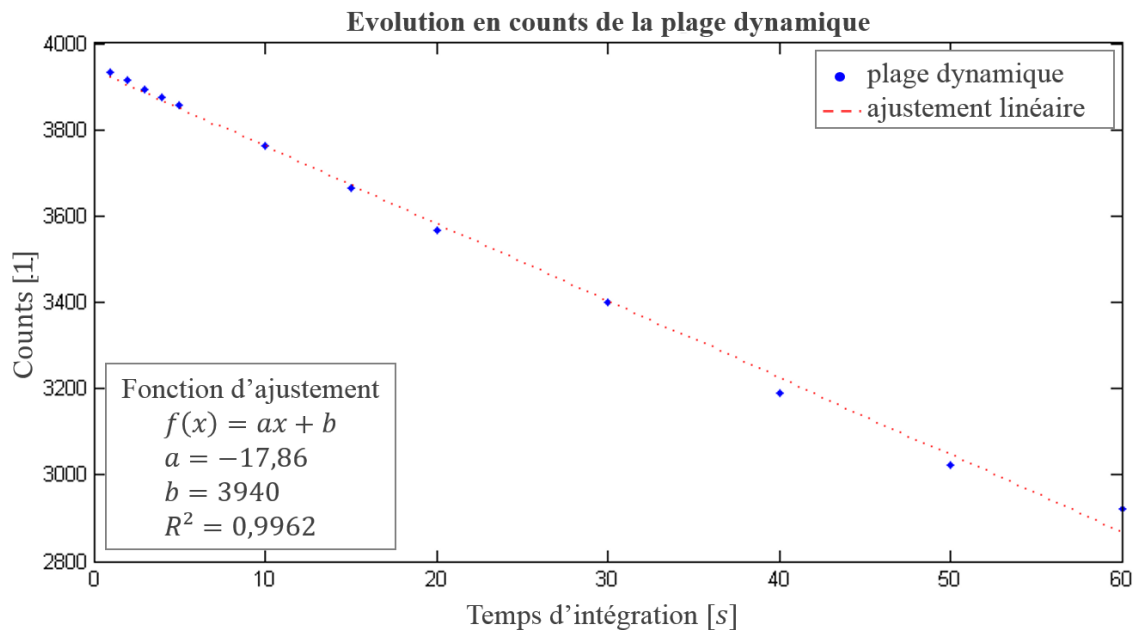


Fig 2.3.2 : évolution en *counts* de la plage dynamique du capteur corrigée du signal d'obscurité moyen. La moyenne a été réalisée sur 60 spectres.

L'évolution linéaire correspond tout à fait à la théorie, soit une augmentation linéaire du signal d'obscurité avec le temps d'acquisition [Sangen 2007]: le photosite délivre un courant d'obscurité constant, en taux de comptage  $n_D$  (*counts* par unité de temps). L'intégration dans le temps donne donc un signal directement proportionnel au temps d'intégration :

$$N_D(\tau) = n_D \tau \quad ; \quad n_D \cong 17,86 \text{ s}^{-1} \quad (2.3.2)$$

## 2.3 Choix du mode d'acquisition

Remarque : on notera que la plus grande plage dynamique accessible (pour un temps d'intégration infiniment court), et qui correspond donc au seuil de saturation, est de 3940 *counts*, inférieure à la donnée constructeur de 4000 *counts* (Fig 2.3.2).

Vouloir obtenir une meilleure exposition, pour les signaux faibles, en augmentant trop le temps d'intégration n'est donc pas une bonne solution puisque cela implique une diminution importante de la plage dynamique accessible  $N_{eff}(\tau)$ .

### 2.3.2.2 Les bruits de mesures

Il existe de nombreux bruits qui pourront dégrader la qualité du signal [Sangen 2007]. Certains sont indépendants du signal d'entrée, tels que le bruit thermique ou, en seconde approximation, le bruit de numérisation. D'autres sont liés au signal d'entrée, comme le bruit de Schottky (dû à la nature quantique de la lumière) ou encore le bruit d'amplification. Dans notre cas, les bruits les plus importants sont le bruit du signal d'obscurité, majoritairement thermique, et le bruit de Schottky (tous deux d'origine quantique). Le bruit de numérisation est indépendant du temps d'intégration, il peut se calculer à partir de l'équation suivante [Sangen 2007] et dans notre cas il n'excède pas 1 count, on le négligera donc pour le reste de l'étude :

$$\sigma_{num} = \frac{N_{max}}{\sqrt{12}(2^{\mathcal{N}_{bits}} - 1)} = 0,28 \text{ count} \quad (2.3.3)$$

avec  $N_{max} = 4000$  et  $\mathcal{N}_{bits} = 12$  (données constructeurs)

L'importance des deux bruits majoritaires dépend du temps d'intégration : il est nécessaire de les prendre en compte afin de déterminer la meilleure manière de réaliser la mesure et, à terme de choisir parmi nos deux méthodes d'acquisition.

Ce type de bruit est généralement bien pris en compte par la théorie mais pour un système industriel dont les étapes d'acquisitions et de traitement du signal sont assez mal connues par l'utilisateur final, il peut s'avérer nécessaire d'en faire l'étude expérimentale afin de contrôler l'accord avec la théorie. Par la suite, nous étudions donc ces deux bruits.

#### 2.3.2.2.1 Le bruit du signal d'obscurité

Ici on ne parle pas du signal d'obscurité qui croît linéairement avec le temps d'intégration, mais bien de sa variabilité. A partir des séries de 60 mesures à 12 temps d'intégrations différents, on calcule pour chaque photosite leur écart-type propre, c'est-à-dire propre à chaque longueur d'onde. Ces valeurs ont ensuite été moyennées sur l'ensemble du spectre, afin de caractériser le bruit du signal d'obscurité pour chaque temps d'intégration (Fig 2.3.3).

La figure suivante présente l'évolution de cet écart type moyen en fonction du temps d'intégration.

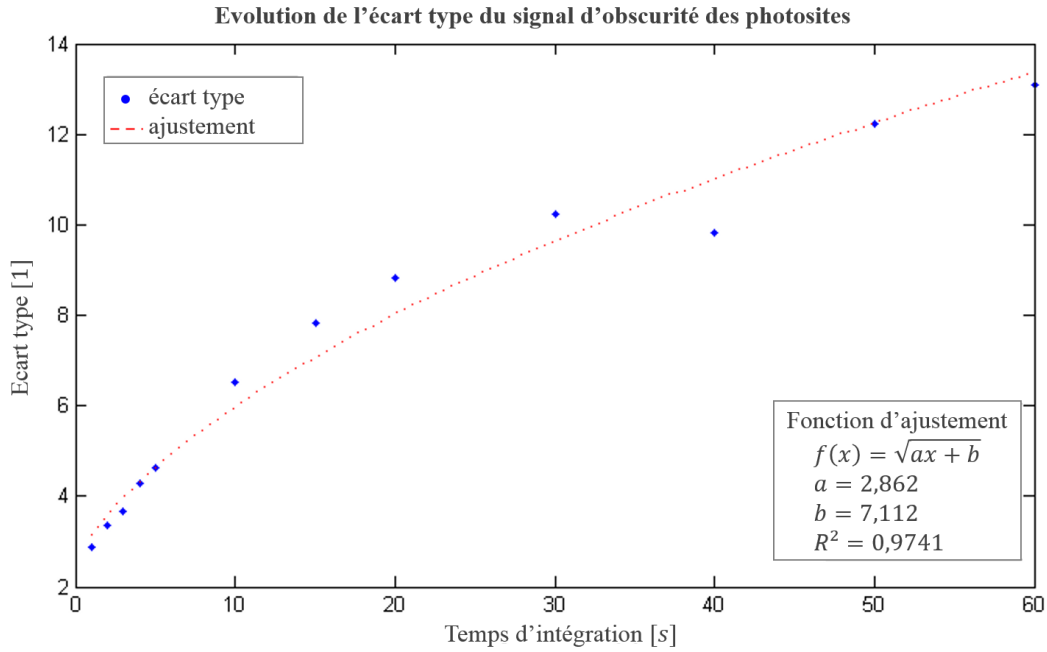


Fig 2.3.3 : évolution de l'écart type du signal d'obscurité, moyenné sur tout le spectre. L'ajustement par une fonction racine carré, permet d'étendre ces mesures aux cas intermédiaires.

La nature quantique des porteurs de charges implique un bruit suivant une loi en racine carré du nombre de *counts* (cf. § 2.3.2.2.2). La relation signal d'obscurité en fonction du temps d'intégration étant linéaire on peut noter le bruit d'obscurité comme une fonction racine carrée du temps d'intégration :

$$\sigma_D(\tau) \propto \sqrt{n_D \tau} \quad (2.3.4)$$

#### 2.3.2.2.2 Le bruit de Schottky

Le bruit de Schottky est l'extension du bruit de photons aux capteurs via la production de photoélectrons. Le bruit de photons limite tout système de détection de flux lumineux. Il est lié directement à la nature corpusculaire de la lumière : le nombre effectif de photons mesuré est aléatoire, car ils n'arrivent pas régulièrement mais de façon désordonnée. Ce désordre vient de l'émission aléatoire par les atomes excités de la source lumineuse. Les photons reçus par un spectromètre suivent donc une loi de Poisson. Chaque photon incident sur un spectromètre a une probabilité donnée (dépendant du système) de créer un photoélectron.

Les photoélectrons qui vont constituer le signal de sortie suivent donc eux aussi une loi de Poisson : si  $N_S$  est le nombre de *counts*, produit par la source de rayonnement, mesuré pendant un temps d'intégration  $\tau$ , l'écart type correspondant au bruit de Schottky est proportionnel à  $\sqrt{N_S}$ , ou encore  $\sqrt{n_S \tau}$ , où  $n_S$  est le taux de comptage par seconde provenant de la source de rayonnement. De manière similaire au bruit d'obscurité :

$$\sigma_S(\tau) \propto \sqrt{n_S \tau} \quad (2.3.5)$$

## 2.3 Choix du mode d'acquisition

### 2.3.2.2.3 Bilan des bruits

A partir d'observations sur plusieurs jours par un spectromètre (USB650) en place sur la station, d'un rayonnement du ciel lentement variable (condition de ciel sans transit de nuage), on a calculé pour chaque minute le taux de comptage moyen total  $n_T$  et son écart type  $\sigma_T$ . Ainsi, on peut tracer la dépendance  $\sigma_T(n_T)$ . Dans ce cas, ce n'est plus les temps d'intégration que l'on fait varier mais les taux de comptage, qui dépendent du rayonnement incident. On observe :

$$n_T = n_D + n_S \quad (2.3.6)$$

$$\sigma_T \propto \sqrt{n_D + n_S} \quad (2.3.7)$$

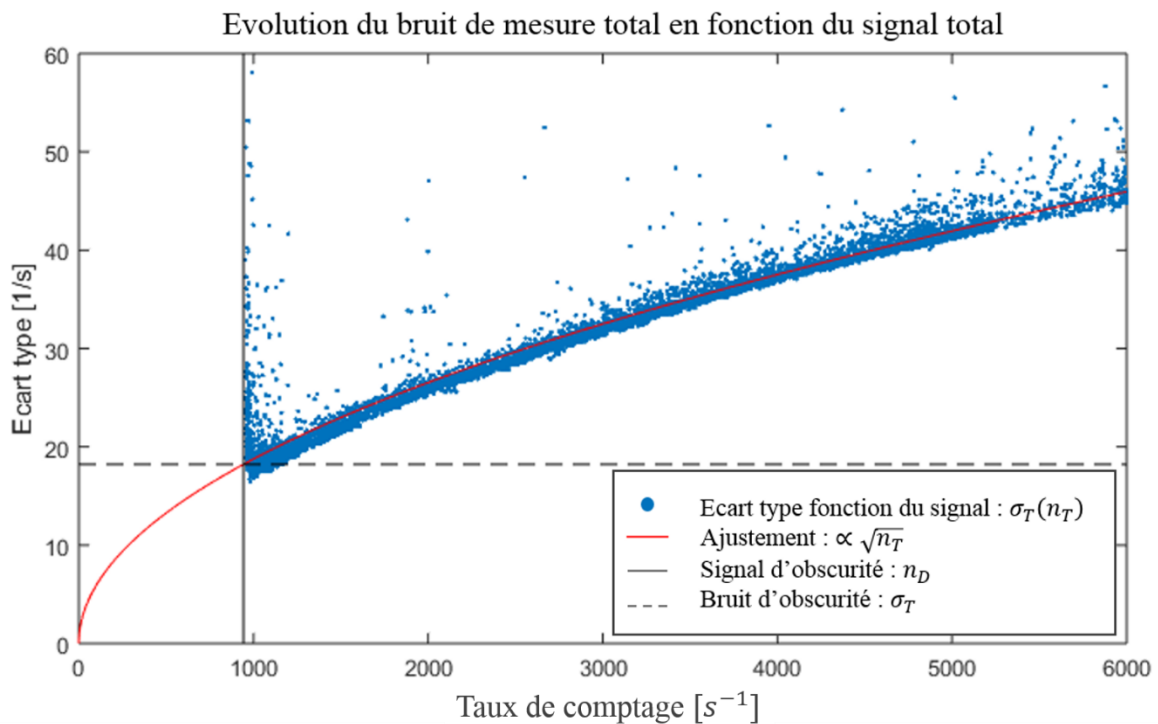


Fig 2.3.4 : évolution du bruit de mesure total  $\sigma_T$  (obscurité + signal) en fonction du signal total  $n_D + n_S$  (obscurité + signal). La ligne verticale indique la valeur du taux de comptage pour le signal d'obscurité ( $n_D \cong 950$ ). La ligne de tirets horizontale correspond au bruit d'obscurité pour une seconde ( $\sigma_D \cong 18$ ). Le temps d'intégration est de 1min par la sommation de 300 mesures de temps d'intégration élémentaire 200ms (cf. § 2.3.3).

Par ajustement, on vérifie que les bruits majoritaires d'obscurité et du signal source suivent la relation suivante:

$$\sigma_T(\tau) \propto \sqrt{(n_D + n_S)\tau} \quad (2.3.8)$$

### 2.3.3 Une mesure unique optimale ou une série de mesures sous exposées ?

Pour comparer les deux méthodes, on les évalue par comparaison de leur rapport signal sur bruit. On considèrera que les temps d'intégration choisis pour chaque méthode évitent toute

saturation. Cette condition sera également respectée pour la mise en service de chaque chaîne de mesures des éclairissements énergétiques spectraux (cf. § 2.3.4).

De manière générale, on peut noter le rapport signal sur bruit SNR comme étant le rapport entre le signal brut d'intérêt  $N_S(\tau)$  provenant de la source et l'écart type du bruit total  $\sigma_T(\tau)$ :

$$SNR = \frac{N_S(\tau)}{\sigma_T(\tau)} \propto \frac{n_S \tau}{\sqrt{(n_D + n_S) \tau}} \quad (2.3.9)$$

Soit pour un signal stable pendant la mesure, un rapport signal sur bruit proportionnel à la racine carrée du temps de mesure :

$$SNR \propto \sqrt{\tau} \quad (2.3.10)$$

Il paraît alors évident qu'il faut exploiter au maximum le temps de mesure. Ce temps de mesure peut être atteint, de manière équivalente, en une acquisition ou en sommant une série d'acquisitions. Sur une base de temps d'une minute, l'acquisition simple saturera partiellement même sans signal, du fait du signal d'obscurité (cf. § 2.3.2.1). Pour couvrir l'ensemble du temps de mesure, on préférera une série de mesures à court temps d'intégration (cf. § 2.3.4), ne risquant pas de saturer en cas de fort rayonnement.

On compare l'ancienne méthode, simple acquisition ( $S$ ), à la méthode multiples acquisitions ( $M$ ), sur la base d'une période de mesure d'une minute : le temps de mesure total pour la méthode multiple, composé d'une multitude de mesures ayant un temps de latence inter-mesures négligeable, est constant et égal à la minute. Pour la simple acquisition, dans le cas des plus faibles éclairissements, le temps d'intégration est de 20s : la méthode multiple à un SNR 1,73 fois meilleur que la simple :

$$\frac{SNR_M(60s)}{SNR_S(20s)} = \sqrt{\frac{60}{20}} = 1,73 \quad (2.3.11)$$

Pour des éclairissements élevés, le temps d'intégration de la méthode simple peut tomber à 200ms : ici, le gain de la méthode multiple par rapport à la méthode simple est de 17 !

$$\frac{SNR_M(60s)}{SNR_S(200ms)} = \sqrt{\frac{60}{0,2}} = 17 \quad (2.3.12)$$

## 2.3.4 Conclusion

En conclusion, la méthode retenue est celle des multiples acquisitions sommées sur une période de mesure donnée, que l'on fixe à 1 minute afin de s'aligner sur la fréquence d'acquisition de la station IDMP. Ce résultat a une portée générale, il démontre que pour augmenter le rapport signal sur bruit d'un instrument il faut augmenter le temps de mesure effectif (attention tout de même à la variabilité du signal). Ceci n'est pas propre au spectromètre Ocean Optics USB650 et s'étend évidemment au spectromètre USB4000.

Pour couvrir les fortes variations de rayonnement durant l'année, le temps d'intégration des mesures élémentaires est adapté, pour chaque chaîne, au rayonnement maximal annuel. Les



## 2.3 Choix du mode d'acquisition

chaînes de mesures ont des efficacités de transmission et des orientations différentes donc nécessitent des temps d'intégration adaptés. En pratique, entre 200 *ms* et 500 *ms* en fonction des chaînes de mesure, soit entre 120 et environ 293 spectres par minute, en tenant compte du très faible temps de latence entre chaque mesure (en théorie, 300 sans latence pour une période de 200 *ms*). Les avantages sont :

- Une amélioration du rapport signal sur bruit, en exploitant l'ensemble du temps de mesure, on exploite toute l'information disponible.
- La possibilité, grâce au calcul de l'écart type de la série, de déterminer la variation du rayonnement sur cette même période. Quand les variations de rayonnements sont faibles pendant la minute de mesures, cette variation décrit le bruit de la mesure. Dans le cas où la variabilité est forte (transit de nuages), cette information est détectée par l'écart type alors qu'elle est indétectable dans le cas d'une mesure unique. Dans ce dernier cas d'ailleurs, la mesure unique peut déboucher sur une valeur non représentative de la minute.
- Enfin, garder le temps d'intégration constant évite de devoir réaliser une correction de la sensibilité et une étude approfondie des bruits pour tous les temps d'intégration.

Le tableau suivant résume les caractéristiques d'acquisition de chaque chaîne de mesures spectrales.

Identifiant	<i>seg</i>	<i>sesn</i>	<i>sege</i>	<i>segs45°</i>
Mesure	Globale horizontale	Directe normale	Globale Est	Globale sud 45°
Temps d'intégration élémentaire	200 <i>ms</i>	500 <i>ms</i>	250 <i>ms</i>	250 <i>ms</i>
Temps d'intégration total effectif	58,6 <i>s</i>	60 <i>s</i>	58,5 <i>s</i>	58,5 <i>s</i>
Nombre effectif de mesures par minute $\mathcal{N}_M$	293	120	234	234
Nombre de photosites	651	3648	651	651
Taille moyenne d'un fichier minute	21 <i>Ko</i>	110 <i>Ko</i>	21 <i>Ko</i>	21 <i>Ko</i>

Table 2.3.1 : tableau récapitulatif des caractéristiques d'acquisition. Les temps de mesures totaux effectifs inférieurs à la minute sont causés par la latence des instruments entre chaque mesure élémentaire.

Un inconvénient cependant à cette méthode est qu'une grande proportion des mesures est sous-exposée. Le signal d'obscurité pouvant être une composante importante du signal produit par la chaîne de mesures, il faut ajouter au système d'acquisition un traitement efficace du signal d'obscurité. La partie suivante décrit ce traitement et présente le calcul des écarts types.

## 2.4 Description du système d'acquisition

Le système d'acquisition précédent effectuait une mesure unique avec un temps d'intégration optimal. Il utilisait pour l'acquisition des spectres bruts l'API Java «OmniDriver » fournie par Ocean Optics. Ensuite, le même code Java traitait ces données en temps réel et enregistrait les spectres d'éclairement énergétique toutes les 5 minutes. Les spectres étaient acquis puis traités pour les deux chaînes de mesures (*seg* et *sesn*) séquentiellement.

Le nouveau système d'acquisition est composé de deux parties distinctes (Fig 2.4.1) :

- Une acquisition haute fréquence et simultanée sur les 4 chaînes de mesure. Cette acquisition est réalisée par le logiciel commercial « SpectraSuite » de la société Ocean Optics. Les modifications apportées par le logiciel sont paramétrées au minimum : on ne réalise ni intégration temporelle, ni lissage spectral, ni de suppression de signal d'obscurité, ni de correction de la fonction de transfert (cf. § 2.5.3.5). Les spectres sont ainsi sauvegardés en parallèle, bruts en *counts*, à des fréquences de 120 (*seg*), 240 (*sege*, *segs45*), à environ 300 (*sesn*) spectres par minute en fonction du temps d'intégration constant utilisé pour la chaîne de mesure (cf. § 2.3.4), pour un total d'environ 900 spectres par minute.
- Puis, les 9000 spectres bruts acquis pendant les 10 dernières minutes sont ensuite traités par un code Java qui génère deux types de fichiers :
  - Pour chaque chaîne de mesures, la première méthode calcule par groupe d'une minute de données les éclairagements énergétiques spectraux mesurés pendant cette minute (cf. § 2.4.1). Elle enregistre leur valeur moyenne et leur écart.
  - La deuxième méthode utilise les éclairagements énergétiques spectraux (non enregistrés), calculés à chaque seconde à partir des spectres bruts, puis en dérive les éclairagements lumineux. De cette manière, on obtient les éclairagements lumineux et les incertitudes associées avec un pas d'une seconde (cf. § 2.4.2).

## 2.4 Description du système d'acquisition

### Procédure d'acquisition

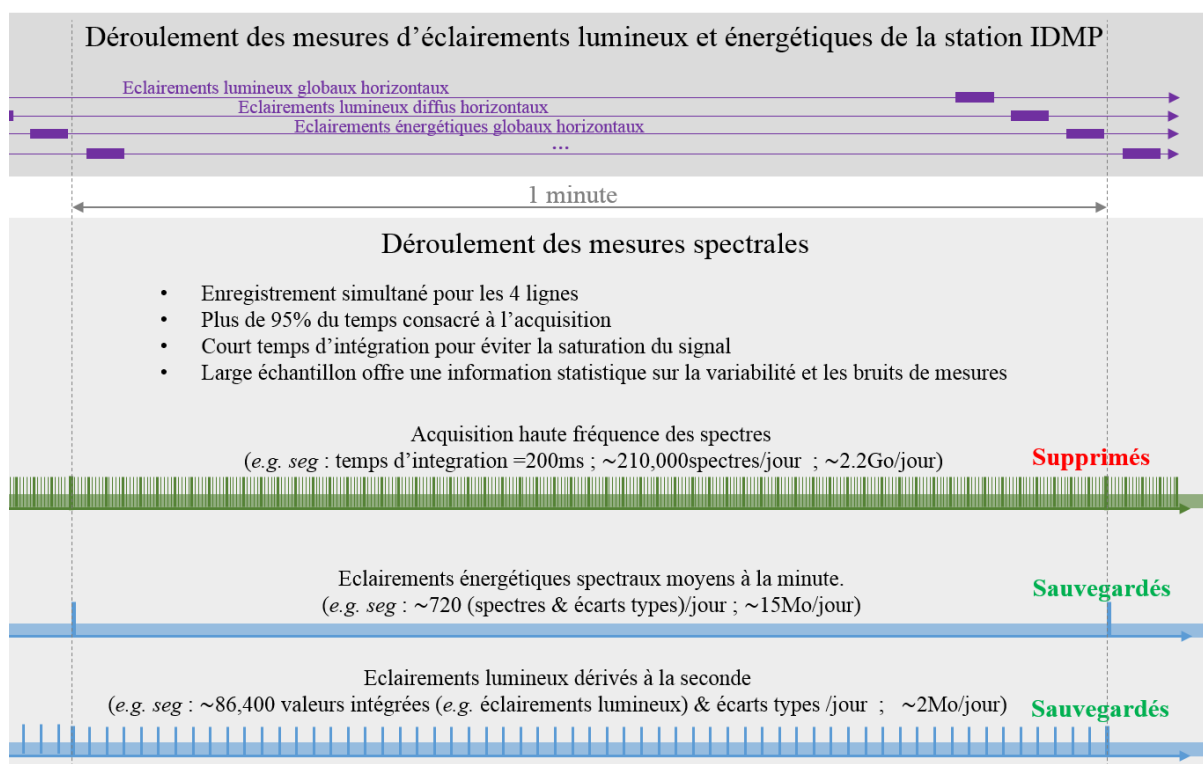


Fig 2.4.1 : chronogrammes des différentes chaînes d'acquisition. On distingue, pour la mesure spectrale, l'acquisition brute haute fréquence (en vert), de la sauvegarde (en bleu). A titre de comparaison, on présente l'acquisition IDMP avec ses mesures ponctuelles et séquentielles.

La distinction du logiciel d'acquisition et du traitement des données par un code Java permet de modifier le code sans stopper l'acquisition. Cela peut être très pratique lors de la modification des fichiers contenant les fonctions de transferts et les signaux d'obscurité des différentes chaînes de mesure, ou encore si on souhaite modifier la fréquence des enregistrements. Ou éventuellement pour maintenir le code en cas d'erreurs. Du côté de l'acquisition parallèle haute fréquence, cette division du travail évite aussi la programmation, assez fastidieuse, d'un environnement logiciel performant déjà existant, « SpectraSuite ».

Ce chapitre décrit les méthodes retenues pour la production des spectres à la minute (cf. § 2.4.1) et des éclairiments à la seconde (cf. § 2.4.2).

#### 2.4.1 Eclairiments énergétiques spectraux à la minute

Les 4 spectromètres fonctionnent en continu 24h/24. Toutes les dix minutes, les spectres bruts en nombre de  $counts N_T(\lambda)$ , mesurés par le logiciel d'acquisition, sont groupés par blocs d'une minute. Ces groupes sont ensuite identifiés comme étant « dark » s'ils ont été enregistrés au milieu de la nuit ou « signal » s'ils correspondent à des mesures diurnes. Après identification, les fichiers sont ensuite traités pour générer un fichier unique par minute et par chaîne de mesure. Les fichiers ne correspondant à aucune de ces deux identifications sont supprimés. Pour chaque collection, on produit un fichier de la forme suivante (Fig 2.4.2) :

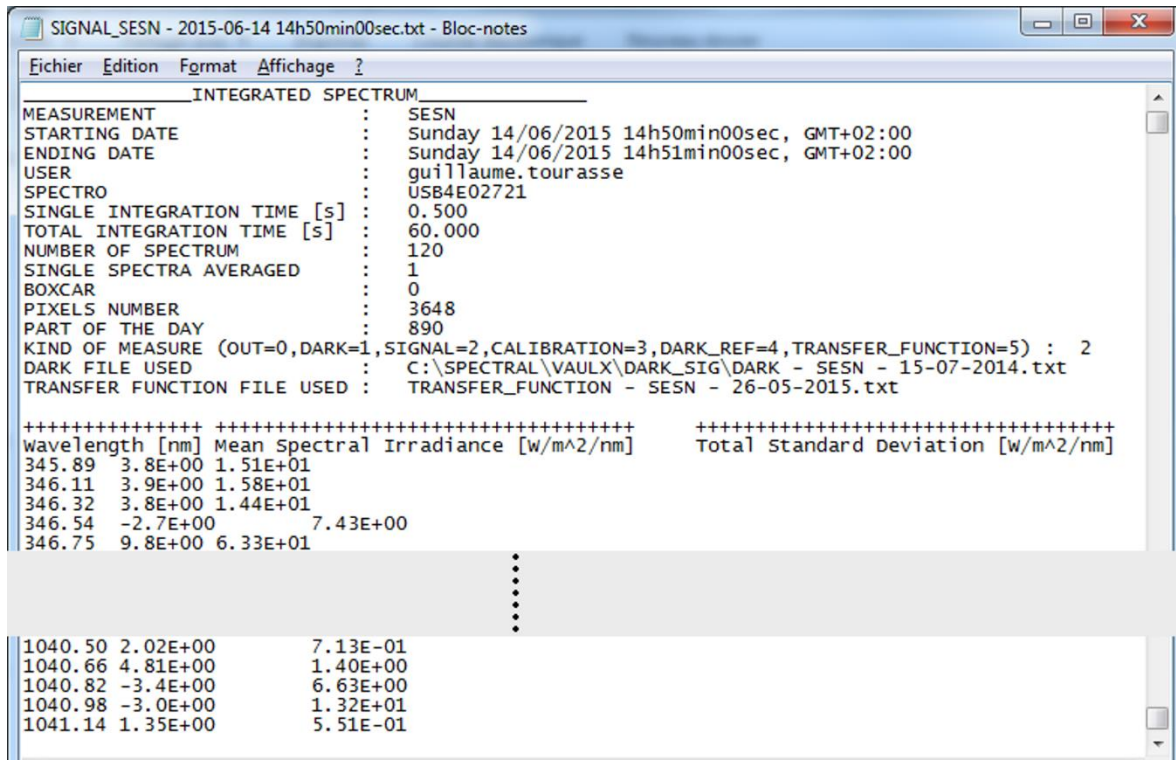


Fig 2.4.2: exemple de fichier généré à chaque minute identifié comme « signal » pour la voie directe normale (*sesn*). Il contient les informations relatives à l'acquisition (comme le nombre de spectre compilés pour obtenir le spectre moyen).

Chaque fichier commence par un en-tête qui présente les informations relatives à l'acquisition (comme le nombre de spectre compilés pour obtenir le spectre moyen). Puis, le fichier contient trois colonnes : la première correspond aux longueurs d'ondes en nanomètres, les deux autres correspondent dans l'ordre aux valeurs moyennes et aux écarts types des éclairagements énergétiques spectraux. Les unités de ces deux dernières colonnes dépendent de l'identification « dark » ou « signal » de la collection.

### 2.4.1.1 Fichiers « dark »

Les données ayant été mesurées durant l'heure du milieu de la nuit sont identifiées comme « dark ». Elles permettent la production de 60 fichiers (un par minute) pour chaque chaîne de mesures. Le milieu de la nuit est défini comme l'instant à même distance temporelle du coucher et du lever du soleil. Pendant cette heure, on mesure des spectres bruts en nombres de *counts*  $N_D(\lambda)$  pour le temps d'intégration élémentaire  $\tau_0$  de la chaîne. On y calcule le spectre moyen d'obscurité en taux de comptage  $\bar{n}_D(\lambda)$  et l'écart type de la moyenne  $\sigma_{\bar{n}_D}(\lambda)$  pour  $N_M$  mesures par minute:

$$\bar{n}_D(\lambda) = \frac{\overline{N_D}(\lambda)}{\tau_0} \quad (2.4.1)$$

$$\sigma_{\bar{n}_D}(\lambda) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{\overline{N_D^2}(\lambda) - \overline{N_D}^2(\lambda)}{N_M - 1}} \quad (2.4.2)$$

Ces fichiers permettent l'étude des variations résiduelles du signal d'obscurité (*e.g.* en fonction de la température cf. § 2.2.5). Dans le système d'acquisition présenté ici, les signaux d'obscurité

## 2.4 Description du système d'acquisition

utilisés pour la soustraction du signal d'obscurité au signal brut sont ceux définis pendant les campagnes d'étalonnages. Dans une version améliorée du système d'acquisition, les fichiers « *dark* » pourraient servir de référence quotidienne pour cette correction. Cette amélioration nécessiterait une étude de ces fichiers pour s'assurer de l'obscurité effective (l'éclairage urbain n'est *a priori* pas détectable par le système situé sur le toit du bâtiment).

### 2.4.1.2 Fichiers « Signal »

L'obtention d'une mesure d'éclairement énergétique spectral  $I(\lambda)$  à partir de spectres bruts  $N_T(\lambda)$  passe par les étapes suivantes : après le calcul de la moyenne des spectres mesurés sur la minute  $\overline{N_T}(\lambda)$ , on divise par le temps d'intégration  $\tau_0$  pour obtenir un spectre en taux de comptage  $\overline{n_T}(\lambda)$  en  $[s^{-1}]$ . On soustrait le signal d'obscurité  $\overline{n_D}(\lambda)$  de référence, mesuré pendant les périodes d'étalonnage des chaînes de mesures Ocean Optics. Enfin, le spectre résultant en taux de comptage est corrigé par la fonction de transfert globale de la chaîne, que l'on note  $G_{OO}(\lambda)$ , afin d'obtenir un spectre d'éclairement énergétique  $I(\lambda)$  (cf. § 2.5).

$$\overline{n_T}(\lambda) = \frac{\overline{N_T}(\lambda)}{\tau_0} \quad (2.4.3)$$

$$I(\lambda) = \frac{\overline{n_T}(\lambda) - \overline{n_D}(\lambda)}{G_{OO}(\lambda)} \quad (2.4.4)$$

La détermination de la fonction de transfert  $G_{OO}(\lambda)$  ainsi que celle de l'écart type  $\sigma_G(\lambda)$  associé sont décrites en détails dans la partie sur l'étalonnage spectral (cf. § 2.5).

Parallèlement, l'écart type  $\sigma_{n_T}(\lambda)$  du taux de comptage rend compte sans distinction des bruits de mesure et de la variabilité du climat :

$$\sigma_{n_T}(\lambda) = \frac{\sqrt{\overline{N_T^2}(\lambda) - \overline{N_T}^2(\lambda)}}{\tau_0} \quad (2.4.5)$$

Dans ce processus pour calculer  $I(\lambda)$ , on considère le signal d'obscurité constant dans le temps. Or, sa valeur moyenne est susceptible de fluctuer doucement dans le temps avec les variations de température du spectromètre liées aux variations de la température environnementale. Cette température connaît toutes les 36 heures des variations épisodiques de l'ordre de 1,5 °C pendant quelques minutes ; variations liées au mode de fonctionnement de la chambre thermostatique. Ces variations peuvent provoquer des fluctuations de la moyenne du signal d'obscurité de l'ordre de 6% (cf. Fig 2.2.14), qui peuvent avoir un impact majeur sur l'apparence du spectre d'éclairement énergétique obtenu après le traitement de données. On doit donc compléter la stabilisation avec une correction numérique.

Après observation des fonctions de transfert spectrales (Fig 2.4.3), on constate que les valeurs des 20 premiers nanomètres sont très proches de zéro et que l'écart type calculé inclue les valeurs nulles. Cette zone « aveugle » vient de la très faible transmission spectrale de la chaîne optique pour les courtes longueurs d'ondes. On peut donc considérer le signal dans cette zone

comme étant le signal d'obscurité et l'utiliser pour déterminer en temps réel le facteur correctif à apporter au signal d'obscurité de référence.

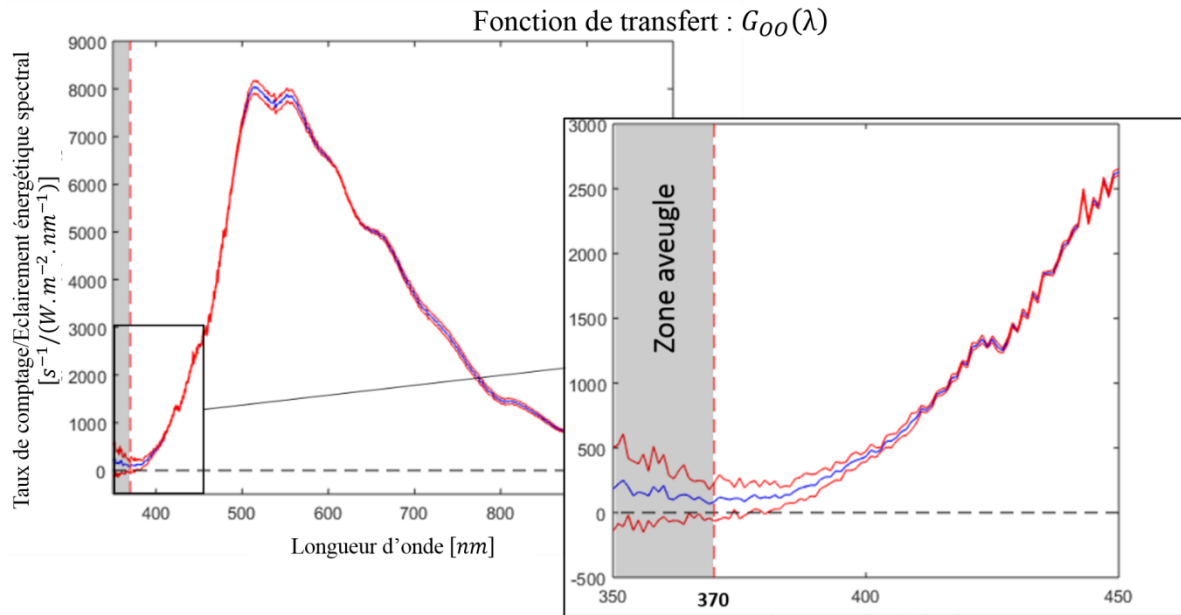


Fig 2.4.3 : en bleu, la fonction de transfert de la chaîne *seg* (global horizontal) et en rouge son écart type.

Pour chaque calcul d'éclairements énergétiques spectraux, on corrige donc le signal d'obscurité en le multipliant par le rapport, dans la zone aveugle, de la somme du signal brut  $K_B$  et de la somme du signal d'obscurité de référence  $K_D$  :

$$\bar{n}_D'(\lambda) = \bar{n}_D(\lambda) \times \frac{K_B}{K_D} \quad (2.4.6)$$

$$K_B = \sum_{\lambda=350nm}^{380nm} \bar{n}_T(\lambda) \quad ; \quad K_D = \sum_{\lambda=350nm}^{380nm} \bar{n}_D(\lambda) \quad (2.4.7)$$

La Fig 2.4.4 présente les étapes de correction d'un spectre brut (taux de comptage) jusqu'à l'obtention d'un spectre d'éclairement énergétique et compare les résultats obtenus avec ou sans la correction du signal d'obscurité. Cela confirme l'impact majeur d'une petite variation de la moyenne du signal d'obscurité sur l'apparence du spectre final. Sans correction du signal d'obscurité, un écart subsiste en effet après soustraction de celui-ci. Après correction par la fonction de transfert  $G_{OO}(\lambda)$  dans les zones spectrales où sa valeur est quasiment nulle ( $\lambda < 400nm$  et  $\lambda > 900nm$ ), la division presque par zéro de cet écart entraîne de fortes variations des éclairements énergétiques spectraux estimés.

## 2.4 Description du système d'acquisition

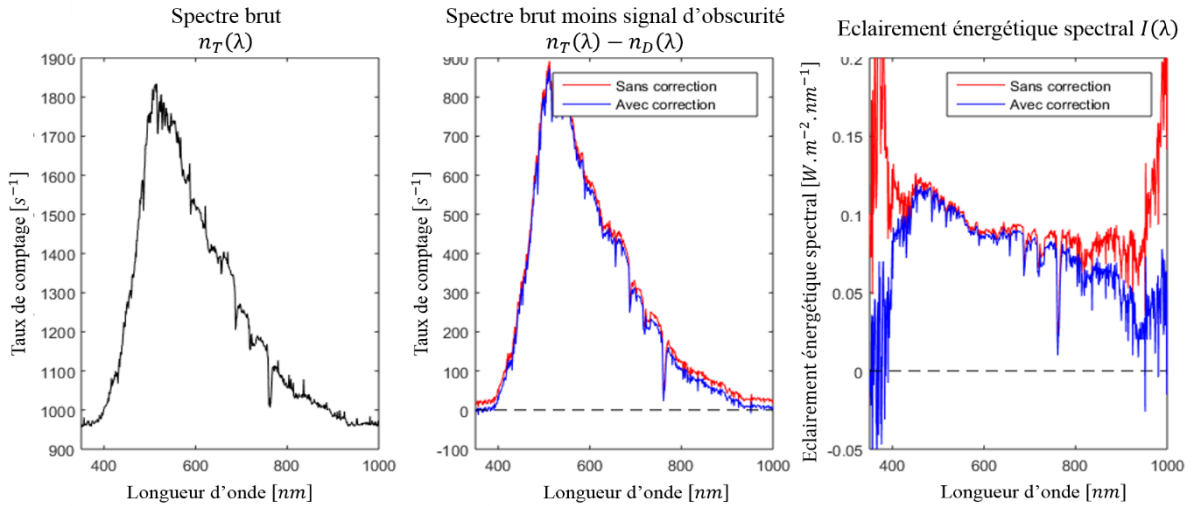


Fig 2.4.4 : étape de correction du spectre brut moyen sur une minute jusqu'aux éclairements énergétiques spectraux (spectre brut, soustraction du signal d'obscurité, division par la fonction de transfert). Comparaison avec et sans la correction du signal d'obscurité. Chaîne *seg* 8h00 le 2 février 2015.

Cette méthode de correction du signal d'obscurité a donc l'avantage d'éviter les aberrations dans les domaines quasiment aveugles (aux faibles valeurs de la fonction de transfert). Elle a en revanche le défaut de forcer les éclairements énergétiques spectraux à 0 pour les longueurs d'ondes inférieures à 370 nm. A priori les zones aveugles ne sont pas des zones où le rayonnement spectral réel est nul.

Cela ne constitue néanmoins pas une aberration physique, puisque cette approximation de la zone aveugle est couverte par l'incertitude  $\sigma_I(\lambda)$  calculée pour  $I(\lambda)$ , qui prend dans ces zones spectrales une valeur très grande :

$$\sigma_I(\lambda) = \left| \frac{\bar{n}_T(\lambda) - \bar{n}_D'(\lambda)}{G_{OO}(\lambda)} \right| \sqrt{\frac{\sigma_{n_T}^2(\lambda) + \sigma_{\bar{n}_D}^2(\lambda)}{(\bar{n}_T(\lambda) - \bar{n}_D'(\lambda))^2} + \left( \frac{\sigma_G(\lambda)}{G_{OO}(\lambda)} \right)^2} \quad (2.4.8)$$

Où le premier terme sous la racine donne l'incertitude relative du signal brut corrigé du signal d'obscurité et le second terme l'incertitude relative sur la fonction de transfert qui majore l'incertitude globale pour les zones spectrales de faible transmission.

Dans ces zones considérées comme aveugles, la fonction de transfert tend vers zéro :

$$G_{OO}(\lambda) \rightarrow 0 \text{ donc } \frac{\sigma_G(\lambda)}{G_{OO}(\lambda)} \rightarrow \infty \text{ et finalement } \sigma_I(\lambda) \rightarrow \infty.$$

Potentielle amélioration du calcul d'incertitude :

Nous avons calculé l'incertitude ci-dessus avec l'incertitude sur le signal d'obscurité  $\bar{n}_D(\lambda)$  et non  $\bar{n}_D'(\lambda)$  : le coefficient de correction du signal d'obscurité  $\frac{K_B}{K_D}$  doit apporter lui aussi sa contribution à l'incertitude sur  $\bar{n}_D'(\lambda)$  :

$$\sigma_{\bar{n}_D'}(\lambda) = \bar{n}_D'(\lambda) \times \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\bar{n}_D}(\lambda)}{\bar{n}_D(\lambda)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{K_B/K_D}}{K_B/K_D}\right)^2} \quad (2.4.9)$$

$$\sigma_{K_B/K_D} = \sqrt{\frac{1}{N_{30nm} - 1} \sum_{\lambda=350nm}^{380nm} \left(\frac{\bar{N}_T(\lambda)}{\bar{n}_D(\lambda)} - \frac{K_B}{K_D}\right)^2} \quad (2.4.10)$$

Cette contribution à l'incertitude n'a pas été incluse dans le système d'acquisition, elle pourrait être une amélioration pour son estimation.

## 2.4.2 Eclairage lumineux à la seconde

Le nouveau mode d'acquisition permet le calcul d'éclairages lumineux à la seconde : pour chaque seconde, on intègre le spectre d'éclairage énergétique  $I(\lambda)$  pondéré par l'efficacité lumineuse spectrale photopique  $K_M V(\lambda)$  de la CIE [CIE 2004], avec  $K_M = 683,002 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ . On obtient ainsi des éclairages lumineux en  $[lx]$ .

$$E = K_M \times \Delta\lambda \sum_{\lambda=350nm}^{380nm} V(\lambda)I(\lambda) \quad (2.4.11)$$

Où  $\Delta\lambda$  est la résolution spectrale du capteur optique (1 nm pour USB650 et 0,2 nm pour USB4000).

Pour l'incertitude associée  $\sigma_E$ , les écarts types spectraux  $\sigma_I(\lambda_l)$  ne sont pas forcément indépendants, on ne peut donc pas en faire une somme quadratique. On utilisera l'incertitude majorée pour rendre compte de l'écart type des éclairages lumineux :

$$\sigma_E = K_M \times \Delta\lambda \sum_{l=1}^{N_{\lambda M}} V(\lambda_l)\sigma_I(\lambda_l) \quad (2.4.12)$$

Nous avons utilisé pour l'acquisition, la fonction de transfert  $G_{OO}(\lambda)$ , permettant de convertir des taux de comptages en éclairages énergétiques spectraux. Cette fonction dépend de chaque chaîne d'acquisition spectrale et est obtenue lors de leur étalonnage spectral. La partie suivante (cf. § 2.5) présente le protocole et les résultats pour l'estimation de cette fonction.



## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

Dans cette partie, nous allons déterminer la fonction de transfert de chaque chaîne spectrale. Cette fonction de transfert permet de calculer les éclairagements énergétiques spectraux  $I(\lambda)$  à partir des spectres en counts par seconde acquis par les spectromètres. La première configuration de la station (2012) avait été étalonnée par comparaison avec le spectromètre de référence (SPECBOS), en utilisant des spectres de lumière naturelle. Dans cette partie, nous expliquerons pourquoi cette méthode a été abandonnée, et justifierons le nouveau choix de source pour l'étalonnage. Nous présenterons la nouvelle méthode mise en œuvre lors des dernières campagnes d'étalonnage. Comme plusieurs de ces campagnes ont été réalisées, une comparaison des étalonnages successifs a permis d'évaluer l'incertitude associée à la mise en pratique du protocole ainsi que la dérive instrumentale (les caractéristiques d'un instrument de mesure n'étant a priori pas stables sur le long terme).

### 2.5.1 Définition et méthode

« *Etalonnage, m* : Opération qui, dans des conditions spécifiées, établit en une première étape une relation entre les valeurs et les incertitudes de mesure associées qui sont fournies par des étalons et les indications correspondantes avec les incertitudes associées, puis utilise en une seconde étape cette information pour établir une relation permettant d'obtenir un résultat de mesure à partir d'une indication » [Metrology 2012].

« *Ajustage, m* » (ou calibrage) : « Ensemble d'opérations réalisées sur un système de mesure pour qu'il fournisse des indications prescrites correspondant à des valeurs données des grandeurs à mesurer » [Metrology 2012].

Cette partie traite donc de l'étalonnage des chaînes de mesures Ocean Optics. Cet étalonnage consiste en une comparaison des mesures brutes (les indications) des chaînes Ocean Optics avec les résultats de mesure d'un système étalon. Le schéma fonctionnel de la chaîne de mesure peut se présenter de la façon ci-dessous (Fig 2.5.1).

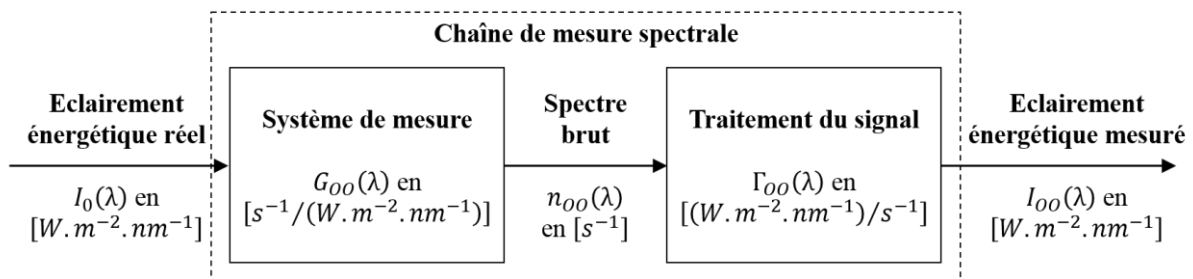


Fig 2.5.1 : schéma fonctionnel d'une chaîne de mesure.

Le but de la comparaison avec un système étalon est de calculer la fonction de transfert  $G_{00}(\lambda)$  de l'instrument afin de savoir quel coefficient correctif  $\Gamma_{00}(\lambda)$  appliquer au spectre brut  $n_{00}(\lambda)$

afin d'obtenir un résultat de mesure  $I_{OO}(\lambda)$  correspondant au spectre d'éclairiments énergétiques réel  $I_0(\lambda)$ .

$$I_{OO}(\lambda) = n_{OO}(\lambda) \times \Gamma_{OO}(\lambda) \quad (2.5.1)$$

La fonction de transfert globale du système de mesure,  $G_{OO}(\lambda)$ , correspond à l'efficacité de transfert en fonction de la longueur d'onde de l'ensemble des composants de ce système: optiques (dôme en verre, diffuseur cosinus, fibre optique, réseau), optoélectronique (capteur CCD), électroniques (conversion courant tension, comptage). En première approximation (cf. § 2.5.2.1), on peut assimiler cette fonction de transfert globale à un unique facteur défini par:

$$G_{OO}(\lambda) = \frac{n_{OO}(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (2.5.2)$$

Dans ce cas, le coefficient correctif à appliquer à la mesure brute est directement donné par :

$$\Gamma_{OO}(\lambda) = \frac{1}{G_{OO}(\lambda)} \quad (2.5.3)$$

Notre travail consiste donc à calculer la fonction de transfert  $G_{OO}(\lambda)$  de l'instrument, la valeur du coefficient correctif  $\Gamma_{OO}(\lambda)$  en découlant directement. On calculera aussi l'incertitude  $\sigma_{G_{OO}}(\lambda)$  associée à la fonction de transfert.

Le choix de l'étalon est déterminant et conditionne la qualité de l'étalonnage. Il existe deux possibilités : dans le meilleur des cas, on possède une source de référence dont le spectre  $I_0(\lambda)$  est connu et qui servira d'étalon (étalonnage absolu). Il suffit alors de diviser le spectre brut issu de la chaîne de mesure par le spectre de la source pour obtenir la fonction de transfert. Sinon, l'étalon peut être composé d'un spectromètre étalonné par son constructeur (celui-ci fournit alors un résultat de mesure en  $[W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}]$ , et non un spectre brut) et d'une source de rayonnement adaptée à l'étalonnage spectral de l'instrument (cf. § 2.5.2). On assimile alors la mesure du spectromètre de référence  $I_{REF}(\lambda)$  au signal spectral réel de la source puis on réalise la même opération (division du spectre brut par le spectre de référence) pour obtenir la fonction de transfert (étalonnage en valeurs relatives).

Nous sommes dans ce second cas : notre référence est le spectromètre SPECBOS 1211UV de la société JETI, ré-étalonné en début de thèse (cf. § 2.1.3). Ses caractéristiques, ainsi que celles des spectromètres à étalonner sont rappelées en Table 2.5.1.

La fonction de transfert de nos instruments Ocean Optics se calculera donc ainsi :

$$G_{OO}(\lambda) = \frac{n_{OO}(\lambda)}{I_{REF}(\lambda)} \quad (2.5.4)$$

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

	Référence	Chaînes seg, sege et segs45	Chaîne sesn
<b>Spectromètre</b>	SPECBOS 1211 UV	Ocean Optics USB650	Ocean Optics USB4000
<b>Plage de mesure</b>	250 – 1000 nm	350 – 1000 nm	345 – 1045 nm
<b>Résolution spectrale optique (FWHM)</b>	4,5 nm	2 nm	1,5 nm

Table 2.5.1 : caractéristiques des spectromètres utilisés lors de l'étalonnage spectral des chaînes de mesure

On remarquera que le SPECBOS ne couvre pas totalement l'intervalle spectral de l'Ocean Optics USB4000 utilisé pour la chaîne spectrale *sesn*. Cela réduira le domaine de mesure après étalonnage à un domaine commun avec le spectromètre de référence, soit 345 – 1000 nm.

A cause de la configuration du matériel (cf. § 2.5.3) lors des mesures nécessaires à cet étalonnage, il s'avère que cet étalonnage ne permet d'obtenir que des valeurs en longueur d'onde relatives les unes aux autres: après l'étalonnage spectral décrit dans cette partie, les spectres corrigés sont proportionnels à l'éclairement énergétique spectral du ciel. Il reste alors à définir un coefficient à appliquer aux spectres pour rendre leurs valeurs cohérentes avec les grandeurs physiques observées et les autres mesures de la station IDMP (éclaircements lumineux). La recherche du coefficient correspondant à chaque chaîne spectrale sera décrite dans la partie suivante (cf. § 2.6).

### 2.5.2 Choix de la source étalon

#### 2.5.2.1 Une expression plus réaliste de l'équation de transfert

Nous souhaitons déterminer la fonction de transfert du système sous la forme d'un facteur  $G_{OO}(\lambda)$ . Cependant, la fonction de transfert spectrale n'est pas réellement assimilable à un coefficient multiplicatif global pour chaque longueur d'onde mesurée, comme nous l'avons considéré en première approximation.

Pour comprendre cela, il faut prendre en considération les différentes transformations subies par le spectre réel  $I_0(\lambda)$  du rayonnement observé par un spectromètre quelconque avant l'obtention d'un signal mesuré  $I(\lambda)$  :

- Le rayonnement traverse une suite de composants optiques qui modulent le spectre par une première fonction de transfert, que l'on notera  $G_{amont}(\lambda)$ .
- Un autre effet optique, la diffraction, dégrade la résolution du spectre réel.

La présence de ce phénomène est critique dans le cadre de notre étalonnage spectral, qu'il soit causé par le faible diamètre de la fibre optique (ou de la fente) ou par un réseau de diffraction de résolution optique donnée. En effet, il provoque des élargissements spectraux, qui sont la cause de la résolution spectrale imparfaite du système. Ces élargissements tendent en effet à

lisser le spectre et font qu'un signal spectral infiniment fin (un Dirac spectral) aura, après passage par ces éléments optiques, une largeur spectrale correspondant à la résolution optique du système (Fig 2.5.2).

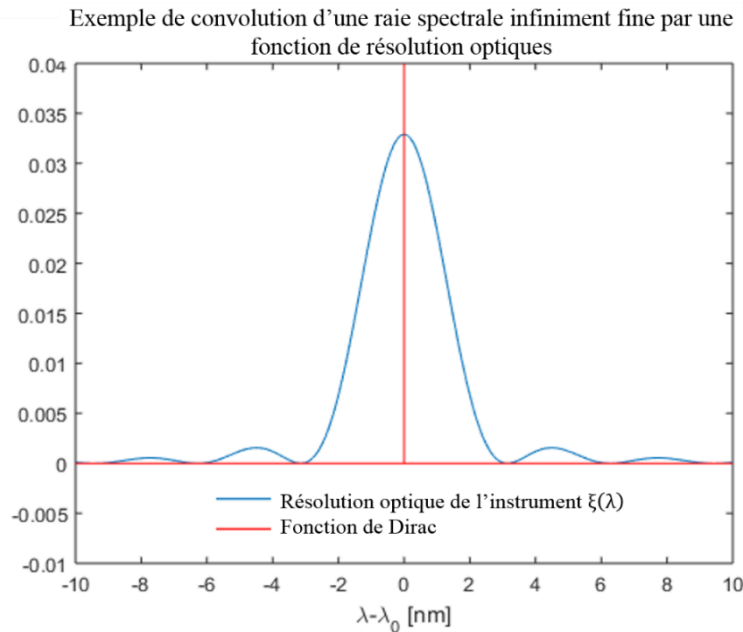


Fig 2.5.2 : Elargissement spectral d'un Dirac par diffraction à travers une fente. Dans cet exemple la résolution optique du système est de l'ordre de 4 nm.

Mathématiquement, cette dégradation de la résolution est représentée en faisant le produit de convolution du signal spectral par la fonction de résolution spectrale  $\mathcal{R}(\lambda)$  du système.

On notera que la diffraction provoque un élargissement spectral des raies du spectre tout en conservant l'énergie du rayonnement. Cela se traduit donc par:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{R}(\lambda) d\lambda = 1 \quad (2.5.5)$$

- La conversion des photons en électrons et le traitement par l'électronique module à nouveau le spectre par une seconde fonction de transfert, que l'on notera  $G_{aval}(\lambda)$ .
- Enfin, lorsqu'un étalonnage est réalisé par le constructeur, pour que le résultat de mesure soit le plus juste possible, on rectifie le signal brut  $n_{OO}(\lambda)$  ainsi obtenu par un facteur de correction (d'après l'équation (2.5.3)):

$$\Gamma(\lambda) = \frac{1}{G_{amont}(\lambda) \times G_{aval}(\lambda)} \quad (2.5.6)$$

Celui-ci correspond à l'inverse de la fonction de transfert globale de la chaîne de mesure et permet l'inversion du signal brut pour obtenir le résultat de mesure. Celui-ci permet l'inversion du signal brut pour obtenir le résultat de mesure. Ce coefficient existe donc dans les spectromètres de référence comme le SPECBOS mais reste à déterminer pour les autres, comme nos chaînes de mesure Ocean Optics. C'est ce facteur que l'on recherche ici.

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

Finalement, l'équation de la mesure du spectromètre menant du rayonnement incident au signal brut peut être représentée ainsi :

$$n(\lambda) = \left[ \left( I_0(\lambda) \times G_{amont}(\lambda) \right) * \mathcal{R}(\lambda) \right] \times G_{aval}(\lambda) \quad (2.5.7)$$

Le signal brut est ensuite inversé pour obtenir le résultat de mesure  $I(\lambda)$  :

$$n(\lambda) \times \Gamma(\lambda) = I(\lambda) \quad (2.5.8)$$

Nous retiendrons donc pour notre chaîne de mesures Ocean Optics l'expression suivante pour le signal brut :

$$n_{OO}(\lambda) = \left[ \left( I_0(\lambda) \times G_{amont,OO}(\lambda) \right) * \mathcal{R}_{OO}(\lambda) \right] \times G_{aval,OO}(\lambda) \quad (2.5.9)$$

Et pour le signal mesuré par le SPECBOS 1211 UV de référence :

$$I_{REF}(\lambda) = \frac{\left[ \left( I_0(\lambda) \times G_{amont,REF}(\lambda) \right) * \mathcal{R}_{REF}(\lambda) \right] \times G_{aval,REF}(\lambda)}{G_{amont,REF}(\lambda) \times G_{aval,REF}(\lambda)} \quad (2.5.10)$$

Si on reprend l'équation du calcul de la fonction de transfert (équation (2.5.7)), on remarque que la résolution spectrale est un obstacle à sa simplification. Pour pouvoir se ramener à l'expression simple d'une fonction de transfert sous forme de facteur (cf. équation (2.5.2)), il est indispensable de pouvoir s'affranchir de la convolution. Pour cela, le choix de la source étalon est d'une importance primordiale.

### 2.5.2.2 Discussion sur le choix de la source pour l'étalonnage spectral

Le choix de la source est critique pour un bon étalonnage : l'étalonnage précédent était réalisé en utilisant la lumière naturelle. Cependant, nous allons montrer qu'étalonner un système avec une telle source entraîne de fortes erreurs localisées en longueur d'onde. Ce problème a pour origine la différence de résolution spectrale  $\mathcal{R}(\lambda)$  entre le spectromètre de référence et celui à étalonner (Table 2.5.1). L'équation de la fonction de transfert globale n'est alors pas simplifiable car on ne peut s'affranchir des convolutions par les résolutions spectrales.

Pour que l'effet de la convolution soit quasiment insensible, il faut réduire autant que possible l'influence de résolutions spectrales différentes : on doit impérativement utiliser un spectre  $I_0(\lambda)$  le plus lisse possible. Il faut en effet que le spectre à observer soit lentement variable devant la résolution spectrale. Dans ce cas, on peut négliger le terme de convolution et la fonction de transfert de notre système se présente alors sous la forme suivante (à partir de des équations (2.5.4), (2.5.9) et (2.5.10)) :

$$G_{OO}(\lambda) \sim \frac{\left[ I_0(\lambda) \times G_{amont,OO}(\lambda) \right] \times G_{aval,OO}(\lambda)}{\left[ I_0(\lambda) \times G_{amont,REF}(\lambda) \right] \times G_{aval,REF}(\lambda)} \quad (2.5.11)$$

$$G_{OO}(\lambda) \sim G_{amont,OO}(\lambda) \times G_{aval,OO}(\lambda) \quad (2.5.12)$$

On retrouve alors la forme attendue pour le coefficient de correction à appliquer au signal brut (équation 2.5.6) :

$$\Gamma_{OO}(\lambda) = \frac{1}{G_{amont,OO}(\lambda) \times G_{aval,OO}(\lambda)}$$

Un rayonnement présentant ce type de spectre est le rayonnement du corps noir. Les lampes à incandescence halogène dépourvues de réflecteur dichroïque (qui coupe les infrarouges) sont des sources dont le rayonnement est assimilable à celui d'un corps noir, elles peuvent donc être recommandées pour s'affranchir des différences de résolutions spectrales.

On peut se demander quelle serait l'erreur commise si le spectre de la source d'étalonnage variait rapidement avec la longueur d'onde. C'est en effet le cas de nombreuses autres sources de lumière, comme la lumière naturelle (nombreuses raies et bandes d'absorption atomiques et moléculaires), les LEDs blanches (fronts spectraux marqués), ou encore les lampes fluorescentes (fines raies d'émissions atomiques). Dans la suite nous comparons, de manière théorique puis expérimentale, l'ancienne méthode d'étalonnage utilisant la lumière naturelle et la nouvelle méthode utilisant une lampe à incandescence halogène. Les conclusions pourront s'étendre aux autres types de spectres (LEDs, lampe fluorescente,...).

#### 2.5.2.2.1 Comparaison théorique

Pour mettre en évidence les erreurs que peut impliquer un choix de source d'étalonnage non judicieux, cette partie compare les résultats théoriques d'étalonnages à l'aide de deux sources :

- l'une, possédant des variations brusques en fonction de la longueur d'onde, la lumière naturelle, qui sera représenté par des éclaircissements énergétiques spectraux obtenu par le modèle de transfert radiatif SMARTS2 [Gueymard 1995] (cf. § 1.4)
- l'autre ne présentant que des variations lentes en fonction de la longueur d'onde, conseillée, un corps noir, obtenu à partir de la loi de Planck.

Observons le cas d'un spectre de la lumière naturelle, tel celui utilisé initialement pour l'étalonnage de notre spectromètre (Fig 2.5.3, à gauche). Le rayonnement solaire observé à la surface de la Terre a pour origine le spectre d'un corps noir rayonnant autour de 5500K, lentement variable, et parsemé de raies d'absorption très fines (les raies de Balmer) dues à l'absorption du rayonnement par l'atmosphère solaire. Puis ce rayonnement solaire est modifié par la composition de l'atmosphère terrestre, avec de nouvelles bandes d'absorption moléculaires, plus larges, correspondant à des espèces comme l'eau, l'oxygène, l'ozone.... Ainsi le spectre de la lumière naturelle, qu'il soit direct, global ou diffus horizontal, est parsemé de raies et de bandes d'absorption. Ces bandes d'absorption sont en réalité des séries de raies très proches dont la résolution est inaccessible à nos instruments ou encore tellement proches qu'elles constituent un continuum d'absorption.

Cette variété de motifs fait du spectre de la lumière naturelle un cas idéal pour l'étude des erreurs liée à la convolution par la résolution spectrale des instruments. Pour la comparaison, nous utilisons un spectre d'éclaircissements énergétiques globaux horizontaux fourni par le modèle de transfert radiatif SMARTS2 [Gueymard 1995] à partir de caractéristiques atmosphériques d'un ciel clair, pour un soleil de hauteur 45°. La résolution spectrale de ce modèle de 1 nm est suffisante pour illustrer cette étude.

Nous allons comparer les résultats d'un étalonnage obtenu grâce à un tel spectre avec ceux obtenus grâce à un spectre de corps noir, lisse et lentement variable, modélisé par la loi de Planck :

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

$$I_{CN}(\lambda, T) \propto \frac{1}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)} \quad (2.5.13)$$

La température  $T$  est choisie à  $3400K$ , elle correspond à la température maximale d'émission des ampoules halogènes sans couche dichroïque en vente pour le grand public.

La comparaison des signaux obtenus avec deux sources différentes est réalisée tout d'abord à l'aide de simulations Matlab.

On simule l'observation de ces deux rayonnements par les deux spectromètres :

- Le spectromètre de référence SPECBOS 1211UV ayant pour résolution optique  $4,5 \text{ nm}$  FWHM (donnée constructeur).
- Le spectromètre étudié, un Ocean Optics USB650 ayant pour résolution optique  $2 \text{ nm}$  FWHM (donnée constructeur).

Dans le souci de simplifier la visualisation de l'effet de la convolution, on s'affranchit des effets d'atténuations spectrales en apportant aux équations de la mesure des spectromètres les simplifications suivantes :

$$G_{amont,REF}(\lambda) = G_{aval,REF}(\lambda) = \Gamma_{REF}(\lambda) = G_{amont,OO}(\lambda) = G_{aval,OO}(\lambda) = 1 \quad (2.5.14)$$

Ces coefficients n'étant liés d'aucune façon à la résolution spectrale des instruments, tout écart entre les deux simulations ne sera imputable qu'aux convolutions par les résolutions spectrales.

On obtient ainsi, par simplification des équations (2.5.10), (2.5.1) et (2.5.9) :

$$I_{REF}(\lambda) = [I_0(\lambda) * \mathcal{R}_{REF}(\lambda)] \quad (2.5.15)$$

$$I_{OO}(\lambda) = [I_0(\lambda) * \mathcal{R}_{OO}(\lambda)] \times \Gamma_{OO}(\lambda) \quad (2.5.16)$$

Théoriquement, d'après l'équation (2.5.6), l'étalonnage donnerait :

$$\Gamma_{OO,th}(\lambda) = \frac{1}{G_{amontOO}(\lambda) \times G_{aval,OO}(\lambda)} = 1 \quad (2.5.17)$$

Pour les deux sources de rayonnement considérées, nous présentons dans les figures suivantes (Fig 2.5.3, à droite) les écarts relatifs entre les coefficients de correction (obtenus par différentes méthodes et pour les deux types de source) et le coefficient théorique, ici égal à 1. Pour chaque source :

- En vert, pour le coefficient  $\Gamma_{SOURCE/OO}$  que l'on obtiendrait si on avait accès directement au spectre réel de la source  $I_0(\lambda)$ :

$$\frac{\Gamma_{SOURCE/OO}(\lambda) - \Gamma_{OO,th}(\lambda)}{\Gamma_{OO,th}(\lambda)} = \frac{I_0(\lambda)}{I_0(\lambda) * \mathcal{R}_{OO}(\lambda)} - 1 \quad (2.5.18)$$

- En bleu, pour le coefficient  $\Gamma_{SPECBOS/OO}(\lambda)$  réellement obtenu par comparaison à la mesure du SPECBOS :

$$\frac{\Gamma_{SPECBOS/OO}(\lambda) - \Gamma_{OO,th}(\lambda)}{\Gamma_{OO,th}(\lambda)} = \frac{I_0(\lambda) * \mathcal{R}_{REF}(\lambda)}{I_0(\lambda) * \mathcal{R}_{OO}(\lambda)} - 1 \quad (2.5.19)$$

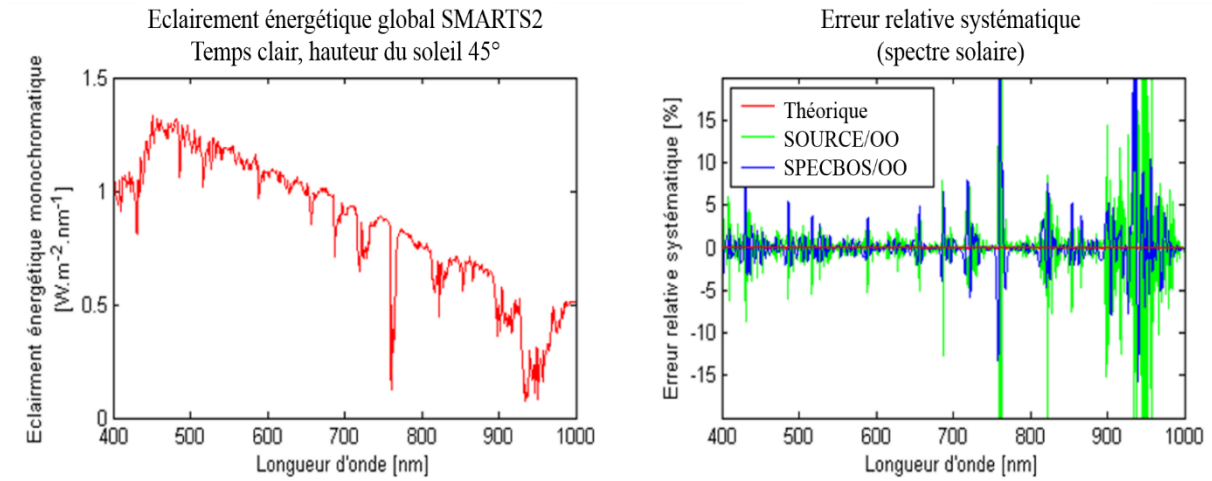


Fig 2.5.3 : La figure de gauche présente une simulation SMARTS2 d'un ciel clair avec un soleil d'altitude 45°. Par la suite, une simulation Matlab permet de produire la réponse des spectromètres Ocean Optics (OO) et SPECBOS. Sur la figure de droite sont présentées les erreurs relatives sur le coefficient de correction  $\frac{\Gamma(\lambda) - \Gamma_{OO,th}(\lambda)}{\Gamma_{OO,th}(\lambda)}$  pour le cas idéal (en rouge, erreur relative nulle), par comparaison avec le spectre réel (en vert) et par comparaison avec la mesure du spectromètre de référence SPECBOS (en bleu).

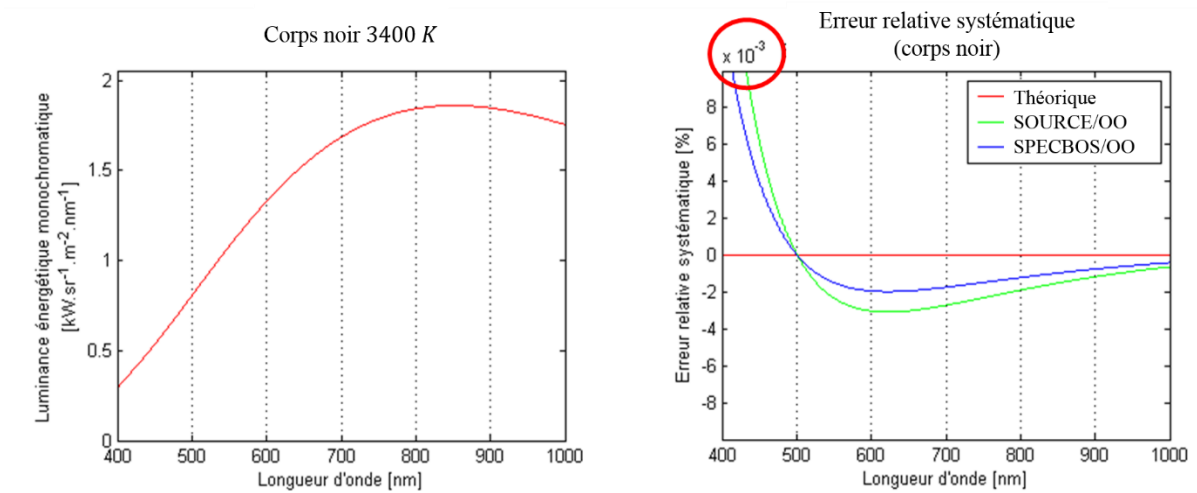


Fig 2.5.4 : la figure de gauche présente une simulation du rayonnement d'un corps noir à 3400K. Sur la figure de droite sont présentées les erreurs relatives sur le coefficient de correction  $\frac{\Gamma(\lambda) - \Gamma_{OO,th}(\lambda)}{\Gamma_{OO,th}(\lambda)}$  pour le cas idéal (en rouge, erreur relative nulle), par comparaison avec le spectre réel (en vert) et par comparaison avec la mesure du spectromètre de référence SPECBOS (en bleu).

Ces simulations Matlab permettent de produire la réponse du spectromètre Ocean Optics (OO) et SPECBOS et d'estimer l'erreur sur le coefficient de correction  $\Gamma(\lambda)$  appliqué au spectre brut pour déterminer les éclairagements énergétiques spectraux. Sur la première simulation utilisant la lumière naturelle comme source, on note que les erreurs sont localisées sur les fronts spectraux



## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

correspondant à des bandes et raies d'absorptions prononcées et l'amplitude de ces erreurs est d'autant plus grande que la variation du spectre est forte. En comparant ces deux simulations, il apparaît évident qu'un spectre lentement variable doit être utilisé comme source de référence : ici l'amélioration par le corps noir est de trois ordres de grandeurs !

### 2.5.2.2.2 Comparaison expérimentale

Sont comparées dans cette partie la fonction de transfert spectrale de la chaîne *seg*, calculée en 2012 avec la lumière naturelle comme source de référence, et la fonction de transfert spectrale obtenue en 2015 pour la même chaîne de mesure *seg*, à partir d'une source halogène à 3400 K (la procédure pour obtenir cette courbe est présentée plus loin dans ce document, cf. § 2.5.3).

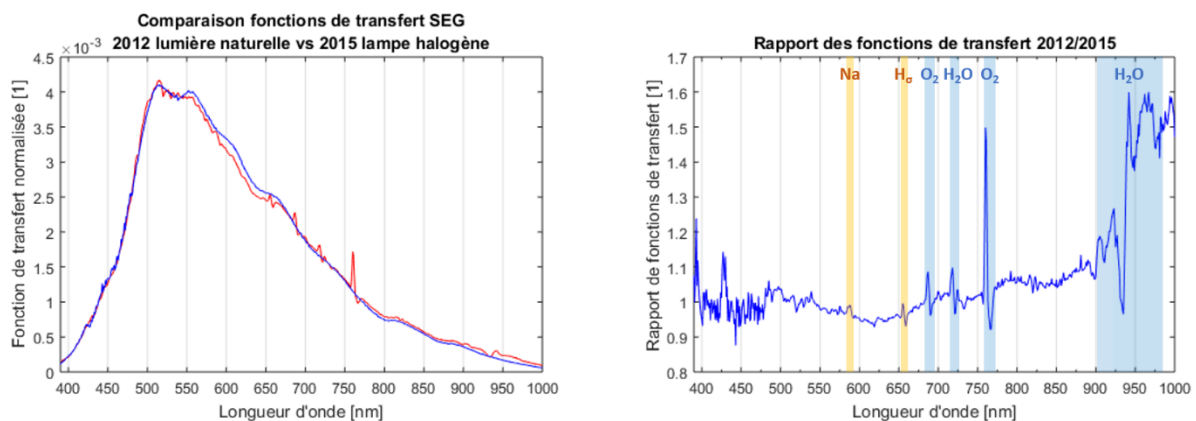


Fig 2.5.5 : à gauche, les deux fonctions de transfert spectrales de la chaîne *seg* calculées en 2012 (en rouge) et en 2015 (en bleu). Les fonctions ont été normalisées pour mieux être comparées. A droite le rapport de ces deux fonctions 2012/2015 avec en évidence en jaune, les zones spectrales correspondant aux absorptions par l'atmosphère solaire et en bleu par l'atmosphère terrestre.

On constate que l'expérience confirme la théorie : les zones de variations spectrales de la lumière naturelle, correspondant au domaine d'absorption atomique de l'atmosphère solaire ( $Na$ ,  $H\beta$ ) et les bandes d'absorption moléculaire de l'atmosphère terrestre ( $H_2O$ ,  $O_2$ ), créent de fortes erreurs causées par la convolution sur la fonction de transfert spectrale de 2012.

On signalera que l'Ocean Optics USB4000 ayant une résolution optique de 1,5 nm, encore plus éloignée de celle du SPECBOS, l'impact de la différence de résolution optique serait d'autant plus important avec celui-ci.

Une remarque : les effets pourraient être atténués par un lissage du spectre mais ce type d'opération n'est pas justifié : en effet la fonction de transfert réelle du système pourrait comprendre des motifs spectraux étroits et un lissage de ces zones ferait apparaître des « raies » inexistantes sur les spectres d'éclairage énergétique. Pour résumer, il est très important de ne pas lisser la fonction de transfert, car cela dégrade l'information. Effacer un vrai pic sur la fonction de transfert en fait apparaître un faux sur le spectre mesuré.

### 2.5.2.2.3 Choix de la source

Nous venons de montrer la nécessité d'utiliser, pour l'étalonnage spectral, une source dont le spectre est dépourvu de variations franches (raies, bords de bandes,...). Cela exclut formellement l'utilisation du spectre du ciel. On se tournera donc vers une source de type corps noir et on évitera les instruments optiques intermédiaires pouvant produire une filtration du spectre.

En termes d'intensité, l'observation de la source par les spectromètres Ocean Optics étudiés se fera avec le temps d'intégration élémentaire prévu pour la mesure du rayonnement du ciel (cf. Table 2.3.1). La source devra, compte tenu de ce temps d'intégration, produire un signal suffisamment intense sur tout le spectre afin de garantir le meilleur rapport signal sur bruit possible sur ce domaine.

Concernant la géométrie de la source, le rayonnement doit être normal aux capteurs afin d'éviter les biais potentiels liés aux réponses angulaires différentes des diffuseurs (cf. § 2.2.2). Idéalement, la source doit être petite et distante (pour que l'angle solide perçu par les capteurs soit réduit).

Pour répondre à ce cahier des charges, nous avons choisi une ampoule halogène à 3400 K (donnée constructeur), sans couche réfléchive, pour éviter les variations spectrales franches. Le spectre produit est de type corps noir, lisse, très semblable à celui présenté dans la comparaison théorique (Fig 2.5.6).

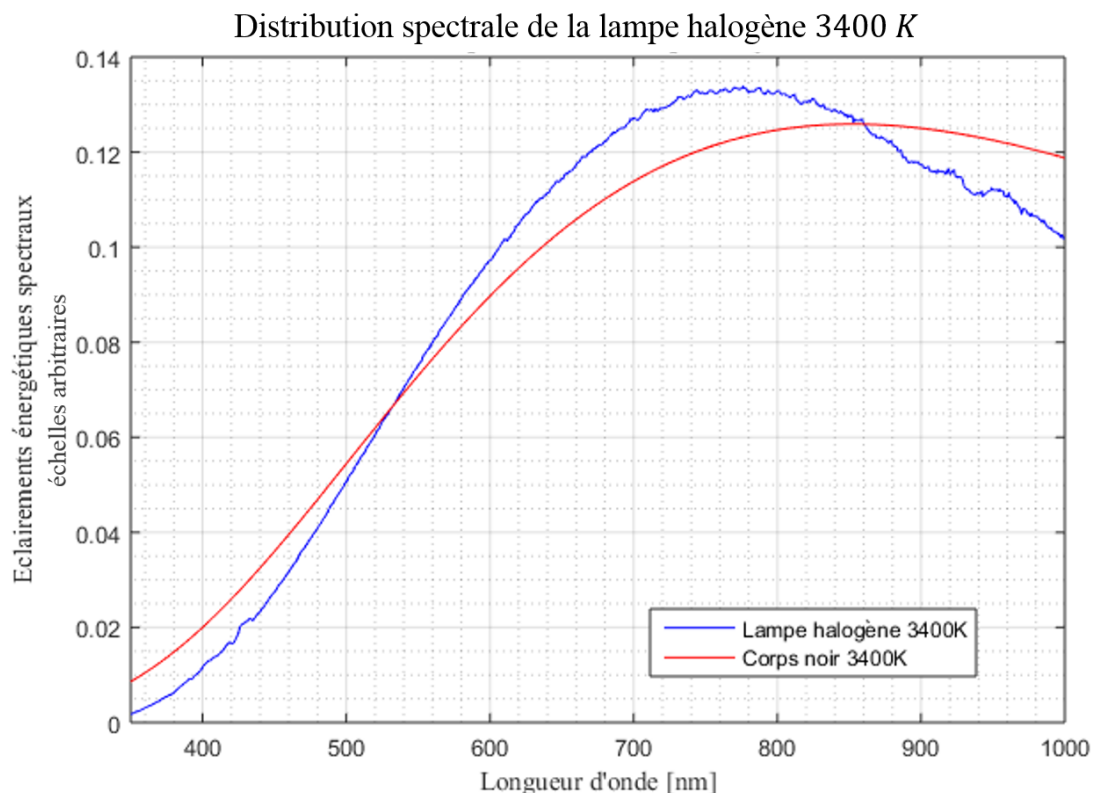


Fig 2.5.6 : comparaison du spectre de la lampe halogène de référence observée par le spectromètre de référence (SPECBOS 1211UV) (en bleu) avec le spectre obtenu à partir de la loi de Planck pour un corps à 3400 K (en rouge).

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

L'intensité du rayonnement seul de l'ampoule n'étant pas suffisant pour le temps d'intégration de nos chaînes de mesures (rapport signal sur bruit  $\leq 1$ ), on le focalise avec un réflecteur métallique parabolique et une lentille en verre. Cette focalisation permet à la fois l'augmentation du flux dans la direction des capteurs et produit un rayonnement quasiment normal sur les capteurs. La lampe est suffisamment chaude pour que la distribution spectrale énergétique observée dans les petites longueurs d'onde sur le domaine spectral étudié soit détectée par le spectromètre de référence.

En revanche, la lentille peut éventuellement, via des aberrations chromatiques, produire une légère variation spatiale du contenu spectral. Cela signifie que deux mesures à des endroits différents peuvent observer des compositions spectrales légèrement différentes. Ce point peut être important quand on compare deux instruments (référence et chaîne à étalonner), qui ne sont pas situés très exactement au même endroit.

### 2.5.3 Protocole

Le système spectral est déjà en place et assez difficilement amovible : les fibres optiques de 15 m des 4 chaînes spectrales ayant été progressivement installées depuis 2009, les campagnes d'étalonnage ont donc été réalisées directement sur la station.

#### 2.5.3.1 Description du matériel

L'ampoule étant alimentée par un transformateur non stabilisé, il était impossible de négliger les variations dans le temps du flux lumineux. Ces variations non maîtrisables rendaient impossible la réalisation des mesures par la chaîne Ocean Optics puis par le spectromètre de référence en un même point de l'espace, à des moments différents. Afin de s'affranchir de toute variation temporelle du signal, les acquisitions des deux spectromètres ont donc été réalisées en simultané, en deux points distincts de l'espace choisis le plus proche possible l'un de l'autre : 55 mm, la présence du dôme en verre sur le récepteur Ocean Optics limitant le rapprochement entre les deux capteurs. La source a été positionnée à  $\sim 2,5$  m de distance des deux capteurs afin d'obtenir un éclairage lumineux équivalent sur les deux capteurs.

Cette séparation spatiale oblige à vérifier l'équivalence des spectres mesurés sur ces deux points. On corrige donc la position de la lentille pour réduire au mieux les effets des aberrations chromatiques et observer des spectres semblables aux deux emplacements. Cet écart peut également introduire un facteur, indépendant de la longueur d'onde, entre les éclairages perçus par les deux instruments. Les résultats obtenus à l'issue de cet étalonnage ne permettront de connaître que les valeurs relatives des éclairages énergétiques en chaque longueur d'onde. Il faudra donc le faire suivre par une nouvelle étape permettant l'obtention des valeurs absolues de ces éclairages (détermination d'un facteur à appliquer à l'ensemble du spectre) (cf. § 2.6). L'ensemble de la manipulation est protégée des rayonnements parasites par des masques noirs opaques. Une mesure du bruit de fond a été réalisée préalablement sur chaque chaîne Ocean Optics : il a été évalué à moins de 1% du flux de la source halogène dans les conditions les plus défavorables (moments les moins sombres), valeur très satisfaisante car bien inférieure aux incertitudes de mesure.

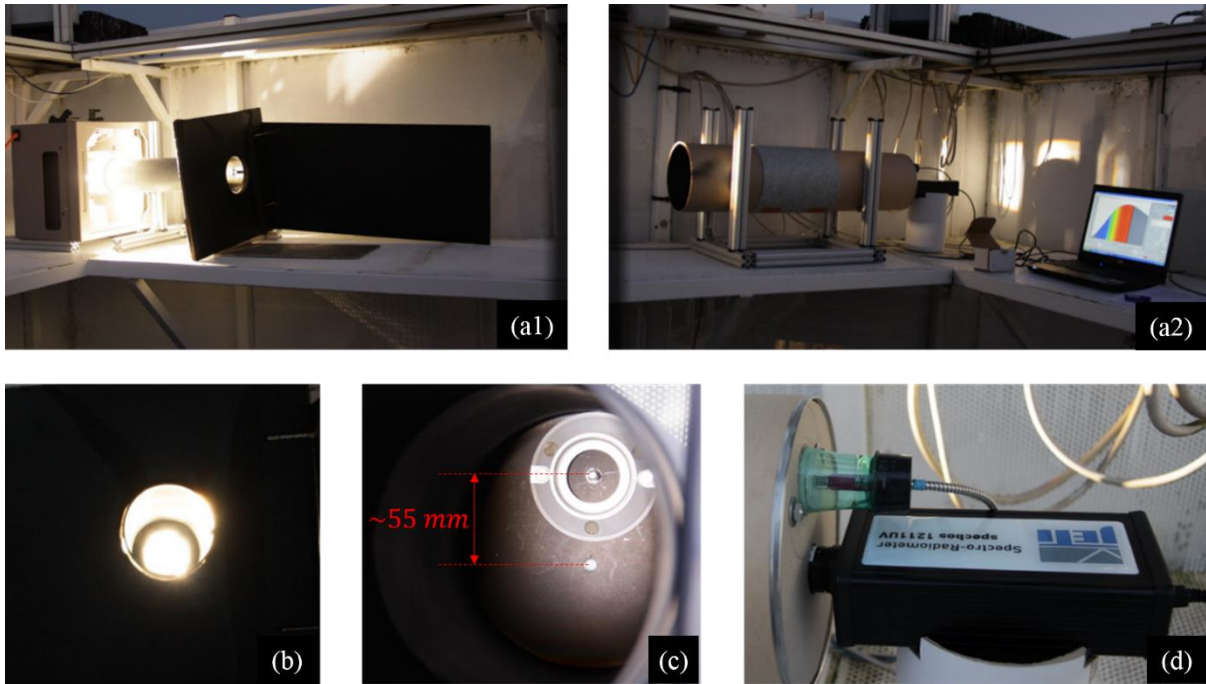


Fig 2.5.7 : Système d'étalonnage de la campagne de mesures du 31 octobre 2014. En haut à gauche (a1) et en (b) la source composée d'une alimentation et d'un réflecteur de rétroprojecteur, d'une lampe halogène (Philips 7158 150W G6.35 24V) 5200 lumens et d'une lentille qui focalise le rayonnement vers les capteurs. En haut à droite (a2), l'ensemble source et acquisition fait face à la source. En (c), le diffuseur Ocean Optics, sous le dôme Kipp&Zonen est à 55 mm de distance du diffuseur du spectromètre de référence le SPECBOS 1211UV (d).

### 2.5.3.2 Acquisition

Notre protocole pour l'étalonnage d'une chaîne de mesure est le suivant : on réalise une série de mesures sur 10min, ce qui correspond à 200 mesures du SPECBOS à un temps d'intégration de 22 ms et de 1155 à 2700 mesures pour un Ocean Optics (en fonction du temps d'intégration choisi pour le spectromètre de la chaîne de mesure : de 200 ms à 500 ms). Ainsi, nous avons fait, à tour de rôle, l'acquisition pour les 4 chaînes de mesures Ocean Optics. Pendant qu'un capteur observait la source halogène, les trois autres enregistraient leur signal d'obscurité (5800 à 12 900 mesures, en fonction du temps d'intégration). Ce large échantillon de mesures a permis une bonne estimation des fonctions de transfert ainsi que des incertitudes associées.

### 2.5.3.3 Analyse

Les données nécessaires à cette analyse sont, pour chaque chaîne Ocean Optics : ses mesures du signal d'obscurité, ses mesures du rayonnement de la lampe halogène, et enfin les mesures de ce même rayonnement faites simultanément par le spectromètre de référence SPECBOS. La variabilité de la source d'étalonnage est prise en compte en calculant la fonction de transfert instantanée  $G_k(\lambda)$  à chaque instant  $k$  de mesure des Ocean Optics. Le nombre de mesures du SPECBOS étant plus petit, nous faisons une interpolation temporelle linéaire pour estimer, à chaque instant, le spectre de référence. On calcule ainsi, pour chaque chaîne Ocean Optics, un ensemble de  $N_G$  fonctions de transfert spectrales  $G_k(\lambda)$  (équation (2.5.4)). Enfin, pour chaque chaîne, on obtient :

- La fonction de transfert spectrale moyenne :

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

$$\bar{G}(\lambda) = \frac{1}{N_G} \sum_{k=1}^{N_G} G_k(\lambda) \quad (2.5.20)$$

- L'incertitude de la moyenne :

$$\sigma_{\bar{G}}(\lambda) = \sqrt{\frac{1}{N_G(N_G - 1)} \sum_{k=1}^{N_G} (G_k(\lambda) - \bar{G}(\lambda))^2} \quad (2.5.21)$$

### 2.5.3.4 Répétabilité de la procédure d'étalonnage

Différentes campagnes d'étalonnage ont permis le calcul de 3 à 4 fonctions de transfert spectrales moyennes pour chaque chaîne d'acquisition. Ces mesures permettent d'évaluer, de façon indistincte, la qualité des étalonnages et l'importance de la dérive instrumentale. On peut ainsi estimer la valeur moyenne de la fonction de transfert et l'incertitude sur sa moyenne pour le long terme. Ces campagnes se sont déroulées ainsi :

- Une série de mesures le 15 juillet 2014.
- Une série de mesures le 31 octobre 2014, après avoir stabilisé davantage le bâti supportant la manipulation.
- Deux séries de mesures le 12 décembre 2014, en utilisant le matériel d'octobre. Entre ces deux séries d'acquisitions, nous avons utilisé les instruments pour réaliser une série de mesures avec une autre configuration (fibre optique et diffuseur différents pour *seg*, diffuseur seul modifié pour *sesn*), avant de rétablir la configuration d'origine pour le dernier étalonnage. Ce changement permet de mettre évidence une éventuelle sensibilité de la mesure à la manipulation du matériel.

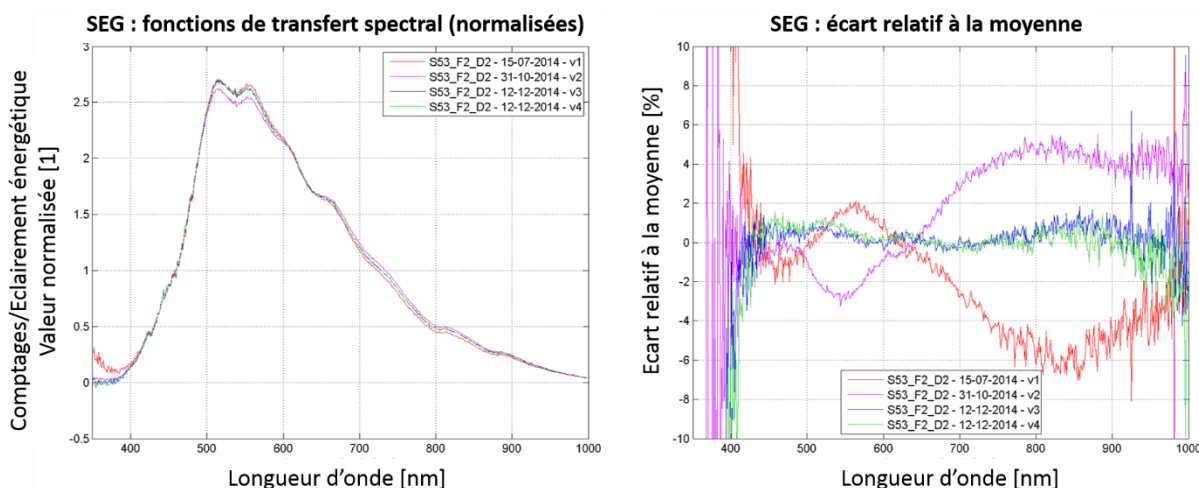


Fig 2.5.8 : à gauche, les quatre fonctions de transfert issues des trois campagnes d'étalonnage de la chaîne de mesure seg (global horizontale). A droite, un détail sur les écarts à la fonction de transfert moyenne pour cette chaîne spectrale. Légende des courbe S53 = code du spectromètre USB650 de la voie *seg*, F2 = fibre optique N°2, D2 = diffuseur cosinus N°2, étalonnage à la date JJ-MM-YYYY.

Les deux étalonnages de la dernière campagne tendent à montrer, pour un même alignement optique, (Fig 2.5.8) que l'installation du matériel n'est pas critique pour la fonction de transfert, puisque les courbes verte et bleue sont très proches l'une de l'autre.

Une remarque sur la qualité des étalonnages : le spectromètre de référence et celui à étalonner, distants de 55mm, sont éclairés par une source focalisée par une lentille simple. Malgré les précautions prises pour les limiter, cette configuration entraîne des aberrations chromatiques. Les spectromètres ne visualisent pas parfaitement la même composition spectrale et l'étalonnage peut prendre en compte une légère dérive spectrale. La moyenne des alignements et protocoles différents pour définir les fonctions de transfert tendent à minimiser cet effet et à le quantifier via l'écart à la moyenne.

### 2.5.3.5 Fonctions de transfert finales

On cherche à obtenir l'incertitude sur la fonction de transfert moyenne issue de  $\mathcal{N}_C$  campagnes de mesures. L'écart type  $\sigma_{G_p}(\lambda)$  et la moyenne  $\overline{G_p}(\lambda)$  de chaque campagne  $p$  de  $N_{G_p}$  mesures  $G_{pk}$  sont définis par :

$$\overline{G_p}(\lambda) = \frac{1}{N_{G_p}} \sum_k^{N_{G_p}} G_{pk}(\lambda) \quad (2.5.22)$$

$$\sigma_{G_p}(\lambda) = \sqrt{G_p^2(\lambda) - \overline{G_p}(\lambda)^2} \quad (2.5.23)$$

Avec :

$$\overline{G_p^2}(\lambda) = \frac{1}{N_{G_p}} \sum_k^{N_{G_p}} G_{pk}^2(\lambda) \quad (2.5.24)$$

Pour chaque campagne, on peut supposer les caractéristiques des instruments stables pendant une série de  $N_{G_p}$  mesures et les variations sur la mesure uniquement causées par un processus stochastique. Ainsi, l'écart type est uniquement causé par un bruit de mesure, aléatoire et gaussien. On peut donc définir l'écart type de la moyenne (incertitude sur la moyenne) pour chaque série de mesures de la façon suivante:

$$\sigma_{\overline{G_p}}(\lambda) = \frac{\sigma_{G_p}(\lambda)}{\sqrt{N_{G_p} - 1}} \quad (2.5.25)$$

On peut calculer la fonction de transfert finale en moyennant les fonctions de transferts issues des quatre campagnes. Il s'agit d'un étalonnage spectral en valeurs relatives, donc seule la moyenne des fonctions normalisées a un sens. On commence par définir l'intégrale spectrale  $J_p$  de la fonction de transfert  $\overline{G_p}(\lambda)$  en vue d'une normalisation des fonctions de chaque campagne :

$$J_p = \int \overline{G_p}(\lambda). d\lambda \quad (2.5.26)$$

## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

Pour garder les dimensions de la fonction de transfert, la moyenne finalement retenue  $\langle G \rangle(\lambda)$  est définie par la moyenne des fonctions de transfert  $\overline{G}_p(\lambda)$  normalisées par  $J_p$ , multipliée par la moyenne des facteurs de normalisation  $\bar{J}$  :

$$\langle G \rangle(\lambda) = \frac{\bar{J}}{\mathcal{N}_C} \sum_{p=1}^{\mathcal{N}_C} \frac{\overline{G}_p(\lambda)}{J_p} \quad (2.5.27)$$

Avec la moyenne des facteurs de normalisation  $J_p$  :

$$\bar{J} = \frac{1}{\mathcal{N}_C} \sum_{p=1}^{\mathcal{N}_C} J_p \quad (2.5.28)$$

Le calcul de l'incertitude est plus complexe, car elle est constituée de deux composantes : l'une est causée par le bruit de mesure pour chaque série (intra campagnes de mesures) et l'autre est causée par les différentes installations des manipulations et la dérive des caractéristiques du spectromètre (inter campagnes).

Commençons par la composante causée par les bruits de mesure  $\sigma_B(\lambda)$ . De manière similaire à  $\langle G \rangle(\lambda)$ , et afin de rendre ce calcul indépendant des fluctuations de la fonction de transfert entre les campagnes, on normalise les écarts types par  $\frac{\sigma_{\overline{G}_p}(\lambda)}{J_p}$ . L'indépendance de ces bruits permet ainsi de définir la moyenne des écarts types normalisée avec une simple somme de variances. Enfin, on rend les dimensions homogènes avec la fonction de transfert via la multiplication par la moyenne des facteurs de normalisation :

$$\sigma_B(\lambda) = \frac{1}{\mathcal{N}_C} \sqrt{\sum_p^{\mathcal{N}_C} \left( \frac{\sigma_{\overline{G}_p}(\lambda)}{J_p} \right)^2} \times \bar{J} \quad (2.5.29)$$

La seconde composante  $\sigma_R(\lambda)$  est la variation de la fonction de transfert entre chaque série de mesure causée par les problèmes de reproductibilité de la mesure et/ou par d'éventuelles dérives instrumentales. Il s'agit de l'estimateur non biaisé de l'écart type des fonctions de transfert, corrigé par un coefficient de Student pour les faibles échantillons (ici il vaut 1,20 pour 4 séries de mesures et un intervalle de confiance de 68%).

$$\sigma_R(\lambda) = 1,20 \times \sqrt{\frac{1}{\mathcal{N}_C - 1} \sum_p^{\mathcal{N}_C} \left( \frac{\overline{G}_p(\lambda)}{J_p} - \frac{\langle G \rangle(\lambda)}{\bar{J}} \right)^2} \times \bar{J} \quad (2.5.30)$$

Enfin, l'incertitude retenue pour la fonction de transfert finale est la composition de ces deux incertitudes non corrélées, soit :

$$\sigma_G(\lambda) = \sqrt{\sigma_B^2(\lambda) + \sigma_R^2(\lambda)} \quad (2.5.31)$$

Un exemple des résultats obtenus (ceux de la chaîne de mesure *seg*) sont présentés dans la Fig 2.5.9. On y visualise la fonction de transfert finale  $\langle G \rangle(\lambda)$ , l'écart type associé  $\sigma_G(\lambda)$ , ainsi que les deux contributions à cet écart type,  $\sigma_B(\lambda)$  et  $\sigma_R(\lambda)$ .

La fonction  $\langle G \rangle(\lambda)$  est celle qui a été utilisée comme fonction de transfert finale des spectromètres Ocean Optics ( $G_{OO}(\lambda) = \langle G \rangle(\lambda)$ ), et donc pour le calcul du coefficient correctif  $\Gamma_{OO}(\lambda)$  (équation (2.5.3)) appliqué par la suite aux spectres bruts  $n_{OO}(\lambda)$  pour obtenir un résultat de mesure  $I_{OO}(\lambda)$  identifiable au spectre réel observé  $I_0(\lambda)$ .

Le même travail a été réalisé pour les 4 chaînes.

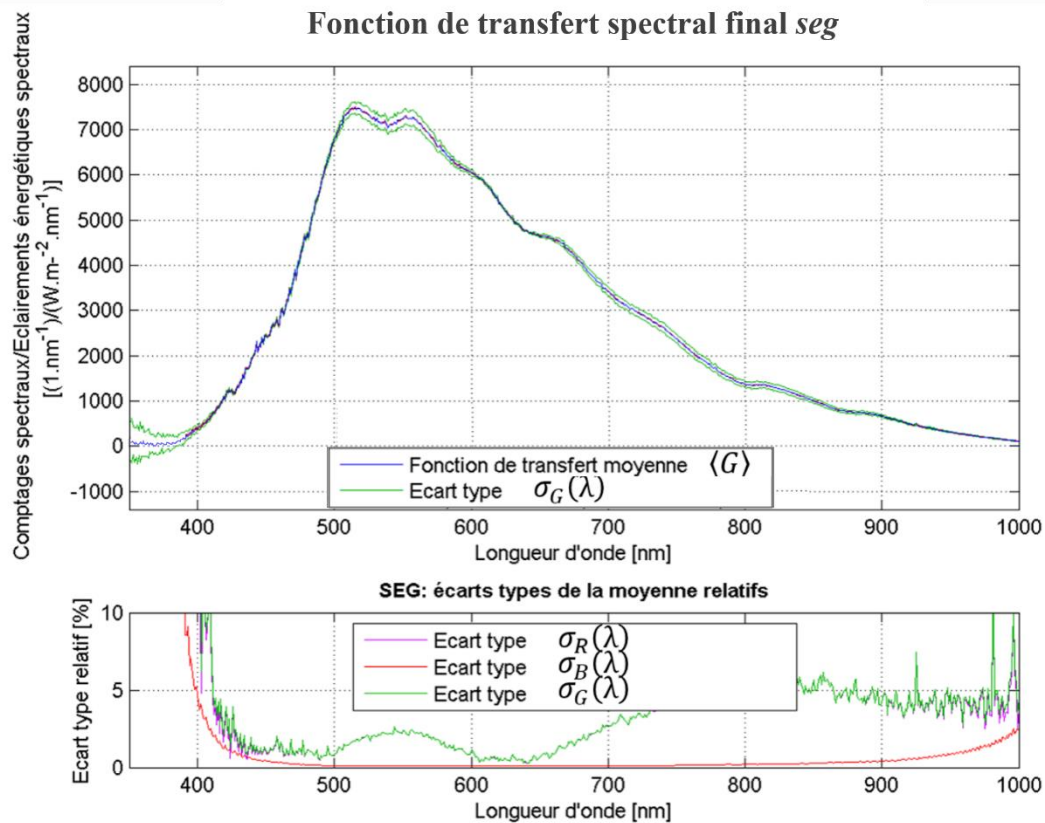


Fig 2.5.9 : la fonction de transfert finale obtenue à partir des campagnes de mesures. En rouge le faible écart type moyen des fonctions de transfert et en vert l'écart type total sur le long terme de la fonction de transfert finale. C'est ce dernier écart type qui sera utilisé pour la mesure. Le graphique du bas permet de voir la part des différentes sources d'incertitudes dans l'écart type total.

### 2.5.3.6 Correction des données acquises avec les fonctions de transfert préliminaires

Avant la réalisation de l'ensemble de ces campagnes de mesures, nous n'avions aucune comparaison pour juger de la qualité de la mesure sur le long terme. Chaque fois qu'une nouvelle campagne de mesure était réalisée, les nouveaux paramètres d'étalonnage en résultant étaient intégrés au code pour une nouvelle correction des mesures brutes. Le défaut, inévitable tant qu'on ne bénéficie pas d'un nombre suffisant de campagnes d'étalonnage, est que l'incertitude mesurée ne prend pas en compte les variations sur le long terme et les défauts d'étalonnage. Heureusement, entre le spectre brut en taux de comptage et les éclairements énergétiques spectraux, à aucun moment la chaîne de traitement informatique ne dégrade ni ne supprime d'information (aux erreurs d'arrondis près). C'est-à-dire que l'on peut tout à fait faire le calcul inverse et déterminer le taux de comptage à partir des éclairements énergétiques spectraux, puis recalculer les éclairements énergétiques spectraux en utilisant la nouvelle



## 2.5 Etalonnage spectral en valeurs relatives

fonction de transfert globale, un nouveau coefficient de correction du signal d'obscurité, ou encore un nouveau signal d'obscurité. Il en est de même pour les calculs d'incertitudes.

L'inversion du signal, du résultat de mesure au taux de comptage (qui est en réalité une inversion d'inversion puisque le passage de taux de comptage à résultat de mesure (éclairage) est déjà une inversion de la fonction de transfert  $\overline{G}_p(\lambda)$ ), se déduit des étapes de calcul présentées dans la partie acquisition. Voici les opérations inverses permettant le passage des éclairagements énergétiques spectraux  $I(\lambda)$  aux taux de comptage du signal  $\overline{n}_S(\lambda)$  puis au taux de comptage total  $\overline{n}_T(\lambda)$  (signal + signal d'obscurité  $\overline{n}_D(\lambda)$ ) :

$$\overline{n}_S(\lambda) = I(\lambda) \times \overline{G}_p(\lambda) \quad (2.5.32)$$

$$\overline{n}_T(\lambda) = \overline{n}_S(\lambda) + \overline{n}_D(\lambda) \quad (2.5.33)$$

$$\sigma_{n_S} = |n_S(\lambda)| \sqrt{\left( \frac{\sigma_I(\lambda)}{\overline{n}_T(\lambda) - \overline{n}_D(\lambda)} \right)^2 - \left( \frac{\sigma_{\overline{G}_p}(\lambda)}{\overline{G}_p(\lambda)} \right)^2} \quad (2.5.34)$$

$$\sigma_{n_T}(\lambda) = \sqrt{\sigma_{n_S}^2 - \sigma_{\overline{n}_D}^2(\lambda)} \quad (2.5.35)$$

Ces équations sont simplement une inversion de celles présentées dans la partie acquisition (équation (2.4.8)).

Remarque : on doit noter que la soustraction des variances est autorisée pour la correction de l'écart type, ce n'est pas une propagation d'erreur.

A partir des taux de comptage, on peut à nouveau calculer les éclairagements énergétiques spectraux en utilisant la fonction de transfert  $\langle G \rangle(\lambda)$  à la place de  $\overline{G}_p(\lambda)$  et son écart type  $\sigma_G(\lambda)$  à la place de  $\sigma_{\overline{G}_p}(\lambda)$ .

Ainsi, on peut profiter des dernières améliorations sur l'étude de notre chaîne de mesure (avec ses nouvelles fonctions de transferts et ses nouveaux écarts types) en mettant à jour l'ensemble des mesures déjà réalisées.

Nous avons vu (cf. § 2.5.3.1) que cette étape d'étalonnage spectral ne permettait en réalité que de rendre cohérentes entre elles les valeurs relatives du spectre. Une étape supplémentaire est donc nécessaire afin de déterminer le coefficient multiplicateur à appliquer à l'ensemble du spectre afin d'obtenir des résultats de mesure corrects en valeurs absolues. Compte tenu que les mesures spectrales ne couvrent qu'un peu plus du domaine visible, elles ne peuvent être mises en cohérence qu'avec les éclairagements lumineux. De la même façon que le SPECBOS est notre référence en termes de composition spectrale, nos références en intensité globale sont les cellules LMT de mesure des éclairagements lumineux globaux horizontaux (*evg*) et diffus horizontaux (*evd*). Dans la partie suivante, nous effectuons donc cette étape d'étalonnage en valeurs absolues par comparaison avec ces cellules.

## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

### 2.6.1 Description et méthode

L'étalonnage en valeurs absolues est nécessaire pour que les résultats de mesure des spectromètres soient cohérents avec valeurs des éclairagements observés. Le spectromètre SPECBOS 1211UV (cf. § 2.1.3), utilisé comme référence spectrale (cf. § 2.5), n'ayant pas une fonction de sensibilité angulaire suffisamment bonne, aurait fait une référence médiocre pour cette comparaison. Les cellules de mesure BAP 30FCT de la société LMT permettant de faire la mesure des éclairagements lumineux globaux horizontaux (*evg*) et diffus horizontaux (*evd*) ont été étalonnées récemment et possèdent une erreur au cosinus plus faible que celle du SPECBOS (cf. § 2.1.1). Ces instruments constituent la référence de la station et seront donc notre référence pour l'étalonnage en valeurs absolues des spectromètres Ocean Optics.

S'il avait été possible de s'assurer que le SPECBOS et les 4 spectromètres à étalonner reçoivent le même éclairagement incident, à la fin de l'étape d'étalonnage déjà réalisée, les 4 Ocean Optics auraient fourni le même spectre en sortie, juste y compris en valeurs absolues, pour un même rayonnement d'incidence normale mesuré. Or, en raison de la configuration matérielle de la manipulation, seules les valeurs relatives du spectre sont cohérentes. Toutefois, lors de la phase d'étalonnage en valeurs relatives, les 4 spectromètres ont été positionnés de façon identique par rapport au SPECBOS et à la source. Cela implique que le rapport des éclairagements reçus en surface des capteurs du SPECBOS et du diffuseur Ocean Optics était le même pour les 4 spectromètres. L'étalonnage en valeurs relatives a donc été réalisé avec la même référence pour chacun des spectromètres : à l'issue de cette étape, pour un même rayonnement d'incidence normale mesuré, les 4 spectromètres fournissent effectivement le même spectre en sortie. Pour conserver cette équivalence, nous ne cherchons donc *a priori* qu'un unique coefficient multiplicatif pour les 4 Ocean Optics.

Toutefois, les diffuseurs des 4 spectromètres possèdent des sensibilités angulaires différentes, et plus ou moins éloignées de la fonction cosinus idéale. De plus, nous avons constaté que la surface des diffuseurs a tendance à s'affaisser et ils peuvent passer d'une forme convexe ayant une sensibilité angulaire assez proche du cosinus à une forme concave, ayant une plus forte erreur sur le cosinus. Or, la sensibilité angulaire d'un instrument est critique pour la mesure d'un éclairagement (cf. § 2.1.3) : si elle diffère de la fonction cosinus, deux ciels de même spectre d'éclairagement mais de distributions de luminances différentes peuvent donner des résultats de mesures différents. Afin de limiter au mieux l'impact de ces erreurs, l'étalonnage sera réalisé à partir d'un grand nombre de mesures, correspondant à une année de mesures environ (août 2014 à juin 2015). Les données acquises pendant l'année de mesures précédant cet étalonnage en valeurs absolues seront facilement mises à jour rétroactivement par le coefficient d'étalonnage absolu calculé sur cette période. Il demeure cependant que la détermination du coefficient d'étalonnage en valeurs absolues relève alors d'un parti-pris sur les conditions dans lesquelles réaliser cet étalonnage : des distributions en luminances différentes fournissant des résultats différents, quel type de distribution privilégier ? Afin de répondre à cette question, nous avons évalué ce coefficient de différentes façons, en discutant la pertinence de chaque parti-pris, avant d'en déterminer la valeur finale.

Parmi les 4 chaînes de mesures, 3 (*seg*, *sege*, *segs45*) observent des éclairagements globaux et la dernière (*sesn*) mesure des éclairagements directs normaux. En raison de cette différence, nous avons choisi de séparer l'étalonnage des mesures globales et celui de la mesure directe, en comparant les mesures globales aux éclairagements lumineux globaux horizontaux (*evg*) et les

## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

mesures directes à des estimations de l'éclairement direct normal, obtenus à partir des éclairagements lumineux globaux horizontaux ( $evg$ ) et diffus horizontaux ( $evd$ ).

Ainsi, dans la suite de cette partie, nous nous concentrerons en premier lieu sur le calcul et les résultats pour les chaînes de mesures globales. Puis nous présenterons les spécificités et résultats de la chaîne de mesures d'éclairement direct  $sesn$ .

Pour les mesures globales, nous déterminerons le coefficient d'étalonnage à l'aide de la chaîne  $seg$ , car son capteur a la même orientation que la cellule LMT de référence de la chaîne  $evg$  : ils observent le même rayonnement.

### 2.6.1.1 Etalonnage en valeurs absolues des chaînes de mesures globales

Les éclairagements mesurés par la cellule LMT ou calculés à partir de l'Ocean Optics correspondent à une intégration des luminances énergétiques spectrales suivie d'une intégration du spectre observé (cf. équations (2.1.1) et (2.1.2)) : ils dépendent donc non seulement de l'intensité du rayonnement mais aussi de sa distribution en luminance et de sa composition spectrale. Or, les deux instruments ont des sensibilités angulaires  $\xi(\theta)$  différentes : pour un même ciel, ils n'observent pas la même composition spectrale (cf. § 2.1.3 et 2.2.2). Cette différence dépend de la distribution de luminances et est d'autant plus importante que la distribution est hétérogène. Le rapport des mesures d'éclairement  $\frac{E_{seg}}{E_{evg}}$  n'est donc pas constant.

Cependant, il serait inadapté de corriger à chaque instant la mesure spectrale par un nouveau coefficient déterminé en temps réel, car cela reviendrait à considérer que les deux instruments sont en train d'observer le même spectre, ce qui est incorrect. Nous devons définir un coefficient unique correspondant à l'ensemble du temps de mesure. Ainsi, l'éclairement lumineux calculé à partir du spectre mesuré reste cohérent avec ce spectre. Le calcul de ce coefficient peut être envisagé de différentes façons, dont nous allons discuter de la pertinence et que nous allons comparer :

- Le premier choix est le calcul du coefficient  $C_{all}$ , défini comme la moyenne des  $N_{abs}$  rapports instantanés des éclairagements. Cela donne une importance identique à chaque terme, que le rayonnement soit très localisé (soleil) ou très diffus (couverture nuageuse uniforme) :

$$C_{all} = \frac{1}{N_{abs}} \sum_{k=1}^{N_{abs}} \frac{E_{seg,k}}{E_{evg,k}} \quad (2.6.1)$$

- On peut choisir d'utiliser le coefficient  $C_{high}$ , donnant la priorité aux forts éclairagements :

$$C_{high} = \sum_{k=1}^{N_{abs}} \frac{E_{seg,k}}{E_{evg,k}} \omega_{high,k} = \frac{\sum_{k=1}^{N_{abs}} E_{seg,k}}{\sum_{k=1}^{N_{abs}} E_{evg,k}} \quad (2.6.2)$$

$$\omega_{high,k} = \frac{E_{evg,k}}{\sum_{k=1}^{N_{abs}} E_{evg,k}} \quad (2.6.3)$$

Privilégier une justesse de représentation des forts éclairagements peut être pertinent pour les applications de ce type de mesures : pour une centrale solaire par exemple, la justesse sur les éclairagements élevés est plus importante que pour les faibles puisqu'ils représentent l'essentiel de la production.

- Enfin, on peut envisager le coefficient  $C_{low}$ , donnant priorité aux éclairements issus d'une distribution plus diffuse sur le ciel :

$$C_{low} = \sum_{k=1}^{N_{abs}} \frac{E_{seg,k}}{E_{evg,k}} \omega_{low,k} \quad (2.6.4)$$

$$\omega_{low,k} = \frac{\frac{E_{evd,k}}{E_{evg,k}}}{\sum_{k=1}^{N_{abs}} \frac{E_{evd,k}}{E_{evg,k}}} \quad (2.6.5)$$

$C_{low}$  correspond à la moyenne des coefficients  $\frac{E_{seg}}{E_{evg}}$ , pondérée par la proportion de rayonnement diffus au moment de la mesure  $\omega_{low,n}$ . En effet, une distribution plus uniforme des luminances (forte proportion de rayonnement diffus) constitue une meilleure source pour comparer les deux instruments (*seg* et *evg*), car cela permet de s'affranchir des fortes différences qui peuvent être causées par des rayonnements très directifs (soleil) à des orientations où les écarts de sensibilité angulaire sont maximums. Le lien entre l'éclairement mesuré par l'instrument  $E_{inst}$  et la luminance uniforme  $L_0$  est proportionnel à son angle solide de perception du ciel  $\Omega_\xi$ , lui-même dépendant de la sensibilité angulaire  $\xi(\theta)$  de chaque instrument :

$$E_{inst} = \Omega_\xi L_0 \quad (2.6.6)$$

avec

$$L = \int_{\lambda} K_M V(\lambda) R(\lambda) d\lambda \quad (2.6.7)$$

$$\Omega_\xi = 2\pi \int_0^{\pi/2} \xi(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (2.6.8)$$

La comparaison sur le long terme des éclairements tend donc à être équivalente à la comparaison des angles solides d'observation des deux instruments. Pour pondérer les rapports  $\frac{E_{seg}}{E_{evg}}$  par la proportion de rayonnement diffus au moment de la mesure  $\omega_{low,n}$ , on doit utiliser une mesure supplémentaire : les éclairements lumineux diffus horizontaux de la station IDMP  $E_{evd}$ . Cette pondération n'assure pas un ciel de luminances uniformes mais réduit fortement le poids des rayonnements directifs issus du soleil. Ce coefficient, a priori le plus représentatif, peut être perturbé par le faible rapport signal sur bruit aux faibles éclairements (division par 0).

Nous avons calculé ces trois coefficients et leurs écarts types sur un échantillon pour l'étalonnage en valeurs absolues de  $N_{abs} = 249\,401$  mesures pour chaque capteur *seg*, *evg* et *evd*, ce qui correspond à 11 mois de mesures consécutives (août 2014 à juin 2015). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau ci-dessous.

## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

	$C_{high}$	$C_{all}$	$C_{low}$
<b>Valeur</b>	0,916	0,904	0,902
<b>Ecart type</b>	0,072	0,065	0,071

Table 2.6.1 : Coefficients d'étalonnage et leurs écarts types pour les chaînes de mesures globales.  $C_{high}$  donne priorité aux forts éclairements,  $C_{low}$  aux éclairements diffus et  $C_{all}$  considère toutes les mesures avec le même poids.

Afin de donner un ordre de comparaison (on rappelle que la forme du diffuseur donc sa sensibilité angulaire a changé pendant cette période de mesure), le calcul du rapport théorique entre les mesures des éclairements *seg* et *evg* pour une distribution de luminance uniforme à partir de leurs sensibilités angulaires donne :

$$C_{G,th} = \frac{2\pi L_0 \int_0^{\pi/2} \xi_{seg}(\theta) \sin(\theta) d\theta}{2\pi L_0 \int_0^{\pi/2} \xi_{evg}(\theta) \sin(\theta) d\theta} \cong \frac{2,755}{3,082} \cong 0,894 \quad (2.6.9)$$

Avec  $L_0$  la luminance constante sur toute la voûte.

Au vu des différents coefficients calculés et de leurs écarts types on peut considérer les valeurs expérimentales et théoriques cohérentes entre elles. Cette étude permet de définir un coefficient unique, avec un chiffre significatif, pour les 3 chaînes de mesures Ocean Optics globales en accord avec ces quatre coefficients calculés :

$$C_G = 0,9 \quad (2.6.10)$$

Remarque sur la validité pour *sege* et *segs45* :

Les résultats de calcul des angles solides (équation (2.6.8)) de perception pour les trois diffuseurs Ocean Optics des chaînes de mesures globales sont résumés dans le tableau suivant :

<b>Instrument</b>	<i>seg</i>	<i>sege</i>	<i>segs45</i>
$\Omega_\xi$	2,76 sr	2,61 sr	2,77 sr

Table 2.6.2 : Angle solide de perception des trois chaînes de mesures d'éclairements énergétiques spectraux globaux *seg*, *sege* et *segs45*. Dans le cas d'un récepteur parfait,  $\Omega_\xi = \pi$  sr.

Pour l'observation d'un même rayonnement de luminance uniforme, avec la même orientation, la seule différence sur le coefficient d'étalonnage entre les chaînes de mesures globales provient de leur champ de vision, représenté par cet angle solide  $\Omega_\xi$  de perception du ciel. Le coefficient  $C_{low}$  est celui donnant la priorité à ce type de rayonnement. On remarquera les angles solides de perception sont quasi identiques pour les chaînes *seg* et *segs45*, et que celui de la chaîne *sege* ne présente qu'une différence de l'ordre de 5% avec les deux autres.

Or, nous verrons que l'erreur relative des éclairements mesurés par les chaînes Ocean Optics par rapport aux mesures de référence peut atteindre des valeurs absolues allant jusqu'à ~70%, selon les saisons et l'éclairement lumineux mesuré (cf. § 2.6.2, Fig 2.6.1). Dans ce contexte, les différences d'angles solides de perception sont suffisamment faibles pour être négligées et cela confirme la pertinence d'appliquer le même coefficient aux trois spectromètres ( $C_{low}$ , en l'occurrence, qui s'est avéré en accord avec les autres coefficients calculés).

### 2.6.1.2 Etalonnage en valeurs absolues de la chaîne de mesure directe normale

Une fois le coefficient pour les chaînes de mesures globales calculé, on peut définir celui de la chaîne d'éclairement direct normal. Dans ce dernier cas, la comparaison ne se fait plus avec les éclairagements lumineux globaux mais avec une estimation de l'éclairement direct normal :

$$E_{sn}' = \frac{E_{evg} - E_{evd}}{\sin(\alpha_{\odot})} \quad (2.6.11)$$

Avec  $\alpha_{\odot}$  la hauteur du soleil,  $E_{evg}$  et  $E_{evd}$  les éclairagements lumineux globaux horizontaux et diffus horizontaux.  $E_{sn}'$  est l'éclairement direct normal déterminé à partir des mesures  $evg$  et  $evd$ . Nous le notons avec un prime pour distinguer les éclairagements issus d'une composition de mesures ( $evg$ ,  $evd$ ,  $\alpha_{\odot}$ ) de ceux issus d'un instrument ( $sesn$ ).

On calcule ensuite les trois coefficients de la même manière que précédemment. Toutefois, on portera cette fois-ci une attention particulière à  $C_{high}$ , qui représente mieux les hauts éclairagements et donc plus facilement les ciels sans nuages donnant un maximum de signal pour la mesure d'éclairagements directs.

	$C_{high}$	$C_{all}$	$C_{low}$
<b>Valeur</b>	0,99	1,08	1,02
<b>Ecart type</b>	0,336	0,390	0,356

Table 2.6.3 : Coefficients d'étalonnage et leurs écarts types pour la chaîne de mesure d'éclairement direct.  $C_{high}$  donne priorité aux forts éclairagements,  $C_{low}$  aux éclairagements diffus et  $C_{all}$  considère toutes les mesures avec le même poids.

Les forts écarts types sont causés principalement par des points aberrants calculés pendant des journées très nuageuses.

Une estimation théorique de ce coefficient, pour un rayonnement uniquement issu du soleil, est obtenue par la comparaison de la sensibilité angulaire pour un rayonnement incident normal au capteur  $seg$  et la sensibilité angulaire de la mesure  $evg$  corrigée de la sensibilité cosinus :

$$C_{SN,th} = \frac{\xi_{seg}(0^{\circ})}{\xi_{evg}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_{\odot}\right) / \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_{\odot}\right)} \cong 1 \quad (2.6.12)$$

Où  $\xi_{seg}(0^{\circ}) = 1$  par définition car la sensibilité angulaire est normalisée pour un angle incident de  $0^{\circ}$ . La sensibilité angulaire des cellules LMT  $\xi_{evg}(\theta)$  est très proche du cosinus pour les hauteurs de soleil élevée. On retiendra comme coefficient d'étalonnage pour la chaîne spectrale  $sesn$  :

$$C_{SN} = 1 \quad (2.6.13)$$

Les coefficients d'étalonnages pour les éclairagements globaux et direct normal obtenus par comparaison avec la chaîne  $evg$  sont très proches des estimations théoriques. Cela montre que l'étalonnage en valeurs relatives était aussi assez juste en valeurs absolues.

## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

On ne propage pas l'erreur mesurée de ces coefficients sur la mesure spectrale: l'incertitude présentée sur les spectres est relative en longueur d'onde et non absolue. De plus on verra dans la partie suivante que l'incertitude sur la valeur d'éclairement peut être bien plus grande que  $0,07/0,9 \cong 8\%$  (cf. § 2.6.2).

### 2.6.2 Contrôle

#### 2.6.2.1 Contrôle de la correction des mesures globales

Après correction par le coefficient d'étalonnage en valeurs absolues, il est possible de contrôler la variation des éclairements lumineux  $E_{seg}$  par rapport à  $E_{evg}$ . Cela permet d'évaluer les erreurs commises dans la mesure des éclairements pour un capteur ayant une sensibilité angulaire imparfaite.

En observant l'erreur relative sur les éclairements donnés par la chaîne *seg* par rapport aux éclairements de référence fournis par *evg* (Fig 2.6.1), on peut noter de très forts écarts, globalement compris entre environ +20% et environ -70%. L'erreur relative est calculée avec :

$$\frac{\Delta E_{seg}}{E_{evg}} = \frac{E_{seg} - E_{evg}}{E_{evg}} \quad (2.6.14)$$

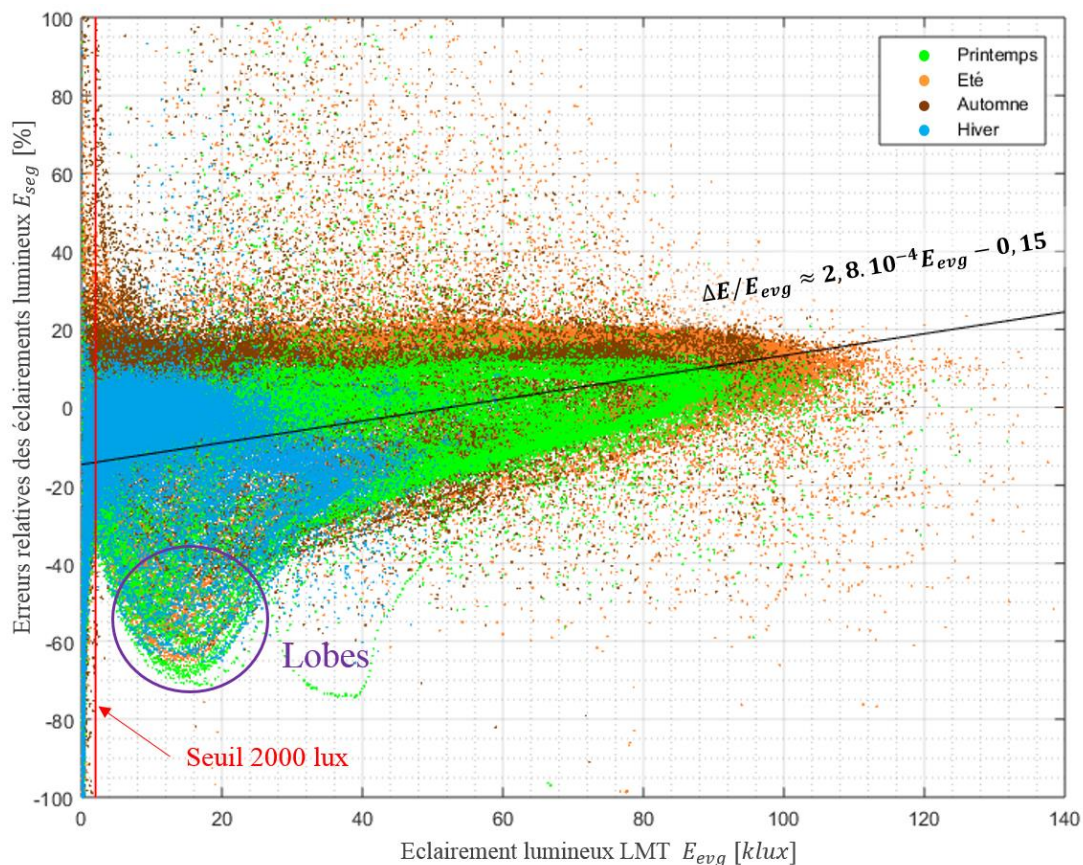


Fig 2.6.1 : erreur relative de  $E_{seg}$  par rapport à  $E_{evg}$  en fonction de l'éclairement lumineux  $E_{evg}$  (mesure à la minute). En orange, les erreurs calculées pour l'été, en bleu celles pour l'hiver, et en vert les erreurs pour le printemps faisant l'intermédiaire entre la zone hiver et été. Les erreurs pour l'automne sont en marron, elles couvrent le même domaine que celles du printemps mais sont masquées par ces dernières.

Après un ajustement linéaire, on constate que les faibles éclairagements ont tendance à être minorés et les plus forts majorés. Le coefficient d'étalonnage de 0,9 paraît donc être un compromis pour la représentation des faibles et forts éclairagements. On remarque des lobes de valeurs particulièrement faibles pour des éclairagements lumineux aux alentours de 10 à 20 *klux*.

Pour expliquer l'allure de ces courbes, il faut comparer les sensibilités angulaires de la cellule LMT (*evg*) et du spectromètre Ocean Optics (*seg*) (Fig 2.6.2).

On constate que la sensibilité angulaire de la chaîne *seg* est plus faible pour les grands angles à la normale, c'est-à-dire les faibles hauteurs de soleil et plus élevée pour un soleil haut (petits angles). L'ordonnée de la figure (Fig 2.6.2) a été convertie en *klux* ce qui permet, en se reportant à la figure (Fig 2.6.1), de retrouver les ordres de grandeurs des erreurs relatives en fonction des éclairagements lumineux dans le cas de rayonnements assez directs (issus du soleil).

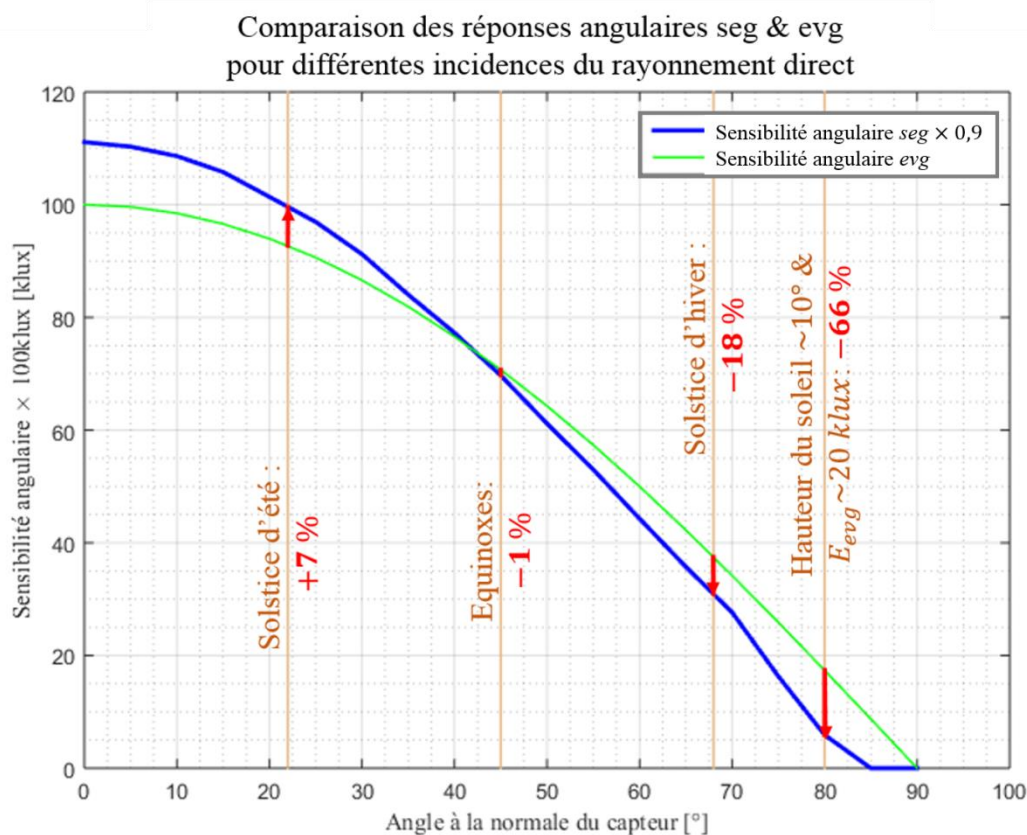


Fig 2.6.2 : comparaison des sensibilités angulaires des instruments *seg* et *evg*. Sur cette figure, *evg* a été approximé par une fonction cosinus (dont il n'est pas très éloigné). En orange, nous avons précisé les positions des hauteurs maximales du soleil par rapport à la normale de l'instrument, pour différents extrêmes saisonniers (solstices et équinoxes). Vers 80° à la normale, on notera l'écart relatif maximal entre les sensibilités angulaires.

Pour les cas de ciels couverts, les effets de la sensibilité angulaire sont atténués car la distribution des luminances est alors moins directive : l'ensemble de la courbe de sensibilité est utilisée et les effets de majoration ou minoration se compensent (au moins partiellement). Par contre, pour les ciels sans nuage, dont l'éclairagement est très directif, l'effet de l'angle devient très important : pour les faibles éclairagements, correspondant aux grands angles d'incidence, la valeur de l'éclairagement sera minorée par la chaîne *seg* par rapport à la mesure *evg*. De la même

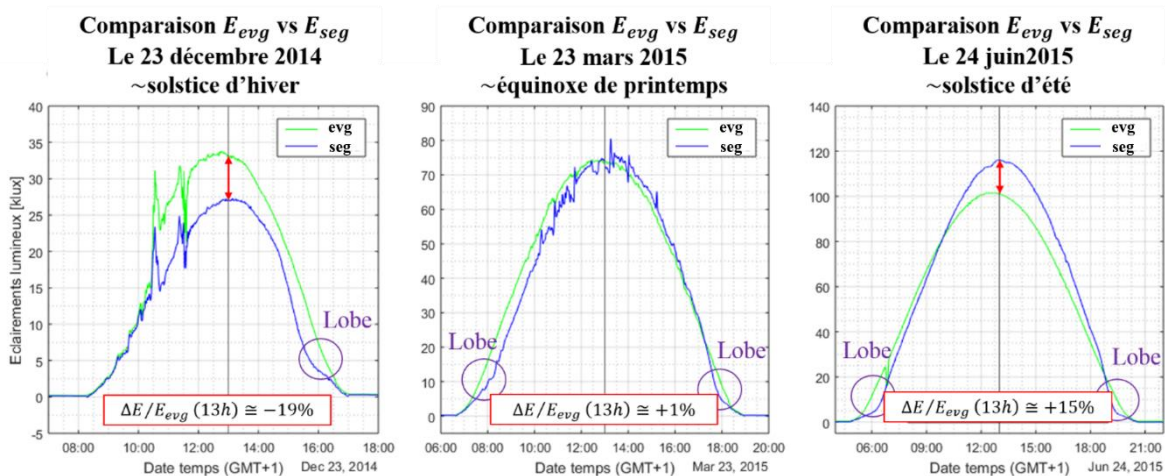


## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

façon, pour les forts éclairagements, correspondant aux petits angles d'incidence, la valeur de l'éclairage sera majorée par la chaîne *seg*.

Enfin, les lobes observés sur la figure (Fig 2.6.1) sont expliqués par le maximum de différence entre les sensibilités angulaires pour un rayonnement direct incident ayant un angle à la normale autour de  $80^\circ$ , soit une hauteur du soleil d'environ  $10^\circ$  (Fig 2.6.2).

On remarquera de plus l'intérêt de distinguer les saisons pour la représentation des valeurs des erreurs relatives. En effet, la hauteur maximale du soleil évoluant au cours de l'année, les zones de la sensibilité angulaire des capteurs soumises au rayonnement direct changent. Nous avons reporté sur la figure (Fig 2.6.2) les hauteurs maximales du soleil pour différentes saisons (aux solstices et aux équinoxes) : au solstice d'hiver à 13h, la hauteur est  $\sim 21^\circ$ , la sensibilité de la chaîne *seg* est inférieure d'environ 18% à la sensibilité de la chaîne *evg*. Au solstice d'été à 13h, la hauteur est  $\sim 68^\circ$ , et la sensibilité de la chaîne *seg* est cette fois supérieure d'environ 7%. Enfin, aux valeurs intermédiaires des équinoxes, les deux sensibilités sont sensiblement identiques. Ainsi, si le choix du coefficient d'étalonnage pour représenter les éclairagements maximaux est adapté pour les périodes proches des équinoxes, les éclairagements  $E_{seg}$  seront minorés en hiver et majorés en été. La figure suivante (Fig 2.6.3) présente les extremums caractéristiques de ces saisons pour des ciels sans nuages.



La comparaison des sensibilités angulaires des deux instruments montre que l'influence de l'angle d'incidence du rayonnement est importante et causera forcément des erreurs, variables en fonction de types de ciels (couvert/clair), des saisons ou des moments de la journée. Au vu de l'ensemble des erreurs relatives sur l'année, le coefficient d'étalonnage absolu retenu est donc un bon compromis entre les cas où l'éclairage sera majoré (ciels sans nuage, hauteur de soleil importante) et ceux où il sera minoré (ciels sans nuage, faible hauteur de soleil).

### 2.6.2.2 Contrôle de la correction de la mesure directe normale

De manière similaire à l'étude menée pour la chaîne *seg*, on étudie les erreurs relatives des mesures  $sesn$  par rapport aux éclairagements lumineux directs normaux  $E_{sn}'$  issus des mesures LMT afin de contrôler la qualité de son étalonnage en valeurs absolues :

$$\frac{\Delta E_{sesn}}{E_{sn}'} = \frac{E_{sesn} - E_{sn}'}{E_{sn}'} \quad (2.6.15)$$

Erreurs relatives des éclairements lumineux directs normaux issus de la chaîne de mesures spectrales sesn

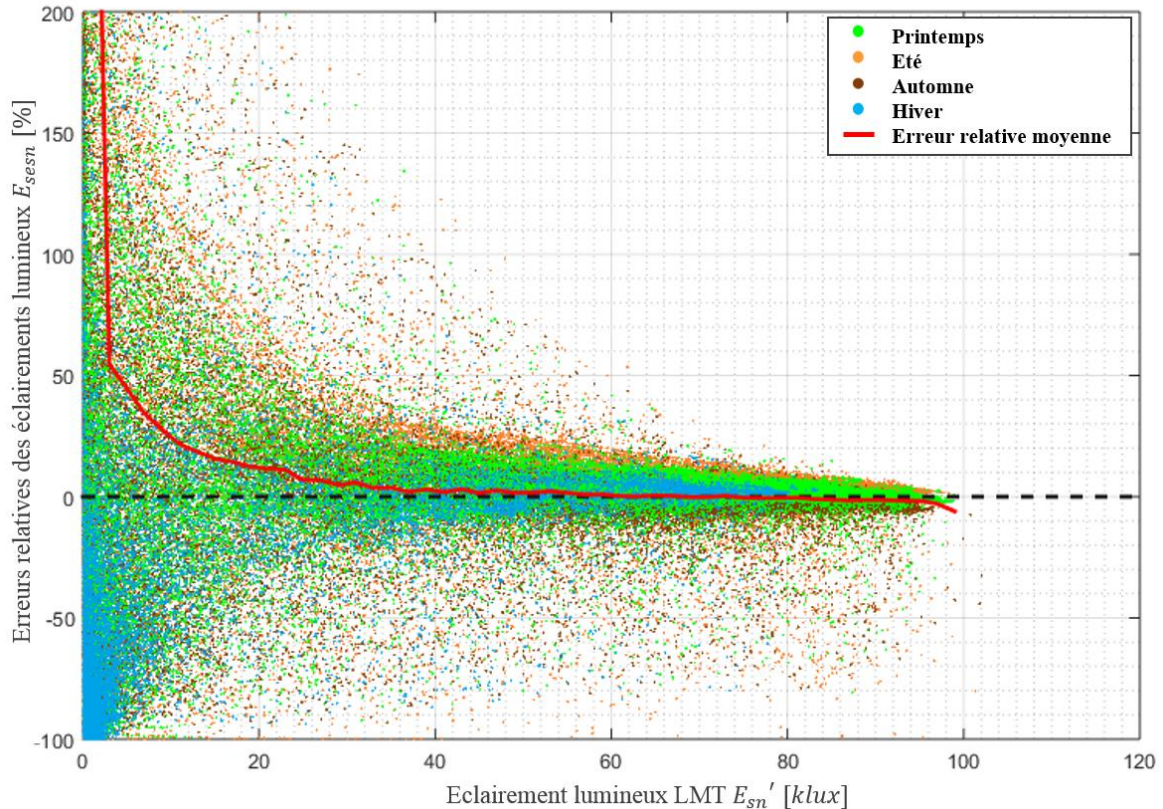


Fig 2.6.4 : Erreur relative de  $E_{sesn}$  par rapport à  $E_{sn}'$  en fonction de l'éclairement lumineux  $E_{sn}'$  (mesure à la minute). En orange, les erreurs calculées pour l'été, en bleu celles pour l'hiver, et en vert les erreurs pour le printemps faisant l'intermédiaire entre la zone hiver et été.

Ces erreurs relatives (Fig 2.6.4) tendent vers zéro, en moyenne et pour une large gamme d'éclairements lumineux  $E_{sn}'$ , ce qui valide le choix du coefficient d'étalonnage en valeurs absolues. On constate cependant une forte augmentation de l'erreur relative pour les faibles éclairements lumineux. Cette augmentation a plusieurs explications :

- La division par le sinus de la hauteur du soleil (équation (2.6.11)) : pour des incertitudes d'éclairements globaux et diffus fixes, les incertitudes sur les estimations des éclairements directs normaux croissent avec l'inverse du sinus de la diminution de la hauteur du soleil.
- L'erreur sur l'estimation des éclairements directs à partir des mesures globales et diffuses. Celle-ci peut provenir de l'écart entre les sensibilités angulaires entre les deux instruments,  $evg$  et  $evd$ . Elle peut aussi être causée par la correction imparfaite de l'impact de la bande d'ombre sur les mesures d'éclairements diffus (cf. § 1.5).
- La très forte surestimation des éclairements directs normaux issus des mesures spectrales peut provenir du trop large champ de vision du système. Nous avons vu précédemment (cf. § 2.2.1) que cette surestimation peut être 118 fois plus importante que l'éclairement direct réel.

## 2.6 Etalonnage en valeurs absolues

L'erreur présentée sur la mesure du direct normal (Fig 2.6.4) est donc en partie causée par les incertitudes sur les estimations par les mesures d'éclairéments lumineux mais aussi, en grande partie causée par le trop large champ de vision de l'instrument.

Pour l'analyse statistique à suivre (cf. § 3), nous avons besoin d'un grand nombre de mesures représentant au mieux le climat local. La trop grande proportion de mesures à fortes erreurs rend la chaîne de mesure directe normale inadaptée à notre analyse. Même si elle n'est pas utilisable pour notre analyse, cette chaîne de mesure garde son intérêt. Le seuil d'exclusion dépendant surtout de l'analyse choisie, nous conserverons donc l'ensemble des données directes normales.

En utilisant ces résultats, la partie suivante (cf. § 2.7.1) décrit dans quel domaine d'éclairéments lumineux les mesures sont de qualité suffisante pour une analyse. Puis, le domaine de longueur d'onde exploitable est également discuté (cf. § 2.7.2).

## 2.7 Contrôle qualité

### 2.7.1 Tri des données

Une fois l'ensemble des spectres étalonné, il faut écarter les mesures non exploitables. Les mesures présentant un bruit trop important ou une perturbation sur la mesure doivent être supprimées.

Concernant les chaînes de mesure d'éclairéments énergétiques spectraux globaux, on peut voir (cf. Fig 2.6.1) que la variabilité des erreurs augmente particulièrement fortement au-dessous du seuil des 2000 *lux* (référence cellule LMT *evg*), l'écart type moyen atteignant 100% pour l'ensemble  $E_{evg} \leq 2000 \text{ lux}$ . Cette augmentation provient du faible rapport signal sur bruit des spectres pour les faibles éclairéments. Ces spectres difficilement exploitables sont écartés : la suppression de ces données réduit le nombre de mesures analysées pour la chaîne globale horizontale de 12%. Dans le cas de la chaîne directe normale, il est difficile de définir un seuil pour la conservation ou non des données car la variabilité de l'erreur augmente rapidement et de manière continue quand les éclairéments (références cellules LMT *evg* et *evd*) diminuent. Concernant les perturbations sur la mesure spectrale, elles sont détectées par comparaison entre les profils d'éclairéments lumineux et le journal de la station. Les perturbations sur la mesure ont de nombreuses origines : elles peuvent être causées par la présence de buée sur les dômes ou fenêtre d'observation, par des obstructions par des animaux (oiseaux, araignées), par des réflexions du rayonnement direct par des éléments au voisinage (toiture), etc... Dans la majorité des situations, nous pouvons identifier la perturbation en consultant le journal d'entretien de la station.

Prenons un exemple et développons les perturbations causée par la buée : nous avons eu une courte période pendant laquelle le joint d'étanchéité ne remplissait plus son rôle. Après une pluie intense, le système pouvait se charger en humidité et si la journée suivante était ensoleillée, l'eau s'évaporait et se condensait sur le sommet du dôme de la chaîne de mesure. Cette buée atténuait le rayonnement parvenant au capteur. Pour le constater, on compare la mesure à celle obtenue avec un autre instrument ayant la même orientation. Dans les situations de ciels sans nuages, l'atténuation continue dans le temps du signal d'un instrument alors que celui d'un autre n'est pas perturbé est une preuve nette de la présence de buée. La figure suivante (Fig 2.7.1) présente des cas de perturbations de la mesure causés par la buée entre 10h et 15h et par un phénomène d'origine inconnu avant 9h :

## 2.7 Contrôle qualité

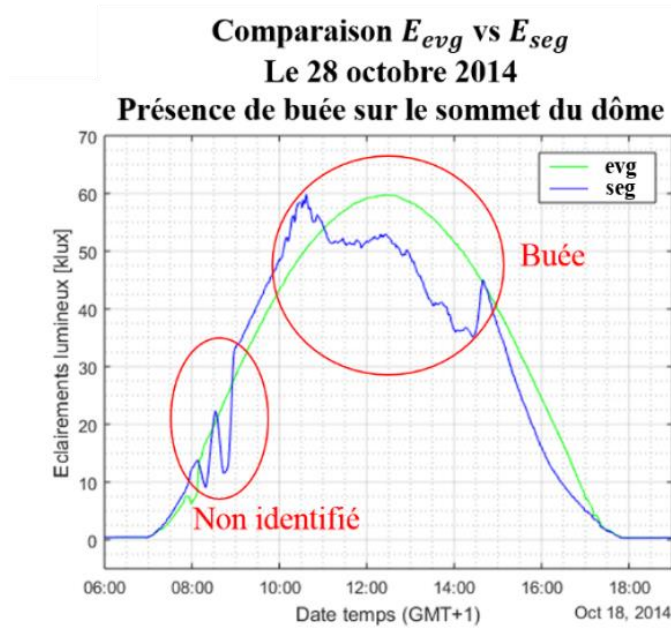


Fig 2.7.1 : perturbation sur les mesures spectrales *seg*. La présence de buée sur le sommet du dôme réduit notablement les éclaircissements lumineux entre 10 et 15h. Une seconde perturbation, de cause non identifiée, est observée entre 8h et 10h.

La buée est généralement localisée sur le sommet du dôme, donc son effet est peu visible pour les faibles hauteurs de soleil (en début et fin de journée) car le rayonnement direct passe alors sous le toit de buée : l'absence d'atténuation notable ne permet alors pas la détection de la buée. Puis, pour les hauteurs plus importantes (en milieu de journée), le rayonnement direct passe à travers le toit de buée. Il est donc atténué avant d'atteindre le capteur. Pour distinguer l'effet d'atténuation causé par des nuages de ceux causé par la buée, on compare à un instrument ayant la même orientation. Si la mesure de référence n'est pas atténuée sur plusieurs dizaines de minutes, alors on peut confirmer que la perturbation est propre au premier instrument. Quand une telle perturbation est observée, toute la journée doit être supprimée. Même si pour les faibles hauteurs de soleil les éclaircissements mesurés ne paraissent pas modifiés, une partie du diffus n'est pas détectée et contribue à une mauvaise détection de la composition spectrale du rayonnement.

Même avec une comparaison systématique avec les cellules LMT, la grande variabilité des éclaircissements sous les ciels nuageux rend très difficile la détection de mesures biaisées. Dans ce cas, la seule manière de discriminer les mesures biaisées est le journal d'entretien de la station dans lequel on note les perturbations.

Le tableau suivant résume les proportions des mesures conservées entre août 2014 et juillet 2015 pour les chaînes de mesures spectrale *seg* et *sesn* :

	Jours valides / jours de mesures	Jours valides / jours de l'année
<b>seg</b>	324/332 = 97,5%	324/365 = 89%
<b>sesn</b>	297,5/316,5 = 94%	297,5/365 = 82%

Table 2.7.1 : Nombre de jours valides par rapport au nombre de jours de mesures et par rapport au nombre de jours de l'année. Les jours sans mesures correspondent à des périodes de pannes, de campagne d'étalonnage ou d'entretien de la station.

La Table 2.7.1 présente les mesures *seg* avant suppression des 12% de mesures correspondant à des éclairements inférieurs à 2000 *lx*.

## 2.7.2 Domaine spectral de validité

Le spectre brut est enregistré sur un domaine spectral allant de 350 à 1000 *nm*. A l'observation des fonctions de transferts des 4 chaînes Ocean Optics, nous avons mis en évidence une zone aveugle pour les faibles longueurs d'onde au-dessous de 370 *nm* (cf. § 2.4.1.2). Cette définition de zone aveugle a permis la correction du signal d'obscurité en ajustant son niveau au signal mesuré dans la zone aveugle. Le résultat de mesure obtenu est en conséquent ramené à zéro dans cette zone spectrale. Or, le spectre de la lumière naturelle n'est *a priori* (et en réalité) pas nul dans cette zone.

La figure suivante (Fig 2.7.2) permet d'illustrer ce phénomène et de mettre en évidence la zone spectrale exclue. Nous comparons un spectre d'éclairement global horizontal mesuré par la chaîne *seg* à une modélisation produite par le modèle de transferts radiatifs SMARTS2. Cette comparaison est juste qualitative et est réalisée avec un minimum d'informations correspondant au contexte de la mesure (atmosphère : latitude moyenne en été, hauteur de soleil : 34,2°, colonne d'eau : 2,0 *g.cm<sup>-2</sup>*)

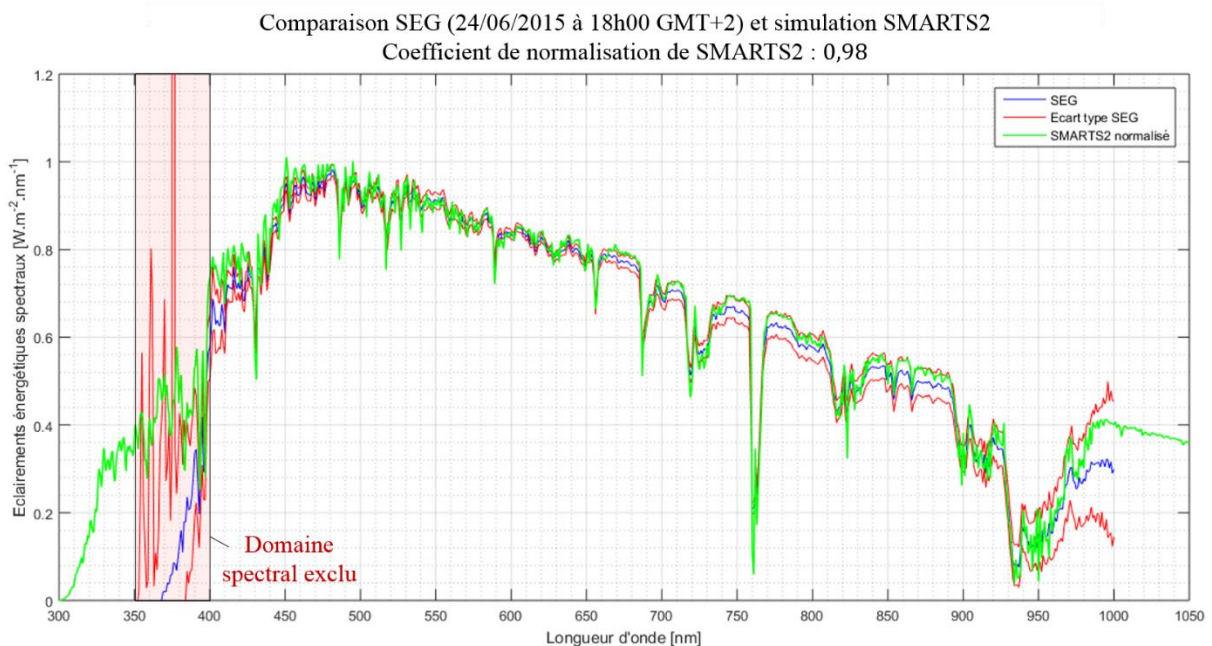


Fig 2.7.2 : comparaison entre les éclairements énergétiques spectraux de *seg* avec une simulation SMARTS2 pour un ciel sans nuage. Aucun ajustement numérique n'a été réalisé pour cette comparaison qui ne sert qu'à mettre en évidence la zone aveugle.

Pour définir la zone spectrale à exclure, on se base sur l'augmentation de l'écart type du spectre du résultat de mesure. La division de l'incertitude du signal brut de comptage par les valeurs proches de zéro de la fonction de transfert implique de très fortes incertitudes sur le résultat de mesure. De cette manière, on identifie une longueur d'onde limite en dessous de laquelle on doit rejeter la mesure. Les fonctions de transferts étant, pour ce domaine, assez proches pour les 4 chaînes de mesures Ocean Optics, le domaine spectral exclu sera le même, soit du début du spectre à 400 *nm*. Le nombre de longueurs d'onde conservé pour les voies globales passe ainsi de  $\mathcal{N}_{\lambda M} = 651$  (cf. § 2.3) au moment de la mesure à  $\mathcal{N}_{\lambda Q} = 601$  après le contrôle qualité.

## 2.7 Contrôle qualité

Nous avons présenté après un étalonnage absolu de la mesure spectrale le tri des données par comparaison avec les éclairements lumineux puis nous avons limité la zone spectrale valide.

La chaîne *seg* des éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux fournit la plus grande proportion de mesures exploitables pour notre analyse.

La partie suivante (cf. § 2.8) résume les données produites pour les quatre chaînes de mesures spectrales (*seg*, *sege*, *segs45* et *sesn*). Puis, quelques comparaisons entre les observations faites sous ces quatre orientations sont présentées pour différentes configurations de ciels.

## 2.8 Résultats des mesures spectrales

### 2.8.1 Bilan des mesures spectrales

Entre le 1<sup>er</sup> octobre 2012 et le 18 juin 2014, les éclairagements énergétiques spectraux étaient acquis selon le premier protocole (cf. § 2.3), sur les deux voies en fonctionnement à cette époque. La voie globale horizontale (*seg*) et la voie directe normale (*sesn*), enregistraient chacune un spectre toutes les 5 minutes. Elles ont produit des données pendant 139 jours en 2012, 331 jours en 2013 et 151 jours en 2014. En fonction de l'année, pour la voie *seg*, 65% à 83% des mesures étaient validées au contrôle qualité.

Les mesures produites à l'aide du nouveau protocole ont débuté progressivement à partir de juillet 2012 pour les deux voies précédemment citées, puis pour les deux voies mises en fonction ultérieurement. Les informations relatives à ces 4 voies sont répertoriées dans le tableau (Table 2.8.1) ci-dessous.

Nom de la voie	<i>sesn</i>	<i>seg</i>	<i>segs45</i>	<i>sege</i>
<b>Nature de la mesure</b>	Directe normale	Globale horizontale	Globale sud 45°	Globale est
<b>Date de mise en application du nouveau protocole</b>	21 juillet 2014		25 juillet 2014	3 novembre 2014
<b>Spectromètre utilisé</b>	USB4000	Ocean Optics USB650		
<b>Domaine spectral du spectromètre</b>	345nm – 1045nm		350 nm – 1000 nm	
<b>Domaine spectral accessible à la mesure</b>	~400 – 1000 nm			
<b>Résolution optique du spectromètre</b>	1,5 nm		2 nm	
<b>Fréquence de mesure (en mesures/min)</b>	120	293	234	234
<b>Nombre de spectres enregistrés entre le 21/07/14 et le 05/08/15</b>	243 225	251 661	245 134	190 844
<b>Volume des données enregistrées</b>	20 Go	4,3 Go	4,2 Go	3,2 Go

Table 2.8.1 : informations relatives aux acquisitions des éclairagements énergétiques spectraux sur les différentes voies, pour le deuxième protocole d'acquisition.

Les voies *sege* et *segs45* sont inclinées respectivement d'une hauteur de 0° et 45°, elles perçoivent donc une partie du rayonnement réfléchi par le sol.

Suite au contrôle qualité (cf. § 2.7) fin juillet – début août 2015, les mesures issues de la voie *sege* ont été invalidées : des réflexions spéculaires sur les couvertures métalliques des toitures produisaient des aberrations difficilement discriminables. Pour corriger les nouvelles mesures *sege*, un masque d'horizon a été ajouté en août 2015, occultant ainsi toutes les réflexions



## 2.8 Résultats des mesures spectrales

(spéculaires ou diffuses). Concernant les trois autres voies, 324 jours ont été conservés sur 332 jours de mesures pour la voie *seg* (97,5%), 297,5 sur 316,5 pour *sesn* (94%) et 324 sur 328 pour *segs45* (98,8%).

La bande passante spectrale des fibres optiques réduit le domaine spectral accessible aux mesures aux longueurs d'onde supérieures à 400 *nm*. Dans la partie analyse (cf. § 3), nous utilisons ce domaine (400 – 1000 *nm*), les écarts types nous renseignant sur la qualité des mesures sur cet intervalle. Dans le cas de l'analyse qualitative qui suit (cf. § 2.8.2), il est bon de garder ce domaine réduit en tête.

Enfin, nous définissons un seuil pour la voie *seg* de 2 000 *lx* en dessous duquel les spectres sont considérés trop bruités pour être utilisés dans une analyse, réduisant la base de données de 12%. Pour les trois autres voies, ce seuil est à définir en fonction du type d'analyse. Les incertitudes associées aux spectres restent une information importante sur la qualité de la mesure.

## 2.8.2 Exemples de comparaison des 4 voies

Les quatre voies spectrales ont produit de nombreuses données répondant aux exigences du contrôle qualité. Il est intéressant de mener une première analyse qualitative, dans le but d'observer quelques exemples de la relation entre l'orientation de la mesure et la composition spectrale observée par les instruments, pour des conditions météorologiques et des positions de soleil différentes.

Pour illustrer ces effets, nous avons choisi deux jours consécutifs, les 24 et 25 août 2015, présentant respectivement un ciel nuageux et un ciel dépourvu de nuage. La figure suivante (Fig 2.8.1) présente la variation des éclairagements lumineux globaux horizontaux (*evg*) pour ces deux jours, ainsi que les quatre instants pour lesquelles nous comparons les quatre voies.

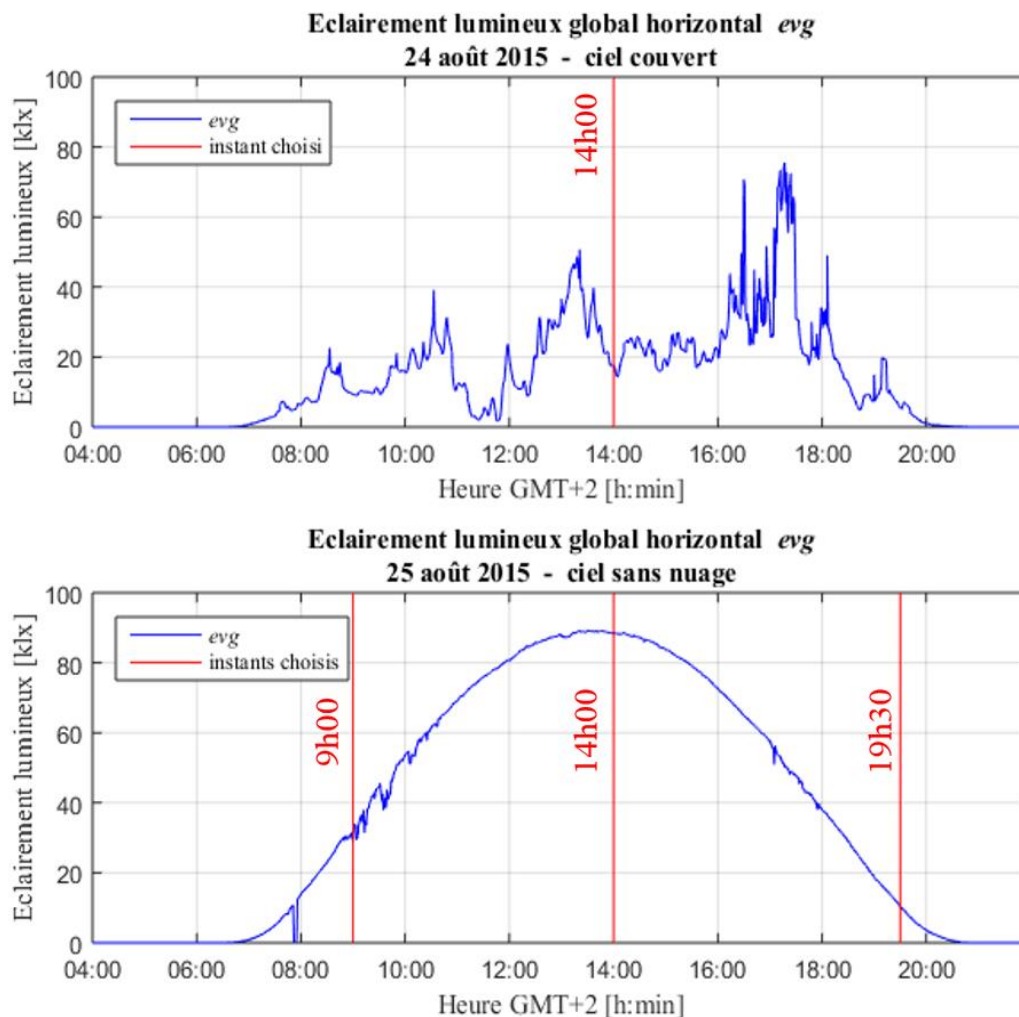


Fig 2.8.1 : éclairagements lumineux globaux horizontaux mesurés par la cellule LMT 30 FCT *evg*. En rouge, les instants choisis pour la comparaison des éclairagements énergétiques spectraux.

Dans ces comparaisons, visuelles et qualitatives, nous discutons essentiellement de la répartition spectrale globale de l'énergie. Pour chaque groupe de spectres, nous présentons une photographie grand-angle du ciel à l'instant correspondant. Ces photographies sont produites par la caméra vidéo fish-eye Kodak PixPro SP360, installée depuis le 7 mai 2015 sur la station IDMP.

## 2.8 Résultats des mesures spectrales

La première comparaison (Fig 2.8.2, Fig 2.8.3) correspond au milieu de la journée du 24 août à 14h00 (GMT+2) : la hauteur du soleil est  $55,2^\circ$ , son azimut  $187,4^\circ$  *nord* (soleil au sud) et le ciel est entièrement couvert.

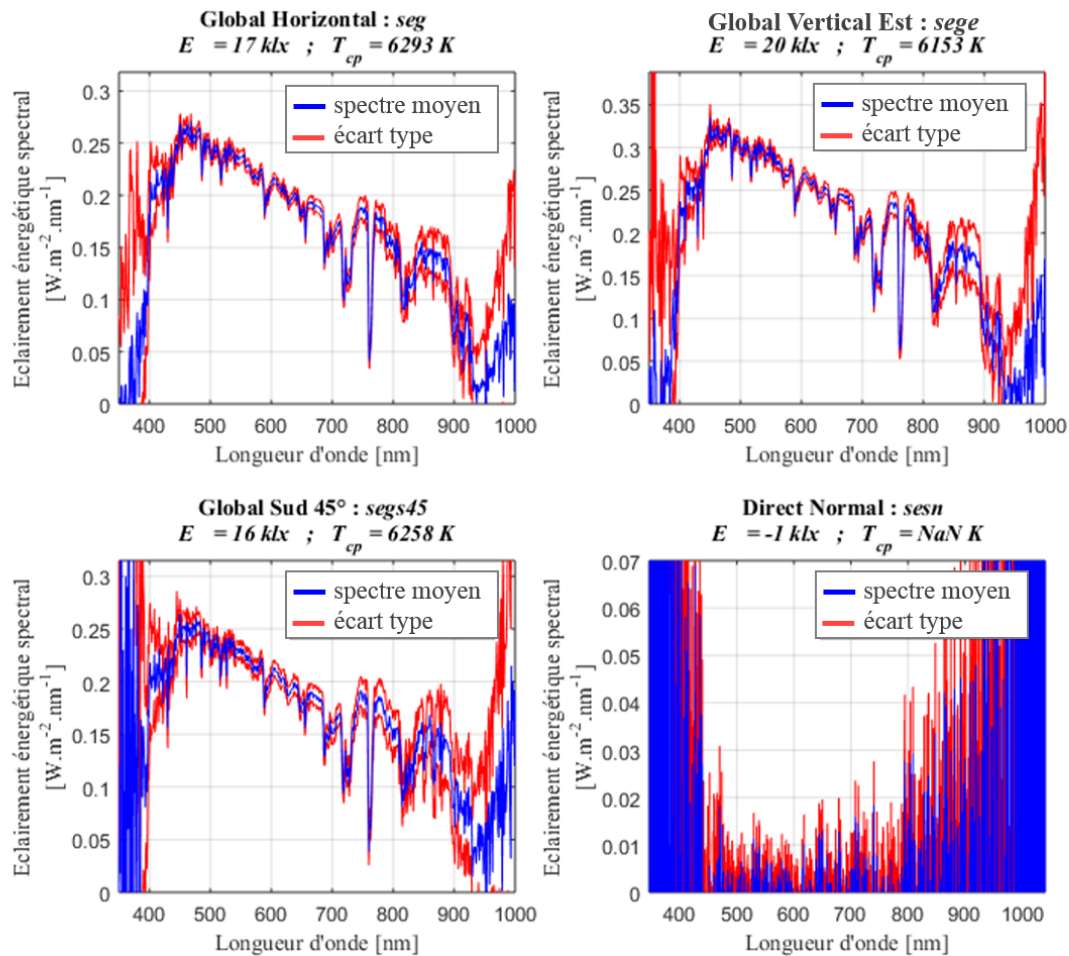


Fig 2.8.2 : comparaison des éclairements énergétiques spectraux pour 4 orientations, le 24 août 2015 à 14h00 (GMT+2), pour une hauteur de soleil de  $55,2^\circ$ , un azimut de  $187,4^\circ$  et un ciel nuageux.

Du fait de son champ de vision étroit et des faibles luminances du ciel, l'éclairement direct normal est très faible, noyé dans le bruit du capteur. Pour les trois voies globales, les compositions spectrales sont très similaires entre elles : on note une nette augmentation de l'éclairement énergétique spectral au-dessus de  $720 \text{ nm}$ . Cet effet provient probablement des multiples réflexions entre les nuages et la couverture végétale au sol. Il sera discuté plus en détail dans le chapitre suivant, dans la partie sur l'extrapolation des spectres (cf. § 3.4.5).

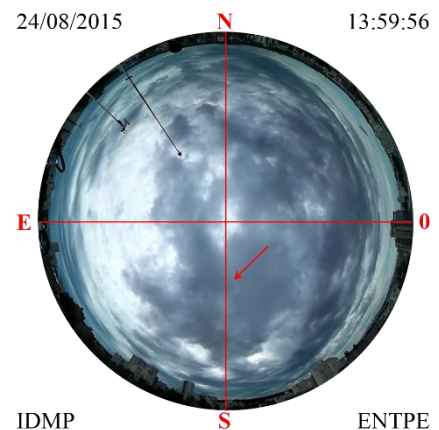


Fig 2.8.3 : image du ciel prise par la caméra de la station IDMP le 24 août 2015 à 14h. La flèche rouge indique la position du soleil.

La seconde comparaison (Fig 2.8.4, Fig 2.8.5) correspond au début de la journée du 25 août à 9h00 (GMT+2) : la hauteur du soleil est  $21,3^\circ$ , son azimut  $96,3^\circ$  nord (soleil à l'est) et le ciel est sans nuage.

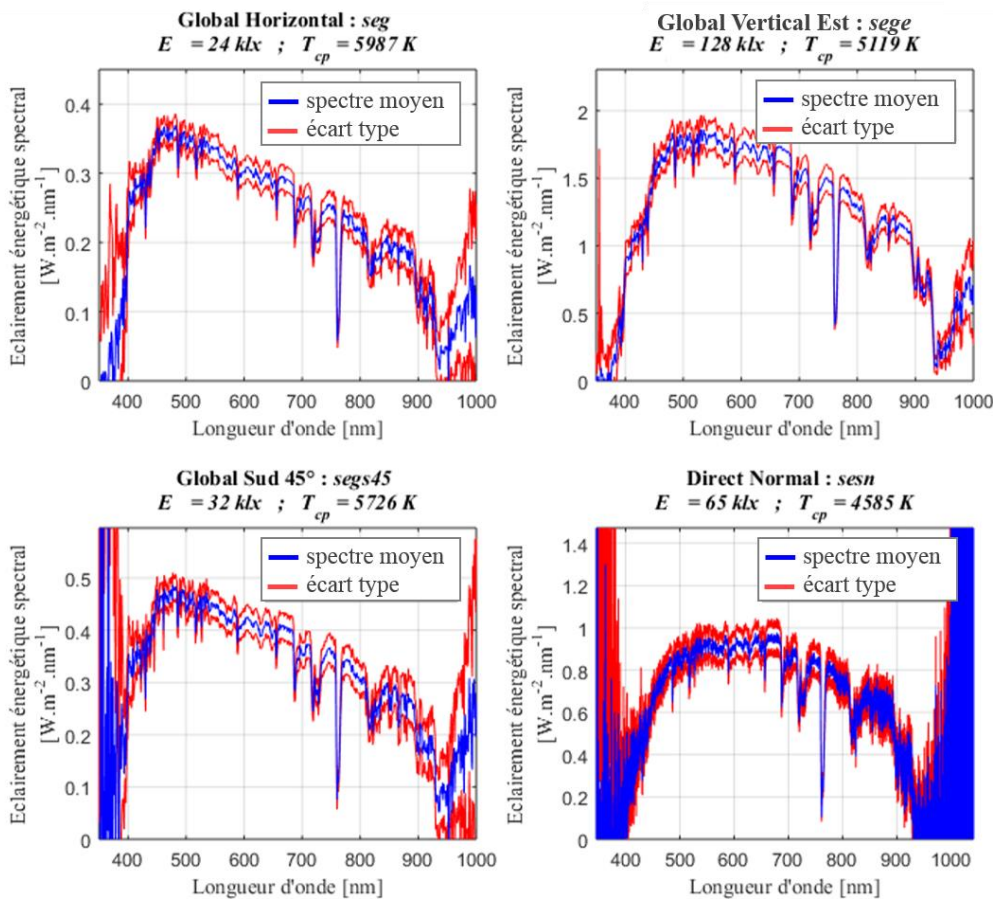


Fig 2.8.4 : comparaison des éclairagements énergétiques spectraux pour 4 orientations, le 25 août 2015 à 9h00 (GMT+2), pour une hauteur de soleil de  $21,3^\circ$ , un azimut de  $96,3^\circ$  nord et un ciel sans nuage.

A une hauteur de soleil de  $21,3^\circ$ , le rayonnement direct subit une forte perte dans les basses longueurs d'onde, par diffusion de Rayleigh. Cela explique le spectre observé par *sesn*. Les angles entre l'orientation du soleil et la normale de chaque capteur des voies globales sont :  $\cong 22^\circ$  pour *sege*,  $\cong 66^\circ$  pour *segs45* et  $\cong 71^\circ$  pour *seg*. Plus cet angle est petit, plus la proportion de rayonnement direct prend de l'importance et moins le rayonnement dans les basses longueurs d'onde est observé. La température de couleur proximale rend ici assez bien compte des distributions spectrales de l'énergie, soit respectivement :  $\cong 5\,100\text{ K}$  pour *sege*,  $\cong 5\,700\text{ K}$  pour *segs45* et  $\cong 6\,000\text{ K}$  pour *seg*. On peut également déceler une très légère inflexion vers  $600\text{ nm}$  (*seg* à comparer à la Fig 2.8.6), correspondant à une absorption plus grande par l'ozone stratosphérique (pic des bandes de Chappuis, cf. § 3.4.3), causée par le trajet optique incliné et donc plus long du rayonnement au sein de la couche d'ozone.

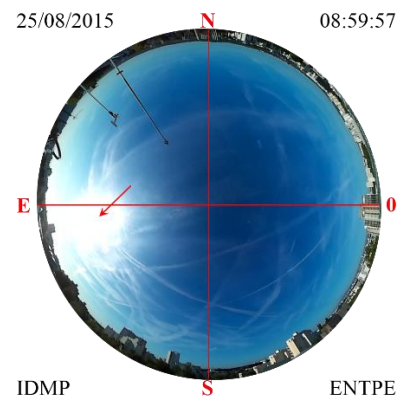


Fig 2.8.5 : image du ciel prise par la caméra de la station IDMP, le 25 août 2015 à 9h. La flèche rouge indique la position du soleil.

## 2.8 Résultats des mesures spectrales

La troisième comparaison (Fig 2.8.6, Fig 2.8.7) correspond au milieu de la journée du 25 août à 14h00 (GMT+2) (même position de soleil que pour la journée du 24 août 2015) : la hauteur du soleil est  $54,8^\circ$ , son azimut  $187,5^\circ$  *nord* (soleil au sud) et le ciel est sans nuage.

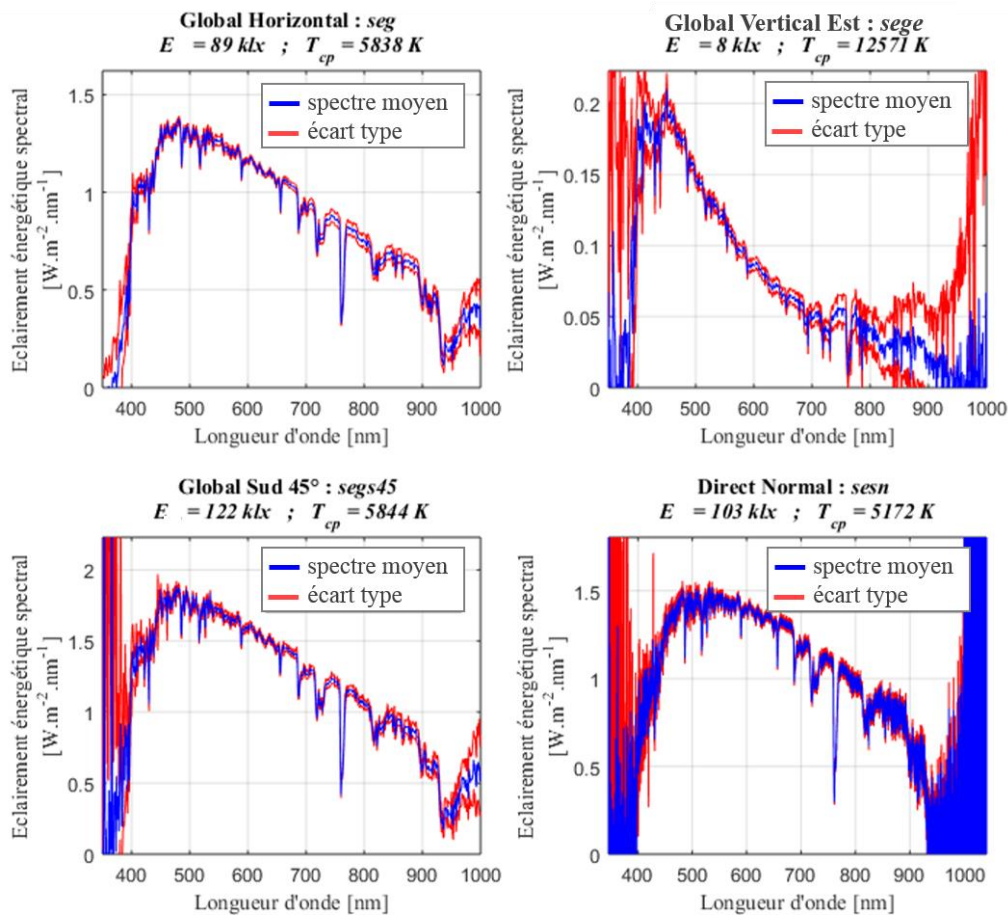


Fig 2.8.6 : comparaison des éclairements énergétiques spectraux pour 4 orientations, le 25 août 2015 à 14h00 (GMT+2), pour une hauteur de soleil de  $54,8^\circ$ , un azimut de  $187,5^\circ$  nord et un ciel sans nuage.

Avec une hauteur de soleil de  $54,8^\circ$ , le rayonnement direct subit une faible perte dans les basses longueurs d'onde par la diffusion de Rayleigh. L'absence d'inflexion vers  $600\text{ nm}$  souligne la faible absorption par l'ozone résultat d'un court trajet dans cette couche. Les voies *seg* et *segs45* ont des orientations idéales pour observer le soleil direct et le diffus : avec des angles à la normale de  $\cong 40^\circ$  pour *seg* et  $\cong 38^\circ$  pour *segs45* les compositions spectrales sont assez similaires. La voie *sege*, avec un angle entre le soleil et la normale d'environ  $90^\circ$ , n'observe que la diffusion (de Rayleigh) par le ciel, essentiellement dans les basses longueurs d'onde. Les éclairements spectraux directs normaux (*sesn*) subissent un minimum d'absorption, en particulier dans les basses longueurs d'onde. Cela a pour effet d'augmenter, quasiment au maximum pour cette voie, la température de couleur proximale ( $T_{cp} \cong 5\,200\text{ K}$ ).

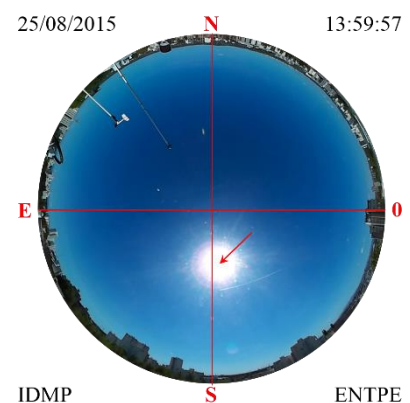


Fig 2.8.7 : image du ciel prise par la caméra de la station IDMP, le 25 août 2015 à 14h. La flèche rouge indique la position du soleil.

La quatrième et dernière comparaison (Fig 2.8.8, Fig 2.8.9) correspond à la fin de journée du 25 août à 19h30 (GMT+2) : la hauteur du soleil est  $9,9^\circ$ , son azimut  $275,3^\circ$  nord (soleil à l'ouest) et le ciel est sans nuage.

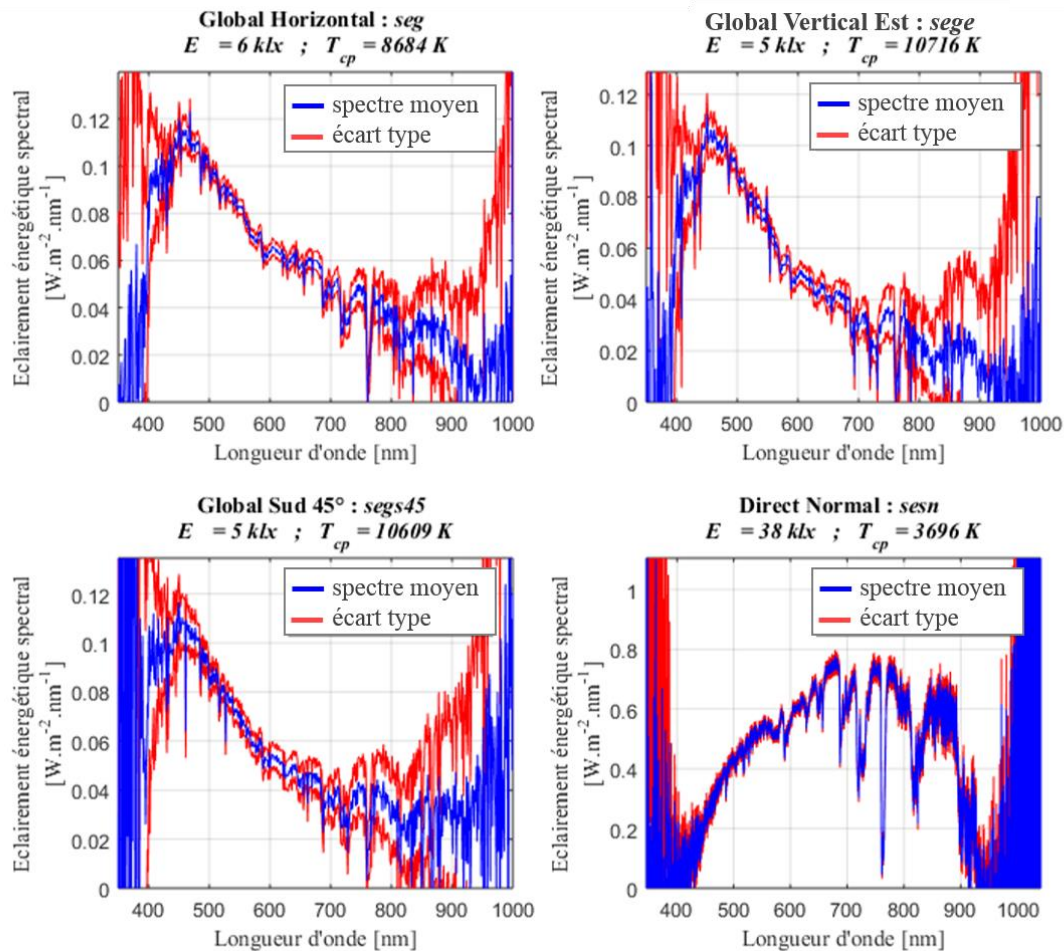


Fig 2.8.8 : comparaison des éclairements énergétiques spectraux pour 4 orientations, le 25 août 2015 à 19h30 (GMT+2), pour une hauteur de soleil de  $9,9^\circ$ , un azimut de  $275,3^\circ$  nord et un ciel sans nuage.

Avec une hauteur de soleil de  $9,9^\circ$  le rayonnement direct subit une très forte perte dans les basses longueurs d'onde par diffusion de Rayleigh ce qui explique le spectre observé par *sesn*. Les angles entre l'orientation du soleil et la normale de chaque capteur des voies globales sont :  $\cong 78^\circ$  pour *seg*,  $\cong 83^\circ$  pour *segs45* et  $\cong 170^\circ$  pour *sege*. Les voies *segs45* et *sege* sont respectivement quasiment et totalement aveugles au rayonnement direct du soleil, elles n'observent que le rayonnement à forte composante bleue diffusé par l'atmosphère (diffusion de Rayleigh). Enfin, la voie *seg* perçoit une très faible fraction de rayonnement direct et ajoute par rapport aux voies *sege* et *segs45* une légère composante rouge. La position très basse du soleil impose un long trajet optique dans la couche d'ozone ce qui se traduit par la forte inflexion à  $600 \text{ nm}$ .

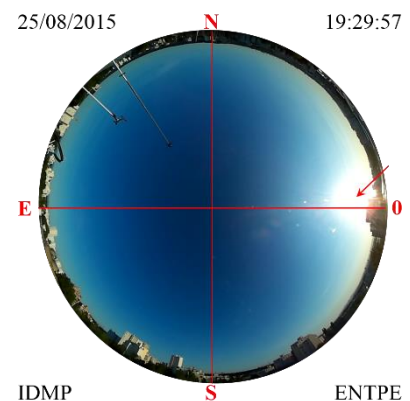


Fig 2.8.9 : image du ciel prise par la caméra de la station IDMP, le 25 août 2015 à 19h30. La flèche rouge indique la position du soleil.

## 2.8 Résultats des mesures spectrales

Dans ce premier chapitre nous avons présenté la mise en place des systèmes d'acquisition et l'étalonnage des instruments. Ce travail nous a permis la production, sur une année, d'une vaste base de données d'éclairements énergétiques spectraux ( $> 700\,000$  spectres). Le chapitre suivant présente une analyse de cette base de données. Nous nous concentrons sur les mesures issues du second protocole, dont les incertitudes sont définies, et plus particulièrement sur la voie *seg* dont l'orientation, globale horizontale, est la plus courante pour les mesures d'éclairements (énergétiques, spectraux, UV, lumineux, etc.). Ainsi, le chapitre suivant, après une introduction de l'analyse (cf. § 3.1), décrit la constitution d'un échantillon *seg* et sa représentativité du climat local (cf. § 3.2), la compression de cet échantillon pour en faciliter l'analyse statistique (cf. § 3.3), et son extrapolation spectrale pour couvrir les domaines d'intérêts tels l'énergie ou la santé (cf. § 3.4). Puis, une analyse en composantes principales de l'échantillon permettra une simplification de représentation des spectres de la lumière naturelle (cf. § 3.5). Enfin, nous étudierons la relation entre ces spectres et les paramètres environnementaux et chromatiques associés (cf. § 3.6).







## 3 Analyse des mesures spectrales

Dans le chapitre précédent, nous avons développé un système de mesure des éclairements énergétiques spectraux sur plusieurs plans, puis constitué une base de données de mesures spectrales dont le domaine de qualité a été défini ( $\geq 2000 \text{ lx}$  et  $\geq 400 \text{ nm}$ ). Cette base de données, en août 2015, riche de plus d'un an de mesures au pas d'une minute, permet le développement de modèles ainsi qu'une étude statistique des éclairements énergétiques spectraux pour le climat de Vaulx-en-Velin (Lyon, France).

Dans ce chapitre, après la présentation de notre démarche (cf. § 3.1), nous définissons un échantillon de travail représentatif du climat local constitué à partir des mesures d'éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux (*seg*) (cf. § 3.2). Cette masse de données importante est ensuite compressée pour en faciliter le traitement (cf. § 3.3). Le domaine spectral de 400-1000 nm étant trop réduit pour couvrir les applications telles le bâtiment ou l'énergie, les spectres subissent une extrapolation dans l'ultraviolet et le proche infrarouge (cf. § 3.4) par ajustement d'un modèle de transferts radiatifs (SMARTS2). Enfin, l'analyse statistique de ce groupe de spectres permet, dans un premier temps, la constitution de spectres de référence comme base d'un modèle statistique (cf. § 3.5), puis, dans un second temps, d'établir des liens entre les spectres de la lumière naturelle et plusieurs paramètres colorimétriques et environnementaux (cf. § 3.6) du climat local.

### 3.1 Introduction

Nous réalisons ici l'analyse des spectres mesurés, dans le but d'établir un modèle liant les spectres d'éclairements énergétiques d'un ciel à un ou des paramètres  $p$ . Ce ou ces paramètres pourront être colorimétriques (coordonnées RGB, température de couleur proximale, ...) ou physiques (composition atmosphérique, trouble lumineux, ...). Cette modélisation des spectres  $S(\lambda)$  se fait par combinaison linéaire de  $N$  spectres propres  $S_n(\lambda)$  pondérés par leur coefficient scalaire  $M_n$ , eux-mêmes déterminés par un ou plusieurs des paramètres  $p$  :

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) + \sum_{n=1}^N M_n(p) S_n(\lambda) \quad (3.1.1)$$

Où  $S_0(\lambda)$  est le spectre moyen, constant, de cette combinaison linéaire. Le nombre optimal  $N$  de spectres propres utilisés, dans l'idéal faible (deux ou trois), est discuté dans ce chapitre (cf. § 3.5.2.6).

La première étape de notre travail consiste à générer la base de vecteurs propres  $S_n(\lambda)$  la plus adaptée à représenter l'ensemble des spectres de la lumière naturelle, à l'aide de notre échantillon de spectres mesurés. Enfin, il faudra étudier des coefficients scalaires  $M_n$  obtenus grâce à notre échantillon afin d'en déterminer le lien avec les paramètres  $p$ .

### 3.1.1 Le modèle de Judd, MacAdam et Wyszecki

Une démarche similaire et qui fait maintenant référence, a été publiée en 1964 par Judd, MacAdam et Wyszecki [Judd 1964]. Elle a donné naissance au modèle des illuminants séries D de la lumière naturelle de la CIE [CIE 2004]. Dans une thèse de doctorat de l'ENTPE, la méthodologie de Judd et al. a également été reprise par Chain [Chain 2004] à partir de ses spectres directionnels de la lumière naturelle. Ce modèle a été construit sur une recherche de vecteurs caractéristiques de 622 spectres de lumière naturelle adaptée de Simonds [Morris 1954] [Simonds 1963]. A partir de cet échantillon de spectres, cette analyse a permis la production de trois spectres représentatifs : un constant et deux spectres propres. Ces trois spectres permettent la modélisation par combinaison linéaire des spectres de la lumière naturelle.

L'échantillon générateur utilisé se composait ainsi :

<b>Echantillon générateur 1964</b>	<b>H. R. Condit</b>	<b>S. T. Henderson</b>	<b>H. W. Budde</b>
<b>Lieu</b>	Rochester, NY, USA 43° 09' N - 77° 36' W	Enfield, EN 51° 39' N - 0° 5' W	Ottawa, CA 45° 25' N - 75° 41' W
<b>Nombre de spectres</b>	249	274	99
<b>Domaine spectral</b>	330-700 nm	300-780 nm	300-720 nm
<b>Résolution spectrale</b>	1 à 3nm	1,5 nm	1 à 7nm
<b>Temps d'échantillonnage</b>	1min	10min	inconnu

Table 3.1.1 : origines et caractéristiques des échantillons de spectres utilisés par Judd *et al.* dans leur ACP.

Ces trois groupes ont permis la production d'un échantillon de 622 spectres normalisés à  $100 W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}$  à  $560 nm$ , de résolution spectrale 10 nm et de domaine spectral 330 à 700 nm. La justification de la normalisation à 560 nm n'est pas explicitement donnée dans la publication [Judd 1964] mais on remarque que dans le processus d'acquisition employé par Budde *et al.*, les spectres sont systématiquement normalisés à 560 nm dans le but de s'affranchir des fluctuations du rayonnement dans le temps. Nous discuterons ce choix de normalisation dans deux contextes différents : le partitionnement de notre échantillon de spectres (cf. § 3.3.1) et l'analyse en composantes principales de ces partitions (cf. § 3.5.2.6).

L'analyse de Judd *et al.* montre que les spectres peuvent être approximés de façon satisfaisante en utilisant leur moyenne  $S_0(\lambda)$  et deux spectres propres principaux  $S_1(\lambda)$  et  $S_2(\lambda)$  :

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) + M_1(T_{cp})S_1(\lambda) + M_2(T_{cp})S_2(\lambda) \quad (3.1.2)$$

Où les coefficients scalaire  $M_1$  et  $M_2$  dépendent de la température de couleur proximale du rayonnement,  $T_{cp}$ .

Dans la même publication, le domaine a été étendu de 300 à 830 nm pour les spectres propres  $S_1(\lambda)$  et  $S_2(\lambda)$ , en se basant sur les données d'absorption atmosphériques par l'ozone et l'eau [Moon 1940]. L'extrapolation est discutée en détail plus loin dans ce chapitre (cf. § 3.4).

Ce modèle est présenté de nos jours avec une résolution de 5 nm, obtenue par interpolation linéaire [CIE 2004] (des interpolations différentes ont également été proposées [CIE 2013]). Il constitue le modèle des illuminants de la série D (pour *Daylight*) de la CIE [CIE 2004].

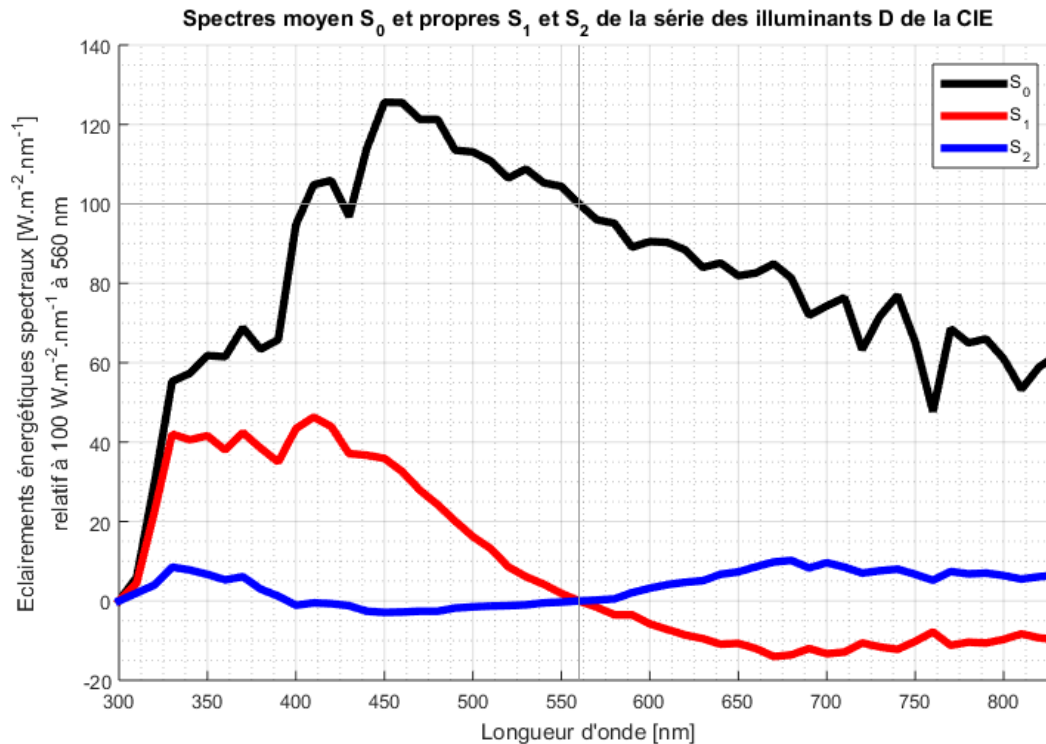


Fig 3.1.1 : le spectre moyen et les deux spectres propres des illuminants séries D de la CIE utilisés pour modéliser les spectres de la lumière naturelle. Ces spectres sont tabulés dans le document « Colorimetry » de la CIE [CIE-15 2004].

Judd *et al.* ont tout d'abord établi le lien entre les valeurs propres  $M_1$  et  $M_2$  et les coordonnées chromatiques  $x$  et  $y$ , notées  $x_d$  et  $y_d$  pour la lumière naturelle :

$$M_1 = \frac{-1,3515 - 1,7703x_d + 5,9114y_d}{0,0241 + 0,2562x_d - 0,7341y_d} \quad (3.1.3)$$

$$M_2 = \frac{0,0300 - 31,4424x_d + 30,0717y_d}{0,0241 + 0,2562x_d - 0,7341y_d} \quad (3.1.4)$$

Cela permet finalement la modélisation du spectre d'éclairissement naturel (normalisé à 560 nm) à partir de la température de couleur proximale  $T_{cp}$  [CIE 2004]:

$$\begin{aligned} x_d &= 0,244063 + 0,09911 \frac{10^3}{T_{cp}} + 2,9678 \frac{10^6}{T_{cp}^2} - 4,6070 \frac{10^9}{T_{cp}^3} & 4000K \leq T_{cp} \leq 7000K \\ x_d &= 0,237040 + 0,24748 \frac{10^3}{T_{cp}} + 1,9018 \frac{10^6}{T_{cp}^2} - 2,9018 \frac{10^9}{T_{cp}^3} & 7000K < T_{cp} \leq 25000K \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

$$y_d = -3,000x_d^2 + 2,870x_d - 0,275 \quad (3.1.6)$$

Ce modèle à l'avantage d'obtenir, à partir d'un unique paramètre, la température de couleur proximale, une assez bonne estimation du spectre de la lumière naturelle [Chain 2004].

#### 3.1.2 Démarche de l'analyse

L'analyse réalisée pendant cette thèse est assez semblable à celle de Judd *et al.* Elle tire profit des progrès technologiques réalisés depuis 1964, telles que l'acquisition de mesures spectrales avec des spectromètres plus rapides, plus précis et couvrant un domaine spectral plus étendu ; les capacités des systèmes de stockage nous permettant de conserver facilement plus de 40Go/an de données ; ou encore la puissance des ordinateurs individuels actuels permettant d'analyser les données en un temps raisonnable (quelques jours dans notre cas).

En plus de tirer parti des progrès technologiques, notre analyse prend en compte de nombreux paramètres : non seulement des paramètres colorimétriques (coordonnées chromatiques, températures de couleurs proximales) mais aussi des paramètres météorologiques (couverture nuageuse,...) de qualité de l'air (taux de PM10 -particules en suspension de diamètre inférieur à 10  $\mu m$ ,...) ou encore de géométrie solaire (position du soleil).

Notre démarche d'analyse se déroule ainsi :

- A partir d'une année de mesures à un taux d'échantillonnage d'une minute, nous sélectionnons un échantillon représentatif du climat local. Cette représentativité est jugée par comparaison entre l'année de mesure et cinq années de référence. Nous sélectionnons dans le même temps un échantillon de contrôle, qui servira pour la vérification de nos modélisations. Cette analyse étant assez conséquente, seules les mesures de la chaîne seg, dont les données sont les plus abondantes et l'orientation la plus courante en mesure de rayonnement (globale horizontale), seront utilisées.
- Afin de simplifier l'analyse et de la rendre accessible aux calculs numériques, les spectres constituant l'échantillon sont agrégés par ressemblance dans des partitions. Nous calculons alors le spectre moyen (appelé centroïde) de chaque partition auquel nous associons un poids dépendant de la taille de la partition.
- Pour que nos résultats puissent être exploitables dans des domaines d'applications variés tels la santé, le bâtiment ou encore l'énergie, les centroïdes obtenus entre 350 et 1000 nm, subissent une extrapolation dans l'ultraviolet et le proche infrarouge grâce un modèle de transfert radiatif.
- A partir de l'ensemble des nouveaux centroïdes étendus, on détermine un groupe de spectres propres via une analyse en composantes principales (ACP). Ainsi, chaque spectre de la lumière naturelle peut être représenté par une combinaison linéaire de ces spectres propres.
- On analyse les relations entre les valeurs propres et les paramètres colorimétriques et environnementaux, afin de déterminer les relations permettant la meilleure représentation des spectres de la lumière naturelle.

## 3.2 Echantillons de travail

### 3.2.1 Constitution des échantillons

Nous souhaitons sélectionner un échantillon qui permette une représentation la plus fidèle possible des conditions météorologiques annuelles du lieu de mesure, en prenant en compte leur fréquence d'occurrence pour donner un poids plus important aux spectres les plus courants. Pour s'assurer de la représentativité de nos mesures, la seule règle à respecter est d'échantillonner le plus uniformément possible dans le temps. Nous couvrons, en août 2015, 1 an de mesures spectrales, entrecoupées de quelques pauses dans l'acquisition (étalonnages, entretiens, ...). Ces pauses rendent la distribution temporelle des mesures moins uniforme, il faut donc échantillonner en conséquence pour éviter une sous-représentation d'une période et donc du climat associé à cette période.

Pour réaliser cet échantillonnage, nous avons sélectionné le même nombre de jours complets de mesures pour chaque mois de l'année. De cette manière, les orientations (azimut et hauteur) du soleil ne risquent pas d'être surreprésentées avec un sur-échantillonnage d'un moment particulier de la journée. Le temps de mesure couvert par chaque mois est différent mais ce déséquilibre apparent est représentatif de la réalité avec des jours plus longs en été et plus courts en hiver. Le tableau suivant (Table 3.2.1-Fig 3.2.1) montre que, sur l'ensemble de la base de données *seg* (cf. Table 2.8.1), nous utilisons 18 jours par mois (vert foncé) pour constituer l'échantillon générateur, soit 216 jours : environ 69% des jours complets et couvre environ 59% de l'année d'août 2014 à juillet 2015. Les journées complètes de mesures restantes constituent l'échantillon de contrôle, soient 98 jours.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31		
08																																	
09																																	
10																																	
11																																	
12																																	
01																																	
02																																	
03																																	
04																																	
05																																	
06																																	
07																																	







	Journée supprimée (buée, autre défaut)
	Journée partiellement supprimée (occultation)
	Absence de mesure (maintenance, panne, étalonnage)
	Absence partielle de mesure (maintenance, panne, étalonnage)
	Journée complète gardée pour l'échantillon de contrôle
	Journée complète sélectionnée pour l'échantillon générateur

Table 3.2.1 : Récapitulatif du journal des mesures d'éclairéments spectraux globaux horizontaux (*seg*) pour la constitution des échantillons générateur et de contrôle. Chaque ligne représente un mois de mesure, avec le détail des jours en colonne.

### 3.2 Echantillons de travail

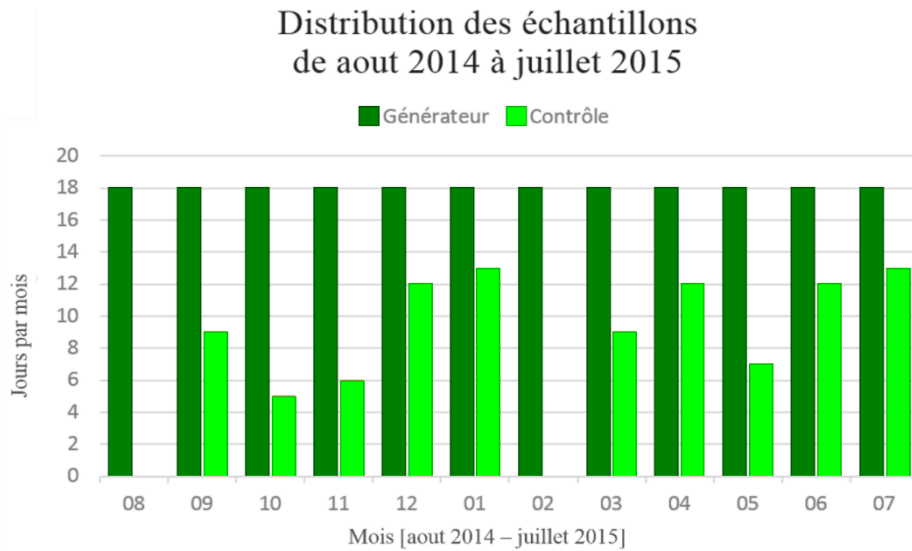


Fig 3.2.1 : Distribution mensuelle en nombre de jours de l'échantillon générateur (en vert foncé) et de celui de contrôle (en vert clair).

L'une des contraintes principales consiste à conserver les signaux ayant un rapport signal sur bruit (SNR) suffisant. Nous avons vu au chapitre précédent (cf. § 2.6.2) que l'erreur augmentait fortement avec la diminution de l'éclairement lumineux. Un SNR trop bas inclurait dans l'analyse une trop forte représentation du bruit de mesure. Nous avons donc fait le choix d'exclure les valeurs en dessous d'un certain seuil (2000 lx) et de produire une analyse, puis un modèle, dont le domaine de validité est un peu plus restreint mais clairement défini, plutôt qu'un domaine en éclairement élargi mais incluant une erreur difficilement quantifiable.

Evidemment, ce choix va perturber la représentativité du climat : les moments les moins ensoleillés (premières et dernières heures du jour, mois d'hiver ou faible hauteur de soleil) seront sous-représentés en comparaison avec le reste des données. Dans les jours complets retenus, 10,1 % des éclairagements lumineux globaux horizontaux sont inférieurs au seuil de 2000 lx défini par la mesure *avg*, les spectres correspondants sont donc exclus de l'échantillon générateur. Ceci n'est pas un problème majeur dès lors que le domaine de validité de l'analyse et du modèle en résultant est clairement identifié.

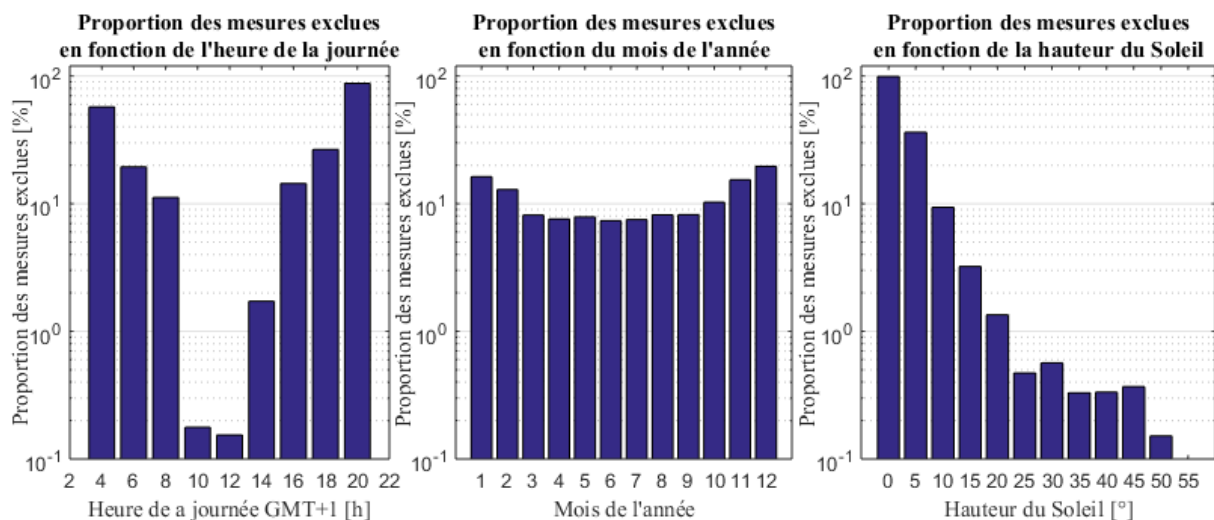


Fig 3.2.2 : proportion des mesures exclues car correspondant à des éclairagements lumineux globaux horizontaux inférieurs au seuil limite de 2000 lx. Les proportions sont représentée en fonction de : l'heure de la journée (à gauche), des mois de l'année (au centre) et de la hauteur du soleil (à droite).

Le tableau récapitulatif suivant présente une comparaison entre l'échantillon générateur de l'étude de Judd *et al.* et celui issu de notre étude :

	<b>Tourasse, Dumortier</b>	<b>Judd, MacAdam et Wyszecki</b>
<b>Période de mesure</b>	août 2014 – juillet 2015	60's
<b>Lieu</b>	Vaulx-en-Velin, FR 45° 46' N - 4° 55' E	Rochester, NY, USA Enfield, EN Ottawa, CA
<b>Nombre de spectres</b>	140 396 (seg)	622
<b>Domaine spectral</b>	400-1000 nm	330-700 nm
<b>Résolution spectrale</b>	1 nm (numérique) 2 nm (optique)	10 nm
<b>Fréquence d'acquisition</b>	1 min (temps d'intégration)	1 à 10 min (vitesse de scan)

Table 3.2.2 : comparaison des échantillons générateurs de notre étude et de celle de Judd *et al.*, 1964.

### 3.2.2 Paramètres supplémentaires & Représentativité de l'échantillon

En 1964, Judd *et al.* ont présenté la relation entre les valeurs propres des spectres et leurs coordonnées chromatiques  $x_d$  et  $y_d$  (cf. § 3.1.1). Puis, par cet intermédiaire, ils ont élargi la relation à la température de couleur proximale  $T_{cp}$ . Dans cette analyse, nous allons affiner ce modèle et étendre le principe de leur travail à de nouveaux paramètres afin d'établir une relation avec les valeurs propres des spectres. L'objectif est de trouver les paramètres les plus représentatifs pour décrire un spectre de la lumière naturelle.

Ces paramètres peuvent être séparés en deux familles :

- ceux calculés à partir des spectres, comme l'ensemble des paramètres colorimétriques,
- ceux obtenus sans aucune connaissance des spectres, comme les paramètres environnementaux,

En plus de l'étude des relations entre ces paramètres et les spectres de la lumière naturelle (cf. § 3.6), un intérêt notable des paramètres environnementaux est que leur étude sur le long terme nous permet de juger la capacité de notre échantillon générateur à représenter les tendances du climat local.



## 3.2 Echantillons de travail

### 3.2.2.1 Les paramètres colorimétriques

5 paramètres colorimétriques sont calculés à partir d'une intégration pondérée des éclairagements énergétiques spectraux  $I(\lambda)$  issus de l'échantillon générateur associé à la chaîne de mesure *seg*.

Paramètres colorimétriques	Coordonnées chromatiques	Coordonnées chromatiques	Température de couleur proximale
paramètres	$x$ et $y$	$u'$ et $v'$	$T_{cp}$

Table 3.2.3 : Récapitulatif des paramètres colorimétriques utilisés.

Ces paramètres sont tous calculés à partir des coordonnées trichromatiques XYZ du système CIE XYZ [CIE 2004]. Il faut donc d'abord calculer ces coordonnées obtenues par intégration des éclairagements énergétiques spectraux  $I(\lambda)$  pondérés par les fonctions de sensibilité spectrale  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$  et  $\bar{z}(\lambda)$  analogues aux sensibilités des cônes LMS de l'œil humain.

$$X = \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \bar{x}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (3.2.1)$$

$$Y = \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \bar{y}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (3.2.2)$$

$$Z = \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} \bar{z}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (3.2.3)$$

Ensuite, les paramètres colorimétriques sont calculés à partir des équations suivantes :

- Coordonnées chromatiques  $xy$  du système colorimétrique CIE xyY 1931 [CIE 2004], couramment utilisées dans la littérature :

$$x = \frac{X}{X + Y + Z} \quad (3.2.4)$$

$$y = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad (3.2.5)$$

- Coordonnées chromatiques  $u'v'$  du système CIE U'V'W' 1976 [CIE 2004], représentant plus fidèlement (que CIE xyY 1931) les écarts entre les couleurs perçues par la vision humaine :

$$u' = \frac{4x}{-2x + 12y + 3} \quad (3.2.6)$$

$$v' = \frac{9y}{-2x + 12y + 3} \quad (3.2.7)$$

- Température de couleur  $T_{cp}$ . Celle-ci est obtenue à partir des coordonnées  $u'v'$  et des tabulations de Robertson [Robertson 1968]. Cette méthode permet une estimation précise et rapide (ce qui est important pour un grand nombre de spectres) de températures de couleurs allant de 1670 K à 40 000 K.

### 3.2.2.2 Les paramètres environnementaux

Les paramètres environnementaux nous renseignent sur le type d'atmosphère, la répartition du rayonnement ou encore sur les caractéristiques astronomiques au moment de la mesure des spectres. Ils sont obtenus de façon totalement indépendante de la mesure du spectre.

Dans cette étude, nous cherchons à exploiter au maximum toute information environnementale disponible :

- les éphémérides fournies par le calculateur en ligne HORIZONS du Jet Propulsion Laboratory (JPL- NASA) [Web Horizons] qui caractérisent la géométrie solaire,
- les mesures non spectrales du rayonnement (éclaircissements énergétiques ou lumineux) fournies par la station IDMP de l'ENTPE,
- les indices de clarté et de luminosité du ciel développés par Richard Perez pour catégoriser les ciels dans ses modèles [Perez 1993],
- la composition en principaux polluants, grâce aux mesures de l'association pour la qualité de l'air Air Rhône-Alpes,
- la météorologie (*e.g.* température, pression atmosphérique), avec les mesures locales au sol du site météo France SYNOP.

Nous pourrions ainsi étudier l'influence de chacun de ces paramètres sur la composition spectrale du rayonnement.

Leur analyse permet d'évaluer leur *disponibilité*, nécessaire à leur association avec l'échantillon générateur. De plus, si les relations paramètres/compositions spectrales que nous établirons permettent une modélisation convenable du spectre, une large disponibilité serait nécessaire à l'estimation du rayonnement spectral sur le long terme. La disponibilité est définie par le nombre de mesures effectives du paramètre sur le nombre d'instant de mesures.

Les paramètres ayant une disponibilité suffisante permettent aussi l'étude de la *représentativité* du climat local par l'échantillon générateur. Pour cela, nous comparons pour chaque paramètre sa distribution pendant la période de l'échantillon générateur (août 2014-juillet 2015) et sa distribution sur une période de référence de 5 ans de 2009 à 2013 (Fig 3.2.3). La représentativité est définie par le coefficient de corrélation entre les distributions de l'échantillon générateur et celles de la période de référence (à droite Fig 3.2.3). On contrôle également le mois le moins représentatif de l'échantillon, au coefficient de corrélation le plus faible, et le mois le plus représentatif, au coefficient de corrélation le plus fort.

### 3.2 Echantillons de travail

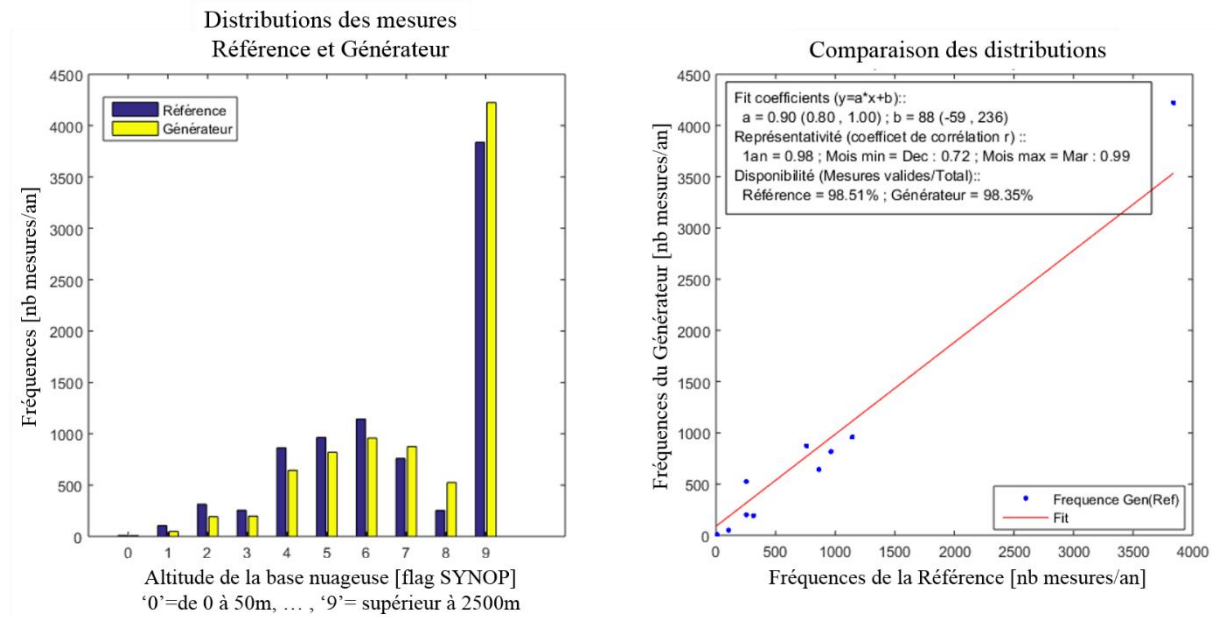


Fig 3.2.3 : Données SYNOP : altitude de la base des nuages. A gauche, les distributions normalisées sur 1an de l'échantillon de référence (bleu) et de l'échantillon générateur (jaune). A droite, la comparaison des fréquences des deux distributions et régression linéaire. 5 coefficients sont présentés : corrélations des distributions sur l'année, sur le mois le moins représentatif et sur le mois le plus représentatif, ainsi que les disponibilités des données pour la référence et l'échantillon générateur.

13 coefficients de corrélation sont calculés pour chaque paramètre : le premier représente la corrélation annuelle et les 12 restants correspondent à chaque mois de l'année. Certains paramètres ont dû être écartés de l'analyse car ils sont trop faiblement disponibles, c'est le cas de la couverture neigeuse ou de la caractérisation des nuages (cumulus, etc.) à différentes altitudes.

On présente dans les sections suivantes quatre tableaux (Table 3.2.4, Table 3.2.5, Table 3.2.7, Table 3.2.6) contenant les coefficients de corrélation : de l'année, du mois le plus représentatif et le moins représentatif, ainsi que les taux de disponibilité des mesures pour l'échantillon de référence et l'échantillon générateur.

#### 3.2.2.2.1 Ephémérides calculées, JPL Horizons

Les données des éphémérides permettent d'étudier les relations possibles entre le spectre de la lumière naturelle et la position relative du Soleil et de la Terre : la hauteur du soleil influe sur l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée par le soleil, son azimut peut jouer un rôle sur le rayonnement solaire réfléchi par les surfaces terrestres de natures différentes autour du site de mesure (rurales à l'est et urbaines à l'ouest).

Ces données sont produites à la minute par le logiciel HORIZONS du Jet Propulsion Laboratory (JPL- NASA) [Web Horizons]. D'une grande précision, elles sont apparentes et réfractées, ce qui signifie :

- Apparentes : elles prennent en compte les facteurs qui varient, tels que la position apparente du soleil par rapport aux étoiles et par rapport au référentiel galiléen, le temps de parcours de la lumière ou encore la déflexion de la lumière. Une dernière correction est apportée par la prise en compte de la précession et la nutation de la Terre.
- Réfractées (identifiées (r) dans le tableau ci-dessous) : une correction approximative des effets de réfraction par une atmosphère standard [Saemundsson 1986, Meeus 1991] est

appliquée. Cet effet est notable sur les très faibles hauteurs du soleil (erreur de 36 minutes d'arc à l'horizon) [Meeus 1969].

Les éphémérides ne dépendent pas du climat terrestre, ce qui rend leurs variations très similaires d'une année à l'autre. Ainsi, leur analyse permet de définir la qualité maximale théorique de représentativité de l'échantillonnage. Elle révèle l'effet de la périodicité des paramètres sur cette qualité.

7 paramètres sont retenus pour les éphémérides et présentés dans le tableau suivant (Table 3.2.4) :

Paramètres Ephémérides HORIZONS JPL	Représentativité de l'échantillon générateur			Disponibilité des mesures	
	Annuel	Mensuel min	Mensuel max	Référence	Générateur
<b>ascension droite</b>	0,64	Février : 0,80	Mars : 1,00	100,00%	100,00%
<b>déclinaison</b>	0,95	Février : 0,82	Juin : 1,00	100,00%	100,00%
<b>azimut (r)</b>	1,00	Février : 1,00	Juin : 1,00	100,00%	100,00%
<b>hauteur (r)</b>	1,00	Février : 0,97	Juin : 1,00	100,00%	100,00%
<b>masse d'air (r)</b>	1,00	Novembre : 1,00	Juin : 1,00	100,00%	100,00%
<b>diamètre angulaire du Soleil</b>	0,94	Février : 0,78	Juillet : 1,00	100,00%	100,00%
<b>heure solaire locale</b>	1,00	Septembre : 1,00	Décembre : 1,00	100,00%	100,00%

Table 3.2.4 : Paramètres des éphémérides avec 3 coefficients de corrélation (annuel, pire mensuel et meilleur mensuel) et 2 coefficients de disponibilité (nombre de mesures valides/nombre d'instant de mesure) pour l'échantillon de référence et l'échantillon générateur

La faible corrélation de certains paramètres s'explique par leur périodicité annuelle : un mauvais échantillonnage sur un mois rend l'ensemble de leur distribution bien moins représentative. L'effet est flagrant avec la comparaison des paramètres ayant pour période 1 an (ascension droite, déclinaison, diamètre angulaire du soleil) et ceux de périodicité journalière (azimut, hauteur du soleil, masse d'air optique, heure solaire locale). La corrélation pour le mois de février est minimale, ce qui correspond justement (Table 3.2.1) au mois ayant l'échantillonnage le moins régulier avec une absence de mesures de 8 jours consécutifs.

#### 3.2.2.2.2 Paramètres de rayonnement et météorologiques IDMP

Ces mesures regroupent les éclairagements énergétiques, ultraviolet et lumineux de la station IDMP, soit les 6 instruments ayant une orientation identique (horizontale) à la chaîne de mesure spectrale *seg*. Mesures auxquelles sont ajoutées la température et l'humidité enregistrées sur la station IDMP. L'intervalle de mesure est d'une minute.

8 paramètres sont retenus pour les données de la station IDMP et présentés dans le tableau suivant (Table 3.2.5) :

### 3.2 Echantillons de travail

Paramètres Radiatifs IDMP	Représentativité de l'échantillon générateur			Disponibilité des mesures	
	Annuel	Mensuel min	Mensuel max	Référence	Générateur
<b>evg</b>	1,00	Aout : 0,95	Octobre : 0,99	98,43%	99,15%
<b>evd</b>	0,99	Aout : 0,85	Novembre : 0,99	94,88%	92,06%
<b>eeg</b>	1,00	Aout : 0,94	Octobre : 0,99	98,46%	99,09%
<b>eed</b>	1,00	Avril : 0,84	Novembre : 1,00	98,30%	98,79%
<b>humidité relative</b>	0,86	Juillet : 0,64	Janvier : 0,89	100,00%	100,00%
<b>uva</b>	0,97	Avril : 0,90	Janvier : 0,98	99,86%	100,00%
<b>uvb</b>	0,99	Mars : 0,94	Décembre : 1,00	98,67%	97,68%
<b>température sèche</b>	0,96	Janvier : 0,81	Avril : 0,97	100,00%	100,00%

Table 3.2.5 : Paramètres de la station IDMP de Vaulx-en-Velin (radiatif et météo) avec 3 coefficients de corrélation (annuel, pire mensuel et meilleur mensuel) et 2 coefficients de disponibilité (nombre de mesures valides/nombre d'instant de mesure) pour l'échantillon de référence et l'échantillon générateur

On constate (Table 3.2.5, ligne 6) que la distribution de l'humidité relative est légèrement différente entre la référence et le générateur, ce qui signifie une moins bonne représentativité du climat sur cette valeur. La transformée de Fourier du signal d'humidité relative sur 5 ans permet l'identification nette d'une périodicité de 24h ainsi qu'une périodicité de 364 jours. Nous avons vu précédemment (cf. § 3) qu'une forte périodicité annuelle des phénomènes pouvait dégrader la représentativité de l'échantillon. Ce point n'est pas critique mais tout de même à mentionner. Une distribution plus uniforme permet une meilleure représentativité, dans notre cas cette distribution était limitée par celle des journées exploitables.

#### 3.2.2.2.3 Indices de clarté et de luminosité du ciel du modèle de Perez

Le modèle de Perez [Perez 1993] permet de déterminer la distribution des luminances énergétiques du ciel diffus, quel que soit le temps (nuageux ou non), à partir de deux paramètres : la clarté du ciel, notée  $\varepsilon$  et la luminosité du ciel, notée  $\Delta$ . Ces paramètres sont calculés à partir des mesures d'éclairements énergétiques diffus ( $I_{eed}$ ) et direct normal ( $I_{eesn}$ ) issus de la station IDMP, de l'angle zénithal du soleil et de la masse d'air optique relative :

$$\varepsilon = \frac{\frac{I_{eed} + I_{eesn}}{I_{eed}} + 1,041 Z^3}{1 + 1,041 Z^3} \quad (3.2.8)$$

$$\Delta = m \frac{I_{eed}}{I_{eesn_0}} \quad (3.2.9)$$

Où :  $I_{eed}$  est l'éclairement énergétique diffus,  $I_{eesn}$  est l'éclairement énergétique direct normal,  $I_{eesn_0}$  est l'éclairement énergétique direct normal extraterrestre,  $Z$  est l'angle zénithal du Soleil et  $m$  est la masse d'air optique relative [Young 1994].

La clarté du ciel  $\varepsilon$  a un domaine de variation compris entre  $\varepsilon = 1$  pour un ciel couvert où le direct  $I_{eesn} = 0$  et des valeurs supérieures et de l'ordre de 6 pour les ciels clairs sans nuage où  $I_{eesn} \gg I_{eed}$ . La luminosité  $\Delta$  complète cette description en caractérisant la luminosité du diffus, généralement compris entre un diffus sombre  $\Delta \sim 0$  et un diffus lumineux  $\Delta \sim 0,6$ .

Pour cette paire de paramètres, la représentativité du climat local au sein de l'échantillon utilisé n'a pas été étudiée. En effet, il s'agit de deux paramètres secondaires, construits à partir d'autres paramètres, tels que les mesures IDMP, dont la représentativité a été vérifiée dans la section précédente.

#### 3.2.2.2.4 Paramètres météorologiques SYNOP Bron

Sur Terre, les mesures météorologiques SYNOP sont disponible à une fréquence de 1h à 3h avec une répartition assez hétérogène (Fig 3.2.4). Un intérêt tout particulier de cette source de données est sa large couverture géographique : ce type d'étude pourrait être reproduit en de nombreux point sur Terre. La figure suivante illustre la répartition des stations SYNOP (et METAR) à travers le monde début 2014.

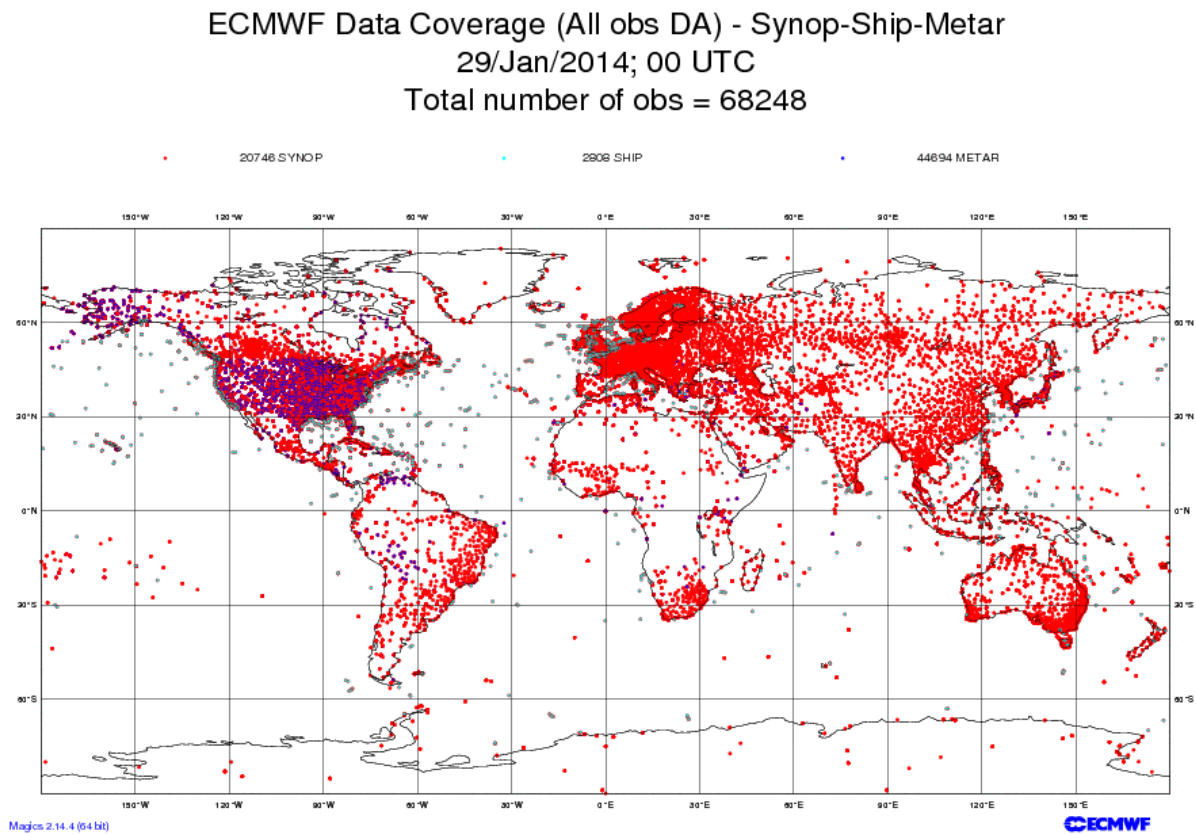


Fig 3.2.4 : répartition des mesures SYNOP, METAR, bouée et bateau dans le monde.

Les données utilisées proviennent de la station METAR/SYNOP météo-France de Bron, immatriculée 07480, située près de l'aéroport de Bron à 5km au sud des mesures d'éclairements énergétiques spectraux de Vaulx-en-Velin (station IDMP).

On considère ici la description de l'atmosphère par sa pression, sa température mais également, avec la couverture nuageuse, par le taux de couverture, la hauteur de la base des nuages et la visibilité horizontale qui renseigne sur la transmission/diffusion du rayonnement.

### 3.2 Echantillons de travail

Ces informations sont récupérées depuis le site de recueil de données météorologiques Ogimet [Web Ogimet] avec un pas d'une heure.

14 paramètres sont retenus et présentés dans le tableau suivant (Table 3.2.6) :

- La hauteur de la base nuageuse au-dessus de la surface,
- La visibilité horizontale,
- La fraction de la couverture nuageuse totale en indice octal (toutes altitudes de nuages confondues),
- Des paramètres courants comme la direction et la vitesse du vent, la température, le point de rosée, la pression à la surface et rapportée au niveau de la mer,
- Les tendances de pression sur 3 heures, en deux temps, composition des termes « augmentation, diminution et stable » (exemple : augmente puis se stabilise),
- Les changements numériques de pression sur 3 heures, avec une précision de 0,1 mb,
- La quantité de précipitations en millimètres et leur durée en heures,
- Enfin, le temps présent, décrit par 100 phrases possibles allant de « ciels clairs (code : 00) » à « orage violent avec grêle (code : 99) »

Paramètres Météorologiques SYNOP	Représentativité de l'échantillon générateur			Disponibilité des mesures	
	Annuel	Mensuel min	Mensuel max	Référence	Générateur
<b>base nuageuse</b>	0,98	Décembre : 0,72	Mars : 0,99	98,51%	98,35%
<b>visibilité</b>	0,90	Décembre : 0,52	Aout : 0,96	99,98%	100,00%
<b>couverture nuageuse totale</b>	0,96	Aout : 0,73	Octobre : 1,00	58,73%	53,12%
<b>direction du vent</b>	0,94	Décembre : 0,60	Avril : 0,97	99,89%	99,98%
<b>vitesse du vent</b>	1,00	Juillet : 0,90	Septembre : 0,99	99,89%	99,98%
<b>température</b>	0,96	Juillet : 0,78	Mars : 0,97	100,00%	100,00%
<b>point de rosée</b>	0,92	Novembre : 0,79	Juillet : 0,98	100,00%	100,00%
<b>pression</b>	0,95	Avril : 0,43	Aout : 0,93	99,99%	100,00%
<b>pression au niveau de la mer</b>	0,96	Avril : 0,44	Juillet : 0,95	99,99%	100,00%
<b>tendance de la pression</b>	0,99	Aout : 0,93	Avril : 0,99	99,98%	99,98%
<b>changement de pression</b>	1,00	Décembre : 0,95	Mai : 1,00	99,98%	99,98%
<b>précipitation G2</b>	1,00	Novembre : 1,00	Septembre : 1,00	16,83%	18,68%
<b>durée des précipitations G2</b>	1,00	Décembre : 0,96	Octobre : 1,00	16,86%	18,76%
<b>temps présent</b>	1,00	Janvier : 0,98	Aout : 1,00	78,36%	99,33%

Table 3.2.6 : 14 des 32 mesures SYNOP de la station de l'aéroport de Bron, avec 3 coefficients de corrélation (annuel, pire mensuel et meilleur mensuel) et 2 coefficients de disponibilité (nombre de mesures valides/nombre d'instant de mesure) pour l'échantillon de référence et l'échantillon générateur.

Même si la disponibilité des précipitations paraît faible, elle peut s'expliquer par l'absence de données en cas d'absence de précipitations. La couverture nuageuse totale, quant à elle, n'est pas suffisamment disponible : l'absence de mesures est clairement indiquée dans les fichiers SYNOP. Ces deux paramètres sont maintenus dans l'analyse suivante mais devront être traités avec certaines réserves.

### 3.2.2.2.5 Polluants atmosphériques Air Rhône-Alpes

L'ozone stratosphérique naturel joue un rôle important dans l'absorption du rayonnement ultraviolet mais aussi, de manière plus modérée, dans le visible avec la bande de Chappuis (cf. § 3.4.3). Ainsi, il peut être intéressant d'étudier l'effet de la variation de l'ozone troposphérique, un polluant d'origine anthropique, sur la composition spectrale de la lumière naturelle. D'autres polluants atmosphériques présents dans la couche limite atmosphérique (CLA, bas de la troposphère) ont également une influence sur la distribution spectrale du rayonnement solaire, c'est le cas des particules qui absorbent et diffusent le rayonnement solaire sur un large domaine spectral.

Les concentrations de ces polluants sont obtenues via Air Rhône-Alpes, une association régionale d'observation de la qualité de l'air chargée d'étudier et de surveiller l'évolution des polluants atmosphériques [Web Air Rhône-Alpes]. Une de leurs stations de mesure se trouve sur le campus de l'ENTPE à Vaulx-en-Velin, donc à proximité immédiate des systèmes de mesures spectrales. L'intervalle de mesure est d'une heure.

5 polluants sont retenus et présentés dans le tableau suivant (Table 3.2.7) :

- Les oxydes d'azote (NO, NO<sub>2</sub>), formés par oxydation de l'azote atmosphérique (N<sub>2</sub>) lors des combustions de carburants et de combustibles fossiles dont les sources principales sont les véhicules et les installations de combustion.
- L'ozone (O<sub>3</sub>), formé par réaction chimique initiée par le rayonnement UV solaire, à partir de polluants dits « précurseurs de l'ozone », dont les principaux sont les oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>) et les composés organiques volatils (COV).
- Les particules en suspension, de diamètre inférieur à 10 µm (PM<sub>10</sub>) et inférieur à 2,5 µm (PM<sub>2.5</sub>), proviennent en majorité de la combustion à des fins énergétiques, du transport routier et d'activités industrielles très diverses.

Données Polluants Air Rhône-Alpes	Représentativité de l'échantillon générateur			Disponibilité des mesures	
	Annuel	Mensuel min	Mensuel max	Référence	Générateur
NO <sub>2</sub>	0,99	Avril : 0,73	Juillet : 0,99	97,04%	99,03%
NO	1,00	Novembre : 0,98	Mai : 1,00	96,97%	97,16%
O <sub>3</sub>	0,98	Juillet : 0,76	Décembre : 0,99	96,81%	97,50%
PM <sub>10</sub>	0,97	Février : 0,80	Octobre : 0,98	87,51%	98,59%
PM <sub>2.5</sub>	0,78	Mai : 0,66	Décembre : 0,97	91,33%	95,73%

Table 3.2.7 : 5 des 6 principaux polluants mesurés par la station air Rhône-Alpes de Vaulx-en-Velin (SO<sub>2</sub> rejeté pour manque de disponibilité) avec 3 coefficients de corrélation (annuel, pire mensuel et meilleur mensuel) et 2 coefficients de disponibilité (nombre de mesures valides/nombre d'instant de mesure) pour l'échantillon de référence et l'échantillon générateur



### 3.2.3 Conclusions sur l'échantillon

Nous avons gardé un échantillon générateur d'éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux (*seg*), obtenu pendant 18 jours complets de mesures chaque mois, avec une fréquence de 1 minute, sur une année, d'août 2014 à juillet 2015. Pour exclure les données de faible qualité, les données correspondant aux éclairements lumineux globaux horizontaux inférieurs à 2000 *lux* ont été supprimées, entraînant une réduction de l'échantillon d'environ 10 %. Cela nous a permis d'obtenir un échantillon générateur représentatif et important, de 140 396 spectres. L'échantillon de contrôle est défini comme l'ensemble des journées de mesures complètes restantes après constitution de l'échantillon générateur, soit 98 jours complets pour un total de 67 793 éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux.

41 paramètres ont été sélectionnés pour étudier leur influence sur les éclairements énergétiques spectraux (*seg*) : 5 colorimétriques, 7 éphémérides, 8 issus des mesures IDMP, 5 polluants atmosphériques, 14 météorologiques, 2 des modèles de Perez. Tous ces paramètres (sauf les colorimétriques) sont librement accessibles sur internet. Ils bénéficient pour la plupart (SYNOP, éphémérides et éventuellement polluants et éclairements énergétiques/UVA/UVB) d'une bonne couverture géographique et permettrait donc la reproduction de cette méthodologie à d'autres sites de mesures spectrales sur Terre. Les distributions des paramètres environnementaux correspondant au climat de Vaulx-en-Velin sont présentées en annexe (cf. Annexe A.2).

L'étude de valeurs prises par ces paramètres sur 5 ans (du 1 janvier 2009 au 31 décembre 2013) a permis :

- La détermination des paramètres accessibles avec une disponibilité satisfaisante ou non, avec une précaution particulière pour la couverture nuageuse totale et les données sur les précipitations.
- L'étude de la représentativité de l'échantillon générateur retenu à travers la représentativité propre à chaque paramètre.

Au cours des paragraphes précédents, nous avons observé les limites théoriques de représentativité de cet échantillonnage avec la difficulté parfois à représenter les paramètres à longue période de variation (*e.g.* ascension droite) pour les mois ayant un échantillonnage peu uniforme (cf. § 3). Néanmoins, il apparaît que la majorité des paramètres étudiés justifient la qualité de la représentativité de notre échantillon générateur.

L'échantillon de spectres ainsi produit est d'un volume trop important pour être analysé et comparé aux paramètres environnementaux. La partie suivante (cf. § 3.3) présente une solution à ce problème : l'échantillon générateur est décomposé en partitions autour d'un nombre réduit de spectres de référence appelés centroïdes.

### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

L'échantillon générateur, après suppression des éclairagements lumineux inférieurs à 2000 lux, est constitué de 140 396 spectres. L'analyse de cet important ensemble serait très coûteuse en temps. Afin de diminuer considérablement ce temps, sans dégrader la qualité de l'analyse, nous utiliserons un nombre de spectres réduit, mais pleinement représentatif de l'échantillon générateur.

Après normalisation à une longueur d'onde de référence, certains profils de rayonnement spectral apparaissent beaucoup plus fréquemment que d'autres. L'échantillon précédemment créé contient donc beaucoup de redondances. Pour limiter l'échantillon générateur à un groupe de spectres représentatifs, on le partitionne en regroupant les spectres par ressemblance. Chacun de ces groupes est associé à un poids fonction de sa fréquence d'occurrence. Ainsi, nous pouvons présenter un nouvel échantillon, de dimensions réduites et conservant quasiment toute l'information du premier. Les spectres représentatifs, que nous appelons centroïdes, sont définis à partir des spectres réels agrégés dans la partition correspondante.

La première étape est la création des partitions, à l'aide de la méthode appelée agrégation autour de centres mobiles. Il s'agit d'une méthode itérative où, après génération d'un premier groupe de centroïdes, on agrège les spectres en partitions associées à ces centroïdes et on affine à chaque itération la composition de chaque partition en précisant la définition des centroïdes. Ces itérations permettent un raffinement progressif du partitionnement en recalculant à chaque fois les nouveaux centroïdes associés, d'où le nom d'agrégation autour de centres *mobiles*.

#### 3.3.1 Normalisation à une longueur d'onde de référence

Le partitionnement qui va suivre traite les valeurs relatives des spectres et non l'éclairement énergétique spectral. Pour cette raison, et de manière analogue à Judd *et al.* (cf. § 3.1) dans le cas de leur ACP, nous normalisons chaque spectre à une longueur d'onde de référence. Dans la publication de 1964, la normalisation avait été réalisée à 560 nm. Ce choix est présent dans la méthodologie pour la mesure de Budde pour la stabilisation de la mesure pendant un scan du rayonnement [Judd 1964] et ne paraît pas justifié dans notre situation.

L'étude du domaine spectral entre 554 nm et 566 nm [Fischer 2010] pour évaluer l'absorption spectrale par l'eau, le diazote et l'ozone, montre que la seule absorption moléculaire est causée par l'ozone. Du point de vue des absorptions moléculaires éventuelles, il paraît donc équivalent de choisir de normaliser à 560 nm ou à 555 nm. Or, 555 nm est le pic de sensibilité de l'œil humain et correspond de plus au pic de sensibilité de nos instruments (cf. Fig 2.5.9). La très faible incertitude propre à chaque spectre à cette longueur d'onde permet une agrégation optimale des mesures, car normaliser les spectres sur une zone du spectre très fluctuante rendrait difficile leurs comparaisons mutuelles.

### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

Afin de justifier la longueur d'onde de normalisation la plus adaptée, nous faisons une première normalisation  $s_f(\lambda)$  de l'échantillon des éclairements énergétiques spectraux  $I(\lambda)$  par leur intégrale puis nous calculons l'écart type  $\sigma_{s_f}(\lambda)$  de cet échantillon de spectres normalisés :

$$s_f(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) d\lambda} \quad (3.3.1)$$

$$\sigma_{s_f}(\lambda) = \sqrt{s_f(\lambda)^2 + s_f(\lambda)^2} \quad (3.3.2)$$

On constate en que l'écart type  $\sigma_{s_f}(\lambda)$  autour de 555 nm est parmi les plus faibles, ce qui démontre une certaine stabilité dans cette zone.

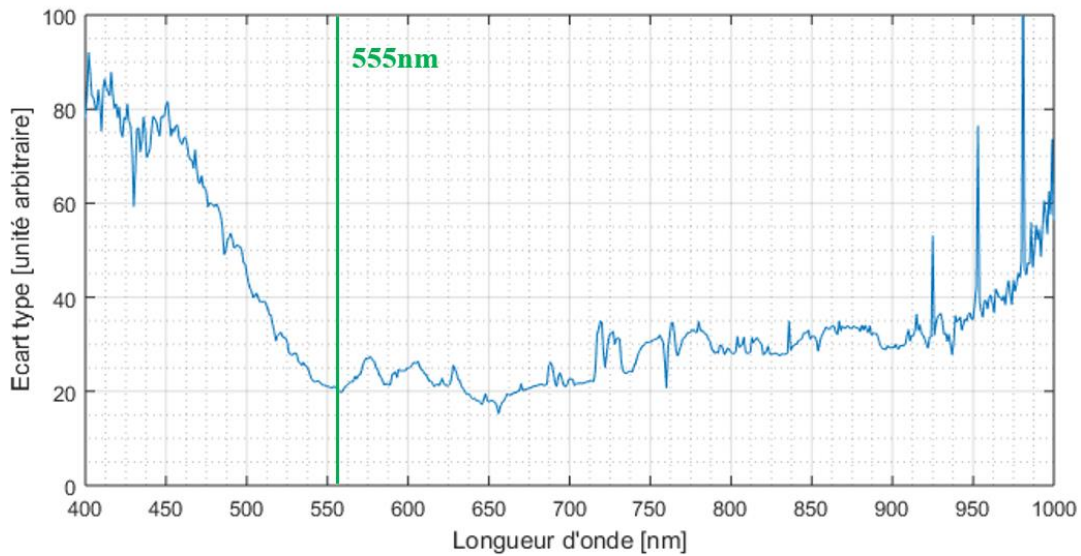


Fig 3.3.1 : Ecart type  $\sigma_{s_f}(\lambda)$  des spectres de l'échantillon générateur normalisés par leur intégral  $s_f(\lambda)$ . En vert le pic de sensibilité de l'œil humain et des chaînes de mesures Ocean Optics.

L'ensemble de ces arguments nous oriente vers une longueur d'onde de référence de 555 nm pour la normalisation.

Pour ne pas confondre le n-ième spectre normalisé à 555 nm avec le n-ième éclairement énergétique spectral  $I_n(\lambda)$ , nous les notons  $s_n(\lambda)$  :

$$s_n(\lambda) = \frac{I_n(\lambda)}{I_n(\lambda = 555 \text{ nm})} \quad (3.3.3)$$

On normalise également l'écart type associé à la n-ième mesure d'éclairement énergétique spectral :

$$\sigma_{s_n}(\lambda) = \frac{\sigma_{I_n}(\lambda)}{I_n(\lambda = 555 \text{ nm})} \quad (3.3.4)$$

Une fois les spectres convenablement normalisés, on peut les comparer dans les meilleures conditions afin de les associer (on dira agréger) par groupes de ressemblance qu'on appellera partitions.

### 3.3.2 Distribution des données

Le partitionnement des données n'est pas chose aisée : de nombreux algorithmes existent (*e.g.* k-moyennes, regroupement hiérarchique, etc.) et il convient de choisir le plus adapté à la distribution des données. Avant de choisir une méthode de partitionnement, il convient d'observer la distribution de notre échantillon.

Pour visualiser la distribution des spectres dans l'espace à  $\mathcal{N}_{\lambda Q} = 601$  dimensions (400 – 1000 nm) dans un espace à 2 dimensions plus accessible à nos sens. Pour cela, nous choisissons 2 bandes spectrales d'intérêt et nous affichons la distribution des spectres sur un graphique à 2 dimensions où chaque axe représente l'intensité du spectre pour chacune des deux bandes (Fig 3.3.2, Fig 3.3.3). Les spectres étant normalisés à 555 nm, il est donc inutile de choisir une bande spectrale proche de cette longueur d'onde, cette valeur ne variant pas d'un spectre à l'autre. Les bandes présentant une forte absorption spectrale moléculaire sont appelées « bandes moléculaires » et les autres « bandes libres ». Pour avoir une assez bonne idée de la forme des distributions sous différentes dimensions, nous présentons quatre cas caractéristiques. Les deux premières représentations caractéristiques sont :

- La distribution des spectres sur 2 bandes spectrales libres situées de part et d'autre de la longueur d'onde de référence soit 455 – 460 nm et 775 – 780 nm (avec une faible absorption de l'ozone pour cette dernière)(Fig 3.3.2). Cette représentation met en évidence la répartition globale de l'énergie dans les spectres sans prendre en compte les absorptions moléculaires localisées, mais seulement les effets de diffusion et absorption sur une large gamme de longueurs d'onde (Rayleigh, Mie).
- La distribution des spectres sur 2 bandes spectrales proches, une libre à 775 – 780 nm et une d'absorption moléculaire par l'eau à 810 – 820 nm (Fig 3.3.2). On observe ici la très faible corrélation (en comparaison Fig 3.3.3) entre des bandes pourtant très proches mais exprimant des effets de l'environnement très différents.

### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

#### Distribution des spectres dans l'espace des longueurs d'onde, projection sur deux bandes spectrales

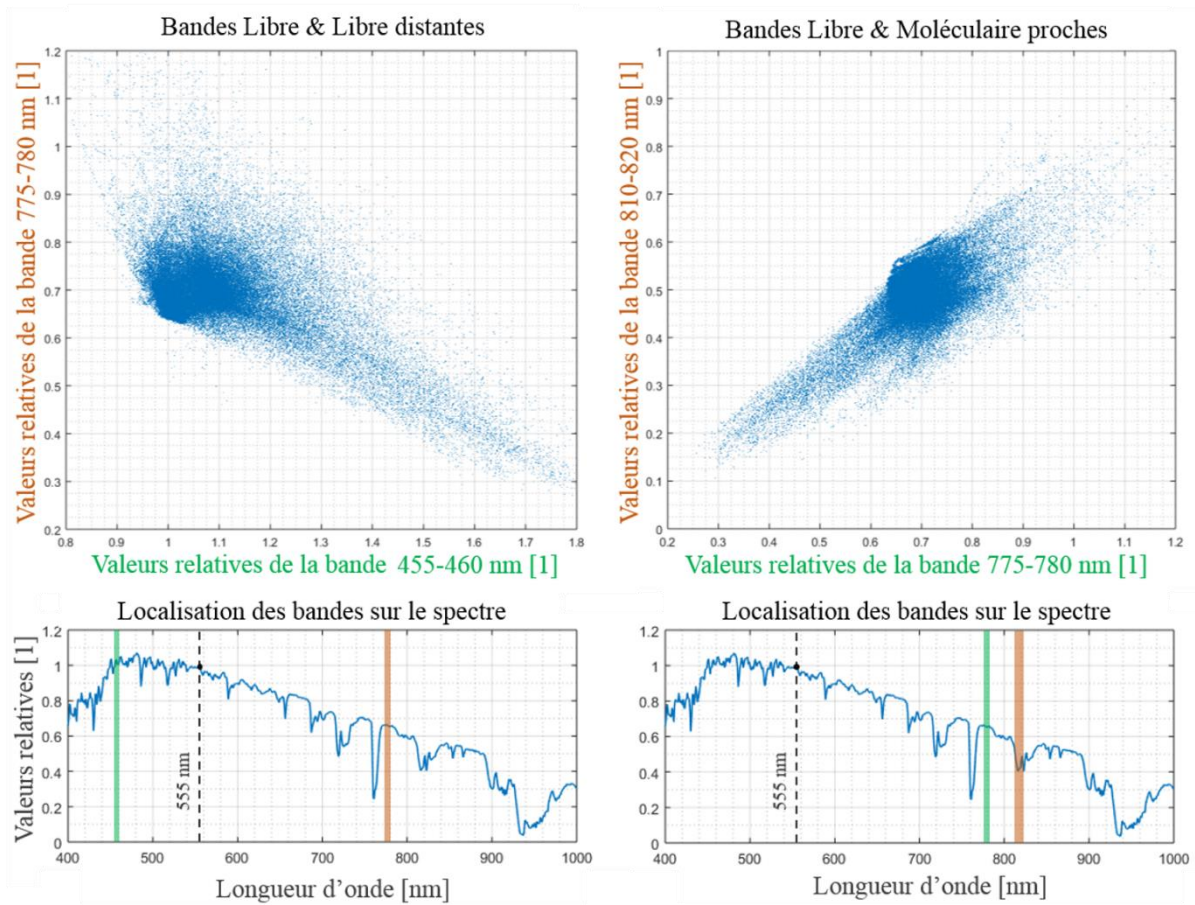


Fig 3.3.2 : Présentations de bandes faiblement corrélées. Projection des spectres dans l'espace des longueurs d'onde sur deux bandes spectrales (deux groupes de 5 à 10 dimensions chacun). En haut, la projection sur les bandes. En bas, la localisation des bandes sur un spectre : la bande verte correspond à celle présentée en abscisse et la bande orange à celle en ordonnée.

Les valeurs des bandes sont relatives à celle à 555 nm. Pour faciliter la comparaison, les projections sont présentées sur des domaines de même amplitude sur les deux axes et sur les deux graphiques.

Sur cette figure (Fig 3.3.2), on constate que la grande majorité des données est localisée dans un amas, sans orientation privilégiée et sans agrégat distinct. En périphérie, une faible proportion de mesures présente une relation linéaire, à coefficient négatif, entre les bandes Libre-Libre distantes et à coefficient positif entre les bandes Libre-Moléculaire. Cette relation linéaire s'explique par les mouvements globaux du spectre, de part et d'autre du point pivot (point normalisé à la longueur d'onde de référence 555 nm) dans le cas de la négative et du même côté distant du point pivot dans le cas de la relation positive.

Enfin, pour montrer que, sur certaines projections (Fig 3.3.3), les relations spectrales peuvent être fortement linéaires, on présente les relations entre deux bandes spectrales libres, 775-780

nm et 865 – 875 nm, séparées par une absorption d'eau et une autre relation entre deux bandes d'absorption par l'eau, 825 – 835 nm et 895 – 905 nm, séparées d'une bande libre.

### Distribution des spectres dans l'espace des longueurs d'onde, projection sur deux bandes spectrales

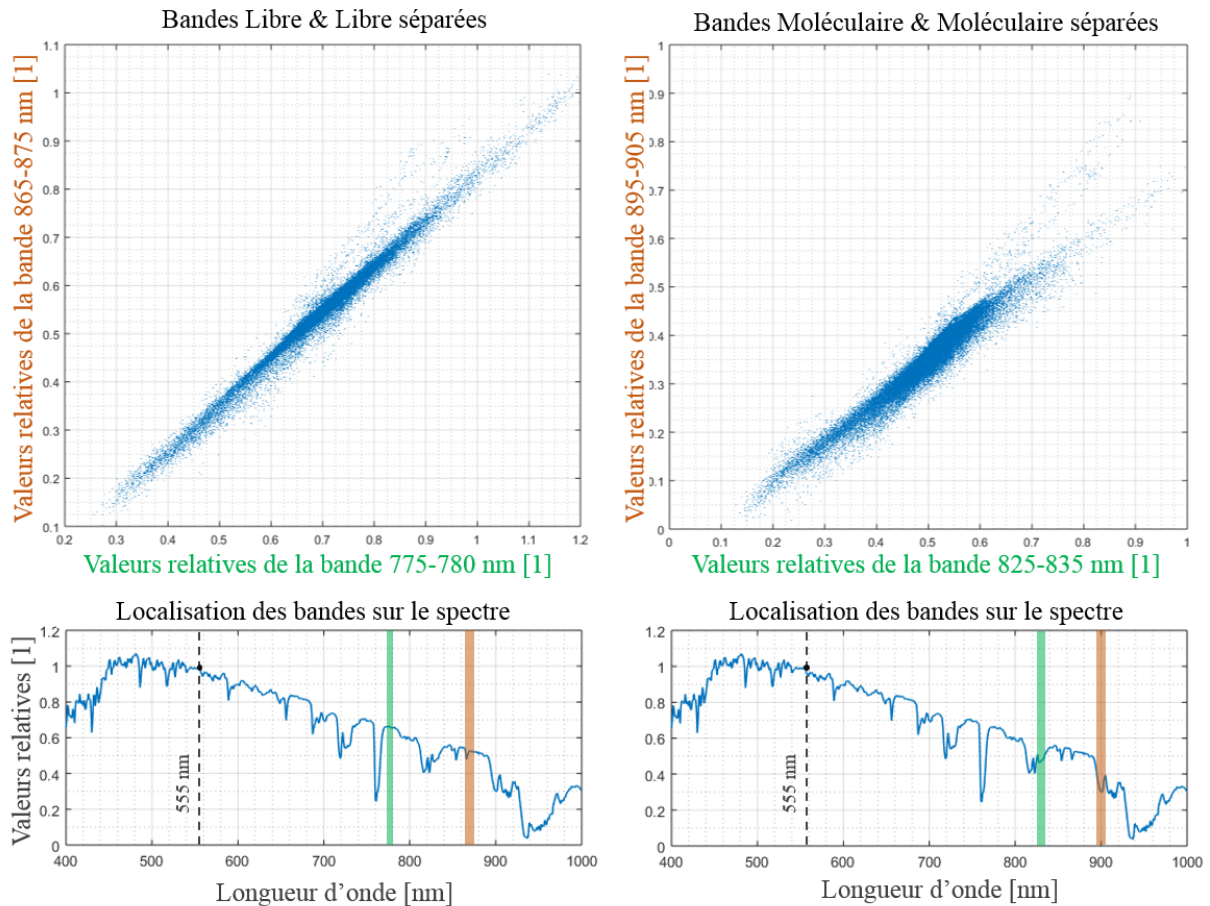


Fig 3.3.3 : Présentations de bandes fortement corrélées. Projection des spectres dans l'espace des longueurs d'onde sur deux bandes spectrales (deux groupes de 5 à 10 dimensions chacun). En haut, la projection sur les bandes. En bas, la localisation des bandes sur un spectre : la bande verte correspond à celle présentée en abscisse et la bande orange à celle en ordonnée.

Ces relations linéaires soulignent une redondance de l'information contenue dans les spectres : ici (Fig 3.3.3) la connaissance de la bande 775 – 780 nm permet assez fidèlement de déterminer les valeurs de la bande 865 – 875 nm, de même la connaissance de la bande bande 825 – 835 nm permet assez fidèlement de déterminer les valeurs de la bande 895 – 905 nm.

Les cas présentés sont représentatifs de nombreuses projections : pour résumer ces observations, la distribution des spectres dans l'espace des longueurs d'onde est continue sans formation de cluster distinct. Cette distribution n'est pas uniforme : la densité de population des spectres dépend fortement de la zone observée.

### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

#### 3.3.3 Mesure de ressemblance

Pour décider d'agréger ou non un spectre  $s_n(\lambda)$  à une partition donnée, il faut pouvoir quantifier sa ressemblance avec le centroïde  $C_q(\lambda)$  de la partition  $q$ . Cette ressemblance est définie par comparaison de la distance euclidienne normalisée  $d(s_n, C_q)$  (cf. distance de Mahalanobis) entre les deux spectres dans l'espace des longueurs d'onde :

$$d(s_n, C_q) = \sqrt{\sum_l^{\mathcal{N}_{\lambda Q}} \omega_n(\lambda_l) \times (s_n(\lambda_l) - C_q(\lambda_l))^2} \quad (3.3.5)$$

La normalisation est spectrale et inversement proportionnelle à la variance du spectre considéré :

$$\omega_n(\lambda_l) = \frac{1}{\sum_l^{\mathcal{N}_{\lambda Q}} \frac{1}{\sigma_{s_n}^2(\lambda_l)}} \quad (3.3.6)$$

Une fois le spectre normalisé  $s_n$  agrégé à la partition  $q$ , nous le notons  $s_{qn}$ .

#### 3.3.4 Partitionnement

Suite à cette description, on peut définir le cahier des charges pour le partitionnement :

- il doit conserver la diversité des formes des spectres, même si celles-ci sont sous représentées, en assurant un découpage de l'hyper-espace régulier.
- Il doit être capable de partitionner un ensemble continu, sans agrégat distinct, dans des hyper-volumes équivalents.
- il doit prendre en compte la variance de chaque spectre dans le processus de partitionnement.

Pour répondre à ces exigences, nous utilisons un algorithme fonctionnant sur le principe de l'agrégation autour de centres mobiles.

L'agrégation se fait en trois itérations : la première permet la constitution des partitions, la seconde et la troisième itération précisent leur définition en recalculant les centroïdes et réaffectant les spectres aux partitions.

Le nombre de partition découle d'un seul critère, la distance maximale tolérée entre un spectre et le centroïde pour que le spectre soit agrégé à la partition associée. La valeur à attribuer à cette distance seuil est donc cruciale. Elle sera discutée ultérieurement (cf. § 3.3.5)

- La première itération permet la génération des centroïdes en parcourant l'ensemble des spectres de l'échantillon générateur. Le premier spectre rencontré est défini comme le centroïde de la première partition. Puis on calcule la distance du second spectre à ce centroïde. Si celle-ci est inférieure à la distance seuil, alors ce spectre est ignoré et on passe au spectre suivant. Si la distance est supérieure à la valeur seuil, alors le spectre est défini comme un nouveau centroïde. Pour le n-ième spectre, on cherche parmi les

centroïdes créés celui dont il est le plus proche, puis en fonction de cette distance par rapport au seuil, il génère ou non un nouveau centroïde.

Une fois les centroïdes définis, on peut commencer l'agrégation des spectres de l'échantillon générateur autour de ces spectres de référence :

- La seconde itération agrège chaque spectre à la partition du centroïde dont il est le plus proche. Pour cela, à chaque nouveau spectre assigné à une partition, on somme sa valeur aux spectres précédemment associés et on incrémente de 1 le nombre de spectres de la partition. Pendant cette étape on ne génère aucun nouveau centroïde.

Après ce second parcours des spectres, on définit le barycentre  $C_q(\lambda)$  de chaque partition en faisant la moyenne des  $N_q$  spectres normalisés  $s_{qn}(\lambda)$  agrégés dans la partition  $q$  :

$$C_q(\lambda) = \frac{1}{N_q} \sum_{n=1}^{N_q} s_{qn}(\lambda) \quad (3.3.7)$$

Ces barycentres sont les nouvelles définitions des centroïdes et permettent une meilleure représentation des spectres de chaque partition.

- La troisième itération est un raffinement des partitions avec une dernière agrégation et fonctionne de la même manière que la seconde. Quelques informations supplémentaires sont néanmoins créées : en plus de la somme simple des spectres pour chaque partition, on calcule leur somme quadratique. On identifie aussi à chaque spectre de l'échantillon générateur sa partition, ce qui est utile par la suite pour associer les paramètres environnementaux aux partitions.

A la fin de cette étape, certaines partitions peuvent être vides, et la redéfinition de la position des centroïdes à l'étape précédente a pu rendre certaines partitions redondantes. Nous les supprimons. Les centroïdes  $C_q(\lambda)$  finaux sont calculés. En utilisant les sommes simples, les sommes quadratiques des spectres par partition, on calcule l'estimateur non biaisé de l'écart type de la distribution des spectres normalisés  $s_{qn}$  au sein de chaque partition  $q$  :

$$\sigma_{C_q}(\lambda) = \sqrt{\frac{N_q}{N_q - 1} (\overline{s_q^2(\lambda)} - C_q^2(\lambda))} \quad (3.3.8)$$

On définit également pour chaque partition, l'écart type relatif moyen associé aux incertitudes normalisées  $\sigma_{s_{qn}}$  des mesures des  $N_q$  spectres normalisés  $s_{qn}$  de la partition  $q$  :

$$\frac{\sigma_{s_q}(\lambda)}{C_q(\lambda)} = \sqrt{\frac{1}{N_q} \sum_{n=1}^{N_q} \left( \frac{\sigma_{s_{qn}}(\lambda)}{s_{qn}(\lambda)} \right)^2} \quad (3.3.9)$$

Ces deux paramètres seront utiles lors de la comparaison des centroïdes avec des modélisations (cf. § 3.4).

Une fois les centroïdes et leur écart type redéfinis, nous pouvons contrôler la qualité du partitionnement.



### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

#### 3.3.5 Choix de la distance seuil et résultat du partitionnement

Le choix de la distance seuil entre un spectre d'une partition et le centroïde associé affecte directement le nombre de partitions. Une grande distance produirait un faible nombre de partitions contenant chacune de nombreux spectres de formes assez variées. Une trop faible distance générerait un nombre de partitions proche du nombre de spectres générateurs et serait donc sans intérêt. Pour avoir une idée du partitionnement dans l'espace des longueurs d'onde, nous choisissons une distance seuil exagérément grande de 0,25 (à comparer à la valeur des spectres à 555 nm égale à 1). Cette grande valeur rend possible la visualisation d'un petit nombre de partitions (Fig 3.3.4).

Exemple de partitionnement des spectres dans l'espace des longueurs d'onde, projection sur deux bandes spectrales : Libre & Libre distantes

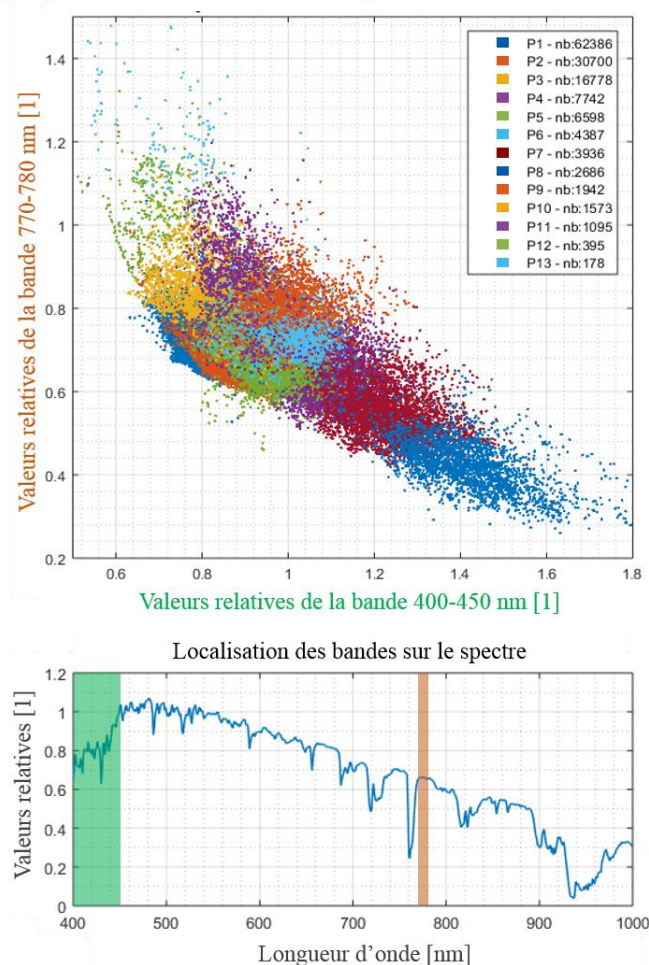


Fig 3.3.4 : Visualisation par projection sur deux bandes spectrales du partitionnement de l'échantillon générateur pour une distance seuil de 0,25. En haut, la projection sur deux bandes Libre-Libre distantes des spectres de l'échantillon utilisant sept couleurs différentes pour la représentation des partitions. En légende, le numéro de la partition « P# » et le nombre de spectres agrégés correspondant. En bas, la localisation des bandes utilisées pour la projection. Le choix des bandes correspond à des zones spectrales faiblement corrélées.

Les partitions paraissent avoir des volumes équivalents. Plus particulièrement, on peut comparer la partition P7 en bas à droite en bleu, assez peuplée (3936 spectres) et la partition de volume équivalente P13 tout en haut à gauche en cyan, très peu peuplée (178 spectres). Cette observation met en évidence la conservation de volume de partition malgré la faible densité de spectres dans certaines zones.

A ce stade, les conditions présentées dans le cahier des charges (cf. § 3.3.4) sont remplies pour cette méthode de partitionnement. Nous pouvons réduire la valeur seuil, cette diminution réduira le volume des partitions et augmentera leur nombre.

Après ce premier contrôle, nous réalisons le partitionnement pour une valeur seuil finale de 0,03, (toujours à comparer à la valeur des spectres à 555 nm, soit 1). Cette valeur est choisie comme compromis entre :

- La représentativité des partitions : la diversité spectrale au sein des partitions, représenté par l'écart type  $\sigma_{Cq}(\lambda)$  de la distribution des spectres normalisés  $s_{qn}$  au sein de chaque partition  $q$  (équation (3.3.8)), doit être inférieur à l'écart type  $\sigma_{sq}(\lambda)$  associé aux incertitudes normalisées  $\sigma_{s_{qn}}$  des spectres normalisés  $s_{qn}$  de la partition  $q$  (équation (3.3.9)).
- Le nombre de partitions doit être suffisamment réduit pour notre analyse numérique (~1000 partitions).

Ainsi nous créons un groupe de  $N_p = 1\,175$  centroïdes ainsi que les écarts types associés à toutes les partitions composées d'au moins 2 spectres. Le gain en taille de l'échantillon est d'un facteur  $140\,396/1\,175 \cong 119$ . Les centroïdes sont classés, par ordre décroissant, en fonction de la population de leur partition. La figure suivante (Fig 3.3.5) présente 20 de ces centroïdes sélectionnés toutes les 58 partitions pour couvrir l'ensemble du groupe généré.

Echantillon de 20 centroïdes répartis sur l'ensemble du groupe

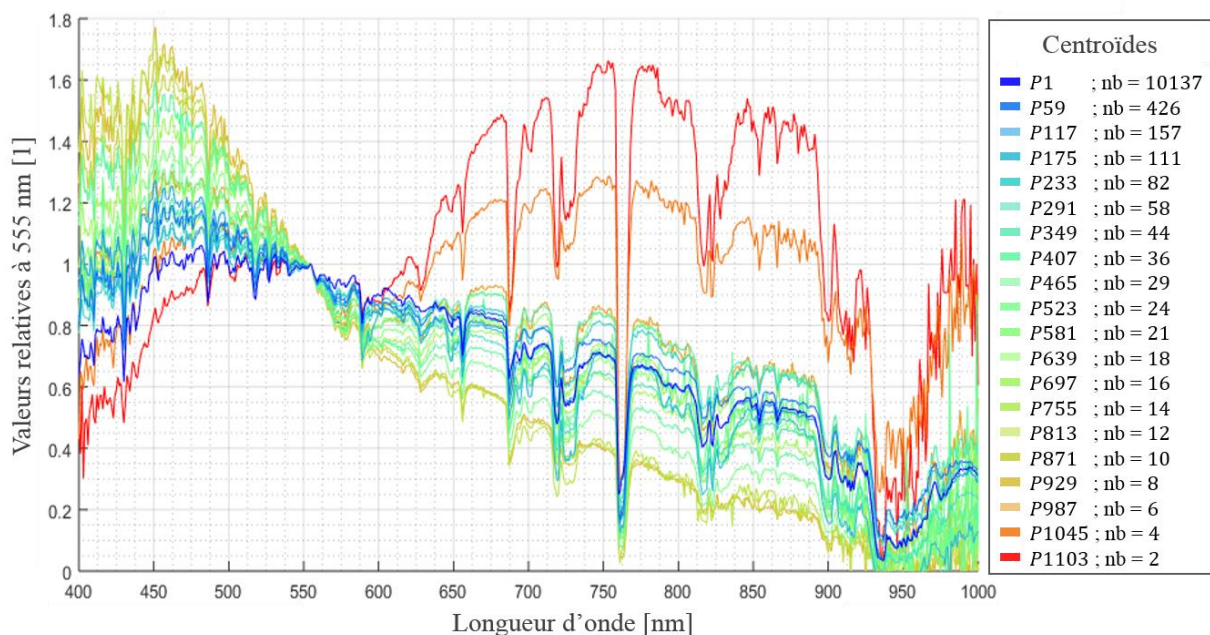


Fig 3.3.5 : 20 centroïdes parmi les 1175 générés, répartis toutes les 58 partitions et classés par ordre décroissant de population (du bleu au rouge). A droite, le tableau indique l'identifiant du centroïde « P# » et le nombre de spectres agrégé dans sa partition.

Comme prévu dans l'étude de la distribution des données (cf. § 3.3.2), on constate une forte disparité des distributions des spectres dans les partitions (Fig 3.3.6). Pendant l'analyse statistique, cette densité de population sera utilisée pour la pondération des centroïdes.

### 3.3 Partitionnement de l'échantillon générateur

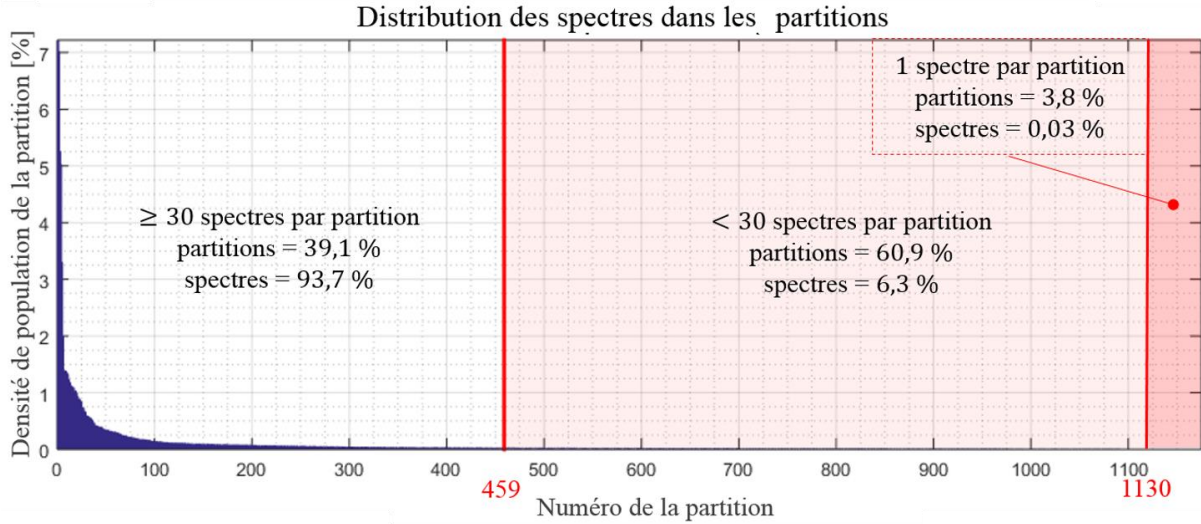


Fig 3.3.6 : Distribution des spectres dans les partitions. Le repère à la 459ème partition indique le seuil des partitions statistiquement bien représentées, avec un nombre de spectres supérieur ou égal à 30, et celles moins bien représentées. Les partitions de numéro supérieur à 1130 ne comprennent qu'un spectre.

A droite de la figure (Fig 3.3.6), on constate qu'il n'est pas possible de calculer l'écart type de 3,8 % des partitions puisqu'elles ne contiennent qu'un unique spectre. Cela n'a pas d'effet notable car après pondération des populations leur contribution est seulement de 0,03 % de la contribution de l'ensemble de l'échantillon.

Les valeurs en fonction de la longueur d'onde composant les centroïdes ne sont pas toutes définies avec la même précision. C'est pourquoi il est intéressant de comparer les écarts types relatifs moyens sur l'ensemble des  $\mathcal{N}_p$  partitions. Cette comparaison permet de juger de la qualité de représentativité des spectres normalisés  $s_{qn}(\lambda)$  par les centroïdes  $C_q(\lambda)$  des  $\mathcal{N}_p$  partitions  $q$  :

- L'écart type relatif moyen issu des écarts types  $\sigma_{Cq}(\lambda)$  des distributions des spectres normalisés  $s_q(\lambda)$  au sein de chaque partition  $q$  (équation (3.3.8)), donné par :

$$\frac{\sigma_C(\lambda)}{\bar{C}(\lambda)} = \sqrt{\sum_{q=1}^{\mathcal{N}_p} \omega_{N_q} \left( \frac{\sigma_{Cq}(\lambda)}{C_q(\lambda)} \right)^2} ; \quad N_q > 1 \quad (3.3.10)$$

Avec la moyenne pondérée  $\bar{C}(\lambda)$  des centroïdes  $C_q(\lambda)$  :

$$\bar{C}(\lambda) = \sum_{q=1}^{\mathcal{N}_p} \omega_{N_q} C_q(\lambda) \quad (3.3.11)$$

$$\omega_{N_q} = \frac{N_q}{\sum_q^{\mathcal{N}_p} N_q} \quad (3.3.12)$$

Où  $\omega_{N_q}$  est le poids normalisé de chaque partition  $q$  de population  $N_q$ , c'est-à-dire la fréquence d'occurrence de la distribution spectrale du centroïde  $C_q(\lambda)$  pour le climat de Vaulx-en-Velin.

- L'écart type relatif moyen issu des écarts types  $\sigma_{sq}(\lambda)$  associés aux incertitudes normalisées  $\sigma_{sqn}$  des spectres normalisés  $s_{ql}$  de la partition  $q$  (équation (3.3.9)), donné par :

$$\frac{\sigma_s(\lambda)}{\bar{C}(\lambda)} = \sqrt{\sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \left( \frac{\sigma_{sq}(\lambda)}{C_q(\lambda)} \right)^2} \quad (3.3.13)$$

Nous pouvons donc comparer dans la figure suivante (Fig 3.3.7), en moyenne sur les partitions, la distribution des spectres face à leur incertitude de mesure.

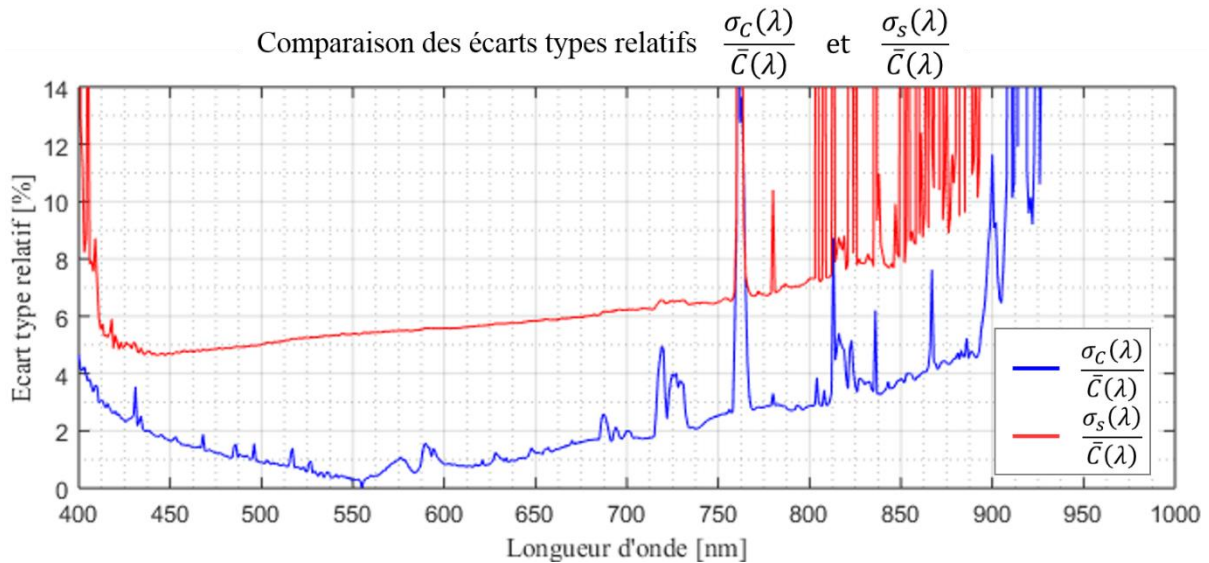


Fig 3.3.7 : Comparaison des écarts types relatifs associés aux distributions des spectres dans les partitions ( $\sigma_c(\lambda)/\bar{C}(\lambda)$  en bleu) et aux incertitudes des mesures spectrales ( $\sigma_s(\lambda)/\bar{C}(\lambda)$  en rouge).

Les écarts types relatifs  $\sigma_c(\lambda)/\bar{C}(\lambda)$  associés aux distributions sont nettement inférieurs aux écarts types relatifs associés aux incertitudes de mesure  $\sigma_s(\lambda)/\bar{C}(\lambda)$  ce qui est un gage de bonne représentativité des partitions. L'augmentation des écarts types vers 400 nm et dans les infrarouges s'explique par la faible pondération dans les calculs de distances, justifiée par les fortes variances des spectres dans ces domaines spectraux (cf. § 3.3.3).

Le partitionnement nous a permis de réduire la taille de notre échantillon d'un facteur proche de 120. Cela permet à la fois de faciliter l'analyse statistique, mais aussi de se faire une idée des spectres typiquement rencontrés dans la lumière naturelle ainsi que leur fréquence d'occurrence. La partie suivante augmente l'intérêt de ces centroïdes en étendant le domaine spectral de 280 à 1500 nm. Ainsi, ces nouveaux centroïdes trouveront un intérêt dans de nombreuses applications telle la santé ou l'énergie où la connaissance de l'UV est de l'IR proche sont nécessaires.

## 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

A ce point de notre étude, le domaine spectral est composé de  $N_{\lambda Q} = 601$  longueurs d'onde et couvre de  $400\text{ nm}$  à  $1000\text{ nm}$ , avec un bruit sensible au-delà de  $950\text{ nm}$  (cf. Fig 3.3.7). Si ce domaine est suffisant pour le domaine visible ( $380 - 780\text{ nm}$ ), il ne couvre ni le rayonnement UV, ni le proche infra-rouge, domaines pourtant très importants pour la santé, l'énergie, la qualité de l'air... (cf. § 1.1). Un domaine spectral idéal irait de  $300$  à  $1500\text{ nm}$ , ce qui couvrirait les besoins de l'ensemble des technologies solaires photovoltaïques [Green 2015], ainsi que la plupart des domaines concernant les effets sur l'Homme (cf. § 1.1). Dans leur publication [Judd 1964], Judd *et al.* ont extrapolé leurs spectres dans le domaine ultra-violet (de  $300$  à  $330\text{ nm}$ ) et dans le rouge et proche infra-rouge (de  $700$  à  $830\text{ nm}$ ) à partir de données sur l'absorption atmosphérique par l'eau et l'ozone fournies par Moon [Moon 1940].

Depuis, de grands progrès ont été faits dans le domaine de la modélisation des transferts radiatifs dans l'atmosphère et il est maintenant possible de prendre en compte les très nombreux phénomènes de diffusion et d'absorption produits par les molécules et les aérosols qu'elle contient.

En 2000, Osterwald et Emery [Osterwald 2000] du NREL (National Renewable Energy Laboratory) présentaient un travail d'estimation et d'extrapolation d'éclairements énergétiques spectraux, sous ciels sans nuages, utilisant le modèle de transfert radiatif LOWTRAN 7. A partir de mesures d'un photomètre solaire observant le rayonnement direct à travers un ensemble de filtre spectraux, et via un ensemble d'analyses distinctes de bandes d'absorption de différentes espèces moléculaires, ils ont pu déduire la concentration de ces constituants atmosphériques. Cela leur a permis de modéliser les éclairements énergétiques spectraux de  $350$  à  $1100\text{ nm}$ . La comparaison entre ces estimations et les spectres mesurés simultanément par un spectroradiomètre LI-1800 a validé la méthode sur cet intervalle spectral. La même méthode leur a alors permis de réaliser une extrapolation de  $300$  à  $4000\text{ nm}$ .

Dans le but d'étendre le domaine spectral couvert par notre étude, nous avons procédé d'une façon équivalente : après avoir ajusté nos spectres à l'aide du modèle de transferts radiatifs SMARTS2 [Gueymard 1995], et validé l'utilisation de ce modèle sur le domaine spectral initial, nous avons appliqué le même modèle, mais sur un intervalle étendu. Pour cela il a fallu répondre à plusieurs questions :

- Sur quels spectres faire ses ajustements numériques ?
- Sur quel domaine l'extrapolation est-elle valide ?

La méthode présentée dans cette partie repose sur un ajustement numérique des centroïdes par « recuit simulé », basé sur une modélisation SMARTS2 2.9.5. Après justification du choix des centroïdes et du modèle, nous discutons du domaine d'extrapolation accessible à cette méthode, puis nous présentons l'algorithme et les résultats.

### 3.4.1 Choix de l'échantillon pour l'extrapolation

Dans notre travail d'analyse nous rencontrons trois types de spectres : les 140 396 spectres mesurés de l'échantillon générateur, les 1175 centroïdes produits par le partitionnement et enfin, nous le verrons dans la partie suivante (cf. § 3.5), les quelques spectres propres fournis par l'analyse en composantes principales des spectres issus de l'extrapolation. Nous pouvons facilement exclure les spectres propres de l'ACP qui sont des vecteurs mathématiques et non physiques donc ne pouvant être ajustés par un modèle déterministe physique. Un ajustement numérique nécessite un grand nombre de simulations pour approcher un spectre, et ce nombre de simulations doit être multiplié par le nombre de spectres à ajuster, il apparaît donc évident que l'échantillon générateur n'est pas adapté à un tel traitement, dont le temps de calcul serait considérable. Ainsi, nous soulevons un autre avantage du partitionnement : il devient possible d'ajuster tous les types de profils spectraux rencontrés dans l'échantillon générateur en un minimum de temps : nous réalisons donc les ajustements numériques sur les 1175 centroïdes issus du partitionnement.

### 3.4.2 Modèle de Transfert Radiatif (RTM)

Pour réaliser un ajustement numérique, nous devons produire plusieurs milliers de modélisations par spectre à ajuster. Le RTM utilisé doit donc être suffisamment rapide pour être exécuté plusieurs millions de fois dans un temps raisonnable (inférieur à une semaine sur un ordinateur moyen en 2014). Sa résolution doit être au moins équivalente aux spectres à ajuster, soit inférieure ou égale à 1 nm. Le modèle SMARTS 2.9.5 (Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine) de C. Gueymard est un bon compromis entre vitesse d'exécution et qualité de modélisation [Gueymard 1995]. Les centroïdes, obtenus en agrégeant de nombreux éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux mesurés (cf. § 3.3), représentent des caractéristiques météorologiques très variées dont une proportion importante de ciels nuageux. Or SMARTS2 n'est pas conçu pour représenter ce type de ciels (limité aux ciels sans nuage). Cependant, en observant la distribution des paramètres environnementaux pour chaque centroïde, nous pouvons constater qu'un même type de spectre relatif peut être le produit de météorologies différentes. La figure suivante (Fig 3.4.1) présente un exemple des distributions des paramètres environnementaux (cf. § 3.2.2.2) associés aux observations composant une partition (ici, la première partition). L'étude de ces distributions (cf. Annexe A.3) permet de comprendre quel type de configuration, climatique et géométrique, produit ce type d'éclairagements énergétiques spectraux.

### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

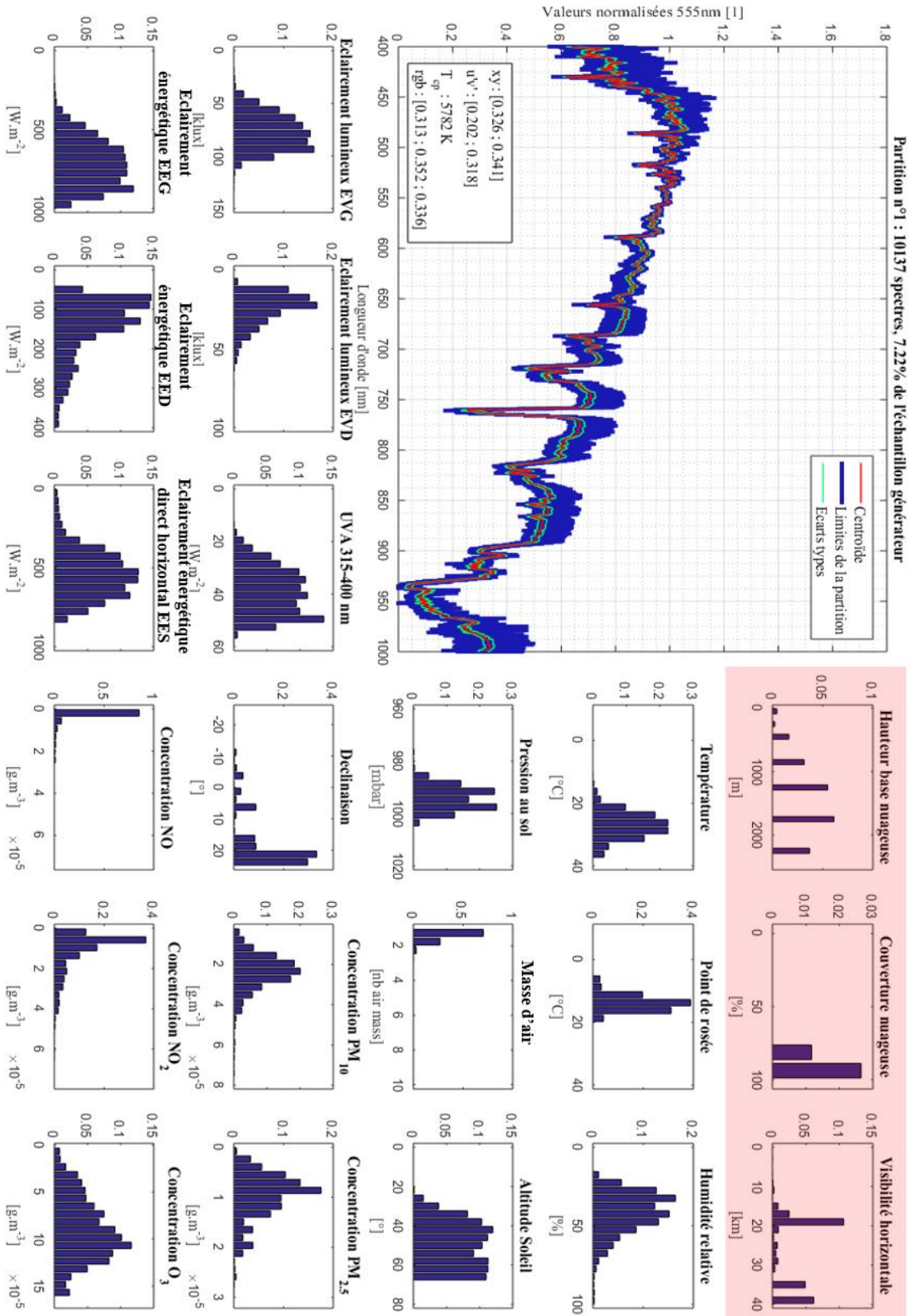


Fig 3.4.1 : Distribution des paramètres environnementaux pour le centroïde n°1. L'ordonnée de chaque graphe représente la fraction des données (nombre de données dans une gamme de valeurs/nombre de données total) en fonction de la valeur du paramètre. Cette fraction prend en compte les données manquantes (non affichées), ce qui explique une somme des fractions très inférieures à 1 pour certains paramètres, en particulier pour la couverture nuageuse. Les graphes de ces paramètres sont surlignés en rouge pour souligner leur manque de pertinence par manque de disponibilité.

Devant la variété de météorologies différentes aboutissant à un même spectre, nous faisons l'hypothèse que les centroïdes peuvent être estimés convenablement par SMARTS2, en retenant les paramètres d'entrée ajustant au mieux le centroïde. Dans le cas où SMARTS2 serait incapable de représenter l'ensemble des centroïdes, nous devrions rejeter cette méthode au profit d'un autre modèle, moins rapide, mais permettant le calcul d'une plus large variété de spectres.

Nous verrons dans la suite (Fig 3.4.6) que l'observation de la qualité des ajustements a permis ainsi de confirmer l'utilisation du modèle SMARTS2 pour les ajustements, ainsi que pour l'extrapolation.

### 3.4.3 Domaine spectral de l'extrapolation

L'extrapolation consiste, à partir d'informations présentes dans le domaine spectral connu, à étendre leur représentation dans un domaine inconnu.

Cela implique que l'ajustement va pouvoir jouer sur certains paramètres (influençant le spectre sur le domaine spectral connu) mais que d'autres, n'ayant d'influence que sur le domaine inconnu, vont devoir être fixés a priori (et seront donc susceptibles de limiter le domaine en longueur d'onde accessible à l'extrapolation).

Les diffusions du rayonnement de Rayleigh par le milieu moléculaire et de Mie par les aérosols, ainsi que leurs absorptions, ont principalement effet dans les courtes longueurs d'ondes et s'étendent sur une large gamme spectrale [Cojan 1995] (cf. § 1.2.3). L'essentiel de ces informations est relativement bien représenté dans notre domaine spectral connu (400 – 1000 *nm*) et l'ajustement numérique pourra donc en tirer profit pour l'extrapolation. Par contre, les localisations spectrales des absorptions inélastiques moléculaires dépendent fortement de la molécule considérée. Certains constituants atmosphériques, comme O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, ont des effets prévisibles sur le domaine spectral connu. D'autres espèces très importantes pour le bilan radiatif terrestre, comme CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> ou N<sub>2</sub>O, sont en revanche totalement absentes de notre zone d'observation. Pour illustrer ces différences, voici quelques exemples.

Dans le cas de l'ozone (Fig 3.4.2), comme l'allure de sa courbe de sections efficaces (caractéristique du taux d'absorption) est bien connue, l'absorption par les bandes de Chappuis mesurée dans le domaine connu permet l'extrapolation de sa forte absorption dans le domaine UV.



### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

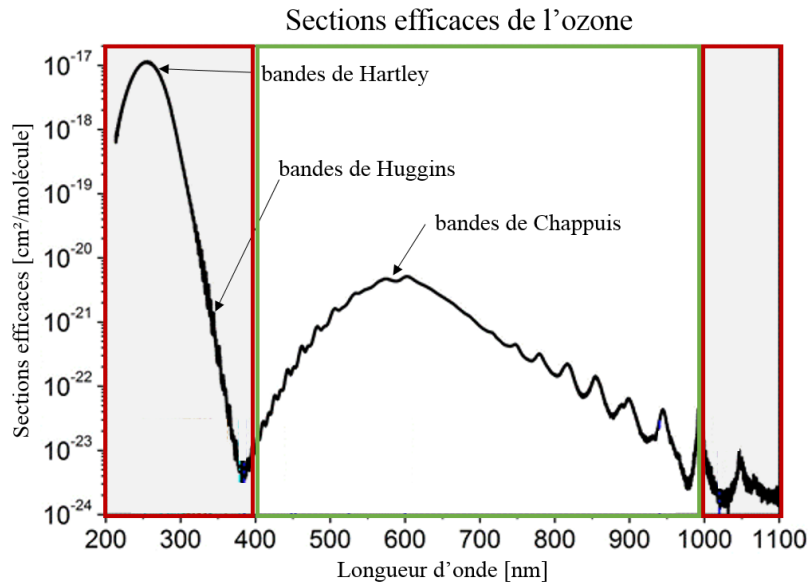


Fig 3.4.2 : Sections efficaces de l'ozone (source [Serdyuchenko 2012]). Les zones grisées encadrées rouge correspondent aux domaines à extrapoler. Le domaine spectral couvert par la mesure est encadré en vert. Le lien entre la section efficace et le taux d'absorption se fait par la relation de Beer-Lambert. Ici pour un milieu homogène :  $\frac{I(x,\lambda)}{I(0,\lambda)} = e^{-\rho \cdot \sigma(\lambda) \cdot x}$ , où  $x$  est la longueur de parcours de la lumière dans le milieu,  $\rho$  la densité moléculaire et  $\sigma(\lambda)$  la section efficace spectrale pour une molécule.

La figure suivante (Fig 3.4.3) présente les raies d'absorption entre 520 nm et 1500 nm pour différentes molécules, principalement pour l'eau, l'oxygène et le dioxyde de carbone. Pour l'eau et de l'oxygène, ces raies sont présentes dans le domaine connu ainsi que dans celui à extrapoler, ainsi l'information contenue permettrait par ajustement une bonne estimation de l'absorption dans le proche infra-rouge. Ce n'est pas le cas pour le dioxyde de carbone, dont les effets sont observables uniquement à partir de 1200 nm, donc totalement en dehors du domaine couvert par la mesure. La seule méthode dont nous disposons pour estimer son effet sur le spectre est alors de se baser sur des informations complémentaires sur le taux de dioxyde de carbone dans l'atmosphère. Les données de l'observatoire du Mauna Loa [Web ESRL] nous donnent une idée de son évolution : la concentration de CO<sub>2</sub> atmosphérique suit une croissance annuelle d'environ 0,5% (entre 2004 et 2013) pour une valeur de  $396.48 \pm 0.12$  ppm en 2013 et une variation saisonnière moyenne (entre 2004 et 2014) d'amplitude environ 8 ppm (2%). Ces valeurs et évolutions sont en accord avec les taux de CO<sub>2</sub> proposés pour l'année 1996 par Anderson *et al.* [Anderson 1996] et repris par Osterwald et Emery [Osterwald 2000] pour leur extrapolation. Les données bibliographiques sont fournies en concentration molaire ppm et le paramètre SMARTS2 correspondant est en concentration volumique ppmv : dans l'approximation des gaz parfaits, tout à fait recevable dans le cas de l'atmosphère, nous avons une équivalence entre concentration molaire et concentration volumique. Pour notre modélisation, nous prenons donc une valeur constante de 400 ppmv correspondant aux taux moyen pour 2015. Enfin, dans le domaine jusqu'à 1500 nm, les raies du dioxyde de carbone contribuent peu à l'absorption du rayonnement : une erreur d'estimation ne serait donc pas critique.

## Raies d'absorptions moléculaires

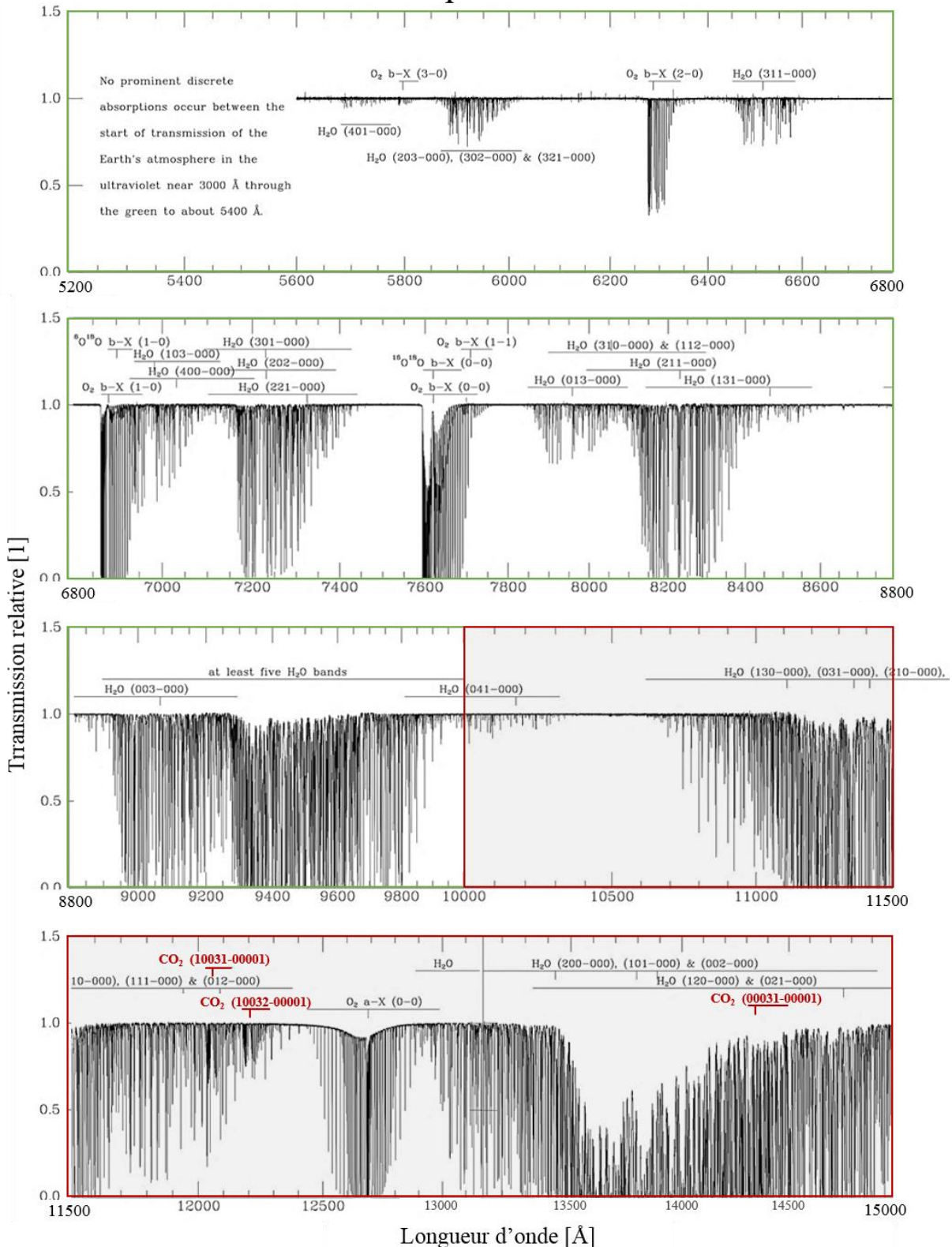


Fig 3.4.3 : Raies d'absorptions entre 520 et 1500 nm (5200 et 15000 Å) pour différentes molécules (avec l'aimable autorisation de Kenneth Hinkle [Hinkle 2003]). Les zones grisées encadrées en rouge correspondent aux domaines à extrapoler. Le domaine spectral couvert par la mesure est encadré en vert. Dans le dernier cadre, les raies d'absorption du dioxyde de carbone sont mises en évidence.

### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

Au-delà de 1500 nm, le nombre d'espèces moléculaires (CO<sub>2</sub>, NO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO) non-observables de 400 à 1000 nm et leurs effets sont tellement importants qu'il serait très approximatif de tenter une extrapolation (cf. Annexe A.4).

Le domaine d'extrapolation choisi sera donc compris entre les limitations du RTM pour les faibles longueurs d'onde soit 280 nm et une valeur raisonnable en infrarouge proche permettant une extrapolation fiable, soit 1500 nm. Ce domaine spectral recouvre ainsi l'ensemble des technologies photovoltaïques, le domaine de la santé, du bâtiment (éclairage et photodégradation) et l'agriculture (cf. § 1.1).

Nous savons maintenant sur quels spectres réaliser les ajustements, quel modèle utiliser a priori, et sur quel domaine réaliser l'extrapolation. Nous présentons maintenant l'algorithme utilisé pour l'ajustement, la validation du choix du modèle, ainsi que les résultats obtenus.

#### 3.4.4 Algorithme : recuit simulé

Nous souhaitons estimer au mieux les centroïdes. Une méthode largement utilisée pour l'ajustement numérique est la méthode du « recuit simulé », qui permet d'atteindre la solution en un minimum de temps. Cette méthode consiste, par simulations successives, à minimiser une *fonction objectif* (cf. § 3.4.4.1) caractérisant la qualité d'ajustement avec le centroïde. Chaque simulation est réalisée à partir d'un ensemble de paramètres définis aléatoirement par une *loi de proposition* (cf. § 3.4.4.2). Il arrive lors de la convergence de l'algorithme qu'il tende vers un minimum local de la fonction : la particularité du recuit simulé est la probabilité à échapper à ces minimums locaux sous une certaine *condition* (cf. § 3.4.4.3), pour atteindre, s'il est convenablement configuré, le minimum global de la fonction. On choisit généralement une configuration permettant une convergence rapide de l'algorithme permettant une bonne approximation du minimum global, même s'il n'est pas forcément atteint.

Afin de couvrir la variété des climats représentés par les centroïdes, nous réalisons trois types d'ajustements avec des modélisations d'éclairement énergétiques spectraux horizontaux sous trois types de vues : globaux, diffus et direct. Pour chaque centroïde, nous gardons la vue fournissant le meilleur ajustement.

##### 3.4.4.1 Fonction objectif

La fonction objectif doit quantifier la qualité d'ajustement du centroïde par le modèle : nous utilisons la variance du résidu  $V_{res}(C_q, \widehat{C}_q)$  entre le centroïde  $C_q(\lambda)$  et son estimation  $\widehat{C}_q(\lambda)$ . Afin de comparer au mieux ces spectres relatifs, nous les normalisons proportionnellement à leur intégrale pondérée :

$$V_{res}(C_q, \widehat{C}_q) = \sum_{l=1}^{N_{\lambda Q}} \omega_q(\lambda_l) \left( \frac{C_q(\lambda_l)}{\sum_{l=1}^{N_{\lambda Q}} \omega_q(\lambda_l) C_q(\lambda_l)} - \frac{\widehat{C}_q(\lambda_l)}{\sum_{l=1}^{N_{\lambda Q}} \omega_q(\lambda_l) \widehat{C}_q(\lambda_l)} \right)^2 \quad (3.4.1)$$

$\omega_q(\lambda_l)$  est la pondération spectrale de la partition  $q \in \{\mathbb{N}; [1; 1175]\}$ , sur le domaine  $\lambda_l \in \{\mathbb{N}; [1; N_{\lambda Q}]\}$ , tenant compte de la distribution des spectres générateurs au sein de la partition  $\sigma_{C_q}(\lambda)$  (cf. équation (3.3.8)) et de leur incertitude spectrale moyenne  $\sigma_{s_q}(\lambda)$  (cf. équation (3.3.9)) :

$$\omega_q(\lambda_l) = \frac{1}{\sum_{l=1}^{N_{\lambda Q}} \frac{1}{(\sigma_{Cq}^2(\lambda_l) + \sigma_{sq}^2(\lambda_l))}} \quad (3.4.2)$$

La résolution optique spectrale de l'estimation  $\widehat{C}_q(\lambda)$  est dégradée au niveau des mesures  $C_q(\lambda)$  par convolution du spectre SMARTS2 de 1 nm de résolution vraie avec une gaussienne d'écart type 0,8 nm. De cette manière, les deux spectres ont la même résolution « optique » lors de leur comparaison.

### 3.4.4.2 Loi de proposition

L'ensemble des paramètres d'entrée de la  $j$ -ème modélisation est représenté par le vecteur  $X_j$ . Chaque élément du vecteur représente une caractéristique physique pour la modélisation : sous SMARTS, nous utilisons 12 caractéristiques physiques dont les valeurs sont choisies aléatoirement sur des domaines bornés. Les bornes sont celles recommandées dans le guide d'utilisation de SMARTS2 [Gueymard 2005]. Par exemple, pour la colonne d'eau précipitable (quantité d'eau qui pourrait être obtenue si toute la vapeur d'eau contenue dans une colonne d'air était condensée et précipitée), la valeur minimale pour une atmosphère extrêmement sèche est  $0 \text{ g.cm}^{-2}$  et la valeur maximale est  $12 \text{ g.cm}^{-2}$ . Le tableau suivant résume ces entrées, leur identifiant SMARTS2 (Card), et leur domaine de variation :

Card	Caractéristique physique	Domaine de variation
2a	SPR : pression atmosphérique au niveau du site [mb]	$X_{min} = 970 ; X_{max} = 1030$
3	TAIR : température atmosphérique [°C]	Loi normale centrée sur TDAY d'écart type 5°C
3	RH : humidité relative au niveau du site [%]	$X_{min} = 0 ; X_{max} = 100$
3	SEASON : saisons	Choix parmi : <i>SUMMER</i> ou <i>WINTER</i>
3	TDAY : température atmosphérique moyenne sur la journée [°C]	$X_{min} = -15 ; X_{max} = 30$
4a	IH2O : colonne d'eau précipitable [ $\text{g.cm}^{-2}$ ]	$X_{min} = 0 ; X_{max} = 12$
5a	IO3 : colonne d'ozone stratosphérique [atm - cm]	$X_{min} = 0,1 ; X_{max} = 0,5$
6a	ILOAD : importance de la pollution troposphérique	Choix parmi : PRISTINE, LIGHT, MODERATE ou SEVERE
8	AEROS : choix du modèle d'aérosol	Choix parmi : 4 S&F (RURAL, URBAN, MARIT, TROPO) et 3 SRA (CONTL, URBAN et MARIT)
9a	VISI : visibilité horizontale [km]	$X_{min} = 0,77 ; X_{max} = 764$
17a	IMASS : air mass	$X_{min} = 1,0 ; X_{max} = 38,2$
10	IALBDX=0 : albedo utilisateur	Coefficient de pondération de l'albédo de l'herbe. $X_{min} = 0 ; X_{max} = 1$

Table 3.4.1 : Résumé des 12 paramètres physiques d'entrée du modèle de transfert radiatif SMARTS2 2.9.5. La colonne de gauche représente les identifiants SMARTS2 pour la création du fichier « smart295.inp.txt ». Colonne du milieu le nom du paramètre dans la documentation SMARTS2 [Gueymard 2005] et sa définition. La colonne de droite présente le domaine accessible à la caractéristique considérée.

### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

Le douzième paramètre est décrit en détail dans la partie sur l'influence de l'albédo (cf. § 3.4.5), afin de corriger une difficulté d'ajustement récurrente si seuls les 11 premiers paramètres sont utilisés.

La loi de proposition des vecteurs  $X_j$  suit un processus de Markov, c'est-à-dire que chaque nouvel ensemble  $X_{j+1}$  est déterminé à partir de l'état précédent  $X_j$  avec la probabilité conditionnelle  $P(X_{j+1}|X_j)$  de choisir  $X_{j+1}$  en fonction de  $X_j$ .  $P(X_{j+1}|X_j)$  suit une loi normale centrée sur  $X_j$  et d'écart type  $\frac{\Delta X}{10}$ , où  $\Delta X$  est le domaine de variation accessible aux paramètres physiques. L'écart type  $\frac{\Delta X}{10}$ , a été choisi car il donnait de bons résultats pour la convergence du modèle. Le fait que  $X$  soit borné implique que la probabilité conditionnelle n'est pas symétrique : si nous considérons  $X_n$  et  $X_m$  tel que  $X_n$  est plus proche d'une des limites de son domaine que  $X_m$  alors  $P(X_m|X_n) > P(X_n|X_m)$ .

#### 3.4.4.3 Algorithme et condition de Metropolis

L'algorithme suit le schéma suivant (Fig 3.4.4) : à l'itération  $j + 1$  de la boucle de « recuit simulé », la loi de proposition fournit, en fonction de  $X_j$ , un ensemble de paramètres  $X_{j+1}$  pour la modélisation avec la probabilité  $P(X_{j+1}|X_j)$ . Ensuite, le RTM SMARTS2 2.9.5 produit une estimation  $\widehat{C}_q$  du centroïde  $C_q$  à partir de  $X_{j+1}$ . La fonction objectif calcule la nouvelle variance résiduelle  $V_{new}$ . Cette nouvelle variance est comparée à l'ancienne  $V_{old}$  grâce à la condition de Metropolis notée ainsi :

$$p = \exp\left(-\frac{V_{new} - V_{old}}{T_M}\right) \quad (3.4.3)$$

Et autorise le passage de  $X_j$  à  $X_{j+1}$  avec la probabilité  $q$  :

$$V_{new} \leq V_{old} \Rightarrow q = 1 \quad (3.4.4)$$

$$V_{new} > V_{old} \Rightarrow q = p - 1 \quad (3.4.5)$$

Cette condition fait passer systématiquement à la configuration minimisant la variance résiduelle. Elle autorise aussi parfois, de manière aléatoire, le passage à une configuration de plus grande variance. Cette condition permet à l'algorithme d'échapper aux minimums locaux. La probabilité de ce dernier passage dépend de l'écart de variance par rapport au paramètre  $T_M$  du modèle, appelé température pour des raisons historiques. A la fin de chaque itération la « température »  $T_M$  est réduite, ce qui fait tendre la probabilité d'acceptation des « mauvaises » configurations vers 0.

Ainsi, si la nouvelle configuration  $X_{j+1}$  est acceptée, alors nous affectons la valeur de la nouvelle variance à  $V_{old}$  et la nouvelle configuration à  $X_j$ , puis nous recommençons une nouvelle itération.

```

% C centroïde ; C_wght : pondération spectrale
function Xj = recuit_simule(C,C_wght)

%% configuration du recuit simulé
Xj = init_param(); % paramètres de simulation SMARTS
T = 0.004; % température
Tred = 0.993; % réduction de la température
Vold = 0.3347; % variance résiduel / variance totale
Nmax = 1500; % nombre maximum d'itérations

%% recuit simulé
for jp1=1:Nmax
    Xjp1 = loi_de_proposition( Xj );
    fit_C = SMARTS(Xjp1); % modélisation selon Y
    Vnew = fct_objectif( C, C_wght, fit_C);

    p = exp(-(Vnew-Vold)/T); % condition de Metropolis
    if p > rand(1) % probabilité d'acceptation
        Xj = Xjp1;
        Vold = Vnew;
    end
    T = T*Tred; % réduction de la température
end
end

```

Fig 3.4.4 : l'essentiel de l'algorithme de recuit simulé sous Matlab. La fonction retourne le meilleur ensemble de caractéristiques physiques  $X_j$  pour l'ajustement du centroïde.

La limitation du nombre d'itérations de l'algorithme est généralement imposée soit par une température minimale seuil, ce qui est équivalent à un nombre d'itérations maximum, soit par une valeur seuil de la fonction objectif. Dans notre code, nous limitons le nombre d'itérations à 1500. La configuration présentée au début de l'algorithme dans la Fig 3.4.4 fournit des résultats très satisfaisants en un temps raisonnable.

Pour le système informatique suivant (Fig 3.4.5), le lancement de trois instances Matlab permet d'ajuster les 1175 centroïdes en 5 jours. L'ajustement étant itératif, il n'est pas parallélisable, par contre il est aisément distribuable sur plusieurs instances de Matlab et sur plusieurs ordinateurs, ce qui peut considérablement diminuer le temps de calcul.

Processeur :	Intel(R) Core(TM) i7-4600U CPU @ 2.10GHz 2.70 GHz
Mémoire installée (RAM) :	8,00 Go (7,69 Go utilisable)
Type du système :	Système d'exploitation 64 bits

Fig 3.4.5 : caractéristiques du système informatique utilisé pour l'ajustement par recuit simulé.

### 3.4.5 Influence de l'albédo

Une première série de calculs a mis en évidence une difficulté récurrente des ajustements au-delà de 700 nm : au-delà de cette valeur le spectre mesuré (centroïde) semblait régulièrement anormalement intense (Fig 3.4.6). L'ajustement numérique fournit une solution intermédiaire en majorant les valeurs avant 700 nm et minorant celles après 700 nm.

### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

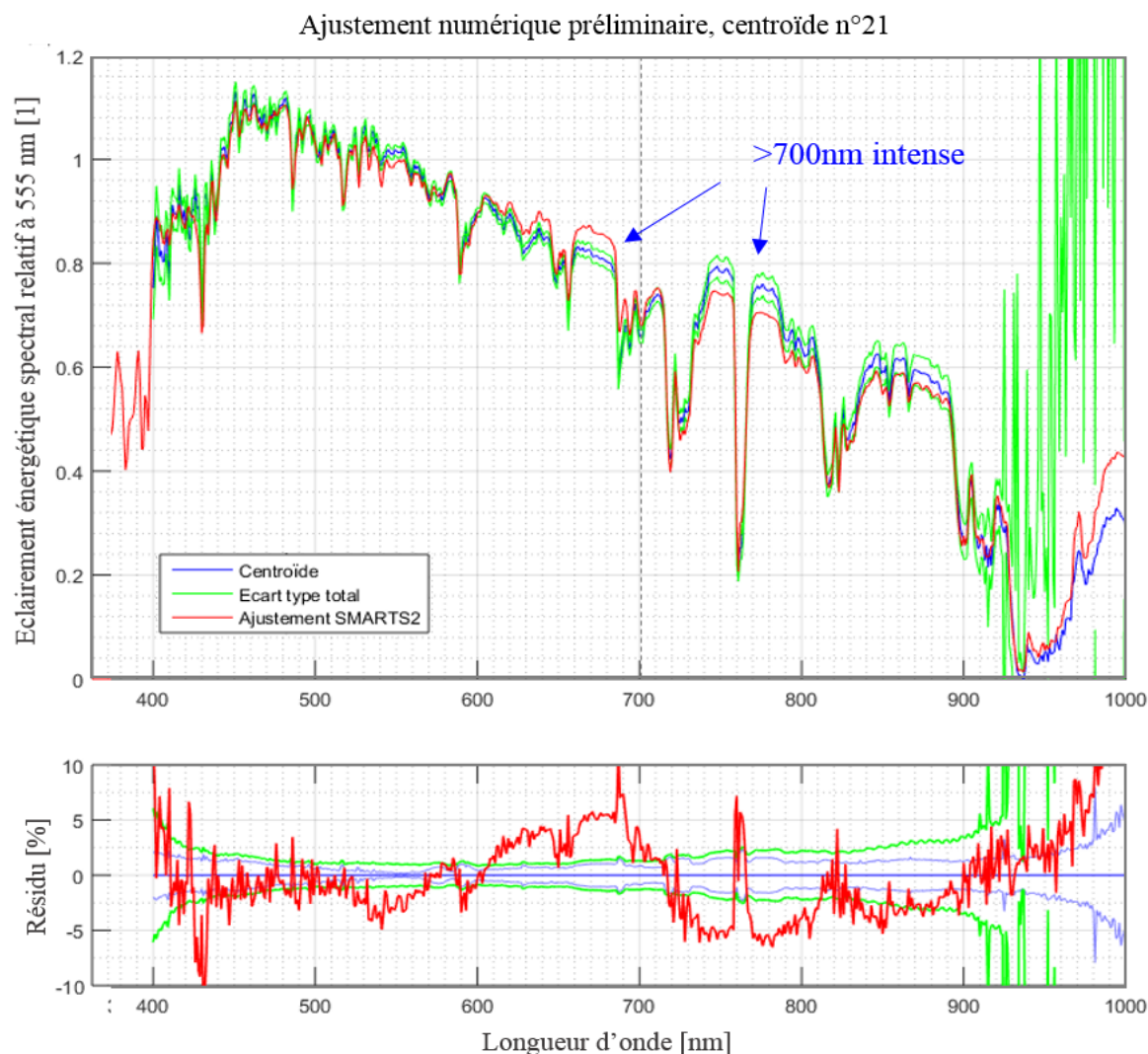


Fig 3.4.6 : Résultat d'ajustement préliminaire (avant correction de l'albédo local).

Ce phénomène ne trouve d'explication évidente, ni dans les diffusions élastiques de Rayleigh ou de Mie qui sont lentement variables, ni dans les absorptions inélastiques des espèces moléculaires courantes ( $O_2$ ,  $O_3$ ,  $H_2O$ ) dont les localisations sont bien connues. Une caractéristique importante non prise en compte lors des premières modélisations est l'albédo du site. D'après les cartes IGN (Fig 3.4.7), à part le quart sud-ouest du site d'observation à Vaulx-en-Velin, une forte proportion de la périphérie est composée de terrains agricoles et de forêts. Cette remarque est faite après observation qualitative des zones voisines de la station de mesure (10km autour) en comparant le couvert végétal (en couleurs) avec la surface restante (nuances de gris). Il faut aussi noter qu'une fraction de la surface restante (grise) est aussi composée de végétaux non référencés.

Cet effet a déjà été observé par Nann [Nann 1989], qui l'explique dans les cas des ciels nuageux par les multiples réflexions avec la surface ayant un fort albédo dépendant du spectre (végétation).

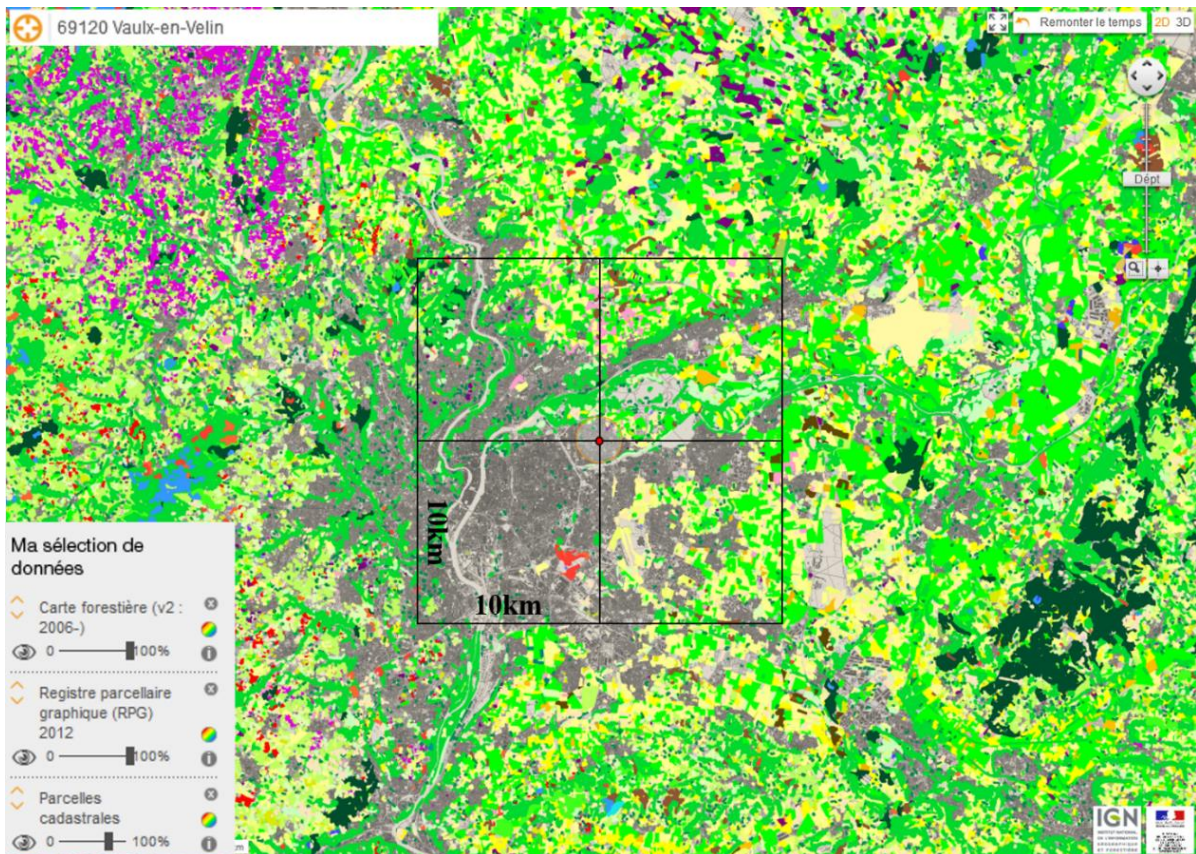


Fig 3.4.7 : Occupation des sols autour de la zone d'observation. Les couleurs représentent différents types de couverts végétaux. Le dégradé de gris correspond aux parcelles cadastrales.

La fonction spectrale de l'albédo végétal (Fig 3.4.8) explique plutôt bien les observations sur les ajustements précédents avec une forte élévation de l'albédo pour les longueurs d'ondes supérieures à 700 nm.

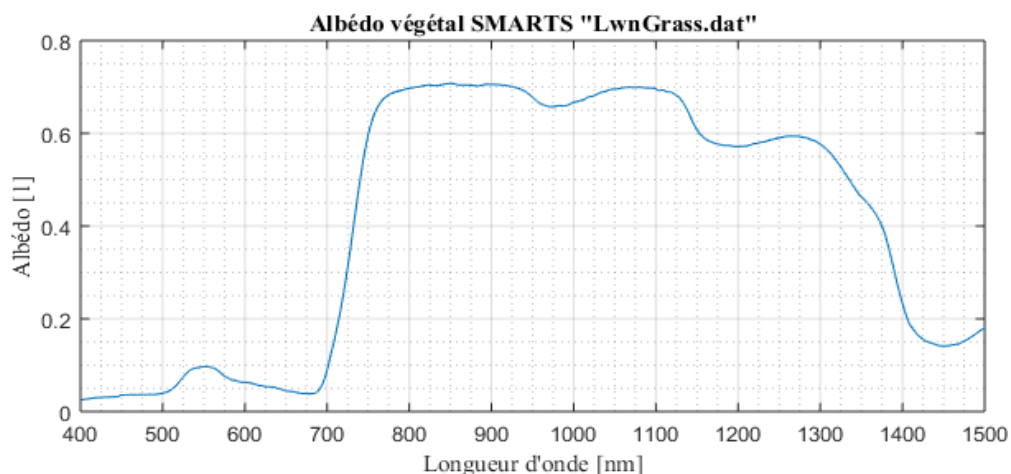


Fig 3.4.8 : Spectre de l'albédo végétal du fichier SMARTS « LwnGrass.dat »

On introduit donc un douzième paramètre pour l'ajustement numérique : un coefficient multiplicatif, compris entre 0 et 1, pondérant un albédo végétal « LwnGrass.txt » choisi dans la bibliothèque SMARTS. Nous pouvons voir sur l'exemple du centroïde n°21 (Fig 3.4.6, Fig 3.4.9) que l'amélioration est notable.



### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

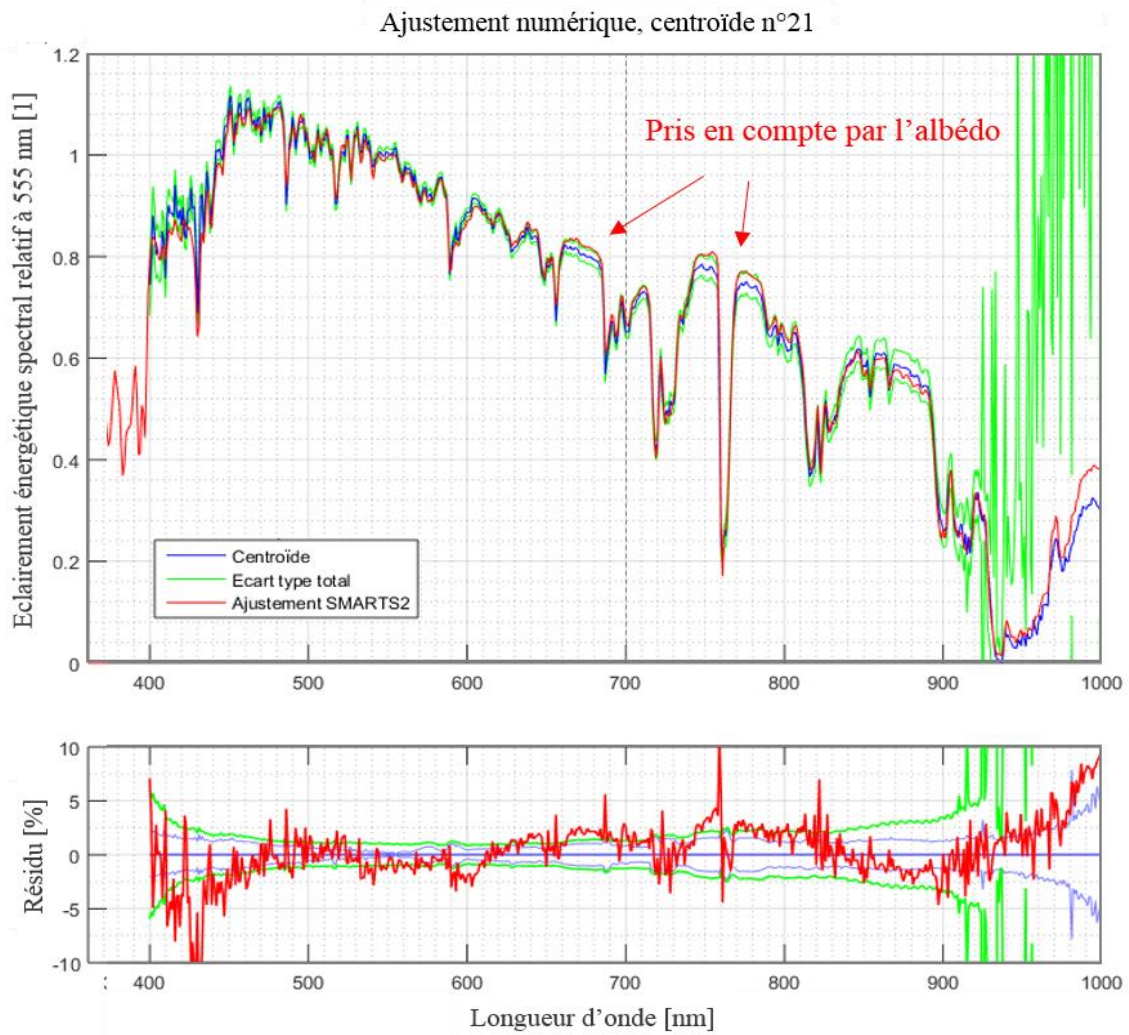


Fig 3.4.9 : Ajustement du centroïde n°21 avec la prise en compte de l'albédo. Dans ce cas, le coefficient multiplicatif est de 1.

### 3.4.6 Résultats

Après avoir ajusté chaque centroïde avec les trois vues (horizontales : globale, diffuse et directe) nous retenons celle offrant le meilleur résultat. Ceci produit un résultat équivalent à un seul ajustement faisant varier la vue comme s'il s'agissait d'un 13<sup>ème</sup> paramètre. La qualité des ajustements des vues retenues est très bonne, comme l'atteste la distribution des coefficients de détermination Fig 3.4.10.

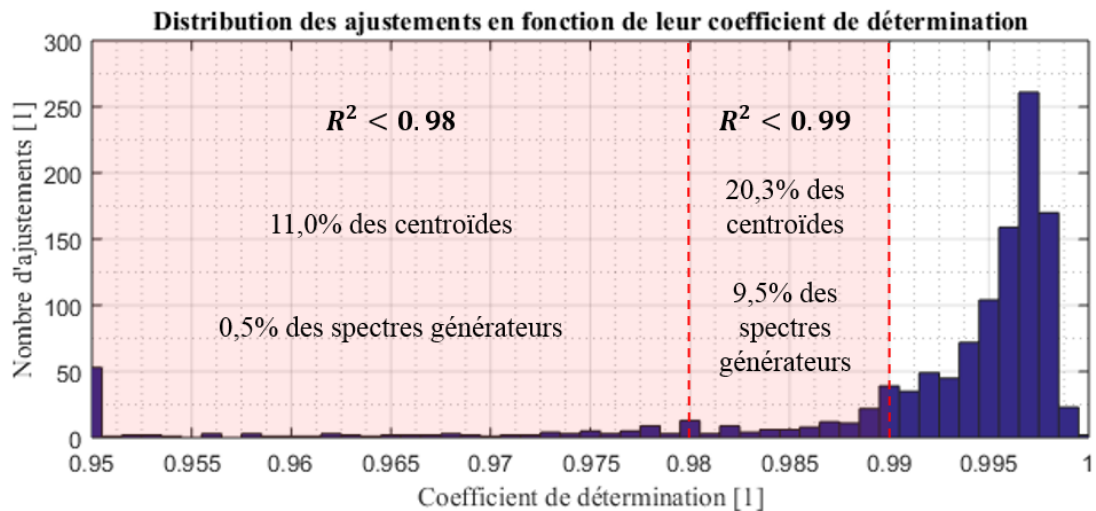


Fig 3.4.10 : Distribution des ajustements en fonction de leur coefficient de détermination. Les deux zones en rouge donnent un ordre d'idée de la population des centroïdes (et spectres générateurs) les moins bien ajustés. Le nombre d'ajustement correspond au nombre de centroïdes, sur les 1175, étant ajustés avec le coefficient de détermination présenté en abscisse.

La majorité des centroïdes est ajustée par des modélisations d'éclairéments horizontaux diffus pour 79,0% des ajustements, puis globaux pour 19,7% ; les ajustements par des modélisations d'éclairéments directs horizontaux pour 1,3% sont minoritaires. Comme nous conservons pour chaque centroïde le modèle (global, diffus ou direct) offrant le meilleur résultat, même si le modèle n'est pas fait pour la modélisation de ciels nuageux, les ajustements diffus permettent la représentation de ces spectres. Il y a par contre une perte de signification des paramètres atmosphériques optimaux. L'exemple le plus caractéristique est l'ozone : en fonction d'un ajustement diffus ou global, les estimations de la colonne d'ozone sont très différentes et même souvent irréalistes (ajustement diffus) (Fig 3.4.11). Au-dessous de 0,2 atm-cm (ou 200 DU), nous pouvons considérer qu'il y a un trou dans la couche d'ozone ce qui est improbable à notre latitude (45° nord).

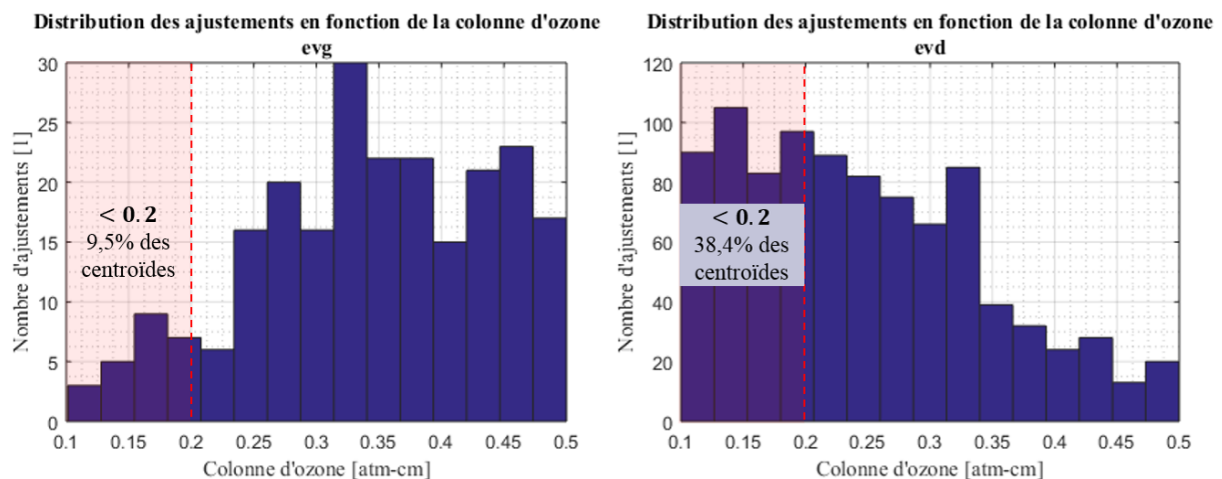


Fig 3.4.11 : Distribution de l'ensemble des ajustements des centroïdes retenus (pour les vues : global et diffus) en fonction de la colonne d'ozone pour les ajustements de type diffus et globaux. La zone en rouge indique les valeurs de colonne d'ozone pour lesquelles nous pouvons considérer qu'il y a un trou dans la couche d'ozone. Le pourcentage indiqué correspond à la fraction des centroïdes de la vue considérée.

Cette perte de signification ne doit pas (cf. § 3.4.3) impacter la qualité de l'extrapolation, car l'ajustement ne fait que prolonger ce que nous observons entre 400 et 1000 nm. Nous pouvons

### 3.4 Extrapolation spectrale des centroïdes

donc produire 1175 nouveaux centroïdes extrapolés de 280 à 1500 nm avec une résolution vraie de 1 nm (pas de dégradation par la résolution optique d'un instrument). La figure suivante (Fig 3.4.12) présente le spectre, lissé par la résolution optique, issu de l'ajustement du premier centroïde sur tout le domaine spectral.

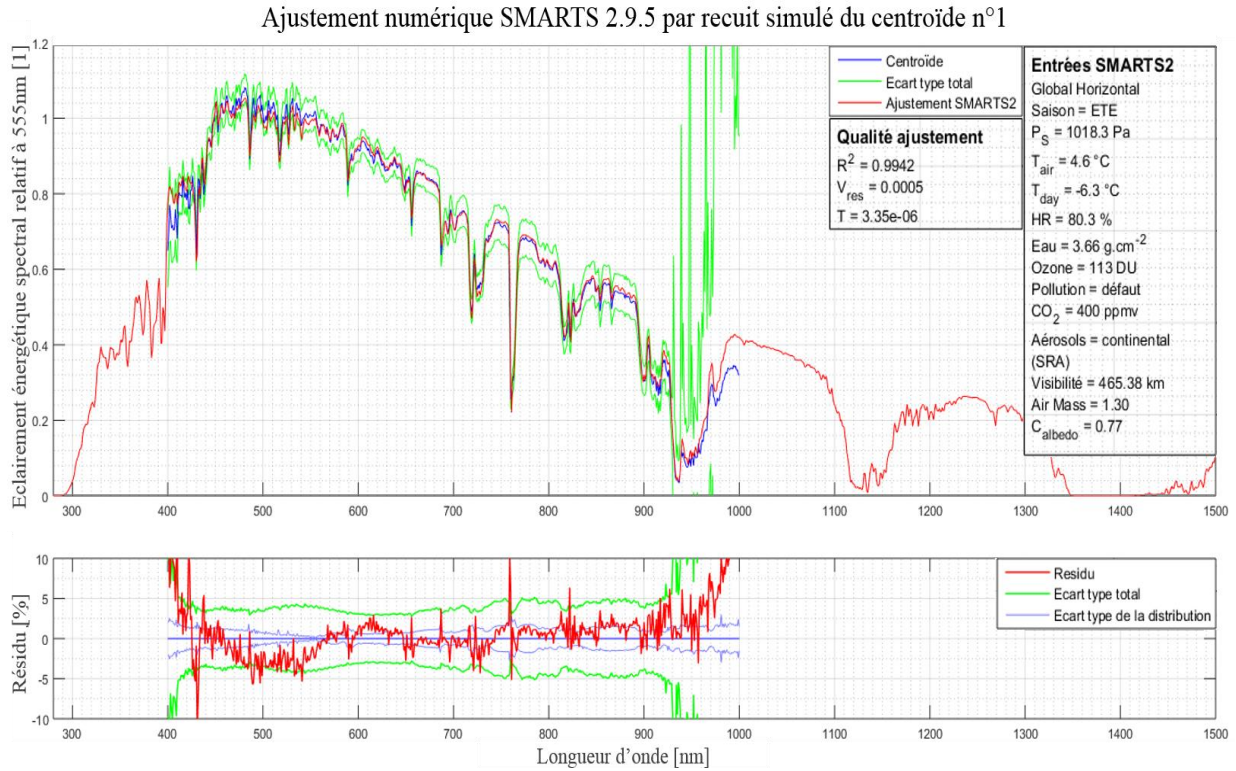


Fig 3.4.12 : ajustement numérique SMARTS2 2.9.5 par recuit simulé du premier centroïde. Le tableau « Qualité ajustement » contient : le coefficient de détermination  $R^2$ , la variance résiduelle  $V_{res}$  utilisée comme valeur à minimiser lors de l'ajustement et la température  $T$  obtenue lors du dernier changement de paramètres  $X$ . Le tableau « Entrées SMARTS2 » contient les paramètres physiques  $X$  utilisés pour la modélisation SMARTS. Tracé en vert sur les deux graphiques, l'écart type total de la partition utilisé pour la pondération dans le calcul de la variance résiduelle.

Pour étudier la qualité des ajustements  $\widehat{C}_q(\lambda)$  des centroïdes  $C_q(\lambda)$ , nous comparons le résidu relatif moyen  $\Delta C/C$  (équation (3.4.6)) à l'écart type moyen total relatif  $\sigma_p/\bar{C}$  (équation (3.4.7)). Ce dernier permet de prendre en compte la distribution moyenne  $\sigma_c$  au sein des partitions (équation (3.3.10)) ainsi que l'incertitude de mesure moyenne  $\sigma_s$  des spectres des partitions (équation (3.3.13)) :

$$\frac{\Delta C}{C}(\lambda) = \sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \frac{\widehat{C}_q(\lambda) - C_q(\lambda)}{C_q(\lambda)} \quad (3.4.6)$$

$$\frac{\sigma_p(\lambda)}{\bar{C}(\lambda)} = \frac{\sqrt{\sigma_c^2(\lambda) + \sigma_s^2(\lambda)}}{\bar{C}(\lambda)} \quad (3.4.7)$$

La figure suivante (Fig 3.4.13) présente cette comparaison, ainsi que l'écart type moyen relatif  $\sigma_c/\bar{C}$  des distributions de spectres au sein des partitions.

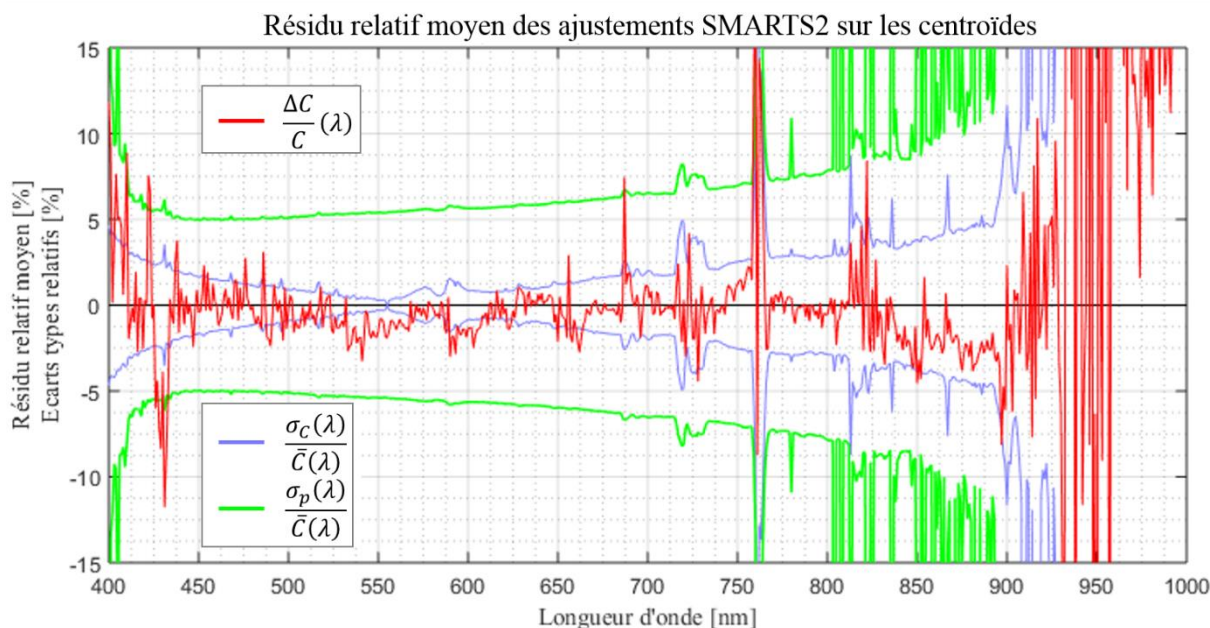


Fig 3.4.13 : étude de la qualité des ajustement SMARTS2 sur les centroïdes : comparaison du résidu relatif moyen  $\Delta C/C$  (en rouge) avec l'écart type moyen total relatif des partitions  $\sigma_p/\bar{C}$  (en vert) et l'écart type moyen relatif des distributions de spectres au sein des partitions  $\sigma_c/\bar{C}$  (en bleu).

Le résidu relatif demeure bien inférieur à l'écart type relatif total des partitions et reste de l'ordre de grandeur de l'écart type relatif des distributions (ou inférieur). Ce résultat souligne une très bonne qualité de l'ajustement. La figure (Fig 3.4.13) met également en évidence une surestimation dans l'infrarouge ( $> 950 \text{ nm}$ ) systématique. Cette surestimation systématique est probablement causée par la correction du signal d'obscurité (cf. § 2.4.1.2) qui tire vers zéro les zones spectrales correspondant aux faibles valeurs de la fonction de transfert de l'instrument (cf. Fig 2.5.9). Enfin, nous pouvons observer de fortes variations locales du résidu aux emplacements de différentes bandes moléculaires (pour  $O_2$  : vers  $\sim 690 \text{ nm}$ ,  $\sim 760 \text{ nm}$ , et pour  $H_2O$  : entre  $720 - 730 \text{ nm}$ , entre  $800 - 840 \text{ nm}$ , après  $900 \text{ nm}$ ). Une explication pourrait être un manque de précision dans l'étalonnage en longueur d'onde (cf. § 2.2.3.4), actuellement  $\leq 1 \text{ nm}$ . Un léger décalage en longueur d'onde peut en effet produire ces oscillations caractéristiques aux positions des fronts montants et descendants des bandes d'absorptions moléculaires. Dans ce cas, le modèle n'est pas en cause et une correction de l'axe des longueurs d'onde (d'une précision aux alentours de  $0,11 \text{ nm}$  (cf. § 2.2.3.4)) dans les fichiers de mesures corrigerait le problème.

La qualité de ces résultats permet de valider l'utilisation de SMARTS2 pour l'ajustement de nos 1175 centroïdes. Cet ajustement étend également le domaine spectral accessible, allant de  $280 \text{ nm}$  à  $1500 \text{ nm}$  ( $\mathcal{N}_{\lambda E} = 1221$  longueurs d'onde), uniquement avec les informations contenues dans les spectres mesurés et sans faire d'hypothèse préalable sur le contenu atmosphérique. Enfin, cet ajustement aura identifié une limitation de nos mesures avec une sous-estimation systématique au-dessus de  $950 \text{ nm}$ .

Une fois produit, ces nouveaux centroïdes extrapolés sont utilisés pour le travail d'analyse restant. Après le partitionnement, ayant permis de réduire la taille de notre échantillon d'un facteur 120, nous allons nous intéresser à un nouveau niveau de compression de l'information : la description d'un spectre de la lumière naturelle par une combinaison linéaire de quelques spectres propres principaux. Ces spectres propres sont générés dans une analyse en composantes principales (ACP) à partir des centroïdes extrapolés.

## 3.5 Analyse en composantes principales

Dans cette partie nous utilisons les centroïdes extrapolés  $\widehat{C}_q(\lambda)$ , définis entre 280 nm et 1 500 nm (cf. § 3.4), pour le développement de l'analyse en composantes principales (cf. § 3.5.2 et § 3.5.3). Nous les distinguons des centroïdes  $C_q(\lambda)$  issus du partitionnement et définis entre 400 nm et 1 000 nm (cf. § 3.3), que nous utilisons pour la validation et la comparaison au modèle CIE (cf. § 3.5.4 et 3.5.5).

### 3.5.1 Introduction

Dans cette partie et de façon similaire à Judd *et al.* [Judd 1964] (cf. § 3.1), nous réalisons une analyse en composantes principales permettant la description des spectres de la lumière naturelle par un spectre d'origine  $S_0(\lambda)$  et d'une combinaison linéaire de spectres propres  $S_n(\lambda)$ . Cela simplifie la représentation des spectres de la lumière naturelle et facilite l'analyse de leurs relations avec les paramètres colorimétriques et environnementaux. Nous retiendrons un nombre optimum de trois spectres propres pour la représentation des éclairissements spectraux globaux horizontaux mesurés.

Avant la simplification, les spectres de la lumière naturelle ou les centroïdes, normalisés, sont décrits dans l'espace des longueurs d'onde défini par le repère orthonormé  $\mathcal{R}^{\mathcal{N}_d}$  (que l'on notera plus simplement dans la suite  $\mathcal{R}$ ) d'origine  $O$  et de base orthonormée  $(\vec{e}_{\lambda_1}, \dots, \vec{e}_{\lambda_{\mathcal{N}_d}})$  où chacun de ces vecteurs permet la représentation des valeurs des spectres pour une longueur d'onde donnée. Le nombre de dimensions  $\mathcal{N}_d$  de cet espace se calcule ainsi :

$$\mathcal{N}_d = \mathcal{N}_{\lambda E} - 1 \quad (3.5.1)$$

Où  $\mathcal{N}_{\lambda E}$  est le nombre de longueur d'onde des centroïdes extrapolés (cf. § 3.4) et  $-1$  car nous excluons le point correspondant à la longueur d'onde de normalisation qui n'apporte aucune information sur les centroïdes (toujours égale à 1 par normalisation). Nous pouvons ainsi comparer les dimensions des espaces des longueurs d'onde dans l'étude de Judd, avec ses 37 dimensions, et cette étude avec  $\mathcal{N}_d = 1220$  dimensions. Cela donne un ordre d'idée de l'information supplémentaire contenue dans ces centroïdes.

Nous avons constaté précédemment (cf. Fig 3.3.3) que certaines bandes spectrales pouvaient être fortement corrélées entre elles. Cela signifie qu'il est possible de décrire la variation d'une bande à partir de la connaissance de la variation de l'autre bande. Ces corrélations soulignent une redondance de l'information entre les bandes spectrales : nous supposons donc qu'il est possible de décrire l'ensemble des centroïdes avec un nombre plus restreint de composantes et cela avec une perte minimale d'information.

Pour cela, nous générons un nouveau repère  $\mathcal{R}'$  défini par le barycentre des centroïdes et une base de vecteur dits propres. Le barycentre et la base sont définis, comme les centroïdes, dans le premier repère des longueurs d'onde, nous les appelons donc spectre moyen  $S_0$  et spectres propres  $(\vec{S}_1, \dots, \vec{S}_{\mathcal{N}_d})$ . Ce repère permet une représentation optimale de l'ensemble des centroïdes en cherchant à maximiser leur variance expliquée par les vecteurs propres. La figure suivante (Fig 3.5.1) illustre la différence entre les repères  $\mathcal{R}$  et  $\mathcal{R}'$  avec un exemple d'espace à 2 dimensions.

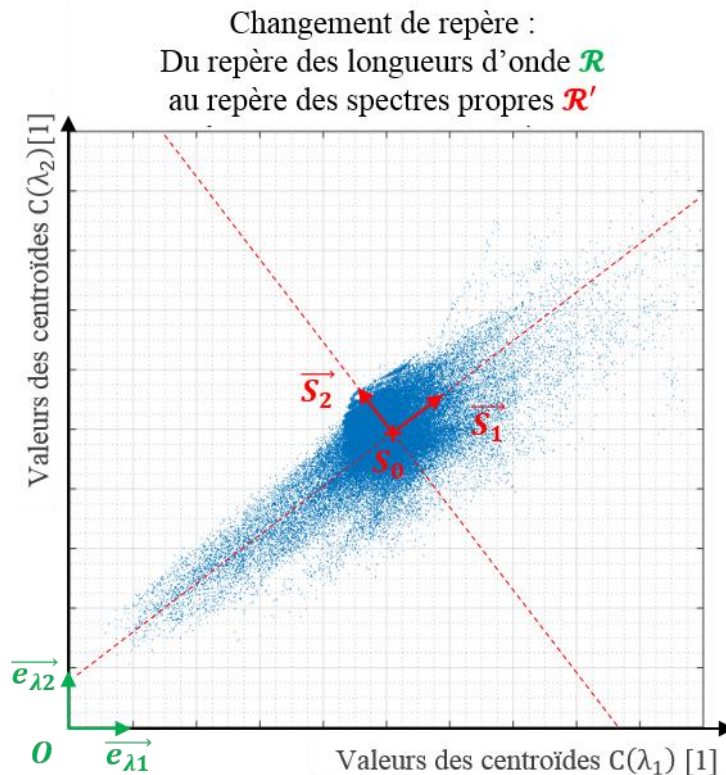


Fig 3.5.1 : Passage du repère des longueurs d'onde (en vert) à celui des spectres propres (en rouge) pour un nuage de spectres à 2 dimensions (en bleu).

Le nouveau repère est constitué, par définition, d'une famille de vecteurs libre et génératrice, ce qui implique qu'elle a autant de spectres propres que l'espace vectoriel a de dimensions, soit  $\mathcal{N}_d$ . Cet ensemble de spectres permet une description exhaustive des centroïdes. Par contre, par construction, certains d'entre eux décrivent mieux les centroïdes que d'autres (ceux où les variances expliquées sont les plus grandes). Dans notre exemple (Fig 3.5.1), la variance du nuage est mieux expliquée par le vecteur propre  $\vec{S}_1$  que par  $\vec{S}_2$  ou encore que par les vecteurs  $(\vec{e}_{\lambda_1}, \vec{e}_{\lambda_2})$  du repère d'origine.

La sélection des composantes principales consiste à ne garder que les spectres propres les plus explicites. Le nombre de spectres conservés est un compromis entre le niveau de représentativité souhaité et la complexité du modèle final (nombre de spectres propres le constituant) acceptée.

### 3.5.2 Protocole

Le protocole pour générer les spectres propres principaux repose sur les principes de l'analyse en composantes principales [Escofier 2008].

### 3.5 Analyse en composantes principales

#### 3.5.2.1 Centrage

La première étape consiste à centrer le nouveau repère sur le spectre moyen  $S_0(\lambda)$  des  $\mathcal{N}_p$  centroïdes extrapolés (cf. § 3.4) normalisés  $c_q(\lambda)$  à une longueur d'onde de référence  $\lambda_{ACP}$  (cf. § 3.5.2.6). Tout d'abord, nous calculons les centroïdes extrapolé normalisé  $c_q(\lambda)$  à une longueur d'onde de référence  $\lambda_{ACP}$  :

$$c_q(\lambda) = \frac{\widehat{C}_q(\lambda)}{\widehat{C}_q(\lambda_{ACP})} \quad , \quad \forall \lambda \neq \lambda_{ACP} \quad (3.5.2)$$

Nous excluons les composantes  $c_q(\lambda_{ACP})$  toujours égales à 1, produisant une variance nulle, et ne contenant aucune information pour l'ACP. Les dimensions du spectre passe ainsi de  $\mathcal{N}_{\lambda E} = 1221$  à  $\mathcal{N}_d = \mathcal{N}_{\lambda E} - 1 = 1220$ .

Puis nous calculons le spectre moyen  $S_0(\lambda)$ . Cela ne change pas la relation entre les variables du centroïde (valeurs du centroïde aux différentes longueurs d'onde), il s'agit d'une simple translation du repère. Le barycentre se calcule ainsi :

$$S_0(\lambda) = \sum_{q=1}^{\mathcal{N}_p} \omega_{N_q} c_q(\lambda) \quad (3.5.3)$$

Où  $\omega_{N_q}$  est le poids normalisé de chaque partition  $q$  de population  $N_q$  défini précédemment (cf. équation (3.3.12)).

#### 3.5.2.2 Pondération des variables

La recherche de spectres propres se fait par l'évaluation des relations entre les variances des différentes variables (valeurs du centroïde aux différentes longueurs d'onde). A ce niveau apparait la question du poids que l'on doit accorder à ces variations. On parle de réduction des variables.

La réduction consiste généralement à mettre toutes les variables sur un pied d'égalité en les divisant (réduisant) par l'écart type des observations (des centroïdes dans notre cas). Cette méthode est particulièrement recommandée lorsque les variables ne sont pas homogènes (températures, pressions, etc.). Or, toutes nos variables sont des éclaircissements énergétiques spectraux normés, donc homogènes. Dans cette situation il est recommandé de ne pas les réduire.

#### 3.5.2.3 Matrice de variance-covariance

On écrit notre échantillon dans une matrice  $W$ , de dimensions  $\mathcal{N}_p \times \mathcal{N}_d$  (soit de dimensions  $1175$  *centroïdes*  $\times$   $1220$  *longueurs d'onde*), où chaque ligne représente un centroïde extrapolé  $\widehat{C}_q(\lambda)$  centré sur le spectre moyen  $S_0(\lambda)$  :

$$W = \begin{bmatrix} (c_1(\lambda_1) - S_0(\lambda_1)) & \dots & (c_1(\lambda_{\mathcal{N}_d}) - S_0(\lambda_{\mathcal{N}_d})) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ (c_{\mathcal{N}_p}(\lambda_1) - S_0(\lambda_1)) & \dots & (c_{\mathcal{N}_p}(\lambda_{\mathcal{N}_d}) - S_0(\lambda_{\mathcal{N}_d})) \end{bmatrix} \quad (3.5.4)$$

Ces centroïdes n'ayant pas la même représentativité du climat, nous utilisons la matrice diagonale de pondération  $P$  de dimensions  $\mathcal{N}_p \times \mathcal{N}_p$  :

$$P = \begin{bmatrix} \omega_{N_1} & & & 0 \\ & \omega_{N_2} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \omega_{N_{\mathcal{N}_p}} \end{bmatrix} \quad (3.5.5)$$

On obtient la matrice de variance-covariance  $K$  de dimensions  $\mathcal{N}_d \times \mathcal{N}_d$ , des centroïdes pondérés :

$$K = W^T P W \quad (3.5.6)$$

$$K_{ij} = \sum_{q=1}^{\mathcal{N}_p} \omega_{N_q} (c_q(\lambda_i) - S_0(\lambda_i)) (c_q(\lambda_j) - S_0(\lambda_j)) \quad (3.5.7)$$

### 3.5.2.4 Spectres propres et valeurs propres

Cette matrice est diagonalisable, cela signifie qu'il existe une base  $S$  de dimensions  $\mathcal{N}_d \times \mathcal{N}_d$ , de vecteurs propres  $(\vec{S}_1, \dots, \vec{S}_{\mathcal{N}_d})$  où elle peut être simplifiée en une matrice diagonale  $D = \text{Diag}(\kappa_1, \kappa_2, \dots, \kappa_{\mathcal{N}_d})$  :

$$S^{-1} K S = D \quad (3.5.8)$$

$$S = \begin{bmatrix} S_1(\lambda_1) & \dots & S_{\mathcal{N}_d}(\lambda_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_1(\lambda_{\mathcal{N}_d}) & \dots & S_{\mathcal{N}_d}(\lambda_{\mathcal{N}_d}) \end{bmatrix} \quad (3.5.9)$$

Les termes  $\kappa_i$  de la matrice  $D$  diagonale sont les valeurs propres associées aux vecteurs propres  $S_i(\lambda)$ . Ils correspondent à la variance empirique sur cet axe, que l'on appelle aussi inertie projetée. Le classement des inerties  $\kappa_i$  par ordre décroissant permet le classement des spectres propres du plus représentatif au moins représentatif. Leur somme est égale à l'inertie totale  $\kappa_T$  de  $K$  :

$$\kappa_T = \sum_{l=1}^{\mathcal{N}_d} \sum_{q=1}^{\mathcal{N}_p} \omega_{N_q} (c_q(\lambda_l) - S_0(\lambda_l))^2 \quad (3.5.10)$$



### 3.5 Analyse en composantes principales

On définit ainsi les coefficients  $Q_n$ , les qualités de représentation de la variabilité des centroïdes par les spectres propres  $S_n(\lambda)$  :

$$Q_n = \frac{\kappa_n}{\kappa_T} \quad (3.5.11)$$

On utilisera  $Q_n$  pour choisir la meilleure décomposition (cf. § 3.5.2.6).

#### 3.5.2.5 Calcul des coefficients $M_{qn}$

Une fois la décomposition en spectres propre réalisée, nous pouvons écrire chaque centroïde extrapolé normalisé  $c_q$  comme une combinaison linéaire des vecteurs propres  $S_n$ , pondérés par des coefficients scalaires  $M_{qn}$ . Ces coefficients sont obtenus par le produit scalaire des centroïdes extrapolés normalisés  $c_q$  avec les spectres propres  $S_n$  :

$$M_{qn} = c_q \cdot S_n = \sum_l^{N_d} c_q(\lambda_l) S_n(\lambda_l) \quad (3.5.12)$$

Notre modélisation utilisant uniquement les premières composantes  $S_n(\lambda)$ , la représentation des centroïdes est nécessairement incomplète. Nous montrons dans la partie suivante (cf. § 3.5.2.6) que 3 spectres propres permettent déjà une très bonne estimation.

#### 3.5.2.6 Choix de la longueur d'onde de normalisation

Pour faire la décomposition décrite précédemment, à partir de l'ensemble des centroïdes, nous réalisons une décomposition en spectres principaux, puis nous jugeons de la qualité du modèle de deux façons : avec les coefficients de qualités de représentation  $Q_n$  mais aussi avec le coefficient de détermination  $\overline{R^2}_N$  de la régression des centroïdes par les  $N$  premiers spectres propres retenus.

Jusqu'à maintenant, les centroïdes sont normalisés à 555 nm, valeur la plus pertinente pour l'agrégation compte tenu des écarts types des spectres de l'échantillon générateur. Nous allons voir que le choix de la longueur d'onde de normalisation a une influence très forte sur la qualité de la décomposition. La figure suivante (Fig 3.5.2) présente les résultats des coefficients de qualité (3.5.2.4) de représentation cumulée  $\Sigma Q_N$  de la variabilité des centroïdes pour  $N$  spectres propres retenus, ainsi que les coefficients de détermination de la régression  $\overline{R^2}_N$  en fonction de la longueur d'onde de normalisation  $\lambda_{ACP}$ .

$$\Sigma Q_N = \sum_{n=1}^N Q_n \quad (3.5.13)$$

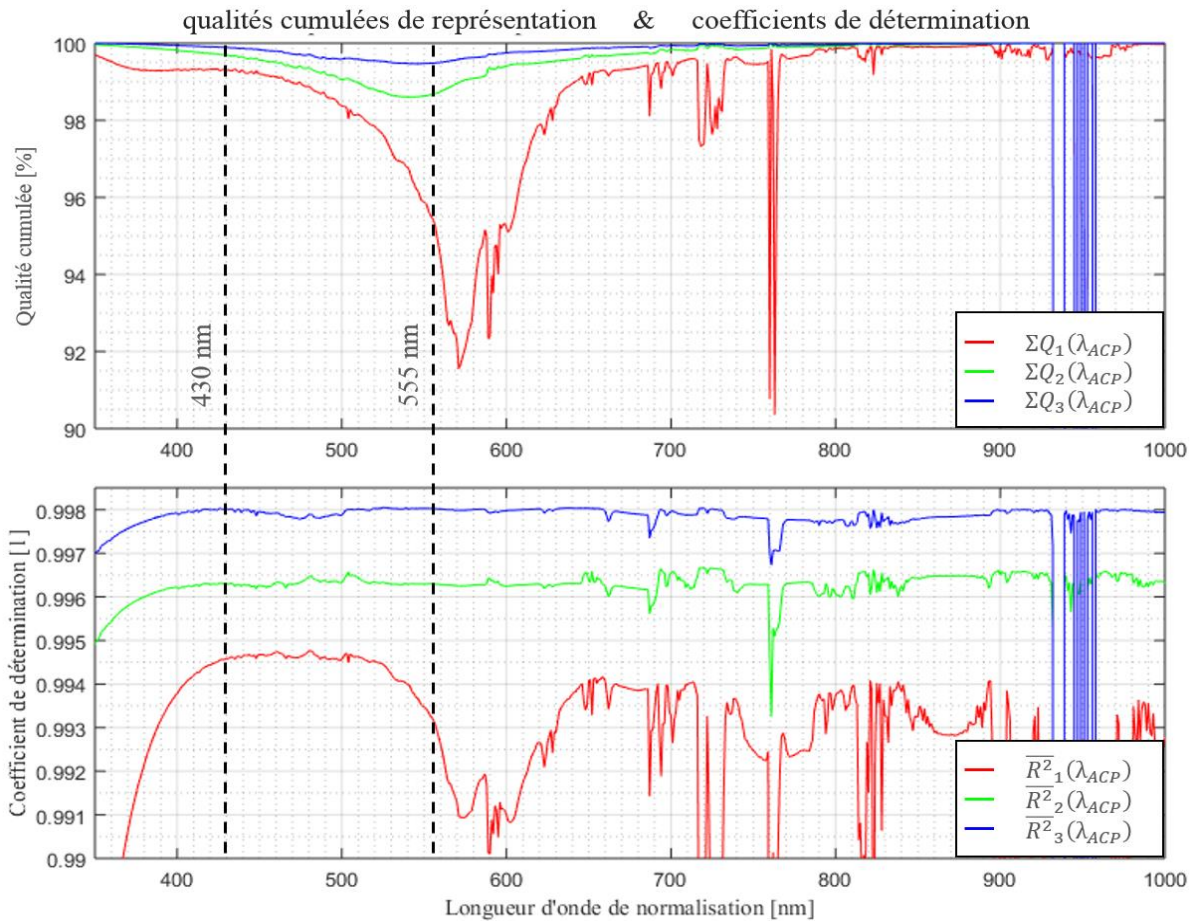


Fig 3.5.2 : Représentativité de la variabilité des centroïdes par les  $N$  spectres propres retenus en fonction de la longueur d'onde de normalisation  $\lambda_{ACP}$  des centroïdes avant ACP. En rouge les résultats pour un spectre propre unique, en vert pour deux et en bleu pour trois. Les traits noirs pointillés indiquent : la normalisation précédente à 555 nm et la normalisation retenue pour la décomposition à 430 nm. Les valeurs des spectres devenant faibles en dessous de 350 nm et au-dessus de 1000 nm, le rapport signal sur bruit (le bruit correspond aux erreurs d'ajustements SMARTS2 cf. Fig 3.4.13) diminue fortement, nous présentons donc un domaine plus restreint de 350 – 1000 nm.

En prenant en compte les résultats pour 1, 2 ou 3 spectres propres, la longueur d'onde de normalisation offrant le meilleur compromis entre les coefficients de représentativité cumulée et de détermination est 430 nm. Le tableau suivant résume les différences entre l'ancienne normalisation à 555 nm et celle retenue à 430 nm (Table 3.5.1).

	Normalisation à 555 nm		Normalisation à 430 nm	
	$\Sigma Q_N$ [%]	$\overline{R^2}_N$ [1]	$\Sigma Q_N$ [%]	$\overline{R^2}_N$ [1]
$N = 1$	95,46	0,9932	99,28	0,9946
$N = 2$	98,67	0,9963	99,68	0,9963
$N = 3$	99,48	0,9980	99,88	0,9980

Table 3.5.1 : tableau comparatif des coefficients de qualité de représentation cumulée et de détermination pour deux normalisations : normalisation à 555 nm utilisée pour le partitionnement et normalisation à 430 nm optimale pour la décomposition en spectres propres principaux.

La qualité de représentation par 3 spectres propres est déjà suffisante pour des applications comme la santé, l'énergie ou encore le bâtiment qui ne nécessitent pas une fine description du spectre : cette étude de représentativité n'a donc pas été étendue à d'avantage de spectres propres. L'amélioration apportée par la normalisation à 430 nm est particulièrement notable avec l'utilisation d'un seul spectre propre. Elle est moins prononcée dès que le nombre de

### 3.5 Analyse en composantes principales

spectres propres utilisé augmente mais la qualité de représentation reste toujours meilleure. Nous utiliserons donc la normalisation à  $\lambda_{ACP} = 430 \text{ nm}$  dans la suite.

#### 3.5.3 Modèle de combinaison linéaire résultant

La recherche des spectres propres avec pondération des centroïdes par leur population et normalisation à  $430 \text{ nm}$  a permis le calcul de  $\mathcal{N}_d = 1220$  spectres propres. L'analyse de leur qualité de représentation (Table 3.5.1) montre que l'essentiel de l'information est contenu dans le premier spectre propre avec 99,28% de représentativité, ce qui est considérable.

Une fois les spectres propres et moyen générés, nous réintégrons leur valeur à la longueur d'onde de référence  $\lambda_{ACP}$  (exclue lors du centrage cf. § 3.5.2.1) :

$$S_0(\lambda_{ACP}) = 1 \quad ; \quad S_{n>1}(\lambda_{ACP}) = 0 \quad (3.5.14)$$

La figure suivante présente le spectre moyen et les trois premiers spectres propres.

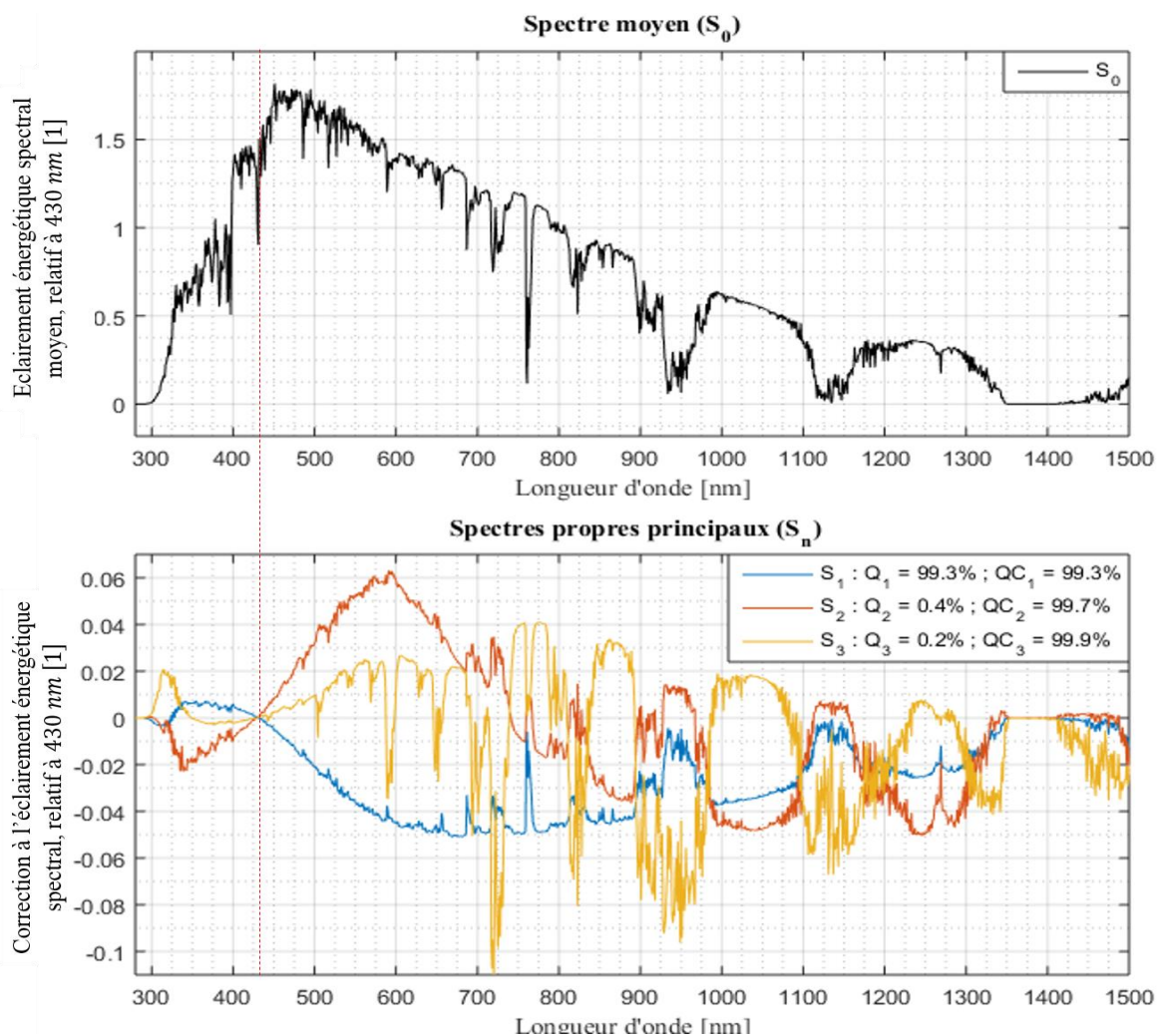


Fig 3.5.3 : le spectre moyen et les trois spectres propres principaux résultant de l'analyse en composantes principales des centroïdes. Sont présentées la Qualité (Q) et la Qualité Cumulée (QC) pour chacun des spectres propres.

Les spectres propres n'expliquent pas distinctement les phénomènes de transfert radiatif : par exemple, nous retrouvons les bandes d'absorption de l'eau, dans des proportions différentes, sur la majorité des spectres propres. Les spectres propres sont mathématiques, même s'ils portent des informations physiques : ils rendent compte des variabilités spectrales du rayonnement dont la corrélation dépend de phénomènes physiques. Cela implique que la variabilité (partielle) de plusieurs phénomènes physiques peut être contenue dans un seul spectre propre, mais aussi que plusieurs spectres propres contribuent à décrire un même phénomène physique. Dans ce contexte, nous pouvons, non pas associer une information physique distincte par spectre propre, mais plutôt leur associer des phénomènes physiques dominants :

Ainsi, le premier spectre propre  $S_1$  est très similaire à un spectre de la lumière naturelle présentant une forte atténuation aux faibles longueurs d'onde, comme il est possible d'en observer au coucher de soleil avec une épaisseur atmosphérique importante. Ce premier spectre paraît donc rendre compte de la diffusion de Rayleigh atténuant les basses longueurs d'onde. Une contribution négative du spectre propre  $S_1$  ( $M_1 < 0$ ) aurait pour effet d'atténuer les basses longueurs d'onde et s'accorde avec l'atténuation par la diffusion de Rayleigh. Le second spectre propre  $S_2$  semble expliquer l'effet de l'ozone sur le rayonnement, nous y retrouvons le profil type du pic de la bande de Chappuis vers 600 nm. Ainsi, une soustraction forte ( $M_2 < 0$ ) du spectre propre  $S_2$  correspondrait à une forte absorption par l'ozone stratosphérique. Enfin, le troisième spectre propre  $S_3$  explique essentiellement l'absorption spectrale de l'eau plus marquée que sur les deux spectres propres précédents. De façon similaire, une augmentation de la contribution du spectre propre  $S_3$  ( $M_3 > 0$ ) creuse d'avantage les bandes d'absorptions moléculaires de l'eau, ce qui correspondrait à une plus grande absorption par la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère. Un support est proposé en annexe pour illustrer l'influence des spectres propres sur les spectres de la lumière naturelle (cf. Annexe A.6).

Les 3 premiers spectres propres atteignent déjà une très bonne représentativité avec une qualité cumulée de 99,88%. Il reste néanmoins intéressant d'observer les deux suivants : le 4<sup>ème</sup> paraît à nouveau représenter l'effet de l'ozone avec les variations entre 500 et 700 nm plus visibles de la bande de Chappuis. La 5<sup>ème</sup> est intéressante car elle est très similaire au résidu observé sur les ajustements SMARTS2 si l'effet de l'albédo de la couverture végétale n'est pas pris en compte (cf. Fig 3.4.6) et donc, le 5<sup>ème</sup> spectre propre décrit très probablement l'effet de la couverture végétale de la zone d'observation.

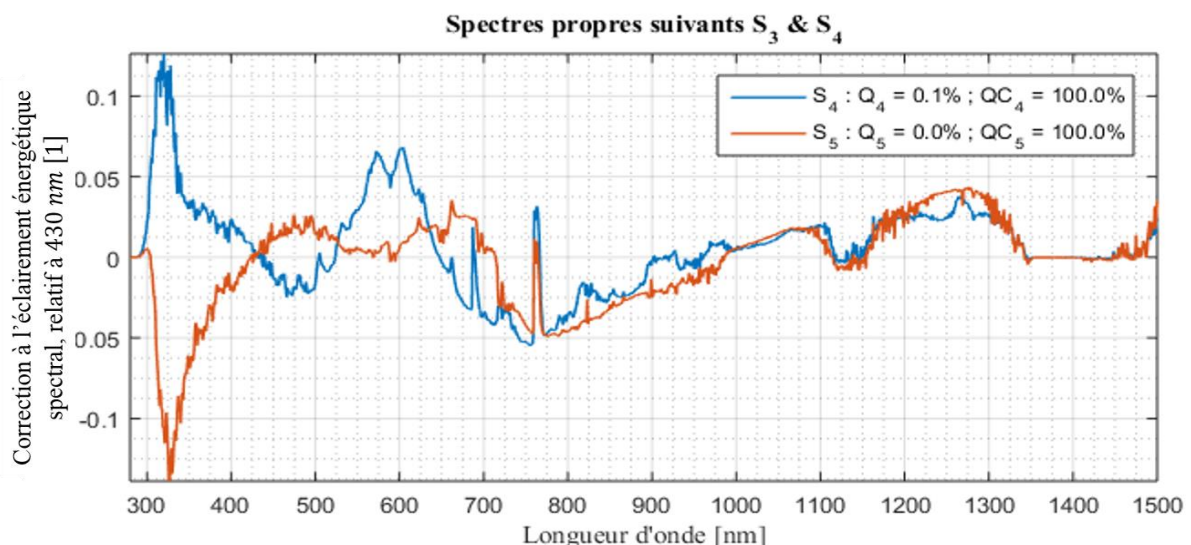


Fig 3.5.4 : 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> spectres principaux.

### 3.5 Analyse en composantes principales

Du fait du faible apport de ces deux derniers spectres sur la description de l'ensemble des centroïdes, nous ne conservons que les trois premiers spectres propres.

Nous sommes maintenant en mesure de réduire le nombre de dimensions de l'analyse passant de  $\mathcal{N}_d = 1\,220$  dimensions, correspondant aux valeurs en longueurs d'onde des spectres, à 3 dimensions, correspondant aux coefficients scalaires de la combinaison linéaire pour la représentation de ces mêmes spectres.

Lors de l'étude de l'échantillon générateur pour le partitionnement (cf. § 3.3.2), nous avons réalisé des projections sur des bandes spectrales d'intérêts (libre/moléculaire et distantes/proches). Ces projections ne décrivaient que très partiellement l'échantillon, et la quantification de la qualité de ces descriptions n'était pas évidente à cause de la redondance de l'information pour différentes longueurs d'onde (cf. Fig 3.3.3).

Avec maintenant seulement 3 dimensions, soient 3 projections à 2 dimensions, nous visualisons l'essentiel de la variabilité des spectres. La figure suivante (Fig 3.5.5) présente les valeurs des coefficients  $M_{qn}$  des centroïdes extrapolés normalisés  $c_q$ ,  $q = \{1; \dots; 1175\}$  obtenus par régression linéaire multiple des spectres propres principaux  $S_n$ ,  $n = \{1; 2; 3\}$ .

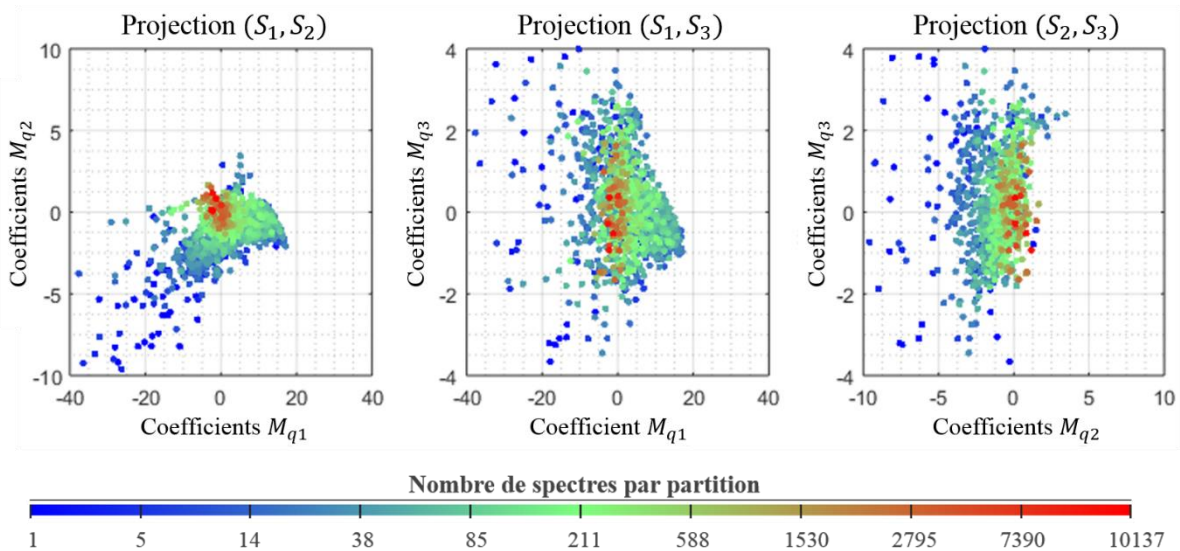


Fig 3.5.5 : Coefficients  $M_{qn}$  obtenu par projection des centroïdes  $C_q$  sur  $(S_1, S_2, S_3)$ . Une couleur est affectée à chaque point pour visualiser le nombre de spectres constituant chaque partition  $q$ , ce qui est équivalent au poids associé à chaque centroïde. Ces couleurs sont calculées sur la base d'une échelle logarithmique (en bas). Peu de points à faibles populations (bleu) sont apparents car ils sont masqués par les points de poids plus importants (affichés à la fin lors du calcul du rendu).

Sur la première projection  $(S_1, S_2)$  (Fig 3.5.5) et plus modérément sur les deux suivantes  $(S_1, S_3)$  et  $(S_2, S_3)$ , la distribution des valeurs projetées semble suivre une pente de coefficient proche de 1, ce qui va à l'encontre de l'idée initiale d'avoir une dispersion maximale le long des axes principaux. Cela s'explique par notre choix de pondérer par les populations des partitions : les partitions de plus grand poids « tirent » les composantes principales en fonction de leur variabilité, qui n'est pas forcément la même que celle de l'ensemble des centroïdes. Cela souligne un point important : nous avons choisi de représenter au mieux le maximum de spectres de la lumière naturelle (en particulier d'éclairéments énergétiques spectraux globaux horizontaux), ce qui est différent de vouloir représenter au mieux le maximum de profils spectraux différents.

### 3.5.4 Validation de l'ACP

Pour la validation du modèle, nous étudions les estimations par la combinaison linéaire des spectres propres retenus de deux groupes de spectres : les 67 793 spectres de l'échantillon de contrôle (cf. § 3.2) et les  $\mathcal{N}_p = 1\,175$  centroïdes  $C_q$  (avant extrapolation SMARTS).

L'échantillon de contrôle est constitué de 98 jours complets correspondant aux mesures non utilisées par l'échantillon générateur (cf. § 3.2.1). Contrairement à l'échantillon générateur, l'échantillon de contrôle n'est pas distribué uniformément dans l'année : certains mois comme février et août ne sont même pas représentés, ce qui rend cet échantillon peu représentatif du climat local. Il représente néanmoins un ensemble de 67 793 éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux, ce qui reste un ensemble significatif pour la validation. Les deux échantillons sont représentés dans la figure suivante (Fig 3.5.6) :

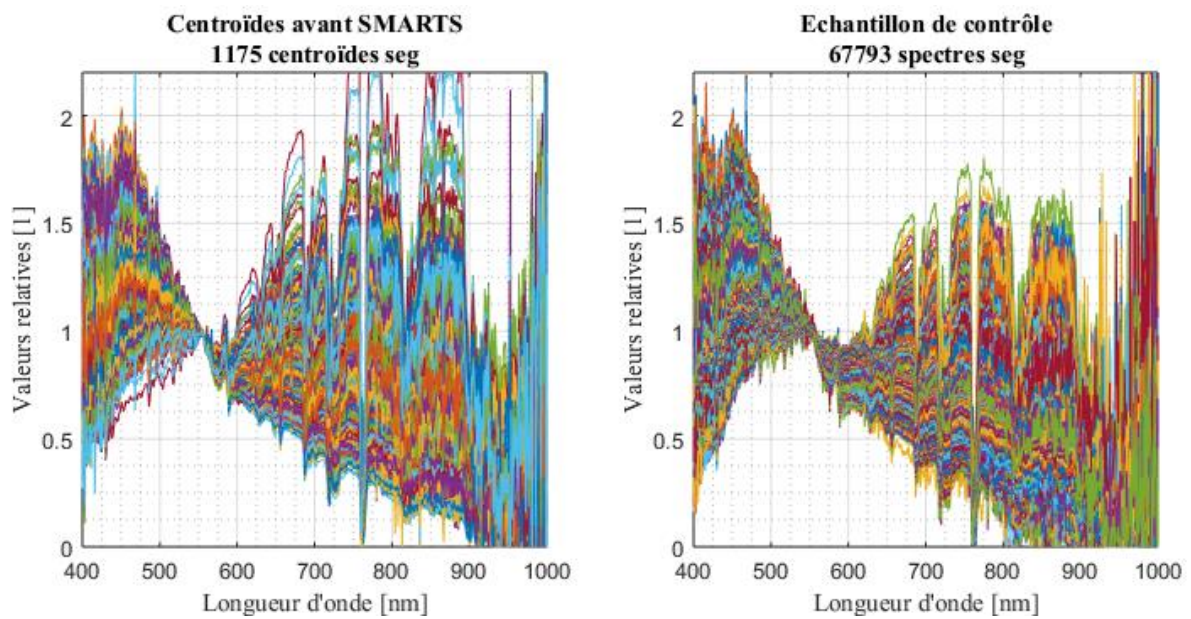


Fig 3.5.6 : Affichage des 1175 centroïdes de l'échantillon générateur et des 67 793 spectres de l'échantillon de contrôle pour la validation du modèle. La normalisation à 555 nm n'est utilisée que pour l'affichage des spectres et est inutile au protocole de validation.

Avant l'estimation par combinaison linéaire, il faut commencer par dégrader la résolution des spectres propres au niveau de celle de la mesure. Comme pour l'extrapolation (cf. § 3.4.4), cette dégradation se fait par convolution, ici des spectres propres, par une gaussienne correspondant à la résolution optique de l'instrument, soit un écart type de  $0,8\text{ nm}$ .

Les deux groupes, centroïdes  $C_q(\lambda)$  et échantillon de contrôle  $I_n(\lambda)$ , étant constitués de spectres et d'écart type associés, nous ne pouvons plus calculer simplement les coefficients scalaires  $M_{qn}$  par un produit scalaire du spectre d'indice  $q$  avec les vecteurs propres (équation (3.5.12)). Pour prendre en compte l'écart type spectral de chaque spectre, nous estimons les coefficients  $M_n$  par régression linéaire multiple pondérée (méthode des moindres carrés pondérés ou MCP). En utilisant les centroïdes nous obtenons :

$$\widehat{M}_q = (S^T \Sigma_q^{-1} S)^{-1} S^T \Sigma_q^{-1} C_q \quad (3.5.15)$$

Où  $S$  est la matrice du spectre moyen  $S_0$  et des trois premiers spectres propres  $S_1, S_2$  et  $S_3$ , les vecteurs exogènes (explicatifs) de la régression, et  $S^T$  sa transposé :

### 3.5 Analyse en composantes principales

$$S = \begin{bmatrix} S_0(\lambda_1) & S_1(\lambda_1) & S_2(\lambda_1) & S_3(\lambda_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ S_0(\lambda_{N_{\lambda E}}) & S_1(\lambda_{N_{\lambda E}}) & S_2(\lambda_{N_{\lambda E}}) & S_3(\lambda_{N_{\lambda E}}) \end{bmatrix} \quad (3.5.16)$$

L'utilisation du spectre moyen  $S_0$  comme vecteur exogènes permet de s'affranchir de la normalisation préalable de  $C_q$  et de la soustraction par  $S_0$ . De cette manière, l'adaptation de  $S_0$  au spectre à expliquer  $C_q$  est optimale.

$C_q$  est le vecteur endogène (à expliquer) de la régression. Il correspond aux éclairissements énergétiques spectraux  $I_n(\lambda)$  (cf. § 2.4) pour l'échantillon de contrôle et aux centroïdes  $C_q$  de la partition  $q$  (cf. § 3.3) pour le groupe des centroïdes issu du partitionnement :

$$C_q = \begin{bmatrix} C_q(\lambda_1) \\ \vdots \\ C_q(\lambda_{N_{\lambda E}}) \end{bmatrix} \quad (3.5.17)$$

Et  $\Sigma_q$  la matrice diagonale des variances du spectre  $C_q$  :

$$\Sigma_q = \begin{bmatrix} \sigma_{pq}^2(\lambda_1) & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \sigma_{pq}^2(\lambda_{N_{\lambda E}}) \end{bmatrix} \quad (3.5.18)$$

Où  $\sigma_{pq}(\lambda)$  correspond à l'écart type calculé lors de l'enregistrement (cf.  $\sigma_{I_n}(\lambda)$  équation (2.4.8)) pour l'échantillon de contrôle et pour les centroïdes,  $\sigma_{pq}(\lambda)$  représente l'écart type total de la partition  $q$  :

$$\sigma_{pq}(\lambda_i) = \sqrt{\sigma_{Cq}^2(\lambda_i) + \sigma_{sq}^2(\lambda_i)} \quad (3.5.19)$$

Où  $\sigma_{Cq}$  est l'écart type de la distribution des spectres au sein de la partition  $q$  (cf. équation (3.3.8)) et  $\sigma_{sq}$  correspond à l'incertitude de mesure moyenne associée à la partition  $q$  (cf. équation (3.3.9)).

Une fois les estimations  $S_q(\lambda)$  des spectres  $C_q(\lambda)$  calculées, nous pouvons juger de la qualité des ajustements en observant les résidus relatifs moyens  $\Delta C/C$  (cf. équations (3.4.6) et (3.5.20)) et les erreurs relatives types  $RMSE/C$  (équation (3.5.21)) afin de valider ou non le modèle :

$$\frac{\Delta C}{C}(\lambda) = \sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \left( \frac{S_q(\lambda) - C_q(\lambda)}{C_q(\lambda)} \right) \quad (3.5.20)$$

$$\frac{RMSE}{C}(\lambda) = \sqrt{\sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \left( \frac{S_q(\lambda) - C_q(\lambda)}{C_q(\lambda)} \right)^2} \quad (3.5.21)$$

Où  $\omega_{N_q}$  est le poids de la partition  $q$  (cf. équation (3.3.12)) dans le cas des centroïdes et vaut  $1/N_p$  pour les spectres de l'échantillon de contrôle.

Ces deux grandeurs (équations (3.5.20) et (3.5.21)) sont comparées (Fig 3.5.7, Fig 3.5.8) à l'écart type moyen total relatif des partitions  $\sigma_p/\bar{C}$  (équation (3.4.7)).

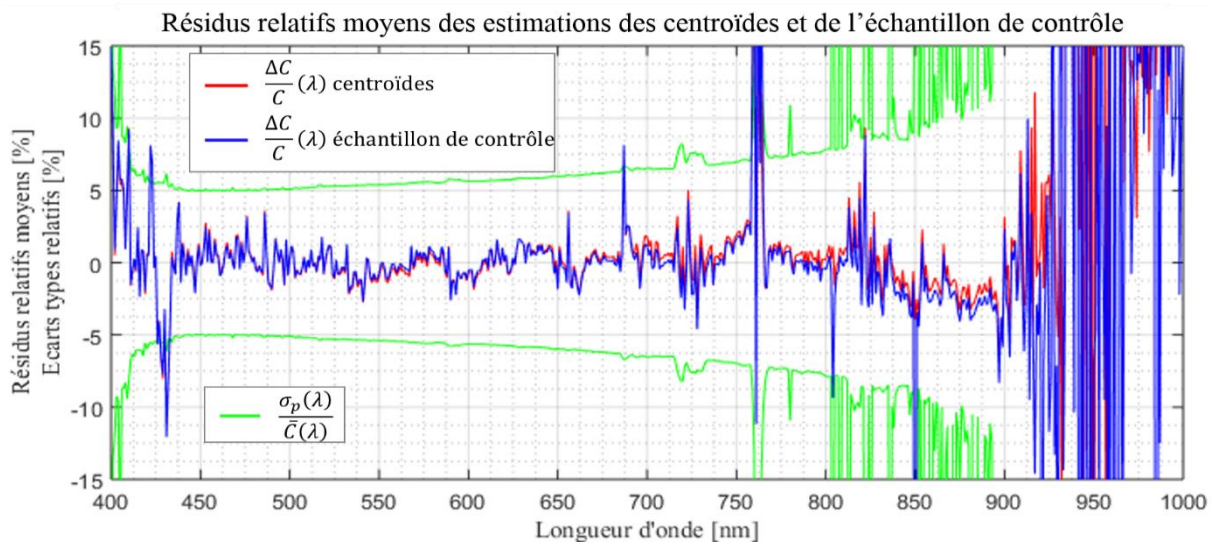


Fig 3.5.7 : étude des résidus relatifs moyens  $\Delta C/C$  des estimation des centroïdes (en rouge) et de l'échantillon de contrôle (en bleu) comparés à l'écart type moyen total relatif des partitions  $\sigma_p/\bar{C}$  (en vert).

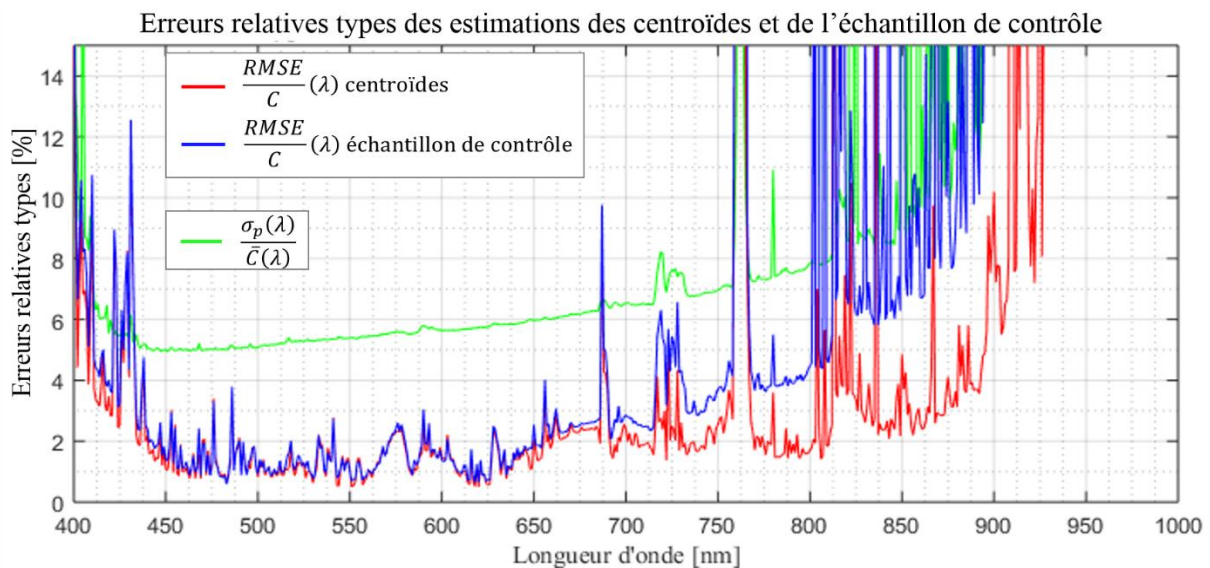


Fig 3.5.8 : étude des erreurs relatives types  $RMSE/C$  des estimation des centroïdes (en rouge) et de l'échantillon de contrôle (en bleu) comparés à l'écart type moyen total relatif des partitions  $\sigma_p/\bar{C}$  (en vert).

Les résultats des estimations des deux groupes sont assez similaires, ce qui permet de dire que l'ensemble des éclairagements spectraux globaux horizontaux mesurés par notre station peuvent être ajustés avec une qualité quasiment équivalente à celle des centroïdes.

Néanmoins, les erreurs relatives types sont plus importantes au-delà de 700 nm pour l'échantillon de contrôle. En effet, les centroïdes sont calculés à partir de moyennes de spectres similaires entre eux (cf. § 3.3) ce qui a pour effet de réduire le bruit de mesure aléatoire, particulièrement présent dans les grandes longueurs d'onde. Pour cette raison, les spectres  $S_{0 \leq n \leq 3}(\lambda)$  construits sur des spectres non bruités (extrapolation SMARTS2 cf. § 3.4) rendent mieux compte des centroïdes que des éclairagements énergétiques spectraux de l'échantillon de contrôle.



### 3.5 Analyse en composantes principales

Les résidus relatifs moyens rappellent la surestimation dans l'infrarouge ( $> 900 \text{ nm}$ ) systématique déjà observée pour l'extrapolation SMARTS2 (cf. Fig 3.4.13). Nous l'avons expliqué par une correction du signal d'obscurité imparfaite sur les mesures d'éclairements énergétiques spectraux (cf. § 3.4.6).

Enfin, le rendu des bandes d'absorption moléculaire semble être une des principales limitations du modèle. Précédemment (cf. commentaire Fig 3.4.13), nous avons proposé une explication portant sur le manque de précision de l'étalonnage en longueur d'onde qui pourrait produire ces oscillations caractéristiques.

Avec des valeurs en majorité inférieures à 5%, les résidus et erreurs relatifs types sont nettement inférieurs à l'écart type moyen total des partitions  $\sigma_p/\bar{C}$ . Nous pouvons donc considérer qu'avec seulement trois spectres propres et un spectre moyen, ce modèle approche très bien l'ensemble des éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux et cela, quel que soit le temps.

#### 3.5.5 Comparaison au modèle CIE

Nous avons trois spectres propres principaux et un spectre moyen construits sur un échantillon de 140 396 mesures d'éclairements et permettant une très bonne représentativité du climat local. Un travail similaire ayant été réalisé par Judd [Judd 1964], il est intéressant de les comparer afin de souligner les progrès réalisés et de relever les défauts du modèle proposé avec notre travail (nous le notons : Tourasse *et al.* 2015 (*et al.* pour Dominique Dumortier)) afin de cibler les possibles améliorations.

Caractéristiques	Tourasse <i>et al.</i> 2015	CIE-Judd <i>et al.</i> 1963
Résolution spectrale	1 nm (ajustement) 1 nm (mesuré, 2 nm FWHM)	5 nm (interpolé linéairement) 10 nm (mesuré)
Domaine spectral des spectres propres	280-1500 nm (ajustement SMARTS2) 400-1000 nm (mesuré)	300-830 nm (extrapolé Moon) 330-780 nm (mesuré retenu)
Echantillon générateur	140 396 <i>seg</i> ⇒ 1175 centroïdes	622 spectres
Climat(s)	1 tempéré, urbain (Vaulx-en-Velin, FR)	3 tempérés proches océan, entre 43° et 51° de latitude (Europe et Amérique du nord)
Représentativité des climats locaux	oui	non
Nombre de spectres propres	3	2
Longueur d'onde de normalisation	430 nm	560 nm
extrapolation	Sur centroïdes	Sur spectres propres
Validation du modèle sur un échantillon contrôle	oui, 67 793 <i>seg</i>	non

Table 3.5.2 : Récapitulatif des différences entre le modèle présenté et celui de la CIE. Les cases vertes soulignent les qualités d'un modèle par rapport à l'autre. *seg* : éclairements énergétiques spectraux horizontaux globaux.

Pour évaluer et comparer le potentiel maximal de représentation des éclairagements énergétiques spectraux globaux des deux modèles, nous les confrontons sur un intervalle spectral commun aux deux modèles et aux centroïdes avant extrapolation par ajustement par SMARTS2, soit de 400 nm à 830 nm, avec une résolution spectrale de 5 nm.

Deux échantillons de spectres sont utilisés pour les ajustements :

- Le groupe de centroïdes (défini § 3.3) avant extrapolation par ajustement par SMARTS2 : il a l'avantage de représenter un climat dans son ensemble (dans la limite des éclairagements > 2 000 lx) mais pourrait sous-estimer l'infrarouge.
- 3 groupes de 10 000 simulations SMARTS2. Chaque groupe correspond respectivement aux éclairagements énergétiques spectraux globaux et diffus sur un plan horizontal et aux éclairagements énergétiques spectraux directs normaux. Ces simulations constituent un échantillon totalement impartial vis-à-vis des deux modèles (Tourasse *et al.* 2015 ; Judd *et al.* 1963). Les paramètres aléatoires de simulation permettent une description assez variée de spectres, mais cette méthode a l'inconvénient de ne représenter aucun climat en particulier.

Le tableau suivant (Table 3.5.3) présente les paramètres principaux de la simulation aléatoire des spectres SMARTS2 [Gueymard 2006]. Pour consulter l'ensemble des paramètres, se référer à l'annexe (cf. Annexe A.5) :

CARD	Nom Définition	Valeur, code Matlab
2a	SPR, ALTIT, HEIGHT Pression du site, Altitude, Hauteur	Pressions suivant une loi normale centrée sur 993Pa et d'écart type 7,5Pa (données locales IDMP)
3a	ATMOS Choix de l'atmosphère de référence	Choix équiprobable entre 3 atmosphères de référence "U.S. Standard Atmosphere", "Mid-Latitude Summer", "Mid-Latitude Winter"
4	IH2O Vapeur d'eau	Calcul par SMARTS2 via atmosphère de référence USSA (1,416 cm)
5	IO3 Ozone	Calcul par SMARTS2 via atmosphère de référence USSA (0,3438 atm – cm)
6a	ILOAD Description par un modèle de référence	Choix équiprobable de modèle pour la description des gaz de la basse troposphère [PRISTINE ATMOSPHERIC, LIGHT, MODERATE, SEVERE POLLUTION]
8	AEROS Choix du modèle aérosol	Choix équiprobable parmi les 7 premiers modèles aérosol : Rural, Urbain, Maritime et Troposphérique
9a	VISI Visibilité horizontale en [km]	Valeur aléatoire uniforme entre 0,77km et 764km
17a	AMASS Masse d'air relative	Valeur aléatoire uniforme entre 1,0 et 38,2

Table 3.5.3 : Paramètres aléatoires de simulation SMARTS2 pour la comparaison des modèles. L'albédo « LwnGrass » est le même que celui utilisé pour l'ajustement des centroïdes.

### 3.5 Analyse en composantes principales

Ces simulations ne couvrent pas toute la variabilité de la vapeur d'eau ou de l'ozone dans l'atmosphère mais offrent toujours une bonne base pour confronter les modèles. La figure suivante (Fig 3.5.9) présente une idée de la variété des spectres générés par SMARTS2 pour les éclairagements énergétiques globaux (*seg*) et diffus (*sed*) horizontaux et les éclairagements énergétiques directs normaux (*sesn*) :

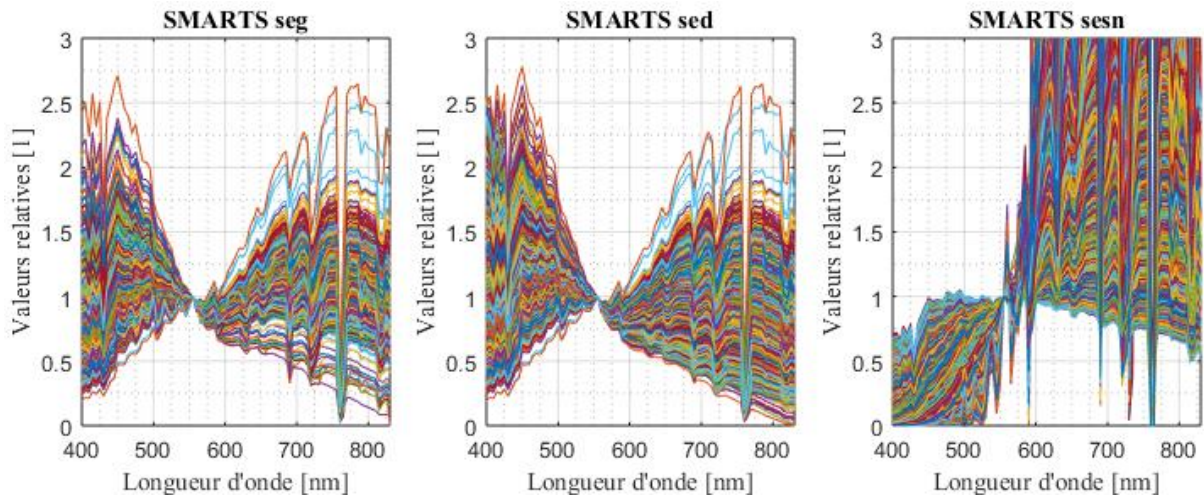


Fig 3.5.9 : 3 fois 10 000 spectres générés (*seg*, *sed*, *sesn*) par SMARTS2 sur le domaine 400 à 830 nm commun aux deux modèles, avec un pas de 5 nm.

Les modélisations SMARTS2 nous ont déjà permis (cf. § 3.4) l'ajustement d'éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux de ciels nuageux. Les spectres générés ici (Fig 3.5.9) couvrent donc le cas des ciels nuageux. Cependant, les paramètres d'entrées des modélisations SMARTS2 varient indépendamment les uns des autres dans un intervalle de valeurs physiquement possibles [Gueymard 2006]. Cette indépendance entre les paramètres peut générer *a priori* des spectres physiquement impossibles. La proportion de ces spectres impossibles est difficilement quantifiable mais au vue des quelques paramètres utilisés et de leur domaine de variation, cette proportion devrait rester faible.

Afin de mettre les deux modèles sur un pied d'égalité, nous utilisons uniquement les deux premiers spectres propres principaux de notre modèle et nous dégradons notre résolution à 5 nm. Le modèle *Tourasse et al. 2015* est comparé à la série D des illuminants spectraux de la CIE *CIE 2004* : le modèle à l'origine développé par Judd *et al.* (légèrement modifié par interpolation spectrale). Les composantes ainsi modifiées sont visibles dans la figure suivante (Fig 3.5.10).

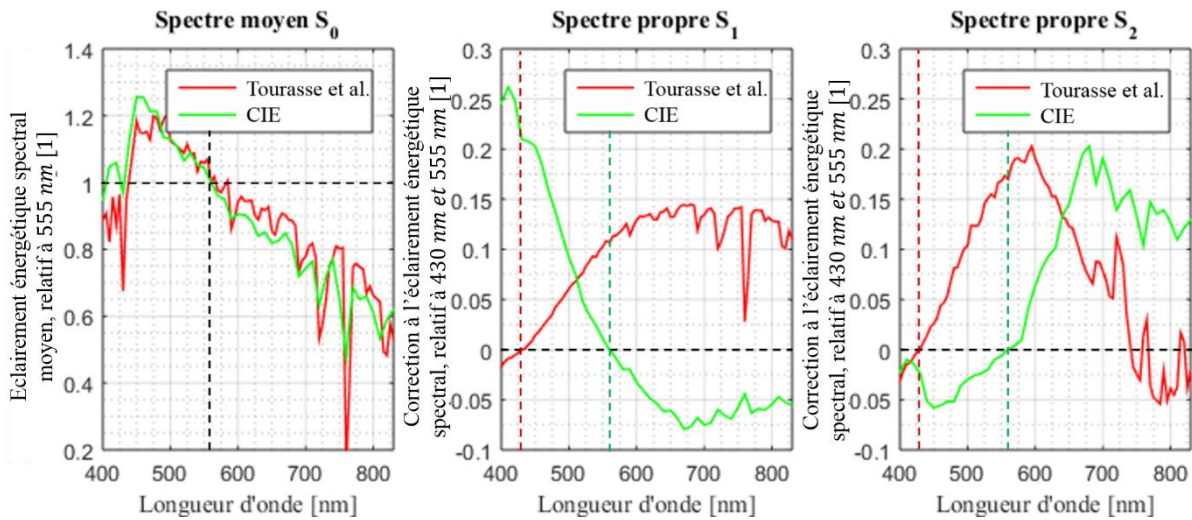


Fig 3.5.10 : Spectre moyen  $S_0$  et les deux spectres propres principaux  $S_1$  et  $S_2$  des modèles « Tourasse *et al.* 2015 » et « CIE ». Spectres ramenés à des caractéristiques communes : domaine [400 nm – 830 nm], pas 5 nm. Pour faciliter la comparaison sur cette figure, les spectres moyens  $S_0$  sont normalisés à 555 nm sur la figure de gauche (notre modèle est normalisé à 430 nm, cf. § 3.5.2.6).

Les deux modèles sont construits sur des normalisations différentes : les spectres propres ayant une valeur nulle à la longueur d'onde de normalisation ne peuvent être représentés qu'en fonction de leur normalisation propre. Particulièrement avec  $S_2$ , nous constatons que le choix de normalisation a une forte influence sur l'aspect des spectres propres.

Les comparaisons suivantes ne s'appuient pas sur un paramètre environnemental ou colorimétrique pour déterminer les coefficients de la combinaison linéaire. Ainsi, nous pouvons étudier la capacité maximale de chaque modèle à expliquer un spectre de la lumière naturelle. Pour les deux modèles, les coefficients  $M_{q1}$  et  $M_{q2}$  sont calculés par MCP (cf. § 3.5.4) ou non pondéré par la méthode des moindres carrés ordinaires (MCO), en fonction de la disponibilité des écarts types spectraux (disponible pour les centroïdes, indisponible pour les simulations SMARTS2). Dans la régression MCO, nous remplaçons l'équation (3.5.15) de la MCP par :

$$\widehat{M}_q = (S^T S)^{-1} S^T C_q \quad (3.5.22)$$

Où  $C_q$  représente ici les spectres SMARTS2.

La figure suivante montre quatre exemples de ces ajustements numériques sur les quatre types de spectres produits et choisis au hasard :

### 3.5 Analyse en composantes principales

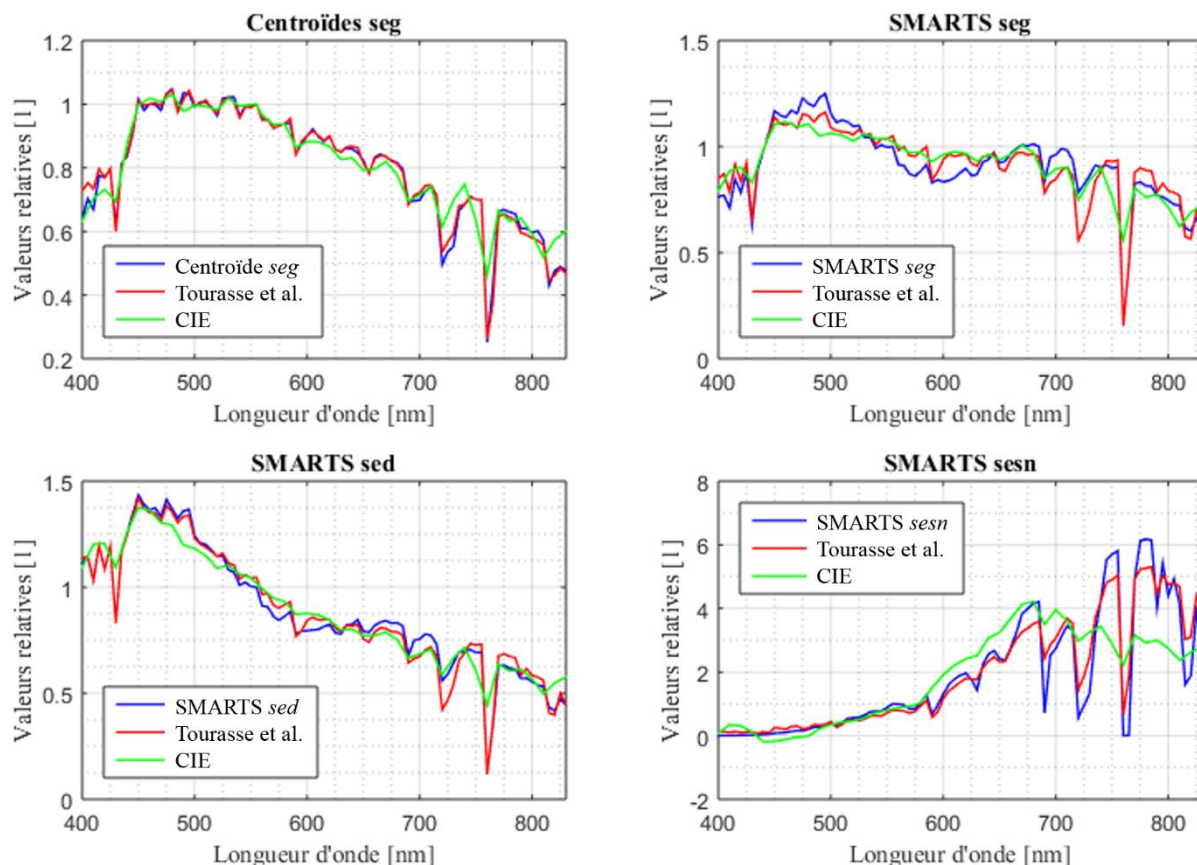


Fig 3.5.11 : Exemple d’ajustement sur 4 types des spectres : 1 centroïde issu des mesures d’éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux de la station IDMP et 3 spectres modélisés par SMARTS2 *seg*, *sed* et *sesn*.

Le centroïde est un des centroïdes générateur du modèle *Tourasse et al. 2015*, ce qui explique le très bon ajustement. Ce modèle offre, même pour cette résolution dégradée, un bien meilleur détail dans la représentation des motifs d’absorptions moléculaires H<sub>2</sub>O et O<sub>2</sub>. La modélisation des éclairagements énergétiques directs normaux est dans l’ensemble beaucoup plus difficile pour les deux modèles qui sont bien plus adaptés au diffus et au global.

De manière similaire à la validation, nous observons les coefficients de détermination (Table 3.5.4), résidu moyen (Fig 3.5.12) et erreur-type (Fig 3.5.13) des ajustements qui nous informent sur la qualité des deux modèles :

$\overline{R^2}$	Centroïdes <i>seg</i>	SMARTS2 <i>seg</i>	SMARTS2 <i>sed</i>	SMARTS2 <i>sesn</i>
<b>Tourasse 2015</b>	0,9879	0,8917	0,9323	0,9303
<b>CIE 2004</b>	0,9263	0,5528	0,8727	0,6158

Table 3.5.4 : Coefficients de détermination moyens pour les quatre types de spectres et les deux modèles *Tourasse et al. 2015* et *CIE 2004*.

Les résidus relatifs moyens  $\Delta C/C$  (équation (3.5.20)) et les erreurs relatives types  $RMSE/C$  (équation (3.5.21)) définis précédemment ne sont malheureusement pas adaptés à cette comparaison. En effet, pour les spectres *sesn* simulés par SMARTS2, nombreux sont ceux ayant

une partie de leur spectre  $C_q(\lambda)$  égale à zéro ( $\lambda < 500 \text{ nm}$ , *sesn* Fig 3.5.9). La division par zéro fait tendre  $\Delta C/C$  et  $RMSE/C$  vers l'infini et rend difficile la comparaison des ajustements. Nous définissons donc deux nouvelles grandeurs très similaires pour juger de la qualité des ajustements  $S_q(\lambda)$  des spectres  $C_q(\lambda)$  :

- $\Delta C/\bar{C}$  les résidus relatifs aux moyennes  $\bar{C}_q$  moyens :

$$\frac{\Delta C}{\bar{C}}(\lambda) = \sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \left( \frac{S_q(\lambda) - C_q(\lambda)}{\bar{C}_q} \right) \quad (3.5.23)$$

- $RMSE/\bar{C}$  les erreurs relatives aux moyennes  $\bar{C}_q$  types:

$$\frac{RMSE}{\bar{C}}(\lambda) = \sqrt{\sum_{q=1}^{N_p} \omega_{N_q} \left( \frac{S_q(\lambda) - C_q(\lambda)}{\bar{C}_q} \right)^2} \quad (3.5.24)$$

Où,  $\bar{C}_q$  est la moyenne du spectre  $C_q(\lambda)$  homogène à  $C_q(\lambda)$  :

$$\bar{C}_q = \frac{1}{N_\lambda} \sum_{l=1}^{N_\lambda} C_q(\lambda_l) \quad (3.5.25)$$

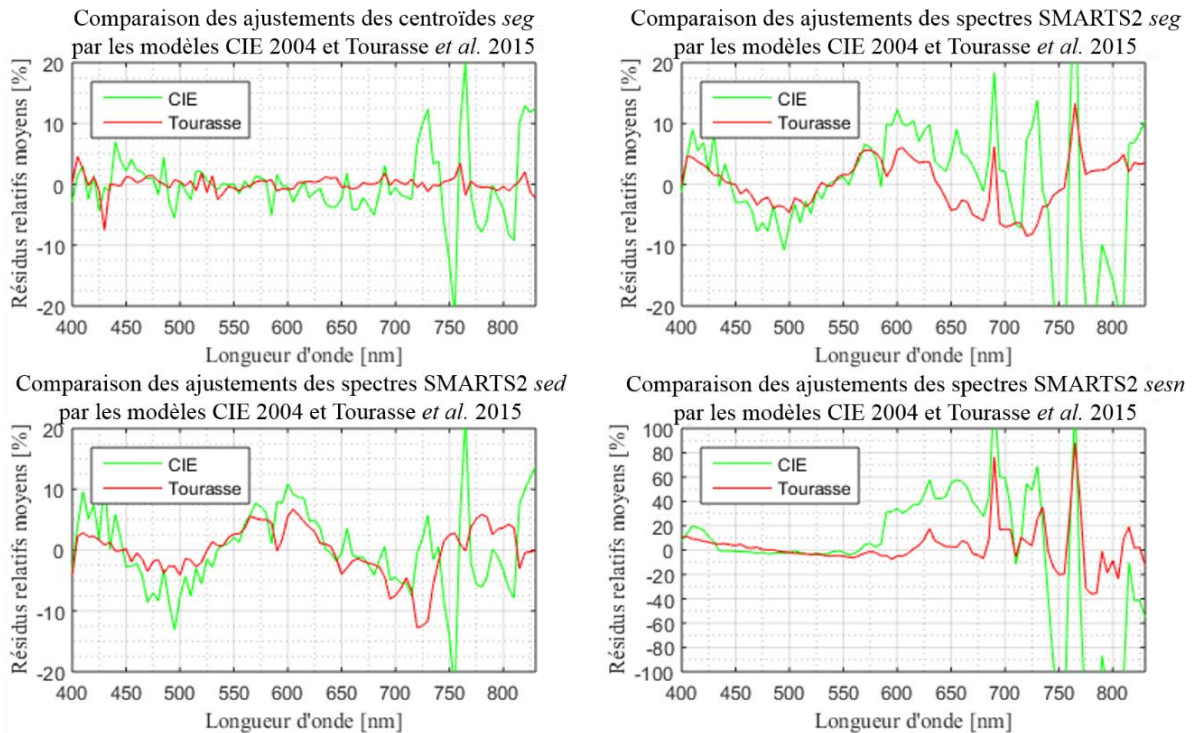


Fig 3.5.12 : comparaison entre les modèles CIE 2004 (en vert) et Tourasse *et al.* 2015 (en rouge) des résidus relatifs aux moyennes  $\bar{C}_q$  moyens ( $\Delta C/\bar{C}$ ) pour quatre ensembles de spectres.

### 3.5 Analyse en composantes principales

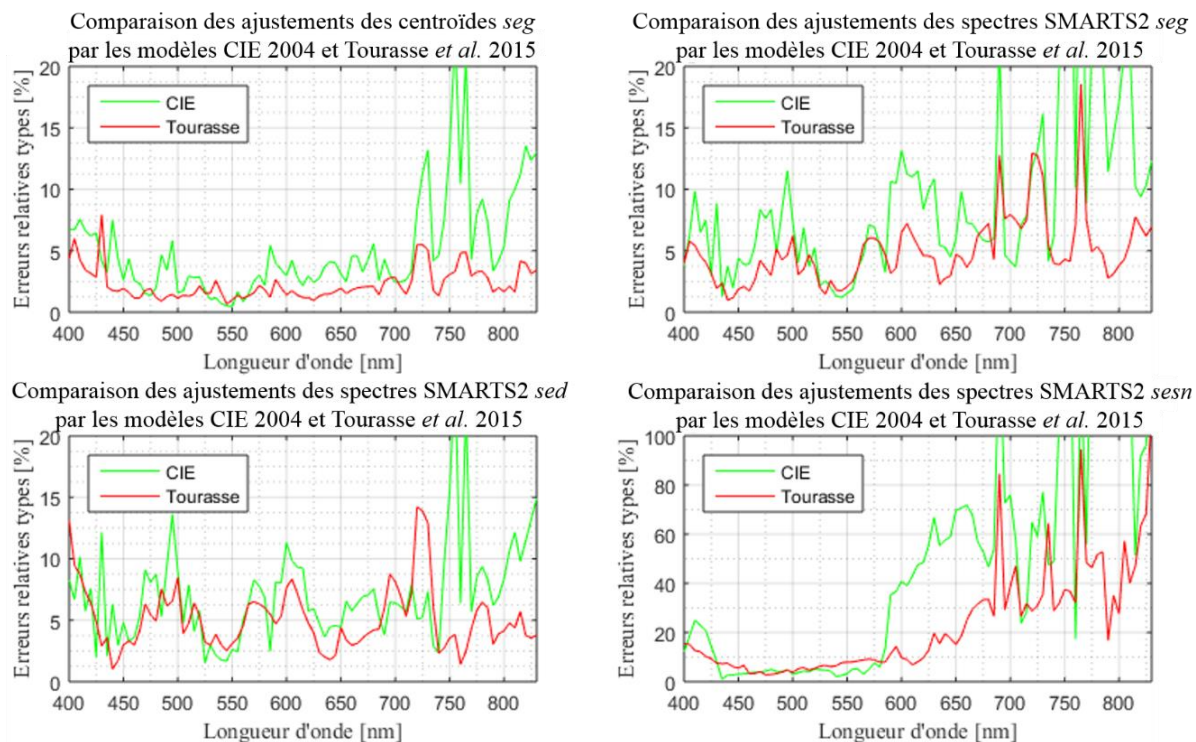


Fig 3.5.13 : comparaison entre les modèles CIE 2004 (en vert) et Tourasse *et al.* 2015 (en rouge) des erreurs relatives aux moyennes  $\bar{C}_q$  types ( $RMSE/\bar{C}$ ) pour quatre ensembles de spectres.

Quel que soit le type de spectre rencontré, le modèle de combinaison linéaire *Tourasse et al.* 2015 reproduit bien mieux les spectres de la lumière naturelle, ce qui confirme nos observations sur les exemples précédents (Fig 3.5.11). Toujours en accord avec nos observations, les éclairagements directs normaux sont assez mal expliqués par les deux modèles, ce qui indique que ces modèles ne doivent être utilisés que pour reproduire le spectre des éclairagements horizontaux diffus et globaux. La présence supposée de spectres physiquement impossibles générés par le RTM SMARTS2 (commentaire Fig 3.5.9) pourrait expliquer, au moins partiellement, les ajustements moins précis par rapport au centroïdes.

#### 3.5.6 Conclusion

Par rapport au modèle des illuminants spectraux de la série D de la CIE, cette nouvelle décomposition en spectres propres offre un gain important en résolution spectrale (celle-ci passe de 10 nm, sans interpolation linéaire, à 1 nm), de plus elle étend la modélisation dans l'ultraviolet et le proche infrarouge (le domaine couvert passe de 300 – 830 nm à 280 – 1500 nm). La comparaison à 4 groupes de spectres relatifs : 1 global horizontal mesuré et trois simulés (SMARTS2) global horizontal, diffus horizontal et direct normal confirme les améliorations apportées par le modèle 2015.

Toutefois, au-delà de sa très bonne représentativité, le modèle résultant reste dépendant des caractéristiques du site de mesure de Vaulx-en-Verin, puisque les spectres propres  $S_1, S_2$  et  $S_3$  et le spectre moyen  $S_0$  retenus sont construits à partir des variations spectrales dépendant des effets de l'albédo et des distributions typiques du climat local (cf. Annexe A.2). Une amélioration pourrait donc être apportée à cette analyse : l'utilisation de mesures représentatives

de différents climats (tropicaux, polaires, désertiques...), elle assurerait la représentativité « tout climat » et « tout type d'albédo de surface » du modèle.

Les résultats précédents nous donnent la capacité maximale de représentation des éclairagements énergétiques spectraux par combinaison linéaire de seulement trois spectres propres. Les coefficients scalaires  $M_{qn}$  sont déterminés par régression linéaire multiple pondérée, ce qui permet d'évaluer le plein potentiel du modèle. Dans les parties suivantes nous étudierons les relations entre les valeurs de ces coefficients et les paramètres environnementaux.



## 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Dans cette partie, nous cherchons à établir des relations entre les coefficients  $M_n$  de notre échantillon générateur issus de l'ACP et différents paramètres externes, dans l'optique du développement d'un modèle statistique permettant d'obtenir le spectre d'un ciel à partir de la connaissance de ces différents paramètres. Nous traiterons tout d'abord le cas des paramètres colorimétriques ( $u'v', xy, T_{cp}$ ): préalablement à l'étude des relations elles-mêmes, il faut déterminer les valeurs de ces paramètres pour les ciels de chaque spectre de l'échantillon générateur (cf. § 3.6.1). Ensuite, après la présentation de généralités sur la méthode de travail employée (cf. § 3.6.2), nous présenterons les résultats obtenus pour les relations entre les coefficients  $M_n$  et les paramètres colorimétriques venant d'être présentés (cf. § 3.6.3) puis entre les coefficients  $M_n$  et les paramètres environnementaux retenus (cf. § 3.6.4) et présentés lors de la construction de l'échantillon générateur (cf. § 3.2.2).

### 3.6.1 Coordonnées chromatiques de la lumière naturelle

Pour le calcul des différents paramètres colorimétriques correspondants à chaque spectre de l'échantillon générateur, il est important de corriger la minimisation des spectres dans le bleu et proche infrarouge (cf. § 3.5.4). De plus, les spectres utilisés doivent couvrir le domaine spectrale des sensibilités spectrales  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$  et  $\bar{z}(\lambda)$  nécessaire au calcul des coordonnées chromatiques CIE XYZ [CIE 2004] (cf. § 3.2.2.1), soit de 380 nm à 780 nm. Dans cette optique, nous avons choisi de mener les calculs non pas directement sur les 140 396 éclairagements énergétiques spectraux *seg* mesurés de l'échantillon générateur (400 nm – 1 000 nm), mais sur leurs 140 396 ajustements par des spectres propres (construits sur une base de spectres modélisés SMARTS2 cf. § 3.5) via les MCP (280 nm – 1 500 nm, cf. § 3.5.4). Cette méthode a également l'avantage de permettre un travail sur des spectres sans bruit de mesure. Nous avons déterminé que les trois premiers spectres propres permettaient une représentation satisfaisante de l'échantillon générateur (cf. § 3.5.2.5), cependant nous gardons accès à l'ensemble des spectres propres calculés. Les paramètres colorimétriques déterminés ici seront l'une des bases de notre analyse ultérieure. Aussi, par compromis entre qualité de la représentation de chaque spectre, même pour ceux correspondant aux profils spectraux les plus rares, et temps de calcul raisonnable, nous avons utilisé les 10 premiers vecteurs propres. Les coefficients  $M_{1 \leq n \leq 10}$ , ne sont que des intermédiaires de calcul pour la production des ajustements et ne seront donc pas conservés.

#### 3.6.1.1 CIE 1931 $xy$ et température de couleur proximale $T_{cp}$

Dans la suite de la partie 3.6.1, les résultats présentés proviennent uniquement des calculs sur ces ajustements.

En 1964, les chercheurs se sont intéressés aux caractéristiques chromatiques de la lumière naturelle [Henderson 1963] [Judd 1964] [Chamberlin 1963] [Condit 1964] [Nayatani 1963] [Collins 1965] [Winch 1966]. Cela a permis de définir les illuminants de la série D de la CIE [CIE 2004], donnant la relation des coordonnées CIE 1931  $xy$  en fonction de la température de couleur proximale  $T_{cp}$  :

$$y_D = -3,000 x_D^2 + 2,870 x_D - 0,275 \quad (3.6.1)$$

$$x_D = \frac{-4,6070 \times 10^9}{T_{cp}^3} + \frac{2,9678 \times 10^6}{T_{cp}^2} + \frac{0,09911 \times 10^3}{T_{cp}} + 0,244063 \quad (3.6.2)$$

pour  $4\,000\text{ K} \leq T_{cp} \leq 7\,000\text{ K}$

$$x_D = \frac{-2,0064 \times 10^9}{T_{cp}^3} + \frac{1,9018 \times 10^6}{T_{cp}^2} + \frac{0,24748 \times 10^3}{T_{cp}} + 0,237040 \quad (3.6.3)$$

pour  $7\,000\text{ K} < T_{cp} \leq 25\,000\text{ K}$

Sur le diagramme chromatique  $xy$ , la courbe résultante est à une distance à peu près constante de la courbe du corps noir (cf. trait mixte noir  $-\cdot-\cdot-$  Fig 3.6.1).

En 2001, Javier Hernández-Andrés *et al.* [Hernández-Andrés 2001], résumant une partie de ces résultats et les comparant aux leurs, obtenus à partir de 2600 spectres mesurés à Grenade, en Espagne. L'ajustement de leurs mesures fournit une nouvelle relation  $y_D(x_D)$  bien différente de celles de la CIE :

$$y_D = -1,09234x_D^2 + 1,55320 x_D - 0,05188 \quad (3.6.4)$$

La relation  $x_D(T_{cp})$  n'est pas spécifiée dans l'article de Hernández-Andrés.

Cette fois-ci, la courbe résultante s'éloigne de celle du corps noir quand la température de couleur proximale augmente (cf. trait épais noir Fig 3.6.1).

Nous proposons une troisième équation (3.6.5), basée sur l'analyse des ajustements des 140 396 spectres de notre échantillon générateur, représentatif du climat local. Puis, dans la figure suivante (Fig 3.6.1), nous comparons nos résultats aux deux modèles précédents (CIE et Hernández-Andrés *et al.*).

$$\begin{aligned} y_D &= a_{xy}x_D^2 + b_{xy} x_D + c_{xy} \\ a_{xy} &= 1,033(24) \\ b_{xy} &= 0,296(14) \\ c_{xy} &= 0,1337(22) \\ R^2 &= 0,989 \end{aligned} \quad (3.6.5)$$

Entre parenthèses sont indiqués les intervalles de confiance de 95% sur les derniers digits.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Le coefficient de détermination pour l'ajustement est très bon ( $R^2 = 0,989$ ). Pour l'ensemble des ajustements de cette partie, le choix des modèles est fait en maximisant les coefficients de détermination et pour des coefficients de détermination identiques, la priorité est donnée au modèle le plus simple (minimum de coefficients).

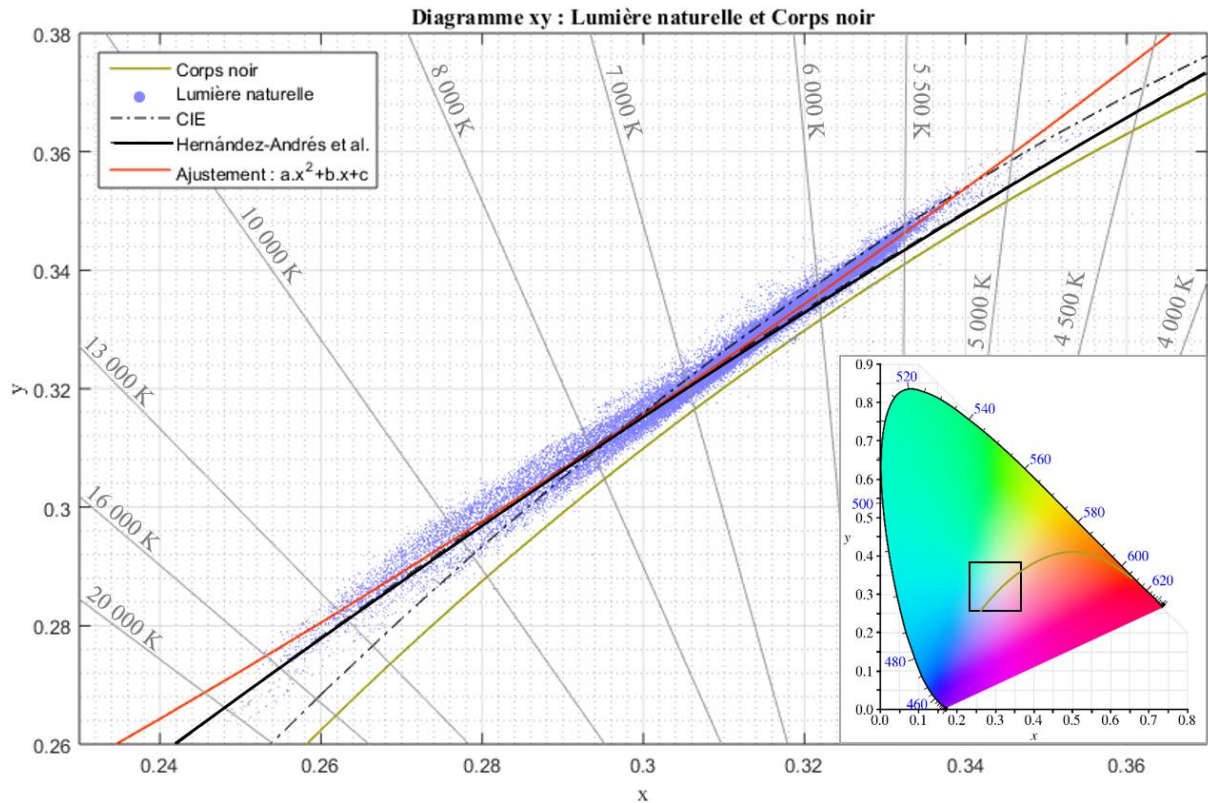


Fig 3.6.1 : En bleu, 140 396 mesures d'éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux sur une année représentative (2014-2015). En rouge, notre ajustement des mesures par un polynôme d'ordre 2. En vert, les valeurs des corps noir de Planck. En noir, les ajustements CIE et Hernández-Andrés *et al.* Les diagonales grises indiquent les isothermes (températures proximales). En bas à droite, la figure présente la zone considérée dans le diagramme  $xy$ .

Notre ajustement s'accorde avec celui d'Hernández-Andrés *et al.* sur un large domaine de températures de couleur proximale avec des valeurs assez similaires entre 6 000 K et 12 000 K. La courbe CIE est par contre moins représentative des mesures de Grenade et de Vaulx-en-Velin autour de 6000 K et au-dessus de 8 000 K.

Nous avons également déterminé les relations  $x_D(T_{cp})$  et  $y_D(T_{cp})$  (calcul de  $T_{cp}$  cf. 3.2.2.2), dont les représentations sont données ci-dessous (Fig 3.6.2).

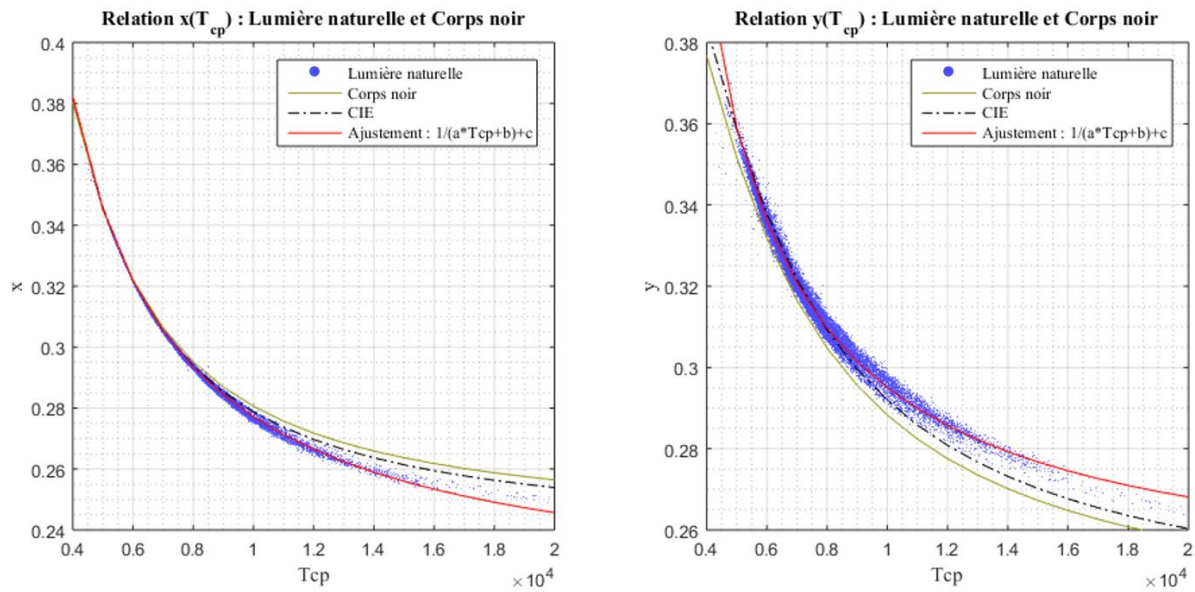


Fig 3.6.2 : Relation entre les paramètres chromatiques  $xy$  et la température de couleur proximale. En bleu, 140 396 mesures d'éclairages énergétiques spectraux globaux horizontaux sur une année représentative (2014-2015). En rouge, l'ajustement numérique des mesures. En vert, les valeurs des corps noir de Planck.

Les ajustements ont pour équations :

$$x_D(T_{cp}) = \frac{1}{a_{xT} T_{cp} + b_{xT}} + c_{xT}$$

$$a_{xT} = 1.716(2) \times 10^{-3}$$

$$b_{xT} = -0,8588(61)$$

$$c_{xT} = 0,2158(1)$$

$$R^2 = 0.9995$$
(3.6.6)

$$y_D(T_{cp}) = \frac{1}{a_{yT} T_{cp} + b_{yT}} + c_{yT}$$

$$a_{yT} = 2,1748(80) \times 10^{-3}$$

$$b_{yT} = -2,193(32)$$

$$c_{yT} = 0,24387(14)$$

$$R^2 = 0.9922$$
(3.6.7)

D'après les coefficients de détermination, les ajustements numériques présentés sont d'assez bonne qualité et rendent bien compte des caractéristiques chromatiques du climat local.

La figure (Fig 3.6.2) montre également que les courbes CIE sont à nouveau très proches de celle du corps noir : elles ne rendent bien compte des observations qu'en dessous de 8 000 K. Les nouvelles fonctions (cf. équations (3.6.6) et (3.6.7)) sont également plus simples que celle de la CIE (cf. équations (3.6.2) et (3.6.3)).

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

#### 3.6.1.2 CIE 1976 $u'v'$ et température de couleur proximale $T_{cp}$

Le même travail a été fait pour les coordonnées chromatiques  $u'v'$  (calcul cf. 3.2.2.2) fournissant ainsi les relations avec la température de couleur proximale pour la lumière naturelle relative au climat lyonnais. Cet espace représente plus fidèlement (que CIE xyY 1931) les écarts entre les couleurs perçues par la vision humaine.

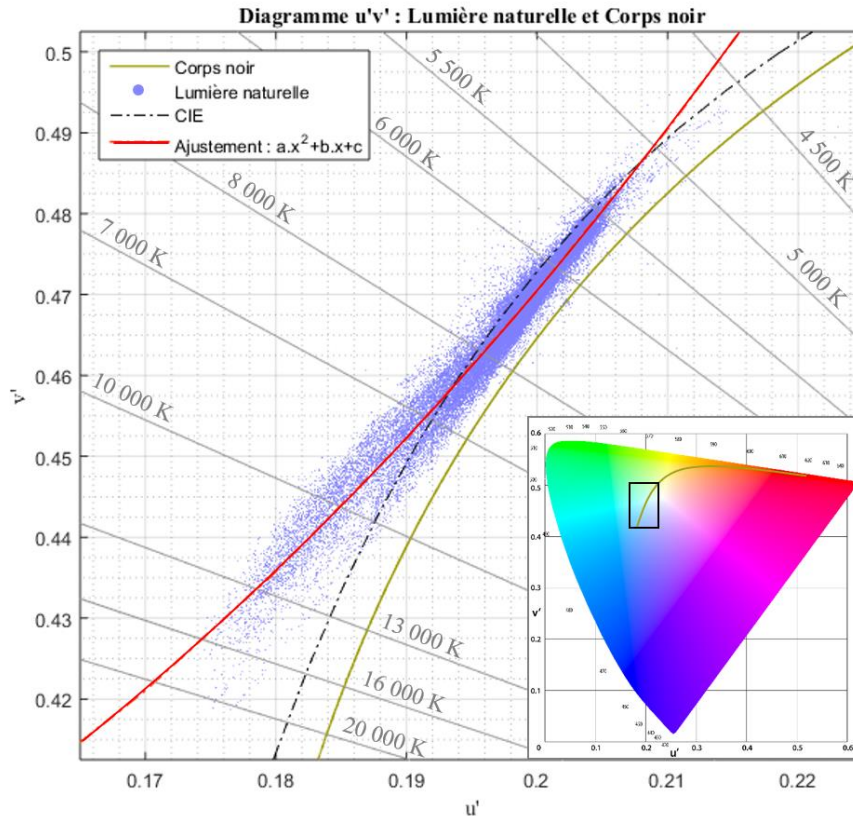


Fig 3.6.3 : En bleu, 140 396 mesures d'éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux sur une année représentative (2014-2015). En rouge, notre ajustement par un polynôme d'ordre 2 des mesures. En vert, les valeurs des corps noirs de Planck. En noir, les ajustements CIE. Les diagonales grises indiquent les isothermes (températures proximales). En bas à droite, la figure présente la zone considérée dans le diagramme  $u'v'$ .

Les ajustements ont pour équations :

$$\begin{aligned}
 v'_D &= a_{u'v'} u'_D{}^2 + b_{u'v'} u'_D + c_{u'v'} \\
 a_{u'v'} &= 8,90(22) \\
 b_{u'v'} &= -1,650(85) \\
 c_{u'v'} &= 0,4443(83) \\
 R^2 &= 0,967
 \end{aligned}
 \tag{3.6.8}$$

Le coefficient de détermination plus faible que celui de l'étude pour les coordonnées  $xy$  est causé par la plus grande dispersion des mesures dans cet espace.

On détermine également les relations  $u'_D(T_{cp})$  et  $v'_D(T_{cp})$  :

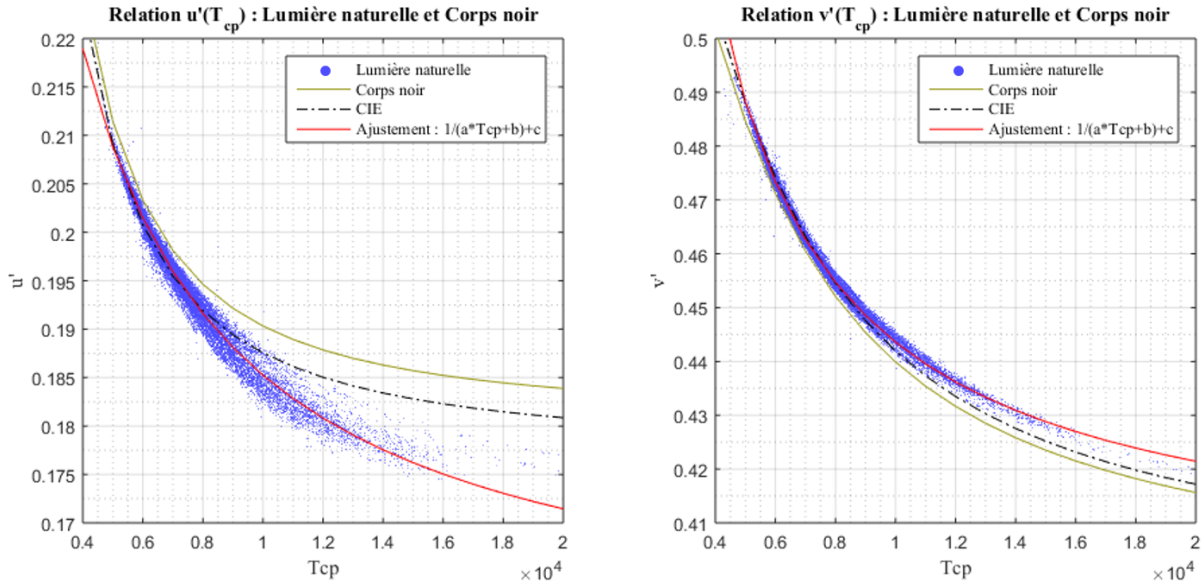


Fig 3.6.4 : relation entre les paramètres chromatiques  $u'v'$  et la température de couleur proximale. En bleu, 140 396 mesures d'éclairagements énergétiques spectraux globaux horizontaux sur une année représentative (2014-2015). En rouge, l'ajustement numérique des mesures. En vert, les valeurs des corps noirs de Planck.

Les ajustements ont pour équations :

$$u'_D(T_{cp}) = \frac{1}{a_{u'T} T_{cp} + b_{u'T}} + c_{u'T}$$

$$a_{u'T} = 3,047(19) \times 10^{-3}$$

$$b_{u'T} = 3,691(56)$$

$$c_{u'T} = 0,15597(12)$$

$$R^2 = 0.986$$
(3.6.9)

$$v'_D(T_{cp}) = \frac{1}{a_{v'T} T_{cp} + b_{v'T}} + c_{v'T}$$

$$a_{v'T} = 2,2842(67) \times 10^{-3}$$

$$b_{v'T} = -0,168(24)$$

$$c_{v'T} = 0,399479(92)$$

$$R^2 = 0.9959$$
(3.6.10)

Au-delà des  $R^2$  très satisfaisant obtenus avec l'ensemble de nos ajustements, les différences entre les allures des courbes (Tourasse *et al.*, Hernandez-Andrés, CIE, corps noir) ont retenues notre attention. Nous avons estimé qu'il serait intéressant de comparer ces résultats à d'autres études réalisées en d'autres endroits du globe. En effet, l'ensemble des relations présentées sont caractéristiques du climat de Vaulx-en-Verin : l'écart constaté entre l'ajustement  $xy$  issu de cette étude, celui de l'étude de Hernández-Andrés *et al.* et la courbe de la CIE vient probablement des écarts de distribution des ciels observés pour ces deux climats différents.

### 3.6.1.3 Commentaire sur les distributions spectrales dans le monde

L'ensemble des relations présentées sont caractéristiques du climat de Vaulx-en-Verin : l'écart constaté entre l'ajustement  $xy$  issu de cette étude et celui de l'étude de Hernández-Andrés *et al.* vient probablement des écarts de distribution des ciels observés pour ces deux climats différents. Comme Hernández-Andrés *et al.* le mentionnent, la faible dispersion des

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

observations autour de la courbe d'ajustement de la lumière naturelle est un phénomène déjà observé par de nombreux auteurs mais pas par tous. La position par rapport à la courbe du corps noir dépend également du lieu : certaines études dans l'hémisphère sud présentent des dispersions majoritairement sous la courbe. Le tableau suivant (Table 3.6.1) résume ces points pour un certain nombre de ces études :

Référence de l'étude	Lieu des observations	Nombre d'observations	Dispersion de la lumière naturelle $xy$	Position par rapport à la courbe du corps noir
<b>Tourasse 2015</b>	Vaulx-en-Velin, FR	140 396	faible	au-dessus
<b>[Hernández-Andrés 2001]</b>	Grenade, Espagne	2 600	faible	au-dessus
<b>[Dixon 1978]</b>	Sud-est, AU Campagne et ville	N/D	faible	au-dessous
<b>[Sastri 1971]</b>	Bombay, IN	N/D	forte	au-dessous
<b>[Knestrick 1967]</b>	Washington, DC ; Chesapeake Bay; Tilghman Island, MD, USA	45 spectres du ciel à l'horizon sont présentés	forte	N/D
<b>[Tarrant 1968]</b>	Londres, EN et campagne EN	N/D	forte	au-dessus
<b>[Nayatani 1967]</b>	Amagasaki, JP	N/D	faible	au-dessus
<b>[Sastri 1968]</b>	Delhi, IN	sur 1 an, 187	forte	au-dessous
<b>[Winch 1966]</b>	Pretoria, ZA	422	faible	au-dessus, très proche
<b>[Collins 1965]*</b>	Teddington, Middlesex, EN	sur 2 ans	N/D	N/D
<b>[Condit 1964]</b>	Rochester, NY, USA	249	faible	au-dessus
<b>[Chamberlin 1963]*</b>	Sud, EN	N/D	faible	au-dessus
<b>[Judd 1964]</b>	Rochester, NY, USA Enfield, EN Ottawa, CA	622 (Henderson + Condit + Budde)	faible	au-dessus
<b>[Henderson 1964]</b>	Enfield, EN	274	faible	au-dessus
<b>[Nayatani 1963]*</b>	Ottawa, CA	N/D	faible	

Table 3.6.1 : résumé des études sur la distribution des observations de la lumière naturelle sur le diagramme chromatique  $xy$ . \*Mesures faites avec des colorimètres et non pas avec des spectroradiomètres. Le terme N/D signifie non disponible, l'information souhaitée n'a pas été trouvée.

Pour expliquer les différentes distributions de la lumière naturelle par rapport au corps noir sur le diagramme chromatique  $xy$ , Dixon [Dixon 1978] propose d'étudier le rapport entre la partie ultraviolette et la partie visible du spectre. Ainsi, le fort rapport UV/VIS calculé par Dixon (Australie) par rapport aux mesures faites dans l'hémisphère Nord expliquerait ses distributions sous la courbe du corps noir, plus proche de la couleur violette. De manière similaire, la figure suivante (Fig 3.6.5) présente l'évolution du rapport UV/VIS des 140 396 observations de

Vaulx-en-Velin, en fonction de la température de couleur proximale et par rapport au corps noir.

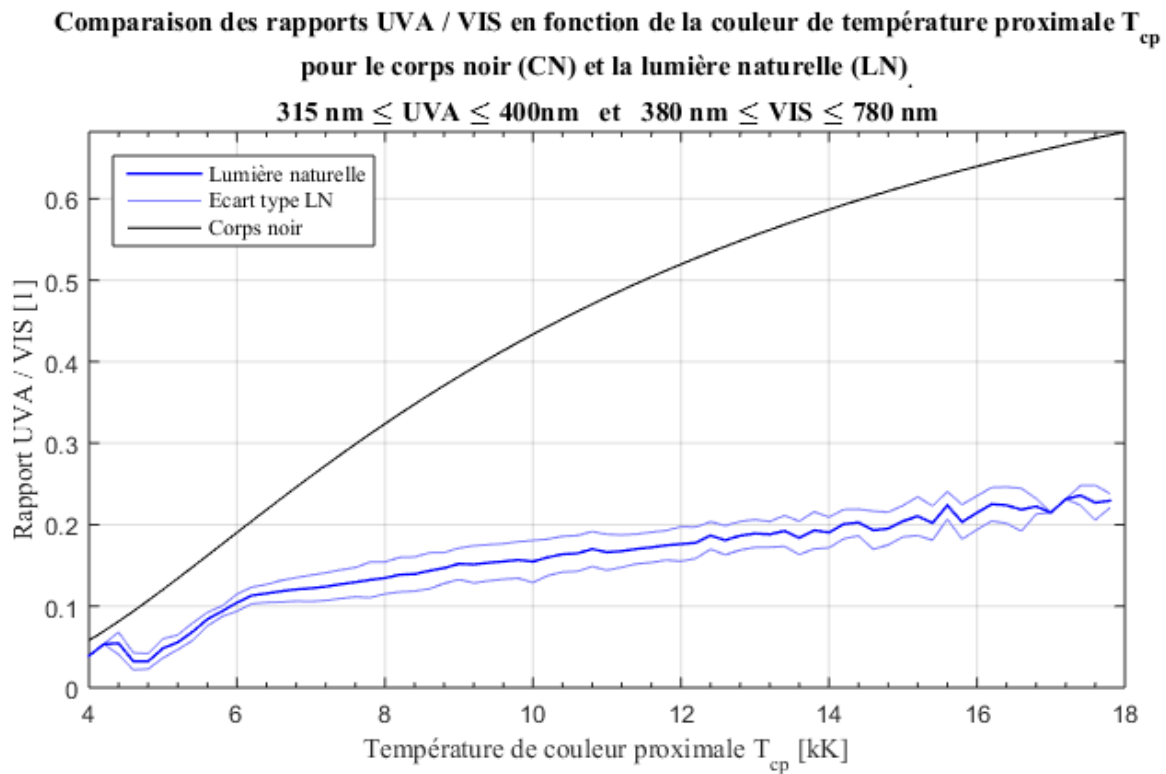


Fig 3.6.5 : comparaison des rapports d'éclaircements UVA/VIS du corps noir (CN) et de la lumière naturelle (LN) à Vaulx-en-Velin, en fonction de la température de couleur proximale. Les éclaircements UV-A sont obtenus par intégration des spectres CN et LN entre 315 nm et 400 nm. Les éclaircements VIS sont obtenus par intégration (non pondérée) des spectres CN et LN entre 380 nm et 780 nm.

Le faible rapport UVA/VIS des mesures de Vaulx-en-Velin s'accorde avec la position des observations au-dessus du corps noir sur le diagramme chromatique. Apparemment, aucun auteur n'explique ce rapport en utilisant des arguments sur la géographie [Hernández-Andrés 2001]. Cependant, malgré le faible échantillonnage des campagnes comparées, ces observations tendent à montrer que les écarts observés entre les différents modèles (Hernandez, CIE et notre ajustement) sont liés au climat de notre lieu de mesure plus qu'à la qualité de représentation de chacun des modèles.

### 3.6.1.4 Conclusion sur les coordonnées chromatiques

En comparaison des équations de la CIE, et pour le climat de Vaulx-en-Velin (près de Lyon, France), les nouveaux modèles paramétriques présentés ici sont à la fois plus simples et plus justes pour la représentation de la lumière naturelle :

- Chaque relation entre les paramètres chromatiques de la lumière naturelle et la température de couleur proximale ( $x_D(T_{cp}), y_D(T_{cp}), u'_D(T_{cp}), v'_D(T_{cp})$ ) se note comme une fonction

$$\frac{1}{a T_{cp} + b} + c \quad (3.6.11)$$



### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

- Les coefficients de détermination, allant de  $R^2 = 0,967$  pour  $v'_D(u'_D)$  à  $R^2 = 0,9995$  pour  $x_D(T_{cp})$ , soulignent cette justesse de représentation.

Les mesures réalisées à Vaulx-en-Velin s'accordent avec celles de climats proches, comme celui de Grenade en Espagne. Mais une bonne comparaison à l'échelle mondiale reste difficile : parmi les données chromatiques issues de mesures spectrales, rares sont celles suffisamment exhaustives pour caractériser leur climat local (mesures insuffisamment nombreuses et échantillonnage rarement uniforme (cf. § 3.2.1)).

#### 3.6.2 Relations entre paramètres externes $p$ et coefficients scalaires $M_n$ : généralités

La méthode d'étude présentée ci-dessous est la méthode générale appliquée aussi bien aux paramètres colorimétriques qu'aux différents groupes de paramètres environnementaux (cf. § 3.2.2). Tous ces paramètres sont regroupés sous l'appellation de paramètres externes, notés  $p$  de façon générale.

L'objet de cette étude est d'évaluer la qualité de représentation des coefficients scalaires  $M_n$  ( $1 \leq n \leq 3$ , cf. § 3.5.2.5) par les paramètres externes  $p$ . Cette qualité sera quantifiée à l'aide de différents coefficients de détermination  $R^2$ , qui sont présentés ci-dessous.

- La première étape est donc le calcul des valeurs des coefficients scalaires  $M_n$  pour chacun des 140 396 spectres de l'échantillon générateur. La méthode de régression linéaire multiple pondérée utilisée est exactement la même que celle que nous avons déjà appliqué aux spectres de l'échantillon de contrôle lors de l'étape de validation de l'ACP (cf. § 3.5.4). Nous ne la détaillerons donc pas ici, mais en rappelons le principe : un spectre de l'échantillon générateur (non normalisé) est un vecteur endogène, les vecteurs moyen et propres issus de l'ACP  $\{S_0, S_1, S_2, S_3\}$  sont les vecteurs exogènes et la pondération se fait avec le spectre d'écart types du vecteur endogène. Les coefficients scalaires  $\{M_1, M_2, M_3\}$  sont ensuite normalisés par le coefficient  $M_0$  pour concentrer l'étude sur les valeurs relatives des spectres.
- Pour chaque groupe de paramètres externes (*e.g.* : paramètres météorologiques SYNOP cf. § 3.2.2), nous observons les relations coefficient-paramètres :  $M_n(p)$ . Les 140 396 valeurs des trois coefficients  $M_n$  sont placées sur trois graphiques, pour chaque paramètre environnemental  $p$  le plus représentatif du groupe (Fig 3.6.6).
- Ensuite, pour chaque valeur du paramètre  $p$ , le barycentre  $\overline{M}_n(p)$  des coefficients  $M_n$  associés est calculé par convolution par une fonction gaussienne. La courbe lissée  $\overline{M}_n(p)$  est tracé (cf. trait noir Fig 3.6.6). Le coefficient de détermination  $R^2$  entre les 140 396 points  $M_n(p)$  et la courbe lissée  $\overline{M}_n(p)$ , permet de quantifier le niveau maximal d'explication de la variance du coefficient que l'on peut atteindre avec le paramètre  $p$ .
- Si le coefficient de détermination est supérieur à un certain seuil ( $R^2 \geq 0,4$ ), on réalise un ajustement par une fonction paramétrique simple  $\widehat{M}_n(p)$  (en rouge dans les graphiques, cf. Fig 3.6.7) pour laquelle on calcule un nouveau coefficient de détermination (en rouge dans les tableaux des parties suivantes). Pour chaque groupe de paramètres externes et pour chaque coefficient scalaire  $\{M_1, M_2, M_3\}$ , la relation présentant le meilleur coefficient de détermination du set de paramètres est également ajustée, même si  $R^2 < 0,4$ . Ainsi, pour chaque groupe de paramètres externes, seules

les trois relations  $\widehat{M}_1(p_1)$ ,  $\widehat{M}_2(p_2)$  et  $\widehat{M}_3(p_3)$  des paramètres les plus représentatifs  $p_1$ ,  $p_2$  et  $p_3$  sont données.

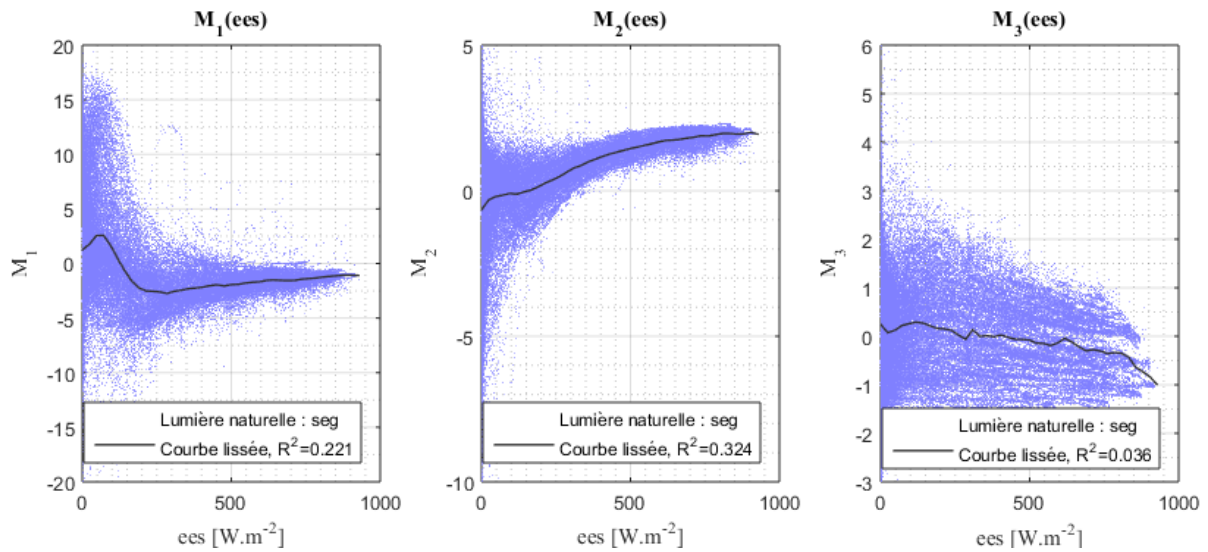


Fig 3.6.6 : Exemple d'affichage des relations entre les coefficients et un paramètre externe. En bleu, les coefficients  $M_n$  calculés en fonction du paramètre externe. En noir, la courbe moyenne des 140 396 points obtenue par convolution par une gaussienne. Le coefficient de détermination indique le rapport entre la variance expliquée par la courbe lissée et la variance totale des valeurs  $M_n$  calculées.

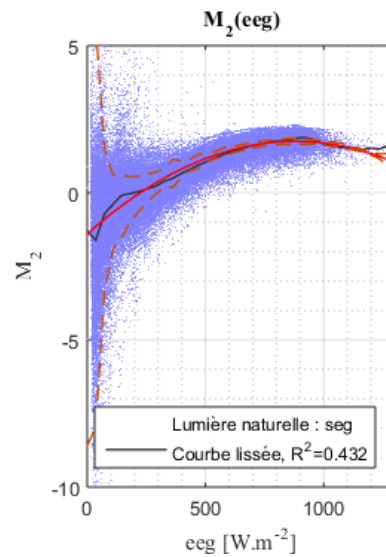


Fig 3.6.7 : Exemple d'ajustement par une fonction simple. La valeur du coefficient de détermination est principalement dégradée par la forte variance du coefficient  $M_2$  en dessous d'un éclaircissement énergétique global (eeg) inférieur à  $250 W.m^{-2}$ .

Les ajustements sont réalisés par une fonction polynomiale ou par un ratio de polynômes. On peut ainsi représenter simplement les relations coefficient-paramètre.

Dans le cas des paramètres environnementaux (météo, rayonnement, etc.) et pour appréhender le lien physique entre le coefficient scalaire  $M_n$  et un paramètre externe, il faut se référer aux spectres propres  $S_n$  vus précédemment (cf. § 3.5.3) et rappelés ci-dessous.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

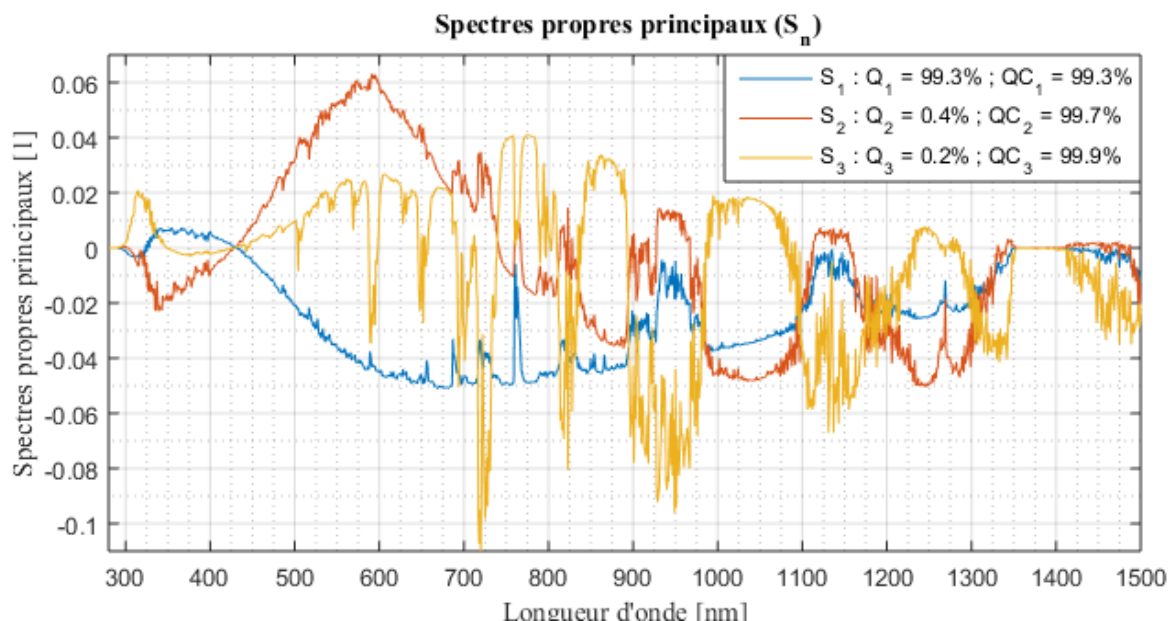


Fig 3.6.8 : Les trois premiers spectres propres correspondant aux trois coefficients scalaires  $M_n$  étudiés.

Nous rappelons succinctement le sens physique que portent ces vecteurs propres (cf. § 3.5.3) :

- Le spectre propre  $S_1$  décrit la répartition globale de l'énergie en longueur d'onde et serait ainsi lié à la diffusion de Rayleigh : une addition de  $S_1$  ( $M_1 > 0$ ) correspond à un rayonnement principalement dans les faibles longueurs d'onde, alors qu'une soustraction ( $M_1 < 0$ ) correspond à un rayonnement principalement dans les hautes longueurs d'onde.
- Le spectre propre  $S_2$  décrit l'absorption dans la bande de Chappuis de l'ozone et serait ainsi lié à l'absorption par l'ozone stratosphérique : une soustraction de  $S_2$  ( $M_2 < 0$ ) correspond à une forte absorption.
- Le spectre propre  $S_3$  décrit l'absorption dans les bandes moléculaire de l'eau : une addition de  $S_3$  ( $M_3 > 0$ ) correspond à une forte absorption.

Pour l'analyse des résultats des sections suivantes (cf. § 3.6.3 et 3.6.4), afin de faire le lien entre apparence de l'éclairage énergétique spectral et paramètre externe, il pourrait être utile de s'appuyer sur l'annexe sur la variation de la pondération des spectres propres (cf. Annexe A.6).

Nous commençons l'étude de ces relations par les paramètres colorimétriques ayant un intérêt tout particulier en éclairage. Puis, nous réalisons une étude similaire pour les paramètres environnementaux importants dans le domaine de l'énergie photovoltaïque (spectre en dessous de 1500 nm) et dans le domaine de la santé.

### 3.6.3 Relations entre paramètres colorimétriques et coefficients scalaires $M_n$

#### 3.6.3.1 Température de couleur proximale $T_{cp}$

Ci-dessous sont récapitulés les résultats obtenus après application du protocole au paramètre température de couleur proximale. Les valeurs en noir sont les coefficients de détermination correspondant à la courbe lissée  $\overline{M}_n(T_{cp})$ , et celles en rouges sont celles correspondant aux courbes paramétriques  $\widehat{M}_n(T_{cp})$  ajustées, le cas échéant.

Coefficient de détermination : Température de couleur proximale	$M_1$	$M_2$	$M_3$
$T_{cp}$	0,88 – (0,944 & 0,857)	0,33	0,07

Table 3.6.2 : Tableau récapitulatif des coefficients de détermination des ajustements par le polynôme  $M_n(x, y)$  pour la température de couleur  $T_{cp}$ .

Les graphiques de la Fig 3.6.9 représentent les valeurs  $M_n$  fonction de la température de couleur proximale, ainsi que les courbes lissées des barycentres de ces valeurs, avec les coefficients de détermination  $R^2$  associés.

Avec un coefficient de détermination  $R^2 = 0,88$ , le premier coefficient  $M_1$  est bien représenté par la température de couleur proximale, ce qui n'est pas le cas des deux suivants. Une discontinuité de la courbe lissée à 5750 K contraint à utiliser deux équations pour modéliser la relation  $M_1(T_{cp})$ .

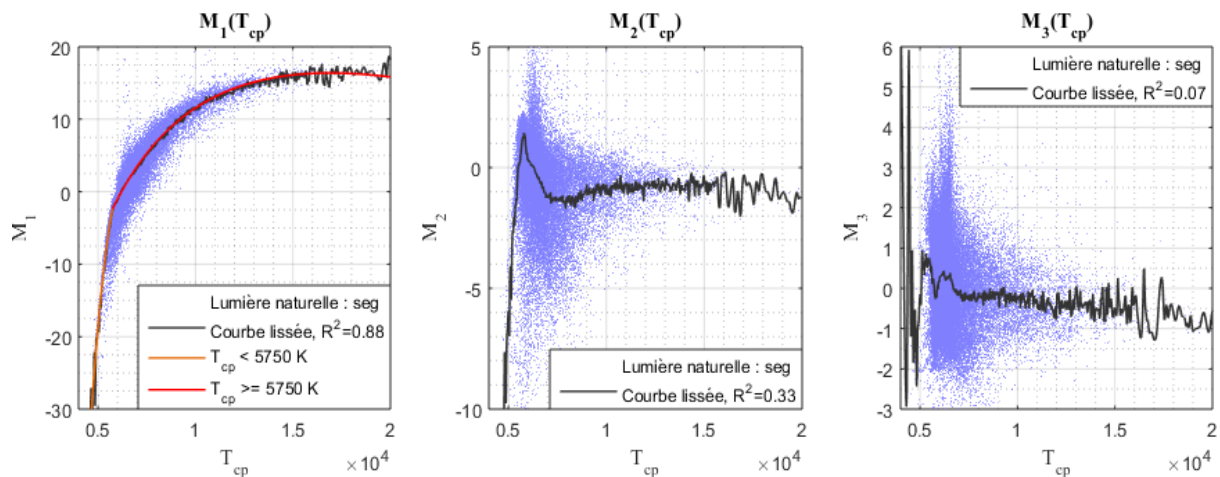


Fig 3.6.9 : Relations entre les coefficients en fonction de la température de couleur proximale. En bleu, les coefficients  $M_n$  calculés. En noir, la courbe moyenne obtenue par convolution par une gaussienne des 140 396 points (lissage). Le coefficient de détermination indique le rapport variance expliquée par la courbe lissée sur la variance totale des valeurs  $M_n$  calculées. Pour une meilleure représentation, la première relation  $\widehat{M}_1(T_{cp})$  est ajustée par deux équations différentes en dessous et au-dessus de 5 750 K.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

$$\begin{aligned}
 T_{cp} &< 5750 \text{ K} \\
 \widehat{M}_1(T_{cp}) &= a T_{cp}^2 + b T_{cp} + c \\
 a &= -1,091(18) \times 10^{-5} \\
 b &= 0,1391(20) \\
 c &= -441,2(5,3) \\
 R^2 &= 0.944
 \end{aligned}
 \tag{3.6.12}$$

$$\begin{aligned}
 T_{cp} &\geq 5750 \text{ K} \\
 \widehat{M}_1(T_{cp}) &= \frac{a T_{cp}^2 + b T_{cp} + c}{T_{cp} + d} \\
 a &= -1,31(14) \times 10^{-3} \\
 b &= 60,6(3,5) \\
 c &= -3,26(16) \times 10^5 \\
 d &= 2,93(40) \times 10^3 \\
 R^2 &= 0.857
 \end{aligned}
 \tag{3.6.13}$$

On peut voir sur le graphique  $M_1(T_{cp})$  que, malgré une assez forte relation, le coefficient  $M_1$  peut encore largement varier pour une valeur de température donnée. Par exemple, au-dessous de 8000 K (Fig 3.6.10), une même température correspond à de nombreux motifs spectraux alors qu'au-dessus de 12 000 K cette variété est bien plus faible.

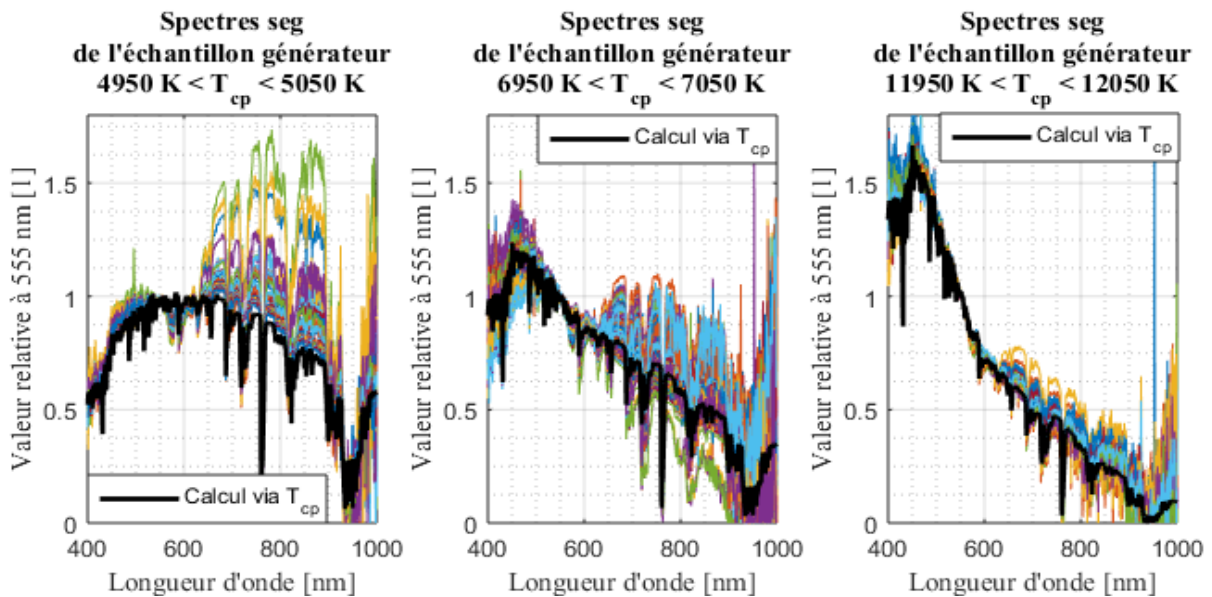


Fig 3.6.10 : En couleur, les spectres d'éclairagements énergétiques relatifs à 555 nm (pour faciliter l'observation) pour l'intervalle de température de couleur spécifié dans le titre. En noir, le spectre modélisé à partir de la relation entre les coefficients  $M_1$  et la température de couleur proximale.

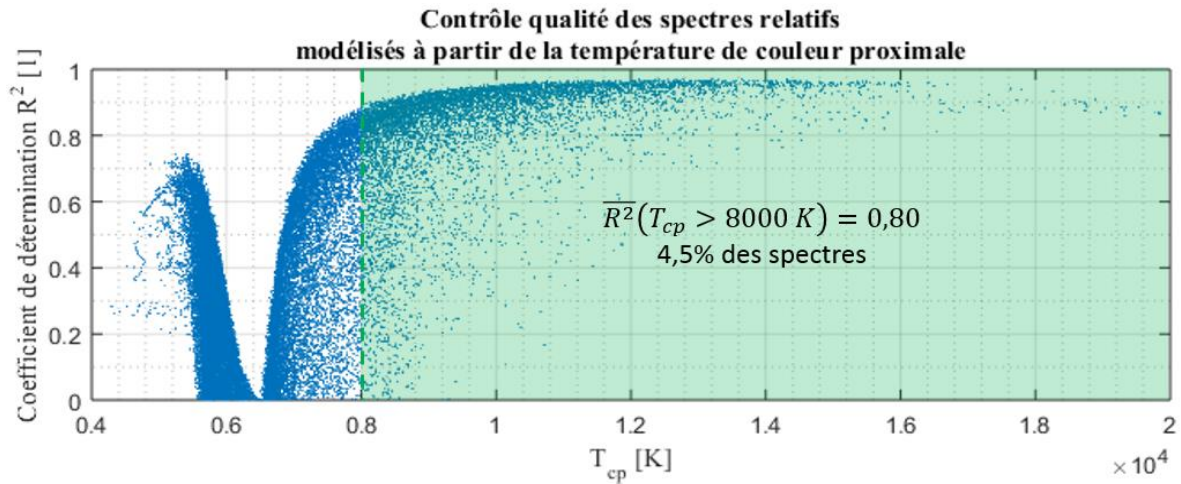


Fig 3.6.11 : Distribution des coefficients de détermination issus de la comparaison entre les 140 396 mesures et leur modélisation à partir de la relation entre les coefficients  $M_1$  et la température de couleur proximale.

La grande variété des motifs spectraux en dessous de 8000 K rend la modélisation des spectres relatifs par la température de couleur proximale très hasardeuse (chute de  $R^2$  pour  $T_{cp} < 8\,000\text{ K}$  Fig 3.6.11). Malheureusement, l'essentiel de la population des spectres *seg* pour notre climat se trouve dans ce cas. L'ajout d'un coefficient  $M_2$  supplémentaire n'apporte que très peu d'amélioration. La température de couleur proximale a une très forte relation avec le premier coefficient scalaire  $M_1$ , ce qui en fait un paramètre satisfaisant pour la représentation des spectres pour des valeurs de celle-ci au-delà de 8 000 K ( $R^2 = 0,80$  Fig 3.6.11). Elle a cependant des limites : la grande variété de motifs spectraux en dessous de 8 000 K rend ce paramètre insuffisant pour la description des éclairagements spectraux.

### 3.6.3.2 Coordonnées chromatiques $xy$ et $u'v'$

Un travail similaire à  $T_{cp}$  a été réalisé pour  $xy$  et  $u'v'$ . Nous avons cherché à déterminer au mieux la relation entre les coefficients scalaires  $\{M_n ; n \geq 1\}$  et ces paramètres. Nous avons traité les ajustements avec les couples chromatiques  $\widehat{M}_n(x, y)$  et  $\widehat{M}_n(u', v')$ . Ici les représentations graphiques ont peu d'intérêt car il est assez difficile de visualiser ces distributions 3D sur une figure 2D. Nous présentons donc les éléments d'intérêts sur les différents ajustements.

L'ensemble des fonctions  $M_n(x, y)$  et  $M_n(u', v')$  a été ajusté par des polynômes d'ordre 2 pour chaque dimension :

$$M_n(x, y) = a + b.x + c.y + d.x^2 + e.x.y + f.y^2 \quad (3.6.14)$$

Les ordres supérieurs augmentent rapidement le nombre de coefficients du polynôme et les qualités constatées ne justifient pas cette complication.

Seuls les ajustements de qualités suffisantes seront développés, nous commençons par présenter dans le tableau suivant les coefficients de détermination pour les ajustements par le polynôme vu précédemment (équation (3.6.14)) :

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

<b>Coefficient de détermination : Coordonnées chromatiques</b>	$M_1$	$M_2$	$M_3$
$(x, y)$	0,854	0,193	0,074
$(u', v')$	0,853	0,188	0,069

Table 3.6.3 : Tableau récapitulatif des coefficients de détermination des ajustements par le polynôme  $M_n(x, y)$  pour les paramètres chromatiques  $xy$  et  $u'v'$ . Contrairement aux autres tableaux contenant les coefficients de détermination, celui-ci ne contient que les résultats des ajustements par  $\widehat{M}_n(x, y)$  et aucun de la courbe lissée  $\overline{M}_n(x, y)$ .

Compte tenu des coefficients de détermination, seules les relations avec  $M_1$  sont suffisamment intéressantes pour justifier un ajustement par une fonction polynomiale. On remarquera que ces coefficients sont aussi très proches du coefficient de détermination obtenu pour la relation avec la température de couleur proximale.

$\widehat{M}_1(x, y)$	$\widehat{M}_1(u', v')$
$a = -45,4(5,8)$	$a = -541(15)$
$b = -1,38(15) \times 10^3$	$b = 1,175(36) \times 10^4$
$c = 1,88(18) \times 10^3$	$c = -2208(94)$
$d = -3,41(11) \times 10^4$	$d = -7,37(25) \times 10^4$
$e = 6,78(25) \times 10^4$	$e = 3,43(14) \times 10^4$
$f = -3,50(14) \times 10^4$	$f = -4,73(19) \times 10^3$

Table 3.6.4 : paramètres des polynômes pour la représentation des relations  $M_1(x, y)$  et  $M_1(u', v')$ .

On peut se rappeler la distribution des 140 396 mesures sur les diagrammes  $xy$  et  $u'v'$  dans les premières figures (Fig 3.6.1 et Fig 3.6.3).

#### 3.6.3.3 Conclusion sur les paramètres colorimétriques

Le passage de coordonnées  $xy$  aux coordonnées  $u'v'$  ne modifie pas la qualité d'ajustement des coefficients  $M_n$ . La méthode de Robertson [Robertson 1968] de calcul de la température de couleur proximale se base sur les coordonnées chromatiques  $xy$  du spectre. Même en perdant une dimension pour la description chromatique, la température de couleur permet l'ajustement du premier coefficient  $M_1$  avec un coefficient de détermination équivalent à celui du couple  $xy$ . Ce résultat s'explique de deux façons : tout d'abord, nous utilisons un ajustement complexe pour  $\widehat{M}_1(T_{cp})$  avec deux équations (équations (3.6.12) et (3.6.13)) pour correspondre au mieux à la distribution  $M_1(T_{cp})$  alors que pour  $\widehat{M}_1(x, y)$  et  $\widehat{M}_1(u', v')$  la fonction est beaucoup plus simple. En effet, un même niveau de complexité pour un ajustement à deux dimensions serait plus lourd, ce qui explique pourquoi il n'a pas été envisagé. La seconde explication est la faible dispersion des observations sur  $xy$  et  $u'v'$  le long des isothermes (Fig 3.6.1, Fig 3.6.3) : sur ces diagrammes, le faible déplacement sur ces isothermes n'améliore pas fortement la qualité de représentation des spectres.

Une solution pour améliorer ces performances serait le recours aux valeurs  $\overline{M}_1, \overline{M}_2$  et  $\overline{M}_3$  tabulées quel(s) que soi(en)t le (ou les) paramètre(s) chromatique(s) choisi(s). Dans ce cas on pourrait avoir une meilleure représentation via  $xy$  et  $u'v'$  que via  $T_{cp}$ .

### 3.6.4 Relations entre paramètres environnementaux et coefficients scalaires $M_n$

L'étude est toujours menée avec la même méthode (cf. § 3.6.2). De la même façon que dans la partie précédente, le grand nombre de relations coefficient-paramètre étudiées est résumé dans les tableaux suivants avec les coefficients de détermination correspondant à la courbe lissée  $\overline{M}_n(p)$  (en noir dans les tableaux). Les relations les plus représentatives sont également représentées par les coefficients de détermination correspondant aux courbes d'ajustement  $\widehat{M}_n(p)$  (en rouge dans les tableaux). Quand cela est pertinent, on présente également la fonction utilisée et les valeurs de ses coefficients.

#### 3.6.4.1 Ephémérides calculées, JPL Horizons

Les éphémérides (cf. § 3.2.2.2.1) ont l'avantage d'être très facilement calculées au pas de temps souhaité et pour n'importe quelle position sur Terre.

Coefficient de détermination : Ephéméride JPL	$M_1$	$M_2$	$M_3$
Ascension droite	0,035	0,080	0,392 – <b>0,261</b>
déclinaison	0,024	0,076	0,142
azimut	0,103	0,149	0,045
hauteur	0,157	0,570 – <b>0,565</b>	0,021
masse d'air	0,160	0,571 – <b>0,550</b>	0,018
diamètre angulaire	0,022	0,073	0,254

Table 3.6.5 : récapitulatif des coefficients de détermination de la courbe lissée  $\overline{M}_n(p)$  (en noir). Les paramètres externes expliquant au mieux chaque coefficient scalaire  $M_n$  sont surlignés en vert. Les valeurs en rouge sont les coefficients de détermination des courbes d'ajustement modélisant la relation coefficient-paramètre  $\widehat{M}_n(p)$ , le cas échéant.

La figure suivante présente les meilleurs résultats pour les trois coefficients  $M_n$ , ainsi que les ajustements pour  $M_2$  et  $M_3$  ( $R^2 \gtrsim 0,4$ ).

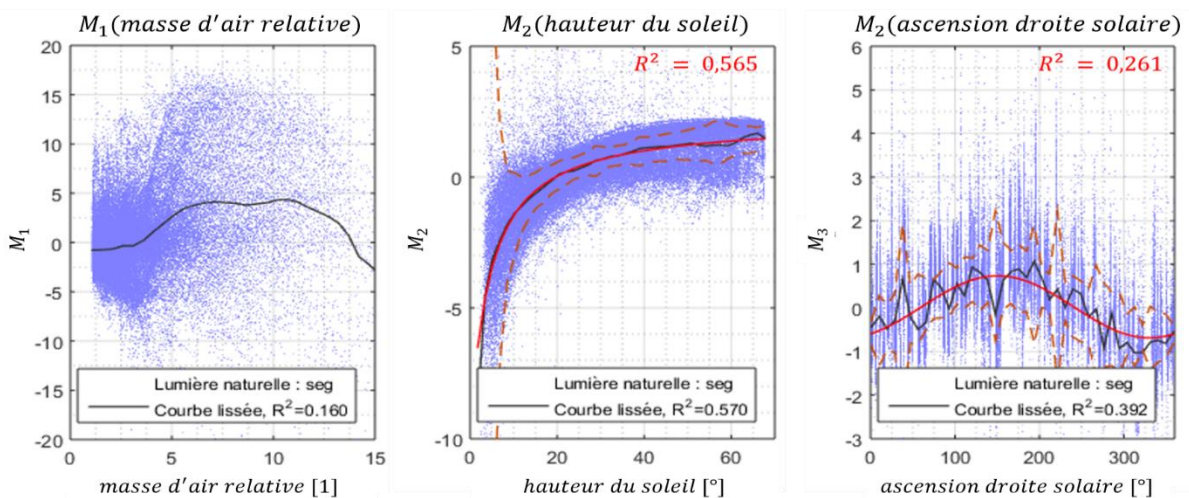


Fig 3.6.12 : distribution des trois coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des trois meilleurs paramètres environnementaux sélectionnés précédemment. En bleu, les coefficients calculés ; en noir, la courbe lissée ; en rouge, les ajustements par des fonctions simples ; et en pointillés rouges, l'écart type de l'ajustement. Les coefficients de détermination sont notés en noir pour la courbe lissée et en rouge pour les fonctions simples.



### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Les équations correspondant aux ajustements précédents sont données ci-dessous :

$\widehat{M}_1(x) = \text{non définie}$	$\widehat{M}_2(x) = \frac{ax + b}{x^2 + cx + d}$	$\widehat{M}_3(x) = a \times \cos(x + b) + c$
	$a = 2,42 \cdot 10^6 \pm 1,4 \cdot 10^9$ $b = 4,77 \cdot 10^7 \pm 2,8 \cdot 10^{10}$ $c = 1,11 \cdot 10^6 \pm 6,5 \cdot 10^8$ $d = 4,75 \cdot 10^6 \pm 2,8 \cdot 10^9$ (3.6.15)	$a = -0,7121(63)$ $b = 0,5153(92)$ $c = 2,56(46) \cdot 10^{-2}$ (3.6.16)

Table 3.6.6 : Equations d'ajustement des coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des paramètres environnementaux. L'intervalle de confiance à 95% est donné entre parenthèses et porte sur les derniers chiffres significatifs. Pour la relation  $M_3(x)$ , l'ascension droite est notée en radians.

Pour le coefficient  $M_1$ , le très faible coefficient de détermination ( $R^2 = 0,160$ ) rendant compte de la forte dispersion des valeurs autour de la courbe lissée n'autorise pas un ajustement par une fonction simple.

On remarque une assez bonne description de  $M_2$  par la hauteur du soleil. Bien que l'ajustement paraisse bon, le faible coefficient peut s'expliquer par la forte dispersion des valeurs  $M_2$  pour les faibles valeurs de ce paramètre. Cette relation avec la hauteur du soleil indique que l'effet de l'ozone sur le spectre serait *a priori* causé par une variation de l'épaisseur optique de l'ozone, dépendant de l'angle d'incidence du rayonnement. L'incertitude sur les coefficients de l'équation  $\widehat{M}_2$  (équation (3.6.15)) est étonnamment importante. Elle peut s'expliquer par la qualité moyenne de l'ajustement ( $R^2 = 0,565$ ), la nature de l'équation utilisée (3.6.15) et par le nombre de paramètres de l'équation (4).

Après comparaison avec l'ascension droite solaire, il est assez net que le coefficient  $M_3$  possède un comportement saisonnier. Ce comportement s'explique un peu plus loin dans la section portant sur les mesures météorologiques de la station SYNOP de Bron (cf. § 3.2.2.2.4).

#### 3.6.4.2 Paramètres de rayonnement et paramètres météorologiques IDMP

Plusieurs de ces paramètres, comme la température ou l'humidité, sont fréquemment mesurés par les stations météorologiques. Ces stations ont l'avantage d'offrir une bonne couverture territoriale, avec une fréquence de mesure importante, de l'ordre de l'heure. Les mesures de paramètres de rayonnement sont moins fréquentes que les données de température et d'humidité mais restent toutefois fournies par certaines stations de surface.

Les données présentées dans le tableau suivant (Table 3.6.7) sont mises en relation avec les mesures météorologiques et de rayonnement issues de la station IDMP (cf. § 3.2.2.2.2) située sur le toit de l'ENTPE à Vaulx-en-Velin (cf. § 1.5). Sont également ajoutées trois compositions de paramètres : *uva/eeg*, rendant compte de l'allure globale du spectre et rappelant le rapport UVA/VIS utilisé pour l'étude des coordonnées chromatiques (cf. § 3.6.1.3). Puis les rapports *evd/evg* et *eed/eeg*, rendant compte de la fraction du rayonnement diffus (diffus/global), que l'on retrouvera un peu plus loin (cf. § 3.6.4.3).

Coefficient de détermination : IDMP	$M_1$	$M_2$	$M_3$
evg	0,214	0,463	0,019
evd	0,153	0,339	0,009
eeg	0,223	0,432	0,028
eed	0,162	0,255	0,011
humidité relative « hr »	0,057	0,120	0,029
uva	0,181	0,499	0,015
uvb	0,141	0,575 – <b>0,588</b>	0,024
uva/eeg	0,258 – <b>0,216</b>	0,166	0,069
dbt	0,041	0,109	0,196 – <b>0,179</b>
evd/evg	0,145	0,206	0,053
eed/eeg	0,100	0,223	0,078
evs	0,210	0,271	0,024
ees	0,221	0,324	0,036

Table 3.6.7 : récapitulatif des coefficients de détermination de la courbe lissée  $\bar{M}_n(p)$  (en noir). Les paramètres externes expliquant au mieux chaque coefficient scalaire  $M_n$  sont surlignés en vert. Les valeurs en rouge sont les coefficients de détermination des courbes d'ajustement modélisant la relation coefficient-paramètre  $\bar{M}_n(p)$ , le cas échéant. La figure suivante présente les ajustements des meilleurs résultats pour les 3 coefficients  $M_n$ .

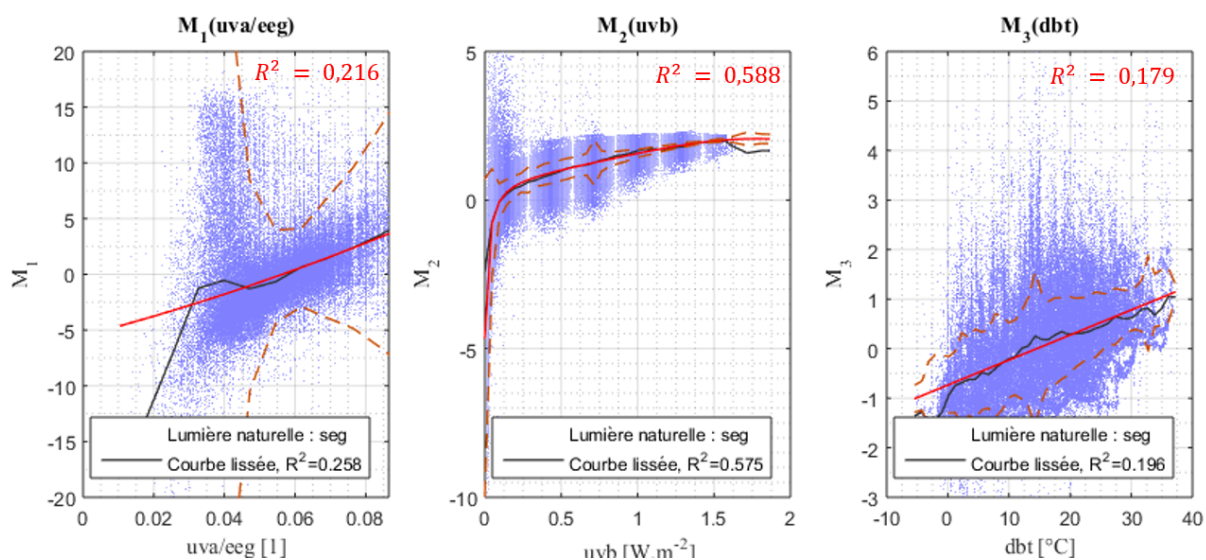


Fig 3.6.13 : distribution des trois coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des trois meilleurs paramètres environnementaux sélectionnés précédemment. En bleu, les coefficients calculés. En noir la courbe lissée. En rouge, les ajustements par des fonctions simples. En pointillés rouges, l'écart type de l'ajustement. Les coefficients de détermination sont notés en noir pour la courbe lissée et en rouge pour les fonctions simples.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Les équations correspondant aux ajustements précédents sont données ci-dessous :

$\widehat{M}_1(x) = ax^2 + bx + c$	$\widehat{M}_2(x) = \frac{ax + b}{x^3 + cx^2 + dx + e}$	$\widehat{M}_3(x) = ax + b$
$a = 2,64(36) \cdot 10^2$ $b = 83,1(5,0)$ $c = -5,52(17)$	$a = 4,94(61)$ $b = -0,500(60)$ $c = -3,45(21)$ $d = 5,17(56)$ $e = 0,108(14)$	$a = 5,056(57) \cdot 10^{-2}$ $b = -0,735(10)$
(3.6.17)	(3.6.18)	(3.6.19)

Table 3.6.8 : équations d'ajustements des coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des paramètres environnementaux. L'intervalle de confiance à 95% est donné entre parenthèse et porte sur les derniers chiffres significatifs.

On constate qu'aucun de ces paramètres environnementaux ne représente simplement et à lui seul un coefficient  $M_n$ .

Pour  $M_1$ , le coefficient de détermination obtenu avec le rapport d'éclairement  $uva/eeg$  est légèrement meilleur que les autres. En effet, ce rapport est caractéristique de la répartition de l'énergie dans le spectre (grand pour une énergie principalement dans les faibles longueurs d'ondes, et *vice-versa*), ce qui est aussi le cas du spectre propre  $S_1$  (cf § 3.6.2). Cela met en évidence qu'une composition de paramètres environnementaux, s'ils sont bien choisis, peut produire de meilleurs résultats que les paramètres pris individuellement. Cette composition simple est la seule présentée dans ce document et une recherche de compositions plus complexes pour une meilleure description des phénomènes devrait être une perspective à ce travail.

La meilleure relation pour  $M_2$  est obtenue avec le rayonnement UV-B (280 – 315 nm) global horizontal. Cela peut s'expliquer par l'effet de l'ozone sur le spectre : on peut rappeler que le spectre propre  $S_2$  (Fig 3.6.8) décrit en partie cet effet avec les bandes de Chappuis très marquées, de plus, le domaine spectral UV-B est bien plus touché par l'absorption par l'ozone stratosphérique (cf. Fig 3.4.2).

Enfin le coefficient  $M_3$  est le mieux décrit par la température sèche (dbt : *dry bulb temperature*), avec toutefois une explication de la variance assez basse.

#### 3.6.4.3 Indices de clarté et de luminosité du ciel des modèles de Perez

Les paramètres  $\varepsilon$  (clarté du ciel) et  $\Delta$  (luminosité du ciel) du modèle de Perez sont construits à partir des éclairagements énergétiques et de la position du soleil (cf. § 3.2.2.2.3) [Perez 1993]. Ces deux paramètres caractérisent la distribution des luminances énergétique du ciel diffus. Cette étude permettrait d'établir le lien entre cette distribution via  $(\varepsilon, \Delta)$  et la distribution spectrale relative de la lumière naturelle ( $M_n$ ).

A partir des mesures des éclairagements énergétiques de la station IDMP, de la hauteur du soleil et de la masse d'air, 140 396 couples de luminosité  $\Delta$  et de clarté  $\varepsilon$  du ciel ont été calculés. L'échantillon de données utilisé pour le calcul étant représentatif du climat lyonnais, la distribution de ces deux paramètres (Fig 3.6.14) donne une bonne idée de la fréquence des différents types de ciels rencontrés.

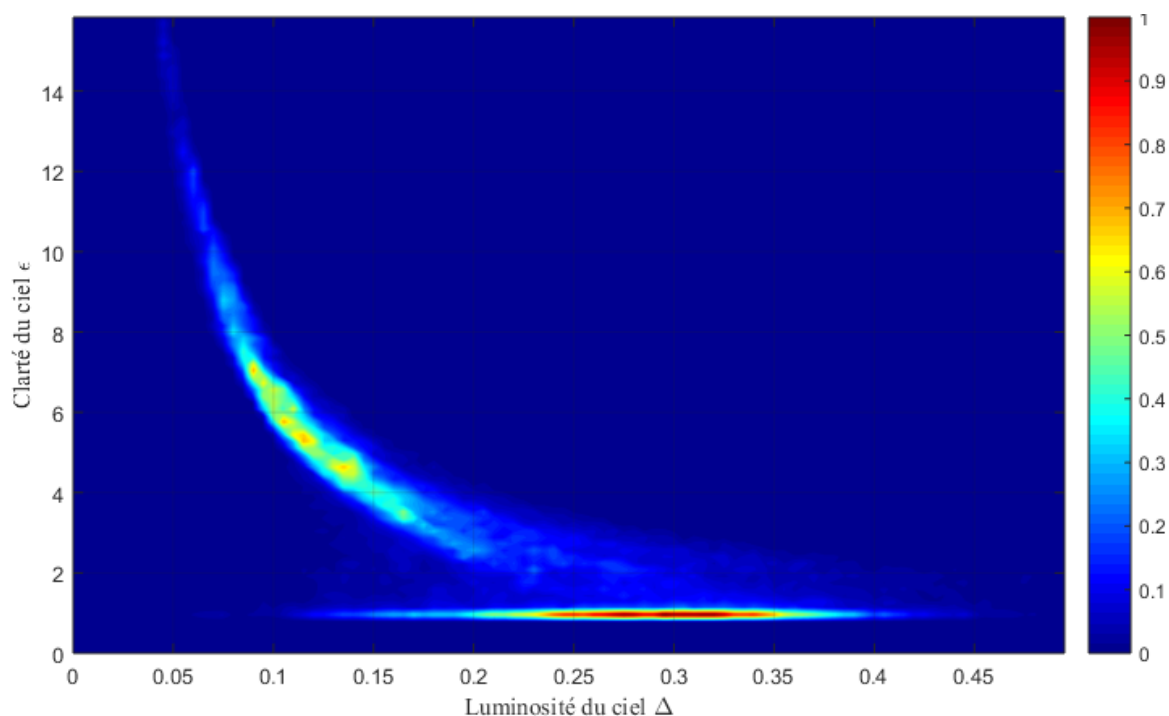


Fig 3.6.14 : distribution des types de ciels de l'échantillon représentatif en fonction des indices de clarté et de luminosité du ciel des modèles de Perez *et al.* Cette distribution est relative à la fraction la plus importante ( $\varepsilon \cong 1$  et  $\Delta \cong 0,3$ ).

Comme Perez *et al.* [Perez 1993], on retrouve une distribution bimodale avec pour le premier mode une grande proportion de ciels couverts ( $\varepsilon \cong 1$ ) sur un large domaine de luminosité ( $0,1 < \Delta < 0,45$ ). Rappelons que notre échantillon exclut les ciels d'éclaircissements lumineux globaux horizontaux inférieurs à 2000 lux (cf. § 3.2.1), ce qui minimise très certainement la proportion des ciels couverts de faibles luminosités. Le second mode est constitué des ciels turbides et partiellement nuageux ( $\varepsilon \cong 3$ ) jusqu'aux ciels très clairs ( $\varepsilon \cong 8$ ).

La clarté et la luminosité du ciel étant le plus souvent calculés et utilisés conjointement, nous présentons donc, en plus des relations simples  $M_n(\varepsilon)$  et  $M_n(\Delta)$ , les relations avec cette paire de coefficients  $M_n(\varepsilon, \Delta)$  (Table 3.6.9). Compte tenu de la distribution des coefficients  $M_n(\varepsilon, \Delta)$ , il est assez difficile de trouver une fonction appropriée pour leur ajustement : nous utilisons alors des polynômes de degré 3 pour leur étude.

<b>Coefficient de détermination : Paramètres des modèles de Perez</b>	<b><math>M_1</math></b>	<b><math>M_2</math></b>	<b><math>M_3</math></b>
<b>Luminosité du ciel <math>\Delta</math></b>	0,082	0,171	0,055
<b>Clarté du ciel <math>\varepsilon</math></b>	0,053	0,214	0,074
<b>Clarté et luminosité <math>\varepsilon, \Delta</math></b>	<b>0,19</b>	<b>0,25</b>	<b>0,11</b>

Table 3.6.9 : récapitulatif des coefficients de détermination de la courbe lissée (en noir). Les paramètres externes expliquant au mieux chaque coefficient scalaire  $M_n$  sont surlignés en vert. Les coefficients de détermination en gras et rouges correspondent à l'ajustement par un polynôme de degré 3 fonction des indices de clarté et de luminosité du ciel  $\varepsilon, \Delta$ . L'explication de la variance des coefficients scalaires  $M_n$  par les paramètres  $\varepsilon, \Delta$  est particulièrement faible.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Les meilleurs résultats observés sont tous obtenus avec le coefficient  $M_2$  (fonction simple de la clarté du ciel : Fig 3.6.15). Cependant, la dispersion des données pour les clartés de ciels en dessous de très clairs ( $\epsilon \leq 8$ ), correspondant à une large majorité des situations (~91 % des ciels de Vaulx-en-Velin), rend l'intérêt de cette relation très limité.

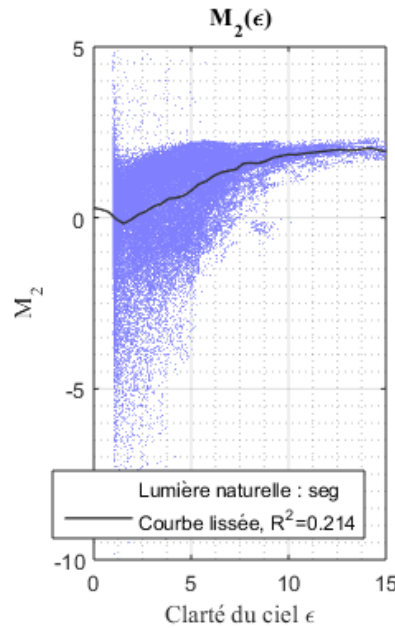


Fig 3.6.15 : distribution du coefficient scalaire  $M_2$  en fonction du meilleur paramètre simple : la clarté du ciel  $\epsilon$ . En bleu, les coefficients calculés ; en noir, la courbe lissée.

L'utilisation de fonctions dépendant à la fois de la clarté et de la luminosité améliore la représentativité des trois coefficients scalaires (Table 3.6.9). Les trois figures suivantes (Fig 3.6.16, Fig 3.6.17, Fig 3.6.18) présentent les fonctions utilisées pour ajuster les paramètres  $M_n$ . Il est également intéressant de noter sur quel domaine cette représentation est la plus juste, en utilisant le rapport de la variance résiduelle locale  $V_{n,res,loc}(\epsilon, \Delta)$  du coefficient  $M_n$  et de sa variance totale  $V_{n,tot}$ . Cette variance résiduelle locale correspond à la variance de  $M_n$  par rapport à la fonction d'ajustement  $\widehat{M}_n(\epsilon, \Delta)$  pour un domaine élémentaire de clarté et de luminosité :

$$V_{n,res,loc}(\epsilon, \Delta) = \frac{1}{K(\epsilon, \Delta) - 1} \sum_{k=1}^{K(\epsilon, \Delta)} \left( M_{nk}(\epsilon, \Delta) - \widehat{M}_n(\epsilon, \Delta) \right)^2 \quad (3.6.20)$$

$$\text{pour } \epsilon - \frac{d\epsilon}{2} \leq \epsilon \leq \epsilon + \frac{d\epsilon}{2} \quad \text{et} \quad \Delta - \frac{d\Delta}{2} \leq \Delta \leq \Delta + \frac{d\Delta}{2} \quad (3.6.21)$$

Où  $K(\epsilon, \Delta)$  est le nombre de données  $M_{nk}(\epsilon, \Delta)$  dans le domaine élémentaire autour de  $(\epsilon, \Delta)$ .

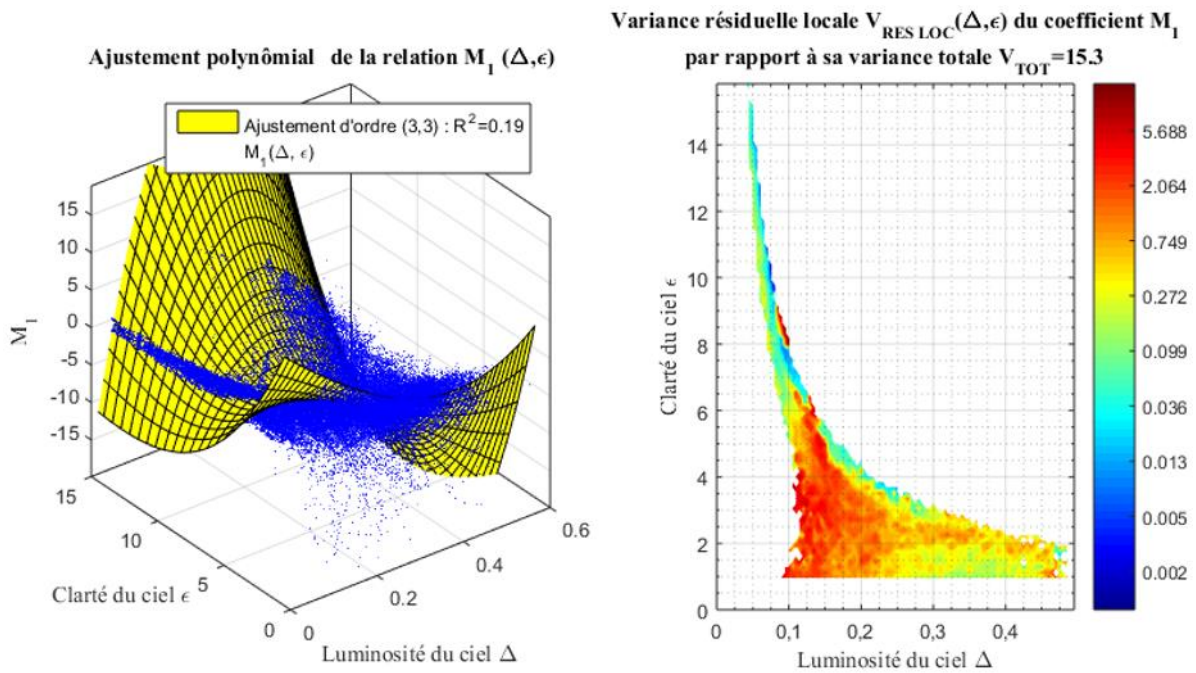


Fig 3.6.16 : à gauche, ajustement polynômial de degré 3 des coefficients  $M_1$  en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel ( $\epsilon, \Delta$ ). A droite, étude de la qualité locale de l'ajustement en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel.

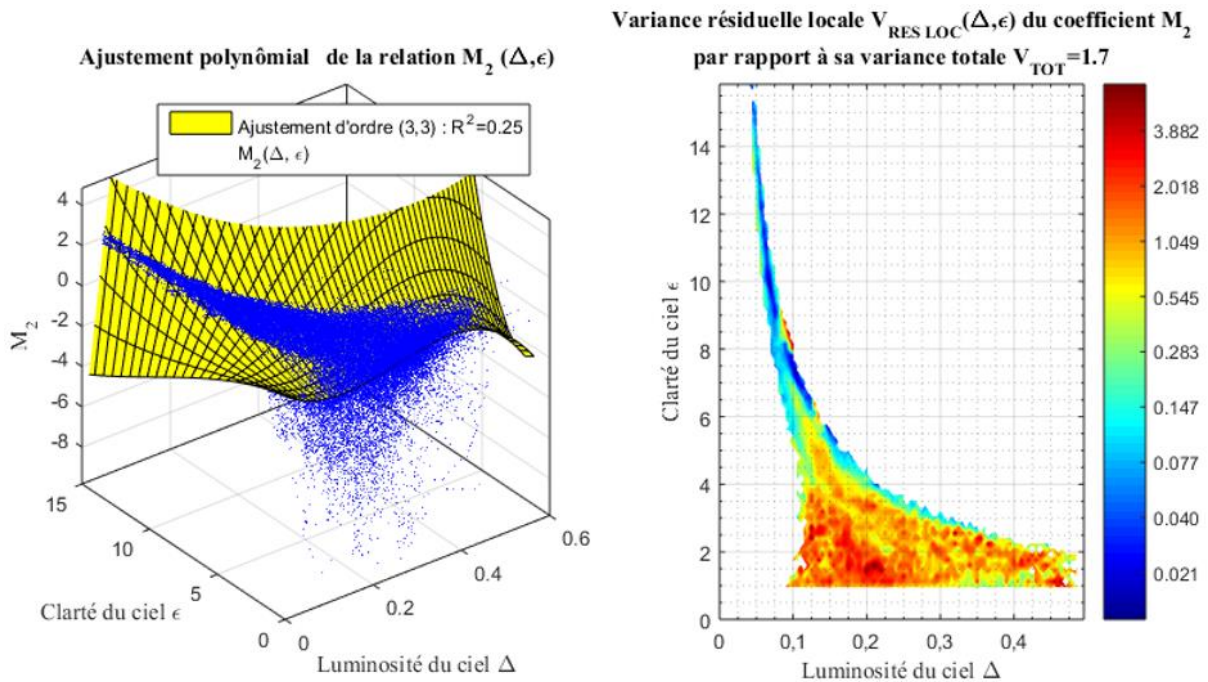


Fig 3.6.17 : à gauche, ajustement polynômial de degré 3 des coefficients  $M_2$  en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel ( $\epsilon, \Delta$ ). A droite, étude de la qualité locale de l'ajustement en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

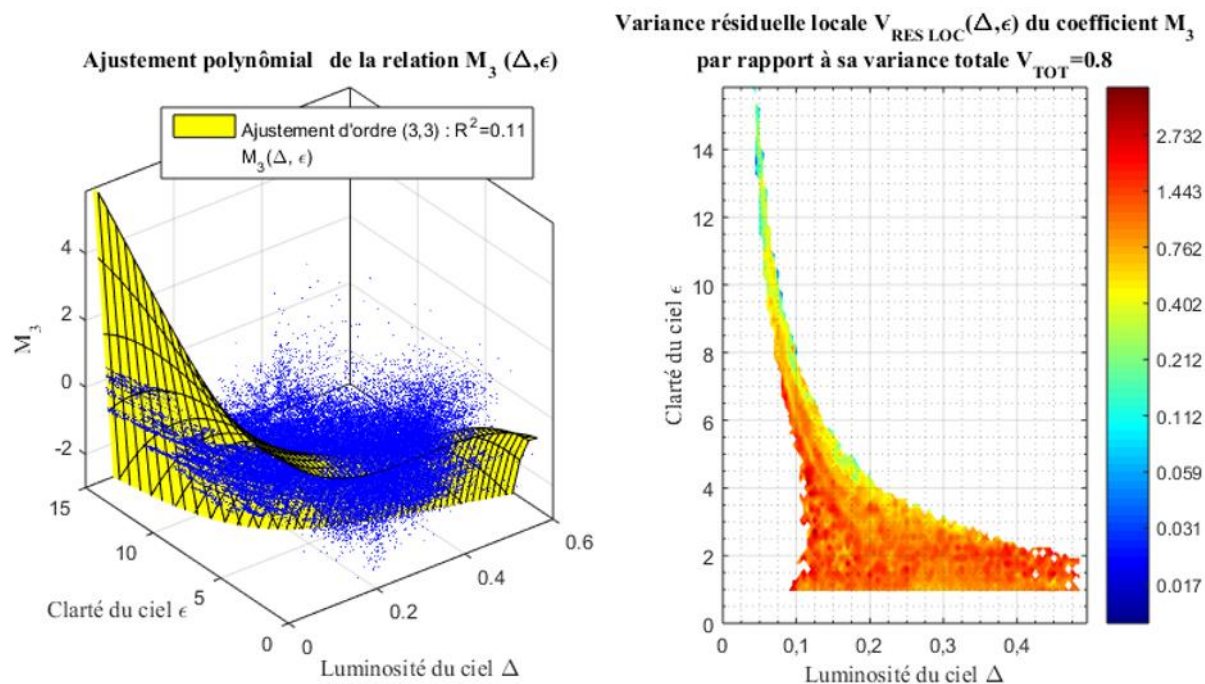


Fig 3.6.18 : à gauche, ajustement polynomial de degré 3 des coefficients  $M_3$  en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel ( $\epsilon, \Delta$ ). À droite, étude de la qualité locale de l'ajustement en fonction de la clarté et de la luminosité du ciel.

Pour les deux coefficients scalaires les plus importants, la qualité d'ajustement est nettement meilleure pour les ciels clairs au-delà de  $\epsilon \geq 6$ , ce qui donne accès à une proportion notable de situations ( $\sim 20\%$  des ciels de Vaulx-en-Velin) (Fig 3.6.16, Fig 3.6.14). Ce type de résultats pourrait avoir un intérêt particulier dans le domaine de l'énergie, notamment pour le solaire à concentration fonctionnant sous des ciels clairs.

De manière similaire aux paramètres chromatiques (cf. § 3.6.3.3), le recours aux valeurs  $\overline{M}_1(\epsilon, \Delta)$ ,  $\overline{M}_2(\epsilon, \Delta)$  et  $\overline{M}_3(\epsilon, \Delta)$  tabulées pourrait améliorer cette représentation. Il serait alors intéressant de réétudier  $\overline{M}_1(\epsilon, \Delta)$  pour la zone nuageuse ( $\epsilon \cong 1$ ) comprise  $0,3 < \Delta < 0,45$ . Ainsi, comme le laisse supposer la figure précédente (Fig 3.6.16), cette zone pourrait être convenablement caractérisée (variance plus faible).

#### 3.6.4.4 Paramètres météorologiques SYNOP Bron

Les données SYNOP (ou METAR) font partie des principales sources de données météorologiques (cf. § 3.2.2.2.4).

Le tableau suivant (Table 3.6.10) résume les relations entre ces paramètres météorologiques et les coefficients scalaires  $M_n$  :

Coefficient de détermination : SYNOP	$M_1$	$M_2$	$M_3$
température	0,045	0,109	0,208
point de rosée	0,019	0,030	0,467 – 0,454
humidité relative	0,054	0,124	0,032
base des nuages	0,010	0,023	0,007
couverture nuageuse totale	0,010	0,057	0,019
visibilité	0,023	0,040	0,031
pression	0,016	0,040	0,169
pression au niveau de la mer	0,018	0,037	0,182
changement de pression	0,007	0,011	0,015
temps présent	0,004	0,018	0,079
tendance de pression	0,037	0,161	0,013

Table 3.6.10 : récapitulatif des coefficients de détermination de la courbe lissée (en noir). Les paramètres externes expliquant au mieux chaque coefficient scalaire  $M_n$  sont surlignés en vert. Les valeurs en rouge sont les coefficients de détermination des courbes d'ajustement des équations modélisant la relation coefficient-paramètre.

La figure suivante présente les meilleurs résultats pour les trois coefficients  $M_n$ , ainsi que l'ajustement du meilleur résultat pour le coefficient  $M_3$ , la seule relation possédant un coefficient de détermination significatif.

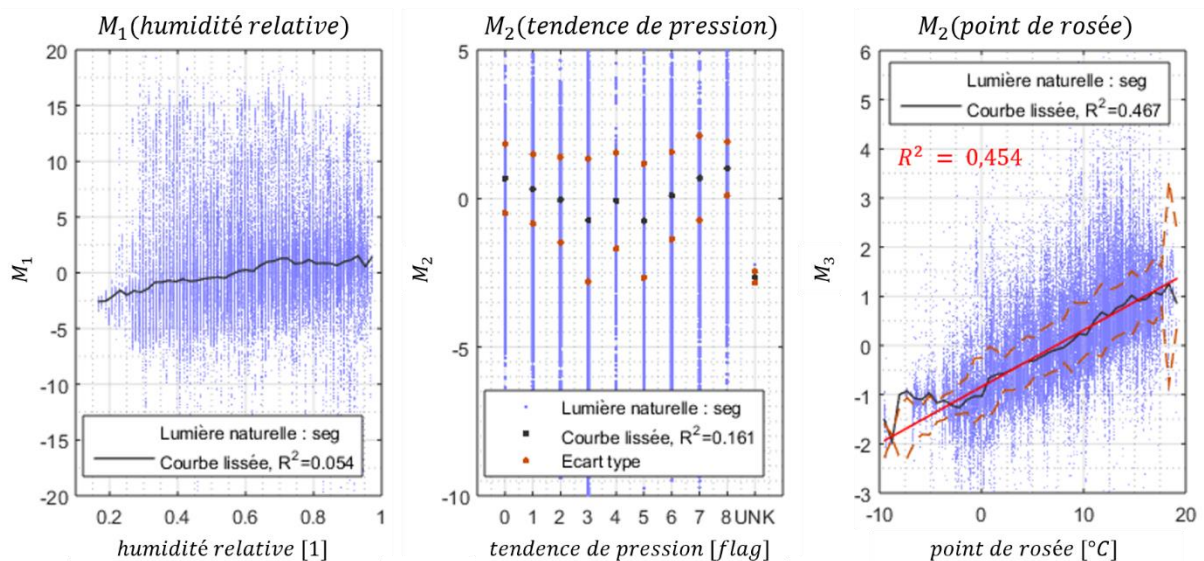


Fig 3.6.19 : distribution des trois coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des trois meilleurs paramètres environnementaux sélectionnés précédemment. En bleu, les coefficients calculés ; en noir, la courbe lissée ; en rouge, les ajustements par des fonctions simples, et en pointillés rouges, l'écart type de l'ajustement. Les coefficients de détermination sont notés en noir pour la courbe lissée et en rouge pour les fonctions simples. La figure au centre présente une distribution selon une abscisse discrète où chaque point de l'abscisse représente une étiquette (0, 1, 2, ...) correspondant à une évolution de la pression (augmente puis baisse, augmente puis stable, augmente, ...). Pour une description complète, se référer au format SYNOP 5app.



### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Les équations correspondant aux ajustements précédents sont données ci-dessous :

$M_1(x) = \text{non définie}$	$M_2(x) = \text{non définie}$	$M_3(x) = ax + b$
		$a = 0,11509(67)$
		$b = -0,8408(68)$
		(3.6.22)

Table 3.6.11 : Equations d'ajustements des coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des paramètres environnementaux. L'intervalle de confiance à 95% est donné entre parenthèses et porte sur les derniers chiffres significatifs.

Ici, la seule relation notable lie le coefficient de détermination  $M_3$  et le point de rosée  $T_r$ . Cette relation confirme l'information portée par le spectre propre  $S_3$  sur l'eau dans l'atmosphère. Mais, plus que la simple humidité relative qui a pour coefficient de détermination seulement 0,032 (ou 0,029 (cf. § 3.2.2.2.2)), la température joue un rôle très important sur le spectre. L'évolution périodique annuelle de l'humidité et de la température explique la relation constatée avec l'ascension droite solaire, également de période annuelle, de la section précédente (cf. § 3.6.4.1).

Une ouverture intéressante serait de compléter cette étude avec des données issues de mesures satellitaires ou encore estimées par des modèles météorologiques.

#### 3.6.4.5 Polluants atmosphériques Air Rhône-Alpes

Les polluants présentés sont des molécules ( $\text{NO}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_3$ ) et particules ( $\text{PM}_{10}$  et  $\text{PM}_{2.5}$ ) mesurés au sol et quantifiant le contenu de la couche limite atmosphérique (cf. § 3.2.2.2.5). L'intérêt de cette étude est d'identifier l'influence de l'ozone troposphérique sur les spectres des éclairagements énergétiques spectraux, ainsi que celle du taux de particules, qui pourrait être caractéristique du trouble atmosphérique. Les autres molécules ne sont pas directement visibles mais peuvent constituer des marqueurs de l'état de la pollution atmosphérique, les  $\text{NO}_x$  étant créés lors de combustions.

Coefficient de détermination : Air Rhône-Alpes	$M_1$	$M_2$	$M_3$
<b>NO<sub>2</sub></b>	0,029	0,067	0,023
<b>NO</b>	0,016	0,030	0,017
<b>O<sub>3</sub></b>	0,039	0,091	0,037
<b>PM<sub>10</sub></b>	0,020	0,009	0,025
<b>PM<sub>2.5</sub></b>	0,015	0,015	0,066

Table 3.6.12 : récapitulatif des coefficients de détermination de la courbe lissée (en noir). Les paramètres externes expliquant au mieux chaque coefficient scalaire  $M_n$  sont surlignés en vert.

La figure suivante présente les courbes lissées des mesures, sans aucun ajustement en raison des mauvais coefficients de détermination.

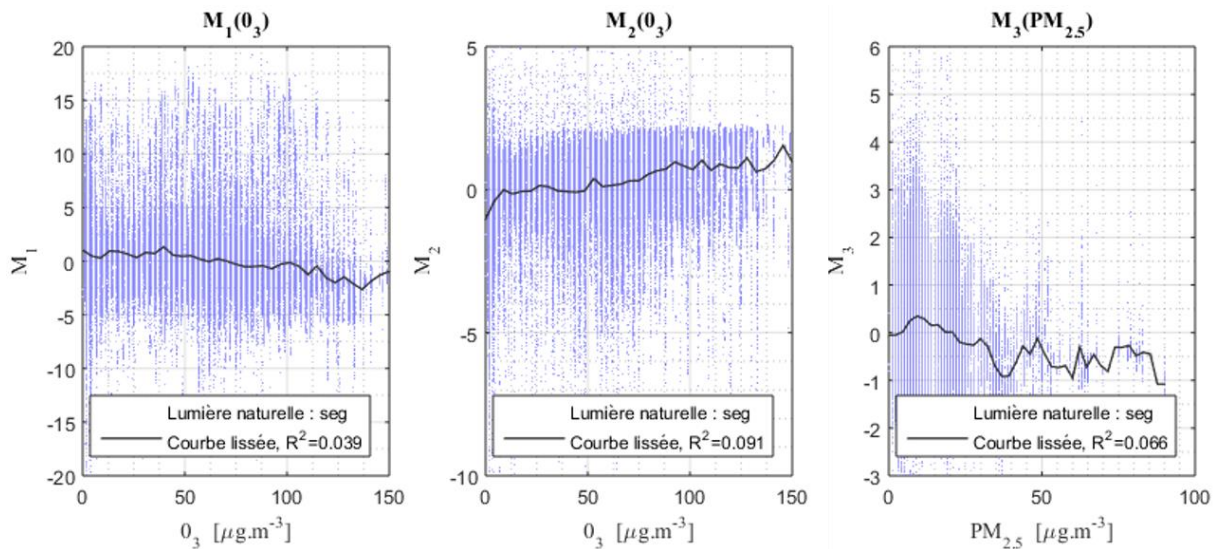


Fig 3.6.20 : distribution des trois coefficients scalaires  $M_n$  en fonction des trois meilleurs paramètres environnementaux sélectionnés précédemment. En bleu, les coefficients calculés ; en noir, la courbe lissée ; en rouge, les ajustements par des fonctions simples, et en pointillés rouges, l'écart type de l'ajustement. Les coefficients de détermination sont notés en noir pour la courbe lissée et en rouge pour les fonctions simples.

Aucune relation satisfaisante n'a pu être mise en évidence entre les coefficients  $M_n$  et ces paramètres environnementaux. Il ne faut pas pour autant rejeter totalement ces paramètres : nous utilisons des mesures au sol, qui ne sont pas suffisantes pour caractériser le contenu de la couche limite atmosphérique. Par exemple, une couche limite atmosphérique (CLA) mélangée (milieu, fin de journée) aura tendance à présenter un taux uniforme dans la CLA alors qu'une CLA stable (nuit et début de journée) stratifiée concentre les polluants au sol. Donc, pour une même concentration de polluants observée au sol, la CLA mélangée possède une colonne de polluants bien supérieure à la CLA stable.

### 3.6.5 Conclusion sur les relations entre environnements et spectres

L'étude révèle une grande difficulté à représenter simplement les coefficients  $M_n$  à l'aide de paramètres environnementaux, et particulièrement  $M_1$ , qui est pourtant le coefficient le plus descriptif du spectre. Cette première approche de l'analyse des relations coefficients scalaires  $M_n$  et paramètres environnementaux a toutefois permis de souligner l'intérêt de certains paramètres, comme la hauteur du soleil pour le coefficient scalaire  $M_2$  et le point de rosée pour  $M_3$ .

En résumé, le tableau suivant (Table 3.6.13) classe, en fonction de leur coefficient de détermination, les données rendant au mieux compte de chaque coefficient scalaire  $M_n$ . Pour que la comparaison soit complète, les paramètres colorimétriques ont été inclus.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

$M_1$		$M_2$		$M_3$	
donnée	$R^2$	donnée	$R^2$	donnée	$R^2$
CLR : Tcp	0.88	IDMP : uvb	0.575	SYN : point de rosée	0.467
CLR : xy	0.854	JPL : masse d'air	0.571	JPL : Ascension droite	0.392
CLR : u'v'	0.853	JPL : hauteur	0.57	JPL : diamètre angulaire	0.254
IDMP : uva/eeg	0.258	IDMP : uva	0.499	SYN : température	0.208
IDMP : eeg	0.223	IDMP : evg	0.463	IDMP : dbt	0.196
IDMP : ees	0.221	IDMP : eeg	0.432	SYN : pression (mer)	0.182
IDMP : evg	0.214	IDMP : evd	0.339	SYN : pression	0.169
IDMP : evs	0.21	CLT : Tcp	0.33	JPL : déclinaison	0.142
PRZ : Luminosité et clarté	0.19	IDMP : ees	0.324	PRZ : Luminosité et clarté	0.11
IDMP : uva	0.181	IDMP : evs	0.271	SYN : temps présent	0.079
IDMP : eed	0.162	IDMP : eed	0.255	IDMP : eed/eeg	0.078
JPL : masse d'air	0.16	PRZ : Luminosité et clarté	0.25	CLR : xy	0.074
JPL : hauteur	0.157	IDMP : eed/eeg	0.223	PRZ : Clarté du ciel	0.074
IDMP : evd	0.153	PRZ : Clarté du ciel	0.214	CLT : Tcp	0.07
IDMP : evd/evg	0.145	IDMP : evd/evg	0.206	CLR : u'v'	0.069
IDMP : uvb	0.141	CLR : xy	0.193	IDMP : uva/eeg	0.069
JPL : azimuth	0.103	CLR : u'v'	0.188	ARA : PM <sub>2.5</sub>	0.066
IDMP : eed/eeg	0.1	PRZ : Luminosité	0.171	PRZ : Luminosité	0.055
PRZ : Luminosité	0.082	IDMP : uva/eeg	0.166	IDMP : evd/evg	0.053
IDMP : humidité relative	0.057	SYN : tendance pression	0.161	JPL : azimuth	0.045
SYN : humidité relative	0.054	JPL : azimuth	0.149	ARA : O <sub>3</sub>	0.037
PRZ : Clarté du ciel	0.053	SYN : humidité relative	0.124	IDMP : ees	0.036
SYN : température	0.045	IDMP : humidité relative	0.12	SYN : humidité relative	0.032
IDMP : dbt	0.041	IDMP : dbt	0.109	SYN : visibilité	0.031
ARA : O <sub>3</sub>	0.039	SYN : température	0.109	IDMP : humidité relative	0.029
SYN : tendance de pression	0.037	ARA : O <sub>3</sub>	0.091	IDMP : eeg	0.028
JPL : Ascension droite	0.035	JPL : Ascension droite	0.08	ARA : PM <sub>10</sub>	0.025
ARA : NO <sub>2</sub>	0.029	JPL : déclinaison	0.076	IDMP : uvb	0.024
JPL : déclinaison	0.024	JPL : diamètre angulaire	0.073	IDMP : evs	0.024
SYN : visibilité	0.023	ARA : NO <sub>2</sub>	0.067	ARA : NO <sub>2</sub>	0.023
JPL : diamètre angulaire	0.022	SYN : couverture nuageuse totale	0.057	JPL : hauteur	0.021
ARA : PM <sub>10</sub>	0.02	SYN : visibilité	0.04	IDMP : evg	0.019
SYN : point de rosée	0.019	SYN : pression	0.04	SYN : couverture nuageuse totale	0.019
SYN : pression au niveau de la mer	0.018	SYN : pression au niveau de la mer	0.037	JPL : masse d'air	0.018
SYN : pression	0.016	SYN : point de rosée	0.03	ARA : NO	0.017
ARA : NO	0.016	ARA : NO	0.03	IDMP : uva	0.015
ARA : PM <sub>2.5</sub>	0.015	SYN : base des nuages	0.023	SYN : changement de pression	0.015
SYN : base des nuages	0.01	SYN : temps présent	0.018	SYN : tendance de pression	0.013
SYN : couverture nuageuse totale	0.01	ARA : PM <sub>2.5</sub>	0.015	IDMP : eed	0.011
SYN : changement de pression	0.007	SYN : changement de pression	0.011	IDMP : evd	0.009
SYN : temps présent	0.004	ARA : PM <sub>10</sub>	0.009	SYN : base des nuages	0.007

Table 3.6.13 : classement des données les plus représentatives des coefficients scalaire  $M_n$  en fonction des coefficients de détermination. En rouge les coefficients de détermination obtenu par ajustement par une fonction  $\widehat{M}_n(p)$ . En noir, ceux obtenu avec la courbe lissée des barycentres  $\overline{M}_n(p)$ . Les abréviations en majuscules correspondent aux groupes de données : CLR paramètres colorimétriques ; IDMP paramètres de rayonnement et météorologiques IDMP ; JPL paramètres éphémérides calculés ; PRZ indices de clarté et de luminosité du ciel du modèle de Perez ; SYN paramètres météorologiques SYNOP Bron ; ARA polluants Air Rhône-Alpes.

Ainsi, les trois paramètres les plus représentatifs sont : la température de couleur proximale pour  $M_1$  ( $R^2 = 0,88$ ), les éclairagements énergétiques UV-B pour  $M_2$  ( $R^2 = 0,575$ ) et le point de rosée pour  $M_3$  ( $R^2 = 0,467$ ). Ci-dessous, une proposition d'explication pour les relations entre ces paramètres et les trois spectres propres principaux :

- La température de couleur proximale est associée à la loi de Planck sur le rayonnement du corps noir. Cette loi, comme le spectre propre  $S_1$ , décrit une répartition globale en longueur d'onde de l'énergie du spectre.
- Précédemment (cf. § 3.5.3), nous avons associé le spectre propre  $S_2$  à l'absorption du rayonnement par l'ozone. Cet effet est très dépendant de la longueur du trajet optique dans la couche d'ozone, trajet représenté par la masse d'air ( $R^2 = 0,571$ ) ou encore par la hauteur du soleil ( $R^2 = 0,57$ ). Le domaine spectral le plus touché par cette absorption est l'UV-B (280 nm à 315 nm) (on ne parle pas du rayonnement UV-C non observable au sol), qui correspond aux bandes de Huggins et de Hartley et dont l'absorption est plusieurs ordres de grandeur supérieure aux bandes de Chappuis (cf. Fig 3.4.2). Cela explique le lien fort entre UV-B et  $M_2$ .
- Enfin, le spectre propre  $S_3$  décrit une partie du contenu atmosphérique en eau (cf. § 3.5.3), information que l'on retrouve dans le point de rosée qui décrit le mieux les variations du coefficient  $M_3$ .

Ce troisième point ouvre une perspective : il serait intéressant d'étudier la relation entre  $M_3$  et la colonne d'eau précipitable, qui est le paramètre le plus pertinent pour décrire le contenu atmosphérique en eau. On préférera des données satellitaires [King 2003] au pas horaire, plutôt que des estimations issues de mesures en surface (température, point de rosée, pression) surtout valables pour le calcul de moyennes mensuelles [Reitan 1963].

Ce classement donne un ordre d'idée des paramètres les plus intéressants mais n'impose aucunement une hiérarchie d'utilisation des paramètres. En effet, dans une situation particulière, un paramètre présentant un moins bon coefficient de détermination peu donner un bien meilleur résultat : par exemple, pour un ciel clair et pauvre en rayonnement UV-B (coucher ou lever de soleil), l'indice de clarté  $\epsilon$  du modèle de Perez ( $R^2 = 0,214$ ) offrirait un résultat plus précis pour  $M_2$  que l'éclaircement énergétique UV-B ( $R^2 = 0,575$ ) (Fig 3.6.21).

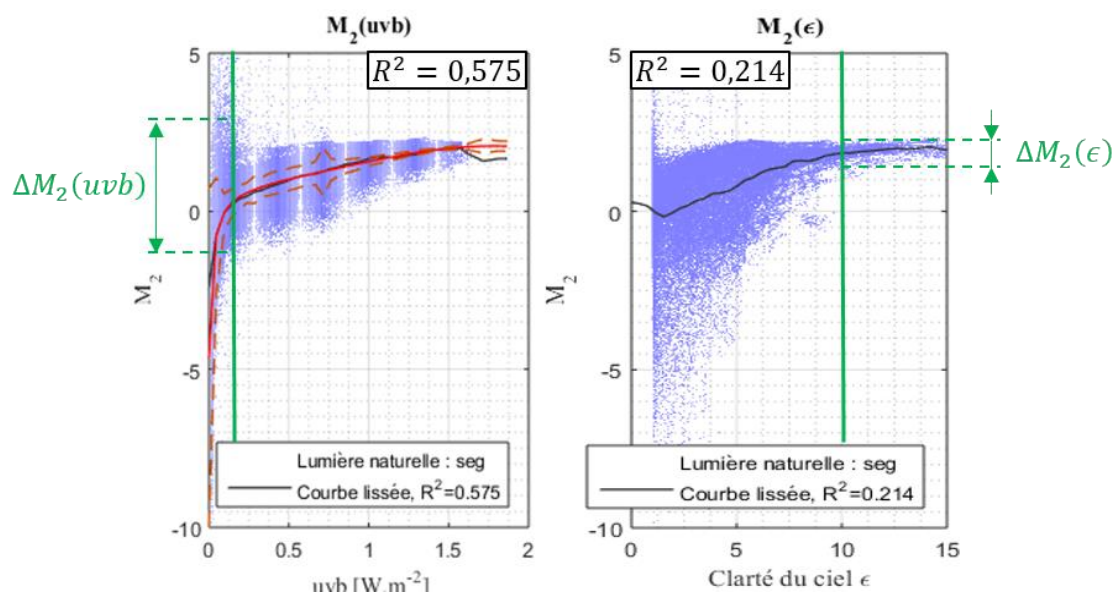


Fig 3.6.21 : comparaison de la distribution  $\Delta M_2$ , pour un ciel clair et pauvre en rayonnement UV-B, entre l'indice de clarté  $\epsilon$  du modèle de Perez et l'éclaircement énergétique UV-B.

### 3.6 Relations entre éclairagements énergétiques spectraux et paramètres externes

Pour compléter cette analyse, une recherche plus approfondie sur les relations avec des compositions de paramètres environnementaux doit être réalisée. L'exemple étudié avec la clarté et la luminosité du ciel des modèles de Perez *et al.* s'est révélé très peu efficace : alors que ses paramètres sont obtenus à partir d'éclairagements énergétiques et de la position du soleil, l'utilisation des paramètres environnementaux simples (*ees*, *uvb*, point de rosée) a montré des résultats nettement meilleurs.

Les comparaisons présentées utilisent majoritairement les mesures issues de stations au sol situées sur le campus de l'ENTPE ou à proximité de Vaulx-en-Velin. Il pourrait aussi être très avantageux d'utiliser les données atmosphériques et de rayonnements issues de mesures satellitaires : la diversité des données (hauteur d'eau précipitable, couverture nuageuse, rayonnement UV, ...), la couverture globale et le pas de temps ajustable constitueraient un ensemble de paramètres environnementaux le plus exhaustif possible pour cette analyse statistique.

Lors de notre étude, les 140 396 coefficients scalaires  $M_n$  ont été calculés pour chaque vecteur propre (les trois premiers) en prenant soin d'enregistrer, pour chaque groupe de coefficients ( $M_1, M_2, M_3$ ), l'instant de mesure associé. Pour étendre l'étude des relations coefficients-paramètres à de nouveaux paramètres, il suffit donc de constituer une base de données de ces paramètres pour les dates et heures correspondantes. Le travail réalisé en amont sur les coefficients  $M_n$  reste ainsi totalement exploitable.

Une poursuite intéressante de ce travail serait la construction d'un modèle statistique de génération de spectre relatif en fonction de tous les paramètres externes disponibles. A partir des relations tabulées :

- coefficient scalaire  $\overline{M_n}$  fonction de chaque paramètre externe  $p$ ,
- incertitudes  $\sigma_{M_n}$  sur le coefficient scalaire  $M_n$  fonction de chaque paramètre externe,

Un modèle simple permettrait d'estimer  $M_n$ , en pondérant via  $\sigma_{M_n}(p)$  les différents coefficients  $\overline{M_n}(p)$ , en utilisant l'ensemble des paramètres  $p$  accessibles à l'utilisateur.





# 4 Conclusion

## 4.1 Bilan

Le rayonnement solaire est la principale source d'énergie sur Terre, et il a un rôle fondamental dans de nombreux processus physiques, chimiques et biochimiques. La compréhension et la prévision des conséquences de l'incidence d'un rayonnement sur un récepteur quelconque (technologique, biologique, etc.) est donc un enjeu majeur. La mesure des éclairements énergétiques spectraux est essentielle à une bonne compréhension et à la modélisation des phénomènes en jeu. Or, elle reste encore sporadique et trop rarement réalisée sur du long terme. La première partie de notre travail s'est inscrit dans ce contexte : il s'agissait de la mise en place de quatre chaînes de mesure d'éclairements énergétiques spectraux pérennes (cf. § 2), installées au sein de la station du réseau CIE-IDMP (*International Daylight Measurement Program*) du LGCB (Laboratoire Génie Civil et Bâtiment). Cette partie s'est décomposée en plusieurs étapes : étude des instruments en place sur la station, étalonnage spectral et en valeurs absolues, choix d'un mode d'acquisition optimal et sa mise en place logicielle, enfin contrôle de la qualité des mesures ainsi obtenues.

La seconde partie de notre travail a porté sur l'exploitation statistique des résultats de mesures obtenus sur une année. En effet, l'étude de l'influence de l'environnement sur le spectre de la lumière naturelle est primordiale pour de nombreux domaines. Même si les phénomènes optiques sont bien compris, la description et la modélisation de l'interaction entre le rayonnement solaire et l'atmosphère hétérogène et variable restent difficiles à mettre en œuvre. C'est pourquoi nous avons développé une analyse statistique sur la composition spectrale du rayonnement ainsi que sur sa relation avec l'environnement (cf. § 3), représenté par différents paramètres environnementaux ou colorimétriques. Cette analyse a permis notamment d'actualiser un modèle très utilisé mais datant des années 60 : le modèle CIE des illuminants séries D de la lumière naturelle.

### 4.1.1 Mise en place de la mesure

Quatre chaînes de mesures des éclairements énergétiques spectraux (cf. § 2.2), sous 4 orientations (global horizontal (*seg*), sud avec un angle zénithal de  $45^\circ$  (*segs45*), est (angle zénithal de  $90^\circ$ ) (*sege*), et soleil direct normal (*sesn*)) sont installées depuis 2012 sur notre station (seuls *seg* et *sesn* étaient effectivement opérationnels). Le choix de la technologie des spectromètres à réseau Ocean Optics et de leur logiciel d'acquisition SpectraSuite nous permet l'obtention d'une mesure bon marché et une programmation souple. L'utilisation de fibres optiques de 15 m permet de protéger l'électronique des intempéries.

Lancé en juillet 2014, notre nouveau système d'acquisition haute fréquence (cf. § 2.3 et 2.4) permet le traitement de 900 spectres bruts par minute et génère un éclairement énergétique spectral et son écart type pour chaque voie, toutes les minutes. Plus de 98 % du temps d'observation est couvert par la mesure (58,5 s/60 s), augmentant ainsi le rapport signal sur bruit à un niveau optimal. Les domaines spectraux couverts sont 350 – 1000 nm avec une résolution optique de 2 nm pour les trois voies fixes (spectromètres USB650 : *seg*, *sege*, *segs45*) et 345 – 1045 nm avec une résolution optique de 1,5 nm pour le direct normal (spectromètre USB4000 : *sesn*). A partir des 900 spectres bruts, nous générons également des mesures d'éclairement lumineux au pas d'une seconde. Le choix de logiciels séparant



## 4 Conclusion - 4.1 Bilan

l'acquisition (SpectraSuite) du traitement des données (Java) permet une maintenance du code sans arrêt des mesures.

Les chaînes devant être étalonnées, nous avons préalablement étudié dans le détail les différents instruments de référence utilisés (cf. § 2.1) (SPECBOS 1211UV pour l'étalonnage spectral, LMT 30 FCT pour l'étalonnage en valeurs absolues), les supports (suiveur de soleil Eko Instruments STR22) ainsi que les différents éléments constituant les chaînes de mesure spectrale (diffuseur, fibre optique, spectromètre, stabilisation en température).

Ensuite, afin de garantir une réponse optimale des instruments, un nouvel étalonnage spectral (cf. § 2.5) a été réalisé à partir d'une source lumineuse optimale : de type corps noir, au spectre lentement variable en longueur d'onde, apportant une nette amélioration sur les étalonnages faits précédemment en lumière naturelle.

Notre protocole expérimental ne nous a toutefois permis qu'un étalonnage en valeurs relatives. L'étalonnage en valeurs absolues (cf. § 2.6) des voies spectrales a ensuite été réalisé par comparaison avec les mesures d'éclairements lumineux globaux horizontaux (*evg*) de la station CIE-IDMP sur une période de 11 mois.

Enfin, à l'issue de ces étapes, les spectres générés ont subi un contrôle qualité (cf. § 2.7) écartant les mesures trop bruitées et définissant ainsi une valeur seuil pour les données *seg* ( $E_{evg} \leq 2000 \text{ lux}$  à étendre aux autres mesures globales), réduisant ainsi de 12 % les données valables pour l'ensemble des mesures *seg* sur la période de 12 mois. Cette analyse a imposé également une réduction du domaine de validité des spectres enregistrés à 400 – 1000 nm pour les trois voies spectrales, justifiée par la faible bande passante spectrale dans le domaine inférieur à 400 nm. Les incertitudes enregistrées, prenant en compte aussi bien la variabilité du signal que la propagation des erreurs d'étalonnage en valeurs relatives et de la soustraction du signal d'obscurité, permettent l'analyse numérique quantitative sur l'ensemble des domaines spectraux.

Entre juillet 2014 et août 2015, plus de 700 000 mesures ont été produites par les voies : *seg*, *segs45* et *sesn*. Le contrôle qualité a exclu les données produites par la voie *sege*, perturbée par des réflexions spéculaires produites par la couverture métallique de toits voisins. Un masque d'horizon ajouté en août 2015 sur cette dernière voie, nous a toutefois permis de réaliser une comparaison qualitative entre les quatre voies (cf. § 2.8). Les éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux (*seg*) ont été retenus pour produire une analyse statistique avancée sur la composition spectrale relative de la lumière naturelle. En effet, la voie *seg* a l'orientation la plus couramment rencontrée en mesure d'éclairements (énergétiques, spectraux, UV, lumineux, etc.).

### 4.1.2 Analyse statistique

Pour étudier les relations entre la composition spectrale du rayonnement et son environnement, pour le climat de Vaulx-en-Velin (Lyon, France), nous avons tout d'abord associé à nos données spectrales d'autres données colorimétriques ou environnementales (cf. § 3.2). Sur un an, d'août 2014 à juillet 2015, nous avons sélectionné un échantillon générateur de 140 396 éclairements énergétiques spectraux globaux horizontaux (*seg*) et un échantillon de contrôle de 67 793 spectres. Pour la même période, 39 paramètres colorimétriques et environnementaux ont été sélectionnés. L'étude de leur disponibilité sur l'année 2014-2015 a montré que les informations sur la couverture nuageuse étaient trop partielles. Sur cette même période, nous avons constaté que les paramètres de périodicité annuelle (*e.g.* déclinaison) ont besoin d'un

échantillonnage le plus uniforme possible pour être représentatifs. Néanmoins, la majorité des paramètres est de bonne qualité pour l'analyse.

Afin de rendre possible et rapide l'analyse numérique d'un tel volume d'informations, l'échantillon générateur a été partitionné en regroupant les spectres par ressemblance (cf. § 3.3). Un poids a été associé à chacune de ces 1175 partitions, en fonction du nombre de spectres qu'elle contenait. Ainsi, la taille du nouvel échantillon générateur a été réduite d'un facteur 120, tout en conservant la quasi-intégralité de l'information initiale. Les moyennes des spectres des partitions, appelées centroïdes, nous ont permis de constituer un nouveau niveau de représentation de notre échantillon générateur.

Pour couvrir les différents domaines d'intérêts (énergie, santé, etc.), nous avons étendu le domaine spectral d'origine des centroïdes de  $[400 - 1000 \text{ nm}]$  à  $[280 - 1500 \text{ nm}]$  (cf. § 3.4). En se basant sur les propriétés de continuité des spectres d'absorption/diffusion moléculaire/particulaire, nous avons obtenu ce nouveau domaine par un ajustement numérique des 1175 centroïdes par recuit simulé, basé sur des modélisations SMARTS2 (version 2.9.5). La qualité des ajustements est très bonne, comme l'attestent les coefficients de détermination ( $R^2 \geq 0,98$  pour 99,5% des ajustements). Les centroïdes sont ajustés à 79,0% par des modélisations d'éclairiments horizontaux diffus, à 19,7% par des globaux et à 1,3% par des directs horizontaux. SMARTS2 n'étant pas conçu pour la modélisation des ciels nuageux, nous avons fait l'hypothèse suivante : si un même spectre peut être généré par différentes conditions météorologiques alors SMARTS2 devrait être capable d'ajuster les ciels couverts. Cette hypothèse a été vérifiée par les très bons ajustements réalisés. Il y a par contre une perte de signification des paramètres atmosphériques utilisés pour la modélisation (*e.g.* ozone), mais elle ne nuit pas à la qualité de l'extrapolation. Aux longueurs d'onde supérieures à  $950 \text{ nm}$ , la surestimation systématique des estimations par rapport aux centroïdes ajustés révèle une probable correction imparfaite du signal brut mesuré par le signal d'obscurité (cf. § 2.4.1.2).

Le modèle des illuminants séries D de la lumière naturelle de la CIE [CIE 2004] (basé sur le modèle de Judd [Judd *et al.* 1964]) date des années 60. Les nouvelles mesures, réalisées avec un matériel plus récent, sont plus précises et plus nombreuses. Elles ont permis la proposition d'un nouveau modèle pour la lumière naturelle (cf. § 3.5). L'analyse en composantes principales des centroïdes étendus a permis la description des spectres de la lumière naturelle par un spectre d'origine  $S_0(\lambda)$  et d'une combinaison linéaire de trois spectres propres  $S_1(\lambda)$ ,  $S_2(\lambda)$  et  $S_3(\lambda)$  pondérés par des coefficients scalaires  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$ . Nous avons pu associer à chacun de ces spectres propres mathématiques un sens physique, lié respectivement : à la diffusion de Rayleigh (et la longueur du trajet optique) (pour  $S_1$ ), à l'absorption par l'ozone stratosphérique (pour  $S_2$ ) et à l'absorption par la vapeur d'eau (pour  $S_3$ ). Par rapport au modèle des illuminants spectraux séries D de la CIE, cette nouvelle décomposition en spectres propres offre un gain important en résolution spectrale (celle-ci passe de  $10 \text{ nm}$  sans interpolation, à  $1 \text{ nm}$ ) et en domaine spectral couvert (celui-ci passe de  $300 - 830 \text{ nm}$  à  $280 - 1500 \text{ nm}$ ).

Pour finir, nous avons réalisé une analyse en deux temps (cf. § 3.6) : nous avons étudié les distributions des spectres de la lumière naturelle du ciel de Vaulx-en-Velin sur différents diagrammes chromatiques, puis nous avons analysé les relations entre les coefficients scalaires  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  issus de ces spectres et les paramètres colorimétriques et environnementaux associés.

Sur les diagrammes chromatiques  $xy$  et  $u'v'$  (cf. § 3.6.1), nos mesures sont peu dispersées autour de la courbe ajustée de la lumière naturelle. Elles sont au-dessus de la courbe de corps

noir, et s'en écartent au fur et à mesure que la température de couleur proximale augmente. En comparaison des équations de la CIE, les nouveaux modèles paramétriques présentés ici sont à la fois plus simples et plus appropriés pour la représentation de nos mesures locales (avec des coefficients de détermination allant de  $R^2 = 0,967$  à  $R^2 = 0,9995$ ). Les mesures réalisées à Vaulx-en-Velin s'accordent avec celles de climats proches, comme celui de Grenade en Espagne, mais peuvent être assez différentes de nombreuses observées dans le monde, en particulier dans l'hémisphère sud. Une relation entre ces dispersions et le rapport UV/VIS pour différent climat a été observé par Dixon [Dixon 1978] et s'accordent avec notre distribution  $xy$  liée au faible rapport UV/VIS de nos spectres.

Par rapport au modèle des illuminants séries D de la lumière naturelle de la CIE, nous avons étendu notre étude des coefficients scalaires  $M_n$  ( $1 \leq n \leq 3$ ) aux relations avec 39 paramètres colorimétriques et environnementaux (cf. § 3.6.2 à 3.6.4). Ainsi, les trois paramètres les plus représentatifs sont : la température de couleur proximale pour  $M_1$  ( $R^2 = 0,88$ ), décrivant la répartition globale de l'énergie dans le spectre, les éclairagements énergétiques UV-B pour  $M_2$  ( $R^2 = 0,575$ ), fortement corrélée à l'absorption du rayonnement par l'ozone stratosphérique et le point de rosée pour  $M_3$  ( $R^2 = 0,467$ ) lié au contenu atmosphérique en eau. Le coefficient scalaire le plus représentatif du spectre,  $M_1$ , reste toutefois difficile à estimer à partir de paramètres environnementaux, le meilleur étant l'éclairagement énergétique global horizontal  $egg$  (avec seulement  $R^2 = 0,223$ ).

Le travail effectué constitue toutes les étapes préliminaires à la production d'un modèle statistique de génération de spectres de la lumière naturelle. En raison de son large domaine spectral [280 – 1 500 nm] et de sa représentativité des conditions météorologiques, ce modèle couvrirait un grand nombre de domaines d'applications tels l'énergie, la santé ou encore le bâtiment.

Dans la section suivante, nous proposons quelques améliorations au protocole de mesure, ainsi que les voies à explorer pour l'élaboration d'un modèle statistique opérationnel.

## 4.2 Perspectives

### 4.2.1 Optimisation de la mesure

Les propositions d'améliorations concernent essentiellement la mesure. Durant la période de mesures à haute fréquence, simultanées sur les quatre voies, nous avons constaté la fiabilité des spectromètres Ocean Optics et du logiciel d'acquisition SpectraSuite. Néanmoins, quelques éléments, que nous avons identifiés au fur et à mesure de l'utilisation du matériel, viennent limiter le plein potentiel de ce système de mesure. Il nous paraît essentiel de les mentionner ici.

L'uniformité et la stabilité de l'aspect des diffuseurs cosinus, et donc de leur sensibilité angulaire, s'est avérée médiocre (cf. § 2.2.2). Un nouveau type de diffuseurs et/ou un meilleur contrôle de leur environnement (humidité, température) améliorerait sensiblement la mesure des éclairagements.

La fréquence de sauvegarde pourrait être augmentée d'un facteur quatre à dix en fonction des voies. La voie *sesn*, la plus lente, enregistre 120 spectres bruts par minute. Si on considère que l'on peut calculer convenablement un écart type à partir de 30 mesures (cf. loi de Student), nous pourrions sauvegarder chaque minute quatre éclairagements énergétiques spectraux directs

normaux et une estimation de leur écart type (8 par minute pour *sege* et *segs45*, 10 par minute pour *seg*). Ainsi, l'écart type rendrait d'avantage compte de l'erreur de mesure et non de la variabilité du rayonnement. Pour pallier cette augmentation de données, les capacités de stockage seraient facilement décuplées en sauvegardant uniquement l'information utile et dans un format binaire (actuellement au format texte .txt).

En 2016, la soustraction du signal d'obscurité utilise un spectre de référence produit lors de l'étalonnage spectral et corrige son ajustement sur une vingtaine de points (350-370 nm) (cf. § 2.4.1.2). Les spectres « *dark* » enregistrés chaque nuit, après avoir subis un contrôle qualité, pourraient avantageusement remplacer ce spectre de référence. De plus, si l'ajustement sur 20 points de spectre a l'avantage de stabiliser le comportement de la mesure et supprime très efficacement les fluctuations aberrantes, nous avons néanmoins constaté une minimisation quasi-systématique des extrémités du spectre (cf. § 3.5.4). L'utilisation de l'intégralité de l'information du spectre (651 points pour *seg*, *sege*, *segs45* et 3648 pour *sesn*), plutôt que les 20 premiers points, permettrait une estimation beaucoup plus fine du coefficient à appliquer au signal d'obscurité.

Puis, lors de la validation de l'ACP, nous avons constaté un étalonnage en longueur d'onde imparfait (cf. § 3.5.4) : un ajustement polynomial sur une source spectrale atomique (*i.e.* Ar-Hg) réduirait l'incertitude en longueur d'onde, passant d'environ 1 nm à environ 0,29 nm pour *seg*, *segs45*, *sege* et de 0,19 nm à 0,06 nm pour *sesn*.

## 4.2.2 Développement d'un modèle statistique

Les perspectives de travail se décomposent en trois étapes : développer et regrouper la mesure spectrale pour différents climats, compléter la liste des paramètres externes, et réaliser une exploration de données dans l'ensemble spectres et paramètres environnementaux.

Le développement de la mesure consiste en l'augmentation du nombre de mesures dans une variété étendue de conditions climatiques et géographiques, afin de rendre le modèle le plus général possible. Cela passe soit par un échange entre laboratoires, soit par l'installation de nouvelles stations sur des sites d'intérêt pour la représentativité globale. Ce développement justifie notre intérêt pour un système de mesure peu coûteux. Il faut privilégier une mesure en continu sur le long terme ainsi qu'un échantillonnage représentatif. En effet, l'objectif étant de produire un modèle opérationnel pour différents domaines d'intérêt (santé, énergie, etc.), les spectres les plus fréquemment rencontrés doivent être les mieux représentés. Il est donc impératif de produire un échantillonnage temporel et spatial le plus uniforme possible pour rendre compte de ces récurrences. Il serait également intéressant de multiplier les orientations des instruments et en particulier celles correspondant à l'orientation des panneaux photovoltaïques (à Vaulx-en-Velin, 45° de hauteur correspond à la voie *segs45*) et au solaire à concentration (correspondant à la voie *sesn*).

La seconde étape consiste à associer à chaque spectre enregistré un ensemble de paramètres externes (environnementaux, colorimétriques, etc.) le plus exhaustif possible. Nous avons déjà présenté plusieurs sources pour ces données (SYNOP, Horizons, IDMP, etc. cf. § 3.2) mais il en existe encore beaucoup d'autres. Parmi elles, les données satellitaires sont de précieuses sources de données (contenu en eau de l'atmosphère, en ozone stratosphérique, particules, nébulosité, etc.) et les modèles de prévisions climatiques produisent également ce type d'informations. Nous pouvons également ajouter : la géométrie solaire (angle à la normale du capteur, latitude, longitude, etc.), des modélisations de CLA (Couche Limite Atmosphérique) par les associations environnementales (PM<sub>10</sub>, PM<sub>2.5</sub>, ozone, etc.). L'intégration de paramètres

#### 4 Conclusion - 4.2 Perspectives

similaires de sources différentes (*e.g.* ozone issu de sources satellitaire et modèle climatique), permettrait de souligner les sources de données les plus pertinentes.

Enfin, l'association de l'ensemble des données spectrales et des paramètres externes générerait un ensemble de mégadonnées (*bigdata*). Cet ensemble subirait une exploration de données (*datamining*) : tantôt descriptive (*e.g.* analyse factorielle) pour en comprendre les relations, tantôt prédictive (*e.g.* réseau de neurones) pour générer les modèles opérationnels (énergie, santé). Ce type de modèle pourrait, à partir d'une très large gamme de paramètres possibles, générer les éclaircissements énergétiques spectraux, à des fréquences temporelles quelconques, ainsi que leur incertitude. Ces incertitudes dépendraient du nombre, du type et de l'origine des paramètres externes utilisés ce qui permettrait d'associer à chaque résultat son niveau de confiance.





# Annexes

## A.1 Mesures du rayonnement spectral par les réseaux de mesures internationaux

Tableaux récapitulatifs des caractéristiques des campagnes de mesures, passées ou en cours, issues de trois réseaux internationaux : NREL, ARM, AERONET.

**NREL (anciennement SERI)- SRRL : Campagnes de mesures du rayonnement spectral**

Instruments	Orientation	Domaine spectral [nm]	Résolution spectrale	Pas temporel	Technologie	Nombre de stations	Période de mesure
LI-COR, Inc. model LI-1800 spectroradiomètres	direct normal/global normal/global horizontal/global tilt/diffuse	300-1100	6nm	27s (durée de scan)	Roue à filtre, réseau monochromateur et détecteur silicium	3	1986-1988
Kipp&Zonen PGS-100	direct normal (1°)	350-1050	3,6nm	5min	Réseau, barrette CCD	1	2008-en cours
EKO MS-700	global 40° sud	350-1050	3,3nm (FWHM 10nm)	1min	Réseau + matrice de photodiodes	1	2008-en cours
EKO MS-710 et MS-712 (MS-7XX)	global ou direct	350-1000 et 900-1700	0,73 et 6nm (FWHM 4 et 5nm)	5min	Réseau + matrice de photodiodes	1	2014-en cours
LI-COR, Inc. model LI-1800 spectroradiomètres	global 40° sud	300-1100	1, 2, 5 ou 10nm	5min	Roue à filtre, réseau, monochromateur et détecteur silicium	1	2001-2006 puis 2008-2012
LI-COR, Inc. model LI-1800 spectroradiomètres	direct normal (5°)	300-1100	1, 2, 5 ou 10nm	5min	Roue à filtre, réseau, monochromateur et détecteur silicium	1	2001-2003
AOCS ( SPECTRAL2) Atmospheric optical calibration system	direct normal	300-4000 (extrapolation SPECTRAL2)	/	1min	AOCS	1	2001-2008
LI-COR, Inc. model LI-1800 spectroradiomètres	global horizontal	300-1100	1, 2, 5 ou 10nm	5min	Roue à filtre, réseau, monochromateur et détecteur silicium	1	2006-2008 puis 2012-2015
EKO MS-701	globale ou direct	300-400nm	0,8nm (FWHM 3nm)	5min	MS-701	1	2014-2015



**ARM : Campagnes de mesures du rayonnement spectral**

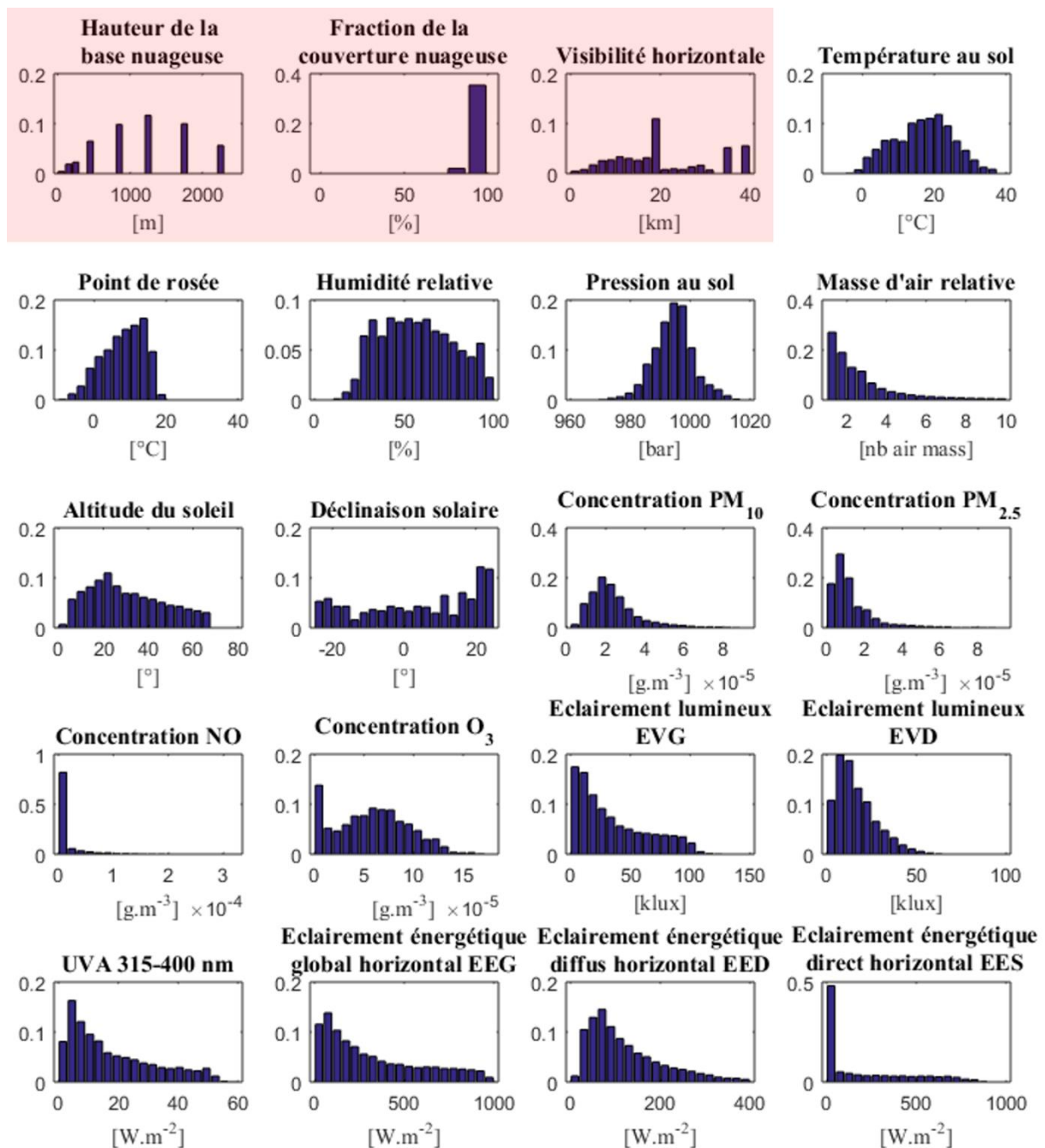
Instruments	Orientation	Domaine spectral [nm]	Résolution spectrale	Pas temporel	Technologie	Nombre de stations (encore actives)	Période de mesure
AERI : Atmospheric Emitted Radiance Interferometer		3.3–19.2 $\mu\text{m}$ et 3.3–25.0 $\mu\text{m}$	0.5 $\text{cm}^{-1}$	16s (durée de scan spectral)	Spectromètre à transformée de Fourier	20 (5)	1994 – en cours
SAS(ZE) : Shortwave Array Spectroradiometer (Zenith)	zenith 1°	350 – 1100 nm CCD + 970 – 1700 nm InGaAs	6 nm (CCD)	1 s	2 spectromètres Avaspec ULS 2048 CCD & Avaspec NIR256-1.7	5 (2)	2011 – en cours
SAS(HE) : Shortwave Array Spectroradiometer (Hemispheric)	hémisphérique	350 – 1100 nm CCD + 970 – 1700 nm InGaAs	6 nm (CCD)	60 s	2 spectromètres Avaspec ULS 2048 CCD & Avaspec NIR256-1.7	4 (2)	2011 – en cours
SWS : Shortwave Spectroradiometer	zenith	350-2170nm	8nm & 12nm	1 s	2 spectromètres Zweiss (MMS 1 NIR enhanced & NIR-PGS 2.2	1 (1)	1999-2000 & 2006 – en cours
RSS : Rotating Shadowband Spectroradiometer		350-1050nm	0,37nm(400nm) à 3,42nm(1000nm) RSS103; 1,24nm(400nm) à 17,11nm(1000nm) RSS103	60 s	2 prisms & CCD	1 (0)	2003 - 2007
MFRSR : Multifilter Rotating Shadowband Radiometer	Direct, diffus, global	415, 500, 615, 673, 870, and 940 nm		20 s	Roue à filtres passe bande	49 (19)	

### AERONET : Campagnes de mesures du rayonnement spectral

Instruments	Orientation	Domaine spectral [nm]	Pas temporel	Technologie	Nombre de stations (encore actives)	Période de mesure
CIMEL, Sun Sky Multiband Photometer	direct et luminance du ciel, photomètre solaire	CE-318-1 Standard Model with 1020-870- 675-440-936-500-340-380 nm filters	15 min	Roue à filtres spectraux et capteur Hamatsu	662 (411)	1993 – en cours
		CE-318-2 Polar Model with 1020-870P1- 675-440-870P2-870-936-870P3 nm filters				
		CE 318N (new) (V, E,U) (B or P) (S or X) (1 - 9)				

## A.2 Distribution des paramètres environnementaux de l'échantillon générateur

La figure suivante présente la distribution d'une vingtaine de paramètres environnementaux correspondant aux instants de mesure de notre échantillon générateur. Ces distributions sont caractéristiques du climat de Vaulx-en-Velin pour une exclusion des éclairements lumineux  $evg < 2\,000\text{ lx}$ . L'ordonnée de chaque graphe représente la fraction des données (nombre de données dans une gamme de valeurs/nombre de données total) en fonction de la valeur du paramètre. Cette fraction prend en compte les données manquantes (non affichées), ce qui explique une somme des fractions très inférieures à 1 pour certains paramètres, en particulier pour la couverture nuageuse. Les graphes de ces paramètres sont surlignés en rouge pour souligner leur manque de pertinence par manque de disponibilité.



## A.3 Distribution des paramètres environnementaux pour un centroïde

Cet exemple d'étude de ces distributions permet de comprendre quel type de configuration, climatique et géométrique, produit ce type d'éclairements énergétiques spectraux. Dans notre exemple :

- La comparaison des éclairements (énergétiques ou lumineux) diffus faibles et globaux élevés décrivent un ciel clair où le rayonnement provient en majorité du soleil direct. La pression au sol, légèrement supérieure aux 993 *mb* de moyenne annuelle, souligne des conditions légèrement anticycloniques donc avec peu de nuages.
- La forte concentration d'ozone troposphérique est un indice de la pollution au NO<sub>x</sub> (industrie, trafic routier), mais également d'un fort rayonnement solaire, en particulier UV (production d'ozone photochimique). Ce fort rayonnement solaire est confirmé avec l'éclairement énergétique direct normal *ees* et les éclairements UV-A.
- Le rayonnement UV-A fort traduit une faible absorption par l'ozone stratosphérique, donc un trajet optique dans cette couche faible, soit une hauteur de soleil importante. Ce point est vérifié par la hauteur du soleil et la très faible masse d'air.
- La température, le point de rosée et l'humidité relative décrivent une météo chaude et sèche pour la ville de Vaulx-en-Velin.
- Les faibles concentrations en aérosols (PM<sub>2.5</sub> et PM<sub>10</sub>) ne signifient pas forcément une faible colonne intégrée d'aérosols. En effet, sous les conditions météorologiques énoncées, la couche limite atmosphérique (CLA) est généralement fortement convective : les aérosols se trouvent alors dilués sur toute la hauteur de la CLA, abaissant ainsi les concentrations mesurées en surface.
- La très forte déclinaison, autour de 20°, signifie que la partition est constituée quasiment uniquement de mesures faites en été. Information qui s'accorde avec le reste des discussions sur les paramètres.
- Les paramètres sur la couverture nuageuse sont présentés car faisant partie des paramètres disponibles mais sont peu pertinents. Le manque de disponibilité et de représentativité de ces données avait déjà été mentionné précédemment (cf. § 3.2.2.2.4). Ce manque de signification est à nouveau souligné ici, avec la présentation de ciels très couverts, contraires à toutes les observations précédentes.

Pour résumer l'étude de ces distributions de paramètres environnementaux pour la partition numéro deux : cette partition regroupe un ensemble de conditions météorologiques dispersées mais néanmoins globalement cohérentes. Les conditions moyennes pour ce type de spectre sont, pendant l'été sous un temps chaud et sec, un ciel clair avec peu ou sans nuage, un rayonnement fort avec un soleil haut dans le ciel produisant un fort rayonnement ultraviolet.

### A.3 Distribution des paramètres environnementaux pour un centroïde

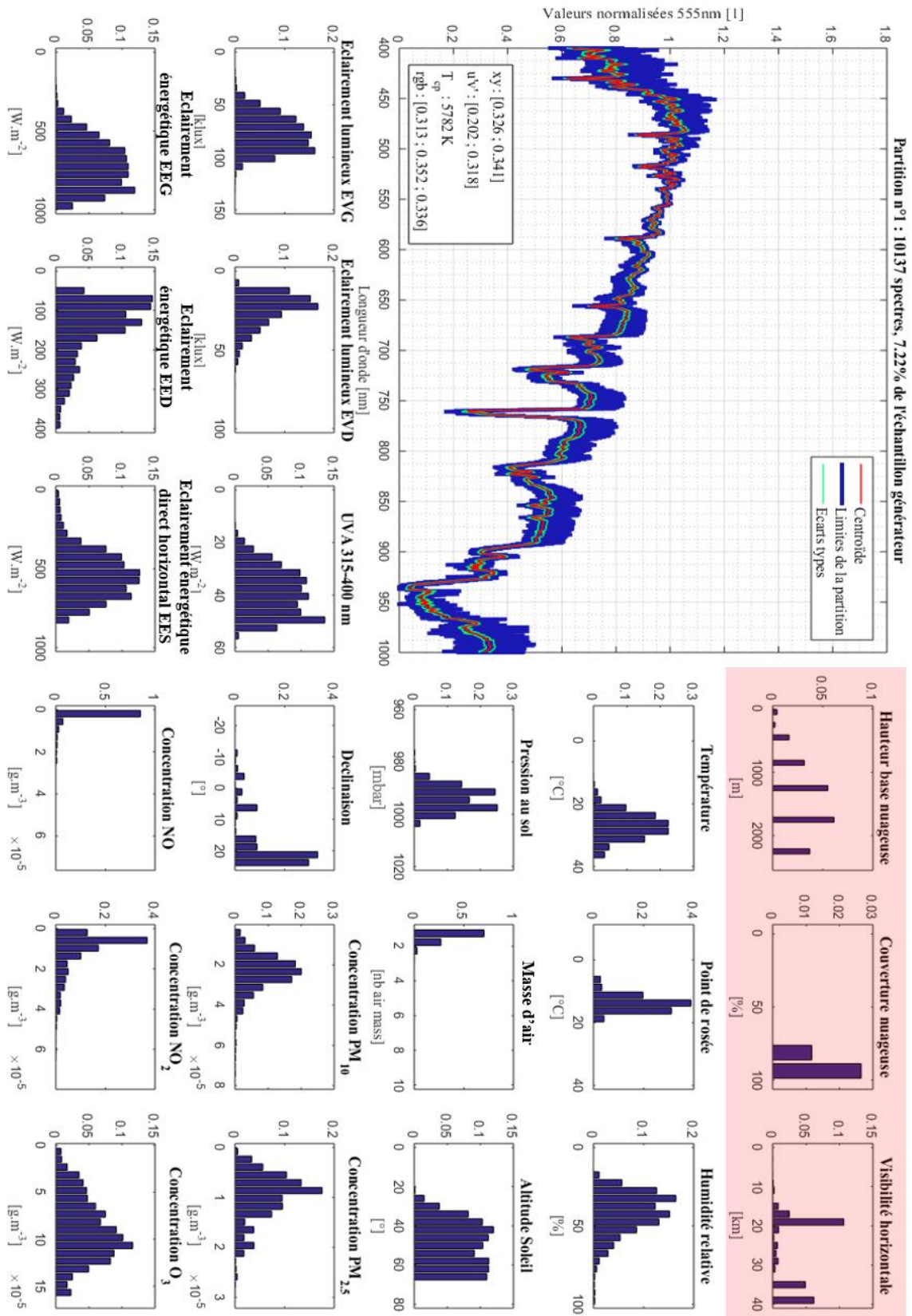


Fig A.3.1 : Distribution des paramètres environnementaux pour le centroïde n°2. L'ordonnée de chaque graphe représente la fraction des données (nombre de données dans une gamme de valeurs/nombre de données total) en fonction de la valeur du paramètre. Cette fraction prend en compte les données manquantes (non affichées), ce qui explique une somme des fractions très inférieures à 1 pour certains paramètres, en particulier pour la couverture nuageuse. Les graphes de ces paramètres sont surlignés en rouge pour souligner leur manque de pertinence par manque de disponibilité.



## A.5 Paramètres de simulation aléatoire SMARTS

Paramètres de simulation aléatoire SMARTS2 pour la génération d'un ensemble de spectres variés (10 000 *seg*, 10 000 *sed* et 10 000 *sen*) pour la validation des spectres propres issus de l'ACP (cf. § 3.5).

CARD	Nom Définition	Valeur, code Matlab
1	COMNT Titre de la modélisation	CARD_1 = 'RAND_INP_FILE';
2	ISPR option pour la pression du site	% Description via SPR, ALTIT, HEIGHT CARD_2 = '1';
2a	SPR, ALTIT, HEIGHT Pression du site, Altitude, Hauteur	% Pressions suivant une loi normale centrées 993Pa % et d'écart type 7,5Pa (données locales) P = randn(1)*7.5+993; % Selon nos mesures CARD_2a = sprintf('%1f 0.175 0.020',P);
3	IATMO Representation de l'atmosphère	% Choix : Atmosphères de références CARD_3 = '1';
3a	ATMOS Choix de l'atmosphère de référence	% Choix équiprobable entre "U.S. Standard Atmosphere", "Mid-Latitude Summer", "Mid-Latitude Winter" ATMOS = round(rand(1)*3+0.5); if ATMOS==1 CARD_3a = 'USSA'; elseif ATMOS==2 CARD_3a = 'MLS'; else CARD_3a = 'MLW'; end
4	IH2O Vapeur d'eau	% Calcule via atmosphère de référence USSA CARD_4 = '1';
5	IO3 Ozone	% Calcule via atmosphère de référence USSA CARD_5 = '1';
6	IGAS Extra absorption des gazes de la basse troposphère	% Description des gazes de la basse troposphère CARD 6a suivante CARD_6 = '0';
6a	ILOAD Description par un modèle de référence	% Choix équiprobable [PRISTINE ATMOSPHERIC, LIGHT, % MODERATE, SEVERE POLLUTION] ILOAD = round(rand(1)*4+0.5); if ILOAD==5 ILOAD=4; end CARD_6a = sprintf('%i',ILOAD);
7	qCO2 Concentration de CO <sub>2</sub>	% Concentration actuelle (2015) en [ppmv] CARD_7 = '395';
7a	ISPCTR Spectre solaire extraterrestre	% Gueymard, spectre synthétique non publié CARD_7a = '1';
8	AEROS Choix du modèle aérosol	% Choix équiprobable parmi les 7 premiers modèles aérosol : Rural, % Urbain, Maritime et Troposphérique AEROS = round(rand(1)*7+0.5); if AEROS==1 CARD_8 = 'S&F_RURAL'; elseif AEROS==2 CARD_8 = 'S&F_URBAN'; ... else CARD_8 = 'SRA_MARIT'; end

CARD	Nom Définition	Valeur, code Matlab
9	ITURB Choix de description de la turbidité	% Choix de la distance de visibilité VISI CARD_9 = '4';
9a	VISI Visibilité horizontale en [km]	% Aléatoire uniforme entre 770m et 764km VISI = rand(1)*(764-0.77)+0.77; CARD_9a = sprintf('%1f,VISI);
10	IALBDX Albédo locale	% Herbe CARD_10 = '52';
10b	ITILT Simulation de récepteur incliné ?	% Pas de capteur incliné CARD_10b = '0';
11	WLMN, WLMX, SUNCOR, SOLARC Longueur d'onde min et max, correction et constante solaire	CARD_11 = '400 830 1.0 1367.0';
12	IPRT	CARD_12 = '2';
12a	WPMN, WPMX, INTVL Domaine spectral de simulation et résolution	% [400nm, 830nm] pas 5nm CARD_12a = '400 830 5.0';
12b	IOTOT Nombre de spectres en sortie	CARD_12b = '3';
12c	IOUT Identifiants des sorties	% OUTPUT % 2 Direct normal irradiance W m-2 % 3 Diffuse horizontal irradiance W m-2 % 4 Global horizontal irradiance W m-2 CARD_12c = '2 3 4';
13, 14, 15, 16	ICIRC, ISCAN, ILLUL, IUV	CARD_13 = '0'; CARD_14 = '0'; CARD_15 = '0'; CARD_16 = '0';
17	IMASS Mode de calcul de l'air mass	% Air Mass CARD_17 = '2';
17a	AMASS Masse d'air relative	% uniformément aléatoire entre 1.0 et 38.2 AMASS = rand(1)*(38.2-1.0)+1.0; CARD_17a = sprintf('%1f,AMASS);

## A.6 Influence des spectres propres sur le spectre moyen de l'ACP

Les quatre figures suivantes illustrent les variations de la combinaison linéaire :

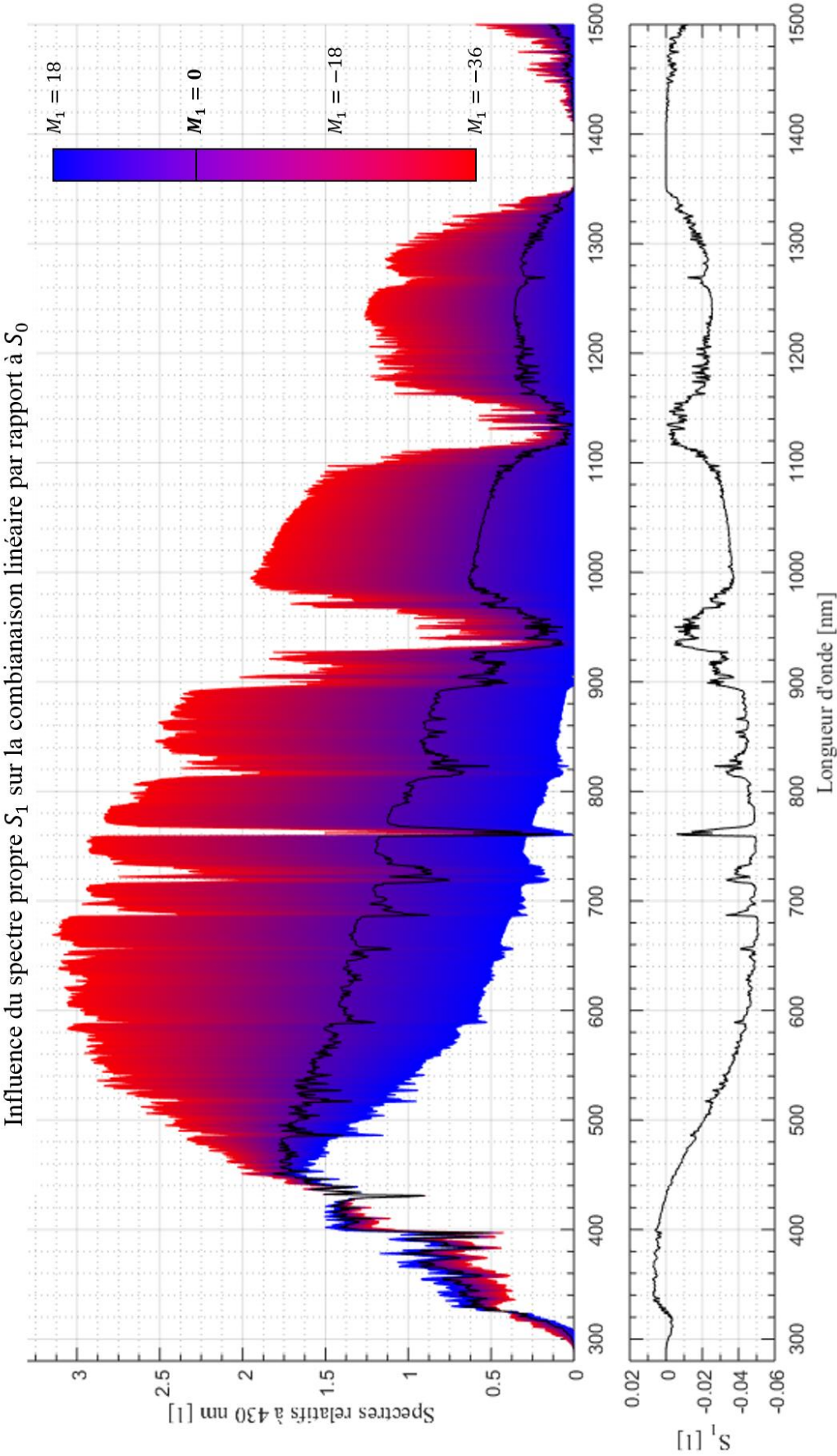
$$S(\lambda) = S_0(\lambda) + M_1S_1(\lambda) + M_2S_2(\lambda) + M_3S_3(\lambda)$$

Nous présentons tout d'abord les influences de chaque spectre propre distinctement : modification de  $S(\lambda)$  par  $S_1(\lambda)$ , par  $S_2(\lambda)$  et par  $S_3(\lambda)$ . Puis nous présentons l'influence de la combinaison des deux spectres propres principaux les plus importants  $S_1(\lambda)$  et  $S_2(\lambda)$  sur  $S(\lambda)$ .

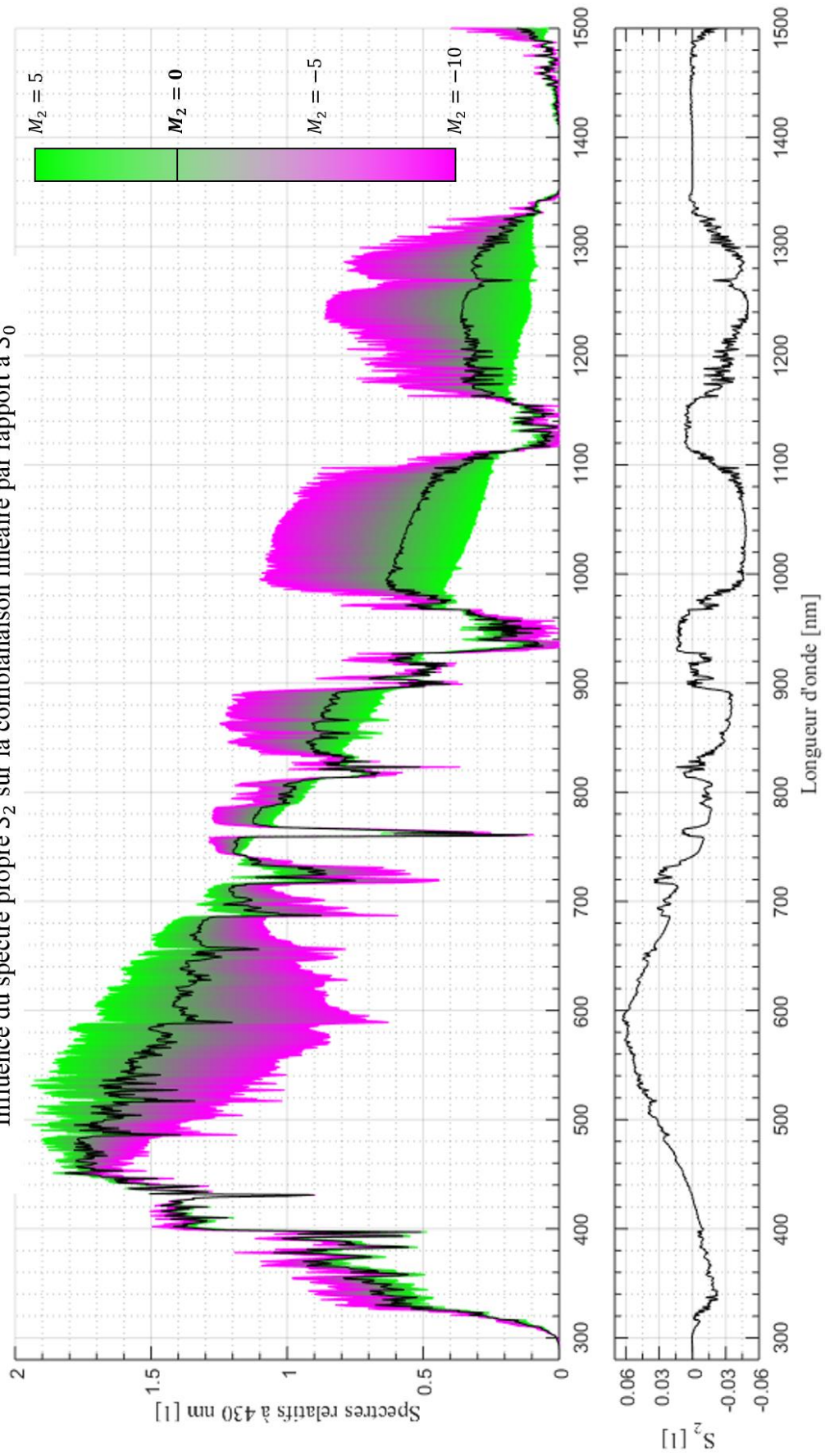
Les amplitudes des coefficients scalaires  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  sont caractéristiques de celles observées pour la représentation des centroïdes (cf. Fig 3.5.5).



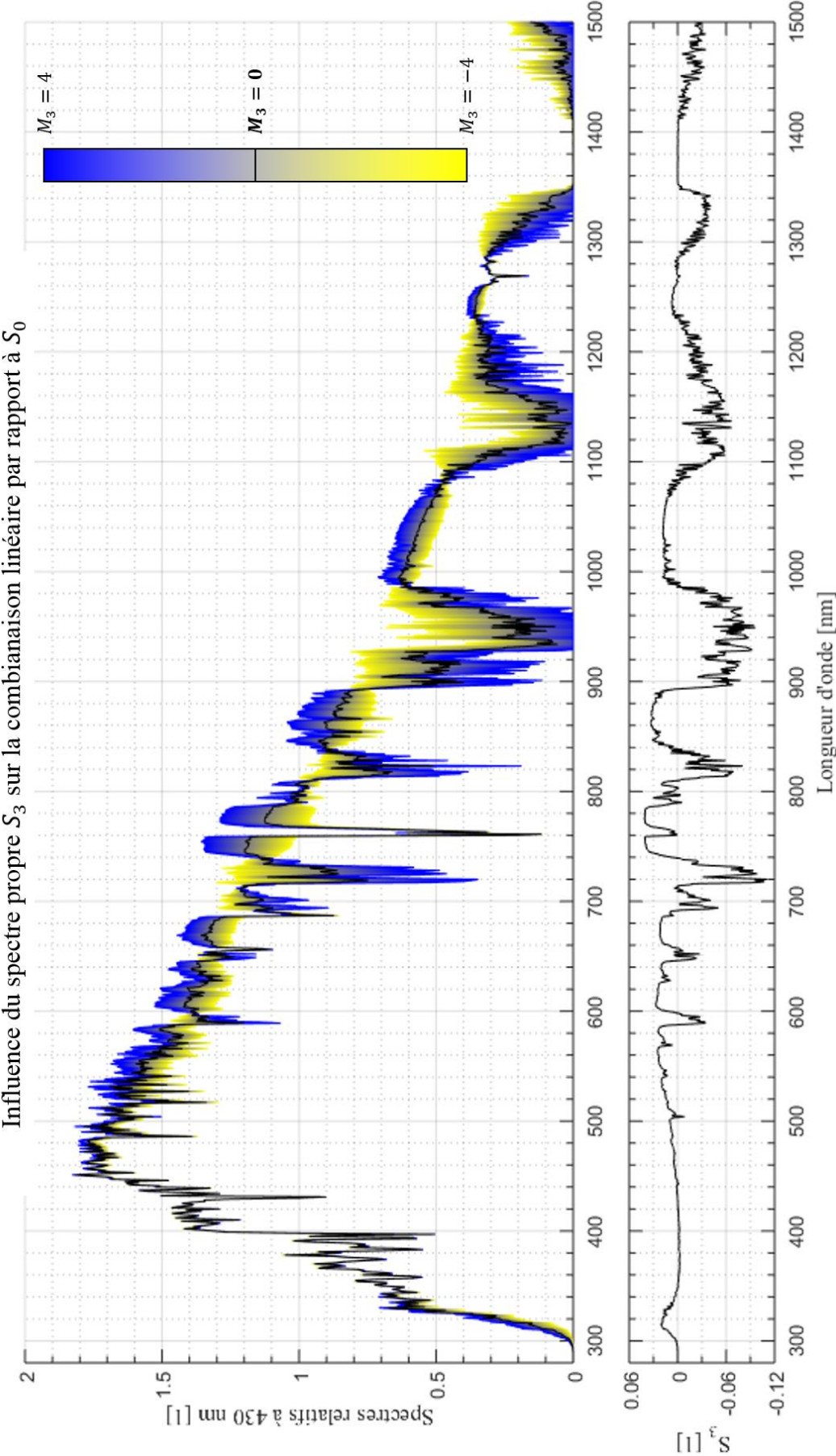
A.6 Influence des spectres propres sur le spectre moyen de l'ACP



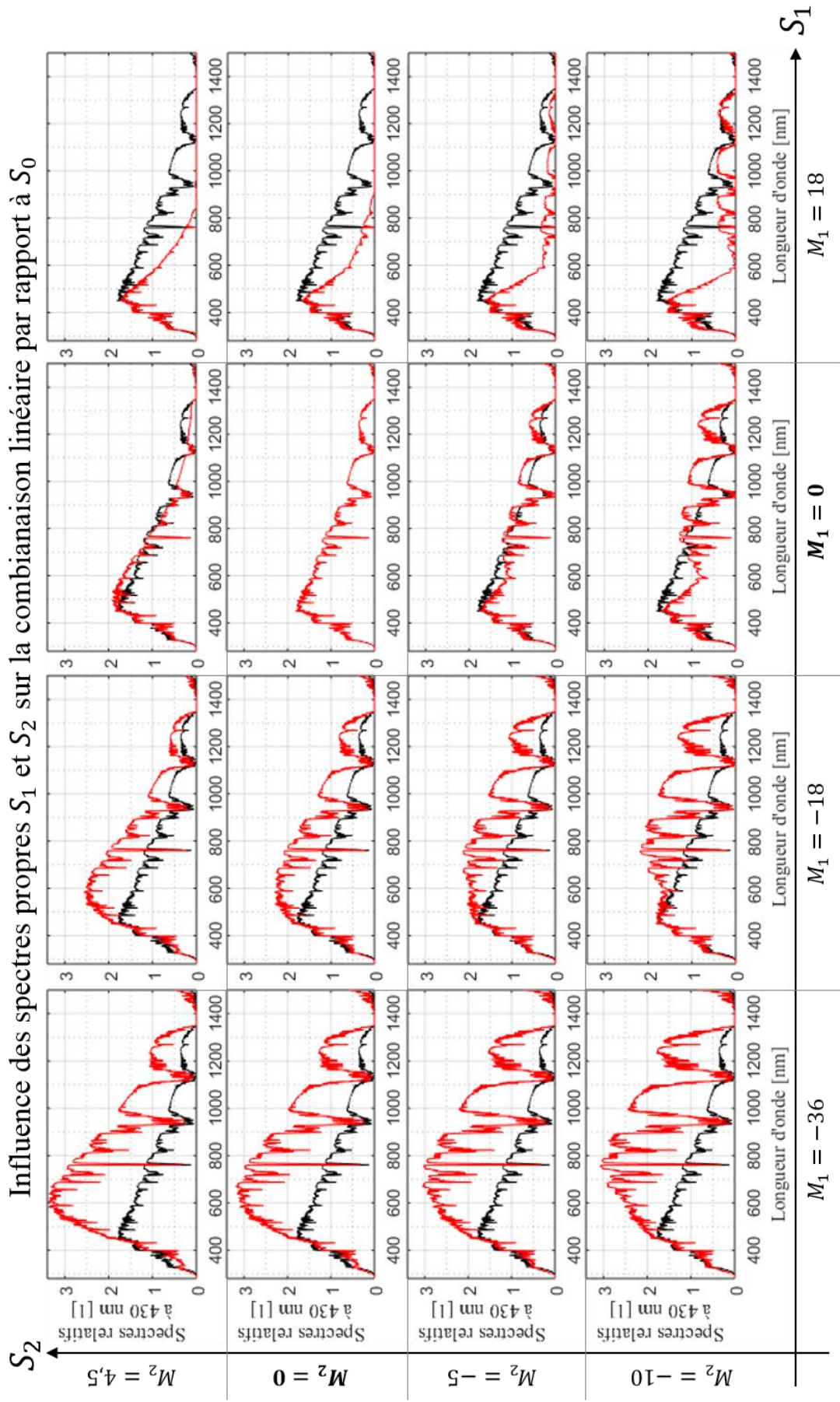
Influence du spectre propre  $S_2$  sur la combinaison linéaire par rapport à  $S_0$



A.6 Influence des spectres propres sur le spectre moyen de l'ACP



Influence des spectres propres  $S_1$  et  $S_2$  sur la combinaison linéaire par rapport à  $S_0$





# Références

## Bibliographie

### A

[Anderson 1996] ANDERSON, Gail P., KNEIZYS, Frank X., CHETWYND JR, James H., et al. Reviewing atmospheric radiative transfer modeling: new developments in high-and moderate-resolution FASCODE/FASE and MODTRAN. *In : SPIE's 1996 International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics*, 1996. p. 82-93.

[ASTM 2003] STANDARD, A. S. T. M. G173, "Standard Tables for Reference Solar Spectral Irradiances: Direct Normal and Hemispherical on 37 Tilted Surface," *Amer. Society for Testing Mats., West Conshocken PA, USA*, 2003.

[Awadalla 1993] AWADALLA, N. S. et ALNASER, W. E. Solar spectrum distribution and optical depth of Bahrain's sky. *Earth, Moon, and Planets*, 1993, vol. 60, no 3, p. 251-264.

### B

[Berk 1987] BERK, Alexander, BERNSTEIN, Lawrence S., et ROBERTSON, David C. *MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN*. SPECTRAL SCIENCES INC BURLINGTON MA, 1987.

[Burnett 1997] BURNETT, Richard T., BROOK, Jeffrey R., YUNG, Wesley T., et al. Association between ozone and hospitalization for respiratory diseases in 16 Canadian cities. *Environmental research*, 1997, vol. 72, no 1, p. 24-31.

### C

[Cagnac 2005] CAGNAC, Bernard, TCHANG-BRILLET, Lydia, PEBAY-PEYROULA, Jean-Claude. *Physique atomique, Tome 1 - Atomes et rayonnement : interactions électromagnétiques*, Dunod, 2005

[Caulcutt 1983] CAULCUTT, Ronald et BODDY, Richard. *Statistics for analytical chemists*. Chapman & Hall, 1983.

[Chain 2004] CHAIN, Cyril. *Caractérisation spectrale et directionnelle de la lumière naturelle: application à l'éclairage des bâtiments*. 2004. Thèse de doctorat. Villeurbanne, INSA.

[Chaiyapinunt 2005] CHAIYAPINUNT, Somsak, PHUEAKPHONGSURIYA, Bunyarit, MONGKORNSAKSIT, Khemmachart, et al. Performance rating of glass windows and glass windows with films in aspect of thermal comfort and heat transmission. *Energy and Buildings*, 2005, vol. 37, no 7, p. 725-738.

[Chamberlin 1963] CHAMBERLIN, G. J., LAWRENCE, A., et BELBIN, A. A. 'Observations on the related colour temperature of north daylight in southern England. *Light Light*, 1963, vol. 56, p. 70-72.

## Bibliographie

[CIE 2004] Photometry - The CIE System of Physical Photometry. *Commission Internationale de l'Eclairage, 2004, ISO 23539:2005(E)/CIE S 010/E:2004*

[CIE 2013] Methods for Re-defining CIE D Illuminants. *CIE Tutorial and Practical Workshop on LED Lamp and Luminaire Testing to CIE S 025, CIE 204:2013*

[Cojan 1995] COJAN, Yves et FONTANELLA, Jean-Claude. Propagation du rayonnement dans l'atmosphère. *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, 1995, vol. 6, no E4030, p. E4030. 1-E4030. 31.

[Collins 1965] COLLINS, J. F. The colour temperature of daylight. *British Journal of Applied Physics*, 1965, vol. 16, no 4, p. 527-532.

[Condit 1964] CONDIT, H. R. et GRUM, F. Spectral energy distribution of daylight. *Journal of the Optical Society of America*, 1964, vol. 54, no 7, p. 937-944.

## D

[Dixon 1978] DIXON, E. R. Spectral distribution of Australian daylight. *Journal of the Optical Society of America*, 1978, vol. 68, no 4, p. 437-450.

## E

[Escofier 2008] ESCOFIER, Brigitte, PAGES, Jérôme. Analyses factorielles simples et multiples. *Dunod*, 2008

[Ermolli 2013] ERMOLLI, Ilaria, MATTHES, Katja, DUDOK DE WIT, T., *et al.* Recent variability of the solar spectral irradiance and its impact on climate modelling. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2013, vol. 13, no 8, p. 3945-3977.

## F

[Fischer 2010] FISCHER, Jürgen, PREUSKER, Rene et LINDSTROT, Rasmus. Correction of the absorption of atmospheric gases, *Free University Berlin, SENTINEL-3 L2 PRODUCTS AND ALGORITHM DEFINITION*, 2010, Ref:S3-L2-SD-03-C03-FUB-ATBD\_GaseousCorrection

## G

[Garland 2007] GARLAND, Cedric F., GORHAM, Edward D., MOHR, Sharif B., *et al.* Vitamin D and prevention of breast cancer: pooled analysis. *The Journal of steroid biochemistry and molecular biology*, 2007, vol. 103, no 3, p. 708-711.

[Glickman 2006] GLICKMAN, Gena, BYRNE, Brenda, PINEDA, Carissa, *et al.* Light therapy for seasonal affective disorder with blue narrow-band light-emitting diodes (LEDs). *Biological psychiatry*, 2006, vol. 59, no 6, p. 502-507.

[Green 2015] GREEN, Martin A., EMERY, Keith, HISHIKAWA, Yoshihiro, *et al.* Solar cell efficiency tables (Version 45). *Progress in photovoltaics: research and applications*, 2015, vol. 23, no 1, p. 1-9.

[Guyemard 1995] GUEYMARD, Christian. SMARTS2: a simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine: algorithms and performance assessment. Cocoa, FL : Florida Solar Energy Center, 1995.

[Guyemard 2005] GUEYMARD, Christian A. SMARTS Code, Version 2.9. 5 User's Manual. Solar Consulting Services. Available from [http://www.solarconsultingservices.com/SMARTS295\\_manual.pdf](http://www.solarconsultingservices.com/SMARTS295_manual.pdf), 2005.

## H

[Haigh 1996] HAIGH, Joanna D. The impact of solar variability on climate. *Science*, 1996, vol. 272, no 5264, p. 981.

[Haigh 2010] HAIGH, Joanna D., WINNING, Ann R., TOUMI, Ralf, *et al.* An influence of solar spectral variations on radiative forcing of climate. *Nature*, 2010, vol. 467, no 7316, p. 696-699.

[Hansen 1982] HANSEN, V. Atmospheric monitoring using a solar spectrometer part 1: Determination of aerosol size distribution spectra by inverting solar spectral extinction measurements. *Archives for meteorology, geophysics, and bioclimatology, Series B*, 1982, vol. 30, no 1-2, p. 45-66.

[Henderson 1964] HENDERSON, S. T. et HODGKISS, D. The spectral energy distribution of daylight. *British Journal of Applied Physics*, 1964, vol. 15, no 8, p. 947.

[Hernández-Andrés 1999] HERNÁNDEZ-ANDRÉS, Javier, LEE, Raymond L., et ROMERO, Javier. Calculating correlated color temperatures across the entire gamut of daylight and skylight chromaticities. *Applied optics*, 1999, vol. 38, no 27, p. 5703-5709.

[Hernández-Andrés 2001] HERNÁNDEZ-ANDRÉS, Javier, ROMERO, Javier, NIEVES, Juan L., *et al.* Color and spectral analysis of daylight in southern Europe. *Journal of the Optical Society of America A*, 2001, vol. 18, no 6, p. 1325-1335.

[Hinkle 2003] HINKLE, K. H., WALLACE, L., et LIVINGSTON, W. Atmospheric transmission above Kitt Peak, 0.5 to 5.5 microns. In : *Bulletin of the American Astronomical Society*. 2003. p. 1260.

## J

[Judd 1964] JUDD, Deane B., MACADAM, David L., WYSZECKI, Günter, *et al.* Spectral distribution of typical daylight as a function of correlated color temperature. *Josa*, 1964, vol. 54, no 8, p. 1031-1040.

## K

[Kaskaoutis 2006] KASKAOUTIS, D. G., KAMBEZIDIS, H. D., JACOVIDES, C. P., *et al.* Modification of solar radiation components under different atmospheric conditions in the Greater Athens Area, Greece. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 2006, vol. 68, no 10, p. 1043-1052.

[King 2003] KING, Michael D., MENZEL, W. Paul, KAUFMAN, Yoram J., *et al.* Cloud and aerosol properties, precipitable water, and profiles of temperature and water vapor from



## Bibliographie

MODIS. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2003, vol. 41, no 2, p. 442-458.

[Knestrick 1967] KNESTRICK, G. L. et CURCIO, J. A. Measurements of spectral radiance of the horizon sky. *Applied optics*, 1967, vol. 6, no 12, p. 2105-2109.

[Kok 1972] KOK, C. J. Spectral irradiance of daylight at Pretoria. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1972, vol. 5, no 8, p. 1513.

[Kopp 2011] KOPP, Greg et LEAN, Judith L. A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance. *Geophysical Research Letters*, 2011, vol. 38, no 1.

## L

[Latha 2005] LATHA, K. Madhavi et BADARINATH, K. V. S. Spectral solar attenuation due to aerosol loading over an urban area in India. *Atmospheric Research*, 2005, vol. 75, no 4, p. 257-266.

[Lockley 2003] LOCKLEY, Steven W., BRAINARD, George C., et CZEISLER, Charles A. High sensitivity of the human circadian melatonin rhythm to resetting by short wavelength light. *The Journal of clinical endocrinology & metabolism*, 2003, vol. 88, no 9, p. 4502-4502.

## M

[Meeus 1969] MEEUS, J. Annuaire du Bureau des Longitudes. *Ciel et Terre*, 1969, vol. 85, p. 48.

[Meeus 1991] MEEUS, Jean H. *Astronomical algorithms*. Willmann-Bell, Incorporated, 1991.

[Metrology 2012] International vocabulary of metrology – Basic and general concepts and associated terms (VIM), *JCGM*, 200:2012

[Mills 2007] MILLS, G., BUSE, A., GIMENO, B., *et al.* A synthesis of AOT40-based response functions and critical levels of ozone for agricultural and horticultural crops. *Atmospheric Environment*, 2007, vol. 41, no 12, p. 2630-2643.

[Monks 2009] MONKS, P. S., GRANIER, Claire, FUZZI, S., *et al.* Atmospheric composition change—global and regional air quality. *Atmospheric environment*, 2009, vol. 43, no 33, p. 5268-5350.

[Moon 1940] MOON, Parry. Proposed standard solar-radiation curves for engineering use. *Journal of the Franklin Institute*, 1940, vol. 230, no 5, p. 583-617.

[Moreno 2001] MORENO, J., CASELLES, V., MARTÍNEZ-LOZANO, J. A., *et al.* The measurement programme at Barrax. In : *The Digital Airborne Spectrometer Experiment (DAISEX)*. 2001. p. 43.

[Morris 1954] MORRIS, R. H. et MORRISSEY, J. H. An objective method for determination of equivalent neutral densities of color film images. II. Determination of primary equivalent neutral densities. *Journal of the Optical Society of America*, 1954, vol. 44, no 7, p. 530-531.

[Mortensen 1987] MORTENSEN, L. M. et STRØMME, E. Effects of light quality on some greenhouse crops. *Scientia horticultrae*, 1987, vol. 33, no 1, p. 27-36.

[Muller 2010] MULLER, Matthew, MARION, Bill, KURTZ, Sarah, *et al.* An investigation into spectral parameters as they impact CPV module performance. In : *AIP conference proceedings*. 2010. p. 307.

[Myers 2004] MYERS, Daryl R., EMERY, Keith, et GUEYMARD, C. Revising and validating spectral irradiance reference standards for photovoltaic performance evaluation. *Journal of solar energy engineering*, 2004, vol. 126, no 1, p. 567-574.

## N

[Nann 1989] NANN, Stefan. Modeled and measured solar spectral irradiance for solar spectral energy applications under cloudy skies. *Proc. Daylight and Solar Radiation Symposium, Technische Universitaet, Berlin Commission Internationale de l'Eclairage and World Meteorological Organization*, 1989, p. 108.

[Nann 1991] NANN, Stefan et RIORDAN, Carol. Solar spectral irradiance under clear and cloudy skies: Measurements and a semiempirical model. *Journal of Applied Meteorology*, 1991, vol. 30, no 4, p. 447-462.

[Nayatani 1963] NAYATANI, Y. et WYSZECKI, G. Color of daylight from north sky. *Journal of the Optical Society of America*, 1963, vol. 53, no 5, p. 626-629.

[Nayatani 1967] NAYATANI, Yoshinobu. Chromaticity and spectral energy distribution of daylight from north sky at Amagasaki, Japan. *Bull Electrotech Lab*, 1968, vol. 31, no 10, p. 1127-1135.

## O

[Osterwald 2000] OSTERWALD, C. R. et EMERY, K. A. Spectroradiometric sun photometry. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2000, vol. 17, no 9, p. 1171-1188.

## P

[Palm 1994] PALM, Rodolphe. La régression linéaire pondérée: principes et application. *Notes de Statistique et d'Informatique*, 1994, vol. 4, p. 1-20.

[Paz 1995] PAZ, Y., LUO, Z., RABENBERG, L., *et al.* Photooxidative self-cleaning transparent titanium dioxide films on glass. *Journal of Materials Research*, 1995, vol. 10, no 11, p. 2842-2848.

[Perez 1993] PEREZ, Richard, SEALS, Robert, et MICHALSKY, Joseph. All-weather model for sky luminance distribution—preliminary configuration and validation. *Solar energy*, 1993, vol. 50, no 3, p. 235-245.

[Perez 2000] PÉREZ, José-Philippe et FRANÇON, Maurice. Optique: fondements et applications. *Dunod*, 2000.

[Philipps 2010] PHILIPPS, S. P., PEHARZ, G., HOHEISEL, R., *et al.* Energy harvesting efficiency of III–V triple-junction concentrator solar cells under realistic spectral conditions. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2010, vol. 94, no 5, p. 869-877.

## R

[Randerson 1970] RANDERSON, Darryl. A comparison of the spectral distribution of solar radiation in a polluted and a clear air mass. *Journal of the Air Pollution Control Association*, 1970, vol. 20, no 8, p. 546-548.

[Reitan 1963] REITAN, Clayton H. Surface dew point and water vapor aloft. *Journal of Applied Meteorology*, 1963, vol. 2, no 6, p. 776-779.

[Reynaud 2012] REYNAUD, Pierre. Mise en place d'un processus de complément et de contrôle de qualité de la mesure spectrale du rayonnement solaire sur la station IDMP de Vaulx-en-Velin. *Travail de fin d'étude ENTPE*, 2012

[Riechelmann 2013] RIECHELMANN, Stefan, SCHREMPF, Michael, et SECKMEYER, Gunther. Simultaneous measurement of spectral sky radiance by a non-scanning multidirectional spectroradiometer (MUDIS). *Measurement Science and Technology*, 2013, vol. 24, no 12, p. 125501.

[Rienecker 2011] RIENECKER, Michele M., SUAREZ, Max J., GELARO, Ronald, *et al.* MERRA: NASA's modern-era retrospective analysis for research and applications. *Journal of Climate*, 2011, vol. 24, no 14, p. 3624-3648.

[Riordan 1990] RIORDAN, Carol J., HULSTROM, Roland, et MYERS, D. R. Spectral solar radiation data base documentation. *Solar Energy Research Institute*, 1990, TR-215-3513A UC Categories: 233, 234, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : [http://rredc.nrel.gov/solar/pubs/spectral/Vol\\_1/data\\_base.html](http://rredc.nrel.gov/solar/pubs/spectral/Vol_1/data_base.html)

[Robertson 1968] ROBERTSON, Alan R. Computation of correlated color temperature and distribution temperature. *Journal of the Optical Society of America*, 1968, vol. 58, no 11, p. 1528-1535.

## S

[Saemundsson 1986] SAEMUNDSSON, Thorsteinn. Atmospheric refraction. *Sky and Telescope*, 1986, vol. 72, p. 70.

[Saha 2010] SAHA, Suranjana, MOORTHY, Shrinivas, PAN, Hua-Lu, *et al.* The NCEP climate forecast system reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2010, vol. 91, no 8, p. 1015.

[Sastri 1968] SASTRI, V. D. P. et DAS, S. R. Typical spectral distributions and color for tropical daylight. *Journal of the Optical Society of America*, 1968, vol. 58, no 3, p. 391-398.

[Sastri 1971] SASTRI, V. D. P. et MANAMOCHANAN, S. B. Spectral distribution and colour of north sky at Bombay. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1971, vol. 4, no 3, p. 381.

[Schmetz 2002] SCHMETZ, Johannes, PILI, Paolo, TJEMKES, Stephen, *et al.* An introduction to Meteosat second generation (MSG). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2002, vol. 83, no 7, p. 977.

[Serdyuchenko 2012] SERDYUCHENKO, Anna, GORSHELEV, Victor, WEBER, Mark, *et al.* Broadband Ozone Absorption Cross Sections in Near UV-Near IR. In : *67th International Symposium on Molecular Spectroscopy*. 2012.

[Simonds 1963] SIMONDS, John L. Application of characteristic vector analysis to photographic and optical response data. *Journal of the Optical Society of America*, 1963, vol. 53, no 8, p. 968-971.

[Slangen 2007] SLANGEN, Pierre, et PICART, Pascal. Capteurs à semi-conducteurs et applications - Principes de bases des capteurs d'images. *Ecole des Mines d'Alès*, 2007, Consulté sur [accès le 8 août 2016] : [http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI\\_fr\\_M05\\_C06/co/OPI\\_fr\\_M05\\_C06\\_web.html](http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M05_C06/co/OPI_fr_M05_C06_web.html)

[Slaper 1995] SLAPER, HHAJM, REINEN, H. A. J. M., BLUMTHALER, M., *et al.* Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using various instruments: A technique resolving effects of wavelength shift and slit width. *Geophysical Research Letters*, 1995, vol. 22, no 20, p. 2721-2724.

[Stuefer 1998] STUEFER, Josef F. et HUBER, Heidrun. Differential effects of light quantity and spectral light quality on growth, morphology and development of two stoloniferous *Potentilla* species. *Oecologia*, 1998, vol. 117, no 1-2, p. 1-8.

## T

[Tarrant 1968] TARRANT, A. W. S. The spectral power distribution of daylight. *Lighting Research and Technology*, 1968, vol. 33, no 3 IEStrans, p. 75-82.

[Taylor 1941] TAYLOR, A. H. et KERR, G. P. The distribution of energy in the visible spectrum of daylight. *Journal of the Optical Society of America*, 1941, vol. 31, no 1, p. 3-8.

[Toshing 2014] THOSING, Korntip, SCHREMPF, Michael, RIECHELMANN, Stefan, *et al.* Validation of spectral sky radiance derived from all-sky camera images-a case study. *Atmospheric Measurement Techniques 7 (2014)*, Nr. 7, 2014.

[Tourasse 2015] TOURASSE, Guillaume et DUMORTIER Dominique. Long Term Measurements Of Sky Spectral Irradiances And Validation Of CIE Daylight Illuminants. *CIE Manchester proc.*, 2015

## W

[Wilson 1991] WILLSON, Richard C. et HUDSON, Hugh S. The Sun's luminosity over a complete solar cycle. *Nature*, 1991, vol. 351, no 6321, p. 42-44.

[Winch 1966] WINCH, G. T., BOSHOFF, M. C., KOK, C. J., *et al.* Spectroradiometric and colorimetric characteristics of daylight in the southern hemisphere: Pretoria, South Africa. *Journal of the Optical Society of America*, 1966, vol. 56, no 4, p. 456-464.

## Y

[Young 1994] YOUNG, Andrew T. Air mass and refraction. *Applied optics*, 1994, vol. 33, no 6/2, p. 1108-1110.

## Webographie

[Web ARM] ARM Measurements. *ARM Climate Research Facility*, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://www.arm.gov/measurements>

[Web AERONET] AERONET, *Goddard Space Flight Center, NASA*, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>

[Web SURFRAD] SURFRAD Overview. *SURFRAD, NOAA*, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/grad/surfrad/overview.html>

[Web IDMP] Base de données IDMP. *IDMP ENTPE*, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://idmp.entpe.fr/vaulx/stafr.htm>

[Web Horizons] HORIZONS Web-Interface. *NASA, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology*, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>

[Web Air Rhône-Alpes] Air Rhône-Alpes. Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://www.air-rhonealpes.fr>

[Web Ogimet] OGIMET. Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://www.ogimet.com>

[Web ESRL] TEAM, ESRL *et al. ESRL Global Monitoring Division-Global Greenhouse Gas Reference Network*. 2005, Disponible sur [accès le 8 août 2016] : <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends/>





# Nomenclature

## Généralités

### Notations matricielles

$M^T$  : Transposée de la matrice  $M$

$M^{-1}$  : Inverse de la matrice  $M$

$M_{ij}$  : Valeur de la  $i$  – ième ligne et  $j$  – ième colonne de la matrice  $M$

### Notations de l'incertitude

L'incertitude à 68% (un sigma) sur les derniers digits est notée entre parenthèses. Par exemple,  $x = 112,358(13)$  signifie  $x = 112,358$  avec une incertitude  $\sigma_x = 0,013$  ou encore  $x = 112,358 \pm 0,013$ . La notation  $x = 112,358 \pm 0,013$  est utilisé si  $\sigma_x$  est de l'ordre de grandeur ou supérieur à  $x$ .

## Alphabet latin

### C, c

$C_N$	En indice, fait référence au corps noir	2.5
$C_{all}$	Coefficient d'étalonnage en valeurs absolues donnant le même poids à tous les éclairagements, en [1]	2.6.1
$C_{high}$	Coefficient d'étalonnage en valeurs absolues donnant la priorité aux forts éclairagements, en [1]	2.6.1
$C_{low}$	Coefficient d'étalonnage en valeurs absolues donnant la priorité aux éclairagements diffus, en [1]	2.6.1
$C_G$	Coefficient multiplicateur d'étalonnage en valeurs absolues des chaînes de mesures spectrales globales, en [1]	2.6.1
$C_{G,th}$	Coefficient multiplicateur d'étalonnage en valeurs absolues théorique des chaînes de mesures spectrales globales, en [1]	2.6.1
$C_{SN}$	Coefficient multiplicateur d'étalonnage en valeurs absolues de la chaîne de mesure spectrale directe normale, en [1]	2.6.1
$C_{SN,th}$	Coefficient multiplicateur d'étalonnage en valeurs absolues théorique de la chaîne de mesure spectrale directe normale, en [1]	2.6.1
$\bar{C}(\lambda)$	Moyenne pondérée des centroïdes $C_q(\lambda)$ , en [1]	3.3



## Nomenclature

$C_q(\lambda)$	Centroïde de la $q - i\grave{e}me$ partition, en [1]	3.3 à 3.5
$C_q$	Vecteur associé au centroïde $C_q(\lambda)$ , en [1]	3.5
$\widehat{C}_q(\lambda)$	Centroïde de la $q - i\grave{e}me$ partition extrapolé par ajustement SMARTS2, en [1]	3.4, 3.5
$\overline{C}_q$	Moyenne spectral du centroïde $C_q(\lambda)$ (spectre modélisé SMARTS2), en [1]	3.5
$c_q(\lambda)$	Centroïdes extrapolé $\widehat{C}_q(\lambda)$ et normalisé à une longueur d'onde de référence $\lambda_{ACP}$ , en [1]	3.5
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide, en [ $m \cdot s^{-1}$ ]	2.5
<b>D, d</b>		
$D$	Diamètre du tube limiteur de champ <i>sesn</i> , en [ $mm$ ]	2.2.1
$D$	En indice, fait référence au signal d'obscurité ( <i>dark</i> )	2.4 à 2.5
$d$	Diamètre de la particule, en [ $m$ ]	1
$d$	Diamètre du diffuseur Ocean Optics, en [ $mm$ ]	2.2.1
$d$	En indice, fait référence à la lumière naturelle ( <i>daylight</i> )	3.6
$d(s_n, C_q)$	Distance euclidienne normalisée entre le spectre normalisé $s_n(\lambda)$ de la $n - i\grave{e}me$ mesure et le centroïde $C_q(\lambda)$ de la $q - i\grave{e}me$ partition, en [1]	3.3
<b>E, e</b>		
$E$	Eclairement lumineux, en [ $lx$ ]	2.1.1
$E$	Eclairement lumineux calculé via une mesure Ocean Optics d'éclairement énergétique spectral, en [ $lx$ ]	2.4.2
$E_{inst}$	Eclairement lumineux associé à l'instrument <i>inst</i> , en [ $lx$ ]	2.6.1
$E_{evg}$	Eclairement lumineux global horizontal mesuré par la cellule LMT, en [ $lx$ ]	2.6, 2.7
$E_{seg}$	Eclairement lumineux global horizontal calculé via l'éclairement énergétique spectral global horizontal $I_{seg}(\lambda)$ , en [ $lx$ ]	2.6
$E_{evd,k}$	$k - i\grave{e}me$ éclairement lumineux diffus horizontal mesuré par la cellule LMT pour l'étalonnage en valeurs absolues, en [ $lx$ ]	2.6.1

$E_{evg,k}$	$k$ – <i>ième</i> éclairement lumineux global horizontal mesuré par la cellule LMT pour l'étalonnage en valeurs absolues, en [lx]	2.6.1
$E_{seg,k}$	$k$ – <i>ième</i> éclairement lumineux global horizontal calculé via l'éclairement énergétique spectral global horizontal $I_{seg}(\lambda)$ pour l'étalonnage en valeurs absolues, en [lx]	2.6.1
$E_{sn}'$	Eclairement direct normal estimé à partir de $E_{evd}$ et $E_{evg}$ , en [lx]	2.6.1
$E_{out[lx]}$	Estimation en sortie de chaîne d'acquisition LMT des éclairements lumineux $E_{in[lx]}$ , en [lx]	2.1.1
$E_{in[lx]}$	Eclairement lumineux idéalement perçu en entrée par la cellule LMT, en [lx]	2.1.1
$E_{mv}$	Tension de sortie de la cellule LMT associée à la mesure d'éclairements lumineux, en [mV]	2.1.1
$E_{[hlx]}$	Signal d'éclairement lumineux LMT en sortie de la centrale d'acquisition, en [hlx]	2.1.1
$E_{brut}$	Signal brut en sortie des chaînes d'acquisition LMT pour $\eta_{acq} = 1$	2.1.1
$E_{brut,ref}$	Signal brut en sortie de la chaîne d'acquisition LMT de référence pour $\eta_{acq} = 1$	2.1.1
$eed$	Fait référence à l'éclairement énergétique diffus horizontal	thèse
$eeg$	Fait référence à l'éclairement énergétique global horizontal	thèse
$eesn$	Fait référence à l'éclairement énergétique direct normal	thèse
$evd$	Fait référence à l'éclairement lumineux diffus horizontal	thèse
$evg$	Fait référence à l'éclairement lumineux global horizontal	thèse
$evge$	Fait référence à l'éclairement lumineux global vertical est	thèse
$evgn$	Fait référence à l'éclairement lumineux global vertical nord	thèse
$evgs$	Fait référence à l'éclairement lumineux global vertical sud	thèse
$evgw$	Fait référence à l'éclairement lumineux global vertical ouest	thèse
<b>F, f</b>		
$f_1$	Erreur associée à la correction cosinus	2.1.1
$f_2$	Erreur sur la réponse spectrale relative	2.1.1

**G, g**

$G(\lambda)$	Fonction de transfert globale de la chaîne de mesure, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5
$\langle G \rangle(\lambda)$	Fonction de transfert moyenne sur l'ensemble des campagnes d'étalonnage en valeurs relatives, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3
$G_{OO}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral de la chaîne de mesure Ocean Optics, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.4.1, 2.5.1
$G_{amont}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en amont de l'élargissement spectral	2.5.2
$G_{aval}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en aval de l'élargissement spectral	2.5.2
$G_{amont,OO}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en amont de l'élargissement spectral, spectromètre Ocean Optics	2.5.2
$G_{aval,OO}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en aval de l'élargissement spectral, spectromètre Ocean Optics	2.5.2
$G_{amont,REF}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en amont de l'élargissement spectral, spectromètre de référence (SPECBOS)	2.5.2
$G_{aval,REF}(\lambda)$	Fonction de transfert spectral en aval de l'élargissement spectral, spectromètre de référence (SPECBOS)	2.5.2
$\bar{G}(\lambda)$	Moyenne des $N_G$ fonctions de transfert spectral mesurés, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3
$G_k(\lambda)$	$k - ième$ fonction de transfert spectral mesuré, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3
$\bar{G}_p(\lambda)$	Moyenne des $N_{G_p}$ fonctions de transfert spectral mesurés lors de la $p - ième$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3
$\overline{G_p^2}(\lambda)$	Moyenne quadratique des $N_{G_p}$ fonctions de transfert spectral mesurés lors de la $p - ième$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3
$G_{pk}(\lambda)$	$k - ième$ fonction de transfert spectral mesuré lors de la $p - ième$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives, en $\left[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}\right]$	2.5.3

## H, h

$h$	Constante de Planck, en [J. s]	
$h$	Profondeur du tube limiteur de champ, en [mm]	2.2.1

## I, i

$I(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral diffusé (Rayleigh), en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	1.2.3.2
$I(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	2.1.1 2.4.1
$I_R(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral diffusé par diffusion Rayleigh, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	1
$I_0(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral incident réel, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	1.2.3.2, 2.1, 2.5
$I_{CN}(\lambda, T)$	Loi de Planck : éclairement énergétique spectral issu d'un corps noir de température $T$	2.5.2
$I_n(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral de la $n - ième$ mesure, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	3.5
$I_{OO}(\lambda)$	Résultat de mesure Ocean Optics d'éclairement énergétique spectral, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	2.5.1
$I_{REF}(\lambda)$	Résultat de mesure du spectromètre de référence (SPECBOS) d'éclairement énergétique spectral, en [W.m <sup>-2</sup> .nm <sup>-1</sup> ]	2.5.1
$I_{specbos}$	Eclairement énergétique mesuré par le SPECBOS 1211UV, en [W.m <sup>-2</sup> ]	2.1.3
$I_{eed}$	Eclairement énergétique diffus, en [W.m <sup>-2</sup> ]	3.2
$I_{eesn}$	Eclairement énergétique direct normal, en [W.m <sup>-2</sup> ]	3.2
$I_{eesn_0}$	Eclairement énergétique direct normal extraterrestre, en [W.m <sup>-2</sup> ]	3.2

## J, j

$\bar{J}$	Moyenne des intégrales spectrales des fonctions de transfert des campagnes d'étalonnage en valeurs relatives, en [ $\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-2}}$ ]	2.5.3
-----------	--	-------

## Nomenclature

$J_p$	Intégrale spectrale de la fonction de transfert de la $p - i\text{ème}$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives, en $[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-2}}]$	2.5.3
<b>K, k</b>		
$K$	Matrice de variance-covariance des centroïdes extrapolés normalisés $c_q(\lambda)$	3.5
$K(\varepsilon, \Delta)$	Nombre de coefficients $M_{nk}(\varepsilon, \Delta)$ dans le domaine élémentaire autour du couple d'indices $(\varepsilon, \Delta)$	3.6
$K_B$	Somme du signal brut total dans la zone aveugle, en taux $[s^{-1}]$	2.4.1
$K_D$	Somme du signal d'obscurité dans la zone aveugle, en taux de comptage $[s^{-1}]$	2.4.1
$K_M$	Efficacité lumineuse maximale photopique à $\lambda = 555 \text{ nm}$ , $K_M = 683,002 \text{ lm.W}^{-1}$	2.1.1
$k$	En indice, fait référence à la $k - i\text{ème}$ mesure	2.5, 2.6
$k_B$	Constante de Boltzmann, en $[J.K^{-1}]$	2.5
<b>L, l</b>		
$L(\theta, \varphi)$	Luminance au coordonnées sphériques $\theta, \varphi$ , en $[cd.m^{-2}]$	2.6.1
$L_0$	Valeur de luminance uniforme, en $[cd.m^{-2}]$	2.6.1
$l$	En indice, fait référence à la $l - i\text{ème}$ longueur d'onde des spectres mesurés	3.4, 3.5
<b>M, m</b>		
$M_1(T_{cp})$	Coefficient scalaire associé au spectre propre $S_1(\lambda)$ et fonction de la température de couleur proximale $T_{cp}$ , originairement défini par Judd <i>et al.</i> [Judd 1964], en [1]	3.1
$M_n$	Coefficient scalaire associé au spectre propre $S_n(\lambda)$ , en [1]	3.6
$\overline{M}_n(p)$	Barycentre des coefficients $M_n$ associés au spectre propre $S_n(\lambda)$ en fonction de la valeur du paramètre externe $p$ , en [1]	3.6
$\widehat{M}_n(p)$	Fonction paramétrique ajustant les coefficients $M_n$ associés au spectre propre $S_n(\lambda)$ en fonction de la valeur du paramètre externe $p$ , en [1]	3.6

$\widehat{M}_q$	Vecteur des coefficients $M_{qn}$ estimé par MCP ou MCO, en [1]	3.5
$M_{qn}$	Coefficient scalaire associé au spectre propre $S_n(\lambda)$ pour l'estimation du $q - ième$ spectre, en [1]	3.5
$m$	Rapport d'indices (diffusion de Mie)	1.2.3.3
$m$	Masse d'air optique relative, en [1]	3.2
<b>N, n</b>		
$\mathcal{N}_{abs}$	Nombre de mesures utilisées pour l'étalonnage en valeurs absolues des voies spectrales globales horizontales	2.6.1
$\mathcal{N}_{bits}$	Nombre de bits de numérisation	2.3.2
$\mathcal{N}_C$	Nombre de campagnes d'étalonnage en valeurs relatives	2.5.3
$\mathcal{N}_d$	Nombre de dimensions de l'analyse en composantes principales (1220)	3.5
$\mathcal{N}_{\lambda E}$	Nombre de longueur d'onde des spectres extrapolés par ajustement SMARTS2 (1221 pour <i>seg</i> )	3.4, 3.5
$\mathcal{N}_{\lambda M}$	Nombre de longueur d'onde de la mesure spectrale Ocean Optics (651 pour USB650 et 3648 pour USB4000)	2.2.3, 3.3
$\mathcal{N}_{\lambda Q}$	Nombre de longueur d'onde de la mesure spectrale conservé par le contrôle qualité (601 pour USB650)	2.7, 3.3
$\mathcal{N}_M$	Nombre de mesures par minute par un spectromètre Ocean Optics	2.3, 2.4
$\mathcal{N}_p$	Nombre de partitions produites par l'agrégation (1175)	3.3 à 3.5
$N_G$	Nombre de fonctions de transfert spectral	2.5.3
$N_{Gp}$	Nombre de fonctions de transfert spectral mesurés lors de la $p - ième$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives	2.5.3
$N$	Nombre de spectres propres retenus (3 pour Tourasse <i>et al.</i> 2015 et 2 pour CIE 2004)	3.5
$N_{eff}(\tau)$	Nombre de <i>counts</i> maximum, moyenné sur l'ensemble des photosites, réellement accessible à la mesure par un spectromètre en fonction du temps d'intégration $\tau$	2.3.2
$N_{max}$	Nombre de <i>counts</i> maximum mesuré par un spectromètre (à saturation du photosite)	2.3.2
$N_D(\tau)$	Nombre de <i>counts</i> du signal d'obscurité en fonction du temps d'intégration $\tau$	2.3.2

## Nomenclature

$\overline{N}_D(\tau)$	Nombre de <i>counts</i> du signal d'obscurité, moyenné sur l'ensemble des photosites, en fonction du temps d'intégration $\tau$	2.3.2
$N_D(\lambda)$	Spectre brut, en nombre de <i>counts</i> [1]	2.3, 2.4
$\overline{N}_D(\lambda)$	Spectre brut moyenné sur la minute, en nombre de <i>counts</i> [1]	2.4
$N_q$	Nombre de spectres de la $q - i\grave{e}me$ partition	3.3
$N_S(\tau)$	Nombre de <i>counts</i> associé au signal d'intérêt issu de la source lumineuse, en [1]	2.3.3
$N_T(\lambda)$	Spectre brut (total : signal d'obscurité et source lumineuse) en nombre de <i>counts</i> , en [1]	2.4.1
$\overline{N}_T(\lambda)$	Spectres bruts mesurés moyenné sur la minute, en <i>counts</i> [1]	2.4.1
$n$	En indice, fait référence au $n - i\grave{e}me$ spectre	
$n(\lambda)$	Indice de réfraction du milieu, en [1]	1.2.3
$n(\lambda)$	Spectre brut, en taux de comptage [ $s^{-1}$ ]	2.5
$n$	Taux de comptage, en [ $s^{-1}$ ]	
$n_D$	Taux de comptage du signal d'obscurité, constant si température constante, en [ $s^{-1}$ ]	2.3
$\overline{n}_D(\lambda)$	Spectre de taux comptage moyen du signal d'obscurité, en [ $s^{-1}$ ]	2.4
$\overline{n}_D'(\lambda)$	Spectre de taux comptage moyen du signal d'obscurité, corrigé sur la bande spectrale aveugle, en [ $s^{-1}$ ]	2.4
$\overline{n}_{Dp}(\lambda)$	Spectre de taux comptage moyen du signal d'obscurité de la $p - i\grave{e}me$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives, en [ $s^{-1}$ ]	2.5.3
$n_{OO}(\lambda)$	Spectre brut mesuré par un spectromètre Ocean Optics, en taux de comptage [ $s^{-1}$ ]	2.5.1
$n_S$	Taux de comptage associé à la source lumineuse, en [ $s^{-1}$ ]	2.3.2, 2.3.3
$\overline{n}_S(\lambda)$	Taux de comptage associé à la source lumineuse moyenné sur une minute, en [ $s^{-1}$ ]	2.5.3
$n_T$	Taux de comptage total : signal d'obscurité et source, en [ $s^{-1}$ ]	2.3.2
$\overline{n}_T(\lambda)$	Taux de comptage total moyenné sur une minute : signal d'obscurité et source, en [ $s^{-1}$ ]	2.4.1, 2.5.3

$n_c$	Indice de réfraction du cœur de la fibre optique, en [1]	2.2.4
$n_g$	Indice de réfraction de la gaine de la fibre optique, en [1]	2.2.4
$n_s$	Indice de réfraction d'une particule sphérique (diffusion de Mie), en [1]	1.2.3.3
<b>O, o</b>		
$OO$	En indice, fait référence aux spectromètres Ocean Optics	
<b>P, p</b>		
$P$	Matrice diagonale de pondération des centroïdes extrapolés normalisés $c_q(\lambda)$	3.5
$P(X_{j+1} X_j)$	Probabilité d'apparition de $X_{j+1}$ sachant $X_j$	3.4
$p$	En indice, fait référence à la $p - ième$ campagne de mesures	2.5
$p$	Paramètre colorimétrique ou environnemental quelconque	3.6
$p$	Paramètre de la condition de Métropolis	3.4
<b>Q, q</b>		
$Q_n$	Qualité de représentation de la variabilité des centroïdes par le $n - ième$ spectre propre $S_n(\lambda)$	3.5
$q$	En indice, fait référence à la $q - ième$ partition	3.3 à 3.5
<b>R, r</b>		
$\mathcal{R}(\lambda)$	Fonction de résolution spectrale du spectromètre, en [1]	2.5.2
$\mathcal{R}_{OO}(\lambda)$	Fonction de résolution spectrale du spectromètre Ocean Optics, en [1]	2.5.2
$\mathcal{R}_{REF}(\lambda)$	Fonction de résolution spectrale du spectromètre de référence (SPECBOS 1211UV), en [1]	2.5.2
$\mathcal{R}^{\mathcal{N}_{\lambda E}}$	Repère orthonormé de dimension $\mathcal{N}_{\lambda E}$ , noté $\mathcal{R}$ par simplification, en [1]	3.5
$R$	Distance à la particule (Rayleigh), en [m]	1.2.3.2
$R(\theta, \varphi, \lambda)$	Luminance énergétique spectrale (radiance) aux coordonnées sphériques $\theta, \varphi$ , en [ $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$ ]	2.1.1.1 et 2.1.3



## Nomenclature

$\overline{R^2}_N$	Coefficient de détermination moyen des régressions par $N$ vecteurs propres, en [1]	3.5
<i>REF</i>	Fait référence à l'instrument de référence	2.1.1
<i>RMSE/C</i> ( $\lambda$ )	Erreurs relatives types des ajustements $S_q(\lambda)$ des spectres $C_q(\lambda)$ , en [1]	3.5
<i>RMSE/<math>\bar{C}</math></i> ( $\lambda$ )	Erreurs relatives aux moyennes $\overline{C}_q$ types des ajustements $S_q(\lambda)$ des spectres $C_q(\lambda)$ , en [1]	3.5
<i>r</i>	Rayon d'une particule sphérique (Mie), en [ $m$ ]	1.2.3.3
<b>S, s</b>		
<i>S</i>	En indice, signifie « Source » (fait référence au signal produit par la source de rayonnement)	
<i>S</i>	Matrice des $\mathcal{N}_d$ spectres propres de l'ACP	3.5
<i>S</i> ( $\lambda$ )	Spectre relatif de la lumière naturelle obtenu par combinaison linéaire des spectres moyen $S_0(\lambda)$ et propres $S_n(\lambda)$ , en [1]	3.1
$S_0(\lambda)$	Spectre moyen issu de l'ACP, en [1]	3.1, 3.5
$S_n(\lambda)$	$n - i\grave{e}me$ spectre propre issu de l'ACP, en [1]	3.1, 3.5
$S_q(\lambda)$	Estimation $S(\lambda)$ du $q - i\grave{e}me$ centroïde $C_q(\lambda)$ obtenu par combinaison linéaire des spectres moyen $S_0(\lambda)$ et propres $S_n(\lambda)$ , en [1]	3.5
$s_f(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral normalisé par son intégrale spectrale, en [1]	3.3
$s_n(\lambda)$	Eclairement énergétique spectral normalisé à 555 nm, associé à la $n - i\grave{e}me$ mesure $I_n(\lambda)$ , en [1]	3.3
$s_{qn}(\lambda)$	$n - i\grave{e}me$ spectre normalisé à 555 nm, associé à la $q - i\grave{e}me$ partition, en [1]	3.3
<i>seg</i>	Fait référence à l'éclairement énergétique spectral global horizontal	thèse
<i>sege</i>	Fait référence à l'éclairement énergétique spectral global vertical est	thèse
<i>segs45</i>	Fait référence à l'éclairement énergétique spectral global sud à 45° de hauteur	thèse
<i>sesn</i>	Fait référence à l'éclairement énergétique spectral direct normal	thèse

$SNR$	<i>Signal Noise Ratio</i> : Rapport signal sur bruit	2.3.3
$SNR_M$	Rapport signal sur bruit de la méthode « multiples »	2.3.3
$SNR_S$	Rapport signal sur bruit de la méthode « simple »	2.3.3
$\frac{SOURCE}{OO}$	En indice, pour la chaîne Ocean Optics, à partir d'une source étalonnée	2.5
$\frac{SPECBOS}{OO}$	En indice, pour la chaîne Ocean Optics, à partir d'une mesure du SPECBOS 1211UV	2.5
<i>specbos</i>	En indice, fait référence au spectromètre SPECBOS 1211UV	2.5
<b>T, t</b>		
$T$	En indice, signifie « Total »	
$T$	Température, en [K]	
$T_{cp}$	Température de couleur proximale, en [K]	3.1, 3.2, 3.6
$T_M$	Température de l'algorithme de Metropolis, recuit simulé, en [1]	3.3
<i>th</i>	En indice, fait référence à « théorique »	2.5, 2.6
<b>U, u</b>		
$u', v'$	Coordonnées chromatiques du diagramme de chromaticité CIE 1976	3.2, 3.6
<b>V, v</b>		
$V(\lambda)$	Efficacité lumineuse spectrale relative	2.1.1
$V_{res}(C_q, \widehat{C}_q)$	Variance résiduelle entre le centroïde $C_q(\lambda)$ et son estimation par la modélisation SMARTS2 $\widehat{C}_q(\lambda)$ , en [1]	3.4
$V_{n,res,loc}$	Variance résiduelle local	3.6
<b>W, w</b>		
$W$	Matrice des centroïdes extrapolés normalisés $c_q(\lambda)$ centrés en $S_0(\lambda)$	3.5

## Nomenclature

### X, x

$X, Y, Z$	Coordonnées trichromatiques du modèle CIE 1931	3.2
$\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$	Fonctions colorimétriques de l'observateur CIE 1931 de référence	3.2, 3.6
$x, y$	Coordonnées chromatiques du diagramme de chromaticité CIE 1931	3.1, 3.2, 3.6
$x_d, y_d$	Coordonnées chromatiques du diagramme de chromaticité CIE 1931 de la lumière naturelle ( $d$ : <i>daylight</i> )	3.1, 3.2, 3.6

### Z, z

$Z$	Angle zénithal du Soleil, en [ <i>rad</i> ]	3.2
-----	---	-----

## Alphabet grec

### A, $\alpha$

$\alpha_{\odot}$	Hauteur du soleil, en [ <i>rad</i> ]	2.6.1
------------------	--------------------------------------	-------

### $\Gamma, \gamma$

$\Gamma(\lambda)$	Coefficient correctif d'une chaîne de mesure spectrale, en [ $\frac{W.m^{-2}.nm^{-1}}{s^{-1}}$ ]	2.5.2
$\Gamma_{\frac{SOURCE}{OO}}(\lambda)$	Coefficient correctif de la chaîne Ocean Optics, à partir d'une source étalonnée, en [ $\frac{W.m^{-2}.nm^{-1}}{s^{-1}}$ ]	2.5.2
$\Gamma_{\frac{SPECBOS}{OO}}(\lambda)$	Coefficient correctif de la chaîne Ocean Optics à partir d'une mesure du SPECBOS 1211UV, en [ $\frac{W.m^{-2}.nm^{-1}}{s^{-1}}$ ]	2.5.2
$\Gamma_{OO}(\lambda)$	Coefficient correctif de la chaîne Ocean Optics, en [ $\frac{W.m^{-2}.nm^{-1}}{s^{-1}}$ ]	2.5.1
$\Gamma_{OO,th}(\lambda)$	Coefficient correctif théorique de la chaîne Ocean Optics, en [ $\frac{W.m^{-2}.nm^{-1}}{s^{-1}}$ ]	2.5.2

$\Delta, \delta$		
$\Delta$	Luminosité du ciel des modèles de Perez <i>et al.</i>	3.2
$\Delta C/\bar{C}(\lambda)$	Résidus relatifs aux moyennes $\bar{C}_q$ moyens des ajustements $S_q(\lambda)$ des spectres $C_q(\lambda)$	3.5
$\Delta C/C(\lambda)$	Résidus relatifs moyens des ajustements ( $\widehat{C}_q(\lambda)$ § 3.4 ou $S_q(\lambda)$ § 3.5) des spectres $C_q(\lambda)$ , en [1]	3.4, 3.5
$\Delta\theta$	Erreur sur l'orientation du traqueur solaire STR-22	2.1.2
$\Delta\theta_{0\%}$	Ouverture angulaire du champ de vision de zone d'ombre	2.2.1
$\Delta\theta_{100\%}$	Ouverture angulaire du champ de vision de zone claire	2.2.1
$\Delta\lambda$	Largeur à mi-hauteur de la résolution spectrale, en [nm]	2.5
$E, \varepsilon$		
$\varepsilon$	Clarté du ciel des modèles de Perez <i>et al.</i>	3.2
$\varepsilon_p(\theta)$	Efficacité de perception de la zone de pénombre du tube limiteur de champs <i>sesn</i> , en [1]	2.2.1
$H, \eta$		
$\eta_{LMT}$	Sensibilité globale de la cellule LMT, en [ $mV \cdot lx^{-1}$ ]	2.1.1
$\eta_{LMT,ref}$	Sensibilité globale de la cellule LMT de référence, en [ $mV \cdot lx^{-1}$ ]	2.1.1
$\eta_{acq}$	Coefficient correctif de la centrale d'acquisition, en [ $lx \cdot mV^{-1}$ ]	2.1.1
$\Theta, \theta$		
$\theta$	angle entre la direction du rayonnement incident et celui perçu (Rayleigh)	1.2.3.2
$\theta, \varphi$	Angles des coordonnées sphériques	2.1, 2.6
$\theta_{seuil}$	Angle critique de réflexion dans le cœur d'une fibre optique	2.2.4
$K, \kappa$		
$\kappa_n$	Valeur propre associée au $n - ième$ spectre propre $S_n(\lambda)$ , inertie sur $S_n(\lambda)$	3.5

## Nomenclature

$\kappa_T$	Inertie totale de l'ACP	3.5
$\Lambda, \lambda$		
$\lambda$	Longueur d'onde, en [nm]	thèse
$\lambda_{ACP}$	Longueur d'onde de référence pour la normalisation des centroïdes de l'ACP	3.5
$\lambda_{bleu}$	Longueur d'onde quelconque dans le bleu et distincte de $\lambda_{rouge}$	2.1.3
$\lambda_{rouge}$	Longueur d'onde quelconque dans le rouge et distincte de $\lambda_{bleu}$	2.1.3
$\Xi, \xi$		
$\xi(\theta)$	Sensibilité angulaire de symétrie axiale, en [1]	2.1.3, 2.6.1
$\xi_{evg}(\theta)$	Sensibilité angulaire de la chaîne de mesure d'éclairement lumineux global horizontal, en [1]	2.6.1
$\xi_{seg}(\theta)$	Sensibilité angulaire de la chaîne de mesure d'éclairement énergétique spectral global horizontal, en [1]	2.6.1
$\xi_{specbos}(\theta)$	Sensibilité angulaire du spectromètre SPECBOS 1211UV, en [1]	2.1.3
$\Sigma, \sigma$		
$\Sigma Q_N$	Qualité de représentation cumulée par les $N$ premiers spectres propres	3.5
$\Sigma_q$	Matrice diagonale des variances du spectre $C_q$	3.5
$\sigma_{K_B/K_D}$	Incertitude sur le coefficient de correction du signal d'obscurité, en [1]	2.4.1
$\sigma_{\overline{\eta_{LMT}}}$	Incertitude de la moyenne $\overline{\eta_{LMT}}$	2.1.1
$\sigma_{\overline{n_D}}(\lambda)$	Incertitude de la moyenne du taux de comptage du signal d'obscurité $n_D(\lambda)$	2.4.1
$\sigma_B(\lambda)$	Composante de l'incertitude sur la fonction de transfert final $\sigma_G(\lambda)$ liée au bruit de mesure sur l'ensemble des campagnes d'étalonnage en valeurs relatives, en $[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}]$	2.5.3

$\sigma_C(\lambda)$	Ecart type moyen de l'ensemble des distributions $\sigma_{Cq}(\lambda)$ des $\mathcal{N}_p$ partitions, en [1]	3.3
$\sigma_{Cq}(\lambda)$	Ecart type de la distribution des spectres normalisés $s_{qn}(\lambda)$ au sein de la $q - i\grave{e}me$ partition, en [1]	3.3
$\sigma_D(\tau)$	Bruit (de grenaille) associé aux <i>counts</i> du signal d'obscurité, en [1]	2.3.2
$\sigma_G(\lambda)$	Ecart type final de la fonction de transfert de la chaine Ocean Optics de l'étalonnage en valeurs relatives, en $[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}]$	2.4.1, 2.5.3
$\sigma_{\bar{G}}(\lambda)$	Incertitude de la moyenne de la fonction de transfert $\bar{G}(\lambda)$	2.5.3
$\sigma_{G_p}(\lambda)$	Incertitude de la fonction de transfert de la $p - i\grave{e}me$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives	2.5.3
$\sigma_{\bar{G}_p}(\lambda)$	Incertitude de la moyenne de la fonction de transfert de la $p - i\grave{e}me$ campagne d'étalonnage en valeurs relatives	2.5.3
$\sigma_I(\lambda)$	Incertitude de l'éclairement énergétique spectral, en $[W.m^{-2}.nm^{-1}]$	2.4.1, 3.5
$\sigma_p(\lambda)$	Ecart type total de l'ensemble des partitions tenant compte de la distribution moyenne $\sigma_C(\lambda)$ au sein des partitions et de l'incertitude de mesure moyenne $\sigma_S(\lambda)$ des spectres des partitions, en [1]	3.4
$\sigma_{pq}(\lambda)$	Ecart type total de la $q - i\grave{e}me$ partition tenant compte de la distribution moyenne $\sigma_{Cq}(\lambda)$ au sein des partitions et de l'incertitude de mesure moyenne $\sigma_{Sq}(\lambda)$ des spectres des partitions, en [1]	3.5
$\sigma_{n_S}(\lambda)$	Ecart-type spectral associé au taux de comptage issu de la source lumineuse $n_S(\lambda)$ , en $[s^{-1}]$	2.5.3
$\sigma_{n_T}(\lambda)$	Ecart-type spectral associé au taux de comptage total $n_T(\lambda)$ (du signal d'obscurité et du signal issu de la source lumineuse), en $[s^{-1}]$	2.4.1, 2.5.3
$\sigma_{num}$	Bruit de numérisation	2.2.3, 2.3.2
$\sigma_R(\lambda)$	Composante de l'incertitude sur la fonction de transfert final $\sigma_C(\lambda)$ liée aux problèmes de reproductibilité et de dérive instrumentale sur les campagnes d'étalonnage en valeurs relatives, en $[\frac{s^{-1}}{W.m^{-2}.nm^{-1}}]$	2.5.3
$\sigma_S(\tau)$	Bruit (de grenaille) associé aux <i>counts</i> du signal produit par la source lumineuse, en [1]	2.3.2

## Nomenclature

$\sigma_{s_f}(\lambda)$	Ecart type de l'ensemble des spectres normalisés par leur intégrale spectrale $s_f(\lambda)$ , en [1]	3.3
$\sigma_{s_n}(\lambda)$	Incertitude de la $n - ième$ mesure $I_n(\lambda)$ normalisée par $I_n(\lambda = 555 \text{ nm})$ , en [1]	3.3
$\sigma_{s_{qn}}(\lambda)$	Incertitude de mesure normalisée du $n - ième$ spectre normalisée de la $q - ième$ partition (correspond à $\sigma_{s_n}(\lambda)$ avec l'identifiant de la partition), en [1]	3.3
$\sigma_{s_q}(\lambda)$	Incertitude de mesure normalisée moyenne des spectres $s_{qn}(\lambda)$ de la $q - ième$ partition, en [1]	3.3
$\sigma_s(\lambda)$	Ecart type moyen associé aux incertitudes de mesure normalisée $\sigma_{s_q}(\lambda)$ des $\mathcal{N}_p$ partitions, en [1]	3.3
$\sigma_T(\tau)$	Bruit de mesure total associé aux <i>counts</i> du signal d'obscurité et du signal issu de la source lumineuse, en [1]	2.3.2, 2.3.3
<b>T, <math>\tau</math></b>		
$\tau$	Temps d'intégration, en [s]	2.3
$\tau_0$	Temps d'intégration élémentaire fixé par spectromètre Ocean Optics, en [s]	2.4
<b>X, <math>\chi</math></b>		
$\chi$	Paramètre de taille de la diffusion de Mie	1.2.3.3
<b><math>\Omega, \omega</math></b>		
$\Omega_{\odot}$	Angle solide occupé par le soleil, en [sr]	2.2.1
$\Omega_{\xi}$	Angle solide de perception, en [sr]	2.6.1
$\Omega_{\xi,inst}$	Angle solide de perception de l'instrument <i>inst</i> , en [sr]	
$\Omega_{\xi,seg}$	Angle solide de perception de la chaîne de mesure d'éclairement énergétique spectral global horizontal, en [sr]	2.2.1
$\Omega_{\xi,sesn}$	Angle solide de perception de la chaîne de mesure d'éclairement énergétique spectral direct normal, en [sr]	2.2.1
$\Omega_{\xi,specbos}$	Angle solide de perception du spectromètre SPECBOS 1211UV, en [sr]	2.1.3
$\omega_{high,k}$	Coefficient de pondération de la $k - ième$ mesure associé au calcul du coefficient d'étalonnage en valeurs absolues $C_{high}$	2.6.1

$\omega_{low,k}$	Coefficient de pondération de la $k - ième$ mesure associé au calcul du coefficient d'étalonnage en valeurs absolues $C_{low}$	2.6.1
$\omega_{N_q}$	Coefficient de pondération (normalisée) par la population de la $q - ième$ partition, en [1]	3.3, 3.5
$\omega_n(\lambda_l)$	Coefficient de pondération spectrale associé à l'incertitude de mesure $\sigma_{s_n}(\lambda_l)$ du $n - ième$ spectre $s_n(\lambda_l)$ , en [1]	3.3
$\omega_q(\lambda_l)$	Coefficient de pondération spectrale du centroïde de la $q - ième$ partition, tenant compte de la distribution des spectres au sein de la partition $\sigma_{c_q}(\lambda)$ et de leur incertitude de mesure moyenne $\sigma_{sq}(\lambda)$ , en [1]	3.4