Reconstruction du spectre UV solaire en vue de la caractérisation des environnements planétaires

Gaël Cessateur

▶ **To cite this version:**

Gaël Cessateur. Reconstruction du spectre UV solaire en vue de la caractérisation des environnements planétaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université d'Orléans, 2011. Français. NNT : . tel-00988360

HAL Id: tel-00988360

https://theses.hal.science/tel-00988360

Submitted on 7 May 2014

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.

PUCVL
Pôle Universités
Centre Val de Loire

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

UNIVERSITE D'ORLEANS

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Laboratoire de Physique et de Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E)

THÈSE présentée par :

Gaël CESSATEUR

soutenue publiquement le **17 octobre 2011**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : **Sciences de l'Univers**

Reconstruction du spectre UV solaire en vue de la caractérisation des environnements planétaires

JURY :

M. Alessandro SPALLICCI	Professeur, Université d'Orléans	Président du jury
M. David BERGHMANS	Workleader, Observatoire Royal de Belgique	Rapporteur
M. François LEBLANC	Chargé de Recherche, LATMOS	Rapporteur
M. Jean-François HOCHEDEZ	Directeur de Recherche, LATMOS	Examinateur
M. Joël PONCY	Ingénieur de Recherche, Thales Alenia Space	Examinateur
M. Thierry DUDOK de WIT	Professeur, Université d'Orléans	Directeur de thèse
M. Jean LILENSTEN	Directeur de Recherche, IPAG	Directeur de thèse

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier chaleureusement mes deux directeurs de thèse, Thierry Dudok de Wit et Jean Lilensten, qui m'ont accompagné pendant ces trois années. Je considère cette chance extraordinaire de vous avoir eu comme directeurs de thèse. Merci donc pour tous ces moments passés à discuter (de science mais aussi d'autres choses), de m'avoir appris énormément de choses, et surtout de toujours avoir eu confiance en mon travail. Merci donc pour tous ces moments de partages, de grande écoute et bien plus encore ! Je suis tout à fait partant pour renouveler ce contrat de trois années supplémentaires ! ! !

Je remercie tout spécialement Matthieu Kretszchmar, qui m'a fait découvrir le monde de la science lors de mon stage de M2, et qui m'a vraiment donné envie de continuer en thèse par la suite. Toujours présent, toujours critique et constructif, merci pour ton encadrement et cette bonne humeur toujours présente (et surtout pour m'avoir tout appris sur IDL) !

Je remercie David Berghmans et François Leblanc d'avoir pris le temps de rapporter ce travail de thèse ainsi que les autres membres de jury, Jean-François Hochedez, Joël Poncy et Alessandro Spallicci.

J'ai eu la chance de pouvoir effectuer cette thèse dans deux laboratoires : je remercie Michel Tagger, directeur du LPC2E sur Orléans ainsi que Jean-Louis Monin, directeur de l'IPAG sur Grenoble de m'avoir si bien accueilli. Je remercie également Ronald Van der Linden, directeur de l'observatoire royale de Belgique, pour m'avoir accueilli en décembre 2010. Merci également à Marie Dominique, Ali BenMoussa et Anne Vandersyppe.

Je remercie particulièrement Jean de m'avoir donné l'occasion de découvrir le royaume des ours blancs, le Svalbard, alors tout nouveau thésard. Merci également à Hélène, Mathieu, Frédéric et Yves, les autres membres de cette expédition polaire !

Au cours de ces deux années et demi passés au sein du LPC2E, je ne peux que souligner l'excellente ambiance dont j'ai pu profiter, notamment dans la salle des thésards ! Merci donc à tous ces joueurs de counter en herbe du midi ! La liste de ces joueurs expérimentés est maintenant trop longue, mais tous se reconnaîtront ! Un énorme merci pour Julien Fessart, pour tous ces nombreux moments passés au labo et surtout hors du labo : toutes ces soirées philosophiques/geek/culinaire/wii-linuxiennes me manquent déjà ! Merci à Xavier et à Jean-Yves pour tous leurs précieux conseils ! Merci à toute la joyeuse bande : Grégory, Yassine, Mouss, Rémi, Véronica, Hugo, Jérémy pour la bonne ambiance sur toutes ces maps !

Je tiens à remercier également toute l'équipe Astro, spécialement Gilles Theureau et Ismaël Cognard, pour m'avoir si bien accueilli dans leur équipe, et pour m'avoir donné l'occasion d'enseigner en astronomie à la fois au radiotélescope de Nancay et à l'université d'Orléans.

Je remercie également Loïc Burnel et Emannuel Truong pour m'avoir accompagné lors de mon monitorat à l'IUT d'Orléans. Ce fut une expérience très enrichissante qui me tarde de pouvoir renouveler un jour !

Je remercie le sécrétariat, spécialement Isabelle, pour toutes les démarches administratifs !

Bien que mon séjour sur Grenoble soit assez bref (10 mois quant même), j'ai fait la connaissance d'une équipe dynamique et extrêment sympathique. J'ai eu aussi la bonne surprise de retrouver quelques amis ingénieurs, eux aussi en thèse. Merci à Nico l'aveugle, Thomas et spécialement à Yann (heureusement dans un sens qu'il y avait une cloison pour nous séparer :-)), à Hélène (encore !), Ulysse, Flo, Jean-Yves, Xavi, et Alex (dont la suceptibilité n'a d'égale que son coup droit en tennis) pour tous ces bons moments ! Merci également à Cyril (entre autre pour m'avoir fait un peu sortir du ROB !) et Guillaume G. pour tous ces moments de partage !

Je remercie très chaleureusement mes parents et mes grands parents. Merci donc pour avoir toujours été présent à mes côtés, et surtout de toujours croire en moi et toujours su que je pouvais réussir ! Merci pour tout ce soutien et surtout de votre présence qui m'ont bien plus qu'aidé pendant ces trois années de thèse !

Je remercie très affectueusement Albane, de m'avoir toujours encouragé et supporté, tout spécialement ces quelques derniers mois de rédaction entre Grenoble et Montélimar ! Merci d'avoir été plus que présente pour moi et d'avoir partager tout ce stress surtout ! Tout était un peu plus facile à deux !

Merci donc à ma famille d'avoir toujours eu confiance en moi, et surtout d'avoir pu assister à ma soutenance de thèse et partager ce moment très spécial de ma vie de tout jeune chercheur. Il n'y avait pas de plus beau cadeau !

Sommaire

1 Introduction **1**

1.1 Le Soleil, notre étoile . . . 1
1.1.1 Structure interne du Soleil . . . 2
1.1.2 Le champ magnétique . . . 4
1.1.3 L'atmosphère solaire . . . 5
1.2 L'irradiance solaire spectrale . . . 9
1.2.1 Introduction . . . 9
1.2.2 Le rayonnement UV . . . 10
1.2.3 Mécanismes de formation du rayonnement UV . . . 10
1.2.3.1 L'état d'excitation . . . 12
1.2.3.2 L'état d'ionisation . . . 13
1.2.3.3 Processus d'émission . . . 13
1.2.3.4 Formation du continuum . . . 14
1.3 L'activité solaire . . . 15
1.3.1 Phénomènes périodiques . . . 15
1.3.2 Phénomènes transitoires . . . 17
1.3.3 La cohérence spectrale . . . 18
1.4 Impact du flux solaire sur les atmosphères planétaires . . . 20
1.4.1 Introduction . . . 20
1.4.2 Comment modéliser cet impact ? . . . 21
1.4.3 Météorologie de l'espace . . . 23
1.4.4 Lien avec le climat ? . . . 25
1.5 Organisation de la thèse . . . 27

2 Modèles d'irradiance pour l'UV **29**

2.1 Les campagnes d'observation . . . 29
2.2 Les modélisations de la variabilité de l'irradiance solaire UV . . . 32
2.2.1 L'UV Lointain (FUV) et Moyen (MUV) . . . 34
2.2.2 L'Extrême UV (EUV) . . . 38
2.2.3 Pertinence des Modélisations Empiriques avec des Indices . . . 44
2.3 Un espoir sans indices ? . . . 47
2.3.1 Philosophie de Travail . . . 47
2.3.2 Les données d'irradiance . . . 48
2.3.2.1 Origine des Données . . . 48
2.3.2.2 Composition du jeu de données . . . 49
2.3.2.3 Étalonnage et Dégradation des Instruments . . . 50
2.4 Conclusion . . . 51

3 Approches Statistiques **53**
3.1 Introduction . . . 53
3.2 Présentation des Méthodes . . . 54
3.2.1 Méthode de décomposition . . . 55
3.2.2 Méthode de classification . . . 58
3.3 Applications des Méthodes aux Données d'Irradiance . . . 60
3.3.1 Grandes Échelles de Temps . . . 61
3.3.1.1 Distribution des Poids Statistiques . . . 61
3.3.1.2 Analyse des modes . . . 61
3.3.2 Petites Échelles de Temps . . . 67
3.3.2.1 Distribution des Poids Statistiques . . . 67
3.3.2.2 Analyse des modes . . . 68
3.4 Conclusions . . . 74

4 Reconstruction du flux UV **77**
4.1 Introduction . . . 77
4.1.1 Présentation du modèle . . . 78
4.1.2 Simulation des réponses . . . 81
4.2 Bandes passantes fictives . . . 81
4.2.1 Définition d'une stratégie . . . 83
4.2.2 Mise à l'épreuve . . . 85
4.2.3 Limitations de cette approche . . . 88
4.3 Bandes passantes réelles . . . 91
4.3.1 Description des bandes passantes . . . 91
4.3.2 Application de notre stratégie . . . 94
4.3.2.1 Petites échelles de temps . . . 94
4.3.2.2 Grandes échelles de temps . . . 96
4.3.3 Quelques exemples de reconstruction . . . 98
4.4 Mise en pratique . . . 103
4.5 Bilan et perspectives . . . 106

5 Perspectives Instrumentales **109**
5.1 Aspects Technologiques . . . 110
5.1.1 A propos des détecteurs . . . 110
5.1.1.1 Quels matériaux ? . . . 110
5.1.1.2 Les différentes architectures . . . 113
5.1.1.3 Conclusions . . . 114
5.1.2 Dégradation des bandes passantes . . . 114
5.1.2.1 Contamination des filtres . . . 114
5.1.2.2 Changement de la réponse spectrale des filtres . . . 116
5.1.3 Conclusions . . . 124
5.2 Quels choix pour l'avenir ? . . . 124
5.2.1 Une architecture sans filtres ? . . . 125
5.2.2 Mise à l'épreuve . . . 127
5.2.2.1 Petites échelles de temps . . . 129
5.2.2.2 Grandes échelles de temps . . . 130
5.2.2.3 Quelques exemples de reconstruction . . . 131
5.3 Conclusions . . . 134

6 Photoabsorption de l'atmosphère de Ganymède 137
6.1 Ganymède en quelques lignes . . . 137
6.2 L'atmosphère de Ganymède . . . 138
6.3 Impact du flux UV sur l'atmosphère de Ganymède . . . 140
6.3.1 Hypothèse de travail . . . 140
6.3.2 Modélisation de la réponse de l'atmosphère au flux UV . . . 141
6.3.2.1 Principe de la modélisation . . . 141
6.3.2.2 Sections efficaces . . . 143
6.3.3 Géométrie du problème . . . 144
6.3.4 Photoionisation . . . 145
6.3.4.1 Cas 1 et 2 . . . 145
6.3.4.2 Cas 3, 4 et 5 . . . 146
6.3.4.3 Comparaisons avec les mesures de Galileo . . . 147
6.3.5 Photoexcitation . . . 150
6.4 Comparaisons entre différents modèles d'irradiance . . . 154
6.4.1 Le modèle HEUVAC . . . 154
6.4.2 À partir des bandes passantes . . . 156
6.4.3 Estimation du TEC . . . 157
6.5 Conclusions . . . 159

Conclusions générales et perspectives 161

A Évolution des étoiles du type solaire 167

B Le rayonnement Ultraviolet 171
B.1 Le spectre solaire UltraViolet . . . 171
B.2 Grandeur et Définitions . . . 172
B.2.1 Intensité Spécifique . . . 172
B.2.2 Équation du rayonnement . . . 172
B.3 Mécanismes de formation du spectre solaire en émission . . . 173
B.3.1 L'état d'excitation . . . 173
B.3.1.1 Les processus physiques . . . 173
B.3.1.2 L'état d'équilibre . . . 175
B.3.2 L'état d'ionisation . . . 176
B.3.2.1 Les processus physiques . . . 176
B.3.2.2 L'état d'équilibre . . . 177
B.3.3 Processus d'émission . . . 177

C Formation de l'ionosphère terrestre 181

D Les occultations vues par l'instrument LYRA 185

E Actes de publication et Communications 195
E.1 Articles publiés et soumis . . . 196
E.1.1 The Influence of Solar Flares on the Lower Solar Atmosphere . . . 196
E.1.2 Monitoring the solar UV irradiance spectrum from the observation of a few passbands . . . 207
E.1.3 Photoabsorption of Ganymede's atmosphere . . . 216

E.1.4 Coronal temperature maps from solar EUV images 229
E.2 Communications 246

Bibliographie **247**

Table des Figures **261**

Liste des Tableaux **267**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Le Soleil, notre étoile . . . 1
1.1.1 Structure interne du Soleil . . . 2
1.1.2 Le champ magnétique . . . 4
1.1.3 L'atmosphère solaire . . . 5
1.2 L'irradiance solaire spectrale . . . 9
1.2.1 Introduction . . . 9
1.2.2 Le rayonnement UV . . . 10
1.2.3 Mécanismes de formation du rayonnement UV . . . 10
1.3 L'activité solaire . . . 15
1.3.1 Phénomènes périodiques . . . 15
1.3.2 Phénomènes transitoires . . . 17
1.3.3 La cohérence spectrale . . . 18
1.4 Impact du flux solaire sur les atmosphères planétaires . . . 20
1.4.1 Introduction . . . 20
1.4.2 Comment modéliser cet impact ? . . . 21
1.4.3 Météorologie de l'espace . . . 23
1.4.4 Lien avec le climat ? . . . 25
1.5 Organisation de la thèse . . . 27

1.1 Le Soleil, notre étoile

Représentant à lui seul 99,86% de la masse du système solaire, le Soleil fait figure d'astre imposant, incontournable et surtout indispensable pour l'émergence de la vie. Avec une masse d'environ $M_\odot = 2.10^{30}$ kg et un rayon $R_\odot = 7.10^8$ m (soit respectivement 3.3 10^5 et 109 fois plus grand que la Terre), le Soleil n'est pourtant qu'une étoile moyenne, au milieu de son cycle de vie, perdue parmi plus de 200 milliards d'étoile dans notre Galaxie, la Voie Lactée. Notre étoile se situe aux deux tiers du rayon galactique, près du bras spirale du Sagittaire-Carène et met environ 200 millions d'années pour faire un tour sur son orbite autour du centre galactique. La Terre orbite autour du Soleil à une distance moyenne d'environ 150 millions, soit une unité astronomique (UA). Comme pour toutes les planètes du système solaire, l'orbite terrestre est ellipitque (avec une excentricité d'environ $\epsilon = 0.016$).

Un paramètre important est la luminosité solaire, définie comme la puissance totale rayonnée par le Soleil, intégrée sur tout le spectre électromagnétique, $L_\odot$. D'un point de vue plus géocentrique, c'est surtout l'irradiance solaire totale, S (également appelée constante solaire pour des raisons historiques) qui est un paramètre essentiel et surtout mesurable à l'aide d'instruments placés à bord de satellites, tel que $S = L_\odot/4\pi R^2$ (avec R = 1 UA). Bien que la mesure de la constante solaire fasse débat aujourd'hui dans la communauté scientifique, un bon ordre de grandeur reste $S = 1361\mathrm{W/m^2}$. Nous pouvons estimer la puissance totale rayonnée, de l'ordre de $L_\odot = 3,85.10^{26}\mathrm{W}$.

En utilisant la loi de Stefan, $L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma T_{eff}^4$, nous pouvons estimer la température de surface, T_{eff}, assimilée à la température d'un corps noir, soit $T_{eff} = 5777$ K. La température de surface est un excellent paramètre pour classer les différents types d'étoiles. On utilise également le spectre d'une étoile, avec ou non la présence de certaines raies pour les classer. Ainsi, on classe les étoiles par des lettres allant du plus chaud au plus froid [1]. Ainsi le Soleil est classé du type spectral G2-V : d'une température de surface relativement froide, T_{eff}=5777 K, on observe bien certaines raies comme celle du calcium ionisé Ca II. V représente la classe de luminosité de l'étoile, allant de I pour les super géantes à VI pour les sous-naines.

Le Soleil est un astre complexe, mais c'est surtout la seule étoile pour laquelle une étude approfondie est réellement possible du fait de sa proximité. Mieux comprendre sa structure mais aussi tous les mécanismes physiques qui font de notre Soleil une étoile variable en bien des manières, sont des étapes fondamentales afin de mieux comprendre la formation des étoiles en général. Une courte introduction sur la formation et l'évolution des étoiles de type solaire est présentée dans l'annexe A.

Le Soleil peut se différencier en deux parties, étroitement liées : la structure interne et l'atmosphère, comme l'illustre la figure 1.1.

1.1.1 Structure interne du Soleil

Les premiers modèles de la structure interne du Soleil avaient initialement pour but de comprendre d'où venait l'énergie rayonnée. Un des premiers modèles, datant du XIXème siècle, consistait à penser que le Soleil n'était en fait qu'une boule homogène de charbon. Par rapport à sa masse, la durée de vie d'un tel objet émettant autant d'énergie par seconde que le Soleil serait d'environ 5000 ans. Il en va de même pour des modèles dont l'énergie serait purement gravitationnelle avec une durée de vie approchant quelques 10 millions d'années. Ces résultats étaient en contradiction flagrante avec les observations géologiques sur Terre, datant certaines roches de plus d'un milliard d'années. Ce n'est qu'en 1896 avec la découverte de la radioactivité et celle d'Eddington sur l'abondance en hydrogène et en hélium du Soleil, que les premières hypothèses de la transformation nucléaire furent émises.

L'intérieur du Soleil nous est invisible du fait de l'opacité de la matière. La structure interne de notre étoile est aujourd'hui plutôt bien définie à partir des observations de sa surface, mais aussi en conjecturant indirectement l'intérieur via des méthodes telles que l'héliosismologie, qui consiste à étudier les mouvements sismiques de l'intérieur du Soleil. On distingue trois parties,

1. L'ordre des lettres du plus chaud au plus froid : W, O, B, A, F, G, K, M, R, N, et S. Un nombre est habituellement ajouté pour affiner le type spectral : la température de surface allant croissant.

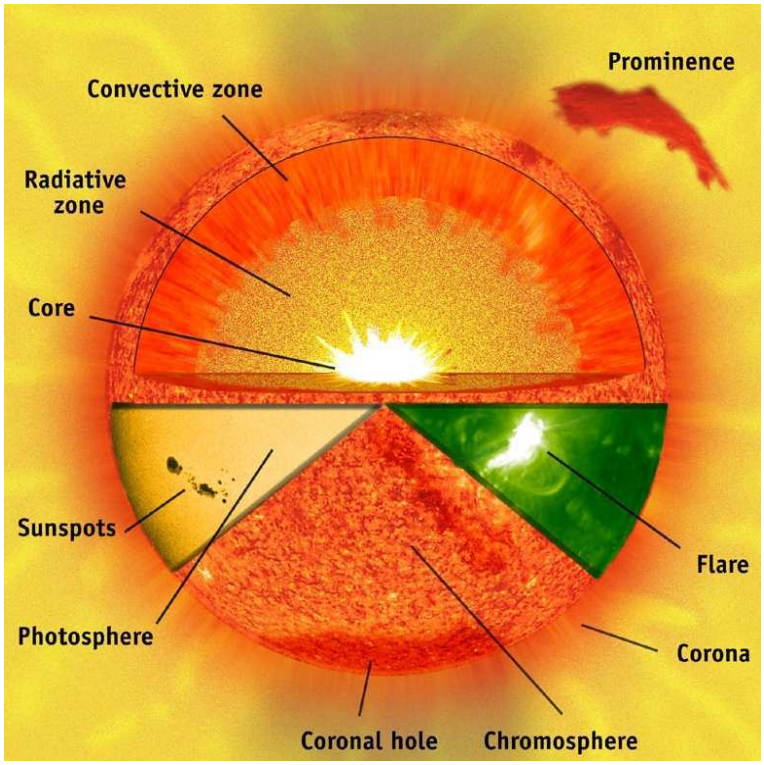

FIGURE 1.1. *Coupe schématique du Soleil. Les différentes zones internes ainsi que les différentes parties de l'atmosphère solaire (à différentes longueurs d'onde) sont représentées. Quelques particularités de la surface comme les taches solaires et les protubérances sont également représentées. Crédits : ESA, NASA.*

propres à une étoile de type solaire :

- **Le noyau.** Plus de 50% de la masse du Soleil est contenue dans le noyau. Occupant environ un quart du rayon solaire, la densité est de l'ordre de $1{,}6.10^5 \mathrm{kg.m}^{-3}$, avec une température de l'ordre de 15 millions de degrés, ce qui permet les réactions de fusion nucléaire transformant l'hydrogène en hélium via le cycle proton-proton suivant :

$$\text{Cycle pp} \rightarrow \begin{cases} (i) \quad \text{Hydrogène} \rightarrow \text{Deutérium} & {}^1_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + e^+ + \nu_e \\ (ii) \quad \text{Deutérium} \rightarrow \text{Hélium } 3 & {}^2_1H + {}^1_1H \rightarrow {}^3_2He + e^+ + \gamma \\ (iii) \quad \text{Hélium } 3 \rightarrow \text{Hélium } 4 & {}^3_2He + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He + 2{}^1_1H \\ \hline 2\times(i) + 2\times(ii) + (iii) & 4{}^1_1H \rightarrow {}^4_2He + 2e^+ + 2\nu_e + \gamma \end{cases}$$

  où ν_e et γ représente respectivement les neutrinos électroniques et les photons gamma. Plus de 95% de l'énergie solaire est produite via ce cycle pp. Le bilan énergétique d'un tel processus se calcule en comparant la différence de masse telle que $\Delta m = m(\mathrm{He}) - 4m(\mathrm{H})$, ce qui exprimé en énergie devient $\Delta E = \Delta mc^2 = 6,5.10^{14}$ J.kg^{-1}. Pour une étoile de type solaire, 20% de l'énergie est émise sous forme de neutrinos (ν_e) [2], les 80% restants sous forme de photons, soit $L_\odot = 3,86.10^{26}$W. La puissance totale rayonnée est de l'ordre de

2. Dans les années 60, les premières détections de neutrinos ne mesuraient qu'un tiers seulement des neutrinos prédits par la théorie. On ne peut détecter seulement les neutrinos de type électroniques, or entre la Terre et le Soleil, le neutrino peut se transformer via des oscillations de Rabi en deux autres "saveurs", muonique ou tauique, ce qui explique en partie seulement la différence entre les mesures et la théorie.

$P_\odot = 4,70.10^{26}$W. On obtient directement le nombre d'atomes d'hélium produit chaque seconde, n_{He} tel que $n_{He} = P_\odot/\Delta E = 1,04.10^{38}$ atomes. Ainsi environ 700 millions de tonnes d'hydrogène entrent en fusion toutes les secondes pour produire cette énergie. La pression de fusion engendrée permet de lutter contre la gravité propre de l'étoile, ce qui permet un équilibre hydrostatique. Un autre cycle de fusion comme le cycle de Bethe, ou CNO, utilise comme catalyseur le carbone, l'oxygène avec des étapes intermédiaires incluant l'azote pour produire l'hélium. Ce cycle de production d'énergie équivalente au cycle pp représente environ 5% des chaines de fusion. L'énergie ainsi produite va par la suite être évacuée par les zones plus externes, d'abord radiativement, puis enfin convectivement.

- **La zone radiative.** Cette zone s'étend jusqu'à 0.7 $R_\odot$. L'énergie issue des réactions nucléaires est à environ 80% sous forme de radiation. Ces photons sont dans un environnement fortement ionisé. Ils vont fortement intéragir avec les électrons libres ainsi qu'avec les ions. Ces photons sont d'abord absorbés, puis émis, puis de nouveau absorbés puis ré-émis, etc. Un photon peut mettre plusieurs millions d'années pour faire le voyage du centre du Soleil jusqu'à la surface, contrairement aux neutrinos qui mettent un peu plus de deux secondes pour faire le même voyage, puisque ils intéragissent extrêmement peu avec la matière. Par effet de dilution, la densité et la température baissent plus on s'éloigne du coeur. Les photons perdent de l'énergie à chaque émission, leur longueur d'onde augmentant petit à petit : au centre le rayonnement produit est du domaine γ, et à la surface l'essentiel du rayonement appartient au domaine visible et infrarouge. Au bord de la région radiative, la température est de l'ordre de 2 millions de degrés. La température est assez basse pour assurer la recombinaison de H^+. Il y a beaucoup moins d'électrons libres suceptibles d'interagir avec les photons, ce qui rend le processus radiatif moins efficace pour évacuer la chaleur.

- **La zone convective.** Le transport des photons via des mouvements de plasma est efficace pour évacuer l'énergie jusqu'à la surface. Des remontées de plasma chaud croisent du plasma froid qui redescend dans les couches plus profondes. Un photon ne met qu'une dizaine de jours pour traverser la zone convective. Ensuite le milieu est suffisamment peu dense pour que l'énergie puisse de nouveau être évacuée radiativement et le milieu devient optiquement mince pour laisser passer sans interaction les photons, c'est là que débute l'atmosphère solaire. On définit la photosphère comme la surface du Soleil.

1.1.2 Le champ magnétique

Le champ magnétique tend à structurer la matière à l'intérieur du Soleil et dans son atmosphère. Ce champ magnétique est principalement généré dans la tachocline, zone de transition entre la zone radiative, en rotation uniforme, et la zone radiative qui est en rotation différentielle, le plasma tournant plus vite à l'équateur que celui au pôle. Le champ magnétique est créé par effet dynamo, c'est-à-dire par des phénomènes inductifs liés aux mouvement du plasma. On peut décomposer ce champ magnétique en deux composantes : un champ poloïdal, dont les lignes de force sont principalement dans les plans contenant l'axe solaire, et un champ toroïdal avec des lignes de force concentriques autour de l'axe solaire. Le cycle d'activité solaire est directement lié à l'évolution de ces deux composantes au cours du temps. La figure 1.2 présente une représentation schématique de ce cycle, qui conditionne l'activité globale du Soleil.

Commençons en période de minimum solaire, la composante toroïdale est nulle, le champ magnétique globale peut se simplifier en un champ de type dipolaire, l'hémisphère Nord est de polarité nord comme le montre la figure 1.2.a). Le Soleil est dit calme, sans tache, la photosphère étant bien homogène. La caractérisation d'une photosphère calme est compliquée dans les faits : tout dépend du niveau de résolution des images, pour discerner les structures magnétiques de petite échelle. La surface du Soleil est également en rotation différentielle : la période de rotation est d'environ 30 jours au pôle, pour 25 jours à l'équateur. Sous l'effet de cette rotation différentielle en surface, les lignes de champs se déforment et commencent à s'enrouler autour du Soleil. La composante du champ toroïdale n'est plus nulle comme le montre les figures 1.2.b) et 1.2.c). Lorsque certaines lignes de champ ont une composante toroïdale maximale, des tubes de flux émergent en surface, des taches apparaissant à la surface. Nous pouvons voir sur les figures 1.2.d) et 1.2.e) la formation de groupes de taches. Dans l'hémisphère nord, les taches qui précédent sont de polarité positive que les taches qui suivent sont de polarité négative selon le sens de rotation du Soleil. Les taches migrent vers l'équateur, impliquant une diminution du champ toroïdal au profit du champ poloïdal. Cela résulte en un nouveau minimum solaire, avec une polarité magnétique inversée, comme le montre la figure 1.2.f). En réalité, ces cycles ne se succèdent pas parfaitement, si bien qu'il existe une courte période pendant laquelle les deux champs toroïdal et poloïdal sont bien présents afin d'expliquer des chevauchements de cycles comme on peut l'observer sur les diagrammes papillon (voir figure 1.5). Ce cycle s'effectue approximativement en 11 ans, il faut environ 22 ans pour obtenir un cycle magnétique complet, le Soleil retrouvant sa configuration magnétique de départ.

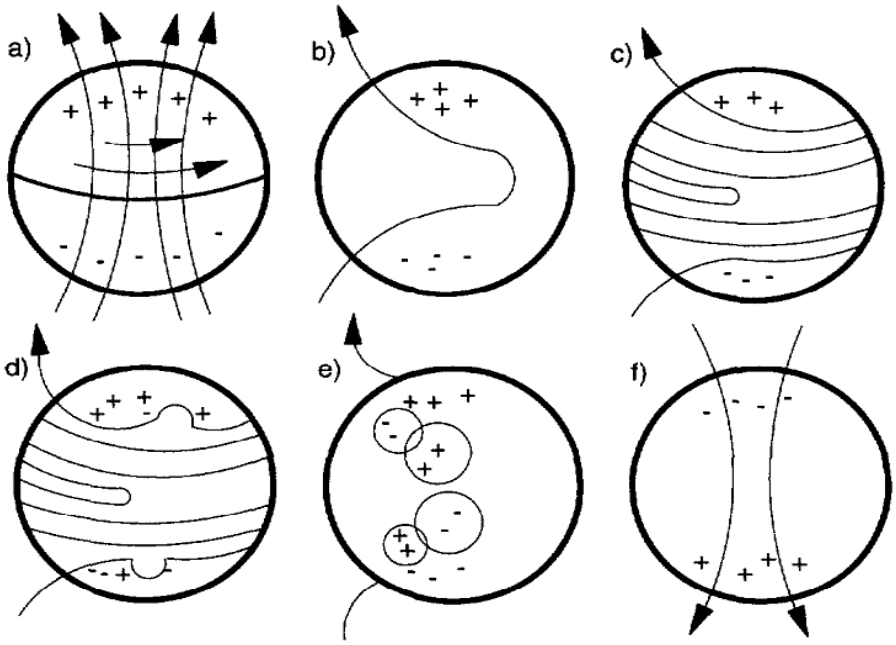

Figure 1.2. *Représentation schématique du cycle magnétique solaire tirée de Paterno (1998).*

1.1.3 L'atmosphère solaire

Les premières observations du Soleil peuvent se résumer à l'observation seule de sa "surface", à savoir la photosphère, où le rayonnement est dissocié de la matière en comparaison avec les zones radiative et convective. Plus précisément, la photosphère doit être considérée globalement

comme une zone de passage entre un milieu encore optiquement épais à un milieu optiquement mince. Comme l'opacité dépend de la longueur d'onde, le plasma n'est pas transparent aux mêmes altitudes pour toutes les longueurs d'onde. Dans la bande spectrale entre 300 et 1000 nm, l'ion H^- joue un rôle prédominant et par conséquent domine clairement l'opacité (Vernazza *et al.*, 1976). Pour les longueurs d'onde inférieures, ce sont surtout des espèces neutres telles que le fer, le silicium, l'aluminium ou encore le magnésium, tous présents dans l'atmosphère solaire, qui vont déterminer l'opacité. Par définition, on définit comme altitude zéro l'endroit où l'opacité est égale à un, pour la $\lambda = 500$ nm ($\tau_{500} = 1$) définissant ainsi la surface du Soleil. Les photons à cette longueur d'onde ne sont plus totalement absorbés par le plasma, le milieu est complètement transparent.

L'atmosphère est structurée en température, ce qui permet de différencier certaines zones, comme le montre la figure 1.3. Durant les éclipses, on peut observer en lumière visible la chromosphère et la couronne, bien au-dessus du limbe lunaire/solaire. Ces deux régions, pourtant proches l'une de l'autre et parfois entremêlées, ont des températures de magnitude totalement différentes : environ 10000 K pour la chromosphère, et plus du million de degrés pour la couronne solaire. La figure 1.3 est clairement schématique, car cette atmosphère ne s'applique qu'au cas d'un Soleil calme, sans structure magnétique (donc sans tache), pour une symétrie sphérique.

La région de l'espace soumise à l'influence de l'atmosphère solaire, principalement par le vent solaire, s'appelle l'héliosphère. Cette zone s'étend au-delà du nuage de Oort (à plus de 100000 UA), où vent solaire et vent stellaire finissent par s'opposer. Nous nous limiterons toutefois dans la suite à l'atmosphère "proche" du Soleil.

- **La photosphère.** C'est donc la surface du Soleil, définie dans la partie visible du spectre. Épaisse d'environ 500 km, la photosphère est la source de plus de 99% du rayonnement total du Soleil, principalement dans le visible, que l'on peut approximer au premier ordre au rayonnement d'un corps noir. La température y décroit progressivement de 5777 K à 4200 K.
  La photosphère n'est pas aussi homogène que le laissaient supposer les anciens dogmes sur la perfection de l'astre solaire. Les premières observations des taches solaires peuvent être attribuées aux chinois, il y a plus de 2000 ans. En Europe, il faut attendre le début du XVII^e siècle avec les observations de l'allemand Christophe Scheiner puis celles de Galilée. Ces taches solaires sont des zones où le champ magnétique est particulièrement intense. Elles sont généralement proches de l'équateur (latitude inférieure à 40°). Dans les couches plus profondes, toute convection vers la surface est bloquée par ce fort champ magnétique. L'apport d'énergie étant réduit, la température y est donc plus basse, entre 3700 K et 4200 K. Par contraste, ces zones nous paraissent plus sombres. Autour des taches, on observe des zones plus brillantes, les facules.
  Si le champ magnétique photosphérique est localement plus faible, la convection prend le dessus et on peut observer des cellules dites de granulation, de taille caractéristique de 800 km avec un temps de vie entre trois et huit minutes. Ces cellules sont la signature de la convection des bulles de plasma ascendantes et descendantes. La vitesse de montée peut aller entre 500 m.s^{-1} et 1 km.s^{-1}. Les mouvements de convection du plasma vers la surface tendent à concentrer le champ magnétique vers le bord des granules. De la matière peut s'échapper continuellement du Soleil via les lignes de champ ouvertes localement entre les cellules de granulation, ce sont les spicules qui peuvent atteindre des hauteurs

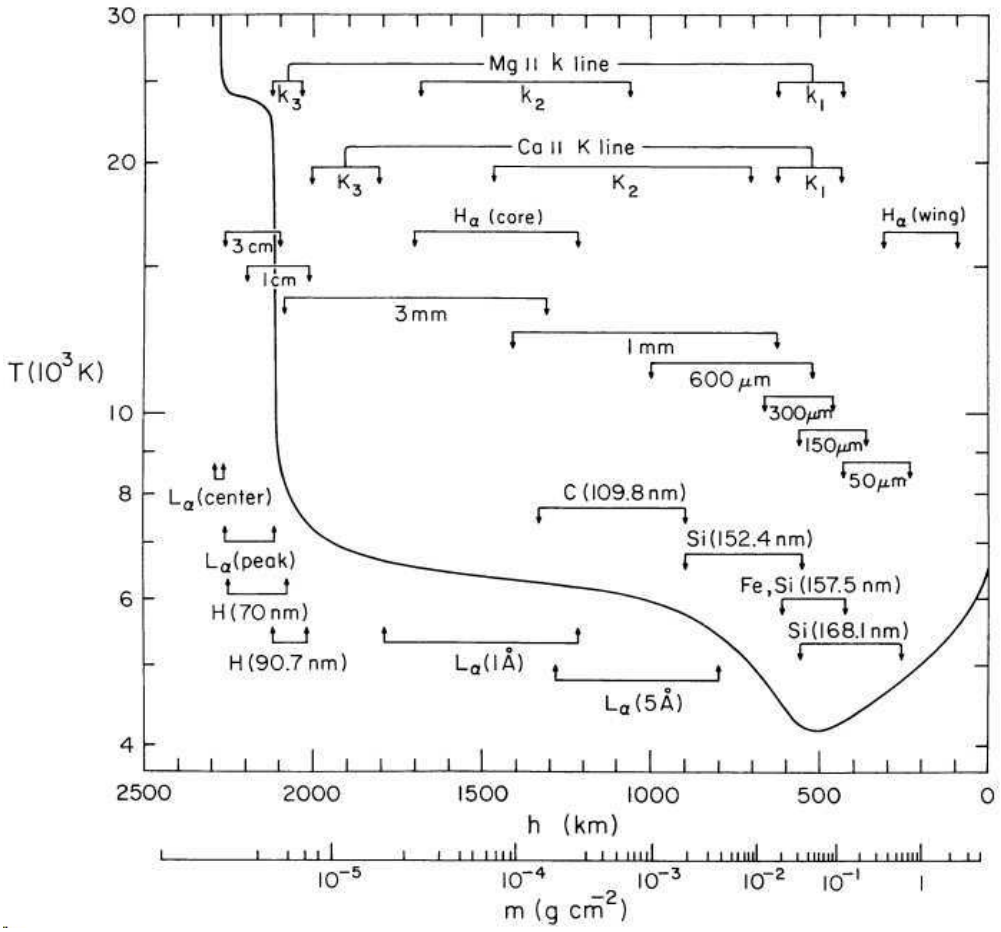

Figure 1.3. *Distribution de la température en fonction de l'altitude pour un Soleil calme à symétrie sphérique, obtenue suite à des observations du rayonnement ultraviolet. Ce graphe représente aussi les principales raies de Fraunhofer. Graphique tiré de Vernazza et al. (1981).*

de près de 10000 km traversant la photosphère. A plus grande échelle, on peut observer la supergranulation, avec des cellules de taille de 30000 km et une durée de vie entre 1 et 2 jours. Ces cellules peuvent trouver leur origine dans des mouvements de convection de couches plus profondes, se fragmentant pour donner lieu à la granulation plus proche en surface. Cette supergranulation confine toujours plus en périphérie le champ magnétique, le structurant sur une échelle toujours plus grande.

- **La chromosphère.** Avec un gradient de température positif, la température remonte environ à 10000 K au sommet de la chromosphère, à une altitude de 2000 km. La source de chauffage est essentiellement le rayonnement photosphérique. La chromosphère est très inhomogène, car composée de structures diverses : les spicules qui la traversent, mais aussi des structures horizontales de matière froide comme les fibrilles, proches des régions actives. La densité y est suffisamment importante pour que le milieu ne soit pas optiquement mince pour certaines longueurs d'onde, ce qui explique la présence de raies d'absorption. La figure 1.3 présente quelques raies de Fraunhofer caractéristiques. On y retrouve la raie H_α qui est en forte absorption. Le coeur de cette raie se forme plus haut dans l'atmosphère solaire, contrairement à ses ailes. Ceci est vrai pour toutes les raies : l'opacité est maximale

au coeur de la raie (la distribution statistique en vitesse des particules étant maximale pour la longueur d'onde théorique d'absorption). Le rayonnement dont la longueur d'onde équivaut au centre de la raie émergera plus haut en altitude, dès que la densité sera assez faible pour limiter les phénomènes d'absorption. On trouve dans la chromosphère également les raies du calcium ionisé Ca II (K3 étant le coeur, et K1 une partie de l'aile de la raie), ainsi que la raie du magnésium ionisé Mg II. D'autres raies chromosphériques proviennent d'éléments neutres : on y observe les raies de la série de Lyman de l'hydrogène (Ly_α à 121.5 nm, Ly_β à 102.5 nm, etc....) et des raies de l'hélium neutre. Ces raies sont en revanche en émission, ce qui s'explique par une température locale plus grande comme le montre la figure 1.3. Nous y reviendrons un peu plus tard lors d'une description détaillée du spectre ultraviolet.
Des images prises aussi bien en H_α qu'en Ly_α permettent de mettre en évidence les plages chromosphériques, qui sont les équivalents dans la chromosphère des facules autour des taches solaires. Le réseau chromosphérique, qui entoure chaque cellule de supergranulation, est également visible sur ces images. Le réseau chromosphérique se prolonge dans la zone de transition pour disparaître dans la couronne.

- **La zone de transition et la couronne.** Un très fort gradient de température caractérise la région de transition. Quelques dizaines de kilomètres au-dessus de la chromosphère, la température atteint brusquement 100000 K, comme l'attestent certaines émissions d'éléments ionisés comme l'oxygène O V (ayant perdu quatre électrons suite à des collisions) ou encore Fe VI (cinq électrons de perdus). A une altitude d'environ 10000 km, la température atteint le million de degrés et nous entrons ainsi dans la couronne, qui s'étend sur plusieurs rayons solaires. La température peut y varier entre 1 et 15 millions de degrés. Parallèlement, la densité décroit fortement.
  Le problème du chauffage coronal reste toujours une question majeure en physique solaire : différents processus physiques sont envisagés pour expliquer ce phénomène de chauffage (e.g. Aschwanden (2005)). Le chauffage solaire peut avoir a priori deux contributions majeures : la première consiste à considérer que l'énergie est injectée dans la couronne depuis la photosphère à partir de mouvements aléatoires des champs magnétiques photosphériques de petites échelles propagées via des ondes acoustiques, ou via des ondes d'Alfvèn ou même encore via des éruptions solaires de très faible amplitude. La seconde consiste au contraire à considérer que l'énergie est issue directement de la couronne, stockée dans des structures magnétiques de grande échelle. De nouvelles observations avec toujours plus de résolution angulaire sont nécessaires pour comprendre totalement ce phénomène.
  La température est suffisamment importante pour que de nombreux éléments se trouvent être fortement ionisées (par exemple on trouve du fer ionisé 25 fois, Fe XXVI). La densité étant particulièrement faible, le milieu est presque optiquement mince. Seuls les processus de collisions électroniques sont efficaces pour exciter et ioniser les éléments de la couronne. La température se traduit dans un milieu peu dense par l'énergie cinétique des particules, qui est très élevée dans la couronne solaire. Le rayonnement dominant de la zone de transition et de la couronne se trouve être entre les rayons X et extrême ultraviolet, sans oublier également un rayonnement important dans le domaine radio qui apporte des informations, notamment sur les processus d'accélération de particules. Des structures de grande échelle s'observent nettement en rayons X, comme les trous coronaux, où la densité et la température sont relativement faibles, avec des structures radiales lumineuses appelées des plumes. De ces trous coronaux s'échappe le vent solaire rapide grâce aux

lignes de champs magnétiques ouvertes. Le qualificatif de rapide se dit par comparaison au vent solaire dit lent, qui est, entre autres, issu des spicules. Des structures froides sont également présentes dans la couronne solaire : les protubérances, d'une température d'environ 8000K sont aisément observées sur le limbe. Elles sont appelées également filaments lorsque celles-ci sont observées sur le disque solaire. Observées principalement en imagerie H_α, ces structures peuvent avoir des durées de vie variées : de l'ordre de quelques heures pour les protubérances actives, et de l'ordre du mois pour les protubérances quiescentes.

Le magnétisme solaire est responsable d'une forte structuration en température et en densité. Pour chaque structure (tache, facules, réseau...), il existe des modèles semi-empiriques de température en fonction de l'altitude, utilisés dans un but d'estimer les radiations issues de chaque structure (Fontenla *et al.*, 2009). Ces modèles requièrent en revanche des bonnes estimations sur l'abondance des éléments dans l'atmosphère solaire (Socas-Navarro, 2011). L'abondance des éléments n'est pas homogène à la surface du Soleil, surtout pour les molécules très sensibles aux différences de températures (entre les taches, froides et les facules plus chaudes par exemple) ce qui a un impact direct sur l'opacité globale pour chaque altitude.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons tout particulièrement au flux intégré émanant du Soleil, l'irradiance solaire spectrale et plus particulièrement à sa composante ultraviolette comprise entre 10 et 300 nm.

1.2 L'irradiance solaire spectrale

1.2.1 Introduction

Comme présentée par la figure 1.4, l'irradiance spectrale solaire désigne la puissance par unité de longueur d'onde qui atteint chaque seconde une surface de 1 m^2 perpendiculaire au rayonnement solaire, se situant à une UA, soit 149,598.10^6 km (distance moyenne sur une période de révolution équivalent à 365.25 jours). La figure 1.4 présente le spectre électromagnétique pour un soleil non éruptif, proche du minimum solaire entres les cycles 22 et 23 [3]. La forme générale du spectre ressemble fortement au rayonnement d'un corps noir d'une température T_{eff}=5777 K. Toutefois, le spectre solaire diverge fortement de celui d'un corps noir pour tout l'UV, et les longueurs d'onde plus énergétiques, à cause de la présence de l'atmosphère que nous venons tout juste de décrire. Nous pouvons noter quelques caractéristiques intéressantes sur ce spectre solaire, comme la raie d'émission Lyman α à 121.5 nm, ou encore certaines raies de Fraunhofer en absorption à partir de 200 nm et au-dessus.

Il est intéressant de mentionner ici que 99% de l'énergie radiative émerge de la photosphère, principalement dans le visible et dans l'infrarouge. Le rayonnement dans l'UV et et les rayons X, entre 1 et 300 nm, issues des couches atmosphériques plus hautes en altitude ne représentent que 1% environ, des 1361 W.m^{-2} rayonnés au total, soit 14 W.

3. Ces cycles sont numérotés à partir du maximum de 1761

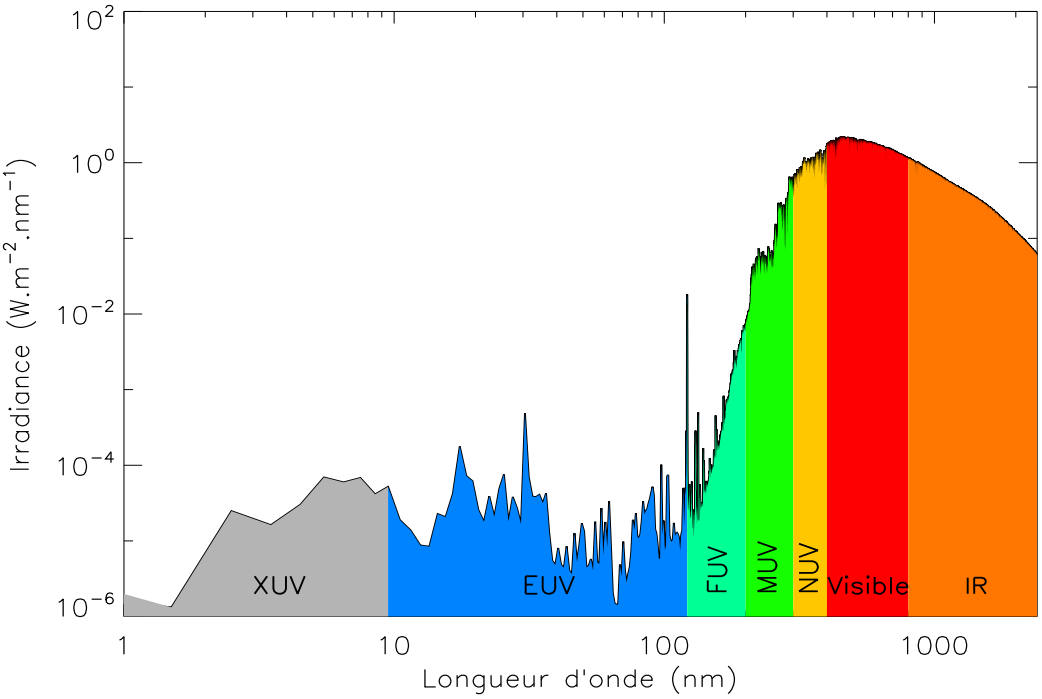

FIGURE 1.4. *Irradiance spectrale solaire de référence ATLAS 3, mesurée en 1994 durant la période d'activité minimale solaire (Thuillier et al., 2004).*

1.2.2 Le rayonnement UV

C'est pourtant le rayonnement UV et sa variabilité, entre 10 et 300 nm, qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse. Bien que l'énergie totale mise en jeu soit faible, le rayonnement UV constitue la source principale d'énergie pour tous les processus ionosphériques et thermosphériques, comme nous le verrons un peu plus tard. Le tableau 1.i présente la nomenclature concernant le spectre ultraviolet, qui peut être différente selon le domaine scientifique considéré. Ainsi, dans le cadre médical, l'ultraviolet est décomposé en trois bandes spectrales A, B et C, par ordre croissant en énergie, définies par l'*Organisation Mondiale de la Santé* (OMS). Les rayons UV-C sont complètement absorbés par l'atmosphère, et seuls 10% environ des rayons UV-B passent à travers l'atmosphère. En petite quantité le rayonnement UV est nécessaire à la synthèse de la vitamine D. Le rayonnement UV en grande quantité est en revanche dangereux pour la santé, conduisant à un vieillissement accéléré, voire des cancers, de la peau. En aéronomie et particulièrement dans la suite de cette thèse, nous distinguons le rayonnement UV selon la norme ISO (Tobiska & Nusinov, 2006) : l'extrême ultraviolet (10-121 nm), l'ultraviolet lointain, FUV (122-200 nm) et enfin l'ultraviolet moyen MUV (200-300 nm).

1.2.3 Mécanismes de formation du rayonnement UV [4]

La caractérisation de l'irradiance spectrale dans l'UV, et surtout sa variabilité, étudiées dans cette thèse nécessitent avant tout chose une compréhension des procédés physiques responsables de la formation du spectre solaire. Nous ne proposons pas dans ce qui suit une revue détaillée

4. Bibliographie générale : Mason & Fossi (1994); Wilhelm *et al.* (2004); Hanslmeier & Vázquez (2005); Phillips *et al.* (2008).

Table 1.i. *Classification des bandes spectrales du spectre électromagnétique solaire de l'ultraviolet aux rayons gamma.*

Domaine	Sous-domaine	Acronyme	Bande Spectrale $\Delta\lambda$(nm)	Energie (eV)
	A	UV-A	315-400	3.1-3.9
Ultraviolet	B	UB-B	280-315	3.9-4.4
(OMS)	C	UB-C	100-280	4.4-12.4
	Proche	NUV	300-400	3.1-4.1
	Moyen	MUV	200-300	4.1-6.2
Ultraviolet	Lointain	FUV	122-200	6.2-10.16
(aéronomie)	Lyman α		121-122	10.16-10.25
	Vide	VUV	10-200	6.2-124
	Extrême	EUV	10-121	10.25-124
Rayons X	Rayons X mous	XUV	0.1-10	124-1.24 10^4
	Rayons X durs		0.001-0.1	1.24 10^4-1.24 10^6
Rayons γ			$\leq$ 0.0001	$\geq$ 1.24 10^6

de tous les mécanismes mis en jeu, mais de mettre en évidence les principes fondamentaux. Nous pouvons séparer le spectre UV en deux composantes bien distinctes : une principalement constituée de raies émises par les éléments solaires ionisés qui se superposent à un rayonnement continu également en émission. Ce continuum vient de la recombinaison d'ions notamment l'émission libre-liée que nous verrons plus tard ; il concerne surtout l'EUV ainsi que l'ultraviolet lointain jusqu'à 170 nm environ[5]. Au-delà le spectre solaire passe en absorption. Cela définit notre seconde composante pour les longueurs d'onde supérieurs à 170 nm, dans le MUV et au-delà. Les développements de la mécanique quantique combinés aux modèles d'atmosphère solaire ont permis comme nous le verrons par la suite de comprendre un peu mieux les origines de l'irradiance spectrale dans l'ultraviolet. Ainsi, nous pouvons réduire l'ensemble du spectre à un continuum auquel se superpose soit des raies d'émission, ou bien des raies d'absorption selon la température du milieu.

Décrivons d'abord la partie du spectre en absorption, formée dans les régions où la température locale est plus basse que l'équivalent en énergie apportées par les radiations. La photosphère, d'une température de surface de 5777 K en moyenne, rayonne comme un corps noir. Plus de 99% de l'énergie radiative totale émerge de la photosphère. Les éléments présents dans la haute photosphère et dans la région de minimum de température (les principaux sont H, He, C, N, O, Mg, Al, Si, Ca et Fe) sont a priori dans leur état fondamental ou bien faiblement ionisés. Le rayonnement issu de la photosphère va être absorbé par ces éléments, d'où ce spectre en absorption. Dans le visible, on peut citer comme exemple les raies de l'hydrogène avec la série de Balmer (H_α à 656.3 nm) qui sont observées en absorption sur le disque. On peut également citer une raie en absorption de l'hélium, deuxième élément le plus abondant, à 1083 nm. L'ensemble des élements dans la photosphère est responsable du spectre en absorption. Les plus importantes de ces raies sont les raies de Fraunhofer (les raies du Magnésium à 280 nm ou du calcium à 393 nm par exemple). La dernière raie de Fraunhofer identifiable l'est vers 170 nm ce qui représente

5. Le spectre solaire est également en émission dans le domaine radio, pour les longueurs d'onde supérieures à 160 μm

plus ou moins la frontière entre émission et absorption. L'ensemble de la bande MUV est dominée non pas par des raies que nous pouvons bien séparer et identifier, mais par un immense nombre de raies fines et non résolues (Busá *et al.*, 2001).

La formation du spectre en émission pour une partie du FUV et de l'EUV est liée à différents processus physiques. Je les présente ici dans les grandes lignes, l'annexe B en propose une version plus détaillée. Nous avons déjà vu que la couronne était particulièrement chaude, plus d'un million de degrés et peu dense. Les raies en émission sont produites par des éléments à la fois excités et ionisés. Nous allons dans un premier temps considérer les processus physiques qui permettent d'expliquer les différents états d'ionisation et d'excitation.

Une première hypothèse consiste à découpler les phénomènes d'ionisation et d'excitation : les échelles de temps des réaction d'ionisation et de recombinaison sont plus grandes que pour les réactions d'excitation et de désexcitation, dans les conditions au sein de l'atmosphère solaire. Plusieurs mécanismes physiques sont possibles pour rendre compte des transitions électroniques ou bien d'ionisation d'un neutre ou d'un ion. Dans l'atmosphère solaire, principalement dans la zone de transition et la couronne où la densité est faible, les processus physiques les plus efficaces sont les collisions inélastiques entre les neutres/ions et les électrons libres. Le champ de rayonnement n'est pas assez énergétique pour exciter ou ioniser les éléments.

1.2.3.1 L'état d'excitation

Prenons un atome X ionisé m fois (avec m ≥ 0), dans le niveau d'excitation i, X_i^{+m}. Les collisions sont bien souvent inélastiques, ce qui implique pour l'électron à la fois une perte d'énergie mais également un changement de direction.

$$X_j^{+m} + e(E_1) \rightarrow X_i^{+m} + e(E_2) \tag{1.1}$$

avec, $C_{ji}^{e,d}$, le coefficient de réaction. En fonction des énergies électroniques E_1 et E_2, cette équation est une réaction d'excitation (e) ou bien de désexcitation (d). Différentes hypothèses sur la distribution en énergie des électrons permettent d'exprimer théoriquement le coefficient de réaction. Toutefois, la réaction de désexcitation par ce processus collisionnel est peu efficace comparé à la désexcitation radiative. Dans le cadre de l'approximation coronale, le processus d'émission suivant est considéré comme le seul processus physique pour la désexcitation :

$$X_{i>j}^{+m} \rightarrow X_j^{+m} + h\nu \tag{1.2}$$

avec comme coefficient de réaction, le coefficient d'Einstein, A_{ij}. La couronne solaire et la région de transition sont des milieux considérés comme optiquement fins, le photon émis par ce processus 1.2 n'est alors pas absorbé par le milieu, en première approximation.

En pratique, le niveau de population de l'état fondamental g pour un ion, X_g^{+m}, domine totalement les autres états d'excitation. Ainsi, pour un état considéré, il est courant de considérer uniquement les échanges avec le fondamental. L'état d'équilibre peut se calculer en utilisant le principe du bilan détaillé, tel que

$$N_e N_g C_{gi}^e = N_i A_{ig} \tag{1.3}$$

avec N_e, la densité électronique, et N_i, N_g, la densité des ions dans les états i et g. Le niveau de population du niveau i, N_i est directement proportionnel à la densité électronique N_e. Globale-

ment, plus la densité et la température sont importantes, plus les états excités seront peuplés, et plus les phénomènes d'émission seront importants.

1.2.3.2 L'état d'ionisation

Plusieurs mécanismes menant à l'ionisation peuvent être considérés, Je résume tous ces processus dans l'annexe B. Le plus efficace reste sans nul doute la réaction par collision électronique, telle que

$$X^{+m} + e^- \rightarrow X^{+m+1} + 2e^- \tag{1.4}$$

Comme pour l'équilibre d'excitation, les coefficients de réaction de ces processus sont proportionnels à la densité électronique. Le principe du bilan détaillé permet une nouvelle fois de calculer les états d'équilibre : la figure B.1 présente les équilibres d'ionisation pour l'oxygène et le fer, calculés à partir de la base de données CHIANTI. Il n'est pas surprenant de noter que plus la température est importante, plus l'élément sera ionisé.

1.2.3.3 Processus d'émission

Pour un élément ionisé donné, il y a de multiples états d'excitation possibles, avec leurs probabilités d'existence respective en fonction de la distribution énergétique électronique (souvent prise comme une fonction de Boltzmann). Plus la température et la densité seront importantes, plus les états excités de l'ion ont de la chance d'être occupés. Le processus de décroissance radiative, présenté par l'équation 1.2 se révèle être le mécanisme le plus efficace de désexcitation, conduisant à la formation de toutes les raies d'émission du spectre dans l'UV. Le photon issu de la désexcitation d'un ion, avec une énergie précise, contribuera à l'émission pour une longueur d'onde donnée. L'intensité, I, peut s'écrire comme suit

$$I = \frac{1}{4\pi} \int G(T, N_e)\ \xi(T) dT \tag{1.5}$$

avec la fonction de contribution, $G(T, N_e)$, et la mesure d'émission différentielle (DEM), $\xi(T)$. Le premier terme inclut tous les paramètres physiques de la transition électronique, et le second terme inclut les paramètres physiques (densité électronique, température) du milieu. Il est important de retenir que la DEM est caractéristique du milieu où l'émission est produite. Ceci explique pourquoi les émissions (ou bien la radiance) d'une région active, des trous coronaux, et des régions calmes, sont différentes . Une illustration plus détaillée est proposée en annexe B.

Plusieurs raies d'émission peuvent ainsi être distinguées dans le spectre solaire : citons par exemple la raie d'émission du Fe XV à 28.4 nm, ou encore les raies d'émissions associées aux éléments de la séquence isoélectronique du lithium : cet élément a trois électrons, dont un sur le niveau n=2. L'excitation mène l'électron du niveau 2s au niveau 2p, pour revenir sur le niveau 2s lors de la désexcitation formant au passage un doublet. Plusieurs raies d'émission sont produites via ce chemin, notamment celles du C IV [6] à 155 nm dans la zone de transition, celles de O VI à 103.2 et 103.8 nm dans la couronne, ou encore celles du Mg X à 61 et 62.5 nm.

D'autres raies d'émissions font intervenir non plus des ions mais des atomes. Je fais référence ici aux atomes d'hydrogène et d'hélium : les séries de Lyman en émission, transitions électroniques

6. L'atome neutre de carbone possède six électrons, C IV signifie dont qu'il n'en reste plus que trois, d'où son appartenance à la séquence isoélectronique du lithium.

entre les états excités et le fondamental. Citons comme exemple Lyman α à 121.5 nm ou encore Lyman β à 102.5 (une raie particulièrement importante pour les modèles thermosphériques). Cette série descend jusqu'à 91.5 nm, qui est le seuil d'ionisation de l'hydrogène, I_H=13.6 eV. Les origines de la formation de ces raies de transition en émission sont en revanche mal déterminées, car ces raies sont optiquement épaisses (Vourlidas *et al.*, 2001). Les processus détaillés un peu plus haut ne sont alors que des approximations, la modélisation devant faire intervenir du transfert radiatif.

1.2.3.4 Formation du continuum

Les raies d'émission ainsi que d'absorption se superposent au continuum. Ce dernier est engendré par l'interaction entre les électrons libres et les ions. On distingue deux réactions : l'émission libre-libre (i) (ou *bremsstrahlung*), et l'émission libre-liée (ii), telles que :

$$\begin{aligned} (i) \quad & e^-(E_1) + X^{+m} \rightleftharpoons X^{+m} + h\nu + e^-(E_2) \\ (ii) \quad & e^- + X^{+m} \rightleftharpoons X^{+m+1} + h\nu \end{aligned} \tag{1.6}$$

Le sens de ces réactions dépendent directement de la température locale du milieu : il y aura émission lorsque les électrons seront suffisamment énergétiques, c'est-à-dire dans la région de transition et la haute chromosphère. Il y aura absorption lorsque l'énergie thermique du milieu sera inférieure à l'énergie du rayonnement, soit dans la haute photosphère, soit dans la basse chromosphère.

Prenons le cas de l'émission. Les électrons incidents couvrent une très large gamme d'énergie. Les radiations issues de ces deux réactions forment la ligne de base continue du spectre solaire, appelée continuum. Dans le cas des émissions libre-liée, l'énergie des photons ne peuvent descendre jusqu'à une certaine limite $h\nu_c$, telle que $h\nu_c = E_I - E_i$, où E_I est le seuil d'ionisation de l'ion considéré, et E_i est l'énergie du niveau où l'électron s'est lié. Cela génère dans le spectre continu des seuils caractéristique pour chaque élément. Dans le cas de l'atome d'hydrogène, H I, le seuil se situe pour $\lambda \approx 91.27$ nm, ce qui correspond au seuil d'ionisation. Le continuum de l'hydrogène H I, entre 67.1 nm et 91.27 nm est principalement généré dans la chromosphère, pour des températures légèrement inférieures à 10000 K. Cette partie du spectre étant particulièrement plus froide que le reste du spectre EUV. Toutefois, pour un tel continuum, un modèle de transfert radiatif doit être utilisé pour correctement le modéliser. Pour l'hélium, deux seuils d'ionisation sont observés, à environ 50 nm pour He I, et environ 23 nm pour He II.

De tels seuils sont également observables pour la partie en absorption du spectre. Citons les seuils d'ionisation les plus remarquables. Le seuil du magnésium se situe autour de 250 nm. Le seuil de l'aluminium, autour de 208 nm, est nettement visible sur la figure 1.4, la valeur absolue de l'irradiance solaire doublant presque. Enfin nous pouvons remarquer le seuil d'absorption pour le silicium à 168.2 nm. En règle générale, l'irradiance générée par le continuum est plus importante dans le FUV et le MUV. Le continuum est en revanche quasi inexistant dans la bande XUV. Ceci explique pourquoi cette bande possède des caractéristiques différentes de l'EUV.

L'augmentation de l'activité magnétique (corrélée avec celle du champ toroïdal) s'accompagne de l'augmentation du nombre de taches et donc des facules au niveau de la photosphère. Au niveau de la chromosphère, on observe davantage de plages, ce qui contribue à augmenter l'émission dans l'ultraviolet et le visible. Parallèlement à cela, des phénomènes de plus en plus énergétiques se produisent dans la zone de transition et la couronne avec un apport de plus en plus important

de matière, ce qui a pour conséquence d'augmenter le rayonnement dans l'ultraviolet et dans le domaine des rayons X, via les processus que nous venons de décrire. L'ensemble de ces phénomènes constituent les régions actives. L'activité solaire dépend directement du nombre et de l'étendue de ces régions actives.

1.3 L'activité solaire

1.3.1 Phénomènes périodiques

L'activité solaire est directement liée à l'évolution du champ magnétique. Dans la partie 1.1.2, nous avons évoqué le cycle magnétique de 11 ans, aisément mis en évidence dans le flux solaire à toutes les longueurs d'onde. Des indices solaires, comme le nombre de taches solaires ou bien le flux en radio à 10.7 cm (F10.7), permettent également de caractériser l'activité solaire. Nous y reviendrons tout particulièrement au chapitre 2. Le nombre de tache solaire est le plus vieux indice jamais mesuré. Des mesures sporadiques du nombre de taches solaires ont commencé au tout début du XVIIème siècle, notamment avec les observations simultanées de Christophe Scheiner et de Galilée. Toutefois les premières mesures systématiques datent de 1750 environ, juste après un long minimum d'activité, connu sous le nom de minimum de Maunder. En 1843, Heinrich Schwabe mit en évidence le cycle de 11 ans des taches solaires, que l'on sait aujourd'hui être du au cycle magnétique. Cet indice est toujours quotidiennement mesuré par différents observatoires dans le monde. La figure 1.5 présente l'évolution du nombre de taches depuis 1880 environ, mettant en évidence le cycle de 11 ans. La distribution spatiale de ces taches à la surface du disque solaire est également représentée : la forme caractéristique en ailes de papillon exprime la migration des taches vers l'équateur et illustre clairement le modèle du cycle magnétique schématisé par la figure 1.2.

Le Soleil présente également des cycles d'activité à plus court terme. L'apparition des régions actives à la surface du Soleil n'est pas sans conséquence sur le flux total rayonné par le Soleil. Des cycles d'activité courts peuvent se superposer à celui de la période de 11 ans. Pour un observateur terrestre, la rotation du Soleil, et surtout la distribution non uniforme des régions actives sur la surface du disque solaire créent la modulation de 27 jours. L'apparition et la disparition des régions actives au niveau du limbe, très brillantes pour des raies issues de la couronne, ou bien assombries pour les raies chromosphériques, créent également une modulation d'environ 13.5 jours. Nous nous concentrerons sur ces phénomènes particuliers dans la suite de cette thèse.

Si nous considérons l'irradiance solaire totale (integrée sur le spectre entier), encore appelée TSI, alors on observe que la variation relative sur un cycle de 11 ans ne dépasse guère 0.4% si l'on prend les trois derniers cycles. Il est intéressant de noter que la variabilité de l'irradiance solaire totale est corrélée positivement avec celle des taches solaires. Ceci est contre intuitif, comme les taches sont sombres, on s'attend à moins de flux. Ceci peut s'expliquer par la luminosité des facules qui compensent le déficit causé par les taches, et plus encore puisque l'on observe un cycle de 11 ans. Ceci n'est pas toujours vrai en ce qui concerne les autres étoiles : si il y a des facules, celles ci ne compensent pas toujours le déficit en luminosité. Les variations relatives peuvent être beaucoup plus importantes si l'on s'intéresse non plus au flux intégré sur tout le spectre mais à l'irradiance spectrale solaire comme présentée par la figure 1.4. Ces variations sont représentées par la figure 1.6 pour une large partie du spectre compris entre 1 et 800 nm, couvrant une partie du flux ultraviolet jusqu'aux ondes radio. La variabilité relative est directement dépendante de la longueur d'onde. L'amplitude relative des variations sur un cycle

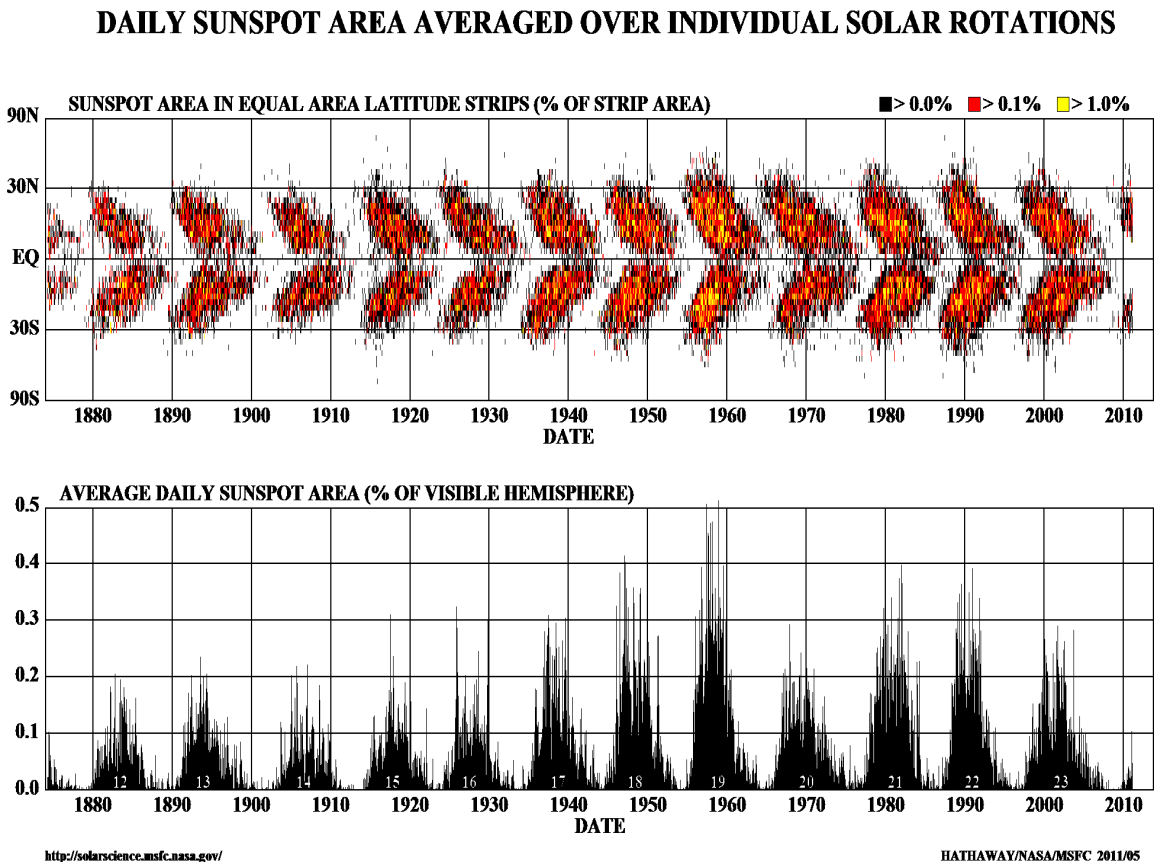

FIGURE 1.5. *Evolution du nombres de taches ainsi que de leurs distributions en latitude à partir de 1880 jusqu'à nos jours. Source : http ://solarscience.msfc.nasa.gov/.*

de 11 ans peut atteindre 1000% pour les rayons X et XUV, entre 10 et 100% pour l'EUV, entre 1 et 10% pour le FUV et le MUV, et moins de 2% pour le NUV. Dans le visible et le proche infra-rouge, la variation relative est de l'ordre de 0.1% environ. Toutefois, la variabilité dans ces dernières bandes spectrales est très difficile à quantifier car très faible, et par conséquent mal connue : la précision des mesures étant parfois du même ordre de grandeur que la variabilité du signal.

Deux décennies d'observations solaires et d'analyses ont permis d'établir la nature des rôles des taches solaires et des facules dans la variabilité de l'irradiance spectrale pour les longueurs d'onde supérieurs à Lyman α (Fröhlich & Lean, 2004) : les effets des facules dominent les variations à toutes les échelles de temps (modulation de 27 jours et le cycle de 11 ans) pour les longueurs d'onde inférieures à 300 nm. Autour de 300 nm, le caractère de la variabilité spectrale change brusquement. En effet, les radiations entre 300 et 400 nm exhibent une dépendance évidente par rapport aux dynamiques des facules mais aussi des taches solaires. En outre, ces deux contributions façonnent littéralement la variabilité de l'irradiance solaire totale.

L'imagerie solaire dans de multiples longueurs d'onde permet de rendre compte de l'activité magnétique du Soleil notamment dans l'ultraviolet et les rayons X. Lors des périodes de forte activité solaire, de grandes structures magnétiques sous formes de boucles sont observées dans la couronne. Le plasma photosphérique et chromosphérique peut suivre ces lignes de champ,

alimentant la couronne. Ce même plasma va alors être chauffé, principalement par collision avec les électrons suprathermique de la couronne, ce qui conduit à une augmentation intense du flux dans l'ultraviolet et les rayons X, toujours modulée par la rotation solaire.

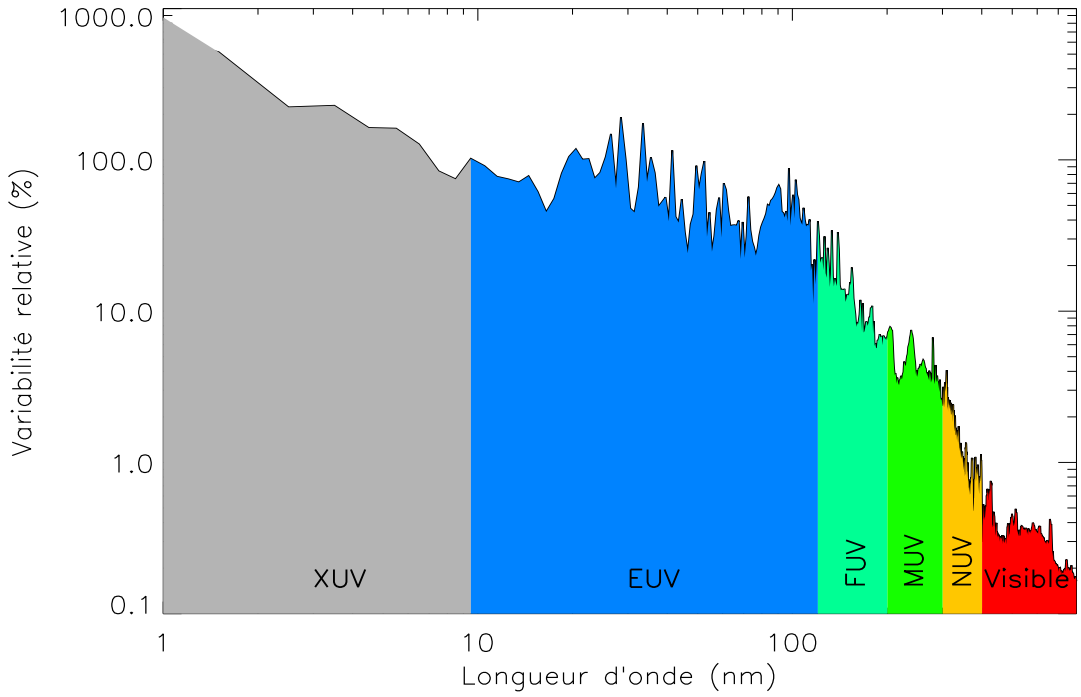

Figure 1.6. *Variation relative liée au cycle solaire de 11 ans de l'irradiance spectrale entre 1 et 800 nm calculée à partir de mesures des satellites TIMED et SORCE entre 2003 et 2010, recouvrant les périodes de forte et faible activités solaires.*

1.3.2 Phénomènes transitoires

Nous avons présenté pour l'instant des phénomènes sur des échelles de temps supérieures au jour apparaissant à la surface du Soleil. La durée de vie moyenne d'une tache solaire est de quelques jours à plusieurs mois. L'augmentation de l'activité magnétique s'accompagne également de celle de phénomènes transitoires via des éruptions solaires issues de la réorganisation magnétique dans la couronne solaire. Les lignes de champs s'entrelacent, des nappes de courant se forment à petites échelles et de l'énergie est libérée (énergie cinétique mais également des radiations) par reconnexion de ces lignes de champ. Les éruptions solaires s'accompagnent de nombreux phénomènes, comme l'accélération de particules (électrons et protons) au niveau de la reconnexion magnétique, qui engendrent à leur tour des émissions radio (les sursauts radio de type II par exemple). Les éruptions solaires s'accompagnent toujours de l'augmentation ponctuelle des émissions dans l'ultraviolet et dans les rayons X, du fait d'une forte accumulation de matière fortement ionisée. Les plus gros événements enregistrés font état d'une augmentation de près de deux à trois ordres de grandeur dans les rayons X par exemple. De plus en plus d'observations font également état d'émissions dans le visible (principalement en H_α) provenant de la basse atmosphère solaire, chauffée par la précipitation d'énergie et de particules (Ding, 2007). Des récentes études ont permis de mettre en évidence que ces éruptions en lumière blanche sont des phénomènes fréquents, contrairement à ce que l'on pouvait penser auparavant (Jess *et al.*,

2008; Cessateur *et al.*, 2010; Kretzschmar, 2011). Les éruptions solaires contribuent également à la variabilité de l'irradiance solaire totale (Kretzschmar *et al.*, 2010). La contribution absolue en énergie lors des éruptions solaires peut dont être plus importante dans le visible que dans les courtes longueurs d'onde. Ceci est un bel exemple de l'intérêt d'étudier un même phénomène dans plusieurs longueurs d'onde.

Des éjections de masses coronales (CME pour Coronal Mass Ejection) peuvent également être associées aux éruptions solaires. Il s'agit de nuages de plasma magnétisé qui sont ejectés de l'atmosphère solaire avec des vitesses variant entre 35 km.s^{-1} et 2000 km.s^{-1}. L'utilisation d'un coronographe, qui occulte le disque solaire afin de pouvoir observer la couronne, permet d'observer ces phénomènes, visible en lumière blanche par diffusion Thompson. L'interaction de ce plasma éjecté avec le vent solaire est multiple, comme une production de rayonnements via l'accélération de particules, ou encore l'augmentation de la densité électronique. Certaines CMEs s'accompagnent de particules très énergétiques pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV, les événements à protons. Leur origine n'est toujours pas claire aujourd'hui, mais il est admis que l'onde de choc en amont de la CME accélère des particules par accélération de Fermi. Leurs conséquences sur l'environnement planétaire et interplanétaire sont sans nul doute les plus importantes. Les CME et ces particules énergétiques sont des éléments importants de la météorologie de l'espace, car ils affectent l'environnement terrestre de multiples façons.

1.3.3 La cohérence spectrale

En dépit de la complexité de tous les processus physiques présentés en section 1.2.3 (et en annexe B), la variabilité de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV montre une cohérence forte à la fois dans le temps mais aussi dans l'espace. Floyd *et al.* (2005) montrent en effet que les émissions provenant de la haute photosphère, la chromosphère, la région de transition et la basse couronne sont fortement corrélées pour des échelles de temps supérieures à la dynamique d'événements sporadiques comme les éruptions solaires. Cela se traduit pour les raies d'émission par un fort couplage des phénomènes de collision, donc de chauffage, à travers l'atmosphère solaire. Cela se manifeste directement par des évolutions similaires de l'irradiance observée pour l'EUV, le FUV et enfin le MUV pour les échelles de l'heure ou plus comme l'illustre la figure 1.7. Dans cette figure, les irradiances sont normalisées par rapport à leurs écart type. Toutes les séries temporelles montrent de très fortes corrélations, à la fois sur le court et le long terme. Les modulations à 27 jours, ainsi qu'une partie du cycle de 11 ans, sont aisément reconnaissables. Une telle cohérence s'explique par le fort couplage magnétique entres ces couches atmosphériques (Domingo *et al.*, 2009). Pour un Soleil non éruptif, cela nous offre alors des perspectives intéressantes pour reconstruire l'irradiance solaire dans l'UV.

La cohérence spectrale est une propriété remarquable de la variabilité solaire. Cela justifie l'utilisation a priori de seulement quelques termes, les indices solaires par exemple, afin de décrire la variabilité de l'irradiance dans l'UV. De nombreux travaux mettent en effet en avant une forte corrélation entre ces indices et les bandes spectrales de l'EUV et du FUV (i.e. Kane (2002)). Nous reviendrons sur les indices au chapitre 2. Comme exemple, la série temporelle associée à l'indice radiométrique F10.7, qui est un indice de l'activité de la couronne solaire, est également présentée sur la figure 1.7. Toutefois, en y regardant de plus près, certaines différences se démarquent entre ces séries temporelles, notamment l'amplitude et la forme des modulations à 27 jours. La différence est même importante entre l'indice radiomètrique F10.7 et certaines longueurs de l'EUV. Ceci montre entre autre qu'il y a plusieurs facettes dans la variabilité

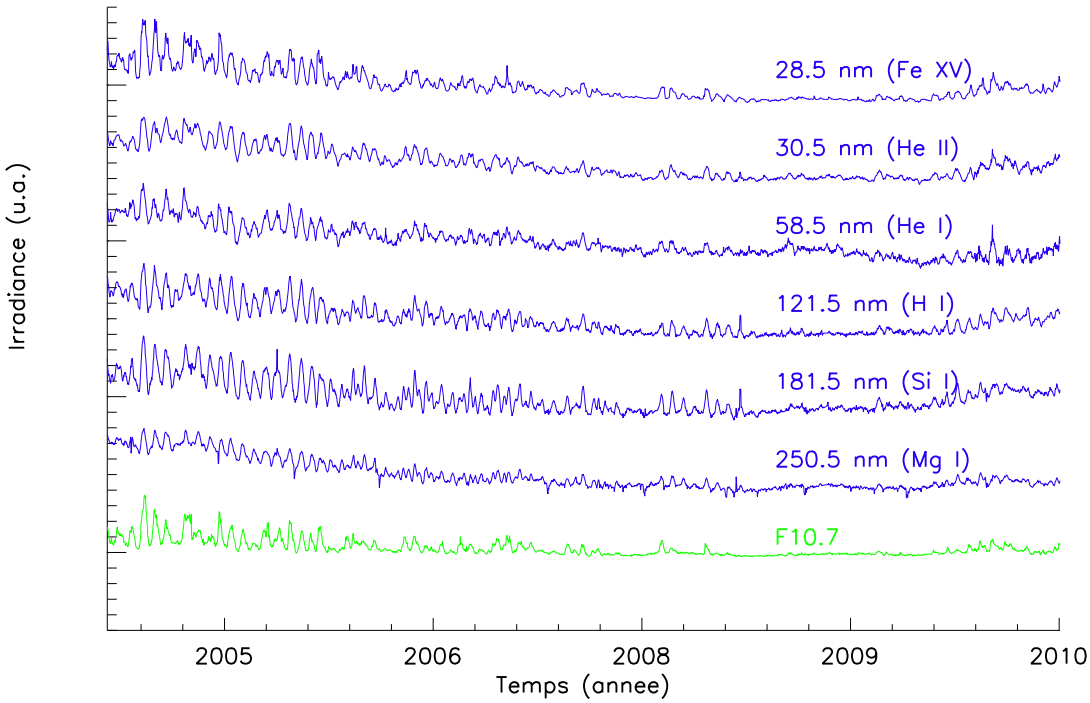

Figure 1.7. *Séries temporelles du flux standardisé pour quelques intervalles spectral de résolution $\Delta\lambda$=1 nm, avec l'espèce dominante dans cet intervalle. La série temporelle associée à l'indice F10.7 est également représentée.*

de l'irradiance solaire dans l'UV : le meilleur modèle possible repose sur l'utilisation d'indices reflétant tous les aspects de cette variabilité.

De nombreux modèles, empiriques et semi-empiriques utilisent ces indices solaires afin de modéliser la variabilité de l'irradiance spectrale dans l'UV. Nous détaillerons les différents indices et proxies, ainsi que ces différents modèles, au chapitre 2. Nous verrons particulièrement que ces indices, même s'ils sont couramment utilisés, ne suffisent pas à rendre compte de la complexité de la variabilité de l'irradiance spectrale.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons également utiliser cette propriété remarquable de la cohérence spectrale pour reconstruire la variabilité de l'irradiance dans l'UV. Comme nous le verrons, la différence principale de notre étude par rapport aux modèles existants réside dans la nature des informations que nous utilisons. Comme alternative aux indices solaires, nous proposons, afin de reconstruire l'irradiance solaire spectrale dans l'UV, d'utiliser des mesures directs du flux UV par le biais de bandes passantes dévolues à l'EUV, le FUV et le MUV. Ceci dans le but de capturer toutes les facettes de la variabilité de l'irradiance dans l'UV. Nous y reviendrons aux chapitres 3, 4 et 5.

L'étude de la variabilité de l'irradiance solaire dans l'UV est une composante très importante de la physique solaire. Mais cela dépasse largement ce simple cadre. Le Soleil a en effet une influence considérable sur l'ensemble du système solaire. La variabilité solaire a un fort impact sur les environnements planétaires. Les interactions sont diverses : outre les interactions de type gravitationnelle, il faut compter également le rayonnement (pour toutes les longueurs d'onde),

l'interaction magnétique (interaction avec la magnétosphère terrestre) et finalement l'impact du vent solaire et son apport massif en particules d'un large spectre d'énergie. Tous ces phénomènes entrent dans le cadre de la météorologie de l'espace, où la prédiction de tous ces événements (variabilité du flux UV et X, éruptions solaires, éjections de masse coronales,...) permet de limiter leurs impacts sur les environnements planétaire.

Au cours de ce travail, j'ai donc abordé différentes facettes de la variabilité du spectre solaire UV, et de son interaction avec les environnements planétaires. Après cette première partie consacrée aux processus d'émissions et au problème de la reconstruction du spectre, j'ai eu l'opportunité d'étudier l'impact du flux UV solaire sur une atmosphère dans le cas de Ganymède, un satellite de Jupiter.

1.4 Impact du flux solaire sur les atmosphères planétaires

Je présente ici quelques éléments de réflexion sur l'importance de l'impact du flux UV solaire, et surtout de sa variabilité, sur les atmosphères planétaires. J'introduis dans cette section la problématique terrestre, qui possède une atmosphère dense. La caractérisation complète de la réponse de l'atmosphère de Ganymède au flux UV solaire est présentée au chapitre 6. Ces deux exemples, la Terre puis Ganymède, sont effectivement des cas différents, mais les principes que nous allons introduire sont bien communs.

1.4.1 Introduction

Commençons par un rapide bilan radiatif pour la Terre, pour bien se rendre compte de l'importance du rôle que joue le Soleil sur notre environnement. Le flux solaire qui arrive au sommet de l'atmosphère terrestre est de l'ordre de 1361 $W.m^{-2}$. Une partie de l'énergie solaire reçue est directement réfléchie dans l'espace par les molécules, nuages et aérosols présents dans l'atmosphère, ainsi que par la surface terrestre. Cette énergie réfléchie, à hauteur de 30% environ, constitue l'albédo. Le reste du rayonnement, (70%), est absorbé par l'atmosphère, les océans et par les continents. Le réchauffement de l'atmosphère et du sol induit un rayonnement infrarouge. Les gaz à effet de serre présents dans l'atmosphère absorbent ce rayonnement infrarouge, qu'ils réémettent vers la surface la chauffant de nouveau. Un équilibre thermique s'effectue entre le flux entrant solaire, et le flux sortant en infrarouge. Des émissions anthropiques de gaz à effets de serre peut venir perturber cet équilibre, causant le réchauffement global que l'on subit aujourd'hui.

Considérons à présent non plus l'énergie totale intégrée sur tout le spectre, mais plutôt l'irradiance spectrale. Il s'avère qu'une atmosphère planétaire n'est pas transparente à toutes les longueurs d'onde. Dans le cas de la Terre, seules les ondes radio et visibles arrivent à la surface. Les radiations infrarouges sont principalement absorbées par la vapeur d'eau ainsi que par le dioxyde de carbone présent en basse altitude (autour de 60 km). Les radiations dans le domaine ultraviolet et des rayons X sont fortement absorbées par les atmosphères. Dans le cas de la Terre, la densité atmosphérique est suffisamment importante pour qu'aucune radiation dans l'UV n'atteigne la surface, ce qui est une condition nécessaire pour permettre l'existence d'une biosphère. Dans le cas de Ganymède, en revanche, la densité atmosphérique est si ténue que le flux UV n'est pas totalement absorbé par l'atmosphère, et la surface absorbe donc une part non négligeable du flux UV. Nous y reviendrons au chapitre 6.

1.4.2 Comment modéliser cet impact ?

Ce sont particulièrement les radiations solaires dans l'ultraviolet qui nous intéressent ici. Le flux EUV est suffisamment énergétique pour arracher un électron à un atome ou une molécule neutre formant ainsi l'ionosphère. Chaque planète ou satellite possédant une atmosphère possède a priori une ionosphère, les couches atmosphériques les plus externes étant continuellement bombardées par le flux EUV solaire ou stellaire. L'annexe C présente en détail l'ionosphère dans le cas de la Terre. Les bandes spectrales du FUV et du MUV sont quant à elles responsables de la dissociation et de l'excitation des différentes espèces dans les atmosphères planétaires. Voyons un exemple avec la photodissociation de l'oxygène moléculaire, qui est présent en grande quantité dans l'atmosphère terrestre. C'est également le cas pour les régions polaires de Ganymède. Nous profitons de cette partie pour présenter les réactions de photodissociation que nous utiliserons lors de la modélisation de la réponse des régions polaires de Ganymède au chapitre 6. Les processus de photodissociation pour O_2, pour une bande spectrale de l'UV donnée, peuvent s'écrire :

$$O_2 + h\nu \rightarrow \begin{cases} O(^3P) + O(^3P) & & & 177 \text{ nm} \leq \lambda \leq 242.5 \text{ nm} \\ O(^1D) + O(^3P) & \text{et} & O(^3P) + O(^3P) & 115 \text{ nm} \leq \lambda \leq 177 \text{ nm} \\ O(^1S) + O(^3P) & \text{et} & O(^3P) + O(^3P) & 90 \text{ nm} \leq \lambda \leq 115 \text{ nm} \end{cases}$$

Les réactions pour les longueurs d'onde au dessus de 177 nm se produisent dans les bandes de Herzberg. Pour les longueurs d'onde supérieures, les réactions sont attribuées aux bandes de Schumann-Runge. La photodissocitation de l'O_2 conduit à la formation d'oxygène atomique soit dans l'état fondamental, O(^{3}P), soit dans des états excités comme O(^{1}D) ou O(^{1}D). Ces états O(^{1}D) et O(^{1}S) ainsi formés, peuvent se déactiver vers le niveau fondamental O(^{3}P), en émettant respectivement un rayonnement à 630 nm (la raie rouge) et 557 nm (la raie verte).

Généralement, nous avons accès à la section efficace totale d'absorption pour une espèce donnée, ici l'oxygène moléculaire. Les sections efficaces de photoionisation et de photodissociation, si elles ne sont pas directement mesurées expérimentalement, peuvent se déduire de la section efficace d'absorption en utilisant les rapports d'embranchement. Ainsi, pour la bande spectrale comprise entre 115 et 177 nm, nous utilisons les rapports comme mesurés par Lee *et al.* (1977) afin de déterminer combien d'état O(^{1}D) est produit par rapport à l'état O(^{3}P). Entre 90 et 115 nm, en revanche, seules 2% des réactions permettent la création de l'état O(^{1}S). Cet exemple est valable pour toutes les espèces présentes dans une atmosphère planétaire.

Le principe de la modélisation de l'impact du flux UV solaire sur une atmosphère planétaire repose sur la connaissance de plusieurs paramètres :

- La concentration distribuée en altitude (z) pour chaque espèce présente dans l'atmosphère, notée $n_k(z)$, avec k l'indice de l'espèce.
- Les sections efficaces de photoabsorption en fonction de la longueur d'onde pour chaque espèce k, σ_k.
- le flux UV solaire qui arrive en haut de l'atmosphère, F_∞.

Pour une espèce k présente donnée, de concentration n_k, avec la section efficace d'absorption associée, σ_k, nous pouvons exprimer la diminution du flux UV pour chaque longueur d'onde sur une distance élémentaire ds comme suit :

$$dF(\lambda) = -n_k F(\lambda) \sigma_k ds \tag{1.7}$$

L'intégration de cette équation entre l'altitude z et l'infini, le long de la ligne de visée s donne le flux F pour chaque altitude z et pour chaque longueur d'onde, λ :

$$F(z,\lambda) = F_\infty exp[\int_z^\infty n_k(s)\sigma_k ds] \tag{1.8}$$

L'absorption du flux UV se modélise par une loi de Beer-Lambert, comme $F(\lambda,z) = F_\infty(\lambda)e^{-\tau(z)}$, avec τ, la profondeur optique. Toute la physique est contenue dans ce terme. Lorsqu'il y a plusieurs espèces absorbantes pour une longueur d'onde λ, nous pouvons considérer l'épaisseur optique totale, comme $\tau = \sum_k \tau_k(\lambda)$.

Une fois le flux UV connu pour toutes les altitudes, nous pouvons envisager de considérer les réactions de photoionisation et de photodissociation (qui conduisent souvent à l'excitation des différents atomes issus de la photodissociation comme nous l'avons vu avec l'exemple de l'oxygène moléculaire). Nous pouvons calculer les taux de production de toutes les espèces (k) dans différents états donnés (a) (l'état O(^{1}D) par exemple). Il nous faut pour cela les sections efficaces appropriées σ_a^k. Le taux de production d'une espèce dans l'état (a) est ainsi défini comme

$$P_k^a(z) = \int_\lambda n_k(z)\sigma_a^k(\lambda)F(\lambda,z)d\lambda \tag{1.9}$$

L'effet du flux UV solaire est maximal lorsque la profondeur optique est égale à 1[7]. La figure 1.8 a) présente ainsi l'altitude à laquelle $\tau = 1$ pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm, pour le cas de la Terre.

L'allure générale de la courbe présentée par la figure 1.8 a) est dictée par la concentration atmosphérique de chaque espèce présente en fonction de l'altitude et de leur section efficace. Pour chaque longueur d'onde, nous pouvons noter l'altitude où l'impact du flux UV est maximal.

Ainsi, l'essentiel du flux EUV est absorbé dans la thermosphère, au-dessus de 100 km. Le rayonnement solaire entre 100 et 200 nm environ joue un rôle dominant dans la mésosphère, entre 50 et 100 km d'altitude. Enfin, au-delà de 200 nm environ, l'absorption du flux par l'ozone essentiellement s'effectue dans la stratosphère (entre 20 et 50 km). Pour connaître l'impact du flux ultraviolet sur la structure thermique de l'atmosphère, nous devons comparer l'énergie solaire absorbée pour chaque altitude à l'énergie cinétique des particules (électrons, ions et neutres), assimilables à leurs températures respectives. A partir de 100 km, l'énergie cinétique des particules est de l'ordre de $2{,}5.10^2$ J.m^{-2}, contre $4{,}3.10^2$ J.m^{-2} environ qui correspond à l'énergie solaire principalement absorbée par l'atmosphère pour les longueurs d'onde inférieures à 175 nm. Cela résulte en une augmentation de la température de la thermosphère. Le mécanisme de chauffage est basé principalement sur l'ionisation : les photo-électrons, ou bien électrons suprathermiques, issus de l'ionisation se thermalisent par collisions avec les neutres, ce qui engendre de nouvelles ionisations. Les électrons ainsi issus, appelés électrons secondaires, peuvent avoir suffisamment d'énergie pour, à leur tour, ioniser ou bien exciter par collisions l'atmosphère neutre. Ces processus permettent effectivement un transfert d'énergie efficace entre les électrons thermiques et les neutres, dans la haute atmosphère, principalement dans l'ionosphère. La température électronique globale augmente, et par friction celles des ions et des neutres. Plus bas en altitude, l'énergie cinétique est de l'ordre 7.10^7 J.m^{-2}, si bien que le flux solaire en dessous de 175 nm,

7. La fonction de production $P_k^a(z)$ atteint son maximum lorsque $\tau = 1$

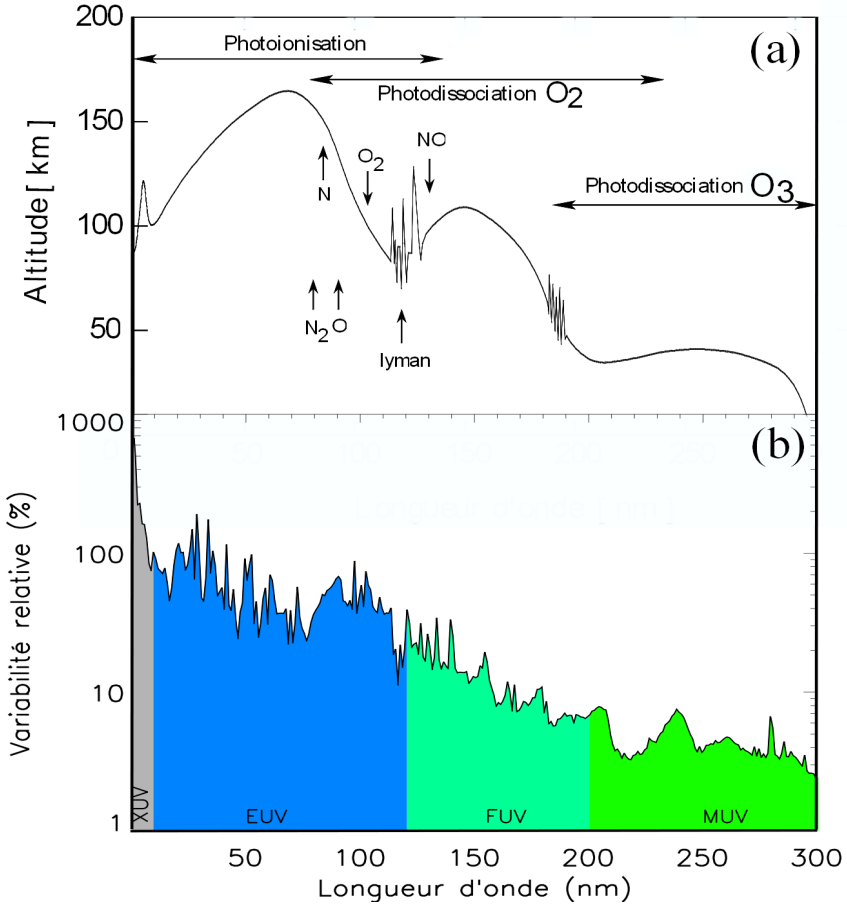

Figure 1.8. *Altitude où la profondeur optique pour chaque longueur d'onde est égale à 1 dans le cas de l'atmosphère de la Terre (a). Graphique adapté de Lilensten & Blelly (1999). Le niveau de variabilité sur un cycle de 11 ans est également représenté pour les longueurs d'onde comprises entre 1 et 300 nm (b).*

déjà considérablement absorbé, n'a plus aucun effet.

La figure 1.8 b) rappelle le niveau de variabilité du flux solaire sur un cycle de 11 ans pour les longueurs d'onde de l'EUV, du FUV et du MUV, comme nous l'avons vu précédemment. Ainsi, la thermosphère est particulièrement affectée par la variabilité de l'irradiance. En effet, il n'est pas rare de voir des augmentations de près de 100% pour le flux EUV sur un cycle solaire de 11 ans. Cela a un impact direct sur la température de la thermosphère, dont la valeur peut tripler entre le minimum et le maximum d'activité solaire. C'est également le cas pour la densité électronique de l'ionosphère ce qui peut avoir des impacts directs sur notre société, en raison de leur effet sur la propagation des ondes électromagnétiques. Tous ces phénomènes font partie de la météorologie de l'espace.

1.4.3 Météorologie de l'espace

L'influence du Soleil sur la vie est un phénomène qui est étudiée depuis toujours. L'étude systématique des relations Soleil-Terre en revanche est une science beaucoup plus jeune. L'impact du Soleil ne se limite pas uniquement aux phénomènes météorologiques classiques. L'activité solaire a clairement un impact direct sur l'évolution de la magnétosphère et l'ionosphère comme

nous avons pu le constater. Cela a donc aussi un impact direct sur nos vies quotidiennes, puisqu'elles sont de plus dépendantes des nouvelles technologies, liées de plus en plus à la conquête spatiales. Alors que nous venons tout juste de fêter les cinquante ans du premier homme dans l'espace, les satellites pour buts commerciaux et scientifiques ont littéralement envahi l'espace proche. L'activité solaire peut avoir un impact à toutes les échelles de l'environnement terrestre. Nous nous limiterons néanmoins dans ce qui suit à quelques exemples.

Les systèmes de navigation par satellites (GPS, Galileo,...) fonctionnent par ondes radio transmises entre les satellites et les récepteurs au sol. Les signaux de plusieurs satellites sont utilisées pour calculer la position de l'objet au sol avec une grande précision. Comme les signaux se propagent dans l'ionosphère, ils sont successivement réfractés par les différentes couches d'atmosphère. Plus la densité électronique est élevée dans l'ionosphère, et plus le signal sera ralenti. L'ionosphère peut être perturbée, via des orages géomagnétiques par exemple. Des phénomènes de scintillation ou d'absorption peuvent survenir suite à des irrégularités de structures. Les erreurs sur le positionnement peuvent atteindre la dizaine de mètres dans les pires des cas. Une bonne précision sur la position n'est en réalité possible que si une spécification précise de l'ionosphère et de la densité électronique en fonction de l'altitude est disponible pour alimenter les modèles. Atteindre une précision de 1% sur la densité électronique serait effectivement l'idéal pour les besoins des utilisateurs. Comme nous le verrons en détails au chapitre 6, la densité électronique est directement liée au flux solaire intégré dans l'EUV. Il faut donc avoir une bonne estimation du flux ultraviolet et de sa variabilité pour atteindre la précision souhaitée sur la densité électronique dans l'ionosphère.

Les satellites en orbite basse sont constamment soumis à une force de traînée, les faisant chuter. Cette force de traînée peut s'exprimer par :

$$R = \frac{1}{2}\rho v^2 A C_d \tag{1.10}$$

avec ρ la densité thermosphérique neutre, v la vitesse du satellite, A l'aire efficace du satellite et C_d un coefficient. La densité thermosphérique neutre est fortement modulée par le chauffage de l'atmosphère, directement liée au flux EUV, comme nous l'avons vu. La densité au-dessus de 300 km peut quasiment doubler ce qui résulte en une dilatation de l'atmosphère, augmentant alors pour une altitude donnée la force de traînée. La trajectoire des satellites est alors fortement perturbée, il n'est pas rare de perdre définitivement un satellite si celui-ci ne subit aucune correction de trajectoire. Outre le préjudice économique, cela peut également avoir des impacts sur la vie humaine des astronautes présents dans les stations en orbite basse. La connaissance du flux UV est donc également cruciale pour l'orbitographie.

Le flux UV solaire a donc un impact important sur les atmosphères planétaires. La connaissance de ce flux, à la fois des valeurs absolues mais également du niveau de variabilité pour chaque longueur d'onde, est un objectif prioritaire dans le cadre de la météorologie de l'espace. Pour toutes les applications spatiales (GPS, Galileo, etc...), atteindre une précision de 1% de la mesure ou bien sur la reconstruction du flux UV serait effectivement l'idéal. Toutefois, nous verrons dans les prochains chapitres que les mesures actuelles, ainsi que les modèles de flux UV et de sa variabilité sont loin d'une telle précision.

L'étude du flux UV solaire ne se limite pas à comprendre l'activité solaire pour les courtes échelles de temps, dont l'impact sur notre environnement est plus ou moins immédiat. Il est

également important de comprendre la variabilité de notre étoile sur le plus long terme, et d'en comprendre ainsi le rôle que peut jouer le forçage solaire sur tous les modèles de climat, aussi bien dans le passé que dans le futur. Ce sujet va bien au-delà du cadre de cette thèse, mais il est important de comprendre l'enjeu de la connaissance de l'activité solaire. Cela nous amène également à préciser l'enjeu des indices solaires, qui caractérisent la variabilité de l'activité solaire. Ces indices solaires sont des éléments clés pour comprendre la variabilité de notre étoile à la fois dans le passé et dans le futur, et donc de comprendre les mécanismes du forçage solaire sur l'évolution du climat.

1.4.4 Lien avec le climat ?

Selon le dernier rapport du *Groupe d'experts Intergourvernemental sur l'Evolution du Climat* (GIEC), les activités humaines depuis le début du XXème siècle ont contribué fortement à l'effet du réchauffement climatique que nous expérimentons tous aujourd'hui. Si l'impact sur le climat mondial de l'augmentation du CO_2 produit par l'homme semble aujourd'hui globalement accepté, l'impact du forçage solaire n'est en revanche toujours pas entièrement compris. De nombreuses études rendent compte de l'impact du cycle de 11 ans sur le système atmosphère/océan terrestre (e.g. Egorova *et al.* (2004); Haigh *et al.* (2010)), mais l'impact sur l'évolution du climat reste incertain et fait toujours débat dans la communauté scientifique (Solomon *et al.*, 2007).

L'étude des variations climatiques dans le passé proche et lointain semble aujourd'hui une bonne idée pour mieux comprendre la variabilité solaire, et comprendre son impact sur le climat. Toutefois, les variations climatiques naturelles sont à priori non perceptible à l'échelle de temps de vie d'un être humain, les archives humaines ne sont pas forcément des indicateurs avec un bon niveau de confiance. De nombreuses techniques ont été développés pour connaître l'évolution du climat terrestre dans le passé. Les radio-isotopes permettent la datation : certains éléments comme l'oxygène sont sensibles aux variations de température. Lorsque la température diminue, une sélection s'opère et l'isotope lourd ^{18}O se trouve être en moins grande quantité dans les glaces polaires que ne l'est l'isotope ^{16}O, plus léger. Des études statistiques ont permis de mettre en évidence des cycles climatiques, de périodes à 100000 ans, 43000 ans, 24000 ans et 19000 ans. Ces cycles n'ont pas vraiment grand chose à voir avec l'activité solaire, mais plutôt à l'évolution des paramètres orbitaux de la terre. La théorie de Milankovitvh expose tous ces phénomènes : l'obliquité de l'orbite (aujourd'hui de 23°26'), la variation de l'excentricité de l'orbite, ou encore le mouvement de précession expliquent les cycles climatiques de grande ampleur.

Mais peut t-il y avoir un lien avec l'activité solaire ? Il existe effectivement des coïncidences troublantes, où une période de faible activité solaire, le minimum de Maunder, coïncidait avec une période froide, le Petit Âge Glaciaire à la fin du XVIIème siècle, mais aussi au XIIème siècle avec une période de forte activité solaire et un réchauffement prononcée en Europe. Ces deux phénomènes ont-ils effectivement un rapport ?

Il faut avant tout pouvoir caractériser la variabilité solaire dans le passé proche et lointain. Il nous faut avoir des indices à propos de cette activité. De nombreux indices sont aujourd'hui à notre disposition comme nous le verrons au début du chapitre 2. Citons les plus connus comme l'indice radiomètrique F10.7 (voir figure 1.7) ou bien encore l'indice du magnésium Mg II. Toutefois, aucun ne remonte suffisamment loin dans le passé pour caractériser l'activité solaire. L'indice des taches solaires nous permet de remonter jusqu'au début du XVème siècle, avec des mesures sporadiques jusqu'en 1750, puis des mesures systématiques jusqu'à nos jours. Mais peut

on remonter encore plus loin dans le temps ?

L'activité solaire module également l'intensité des rayons cosmiques qui arrivent sur Terre. Pendant les périodes d'activité maximale, le champ magnétique interplanétaire induit par le Soleil est plus fort, inhomogène, ce qui perturbe fortement la propagation des rayons cosmiques. On s'attend alors à ce que l'intensité des rayons cosmiques arrivant sur Terre soit anti-corrélé avec l'activité solaire. L'impact des rayons cosmiques sur l'atmosphère terrestre est multiple. Les rayons cosmiques sont entre autres responsables de la formation de radio-isotopes dans l'atmosphère terrestre dont le carbone 14 (^{14}C) et le béryllium 10 (^{10}Be). Le temps de fixation au sol pour ces espèces est respectivement de l'ordre de 100 et 1.5 ans. On retrouve le carbone 14 dans le bois principalement, alors que le béryllium 10 est présent dans les calottes polaires. L'étude avec le carbone 14 permet de remonter à 45000 ans environ, mais la période de fixation étant particulièrement longue, il est difficile d'avoir une chronologie précise. Le béryllium, en revanche, est particulièrement bien adapté : les carottes de glace permettent de remonter jusqu'à 150000 ans. Toutefois, plus l'on remonte dans le temps, l'interprétation des résultats est d'autant plus difficile, car les conditions environnementales changent également comme par exemple des facteurs climatologiques impactant la fixation de ces radio-isotopes. La figure 1.9 présente pour une période remontant jusqu'à l'an 1000 l'évolution des ces trois indices. Le cycle de 11 ans est clairement visible pour l'indice des taches solaires. Les séries temporelles pour les radioisotopes, ^{14}C et ^{20}Be, ont été moyenné sur 22 ans. L'ensemble des indices sont bien corrélés entre eux, mettant en évidence des périodes de forte activités, mais aussi des périodes de minimum solaire comme ceux de Maunder et de Spörer. L'indice des taches solaires sur la figure 1.9 permet également de mettre en évidence un cycle d'environ 80 à 100 ans, la période de Gleissberg, qui tend à s'allonger dans le temps. Des données directes sur le flux de rayons cosmiques sont disponibles à partir de 1970, avec des mesures systématiques avec l'utilisation de moniteurs à neutron.

De nombreux travaux utilisent donc ces différents indices pour pouvoir estimer la variabilité aussi bien de l'irradiance spectral que du flux totale rayonnée par le Soleil dans le passé. Les résultats peuvent servir comme paramètre d'entrée au modèles de paléoclimats, et éventuellement mieux comprendre l'impact du forçage solaire sur le climat terrestre. La reconstruction de l'irradiance solaire totale pour le minimum de Maunder a fait l'objet de nombreuses études. Gray *et al.* (2010) résument tous ces travaux, et notent une grande dispersion des résultats, les modèles n'utilisant pas les mêmes indices. Il est également intéressant de noter que si le cycle de 11 ans n'est pas présent dans l'indice de nombre de tache durant le minimum de Maunder, il l'est en revanche pour les radio-isotopes ce qui dénote une activité solaire (Usoskin *et al.*, 2001). Cela peut expliquer certaines différences. Certaines études ont également cherché à comparer le Soleil avec d'autres étoiles, moins brillantes et non-cycliques, afin d'évaluer l'irradiance solaire totale durant un minimum d'activité (Lean *et al.*, 1995). Toutefois, de plus récentes observations de ces étoiles références sont en contradiction avec les premières observations, laissant supposer que ces reconstructions ne peuvent être juste.

Les radio-isotopes, après une correcte calibration, permettent de remonter encore plus loin dans le passé. Steinhilber *et al.* (2009) présente pour la première fois la reconstruction de l'irradiance solaire totale remontant jusqu'à l'holocène ($\approx$ 8000 ans avant J.C.) en utilisant les radio-isotopes ^{10}Be. Les auteurs montrent en outre une variabilité plus faible durant le minimum de Maunder que ne le prédisent les études utilisant uniquement les taches solaires. D'autres modèles plus poussées utilisent des relations liant l'évolution de l'irradiance solaire totale à celle des structures

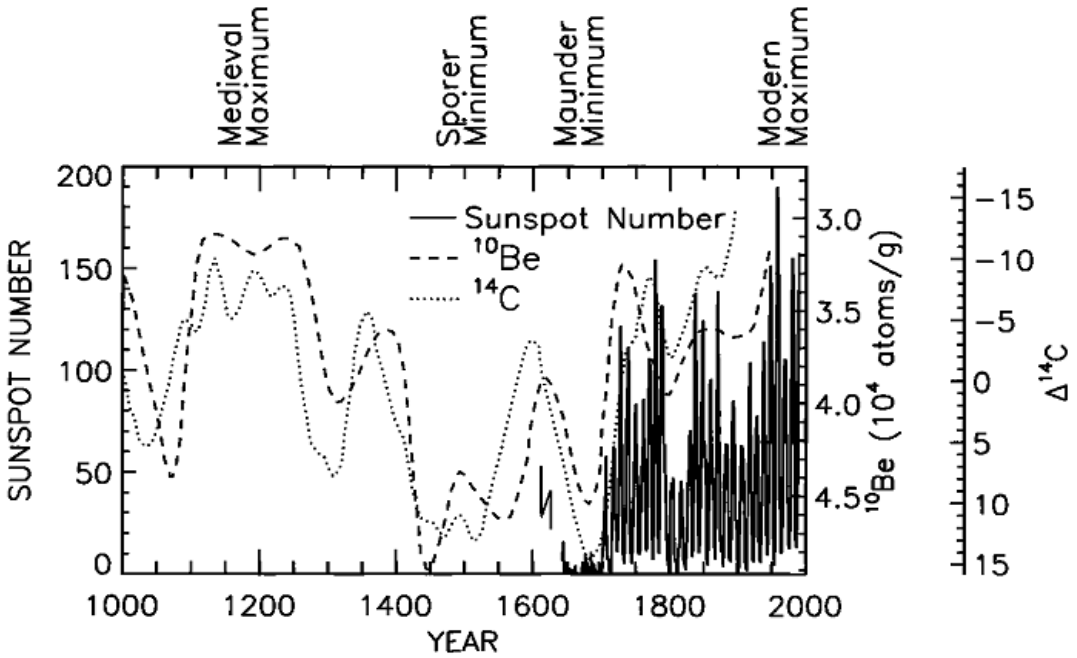

Figure 1.9. *Séries temporelles des radioisotopes ^{14}C et ^{20}Be depuis l'an 1000 jusqu'à nos jours. A partir de 1750 environ, on peut observer la série temporelle pour le nombre de tache solaire. Graphique tiré de Lean* et al. *(1995).*

magnétiques à la surface du Soleil comme proposées par les travaux de Krivova *et al.* (2003, 2006), comme nous le verrons au chapitre 2. Ainsi, Vieira *et al.* (2011) proposent la reconstruction de l'irradiance solaire totale en utilisant les radio-isotopes (^{14}C). En utilisant une méthode similaire, Shapiro *et al.* (2011) utilisent les radio-isotopes ^{10}Be afin de reconstruire aussi bien l'irradiance solaire totale que certaines bandes spectrales, notamment dans le visible et l'ultraviolet ($\lambda \geq 175$ nm). Toutefois, les résultats de ces modèles font débat aujourd'hui, notamment sur les implications en terme d'amplitude du forçage solaire.

Il est difficile de savoir si effectivement le forçage solaire a un impact direct sur le climat. L'incertitude sur la datation des radio-isotopes rend les choses difficiles. Cette question reste totalement ouverte, et de futures études sont plus que jamais nécessaires pour y répondre. La réponse du système atmosphère/océan ne peut être linéaire, ce qui complique énormément le problème. Des aspects régionaux seront également à prendre en compte dans les futures études. Toutefois, la variabilité actuelle du Soleil semble trop faible pour pouvoir expliquer les changements climatiques importants que nous expérimentons actuellement.

1.5 Organisation de la thèse

J'ai présenté dans ce chapitre d'introduction les éléments importants nécessaires aux différents chapitres qui vont succéder. Cet travail de thèse contient deux parties différentes, néanmoins extrêmement liées. La première partie sera orientée vers la physique solaire, avec une caractérisation du flux solaire dans l'UV. La seconde partie concernera plutôt l'aéronomie, avec un exemple de l'impact du flux UV sur une atmosphère planétaire.

Tout d'abord nous traiterons de la caractérisation de la variabilité de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV. Nous allons au chapitre 2 faire un état des lieux de notre connaissance vis à vis de la modélisation de la variabilité de l'irradiance spectrale dans l'UV. Nous verrons qu'une nouvelle approche est nécessaire afin de modéliser correctement cette variabilité. A partir de méthodes d'analyse statistique multivariée, nous mettrons en évidence la cohérence spectrale des données de l'irradiance dans l'UV au chapitre 3. Fort de cet expérience, nous envisagerons la reconstruction de l'irradiance dans l'UV à partir de bandes passantes, fictives dans un premier temps, puis réelles. Ce sera l'objet du chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 sera consacré à la définition d'un nouvel instrument, basé à la fois sur les résultats des chapitres précédents, mais aussi sur des contraintes technologiques fortes.

La seconde partie de cette thèse, développé dans le chapitre 6, sera consacrée à la modélisation de la réponse de l'atmosphère de Ganymède au flux UV solaire. Cet travail de thèse propose de caractériser le flux UV depuis son émission par le Soleil jusqu'à son arrivée sur une atmosphère planétaire.

Enfin, les conclusions générales et les perspectives seront présentées dans la toute dernière partie de ce travail de thèse.

Chapitre 2

Modèles d'irradiance pour l'UV

Sommaire

2.1 Les campagnes d'observation 29
2.2 Les modélisations de la variabilité de l'irradiance solaire UV 32
2.2.1 L'UV Lointain (FUV) et Moyen (MUV) 34
2.2.2 L'Extrême UV (EUV) 38
2.2.3 Pertinence des Modélisations Empiriques avec des Indices 44
2.3 Un espoir sans indices ? 47
2.3.1 Philosophie de Travail 47
2.3.2 Les données d'irradiance 48
2.4 Conclusion 51

La mesure de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV en temps réel est une tâche particulièrement ardue :

- L'absorption atmosphérique pour les longueurs d'onde en-dessous de 320 nm environ rend la mesure au sol du flux UV impossible.
- L'ordre de grandeur du flux est différente selon les régions spectrales : de l'ordre de 10^{-5} W.m^{-2} pour le XUV pour 10^{-2} W.m^{-2} pour le MUV, pour un soleil non éruptif. Cette forte dynamique rend l'observation avec un seul instrument impossible. La sensibilité requise pour les faibles longueurs d'ondes occasionnerait la saturation des détecteurs pour les grandes longueurs d'ondes de l'UV. C'est notamment pour cette raison que la raie de Lyman α à 121.57 nm, qui est la plus intense du spectre UV, est souvent mesurée de manière séparée.

Ces difficultés engendrent un manque important d'observations, que l'on compense généralement par l'utilisation de modèles empiriques ou bien semi-empiriques de l'irradiance dans l'UV. En effet, faute d'une description correcte de l'atmosphère solaire, il existe peu de modèle physique. Ce chapitre va nous permettre de faire un état des lieux de nos connaissances actuelles concernant les observations et les modélisations empiriques et semi-empiriques du flux UV solaire.

2.1 Les campagnes d'observation

Le premier spectre solaire dans l'UV (du visible jusqu'à 220 nm) est obtenu suite à la seconde guerre mondiale avec l'utilisation des premières fusées par Baum *et al.* (1946). Les missions suivantes permettent les premières mesures spectroscopiques du flux UV. Johnson *et al.* (1958)

présente un spectre entre 97 et 180 nm, mettant ainsi en évidence des raies d'émission. Ce résultat confirme bien que le Soleil émet beaucoup plus d'énergie dans l'EUV qu'un corps noir à 5777 K. Par la suite, Hinteregger (1960) présente un des premiers spectres EUV jusqu'à 6 nm, mesuré à 200 km d'altitude. Tousey (1961) fournit une description détaillée des développements des premières missions fusées dévolues à l'EUV alors que Simon (1981) présente une revue des différentes premières missions d'observation du FUV/MUV. Les premiers satellites dévolus à l'observation de l'irradiance solaire sont mis en orbite lors du cycle solaire 20, au début des années 60, et permettent ainsi les premières caractérisations de la variabilité. La figure 2.1 résume les principales missions d'observation de l'UV afin de présenter un aperçu de la couverture tant spectrale que temporelle des observations de l'irradiance dans l'UV. Précisons que seules les missions dont l'observation du spectre avec une bonne résolution spectrale ($\leq$ 1 nm) sont représentées sur cette figure. Les instruments tels que PICARD/PREMOS et PROBA-2/LYRA seront introduits un peu plus tard.

Kramer (2002) offre une description détaillée des satellites et des instruments dévolus à l'observation de l'irradiance EUV depuis le début des années 60 tels que la famille de satellites "Orbiting Solar Observatories" (OSO), les satellites AEROS et enfin les satellites "Atmospheric Explorer". Toutefois, soumis à un environnement hostile, la réponse des instruments mis en orbite se dégrade compromettant la précision des mesures. Ainsi, on considère que les fusées peuvent fournir des mesures mieux étalonnées que les satellites. Toutefois, les fusées ne permettent l'acquisition que de quelques spectres. En outre, selon les longueurs d'onde, l'incertitude sur les mesures réalisées avec les fusées est estimée entre 15% et 50% (Higgins, 1976). Suite aux mesures d'irradiance du satellite AE-E, il n'y a eu aucune mesure du flux journalier de l'EUV (excepté une vingtaine de jours lors de la mission du satellite San Marco 5) jusqu'en 2002 avec le lancement de la mission TIMED (Woods *et al.*, 1998). Ce manque important de données est surnommé le "Solar EUV Hole" (Donnelly, 1987).

Les observations des longueurs d'onde supérieures à celles de la raie Lyman α à 121.57 nm ont été plus nombreuses. DeLand & Cebula (2008) résument toutes les missions dévolues à l'observation de la bande spectrale 120-400 nm depuis 1978 : l'instrument "Solar Backscatter UltraViolet" (SBUV), qui mesure l'irradiance spectrale entre 170 et 400 nm, a d'abord été utilisé sur le satellite d'observations NIMBUS-7 pour mesurer l'irradiance du maximum solaire du cycle 21, puis sur les satellites NOAA-9 pour tout le cycle 22, et sur NOAA-11 pour le maximum et la phase descendante du cycle 22. L'instrument "Solar Mesosphere Explorer" (SME) mesure l'irradiance entre 115 et 300 nm pour le maximum du cycle 21 et la phase descendante du même cycle (Rottman, 1988). Ensuite, le satellite "Upper Atmospheric Research Satellite" (UARS) possède à son bord deux instruments dévolus à l'observation de l'irradiance entre 115 et 400 nm entre le maximum du cycle 22 et la phase descendante du cycle 23 : "Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor" (SUSIM) (Brueckner *et al.*, 1993), et "SOLar Stellar InterComparison Experiment" (SOLSTICE) (Rottman & Woods, 1994). Ces deux dernières expériences proposent pour la première fois un système de calibrations en vol. Enfin le satellite "SOlar Radiation and Climate Experiment" (SORCE) est lancé en janvier 2003, avec à son bord l'instrument SOLSTICE II qui continue toujours aujourd'hui les mesures d'irradiance.

Les missions Atlas ont eu pour but de mesurer un spectre solaire de référence, des bandes spectrales de l'EUV jusqu'aux ondes radio avec une excellente résolution[1] en utilisant divers

1. variable selon la bande spectrale considérée : 1 nm pour l'EUV, 0.05 nm pour le reste de l'UV, 0.02 nm pour le visible et enfin 0.2 nm pour les ondes radio.

instruments à la fois sur fusées et à bord de la station spatiale internationale. Thuillier *et al.* (2004) propose un spectre composite obtenu par différentes missions lors de campagnes d'observations en 1992 et 1994, pour des conditions proches respectivement des conditions maximale et minimale de l'activité solaire. Notons toutefois que l'irradiance pour les bandes spectrales XUV et EUV sont déduites d'un modèle (Woods & Rottman, 2002), les valeurs du flux EUV étant connues à 30% près. Ces missions Atlas sont représentées sur la figure 2.1 par les trois bandes verticales entre 1992 et 1994.

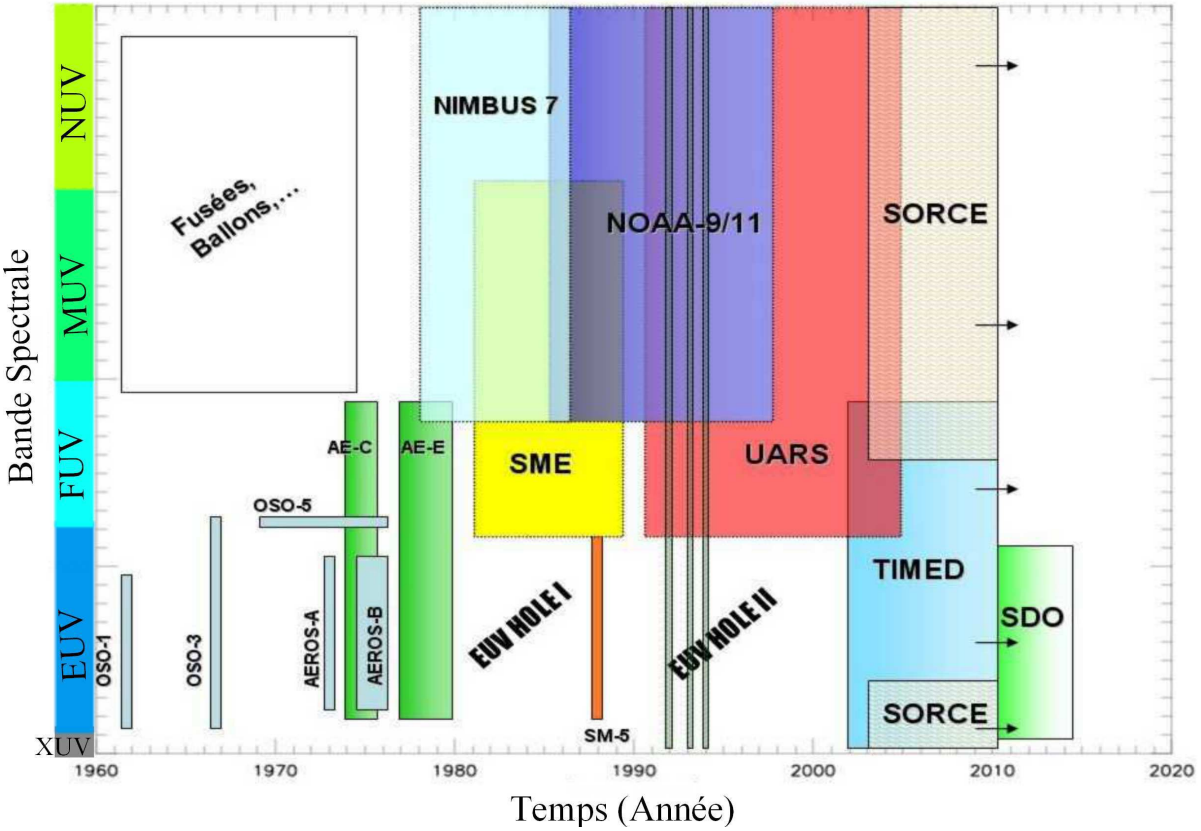

Figure 2.1. *Missions d'observations de l'irradiance solaire UV depuis le début des années 60 jusqu'à nos jours. Seules les missions dont les instruments ont une résolution spectrale sont representées ici.*

Ces campagnes d'observation tentent d'apporter des éléments de réflexion sur deux problèmes de fond. Le premier problème consiste à mesurer l'ensemble du spectre solaire, afin d'en obtenir une bonne description avec la meilleure résolution spectrale. Les spectres des missions Atlas sont largement utilisés comme référence pour nombres de modèles atmosphériques planétaires. Ce besoin d'un spectre solaire de référence est essentiel pour la caractérisation de la réponse des atmosphères planétaires au spectre solaire. Le deuxième problème consiste plutôt en une description correcte de l'évolution du spectre pour une longueur d'onde donnée au cours du temps. La résolution spectrale est en générale moindre que pour un spectre de référence. Les observations permettent aujourd'hui d'obtenir des spectres de manière régulière avec une bonne résolution temporelle (plusieurs spectres par jour pour SORCE, voire plusieurs par minute pour SDO/EVE (Woods *et al.*, 2010)).

La figure 2.1 donne toutefois l'impression que les nombreuses missions, principalement dans le

FUV et le MUV, assurent une couverture parfaite depuis le début des années 80. Toutefois, les problèmes de dégradation, et surtout le désaccord sur les valeurs absolues de l'irradiance entre instruments, rendent l'exploitation de certaines données extrêmement difficile, notamment sur le long terme.

Pour palier ces problèmes, et surtout aux manques d'observations dans l'EUV, le besoin de séries temporelles continues et calibrées du flux UV pour des modèles aéronomiques conduit au développement de modèles empiriques de la variabilité de l'irradiance solaire dans l'UV. Nous allons rapidement les passer en revue.

2.2 Les modélisations de la variabilité de l'irradiance solaire UV

La plupart des modèles de variabilité sont semi-empiriques dans la mesure où ils assimilent des indices d'activité solaire. Rares sont les modèles physiques, dont le principe repose sur la modélisation des processus physiques que nous avons évoquée au chapitre d'introduction (section 1.2.3). Citons par exemple la famille de modèles CHIANTI (Dere *et al.*, 1997). Ces modèles ne sont toutefois pas alimentés par les observations, donc très peu contraints. Ils sont utilisés pour décrire l'irradiance en fonction des conditions de l'atmosphère solaires, mais sont d'une utilité réduite pour décrire la variabilité temporelle.

Tous les modèles de reconstruction de l'irradiance spectrale pour l'UV se basent principalement sur le principe que l'évolution du champ magnétique et les structures associées sont à l'origine de la variabilité de l'irradiance (Foukal & Lean, 1988; Krivova *et al.*, 2003; Domingo *et al.*, 2009). Nous pouvons distinguer les modèles empiriques des modèles semi-empiriques : les deux approches sont similaires dans le sens où elles se basent sur l'exploitation de paramètres physiques indiquant le niveau d'activité solaire. La différence principale réside dans la manière d'exploiter ces paramètres, nous préciserons le caractère empirique ou semi-empirique des différentes approches lors de leurs descriptions respectives dans la suite. L'approche empirique nécessite d'avoir des mesures d'irradiance couvrant une période de temps significative pour pouvoir fournir un modèle robuste, contrairement à l'approche semi-empirique où le modèle n'est basé que sur les propriétés physiques de l'irradiance.

Il existe différents indices et proxies. Un bon proxy doit être sensible aux mêmes phénomènes physiques responsables de la formation de l'irradiance solaire dans l'UV que l'on souhaite reconstruire. Il doit aussi être facilement mesurable, et dans la mesure du possible, pouvoir être reconstruit dans le passé. Toutefois, la majorité des indices utilisés dans les modèles empiriques et semi-empiriques reposent sur leur facilité d'acquisition, et moins sur leur représentativité vis à vis d'une bande spectrale. Nous pourrons distinguer deux types de données. Premièrement les indices issus d'images solaires à différentes longueurs d'onde, lesquelles sont utilisées pour estimer l'aire de différentes structures magnétiques. Enfin, les indices solaires déduits par une mesure directe du flux intégré sur le Soleil entier à certaines longueurs d'onde.

Citons les différents indices solaires qui sont couramment utilisés dans les modèles que nous présenterons plus tard :

- Le nombre de taches solaires que nous avons déjà évoqué dans le chapitre précédent : ce n'est pas à proprement parler un indice pour la variabilité de l'irradiance dans l'UV mais il reste l'un des indices les plus largement utilisés. L'apparition et la dissipation des taches a été l'une premières preuves du caractère non immuable du Soleil. Cet indice est mesurable

depuis le sol, à partir d'images prises dans la bande spectrale du visible. Certainement l'indice le plus vieux mesuré, nous disposons de données remontant au début du XVIIème siècle.

- L'indice radiométrique, noté F10.7, est le flux radio intégré sur le Soleil pour $\lambda = 10.7$ cm. Covington (1961) remarque une variabilité proche de l'évolution des régions actives et du cycle solaire. L'indice F10.7 et ses variations ressemblant suffisamment aux variations des flux intégrés dans l'UV, cet indice est largement répandu dans les modèles ionosphériques. Deux processus thermiques entrent en jeu lors du processus d'émission du flux radio : l'émission gyro-résonante proche des taches solaires (c'est la composante majoritaire pour $\lambda = 10.7$ cm), où le champ magnétique est important, et les émissions libre-libre (*bremsstrahlung*) distribuées plus largement sur la surface du disque solaire (Tapping & Detracey, 1990). Cet indice est plus représentatif de l'activité magnétique pour un Soleil non éruptif. La combinaison de ces deux processus explique pourquoi le flux à cette longueur d'onde décrit si bien l'activité solaire. Ces mêmes processus physiques sont en revanche totalement diffèrent de ceux responsables du rayonnement UV. Exprimé en unité de flux solaire (10^{-22} W.m^{-2}.Hz^{-1}), cet indice varie approximativement de 60 à 300 du minimum au maximum solaire à l'orbite terrestre. Cet indice est mesurable depuis le sol, et est quotidiennement mesuré depuis 1947 à l'observatoire de Penticton, Canada.
- L'indice du magnésium, Mg II, est le rapport entre le centre et les ailes de la raie K du magnésium à 280 nm. Le centre de la raie est principalement issue de la chromosphère tandis que les ailes sont formées dans la photosphère. L'opacité étant maximale au centre de la raie, le rayonnement non absorbé pour cette longueur d'onde provient d'une région de plus haute altitude de l'atmosphère solaire (Heath & Schlesinger, 1986). Cet indice permet ainsi de quantifier la variabilité de la chromosphère, la photosphère variant très peu. Cet indice est représentatif de la bande spectrale du FUV concentrant une bonne partie des émissions chromosphériques. C'est également un traceur de l'activité magnétique de surface, en particulier des structures comme les facules. Cet indice n'est observable qu'à l'aide de satellites, à cause de l'absorption de l'atmosphère. Par le biais de différents instruments, il est continuellement mesuré depuis 1978 (Viereck *et al.*, 2004). Le principal intérêt de mesurer un rapport réside dans le fait que la dégradation de l'instrument a peu d'effet sur la mesure.
- La raie K du calcium ionisé une fois, Ca II K, à 393.3 nm, formée également dans la chromosphère, est également un bon indice de l'activité chromosphérique (White & Livingston, 1981) comme l'indice du magnésium. Les plages (chromosphériques), qui sont en émission, sont bien mieux contrastées à cette longueur d'onde que ne le sont les facules (photosphériques) en lumière visible. Comme ces structures sont co-spatiales, nous avons accès à l'aire occupée des facules via les images prises dans la raie du calcium. Les facules jouent un rôle prédominant dans la variation de l'irradiance totale (TSI), puisqu'elles compensent le déficit causé par les taches solaires. L'indice du Ca K est de ce fait utilisé pour reconstruire la TSI. De même, la caractérisation des plages est un bon indice des variations de la chromosphère et donc des bandes spectrales FUV et MUV. Différents spectro-imageurs observent régulièrement cette raie depuis le sol, avec précision, depuis le début des années 70. Notons que l'indice du Ca K est suivi depuis plusieurs décennies pour de nombreuses étoiles, ce qui a permis de mieux comprendre les cycles stellaires et de faire le lien avec le cycle solaire (Hall, 2008).
- Le triplet de l'hélium I à 1083nm. L'hélium neutre He I est principalement d'origine chromosphérique. La raie d'absorption infrarouge permet de sonder la chromosphère et ses variations (Donnelly *et al.*, 1985). Cet indice est mesuré depuis 1974 à partir d'imageurs

au sol, ce qui facilite son acquisition (Harvey & Livingston, 1994).

Il est fréquent dans la littérature de considérer la mesure et la modélisation de la variabilité spectrale de l'EUV d'une part, et les bandes spectrales du FUV et MUV d'autre part. En effet, l'instrumentation requiert des spécifications différentes en fonction de la bande spectrale considérée. Dans la suite de ce chapitre, nous suivrons cette habitude. Pour chaque intervalle spectral, nous nous attarderons à décrire les différents modèles empiriques de reconstruction de la variabilité spectrale.

2.2.1 L'UV Lointain (FUV) et Moyen (MUV)

Nous nous intéressons ici aux modèles de reconstruction de l'irradiance pour le FUV (121-200 nm) et le MUV (200-300 nm). Cook *et al.* (1980) proposent l'un des tous premiers modèles empiriques, dit modèle CBV : en se basant sur le principe que la surface solaire, selon le cycle d'activité, est naturellement décomposée en deux types de régions distinctes, une calme et l'autre magnétiquement active, l'irradiance $F(\lambda, t)$ peut s'écrire comme :

$$F(\lambda) = F_q(\lambda)[fC_p(\lambda) + (1 - f)] \tag{2.1}$$

avec $F_q(\lambda) = 2\pi \int I_q(\lambda, \mu)\mu d\mu$, l'irradiance pour la région calme, f, la fraction du disque couverte par les régions actives, et $C_p(\lambda)$ le contraste d'une région active par rapport à une région calme. Les mesures des radiances des régions calmes et actives lors de campagnes d'observations entre 1976 et 1980 permettent de déterminer les contrastes. Le Soleil calme est considéré comme étant un Soleil dont la surface n'est couverte d'aucune tache. Seulement, du fait du peu d'observations, les variations centre-bord sont négligées, les valeurs de contraste étant les mêmes quelque soit la position de la région active. La fraction, f, est déterminée comme $f = 6.25.10^{-4} R_Z$, avec R_Z le nombre de taches solaires ou alors $f = 1,56.10^{-3} PI$, où PI est l'indice des plages observés dans la raie du Calcium. Les auteurs supposent que l'émission des régions actives (observée dans la raie du calcium, ou bien estimée par le nombre de taches) est bien co-spatiale avec les émissions dans l'UV. Toutefois, les comparaisons avec des mesures directes d'irradiance, mettent en évidence un manque d'émission des régions actives, une analyse plus détaillée des contributions des structures au sein même des régions actives étant nécessaire.

Skumanich *et al.* (1984) mettent en évidence qu'il faut plus de deux composantes pour décrire la variabilité à la fois sur le long terme et la modulation de 27 jours. Une troisième composante est proposée, le réseau actif, qui décrit les petites échelles spatiales modérément brillantes résultant de la fragmentation des régions actives. Les auteurs estiment que cette troisième composante pourrait contribuer à hauteur de 40% à l'excès d'émission lors du maximum solaire.

Lean *et al.* (1982) proposent ainsi un modèle pour la variabilité de l'irradiance entre 145 et 200 nm en ajoutant une composante supplémentaire afin d'expliquer le manque d'émission. L'irradiance peut s'écrire comme suit :

$$F(\lambda) = F_q(\lambda) + F_N(\lambda) + F_P(\lambda) \tag{2.2}$$

avec $F_q(\lambda, t)$, l'irradiance pour le soleil calme, l'émission modérée du réseau actif $F_N(\lambda, t)$, et la forte émission des plages, $F_P(\lambda, t)$. L'irradiance pour le Soleil calme est certainement un des paramètres les plus importants : les auteurs utilisent le flux de référence SCREF#21 (Hinte-

regger, 1981), calibré selon la date du minimum solaire de mai 1978 afin de fournir l'irradiance pour le Soleil calme utilisée dans cette étude. L'expression des autres contributions est explicitée comme suit :

- Les plages $F_P(\lambda)$

$$F_P(\lambda) = 2\pi I_q(\lambda, 1) \sum A_i^{WDC} \mu_i R(\lambda, \mu_i)[C_p(\lambda) w_i - 1] \tag{2.3}$$

avec A_i, en unité d'hémisphère solaire, la surface d'une plage estimée via les spectro-imageurs observant la raie du calcium Ca II K. Les auteurs supposent toujours que l'émission dans l'UV proche soit co-spatiale avec les émissions dans le FUV. L'effet centre-bord est considéré pour la plage i, avec $I_q(\lambda, 1)$ l'intensité spécifique au centre du disque, et $R(\lambda, \mu_i)$ la variation centre-bord attribuée à la plage i. Toutefois pour une plage donnée, les auteurs supposent $R(\lambda, \mu_i)$ constant, négligeant donc la variation centre-bord intrinsèque à la dimension de la plage (cela reste vrai si la plage est de faible dimension, et loin du limbe). Les coefficients de contraste C_P sont identiques à ceux de Cook *et al.* (1980). Les auteurs ajoutent également le paramètre w_i qui permet de quantifier le niveau d'émission de la plage sur une échelle de 1 à 5.

- Le réseau actif $F_N(\lambda)$

$$F_N(\lambda) = F_q(\lambda) \Delta f_N [C_N(\lambda) - 1] \tag{2.4}$$

avec C_N les contrastes liés au réseau actif. Un rapport empirique entre réseau actif et les plages a été établi basé sur quelques mesures à la fin des années 70 avec une bande passantes centrée sur 200 nm. Le réseau actif est considéré comme étant deux fois moins brillant que les plages de telle manière que $C_N = 1/2\ C_P$. Pour les nombreuses raies spectrales présentes dans cet intervalle, le rapport empirique $C_N = 1/3\ C_P$ est préféré. La surface du réseau actif, Δf_N, est directement liée à la zone occupée par les plages. Skumanich *et al.* (1984) estiment en effet que l'apparition du réseau actif est lié à la disparition des plages. Les auteurs lient l'aire du réseau actif à l'aire des plages par une fonction linéaire, moyennée sur 7 rotations, mais retardée d'une rotation solaire moyenne (le temps de vie moyen d'une plage), tel que

$$\Delta f_N(t) = 13.3.10^{-5} \langle \sum A_i^{WDC}(t - 27) \rangle_{7\ rotations} \tag{2.5}$$

Lean & Skumanich (1983) et Lean (1984) utilisent un modèle similaire pour reconstruire respectivement l'émission de la raie Lyman α et l'intervalle de longueur d'onde 200-300 nm. Du fait d'une pauvre résolution spatiale des images de l'époque, l'estimation des différentes aires d'occupation est un exercice difficile. Cela conduit bien souvent à sous-estimer d'un facteur deux l'irradiance. En utilisant les données de l'instrument SME, Lean (1991) conclut que ce modèle à trois composantes reproduit très bien les modulations à 27 jours, mais pas la tendance à long terme. Comme exemple, le flux pour la raie de Lyman α est sous estimé de 30%, alors que le flux à 205 nm l'est de 5% sur un cycle solaire. L'auteur ne peut conclure sur un besoin d'une quatrième composante, ou bien d'une sous estimation des zones d'émission attribuées aux trois composantes. En effet, peu d'observations sont disponibles afin de caractériser au mieux l'irradiance pour le Soleil calme mais également pour les calculs des contrastes. Toutefois, Skumanich *et al.* (1984) suggèrent un manque évident d'émission. L'espace occupé par le réseau actif est maximal dans les modèles (environ 40% de la surface du disque), ce qui laisse suggérer soit la présence d'une quatrième composante, ou bien un constraste plus fort pour le réseau actif.

Les progrès informatiques aidant, Worden (1996) propose de nouveau un modèle à trois com-

posantes pour l'irradiance dans l'UV lointain entre 120 et 200 nm. L'auteur reprend les trois mêmes composantes : le Soleil calme, le réseau actif et les plages. En utilisant les mesures d'irradiance de l'instrument UARS/SOLSTICE, les contrastes sont définis par régression linéaire. Ce modèle, valable entre les années 1985 et 1995, permet de reconstruire l'irradiance sur le long terme avec une erreur estimée à 7%, les modulations à 27 jours étant toujours bien reconstruites. Worden *et al.* (1998) décrivent l'algorithme utilisé afin de déterminer de manière plus précise les aires des différentes contributions, toujours en utilisant les images de la raie du calcium. Cette étude permet également de mettre en évidence une quatrième composante : en plus du réseau actif, les auteurs suivent le travail de Zwaan (1987) afin de définir une étape intermédiaire dans le processus de dissipation des régions actives. Les structures résultantes, que les auteurs nomment le réseau augmenté, ont un constraste encore important, moindre que celui des plages mais plus grand que celui du réseau actif. Ce dernier, de moindre contraste donc, a également une structure plus petite car provenant des structures magnétiques résultant de la dissipation finale de la région active. Cette étude permet également de conclure que les contrastes des différentes structures restent constants sur le cycle solaire, ce qui permet de simplifier les modèles de reconstruction. Worden *et al.* (2001) poursuit l'étude en intégrant cette quatrième composante dans un modèle de reconstruction de l'irradiance pour l'intervalle 120-200 nm. Utilisant un modèle de régression non-linéaire à partir des données de UARS/SOLSTICE, les auteurs reconstruisent l'irradiance avec une erreur d'environ 5%. Les aires de chaque composante étant toujours déterminées par des images dans la raie du calcium Ca II K. Johannesson *et al.* (1995) utilisent également les images de la raie Ca II pour reproduire les variations pour la raie Lyman α. Un modèle empirique basé sur les données d'UARS/SOLSTICE permettent directement d'ajuster les contributions relatives à l'intensité de chaque pixel, sans considération des différentes structures présentes à la surface du Soleil.

Tous les modèles présentés jusqu'à maintenant ne considèrent jamais l'indice des taches solaires (comme vu dans le visible), car leur domaine d'application se limitait aux longueurs d'onde inférieures à 200 nm. Nous avons déjà évoqué au chapitre 1 les rôles des facules et des taches dans la variabilité de l'irradiance. Le précédent modèle présenté Worden *et al.* (2001) peut être étendu pour le MUV puisque ce sont les effets des facules qui sont considérés.

De nombreux modèles utilisant à la fois la dynamique des facules et celle des taches solaires ont été développés pour modéliser l'irradiance spectrale pour le MUV et le NUV. L'irradiance spectrale $F(\lambda)$ peut s'écrire comme suit :

$$F(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)F_f(t) + c(\lambda)F_S(t) \tag{2.6}$$

avec $F_f(t)$ l'indice des facules et $F_S(t)$ l'indice des taches solaires, obtenue dans des images visibles de la surface solaire. Les coefficients $a(\lambda)$, $b(\lambda)$ et $c(\lambda)$ sont déterminés par régression linéaire en utilisant les données de SOLTICE/UARS. L'indice des facules peut être déterminé de plusieurs façons. Lean *et al.* (1997) proposent dans un premier temps d'utiliser l'indice du magnésium Mg II, indice chromosphérique. Or cet indice est fortement corrélé avec l'indice des taches solaires, la contribution de l'assombrissement dû aux taches solaires doit donc être soustraite à l'indice du magnésium. Lean *et al.* (1998) reprennent dans un second temps l'idée d'utiliser les images du Soleil observé dans la raie du calcium Ca II K : la reconstruction de l'irradiance est d'autant meilleure que les longueurs d'onde sont courtes : alors que le coefficient de corrélation peut atteindre 0.9 pour la bandes spectrale 200-250 nm, celui chute drastiquement autour de 0.5 pour la bande spectrale 350-400 nm. Selon les auteurs, les problèmes de calibration

sur le long terme de SOLTICE/UARS rendent difficile toute interprétation du comportement à long terme de ces modèles. Par ailleurs, les auteurs confirment dans ces travaux la faible influence des taches solaires dans la variabilité spectrale pour les longueurs d'ondes inférieures à 300 nm. Comme exemple, Chandra *et al.* (1995) proposent un modèle de reconstruction pour l'intervalle 121-200 nm uniquement basé sur l'indice du magnésium. En utilisant les données de SUSIM/UARS et de UARS/SOLSTICE, les auteurs montrent une excellente reconstruction de la modulation à 27 jours, mais échouent à reconstruire proprement les tendances à long terme. Finalement, Lean (2000) généralise ce modèle à deux composantes pour le visible ainsi que pour l'infrarouge en définissant pour les longueurs d'ondes supérieures à 400 nm un flux de référence du Soleil calme (sans taches, ni facules) qui est en réalité un spectre composite à partir de mesures de SOLSPEC (0.401-0.874 μm) (Thuillier *et al.*, 1998) et un spectre théorique pour les plus grandes longueurs d'onde (Kurucz, 1991). Ce flux de référence étant ensuite modulé par les contributions des facules et des taches solaires.

Voyons à présent les modèles semi-empiriques d'irradiances pour le FUV et le MUV. Le modèle semi-empirique SATIRE permet de reconstruire l'irradiance spectrale pour le MUV, le NUV, ainsi que le visible (Fligge *et al.*, 1998; Unruh *et al.*, 2000; Krivova *et al.*, 2003, 2006). Les auteurs se basent toujours sur l'hypothèse que le magnétisme sur la surface solaire est entièrement responsable de la variabilité de l'irradiance solaire. Plutôt que d'utiliser des images dans différentes longueurs d'onde (i.e dans la raie du calcium Ca II K), les auteurs utilisent les magnétogrammes mesurés par MDI/SOHO. Sur de telles images, les régions actives peuvent se décomposer en plusieurs composantes, telle que le Soleil calme (q), les taches solaires avec l'ombre (o) et la pénombre (p) et les facules (f). L'irradiance peut ainsi s'écrire comme la somme de ces quatre composantes :

$$F(\lambda,t) = \sum_{i,j}[\alpha_o(i,j,t)I_o(i,j,\lambda) + \alpha_p(i,j,t)I_p(i,j,\lambda) + \alpha_f(i,j,t)I_f(i,j,\lambda) \\ +(1-\alpha_o(i,j,t) - \alpha_p(i,j,t) - \alpha_f(i,j,t))I_q(i,j,\lambda)]$$

Les intensités $I(i,j,\lambda)_{q,o,p,f}$ sont calculées (à l'équilibre thermodynamique local) à partir des modèles d'atmosphères correspondants (Unruh *et al.*, 1999). Les intensités dépendent de la position (i,j), les variations centre-bord sont prises en compte. Les facteurs de remplissage, $\alpha(i,j,t)_{q,o,p,f}$ sont déterminés, en utilisant les magnétogrammes et les images du continuum. Ce modèle reproduit bien les variations à court terme de l'irradiance spectrale pour les longueurs d'onde supérieures à 200 nm. En dessous, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) n'est plus valable, et les désaccords entre le modèle et les données sont d'autant plus grand que les longueurs d'onde sont petites. Plusieurs travaux récents proposent de nouveaux modèles d'atmosphères hors-ETL afin de répondre à ce problème et ainsi explorer l'EUV (e.g. Fontenla *et al.* (2009); Shapiro *et al.* (2010)).

Dans le cadre du projet *SOlar-TERrestrial Investigations and Archives* (SOTERIA), Luis Vieira de notre équipe au sein du LPC2E utilise la même approche pour reconstruire, en temps réel, l'irradiance solaire spectrale pour le FUV et le MUV. Ces résultats sont mis à la disposition de la communauté (sur le site internet http ://lpc2e.cnrs-orleans.fr/∼soteria/).

2.2.2 L'Extrême UV (EUV)

Nous proposons dans cette section de présenter les modèles d'irradiance pour l'EUV (10-121 nm). Nous venons de voir que la modélisation de la composante EUV est rendue plus difficile par la contrainte hors-ETL. En effet, les processus physiques à l'origine du l'EUV et du XUV sont contrôlés par collisions électroniques comme nous l'avons vu au chapitre 1. Par ailleurs la reconstruction ne s'adresse par forcément aux mêmes communautés d'utilisateurs. De ce fait, la reconstruction de la composante EUV est fréquemment dissociée de celle des longueurs d'onde plus élevées.

Suite aux observations de plusieurs fusées, Hinteregger (1970) présente un flux EUV de référence pour un Soleil d'activité moyenne, non-éruptif. Les mesures d'irradiance de l'instrument EUVS (EUV spectrometer) à bord du "Atmospheric Explorer C" (AE-C) permettent de fournir une version corrigée de ce flux de référence (Hinteregger, 1976). Heroux & Hinteregger (1978) présente un nouveau flux de référence, dénommé R74113, pour un Soleil d'activité modérée suite aux mesures d'une fusée lancée en avril 1974, puis une version corrigée, F74113, suite aux données acquises par le satellite "Atmospheric Explorer E" (AE-E). Les auteurs recommandent l'utilisation de ce flux de référence pour une activité solaire faible (F10.7 autour de 70). Seulement, les auteurs soulignent la difficulté de définir le Soleil calme pour l'EUV, le minimum des indices ne correspondant pas aux observations dans l'EUV. Les auteurs déconseillent tout particulièrement l'utilisation d'indices pour quantifier la variabilité de l'irradiance : les observations de six fusées (Heroux & Higgins, 1977) présentent un flux EUV variable de moins de 10% alors que l'indice radiométrique oscille entre 70 et 170. Enfin, les auteurs déconseillent l'utilisation de ces spectres de référence pour un autre cycle solaire que le vingtième.

Les satellites AE-C et AE-E permettent l'observation du cycle 21, entre 1974 et 1980. Hinteregger (1979) note des différences importantes entre les cycles 20 et 21. Une différence majeure étant que le flux EUV lors du minimum du cycle 21 est supérieur au celui du cycle 20 hors minimum. D'une manière générale, les variations de l'irradiance semblent être de façon inattendues très larges comparées au cycle 20. Les auteurs insistent de nouveau sur la faible représentativité de l'indice radiomètrique de la variabilité de l'irradiance. Comme exemple, l'amplitude de la variation à 27 jours est beaucoup plus faible pour le flux EUV que pour l'indice F10.7 (les raies coronales présentent toutefois une amplitude similaire, l'indice ayant une forte composante coronale). Pour répondre aux besoins en aéronomie, Torr *et al.* (1979) proposent les fréquences d'ionisation pour 37 intervalles de longueurs d'onde (d'une largeur spectrale de 5 nm ou bien les raies importantes) à partir des mesures du satellite AE-E, pour un Soleil d'activités maximal et minimal. Les auteurs suggèrent une interpolation entre ces deux niveaux en utilisant l'indice F10.7 (ainsi que sa moyenne sur 81 jours) pour déterminer les fréquences d'ionisation à un autre moment du cycle solaire.

Bien que la représentativité de l'indice F10.7 par rapport à la variabilité de l'irradiance ait été mise à mal dans les études précédentes, Hinteregger *et al.* (1981) présentent un modèle nommé SERF1 basé sur les observations d'AE-E et sur l'indice F10.7. Un nouveau spectre de référence, SC#21REF, considéré comme le minimum d'activité du cycle 21 est défini. Les auteurs proposent un modèle de reconstruction par classes, séparant ainsi les raies chromosphériques des raies des zones de transition et de la couronne. Limité au temps d'exploitation de AE-E (Juillet 1977-septembre 1980), l'irradiance $F(\lambda, t)$ peut s'écrire comme :

$$F(\lambda,t) = F_q(\lambda)[1 + (R_k(t) - 1)C(\lambda_k)] \tag{2.7}$$

avec F_q le spectre de référence SC#21REF, $R_k(t)$ le rapport pour une date t donnée du flux EUV sur celui du minimum solaire, et $C(\lambda_k)$ un paramètre d'échelle déterminé par régression. Les deux classes sont définies par rapport aux raies Lyman β de l'hydrogène à 102.57 nm et la raie Fe XVI à 33.5 nm. En l'absence de mesures, les rapports $R_k(t)$ sont déterminés par rapport à la valeur journalière de l'indice F10.7 et de sa moyenne sur 81 jours, $\langle F10.7 \rangle$, comme

$$R_{102.57}(t) = 0.00113\langle F10.7\rangle + 0.0049[F10.7 - \langle F10.7\rangle] + 0.496 \tag{2.8}$$

$$R_{33.5}(t) = 0.625\langle F10.7\rangle + 0.365[F10.7 - \langle F10.7\rangle] - 48.9 \tag{2.9}$$

En dehors du temps d'exploitation du satellite AE-E, les auteurs proposent la formule suivante, toujours basée sur l'indice F10.7 :

$$F(\lambda,t) = A_\lambda\langle F10.7\rangle + B_\lambda(F10.7 - \langle F10.7\rangle) + C_\lambda \tag{2.10}$$

Les coefficients A_λ, B_λ et C_λ sont déterminés par une méthode des moindres carrés en se basant sur les données d'AE-E. Faisant suite aux versions corrigés des flux de référence, Torr & Torr (1985) recalculent les fréquences d'ionisation, toujours sous le format de 37 intervalles de longueurs d'onde. L'incertitude sur le modèle est toutefois autour de 60% pour les conditions maximales et minimales solaires. Cela se traduit par une baisse d'ionisation des espèces majoritaires (O^+, N_2^+, et O_2^+) de 12-17% et 21-25% pour le Soleil minimum et maximum respectivement.

Nusinov (1984) utilise également les données d'AE-E pour développer un modèle à deux composantes basé sur l'indice F10.7. L'auteur définit l'irradiance $F(\lambda,t)$ comme suit :

$$F(\lambda,t) = B_0 + B_1(F_b - A)^{2/3} + B_2(F10.7 - F_b)^{2/3} \tag{2.11}$$

avec, $F_b = 63 + sin^{3.7}(\pi t/T)e^{-5.2t/T}$ où t représente le temps écoulé depuis le début du cycle, et T la durée estimée du cycle solaire. L'équation se compose d'un premier terme qui représente le fond radio au moment de l'activité minimale du soleil, et un second terme qui représente la composante des régions actives. Les différents coefficients sont déterminés par régression non linéaire.

Dans un article de revue, Lean (1988) propose un état des lieux des connaissances sur la variabilité de l'irradiance. Les différents indices utilisés, comme l'indice radiomètrique, celles des aires des régions actives (mesurées sur des images de la raie du Calcium à 393.3 nm) ou même encore le nombre de taches solaires présentent une variation similaire au flux EUV, notamment la modulation à 27 jours. Mais aucun indice ne représente correctement la variabilité de l'irradiance à la fois sur le long et le court terme, une meilleur compréhension de la physique de ces indices étant indispensable.

Tobiska (1988) explore l'idée d'utiliser non plus l'indice F10.7 mais plutôt le flux de la raie de Lyman α pour estimer les irradiances chromosphériques et le flux intégré dans le XUV (entre 0.1 et 0.8 nm) pour estimer l'irradiance issue de la couronne. La recherche d'autres indices pertinents conduit l'auteur à étudier également les variations de l'indice du magnésium. Ces différents indices présentent tous une modulation à 27 jours. Lyman α, Mg II et le flux XUV présentent également des variations à 13.5 jours, qui traduisent l'effet de la variation

centre-bord. L'indice radiométrique, F10.7, semble toutefois être mieux corrélé avec les émissions coronales que ne l'est le flux dans les rayons X mous (Tobiska & Bouwer, 1989). Tobiska & Barth (1990) présentent ainsi un modèle, basé sur les données d'irradiance d'AE-E, du satellite "Solar Mesosphere Explorer" (SME) (Rottman *et al.*, 1982) mais également d'un nombre important d'observations fusées (Feng *et al.* (1989) ; Woods & Rottman (1990)). Les auteurs reprennent les intervalles spectraux utilisés par Torr *et al.* (1979) en ajoutant deux intervalles dans les rayons X mous. Ce nouveau modèle, dénommé SERF2, caractérise les émissions chromosphériques par une relation linéaire de l'irradiance Lyman α, et les émissions coronales par une combinaison linéaire de l'indice F10.7 et du flux XUV. Il faut noter que ce modèle n'utilise aucun flux de référence comme base de travail. L'information sur le flux au minimum du cycle solaire est intrinsèque à la variation des indices utilisés.

Lean (1990) compare ces deux modèles, SERF1 et SERF2 et conclut qu'aucun des deux modèles ne reproduit correctement les amplitudes et la structure temporelle des variations à court terme. SERF2 tend d'ailleurs à surestimer la modulation à 27 jours pour les émissions coronales, et la sous-estime pour les raies chromosphériques. Par ailleurs, SERF1 ne converge pas vers le flux de référence (SC#21REFW) lorsque le flux est évalué pour des conditions d'activité minimale. Les deux modèles présentent des différences de 10-100% selon les longueurs d'onde. L'auteur conclut que SERF1 estime correctement les variations sur le long terme puisque le modèle se base sur les données d'AE-E alors que SERF2 prévoit moins de variabilité pour les raies chromosphériques, et surestime la variabilité des raies coronales. L'auteur propose enfin d'étendre son modèle 3 composantes (Lean *et al.*, 1982) pour reproduire la variabilité de l'EUV. L'aire des régions actives est toujours déterminée à partir des images de la raie Ca II K, mais est augmentée de 40% pour tenir compte de l'élévation dans l'atmosphère solaire. Cette méthode, qui donne des résultats corrects, n'est en réalité testée que pour la raie de l'He II à 58.4nm. Vernazza & Reeves (1978) fournissent le contraste C_p pour cette raie, qui est de l'ordre de 10.

Afin de palier aux faiblesses du modèle SERF2, ce dernier va subir quelques transformations. Tobiska (1991) présente le modèle EUV91, et le précédent modèle est étendu depuis 1947 jusqu'au présent pour les émissions coronales, et depuis 1976 jusqu'au présent pour les raies chromosphériques. La résolution du modèle reste la même que pour le modèle précédent, à savoir les intervalles spectraux définis par Torr *et al.* (1979). Les auteurs utilisent pas moins de trois indices tels que l'émission Lyman α, l'intensité de la raie de l'hélium I à 1083 nm, et enfin l'indice radiométrique F10.7 et sa moyenne sur 81 jours. Le flux peut être déterminé comme suit :

$$F(\lambda, t) = a_0(\lambda) + \sum_{i=1}^{4} a_i(\lambda) F_i(t) \tag{2.12}$$

avec $F_i(t)$ les différents indices. Les coefficient $a_i(\lambda)$ sont déterminés par régression en se basant sur les nombreuses observations des satellites OSO-1/3/4/6, AEROS A, AE-E et également sur de nombreux résultats de mesures fusées. Les auteurs prévoient également des relations empiriques entre les différents indices au cas où un des indices serait manquant à une date t.

Tobiska & Eparvier (1998) réviseront ce modèle en proposant EUV 97 : le flux s'écrit comme :

$$F(\lambda, t) = \sum_{k=1}^{2} \left\{ a_0(\lambda, k) + \sum_{i=1}^{4} a_i(\lambda, k) F_i(t) \right\} \tag{2.13}$$

avec k l'indice de classe, k=1 pour la chromosphère et k=2 pour la zone de transition et la

couronne. Les auteurs différencient pour chaque longueur d'onde le flux chromosphérique du flux émis par la couronne. A l'instar du modèle EUV91, des relations entre chaque indice sont fournies par le modèle.

Les révisions des modèles des travaux de Tobiska se succèdent pour aboutir à SOLAR2000. Tobiska *et al.* (2000) présentent le projet de reconstruction de l'irradiance pour tout le flux UV, pour des applications diverses. La structure du modèle reste identique au modèle EUV97, à savoir séparer les émissions coronales des émissions chromosphériques, mais le nombre de missions d'observations servant de base de la modélisation a considérablement augmenté. Les auteurs définissent de nouveaux paramètres d'entrée tels que les flux intégrés sur différentes bandes spectrales comme l'indice E10.7 qui représente l'énergie intégrée entre 1 et 105 nm. Un tel indice peut selon les auteurs servir par exemple comme paramètre d'entrée aux modèles quantifiant la dérive des satellites. Tobiska (2004); Tobiska & Bouwer (2006) décrivent les développements ultérieures de ce modèle, incluant une multitude de nouveaux indices, toujours en prenant compte les mesures les plus récentes du moment. Les observations des expériences TIMED/SEE et SoHO/SEM sont par ailleurs inclus dans le modèle. Toutefois nous devons noter que les algorithmes utilisés dans ce modèle ainsi que les critères utilisés pour la définition de ces proxies restent assez obscurs. Ce modèle est aujourd'hui couramment utilisé, et a débouché sur des produits commerciaux.

Richards *et al.* (1994) propose un modèle différent destiné à un usage en aéronomie, EUVAC, basée sur le spectre de référence F741113. Ce dernier est préféré au flux de référence "classique" SC#21REFW car il coïncide davantage avec certains résultats de modèles thermosphériques. Les auteurs modifient toutefois ce flux par un facteur deux entre 12 et 25 nm, et d'un facteur 3 pour les longueurs d'onde inférieures à 15 nm afin d'être en accords avec les mesures de flux de photo-électrons lors du maximum solaire (Winningham *et al.*, 1989). L'incertitude sur ce flux de référence modifié est estimé à 20% pour les longueurs d'onde inférieures à 80 nm. Les auteurs proposent d'utiliser l'indice radiométrique F10.7 pour reproduire la variabilité de l'irradiance pour les 37 intervalles de longueurs d'onde (les mêmes définies par Torr *et al.* (1979)) :

$$F(\lambda, t) = F74113'[1 + A_i(P - 80)] \tag{2.14}$$

avec A_i un paramètre d'échelle défini pour chaque intervalle de longueur d'onde, et $P = 1/2(\langle F10.7\rangle - F10.7)$ est l'indice d'activité solaire. Le paramètre A_i est choisi de telle manière que le flux calculé soit égal au flux de référence lorsque P= 80. En outre, le flux issu des régions coronales doit représenter au moins 80% du flux de référence, sinon le flux pour certaines raies coronales (e.g. Fe à 28.4 nm) serait sous-estimé pour des conditions solaires minimales. Les auteurs présentent également les sections efficaces de photoionization pour les atomes d'oxygène et d'azote. Richards *et al.* (2006) proposent par la suite une version haute résolution du précédent modèle, HEUVAC, reconstruisant les variations de l'irradiance entre 1 et 100 nm avec une résolution de 1 nm.

Notons que tous ces modèles ne sont que des variantes ayant toujours pour base une combinaison linéaire ou non-linéaire. Étonnamment, des pistes plus élaborées, telles que l'utilisation d'approches multi-échelles, n'ont jamais été réellement implémentées.

Passons à présent dans le domaine des modèles semi-empiriques. La caractérisation de spectre de référence pour l'EUV pour un Soleil calme, F_{QS}, calculé à partir des mesures d'émissions

différentielles, détaillé en annexe B, pour des raies optiquement minces comme décrit dans le chapitre précédent conduisent Warren *et al.* (2001) à proposer un nouveau type de modèle de reconstruction de la variabilité de l'irradiance pour l'EUV, le modèle semi-empirique NRLEUV. Les auteurs considèrent les aires sur la surface du disque solaire couverte par des structures dont l'irradiance est différente de celle du soleil calme, comme les régions actives, les trous coronaux et le réseau actif. Warren *et al.* (2001) définissent des spectres de références pour les régions actives, I_A et les trous coronaux, I_{CH}, toujours à partir des mesures d'émissions différentielles en plus de celui dévolue au Soleil calme (Warren *et al.*, 1998). Pour les raies chromosphériques, les auteurs déterminent les aires des différentes structures A_k en utilisant les images prises dans la raie Ca II, alors que pour les raies coronales les auteurs utilisent les images en rayons X mous prises par le "Soft X-Ray Telescope" à bord du satellite Yohkoh. La méthode développée pour déterminer l'aire des différentes structures est similaire à celle utilisée pour modéliser l'irradiance pour les longueurs d'ondes supérieurs à Lyman α (Cook *et al.*, 1980; Lean *et al.*, 1982; Worden, 1996). L'irradiance totale peut s'exprimer comme suit :

$$F(\lambda, t) = F_{QS}(1 + \sum_{k=A,CH} \frac{\Delta F_k}{F_{QS}}) \tag{2.15}$$

où $\frac{\Delta F_k}{F_{QS}}$ est directement relié au contraste $C_k = \frac{I_k}{I_{QS}}$ calculé selon les mesures d'émission différentielles, aux différentes aires A_k et à la variation centre-bord. Notons que les contrastes ne sont pas déterminés directement par des observations, mais bien par un rapport d'intensité de référence pour chaque structure.

En dehors du temps d'exploitation du satellite Yohkoh, les auteurs proposent un modèle empirique basée sur les indices classiques, en séparant les émissions coronales (T $>$ 0.8 MK) des émissions de la chromosphère et de la région de transition (T $<$ 0.8 MK)

$$F(\lambda, t) = \begin{cases} a + b\ (F10.7 - 70) + c\ (\langle F10.7 \rangle_{81} - 70) & \text{pour T} > 0.8 \text{ MK} \\ a + b\ (MgII - 0.2621) & \text{pour T} < 0.8 \text{ MK} \end{cases} \tag{2.16}$$

Les auteurs comparent ce modèle empirique avec les données d'AE-E. L'accord entre le modèle et les données est de l'ordre de 25%, mais les modulations à 27 jours peuvent être sous-estimées de prés de 50% pour certaines raies coronales. Lean *et al.* (2003) proposent une étude comparative des différents modèles présentés jusqu'ici : le modèle SERF1 (Hinteregger *et al.*, 1981), le modèle EUVAC (Richards *et al.*, 1994), le modèle SOLAR2000 (Tobiska *et al.*, 2000) et enfin le modèle NRLEUV. Les auteurs confrontent les différents modèles aux données d'AE-E mais également aux données de l'instrument SEM/SoHO. Les auteurs concluent en premier lieu qu'ajouter un indice chromosphérique tel que l'indice du magnésium améliore considérablement la reconstruction des raies EUV formées dans la gamme de températures 10^4-10^5 K. Ainsi, NRLEUV donne de meilleurs résultats que SERF1 et EUVAC pour reproduire les modulations liées à la rotation solaire. Alors que SOLAR2000 utilise également un indice chromosphérique, Lyman α, ce modèle échoue complétement à reproduire les variations à court terme, suite éventuellement à une mauvaise paramétrisation de cet indice. Pour les variations à plus long terme, il est difficile de se prononcer, les observations étant quasi inexistantes. Toutefois, le modèle NRLEUV présente des variations plus faibles sur le cycle de 11 ans ainsi qu'une valeur absolue plus faible que les trois autres modèles. Il paraît plausible que le modèle ne tienne pas compte d'une composante contribuant fortement à la variabilité sur le long terme, tout en proposant une reconstruction correcte des variations à court terme.

Il faut rappeler que les seules données d'irradiance disponibles pour évaluer ces modèles étaient celles d'AE-E, ce qui limite fortement l'évaluation des modèles sur le long terme. Suite au lancement du satellite TIMED en janvier 2002, l'instrument "Solar EUV Experiment" (SEE) mesure l'irradiance spectrale pour l'EUV et le FUV, nous permettant enfin de comparer sur une plus grande période de temps les modèles aux données. Woods *et al.* (2005) présentent les données et les comparent aux modèles d'irradiance. Il s'avère que les quatre modèles (SERF1, EUVAC, SOLAR2000 et NRLEUV) et les données de SEE sont en accord à 40% près pour les longueurs d'onde supérieurs à 20 nm. Les modulations à court terme sont bien reconstruites, même si l'irradiance mesurée entre 5 et 25 nm présente une variabilité plus importante que celle prévue par les modèles. Le modèle NRLEUV reproduit correctement la bande spectrale 50-75 nm par l'utilisation de l'indice chromosphérique contrairement à SERF1 et EUVAC. Toutefois, les différences d'irradiance, d'un ordre de deux pour certaines longueurs d'onde, mènent les auteurs à conclure que les modèles doivent être révisés partiellement.

Tout récemment, Lean *et al.* (2011) présentent un nouveau modèle, NRLSSI, toujours en se basant sur les indices solaire F107 et Mg II. Les auteurs définissent ce modèle empirique comme suit

$$F(\lambda,t) = a(\lambda) + b(\lambda)Mg(t)^{DET} + c(\lambda)F10.7(t)^{DET} \tag{2.17}$$

Les auteurs n'utilisent pas directement les indices F10.7 et Mg II tels quels, mais plutôt une fonction dérivée, telle que $T^{DET} = \frac{T(t) - <T(t)>_{81_{jours}}}{<T>_{[2002-2009]}}$. Le modèle est avant tout construit pour ajuster les données d'irradiance pour la phase descendante du cycle 23, car le modèle fait intervenir des données intrinsèques au cycle solaire, comme la valeur moyenne des indices sur ces huit années, $< T >_{[2002-2009]}$. Ce modèle empirique s'appuie sur l'excellente longévité de la mission TIMED, ce qui permet pour la première fois d'évaluer un modèle de reconstruction de l'irradiance sur une durée de temps significative.

Nous avons déjà vu que tous les modèles sont capables de bien reproduire les modulations à court terme, notamment les modulations à 27 jours. Ce modèle empirique ne fait pas exception. Avec des données couvrant plus de sept années de mesures d'irradiance, il est possible d'étudier les modulations à plus long terme. La figure 2.2.a présente tous les spectres journaliers mesurés par SEE sur la période entre 2002 et 2009 à 1 nm de résolution (en bleu), ainsi que la reconstruction via le modèle empirique à deux composantes. Pour une longueur d'onde donnée, il faut regarder les valeurs hautes et basses de l'irradiance, ce qui représente le niveau de variabilité. Si la reconstruction semble correcte au premier regard, la variabilité de l'irradiance sur les sept d'années est tout de même sous estimée pour l'ensemble de l'EUV. Comme exemple, ce modèle ne prévoit que 90% de variabilité entre 0 et 40 nm, alors que SEE en mesure près de 180%. Cela souligne une nouvelle fois le problème de la représentativité de l'indice F10.7 par rapport aux raies coronales. Alors que le modèle est paramétré au mieux pour la phase descendante, des grandeurs propres au cycle étant utilisés comme $< T >_{[2002-2009]}$, les auteurs concluent que ce modèle empirique n'est pas approprié pour reconstruire l'irradiance dans l'EUV pour de nombreuses longueurs d'onde.

Les auteurs étudient également la capacité de leur modèle à prédire l'irradiance : n'utilisant plus que les données sur six rotations solaires pour le calcul des coefficients (plutôt que l'ensemble des données), l'erreur absolue sur l'irradiance peut atteindre 10% pour une prédiction à 10 jours,

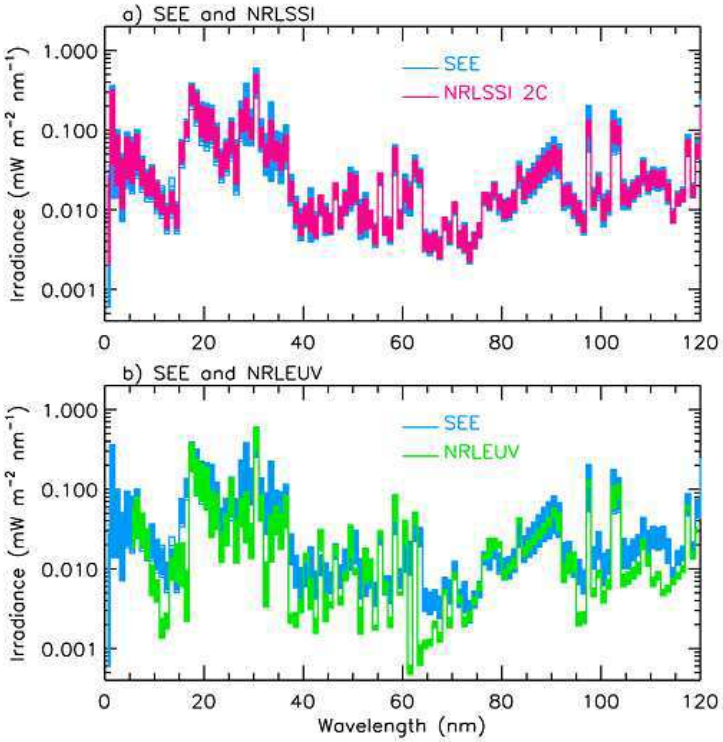

FIGURE 2.2. *Spectres journaliers mesurés par SEE entre 2002 et 2009. Les résultats pour le modèle à deux composantes (a), et pour le modèle NRLEUV (b) sont également représentés. Pour une longueur d'onde donnée, l'épaisseur du trait représente le niveau de variabilité. La résolution spectrale est ici de 1 nm. Figure tirée de Lean et al. (2011).*

ce qui peut limiter l'utilisation de ce modèle.

Les auteurs comparent également les reconstructions obtenues par le modèle semi-empirique NRLEUV avec les données de SEE sur ces sept années. la figure 2.2.b présente le résultat d'une telle comparaison pour les années entre 2002 et 2009. Le modèle NRLEUV sous-estime encore plus la variabilité de l'irradiance que ne le fait le modèle à deux composantes. Des problèmes pour la valeur absolue de l'irradiance pour certaines longueurs d'onde sont également à noter, ce qui pose certaines questions à propos de la calibration absolue du modèle ou bien de l'instrument.

2.2.3 Pertinence des Modélisations Empiriques avec des Indices

Afin de caractériser la variabilité de l'irradiance spectrale pour l'ensemble du spectre, l'utilisation d'un spectromètre est effectivement l'outil idéal. Mais comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, de tels instruments constituent de véritables défis technologiques, et coûteux. Soumis continuellement au flux UV, ces instruments sont sensibles à une contamination et se dégradent rapidement. De fréquentes calibrations, par l'envoi de fusées avec à leur bord des instruments clones, sont nécessaires afin d'évaluer la dégradation des instruments.

La difficulté de mesurer directement l'irradiance dans l'UV a conduit à l'élaboration de nombreux modèles. Bien que cette liste ne soit pas exhaustive, nous venons de présenter les différents modèles empiriques et semi-empiriques les plus utilisés aujourd'hui pour reconstruire la variabilité de l'irradiance spectrale dans l'UV. Le modèle doit répondre au problème de fond, qui reste

de reproduire fidèlement la variabilité de l'irradiance spectrale solaire (dans l'UV dans le cadre de cette thèse) à la fois sur le court et le long terme. Dans un second temps, ce même modèle se doit d'être robuste afin d'avoir une bonne capacité de prédiction de la variabilité de l'irradiance, toujours sur le long terme. Tous les modèles présentés jusqu'ici, qu'ils soient empiriques (avec des indices et proxies solaires) ou bien semi-empiriques ont l'approche commune suivante : la variabilité de l'irradiance est gouvernée par l'activité magnétique solaire en surface. Nous pouvons poser la question suivante : toutes les facettes de la variabilité de l'irradiance spectrale solaire sont elles bien gouvernées par ce magnétisme en surface ?

Comme nous l'avons vu, l'utilisation d'indices comme F10.7 ou bien encore l'indice du magnésium est largement répandue dans les modèles empiriques. La plupart des indices, notamment F10.7 et le nombre de taches solaires, sont des paramètres qui sont relativement faciles à mesurer. La mesure de tels indices remontent relativement loin dans le passé, ce qui en fait des paramètres de choix pour caractériser l'irradiance spectrale, quoique la fiabilité des mesures est à remettre en question plus l'on remonte dans le temps. L'indice radiométrique, F10.7, reste relativement bien corrélé avec l'irradiance pour les variations sur le court terme, ce qui en plus de sa facilité d'acquisition, justifie le fait qu'il soit l'un des principaux indicateurs de l'activité solaire (Floyd *et al.*, 2005).

Toutefois, ces paramètres, intéressants à bien des égards, ne semblent pas pour autant être totalement représentatifs de la variabilité solaire dans l'UV. Nous avons déjà mis en évidence que le désaccord entre les modèles empiriques les plus récents basés sur F10.7 et Mg II et les observations reste parfois trop grand pour l'EUV pour les variations à long terme (e.g. figure 2.2, Woods *et al.* (2005)). D'autres travaux mettent en évidence, par une approche statistique, l'inadéquation de la variabilité entre de nombreux indices et le flux UV aussi bien pour le long et le court terme. Ainsi, Dudok de Wit *et al.* (2009) concluent qu'aucune combinaison des indices présentés précédemment n'est appropriée pour reconstruire les différentes parties de l'EUV. Ces indices ne contiennent pas toutes les informations à propos de la variabilité de l'irradiance. Seul l'indice du magnésium, Mg II, semble être un bon indice de la variabilité des raies chromosphériques. En revanche, aucun indice n'est appropriée pour le MUV. Il semble que les indices solaires ne contiennent que partiellement des informations à propos de la variabilité de l'irradiance spectrale.

La fin du 23ème cycle solaire a donné une nouvelle tournure à cette comparaison des indices en raison du désaccord croissant entre les observations et les modèles empiriques. Haigh *et al.* (2010) comparent le modèle de Lean à deux composantes (Lean, 2000) aux données des instruments SIM et SOLSTICE, s'appuyant sur la longévité de la mission SORCE. Les instruments présentent une diminution de l'irradiance quatre à six fois plus importante que ne le prévoit le modèle pour les bandes spectrales FUV et MUV. Dans le visible, les données présentent une augmentation de l'irradiance alors que le modèle prévoit une faible diminution. Ball *et al.* (2011) présentent une comparaison entre les données de SIM et la modélisation de l'irradiance avec le modèle SATIRE. Leurs conclusions sont identiques : le modèle basé sur le magnétisme solaire n'arrive pas à reproduire le niveau de variabilité de l'irradiance pour les longueurs d'onde supérieures à 200 nm, comme mesurée par l'instrument SIM, que ce soit pour les petites et grandes échelles de temps. Le désaccord est particulièrement important pour le MUV : l'instrument SIM mesure près de 4% de variabilité pour cette bande spectrale entre fin 2004 et début 2008 (avec un flux integré sur tout le MUV de 15.4 $W.m^{-2}$ pour début 2004), alors que le modèle SATIRE en prévoit à peine 0.4% (avec un flux de 15.1 $W.m^{-2}$ toujours pour début 2004).

Les auteurs de ces deux dernières études comparatives restent toutefois prudents sur l'interprétation de ces résultats, une mauvaise correction de la dégradation des différents instruments n'est pas à exclure. On ne peut s'empêcher de mentionner que la quantification de l'erreur des différents modèles de reconstruction est assez difficile. En effet, l'étalonnage des instruments est extrêmement délicat. Pour les longueurs d'onde supérieures à 300 nm, l'erreur sur la précision des mesures est parfois supérieure à la variabilité de l'irradiance spectrale elle même si bien qu'il est difficile d'obtenir une mesure d'irradiance non entachée d'erreur sur une période de temps typique de la variabilité de l'irradiance spectrale (e.g. le cycle de 11 ans).

Toutefois, si l'on considère que ces mesures sont correctes, ce désaccord entre les données et les modèles mettrait en évidence que d'autres mécanismes que l'activité magnétique en surface soient responsables des variations de l'irradiance solaire spectrale. Cela remet évidemment en question l'approche commune de tous les modèles présentés jusqu'ici, soit avec une caractérisation des structures magnétiques comme le modèle SATIRE pour le FUV et le MUV, ou bien le modèle NRLSSI pour l'EUV, soit avec des indices solaires (F10.7, Mg II) eux-mêmes traceurs de l'activité magnétique en surface.

Les mêmes conclusions s'imposent également pour la modélisation de l'irradiance solaire totale : il manque à priori de l'information physique si l'on considère uniquement l'activité magnétique (Steinhilber, 2010). Afin d'expliquer ce désaccord, Fröhlich (2011) remet en question l'approche commune de tous les modèles, et propose un second mécanisme pour la variabilité de l'irradiance solaire spectrale et totale, comme la température moyenne du Soleil qui peut également évoluer, jouant un rôle sur le long terme.

Ces résultats remettent en cause la représentativité des indices solaires vis à vis de la variabilité de l'irradiance spectrale dans l'UV. Ceci est d'autant plus important que l'indice radiométrique F10.7 reste souvent le seul indice de la variabilité de l'EUV pour de nombreux modèles ionosphériques et thermosphériques (e.g. Kockarts (2000); Liu *et al.* (2006)). La concentration atmosphérique ainsi que la température thermosphérique sont directement dépendantes du flux EUV comme nous l'avons vu au chapitre 1. Des relations empiriques entre la densité électronique dans l'ionosphère et F10.7 sont souvent avancées pour estimer l'impact du flux EUV sur l'ionosphère. En comparant les quatre derniers minimums solaires, Emmert *et al.* (2010) remarquent en revanche que ces relations empiriques entre F10.7 et la densité électronique restent fonctionnelles sauf pour le minimum de 2008, considéré comme une anomalie. Alors que la densité thermosphérique chute de prés de 28%, l'indice F10.7 ne chute que d'environ 4% pour le dernier minimum. Une telle diminution de la densité ionosphérique pourrait s'expliquer par une diminution de l'énergie intégrée dans la bande spectrale EUV lors du minimum entre le cycle 23 et 24, ce que laissent supposer les travaux de Solomon *et al.* (2010). La relation empirique entre F10.7 et le flux EUV n'est donc pas forcément pertinente pour le dernier minimum. Ce comportement est à relier à la phase descendante singulière du cycle 23, qui peut s'expliquer par une accumulation peu habituelle de trous coronaux aux basses latitudes impliquant une baisse en émissions X et UV de la couronne. Comme l'indice F10.7 est essentiellement sensible aux variations magnétiques, la relation entre cet indice et le flux EUV est mise à mal.

2.3 Un espoir sans indices ?

2.3.1 Philosophie de Travail

Nous avons mis en évidence la limite de l'utilisation des indices dans la partie précédente, la variabilité de l'irradiance solaire étant mal modélisée à la fois sur le court et le long terme. Toutefois, les indices gardent tout de même des avantages certains, notamment leur facilité d'accès, leur mesure possible depuis le sol pour certains, ou encore des archives historiques. Ils feront encore l'objet de nombreuses études. Nous souhaitons proposer ici une alternative à l'utilisation des indices.

Comme première solution, nous avons bien évidemment l'utilisation de spectromètres comme TIMED/SEE et SORCE/SOLSTICE. Depuis fin 2003, les différentes missions d'observation de l'irradiance spectrale fournissent quotidiennement un spectre quasi-complet à partir du XUV jusqu'au domaine radio. Ces observations sont essentielles pour comprendre la variabilité de l'irradiance spectrale dans l'UV. Sans elles, aucun modèle empirique, ou semi-empirique, ne peut être développé. Toutefois, l'utilisation de tels instruments reste délicate, car certains verrous technologiques, comme par exemple leur dégradation, ne sont toujours levés.

Nous proposons dans ce travail une alternative pour reconstruire la variabilité spectrale dans les bandes spectrales de l'EUV, FUV et MUV. La stratégie que l'on défend ici est d'utiliser non pas des indices mais bien des mesures directes utilisant des bandes spectrales correctement choisies afin de reconstruire la variabilité de l'irradiance. Nous cherchons à obtenir directement l'information sur la variabilité, que celle-ci soit d'origine magnétique ou autres. Cela nous affranchit de l'utilisation d'indices reflétant moins bien cette variabilité. L'interêt est double : l'utilisation de telles bandes passantes est technologiquement plus accessible et surtout moins coûteuse que l'utilisation de spectromètres.

Au chapitre 1 et en annexe B, nous avons mis en évidence les différents processus de formation du spectre UV. En dépit de la complexité des mécanismes d'émission et d'absorption, les couplages magnétiques entre couches atmosphériques conduisent à une forte cohérence dans la variabilité, à l'échelle de temps supérieure à la dynamique d'événements sporadiques comme les éruptions solaires (à l'échelle de l'heure ou plus). Nous nous basons toujours sur cette idée que la variabilité spectrale est cohérente. Il serait inutile de mesurer l'ensemble du spectre, mais seulement d'identifier les régions spectrales présentant la même variabilité afin de déterminer un nombre fini de raies (ou de bandes passantes) et afin d'assurer la reconstruction de la variabilité pour l'ensemble de l'UV.

De nombreux travaux ont déjà exploité l'idée de reconstruire la variabilité de l'irradiance spectrale à partir de la mesure de quelques bandes passantes en se basant sur cette idée de la cohérence spectrale. Nous pouvons distinguer deux approches pour identifier ces bandes spectrales, une semi-empirique basée sur les propriétés physiques de l'irradiance, et la seconde empirique basée sur des méthodes statistiques :

- Kretzschmar *et al.* (2006) proposent une méthode semi-empirique utilisant le calcul de la DEM, que nous avons introduite au chapitre 1 et en annexe B. A partir de l'irradiance mesurée dans six raies correctement choisies, la DEM pour le Soleil entier est calculée. Les auteurs utilisent par la suite le code atomique CHIANTI pour obtenir l'irradiance spectrale dans l'EUV pour les raies optiquement minces. Les raies optiquement épaisses sont traitées de manière empirique. Une approche similaire est également proposée par

Feldman *et al.* (2010). Notons que cette approche est différente de celle proposée par Warren *et al.* (2001) détaillée dans la section 2.2.2, car c'est la DEM pour le Soleil entier qui est considérée, non une DEM pour chaque structure magnétique (régions actives, trous coronaux...).

- L'approche empirique proposée par Dudok de Wit *et al.* (2005) s'appuie sur des méthodes statistiques pour définir des régions spectrales présentant une même variabilité. Les auteurs proposent ainsi une stratégie pour sélectionner quelles raies sont nécessaires pour reconstruire le spectre selon les besoins de l'utilisateur. Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité de cette approche.

Kretzschmar *et al.* (2008) poursuivent ces travaux en proposant une comparaison directe entre les données d'irradiance pour l'EUV et le FUV et les différentes diodes utilisées habituellement pour mesurer l'irradiance spectrale. Cette étude nous ouvre la voie pour tester notre approche de reconstruction à partir de bandes passantes.

Depuis 2003, l'irradiance dans l'UV a été mesurée de manière continue ce qui nous a permis de réaliser ce travail de thèse. Les prochaines sections sont consacrées à la description des données utilisées dans ce travail.

2.3.2 Les données d'irradiance

Nous avons déjà vu qu'un seul spectromètre ne peut mesurer l'ensemble du spectre UV en raison de la forte dynamique spectrale (Thuillier *et al.*, 2004). Il faut donc combiner différents instruments afin de pouvoir obtenir un spectre composite. Depuis 2003, nous avons accès à un spectre solaire plusieurs fois par jour par le biais de différentes missions, que nous allons brièvement introduire.

2.3.2.1 Origine des Données

Le satellite TIMED (*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics*), lancé en décembre 2001 embarque à son bord l'expérience SEE (*Solar Extrême ultraviolet Experiment*) dévolue à l'observation du spectre EUV (Woods *et al.*, 1998). TIMED est en orbite basse, mesure durant trois minutes l'irradiance spectrale par période orbitale (97 min). La médiane journalière se fait sur une quinzaine de mesures. Deux instruments en font partie :

- Le spectrographe EGS (*EUV Grating Spectrograph*) observe l'irradiance spectrale entre 26 et 194 nm avec une résolution optique de 0.4 nm. Ce spectrographe tient son héritage du spectrographe EUV solaire qui a été utilisé avec succès lors de plusieurs tirs de fusées (Woods & Rottman, 1990) ; il ne possède qu'un seul réseau, ainsi qu'un seul détecteur recouvert d'or afin d'en améliorer les caractéristiques notamment réduire la contribution des longueurs d'onde du FUV afin d'éviter toute saturation. Il y a toutefois deux entrées, utilisées comme canaux redondants. Une est utilisée de manière journalière, alors que l'autre n'est utilisée qu'une fois pas semaine pour l'étalonnage. La bande spectrale 115-125 requiert toutefois une attention particulière : l'intensité de la raie Lyman α nécessite un filtre supplémentaires pour atténuer le flux. Ainsi les longueurs d'onde autour de Lyman α sont déduites d'un modèle. En effet, la mesure est polluée par la diffusion de lumière due à l'effet géocoronal. Les récentes comparaison avec l'instrument EVE montrent que la diffusion de la lumière pollue l'ensemble des spectres de SEE (Lean *et al.*, 2011).
- Le photomètre XPS (*XUV Photometer System*) est composé de neuf photodiodes au silicium destinées à mesurer le XUV et l'EUV. Woods *et al.* (1998) fournit tous les détails

concernant les filtres utilisés pour les photodiodes. Plusieurs choix sont possible concernant les matériaux à utiliser pour observer dans les domaines XUV/EUV (e.g Powell *et al.* (1990)). En outre le choix des bandes passantes, le filtre doit également être capable de rejeter la lumière visible (I(XUV)/I(Visible) $\approx 10^{-6}$). Finalement, une autre photodiode destinée à l'observation de la raie Lyman α ainsi des photodiodes pour la mesure du courant d'obscurité sont ajoutées aux autres sur un mécanisme à roue. Mais, un problème avec cette roue survient en août 2002. Plus aucune information sur la bande spectrale entre 11 et 27 nm ne fut disponible jusqu'à ce que le photomètre XPS à bord de SORCE ne prenne le relais en mars 2003.

Le satellite SORCE (*SOlar Radiation and Climate Experiment*), lancé en janvier 2003, fournit l'irradiance spectrale entre 115 et 2400 nm. SORCE, également en orbite basse, mesure l'irradiance spectrale toutes les six heures et est composé de différents instruments tels que :

- Un photomètre XPS, quasiment identique à celui à bord de TIMED, qui a pris le relais en mars 2003.
- L'instrument SOLSTICE II (*SOlar STellar Irradiance Comparaison Experiment*) (McClintock *et al.*, 2005a) mesure l'irradiance spectrale entre 115 et 320 nm avec une résolution spectrale de 1 nm, et une cadence de six heures avec deux spectromètres : SOLTICE A mesure l'irradiance pour l'intervalle entre 170 et 320 nm, et SOLTICE B mesure l'irradiance entre 115 et 190 nm.
- Le spectromètre SIM (*Spectral Irradiance Monitor*) mesure l'irradiance spectrale dans le visible et le proche infrarouge (310-2400 nm) (Harder *et al.*, 2005). Un des objectifs scientifiques est de mesurer avec une précision absolue inférieure à 0.1%, et avec une précision relative sur le long terme inférieure à 0.03%. La résolution spectrale est variable, entre 1 et 27 nm. L'irradiance spectrale mesurée par SIM entre 310 et 1350 nm est bon accord avec le flux de référence mesuré lors de la mission ATLAS 3. Ce n'est pas le cas entre 1350 et 2400 nm, avec un écart de près de 8%. Les données de SIM sont corrigées pour être en accord avec les données de la mission ATLAS 3 (Harder *et al.*, 2010). L'instrument SIM est le premier instrument à mesurer en continu une si vaste plage du spectre.

2.3.2.2 Composition du jeu de données

De nombreuses mesures d'irradiance spectrale sur les 50 dernières années ont été effectuées comme on l'a montré dans la section 2.1, mais c'est seulement depuis mi-2003 qu'une couverture spectrale totale et continue dans le temps est disponible. La résolution spectrale et la cadence d'acquisition sont par contre différente d'un instrument à un autre. Afin d'homogénéiser l'ensemble, nous utilisons les valeurs médianes journalières avec une résolution de 1 nm, disponibles en téléchargement libre sur les sites internet respectifs des missions. L'utilisation des valeurs médianes journalières permet de ne pas prendre en compte les éruptions solaires dans notre jeu de données. Nous nous intéressons aux échelles de temps supérieures à la journée. Le mode opératoire des différents instruments, une mesure intégrée sur 3 minutes toutes les 90 minutes pour EGS/TIMED, une mesure toutes les six heures pour SOLSTICE/SORCE ne permettent pas une étude statistique des événements impulsifs. Un modèle empirique a été développé par Chamberlin *et al.* (2008) pour en reproduire la variabilité. Ainsi, le travail présenté dans cette thèse ne concernera que des variations dont la dynamique est plus grande que celle des événements transitoires.

Un jeu de données composite a été construit à partir des valeurs médianes journalières, avec un

pas spectral de 1 nm entre 1 et 310 nm, puis variable au-delà, à partir du 22 avril 2004 jusqu'au 24 juillet 2010, ce qui représente 2284 jours :

- Entre 1 et 27 nm : Les données de XPS/SEE étant incomplètes, nous utiliserons les données de XPS/SORCE, version 10. Afin de d'obtenir l'irradiance spectrale à partir de bandes passantes, les données sont couplées avec un modèle spectral utilisant le code atomique CHIANTI (Woods *et al.*, 2008). Ces données ne sont pas des observations stricto sensu.
- Entre 27 et 115 nm : les données de niveau L3 de EGS/SEE, version 10
- Entre 115 et 320 nm : les données de SORCE/SOLSTICE, version 10. Les données sont scindées en deux parties : entre 115 et 180 nm, on utilise les données de SOLSTICE A, et entre 180 et 320, les données de SOLSTICE B.
- Enfin, au delà de 310 nm jusqu'à 1500 nm, avec une résolution spectrale variable, nous utilisons les données de SIM.

Les données de SORCE/SOLSTICE sont préférées aux données de EGS/SEE pour l'intervalle entre 115 et 194 nm, car elles ont un meilleur rapport signal sur bruit (même si la médiane est calculée sur un échantillon plus petit), ainsi qu'une meilleure précision sur le long terme. La dégradation semble également plus faible pour les instruments SOLSTICE. Il peut paraître surprenant de considérer l'ensemble du spectre pour ne considérer finalement que la reconstruction de l'intervalle UV. Rappelons les ordres de grandeur de l'irradiance spectrale pour le visible, de l'ordre de 1 W/m^2, contre 10^{-6} W/m^2 en général pour la partie EUV. Nous devons considérer la contribution du visible pour toute simulation de réponse spectrale des différentes bandes passantes que nous avons utilisées. Même si la variabilité dans le visible (inférieure à 0.1%) est négligeable devant celle dans l'EUV et XUV (supérieur à 100%), c'est bien la contribution absolue du visible qui va contaminer le signal du détecteur si l'on n'utilise pas des technologies qui permettent de rejeter le visible, sans quoi sa contribution serait du même ordre de grandeur que la variabilité du signal dans l'EUV. Notons toutefois que les données de l'instrument SEE sont malheureusement peu fiables depuis 2009 en raison de son âge.

Les données entre 1 et 27 nm ne seront utilisées que pour simuler la réponse des différentes bandes passantes. Nous n'essaierons pas de reconstruire cet intervalle spectral puisqu'il est déjà issu d'une reconstruction basée sur un modèle. Les données de l'instrument *Extreme ultraviolet Variability Experiment* (EVE) à bord de Solar Dynamics Observatory (SDO) (Woods *et al.*, 2010) nous permettront sans aucun doute de fournir un modèle approprié pour ces petites longueurs d'onde. Ces données, d'une résolution temporelle de l'ordre de 10 secondes, avec une résolution spectrale de 0.1 nm, sont toujours en phase de calibration.

2.3.2.3 Étalonnage et Dégradation des Instruments

La mesure du flux EUV s'accompagnait de facto d'une incertitude supérieure à 30% avant le lancement de TIMED. L'étalonnage pour cette bande spectrale est extrêmement compliqué, si bien qu'aucun instrument avec une vraie calibration en vol n'a jamais été réalisé. En revanche, la précision pour les bandes spectrales FUV et MUV est meilleure, de l'ordre de 5% pour SOLSTICE I à bord d'UARS. Les calibrations avant-vol ont été réalisées pour les deux instruments, TIMED/SEE et SORCE/SOLSTICE, au Synchrotron Ultraviolet Radiation Facility III (SURF III) au National Institute for Standards and Technology (NIST) afin de déterminer la sensibilité radiométrique des détecteurs. Les méthodes d'étalonnage en vol sont par contre radicalement différentes :

- TIMED ne possède pas vraiment de système lui permettant l'étalonnage en vol, si ce n'est les canaux redondants décrits précédemment. L'étalonnage des instruments repose sur des mesures indépendantes, assurées par des tirs réguliers de fusées, à des intervalles d'environ une année et demie. La dégradation des instruments est ainsi estimée régulièrement, ce qui se traduit par une nouvelle version des données à chaque tir. Woods *et al.* (2005) décrit les algorithmes de calcul d'irradiance ainsi que ceux de calibration. L'instrument EGS mesure ainsi l'irradiance dans l'UV avec une précision absolu sur le flux de l'ordre de 10 à 20%. La précision relative, ou encore le degré de reproductibilité de la mesure, sur le long terme est en revanche de l'ordre de 4%.
- Les objectifs scientifiques de SOLSTICE II sont d'atteindre une précision absolue de 5%, et de déterminer la variabilité du flux sur le long terme avec une précision relative de 0.5%. McClintock *et al.* (2005b) décrivent tous les algorithmes de calcul d'irradiance et les calibrations en vol nécessaires pour atteindre la précision souhaitée. Afin de modéliser la dégradation de l'instrument, SOLSTICE utilise un ensemble d'étoiles brillantes, stable de type A et B. La clé de voûte de cette technique est avant tout la stabilité de l'irradiance spectrale aux longueurs d'onde considérées. Les théories stellaires prédisent pour ce type d'étoiles chaudes une variabilité inférieure à 1% (Mihalas & Binney, 1981). A partir des mesures d'irradiance pour une trentaine d'étoiles, Snow *et al.* (2005) modélisent la dégradation de l'instrument. Une attention toute particulière est donnée à la bande spectrale 115-125 nm où l'émission géocoronale Lyman α pollue la mesure. Toutefois, observer le Soleil n'est en rien comparable avec observer une étoile, source ponctuelle d'un point de vue optique. Une caractérisation de la dégradation propre au détecteur lié à son champ de vision est également effectuée. Cela nécessite des mesures continues et régulières afin de pouvoir ajuster la courbe de dégradation au mieux. Cette méthode d'étalonnage en vol permet d'obtenir des mesures d'irradiance sur le long terme, et ainsi éviter d'avoir des données aussi bruitées que les données de l'instrument EGS/SEE. C'est une des raisons pour lesquelles nous préfèrons utiliser les données de SOLSTICE pour notre étude. Seulement, ces mesures sont malheureusement parfois sujettes à caution (Martin Snow, communication personnelle) : la procédure d'étalonnage peut être mise à défaut si les conditions initiales du système d'observation sont mal caractérisées. Des incertitudes sur la variabilité sur le long terme peuvent ainsi apparaître pour certaines longueurs d'onde comme nous le mettrons en évidence dans le prochain chapitre.

2.4 Conclusion

Ce travail de thèse compte mettre en avant la faisabilité du concept de reconstruction de la variabilité spectrale dans l'UV à partir du signal de bandes passantes. Nous bénéficions de l'incroyable longévité des missions actuelles dédiées à l'observation du spectre UV solaire. Une des premières étapes de ce travail est avant tout de caractériser cette cohérence spectrale, la clé de voûte de notre approche. La seconde étape sera de s'assurer que les bandes spectrales mesurées par les différents radiomètres présentent également une certaine cohérence vis à vis du spectre solaire. Enfin la dernière étape sera bien sur de définir correctement le jeu de bandes passantes adapté pour reconstruire l'irradiance spectrale solaire dans l'UV.

Ce travail comprend l'exploitation d'un grand volume de données, il paraît tout naturel d'utiliser des méthodes statistiques multivariées, dont des méthodes de décomposition. Le prochain chapitre sera consacré à l'utilisation de ces méthodes statistiques afin de mettre en évidence entre autre la cohérence spectrale de l'irradiance spectral dans l'UV.

Chapitre 3

Approches Statistiques

Sommaire

3.1 Introduction 53
3.2 Présentation des Méthodes 54
3.2.1 Méthode de décomposition 55
3.2.2 Méthode de classification 58
3.3 Applications des Méthodes aux Données d'Irradiance 60
3.3.1 Grandes Échelles de Temps 61
3.3.2 Petites Échelles de Temps 67
3.4 Conclusions 74

3.1 Introduction

La figure 3.1 reprend la figure déjà présentée au chapitre 1. Cette figure montre les séries temporelles pour différents canaux d'irradiance dans l'UV. Un simple critère visuel permet effectivement de se rendre compte que les séries temporelles associées aux différentes longueurs d'onde présentent de fortes similitudes. Rappelons que cela souligne la cohérence spectrale de l'irradiance spectrale solaire. Nous avons déjà remarqué qu'il existe quelques différences en y regardant de plus près, traduisant les différentes facettes de la variabilité. Ce qui nous intéresse ici est de caractériser à la fois cette cohérence spectrale, mais aussi et surtout tous les aspects de la variabilité. Le simple critère visuel reste qualitatif, il nous faut maintenant quantifier le degré de similitude entre deux séries temporelles, nous avons besoin de meilleurs outils.

Le premier but de cette étude est de caractériser la cohérence spectrale, pour aboutir à une meilleure compréhension de la nature des processus physiques. Le second but, plus d'ordre technologique, consiste à identifier quelles bandes spectrales doivent être utilisées afin de reconstruire aisément le spectre UV dans son ensemble, ce que nous ferons au chapitre 4. Avant tout, nous devons être en mesure d'identifier les raies spectrales (ou plutôt les intervalles spectraux de résolution $\Delta\lambda = 1$ nm) dont la variabilité est similaire. Avant de continuer plus loin, précisons le cadre de cette étude :

- la résolution temporelle des données est d'une journée, ce qui implique l'absence de phénomènes transitoires.
- la résolution spectrale est de 1 nm, donc pas d'étude de structure fine.

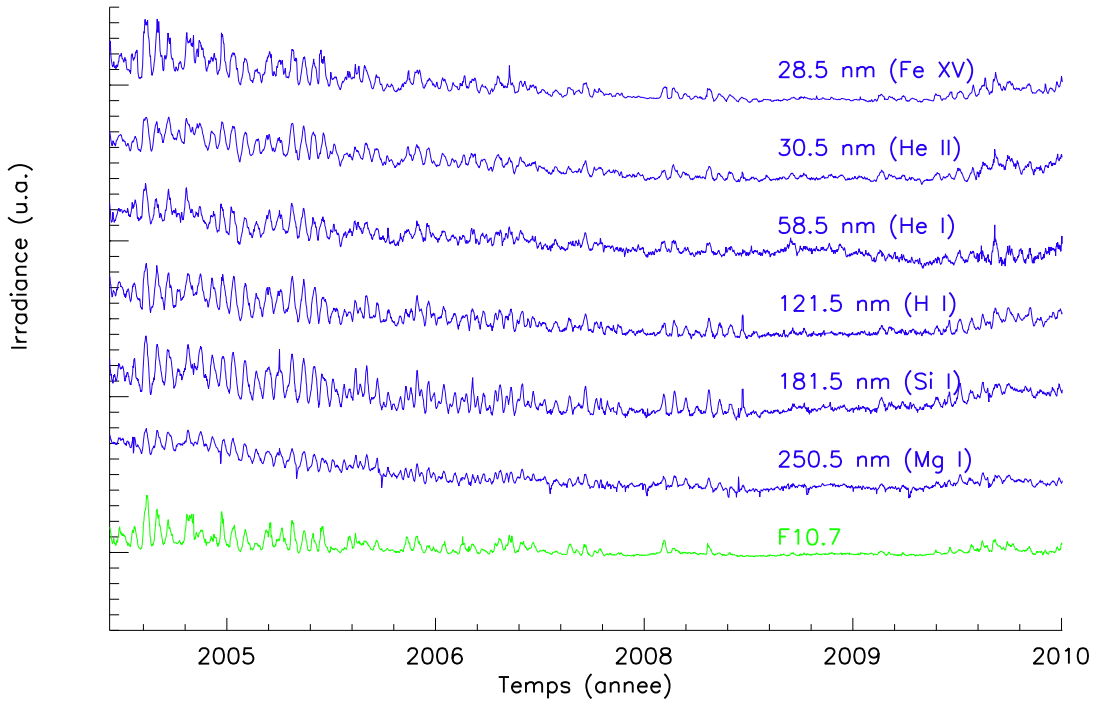

FIGURE 3.1. *Séries temporelles du flux standardisé pour quelques intervalles spectral de résolution $\Delta\lambda$=1 nm, avec l'espèce dominante dans cet intervalle. La série temporelle associée à l'indice F10.7 est également représentée.*

- Nous étudierons la bande spectrale entre 27 et 280 nm : en dessous, les données proviennent déjà d'un modèle à partir des données de XPS, et au delà la cohérence spectrale commence à se dégrader.
- La couverture temporelle de notre jeu de données représente pas loin de six années de données d'irradiance. Les variations à très long terme (supérieures à 10 ans) sont donc exclues.

Outre le fait que cela soit une méthode peu pratique face à l'important jeu de données dont nous disposons, le simple critère visuel basé sur la figure 3.1 ne suffit pas à analyser complètement l'ensemble des informations. Afin de traiter les données d'irradiance, nous allons utiliser des méthodes couramment utilisées en analyse statistique multivariée. Cela nous permettra de déterminer rapidement sous certaines conditions les bandes passantes nécessaires à la reconstruction de la variabilité spectrale tout en mettant en évidence des groupes spectrales dont les propriétés physiques sont différentes. Cette approche sera uniquement empirique : nous nous basons sur le jeu de données présenté en fin de chapitre 2 pour réaliser cette étude statistique.

3.2 Présentation des Méthodes

Ce travail fait intervenir de grands volumes de données mesurées suivant différentes variables (le temps, la longueur d'onde). Nous allons utiliser des méthodes statistiques multivariées pour caractériser la variabilité spectrale de l'irradiance solaire. Les deux méthodes largement utilisées dans ce chapitre sont les méthodes de décomposition et de classification. La première méthode nous permet de réduire notre jeu de données afin de décrire les propriétés principales

de l'information. La seconde méthode permet d'apporter un regard nouveau sur les résultats des méthodes de décomposition en proposant des outils graphiques de représentation des données. L'utilisateur peut ainsi interpréter plus facilement ces résultats.

3.2.1 Méthode de décomposition

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le rayonnement émis par le Soleil est la superposition de plusieurs contributions (différents sources spatiales, différents processus physiques,...). Les modèles semi-empiriques présentés au chapitre 2 tentent de reconstruire l'irradiance solaire spectrale en identifiant différentes structures, auxquelles sont associées des conditions physiques d'émissions caractéristiques (régions actives, trous coronaux, taches solaires,...). Toutefois, ces méthodes dépendent directement d'un modèle physique sous-jacent (distinction entre les structures magnétiques et non-magnétiques, par la densité électronique,...). L'approche ici se caractérise par une absence de modèle physique sous-jacent. Ce travail peut aussi bien se réaliser avec des données d'irradiance, celles fournies par les satellites TIMED et SORCE (e.g. Dudok de Wit *et al.* (2005), cette étude) qui donnent accès à la variabilité spectrale et temporelle, ou bien avec des données d'imageurs tel que EIT/SoHO (e.g. Dudok de Wit & Auchère (2007)) qui permettent une caractérisation spatiale et temporelle de la variabilité.

Les méthodes que nous allons employer sont sensibles à la normalisation des données. Il est important de savoir si celles-ci doivent être normalisées par rapport à leur moyenne temporelle, dans lequel cas le niveau de variabilité est conservé, ou bien par rapport à leur écart-type, et dans ce cas le niveau de variabilité pour l'ensemble des données est mis sur un même pied d'égalité.

La variabilité de l'irradiance est une fonction dépendante de la longueur d'onde comme nous l'avons vu (voir figure 1.6). L'ensemble du jeu de données n'est pas du tout homogène en terme de variabilité. Nous allons considérer les données standardisées afin de pouvoir comparer aussi bien les raies coronales, fortement variables, avec les raies chromosphèriques, peu variables. Cela consiste d'abord à centrer les données (la moyenne temporelle $\langle I(\lambda,t)\rangle_t$, est soustraite), puis à les réduire (division des données par l'écart-type σ_{I_λ}).

$$\phi(\lambda,t) = \frac{I(\lambda,t) - \langle I(\lambda,t)\rangle_t}{\sigma_{I_\lambda}} \tag{3.1}$$

Exploitons à présent le caractère de la cohérence spectrale : l'ensemble du spectre présente un ensemble de structures communes. Supposons en première approximation que tous les canaux $\phi(\lambda,t)$ (après avoir été convenablement normalisés) évoluent de la même façon. Le spectre devient alors séparable en deux fonctions indépendantes, dont l'une décrit la variation spectrale, $f(\lambda)$, tandis que la seconde décrit la variation temporelle, $g(t)$, tel que $\phi = f(\lambda)g(t)$. Ensuite, afin de considérer toutes les facettes de la variabilité, nous apportons des corrections via l'ajout d'autres modes. La fonction bi-variée $\phi(\lambda,t)$ peut s'écrire comme la somme du produit de deux fonctions indépendantes :

$$\phi(\lambda,t) = \sum_i f_i(\lambda)g_i(t) \tag{3.2}$$

La décomposition, présentée par l'équation 3.2, n'est évidemment pas unique et il faut donc imposer des contraintes pour forcer la solution à être unique.

La décomposition en valeurs singulières (SVD)

Nous considérons que les modes temporels et spectraux sont orthogonaux, à savoir :

$$\langle f_i(\lambda), f_j(\lambda)\rangle_\lambda = \langle g_i(t), g_j(t)\rangle_t = \begin{cases} w_i^2 > 0 & \text{si} \quad i = j \\ 0 & \text{si} \quad i \neq j \end{cases} \tag{3.3}$$

où $\langle ., . \rangle$ définit le produit scalaire. Cette hypothèse définit la décomposition en valeurs singulières ou bien "Singular Values Decomposition" (SVD) (Golub & Van Loan, 2000). L'orthogonalité signifie qu'il y a dé-corrélation entre à la fois des modes temporels et spectraux. La méthode SVD permet de définir une nouvelle base dont les vecteurs sont décorrélés. Elle est basée sur les moments statistiques d'ordre 2. Cette méthode de décomposition permet une séparation entre les modes ayant une relation linéaire ; toute autre relation d'ordre supérieur n'est pas considérée.

Nous normalisons les vecteurs propres afin de pouvoir travailler avec une base orthonormale de telle manière que

$$\langle f_i(\lambda), f_j(\lambda)\rangle_\lambda = \langle g_i(t), g_j(t)\rangle_t = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad i = j \\ 0 & \text{si} \quad i \neq j \end{cases} \tag{3.4}$$

ce qui nous amène à introduire un coefficient w_i, qui pondère le mode i, appelé par la suite poids statistique.

$$\phi(\lambda, t) = \sum_i w_i f_i(\lambda) g_i(t) \tag{3.5}$$

Cette décomposition est unique et se porte sur un nombre fini de modes i. Les poids w_i sont également définis réels et positifs, ordonnés de manière décroissante : $w_1 \geq w_2 \geq w_3 \geq ... \geq 0$, ce qui revient à dire que ce sont les premiers modes qui contiennent les propriétés principales du signal, qui captent la plus grande partie de l'énergie (ou bien variance) du signal. L'intérêt majeur de ce genre de méthode est avant tout d'obtenir une description beaucoup plus compacte du jeu de données initial, dont les premiers modes orthogonaux contiennent l'essentiel de l'information. Notons que les modes spectraux et temporels ne sont pas prédéfinis (comme dans la décomposition en séries de Fourier où les fonctions associées aux modes sont des fonctions sinus et cosinus) mais définis directement par les propriétés statistiques des données. La seule contrainte imposée est par hypothèse l'orthogonalité de la base définie (en fait une base orthonormale) afin d'en assurer l'unicité.

Nous considérons la matrice ϕ de dimension (N_λ,N_t), une colonne correspondant à une série temporelle pour une longueur d'onde. Par le principe de la décomposition, cela peut s'écrire comme suit :

$$\phi_{i,j} = \sum_{k=1}^{max(N_\lambda,N_t)} w_k f_k(\lambda_i) g_k(t_j), \text{ avec i} \in [1,N_\lambda] \text{ et j} \in [1,N_t] \tag{3.6}$$

Le théorème spectral énonce en effet que toute matrice normale peut être diagonalisée par une base orthogonale (ou orthonormale) de vecteurs propres. La décomposition en valeurs singulières est considérée comme une généralisation du théorème spectral à toutes matrices, non nécessairement carrées. Ainsi toute matrice diagonalisable de l'espace $\Re^{N_\lambda \times N_t}$ peut se décomposer comme suit :

$$\phi = \mathrm{F\ S\ G^T} \tag{3.7}$$

où S une matrice diagonale de dimension $N_\lambda \times N_t$, contenant les valeurs propres (ou poids statistiques (w_i)) de la matrice ϕ, rangées par ordre décroissant. L'opérateur $^{\mathrm{T}}$ exprime la transposition. Les matrices F et G, d'espace respectif $\Re^{N_\lambda \times N_\lambda}$ et $\Re^{N_t \times N_t}$ sont des matrices orthogonales unitaires contenant respectivement les modes propres spectraux et temporels, soit

$$\begin{cases} F = [f_1(\lambda), ..., f_{N_\lambda}(\lambda)] \\ G = [g_1(t), ..., g_{N_t}(t)] \\ F^*F = FF^* = I_{N_\lambda} \\ G^*G = GG^* = I_{N_t} \end{cases} \tag{3.8}$$

telles que les matrices I_{N_λ} et I_{N_t} sont des matrices identité, avec X^* la matrice adjointe. Cette décomposition est unique car les matrices F et G sont orthonormales. Chaque mode temporel, représentant une facette de la variabilité de l'irradiance, est modulé par un mode spectral. Toute l'information étant contenue au sein des matrices F et G. La matrice diagonale S contient les poids statistiques (w_i) de chaque mode.

Une étape importante consiste à étudier attentivement cette matrice diagonale S. Nous avons déjà vu que les poids sont ordonnés par ordre décroissant. Les premiers modes contiennent donc les caractéristiques dominantes. L'énergie totale E (ou bien variance) est définie comme la trace de la matrice diagonale S, élevée au carré. L'énergie associée à un mode k peut se noter p_k, tel que

$$E = \sum_{k=1}^{min(N_\lambda, N_t)} w_k^2, \; p_k = \frac{w_k^2}{E} \tag{3.9}$$

La figure 3.2 présente l'énergie cumulée des modes issus de la décomposition par la méthode SVD pour les données d'irradiance dans l'UV. Nous pouvons remarquer que le premier mode contient à lui seul plus de 81% de l'énergie totale. Les deux premiers modes représentent plus de 87%, et les trois premiers 92%. Cela confirme que les premiers modes captent les caractéristiques principales. La méthode de SVD nous permet donc de réduire notre jeu de données à un autre jeu de données plus compact. Ceci est une signature de la cohérence spectrale de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV. Nous pouvons noter également un point d'inflexion autout de k =4-6, qui peut être interprété comme le nombre de variables siginificatives.

La figure 3.3 présente la série temporelle sur une centaine de jours pour l'intervalle centré sur 30.5 nm, ainsi que la reconstructions basée sur le premier mode. Nous pouvons constater qu'un seul mode suffit déjà pour reproduire l'essentiel de la variabilité. Les modes suivants permettent d'en affiner la reconstruction. Comme nous le verrons par la suite, les premiers modes décrivent des structures cohérentes dans le temps et en longueur d'onde, alors que les modes suivants avec un poids statistique faible captent des structures non cohérentes en terme de variabilité spectrale et temporelle, et donc fréquemment assimilables à du bruit.

Il est à présent plus facile de comparer le comportement des différentes longueurs d'onde par peu d'attributs, plutôt que les données brutes. Toutefois aucune caractérisation de variabilité spectrale de l'irradiance n'a encore été réalisée. Parmi les raies spectrales à notre disposition, lesquelles présentent une évolution temporelle similaire ? Comment le mettre en évidence ? Alors qu'une interprétation physique des modes temporels semble accessible, l'analyse des modes spectraux l'est beaucoup moins, nous devons recourir à des méthodes de classification afin de faciliter

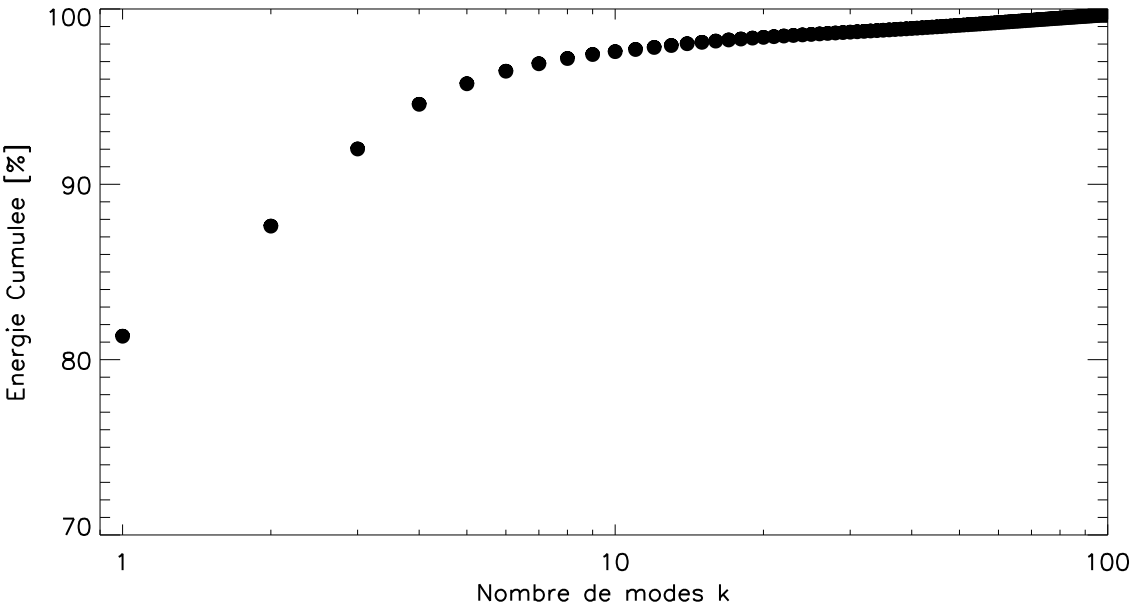

FIGURE 3.2. *Energie cumulée des modes issus de la décomposition par la méthode de SVD sur les données d'irradiance standardisées dans l'UV. Seules les 100 premiers poids sont représentés ici.*

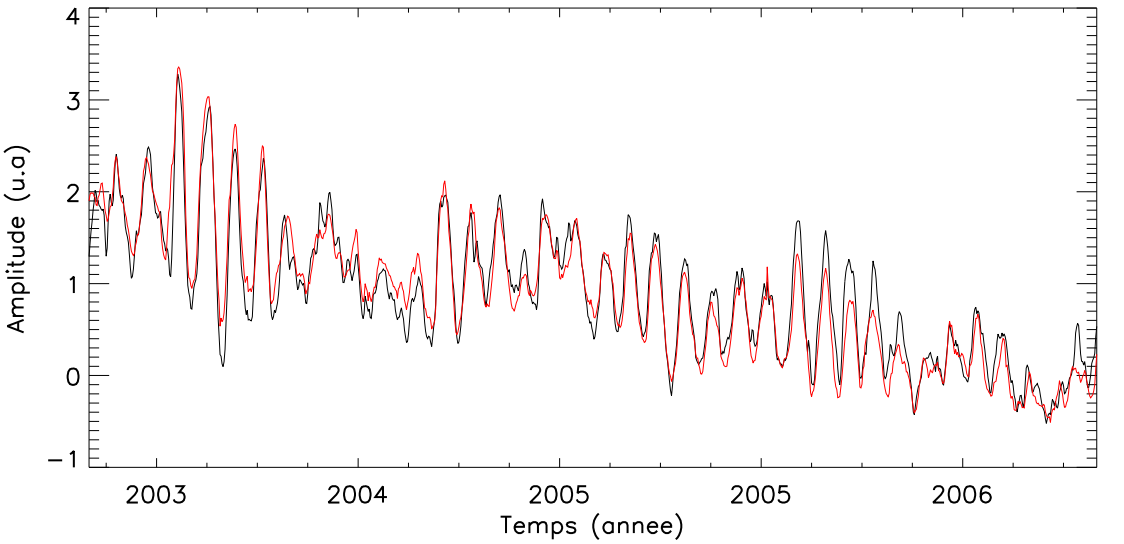

FIGURE 3.3. *En noir : série temporelle du flux standardisé pour l'intervalle centré sur 30.5 nm (He II). En rouge : premier mode issu de la décomposition par la méthode de SVD.*

la visualisation.

3.2.2 Méthode de classification

Cette méthode, complémentaire de la méthode de décomposition, va nous permettre de visualiser directement quelles sont les raies spectrales dont les évolutions temporelles sont simi-

laires. Les raies spectrales sont considérées similaires, ou bien redondantes, si leurs évolutions temporelles sont les mêmes.

L'idée de base de la méthode de classification visuelle revient à associer l'évolution temporelle d'une longueur d'onde donnée à un point, dans le sous-espace vectoriel des modes significatifs obtenu par SVD. Toutefois, une représentation dans un espace supérieur ou égal à 3 dimensions compliquent la visualisation. Par la suite, nous n'utiliserons que deux modes (les deux premiers ou les modes suivants si la décomposition n'est pas satisfaisante d'un point de vue de l'interprétation physique). Dans l'exemple précédent, les deux premiers modes contenaient plus de 87% de l'information. Cela justifie la projection des points sur un plan 2-D.

Une telle projection nécessite de définir une métrique, ou bien distance, qui permettent de définir une mesure de la similitude entre les différentes longueurs d'onde. Nous avons choisi ici d'utiliser la distance euclidienne $\delta(i,j)$, qui s'adapte bien dans le cadre de cette étude, telle que :

$$\delta(i,j) = \sqrt{\sum_t \Big(\phi(\lambda_i,t) - \phi(\lambda_j,t)\Big)^2} \tag{3.10}$$

En effet, la méthode de décomposition SVD nous donne directement les coordonnées de toutes les longueurs d'onde pour le mode i, le mode spectral pondéré par son poids statistique, soit $w_i f_i(\lambda)$ (Chatfield & Collins, 1990). La distance entre deux longueurs d'onde présentant une variabilité similaire sera petite, ce qui implique que les deux points associés seront situés proches l'un de l'autre sur le plan 2-D.

Un exemple de projection sur un plan 2-D est proposé par la figure 3.4, issue de la méthode de décomposition pour l'ensemble du spectre entre 1 et 1000 nm, pour les échelles de temps inférieures à 81 jours. Chaque point est associé à un longueur d'onde dans ce plan 2-D, et la distance entre ces points reflète le degré de similitude entre les longueurs d'onde associées. Ce qui compte dans cette figure est uniquement la distance relative entre les points. Or il s'avère que les axes possèdent aussi une interprétation. Deux régimes sont nettement visibles sur cette figure : l'abcisse, soit le premier mode, représente l'assombrissement dû aux taches solaires, alors que l'ordonnée, le second mode, représente plutôt la contribution des facules. Cette dernière est extrêmement prononcée pour les longueurs de l'EUV et du FUV. La limite entre ces deux régimes se situe d'un point de vue graphique autour de 300 nm, ce qui confirme ce que nous avions mentionné au chapitre 1. Cet exemple montre que les méthodes statistiques permettent bien de retrouver les propriétés importantes de la variabilité de l'irradiance spectrale solaire.

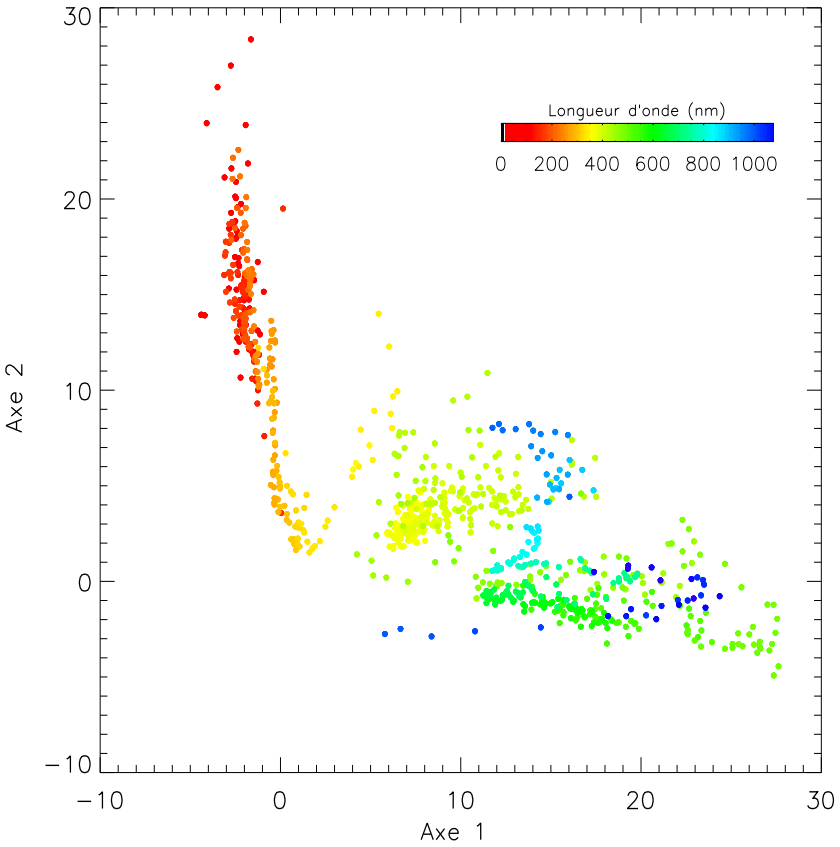

FIGURE 3.4. *Représentation en deux dimensions des flux standardisées pour l'ensemble du spectre entre 1 et 1000 nm, pour les échelles de temps inférieures à 81 jours. Le code couleur correspond aux longueurs d'onde (nm). L'axe 1 correspond à* $w_1 f_1(\lambda)$ *et l'axe 2 à* $w_2 f_2(\lambda)$.

3.3 Applications des Méthodes aux Données d'Irradiance

Avant de continuer plus loin l'analyse nécessaire des modes temporels et spectraux par cette méthode de classification, il faut prendre en compte la spécificité des données d'irradiance que nous étudions dans ce chapitre. A des échelles de temps différentes correspondent des processus physiques différents, comme le cycle de 11 ans dû à la rotation différentielle du Soleil, ou bien les modulations à 27 et 13.5 jours dues à la rotation du Soleil et de la distribution non uniforme des régions actives à la surface du disque solaire. Il paraît judicieux pour réaliser une analyse complète de la variabilité de l'irradiance de séparer les différentes échelles de temps, notamment les effets à long terme de ceux à court terme. Ainsi, à partir du jeu originel de données d'irradiance, nous construisons deux jeux de données : l'un passe-bas, l'autre passe-haut. Il faut pour cela définir une fréquence de coupure, nous l'avons choisie égale à 81 jours, ce qui correspond approximativement à la durée de vie d'une région active. En utilisant un filtre non causal linéaire de type Butterworth sur les données déjà standardisées, nous obtenons deux jeux d'irradiance, l'un passe-bas, l'autre passe-haut captant respectivement les variations lentes dont le cycle solaire de 11 ans, et les variations plus rapides, comme la modulation à 27 jours. D'autres échelles de temps pourraient éventuellement être considérées, en prenant des filtres passe-bande ou, mieux par transformation en ondelettes, mais les modulations à 27 jours et celle de 11 ans dominent totalement la variabilité. Rappelons ici que les événements dont la

dynamique est inférieure à la résolution journalière de nos données (les éruptions solaires par exemple) ne peuvent évidemment pas être pris en compte.

Par la suite, nous étudierons de façon découplée les deux échelles de temps afin de mettre en évidence les caractéristiques de la variabilité solaire. Cette prochaine partie doit nous apporter quelques éléments de réponse à la question suivante : la variabilité spectrale pour les tendances à long terme est-elle identique à celle des tendances à court terme ? L'étude que nous allons effectué nous servira comme référence, lorsqu'aux prochains chapitres nous inclurons les bandes passantes.

3.3.1 Grandes Échelles de Temps

La dégradation des instruments empêche d'avoir une analyse exempte de toute incertitude sur le long terme, ce qui alimente notamment le débat sur les problèmes entre modèles d'irradiance et observations (voir chapitre 2). La couverture spectrale de nos données s'étend du XUV jusqu'au domaine radio, avec une couverture temporelle entre 2004 et 2010, soit la phase descendante du cycle solaire 23, le minimum solaire entre les cycles 23 et 24 et le début de la phase montante du cycle 24. Le dernier minimum présente quelques anomalies en comparaison aux précédents minimums. L'idéal pour réaliser une étude statistique vraiment pertinente serait de considérer des données d'irradiance sur au moins un cycle solaire entier. Et ceci tout en assumant que le cycle solaire étudié soit représentatif des autres cycles solaires. Nous ne sommes pas vraiment dans cette situation, et nous sommes conscients que notre étude devra être prolonger avec de futures nouvelles données d'irradiance.

Appliquons à présent les méthodes statistiques aux données d'irradiance filtrées.

3.3.1.1 Distribution des Poids Statistiques

La figure 3.5 présente l'énergie cumulée par les modes obtenus par la méthode de décomposition SVD, sur les données dépourvues de petites échelles de temps. Seuls les 3-6 premiers modes concentrent l'essentiel de l'information physique, voire même uniquement le premier mode tant l'énergie qui lui est associée est importante, plus de 89%. Nous pouvons constater une nouvelle fois l'intêret d'une telle méthode de décomposition telle que la SVD qui exploite la redondance de l'information physique contenue dans les données d'irradiance pour regrouper au sein de quelques modes l'ensemble de la variance du signal. Les deux premiers modes concentrent par ailleurs plus de 95% de la variance totale. Nous pouvons alors les considérer pour une représentation graphique. Cela nous assure d'avoir l'essentiel de l'information à propos de la variabilité pour les grandes échelles de temps. Les modes d'ordre supérieur représentent soit des modes correctifs, soit des structures spectrales et temporelles incohérentes assimilable à du bruit. Ces modes sont définis d'après des critères statistiques, et n'ont à priori aucun sens physique. Neanmoins, ils nous donnent des indications précieuses sur l'origine de la variabilité. Une analyse détaillée des deux premiers modes vont nous permettre de mettre en évidence la physique qui y est contenue.

3.3.1.2 Analyse des modes

Mode 1

Le mode 1 représente ici à lui seul plus de 89% de l'énergie. Autant dire que l'information qui

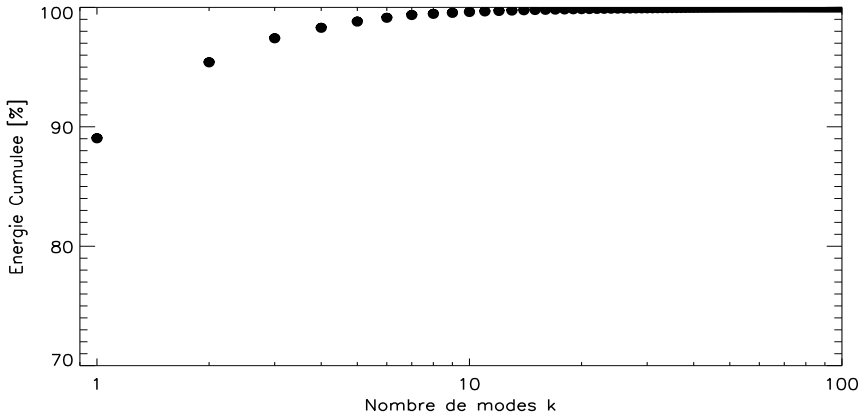

FIGURE 3.5. *Énergie cumulée pour les grandes échelles de temps. Seuls les 100 premiers poids sont représentés.*

nous intéresse, à savoir les tendances à long terme sont majoritairement comprises dans ce mode. Cette information est représentée par le vecteur $g_1(t)$, illustré par la figure 3.6. L'interprétation d'un tel mode est assez facile : on peut aisèment voir la phase descendante du cycle 23, ainsi que le minimum entre le cycle 23 et 24, et finalement une petite couverture temporelle de la phase montante du cycle 24. Rappelons que les données ont été filtrées, ce qui explique l'absence de modulation à 27 jours.

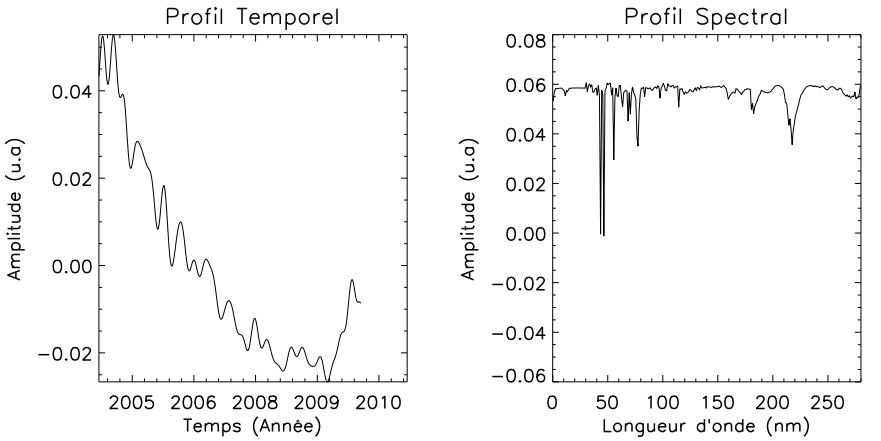

FIGURE 3.6. *Mode 1 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_1(t)$, la figure de droite le mode spectral, $f_1(\lambda)$.*

Comment est pondérée cette tendance temporelle par l'ensemble du spectre ? Afin de répondre à cette question, il est intéressant d'étudier le profil spectral associé au mode 1, $f_1(\lambda)$, représenté également figure 3.6. Les valeurs absolues en ordonnée sont arbitraires, seule la différence relative en amplitude entre les différentes longueurs d'onde importe ici. Notons que $f_1(\lambda)$ est presque constant, ce qui traduit le fait que la variation due au cycle, normalisée par rapport à l'écart-type, est la même partout. Certains canaux se démarquent cependant, comme certaines longueurs d'onde dans la bande spectrale entre 40 et 80 nm. Tous ces canaux ont été identifiés comme ayant fortement souffert de dégradation si bien que ces données sont peu exploitables en l'état. Le tableau 3.i résume les différentes intervalles de longueurs d'onde ainsi que l'espèce majoritaire

au sein de l'intervalle qui présentent des problèmes d'observation.

Table 3.i. *Canaux présentant des problèmes de dégradation important sur le long terme. Presque tous ces canaux correspondent à des raies spectrales. L'espèce dominante pour ces intervalles de longueurs d'onde est également indiquée.*

Longueur d'onde	Espèce Dominante
43.5	Mg VII/Mg VIII
46.5	Ne VII
55.5	O IV
68.5	Ni III
70.5	O III
73.5	Continuum
76.5	O V
77.5	Ne VIII

La figure 3.7 présente un canal qui pose problème, avec l'exemple de celui centré sur 77.5 nm. Le canal centré sur 72.5 nm, fonctionnel, est également représenté par souci de comparaison. Les deux canaux sont fortement corrélés jusque vers 2006, après quoi le canal à 77.5 nm est dominé par du bruit. La phase descendante du cycle est à peine perceptible pour 77.5 nm. Les canaux du tableau 3.i partage la même tendance à long terme, ils ne pourront pas être pris en compte dans ce qui suit. D'autres canaux, notamment ceux de la bande spectrale entre 210 et 230 nm se démarquent également de l'ensemble du spectre dans l'UV (avec une proportion moindre que les canaux de l'EUV). Nous reviendrons un plus tard sur cette bande spectrale particulière.

Notons que l'ensemble des données d'irradiance, mis à part quelques longueurs d'onde, possède une tendance à long terme commune, indépendamment de l'énergie des longueurs d'onde. L'analyse du mode 2 permet d'affiner certaines conclusions, notamment pour la bande spectrale entre 210 et 230 nm.

Mode 2

Le mode 2, représenté à la figure 3.8, capte un peu plus de 7.5% de la variance totale. Contrairement au mode 1 dont la contribution spectrale était uniforme, le profil spectral associé au mode 2, $f_2(\lambda)$, est quant à lui beaucoup plus variable.

Ce mode 2 est particulièrement intéressant pour plusieurs raisons :

- Le profil temporel associé au mode 2 est à peu près en quadrature de phase par rapport au cycle solaire. Ce mode 2 semble moduler la date du minimum solaire pour une longueur d'onde donnée : le minimum peut être en avance ou en retard par rapport à la date du minimum du mode 1 (autour de 2009) selon le coefficient $u_2(\lambda)$ qui est associé à la longueur d'onde.
- Notons un problème de jonction entre les données de SOLSTICE A (MUV) et SOLTICE B (FUV) pour $\lambda = 180$nm. Les instruments SOLSTICE A et SOLTICE B subissent une dégradation différente, puisque ils observent des intervalles d'énergie différents. Pour quantifier cette dégradation, on utilise la procédure d'étalonnage basée sur l'observation

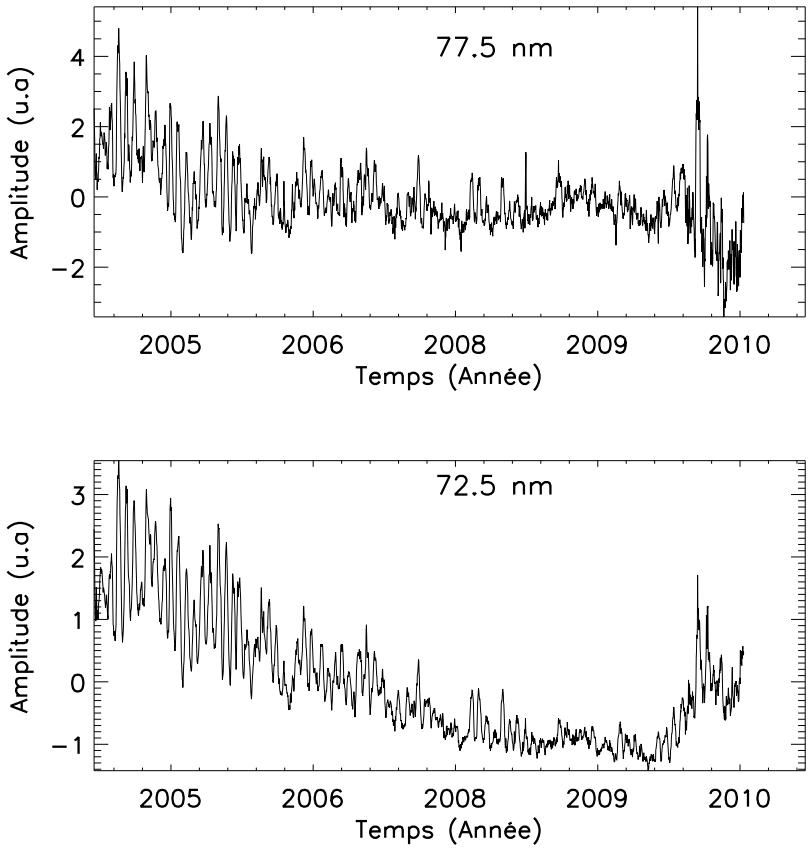

FIGURE 3.7. *Exemple de canal (centré sur 77.5 nm) montrant des signes de dégradation sur le long terme. Le canal centré sur 72.5 nm, qui ne montre aucun signe de dégradation, est représenté par souci de comparaison.*

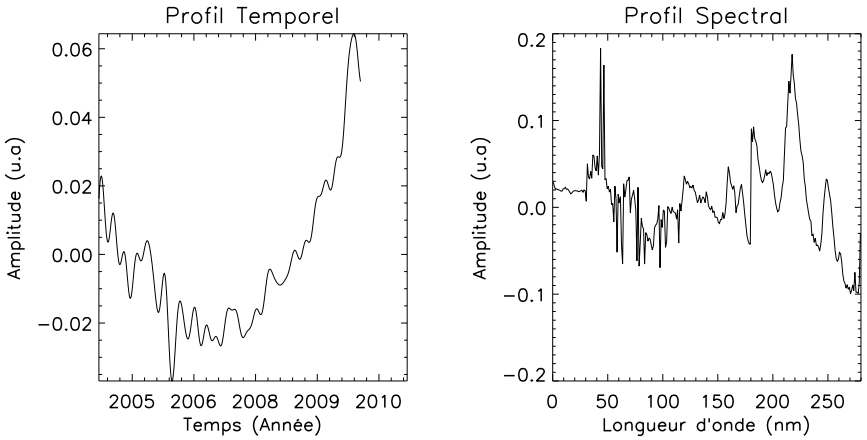

FIGURE 3.8. *Mode 2 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_2(t)$, la figure de droite le mode spectral, $f_2(\lambda)$.*

d'irradiances stellaires pour les deux instruments. Toutefois, suite à un problème d'ordre mécanique, seul SOLTICE B est en mesure de réaliser un tel étalonnage. La dégradation pour SOLSTICE A est modélisée par un étalonnage croisé avec les résultats pour SOL-

STICE B. A priori, les corrections ne sont pas suffisantes puisque le profil spectral présente une non-continuité évidente.

- Comme le mode 2 caractérise le minimum solaire, cela peut avoir des conséquences, importantes pour l'intervalle de longueurs d'onde entre 210 et 230 nm. En effet, seules ces longueurs d'onde présentent un minimum solaire très en avance par rapport aux autres longueurs d'onde, comme l'illustre la figure 3.9 où nous voyons un cycle d'hystéresis se former. Ce phénomène a déjà été observé avec les données d'irradiance dans le MUV de l'instrument SUSIM/SOLSTICE (Martin Snow, communication personnelle), mais pas d'une manière aussi prononcée. Il semble peu probable que ces longueurs d'onde présentent un comportement aussi différent du reste du spectre. Or l'instrument SOLSTICE A souffre d'une dérive instrumentale non corrigée, notamment à cause d'un problème de calibration initial du suivi des étoiles. Ceci nous amène à être vigilant lorsque nous parlerons par la suite de cet intervalle particulier, qui est hélas important pour toute la chimie de l'ozone dans l'atmosphère terrestre. La toute prochaine version des données de SOLTICE (la version 11) devrait en partie corriger ces problèmes et rendre les données FUV et MUV plus homogène en terme de variabilité à long terme. Le même problème a également été mis en évidence si l'on considère non plus les données de SOLTICE B mais les données EGS pour l'intervalle 115-180 nm. Aucun problème en revanche n'est à signaler pour la jonction des données entre SOLSTICE B et EGS.
- Ce mode 2 résume en grande partie les méconnaissances de la variabilité à long terme de l'irradiance,et semble principalement dû aux problèmes d'étalonnages des instruments EGS et SOLSTICE. En l'état, il est difficile de se prononcer sur son origine physique ou bien seulement instrumentale. D'un autre point de vue, si les observations sont fiables, ce mode 2 peut être compris comme étant le mode caractéristique de la phase descendante du dernier cycle solaire sur le long terme, corrigeant le mode 1 qui lui représente la tendance générale pour tout le spectre UV. Précisons tout de même que cette correction reste toutefois relativement faible, vu le poids statistique du mode 1 par rapport au mode 2 mais peuvent être significatives puisque c'est le moment du minimum solaire qui est concerné. Seules des mesures futures de l'irradiance permettront de jeter un regard nouveau sur la variabilité à long terme pour les longueurs d'onde entre 210 et 230 nm.

L'analyse seule des modes ne permet pas d'avoir une vision globale de la variabilité spectrale. Il convient maintenant de faire une classification afin de pouvoir juger du comportement entre les différentes longueurs d'onde, afin de mettre en évidence les différents dégrées de similitude.

Représentation Graphique

Représentons maintenant graphiquement les longueurs d'onde par des "points", de coordonnées $w_i f_i(\lambda)$. La distance entre ces derniers exprime la similitude des séries temporelles associées et correspond à la distance euclidienne $\delta(i,j)$ définie par l'équation 3.10. La figure 3.10 propose un représentation 2-D de la variabilité spectrale pour les grandes échelles de temps pour l'intervalle spectral considéré. Ajouter une dimension supplémentaire n'apporte guère d'informations supplémentaires sur la variabilité, et complique énormément la visualisation. Les longueurs d'onde du tableau 3.i ne sont pas représentées.

Tous les points sont distribués sur un arc de cercle. Ceci est une conséquence de la normalisation, qui les amène à être répartis sur une hypersphère dont nous voyons ici une projection en 2-D.

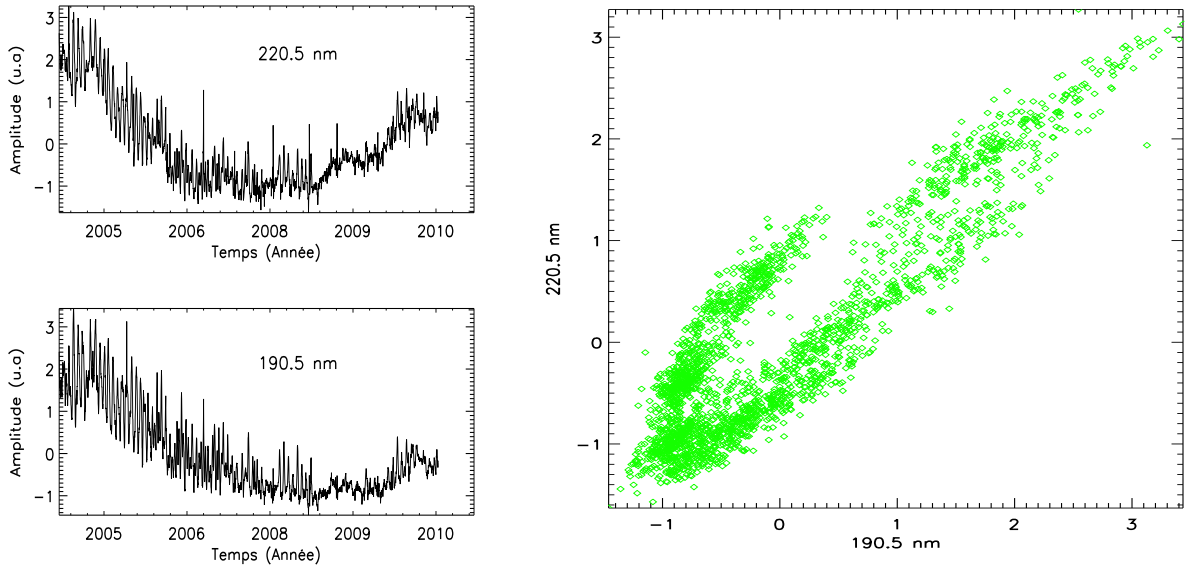

FIGURE 3.9. *Irradiances standardisées pour les canaux centrés sur 190.5 nm et 220.5 nm (à gauche). Irradiance du canal centré sur 190.5 nm en fonction de celle du canal sur 220.5 nm, mettant en évidence un cycle d'hystéresis (à droite).*

Pour pouvoir comparer quantitativement le mode 1 au au mode 2, l'échelle des axes doit être identique. En effet, c'est la distance entre les points qui est intéressante ; cela représente la similitude entre les "points-longueurs d'onde". Nous retrouvons les différentes propriétés décrites précédemment :

- L'abscisse (le mode 1) est très semblable pour l'ensemble des "points-longueurs d'onde"', ce qui traduit le fait que toutes ces longueurs d'onde présentent une variabilité à long terme similaire. On peut remarquer tout principalement que l'ensemble des données d'irradiance pour l'EUV et le FUV, sauf quelques longueurs d'onde entre 80 et 110 nm qui représente la partie la plus froide l'EUV ($\log(T) \approx 4$), avec quelques raies optiquement épaisses dont C III (97.5 nm) et les raies de la série de Lyman de l'hydrogène (point jaunes situés un peu plus bas), sont regroupés au sein d'un même noyau. Ainsi le mode 1 montre que l'ensemble des longueurs d'onde varie de manière très similaire sur le long terme.
- L'ordonnée présente la légère dispersion pour tout le MUV. La cohérence spectrale se dégrade légèrement pour les longueurs d'onde supérieurs à 250 nm environ, puisque que nous pouvons voir la formation d'un nouveau noyau pour ces longueurs d'ondes en bas de la figure. En haut de la figure, nous retrouvons les points associés à la bande spectrale entre 210 et 230 nm. Il est difficile d'interpréter physiquement la position des points pour cette dernière bande spectrale, vu les interrogations sur la fiabilité des données.

Mise à part la légère dispersion, à priori caractéristique pour le MUV, il faut retenir ici que l'ensemble des longueurs d'onde dans l'UV présente une tendance commune pour les grandes échelles de temps, signature évidente de la cohérence spectrale. Cette figure est utile pour la suite de notre propos, puisqu'elle montre d'un simple coup d'oeil la similitude des différentes longueurs d'onde entre elles.

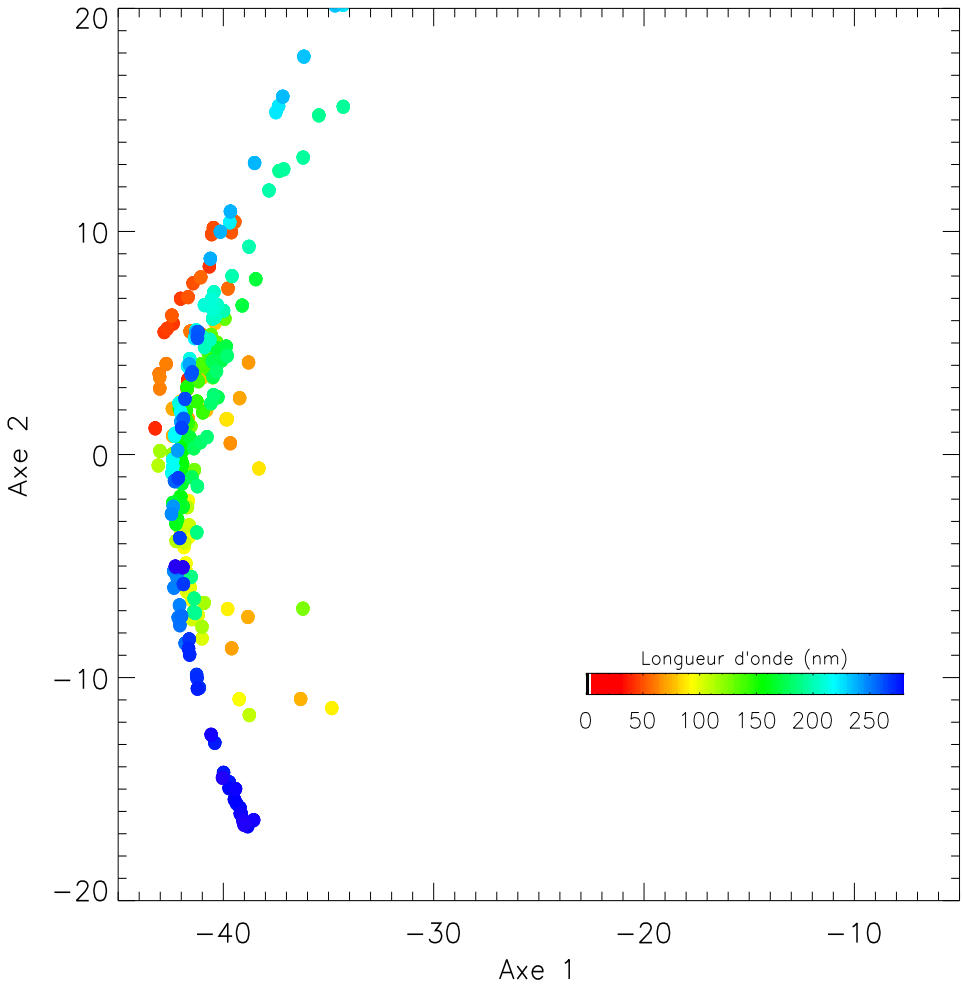

Figure 3.10. *Représentation 2-D du flux standardisé pour l'irradiance dans l'UV (EUV, FUV et MUV), pour les grandes échelles de temps. Le code couleur correspond à la longueur d'onde (en nm).*

3.3.2 Petites Échelles de Temps

Les petites échelles de temps captent les modulations inférieures à 81 jours, principalement la variabilité associée à la rotation solaire ainsi que les effets centre-bord. La variabilité est principalement liée ici à la géométrie du champ radiatif, avec la distribution non uniforme des régions actives.

3.3.2.1 Distribution des Poids Statistiques

La figure 3.11 présente l'énergie cumulée par les différents modes obtenus par la décomposition pour les petites échelles de temps. Les trois premiers modes captent respectivement 72%, 11% et 7% de la variance totale. La cohérence de la variabilité spectrale n'est plus aussi forte que pour les grandes échelles de temps. En considérant uniquement ces trois premiers modes de la décomposition, cela représente tout de même plus de 90% de la variance totale, l'essentiel de l'information sur la variabilié spectrale est comprise dans trois modes.

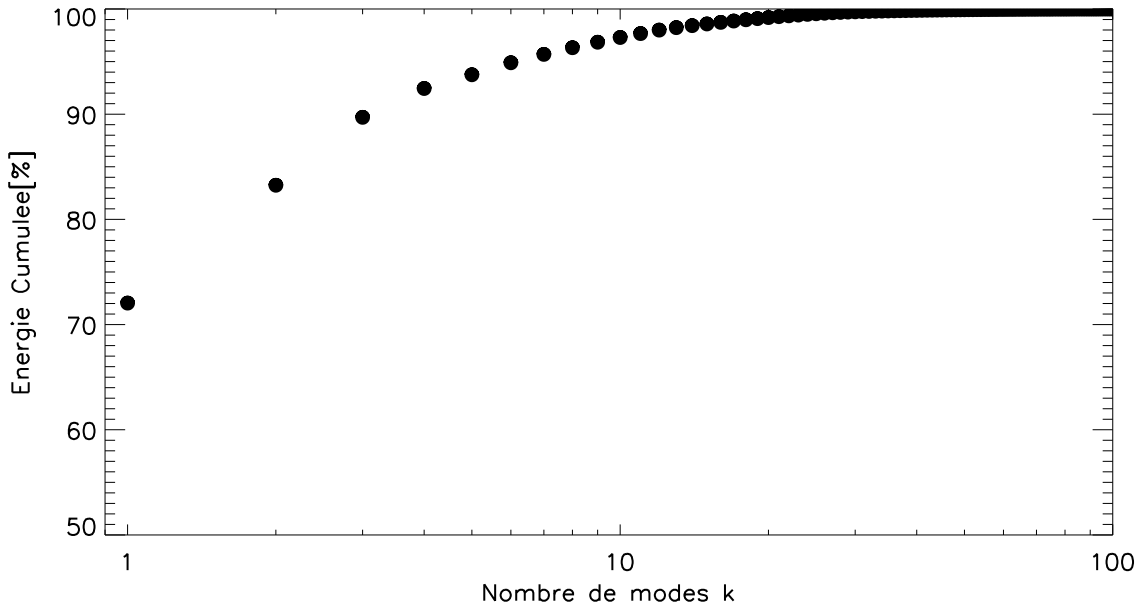

FIGURE 3.11. *Énergie cumulée pour les petites échelles de temps. Seules les 100 premiers modes sont représentés.*

3.3.2.2 Analyse des modes

Mode 1

Le mode 1 contient à lui-seul 72% de la variance totale du signal. La figure 3.12 présente ses modes temporel et spectral ainsi que la densité spectrale de puissance (i.e. le carré du module de la transformée de Fourier). Nous pouvons en déduire que ce premier mode représente principalement la rotation solaire à 27 jours.

L'analyse des deux profils met en évidence quelques propriétés physique de l'irradiance solaire :

- Nous pouvons retrouver dans le mode temporel la variabilité liée à la rotation solaire, plus précisément la rotation des régions actives sur la surface du disque solaire, et surtout le niveau de l'amplitude de ces variations. Les phases descendantes et montantes du cycle solaire sont perceptibles, l'amplitude des variations à court terme étant plus importante lors du maximum solaire que lors des phases de minimum. Notons une structure fine mais visible de la variabilité durant le minimum solaire. L'amplitude des variations est d'autant plus forte lors des périodes de forte activité solaire, car le nombre de régions actives est alors plus important.
- L'analyse du mode spectral montre que la variabilité, normalisée par rapport à la variation sur un cycle solaire, est bel et bien une fonction de la longueur d'onde. Une tendance générale se dessine pour le mode spectral, $f_1(\lambda)$. Plus la contribution sera forte, et plus l'amplitude des variations le sera également. Ainsi, nous pouvons observer une contribution forte pour l'ensemble des longueurs d'ondes dans l'EUV (voire même très forte pour les raies coronales), une contribution moindre pour l'ensemble du FUV, et enfin une contribution décroissante pour l'ensemble du MUV. Retenons que ce premier mode reflète le niveau d'amplitude des variations à 27 jours.

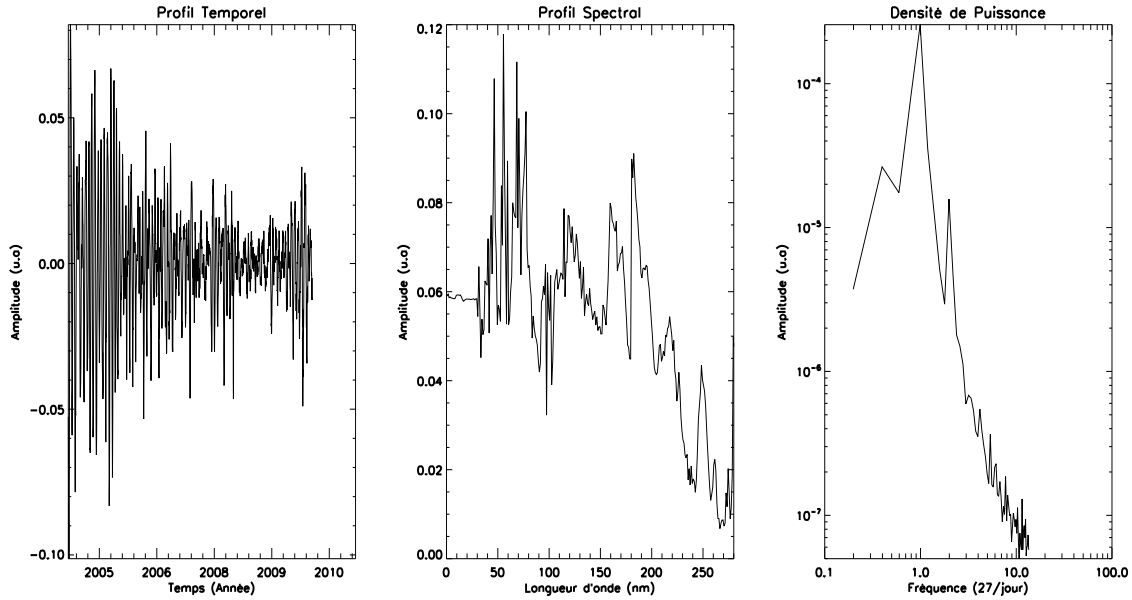

FIGURE 3.12. *Mode 1 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_1(t)$, la figure du milieu le mode spectral, $f_1(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectrale de puissance du profil temporel.*

Mode 2

Le deuxième mode représente environ 10% de la variance totale. La figure 3.13 présente les modes temporel et spectral pour ce second mode ainsi que la densité spectrale de puissance. Ce mode est associé aux évolutions plus lentes que la période de 27 jours, mais révèle cependant l'absence totale de modulation pour le cycle solaire. Le mode temporel reste difficile à analyser. L'analyse spectrale montre en revanche une dichotomie sur le rôle de ce mode, la frontière se situant autour de 160 nm environ. Cela illustre la différence entre les processus physique d'émission et d'absorpion du spectre solaire. Ce mode représente donc l'influence des régions actives sur l'irradiance pour les périodes de temps supérieures à 27 jours.

Mode 3

Le troisième mode représente environ 7% de la variance totale, et est représenté par la figure 3.14. L'interprétation du profil temporel est beaucoup plus difficile, mais révèle néanmoins une forte modulation à 13.5 jours. Par définition, ce mode représente les variations centre-bord. En effet, de nombreuses études ont montré que le passage de régions actives au niveau du limbe était la cause de la périodicité de 13.5 jours l'ensemble de longeurs depuis le XUV jusqu'à 290 nm environ (Donnelly & Puga, 1990; Crane *et al.*, 2004). Ces variations sont directement liées à la position des régions actives entre elles, et l'effet sera d'autant plus fort lorsque deux régions actives se trouvent être opposées, occupant chacune un limbe différent. Cela induit un embrillancement pour certaines longueurs d'onde dans l'EUV, et un assombrissement pour les raies chromosphériques, ce que nous constatons de nouveau avec une dichotomie sur le profil spectral. Cette périodicité à 13.5 jours est d'ailleurs particulièrement importante pour certaines raies coronales, comme le Fe XVI (33.5 nm), un peu moins pour les raies de la région de transition comme He II (30.5 nm). Les variations à 13.5 jours ont en revanche un poids statistique beaucoup plus faible que les modulations à 27 jours. Les conditions pour de telles

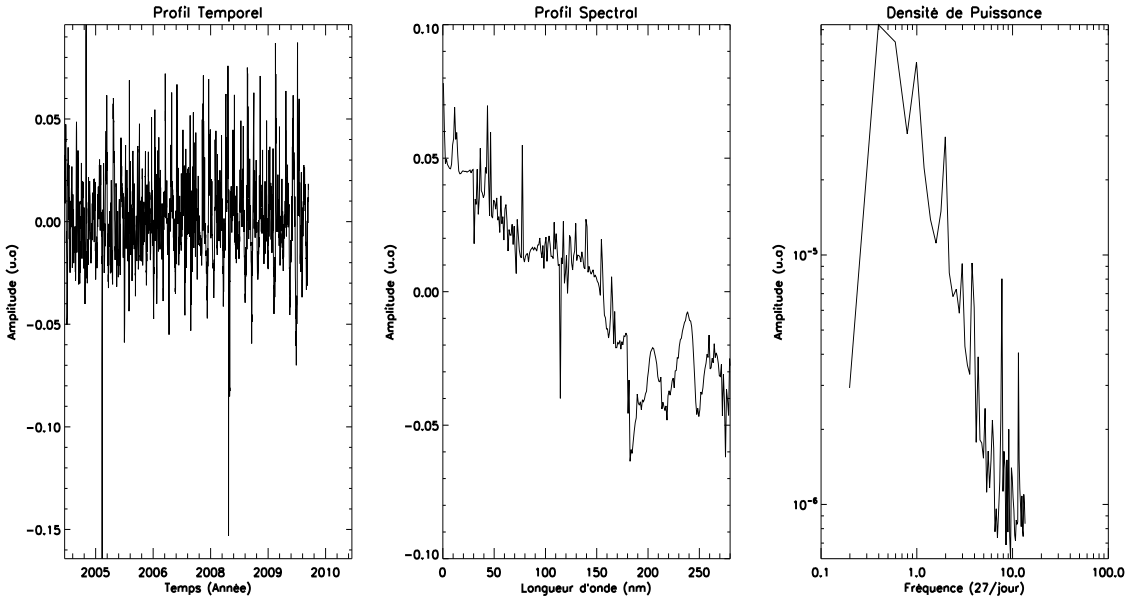

FIGURE 3.13. *Mode 2 : la figure de gauche présente le profil temporel, $g_2(t)$, la figure du milieu le profil spectral, $f_2(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectrale de puissance du profil temporel.*

variations ne sont pas toujours réunies puisque cela dépend directement de la position des régions actives. Néanmoins, ces modulations à 13.5 jours représentent une importante facette de la variabilité. En effet, une analyse plus fine des series temporelles (voir figure 3.17 par exemple) révèle que pour les périodes où les modulations à 13.5 jours dominent, la variabilité de l'irradiance pour les émissions coronales n'est plus en phase avec les émissions chromosphériques. A titre de comparaison, l'indice radiomètrique F10.7 ne montre pas de modulation à 13.5 jours. La représentation graphique qui suit nous permettra de mieux visualiser les propriétés du mode 3.

Représentation Graphique

Les trois premiers modes représentent environ 90% de la variance totale. Chacun des modes présente une facette importante de la variabilité de l'irradiance. Mais une représentation graphique en 3-D complique beaucoup la visualisation. Nous avons déjà évoqué que les profils spectraux des modes 2 et 3 présentaient a peu près les mêmes caractéristiques. Voyons si nous pouvons réduire la représentation graphique à deux modes, sans trop perdre d'information. La figure 3.15 présente le plan 2-D pour ces deux modes.

Il s'avère que les contributions spectrales à ces deux modes sont quasi-similaires, mis à part une légère dispersion pour les longueurs d'onde supérieures à 260 nm. En effet, entre les modes 2 et 3 on obtient un corrélation d'environ $r = 0.8$, ce qui reste beaucoup plus important qu'entre les modes 1 et 3 avec $r = 0.015$. Afin de simplifier considérablement la représentation, nous pouvons considérer soit le mode 2, soit le mode 3. La contribution des modes spectraux étant quasi-identiques, nous ne perdrons pas d'informations sur les différentes facettes de la variabilité. Cette forte corrélation n'est pas si étonnante, puisque ces deux modes mettent en avant les propriétés d'émissions des régions actives.

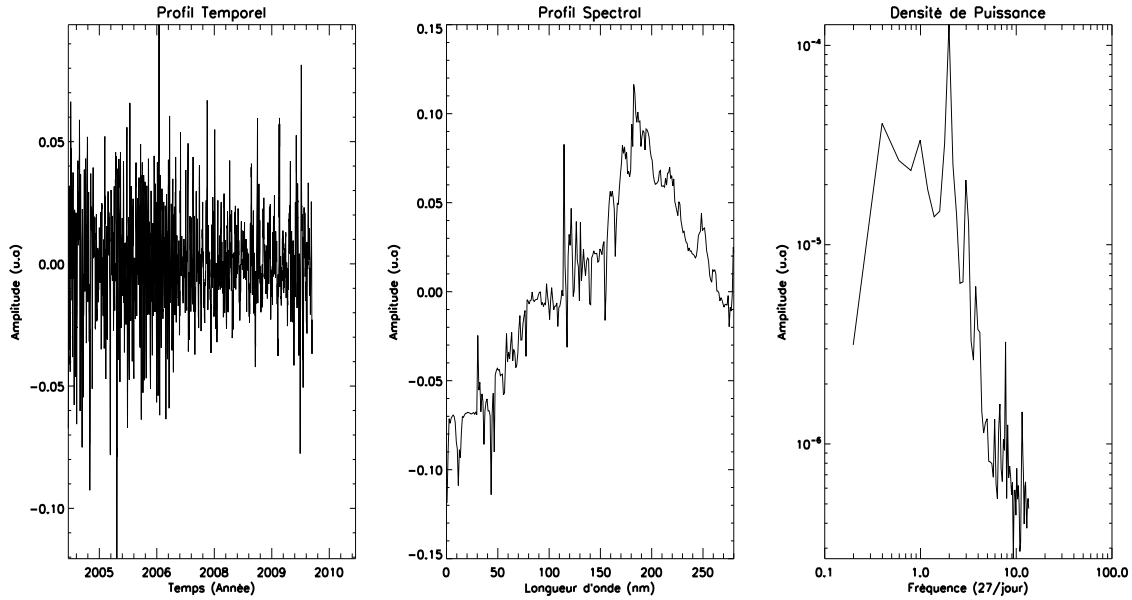

Figure 3.14. *Mode 3 : la figure de gauche présente le profil temporel, $g_3(t)$, la figure du milieu le profil spectral, $f_3(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectral de puissance du profil temporel.*

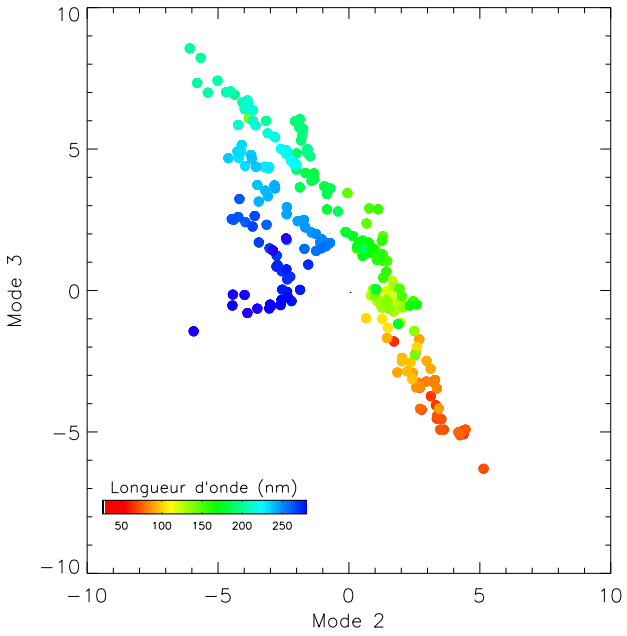

Figure 3.15. *Représentation graphique 2-D des modes 2 et 3 issue de la décomposition SVD sur les données filtrées standardisées de l'irradiance entre 1 et 300 nm.*

Nous choisissons de ne considérer dans ce qui suit uniquement les modes 1 et 3, comme le propose la figure 3.16. L'ensemble du spectre EUV tend à se démarquer du spectre FUV, notamment par une contribution plus forte sur l'axe 1, ce qui signifie une plus grande amplitude des modulations à 27 jours. A partir de 170 nm, la nature de la variabilité change brusquement, la contribution des modulations à 13.5 diminuent. L'ensemble du spectre MUV tend en plus à réduire cette

variabilité, aussi sur l'axe 1 (modulation à 27 jours).

Notons que la prise en compte du mode 2 tendrait à disperser légèrement les longueurs d'onde supérieures à 260 nm. Les autres points conservent une position, et une distance relative, très similaire.

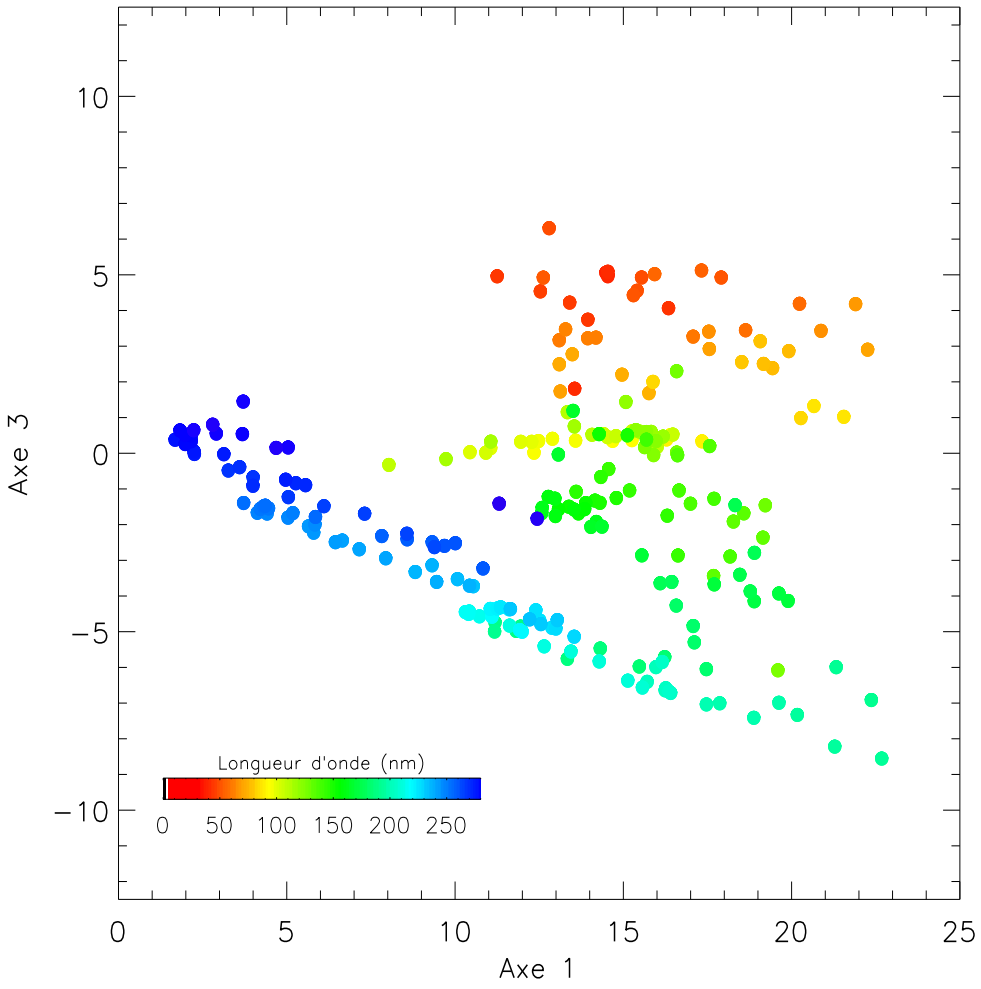

FIGURE 3.16. *Représentation 2-D des modes 1 et 3 issues de la décomposition SVS surdu flux standardisée pour l'irradiance dans l'UV (EUV, FUV et MUV), pour les petites échelles de temps. Le code couleur correspond à la longueur d'onde (en nm).*

L'analyse de l'axe 3 permet de mettre en évidence deux régions spectrales différentes évoquées précédemment : la première avec une contribution positive mettant en avant un embrillancement. La seconde région, avec une contribution négative, est caractérisée par un assombrissement. Toutefois, une caractérisation plus précise est difficile car nous avons uniquement à des intervalles de longueurs d'onde de résolution de 1nm, ce qui est trop faible pour faire une étude complète en physique solaire. Tirons tout de même quelques conclusions, résumées dans le tableau 3.ii. Les positions des longueurs d'onde entre 26 et 50 nm peuvent s'interpréter comme le signe d'un fort embrillancement (excepté pour la raie de la région de transition He II (30.5 nm) où nous observons un faible embrillancement). Les longueurs d'onde entre 50 et 80 nm environ présentent

en revanche un faible embrillancement. De la même façon, nous pouvons interpréter la position des bandes spectrales entre 170 et 210 puis entre 210 et 280 nm comme un fort puis faible assombrissement.

Table 3.ii. *Classification des intervalles spectraux en fonction de leur modulation à 13.5 jours selon le mode 3 issue de la décomposition par la méthode de SVD.*

Intervalle Spectral	Classification
26-50	Fort embrillancement
50-80	Faible embrillancement
Lyman α	Faible assombrissement
170-210	Fort assombrissement
210-280	Faible assombrissement

Pour les longueurs d'onde supérieures à 170 nm, nos résultats sont en bon accords avec ceux de Crane *et al.* (2004) où les auteurs utilisent les données de SUSIM/UARS et de SOLSTICE/UARS. En revanche, les auteurs préconisent un fort embrillancement pour la raie de Lyman α. Pour cette longueur d'onde, nos résultats sont plutôt en accord avec Woods *et al.* (2005), où un faible assombrissement est observé. Il est assez difficile de se prononcer sur la variabilité à 13.5 jours pour les longueurs d'onde comprises entre 80 et 170 nm, tant que la ligne neutre (i.e. y=0) n'est pas bien définie. Rappelons que le mode 3, comme le mode 2, permet de mettre en évidence les deux zones spectrales dans lesquelles les processus physiques sont inversés en terme de température (et donc également en terme d'altitude dans l'atmosphère solaire) à partir de 170 nm environ : au-dessus, les processus physiques sont en absorption, en-dessous, en émission.

Les modulations à 13.5 jours entraînent un déphasage : les pics d'intensité pour l'irradiance des raies coronales sont en déphasage avec les pics d'intensité de l'irradiance des raies chromosphériques. La figure 3.17 présente quelques séries temporelles, pour des raies coronales (Fe XV et XVI), une raie de la région de transition (He II) et des raies chromosphériques (pour 180.5 et 250.5 nm) ainsi que les deux indices solaire F10.7 et Mg II, pour une partie de l'année 2007 afin d'illustrer ce déphasage. La première marque (lettre (a) sur la figure 3.17) présente un cas où la modulation à 13.5 jours est dominante. Rappelons que l'effet de cette modulation est liée à la position relative des régions actives, l'effet étant maximal lorsque deux régions sont situées à 180° de l'une de l'autre. Prenons comme référence le pic d'émission observé pour l'indice du magnésium. Alors que l'occurrence du pic d'émission pour les raies chromosphériques est bien corrélée avec celui observé avec l'indice du magnésium, les pic d'émissions pour les raies coronales se produisent un peu plus tôt, 4 jours avant pour la raie du Fe XVI, 2 jours pour Fe XV et He II. A ces pics d'émission des raies coronales, liés aux fortes émissions au niveau du limbe, correspondent une baisse d'intensité de l'irradiance des raies chromophériques, l'assombrissement du à un déficit en émission des régions actives (sombres pour ces longueurs d'ondes). Nous n'observons pas de phénomènes similaires avec l'indice du magnésium. En règle générale, plus le caractère d'embrillancement ou d'assombrissement sera marqué pour une longueur d'onde, et plus le déphasage et donc l'effet de la modulation à 13.5 jours seront importants. Remarquons enfin que l'indice radiomètrique ne présente pas de déphasage avec l'indice du magnésium lors d'une modulation à 13.5 jours. Cet indice ne reflète pas du tout cette facette de la variabilité caractéristique de l'EUV.

La marque (b) présente un cas où la modulation à 27 jours est dominante. L'indice du magnésium étant toujours pris comme référence, nous pouvons observer cette fois ci que l'occurrence du pic d'émission est bien corrélée pour toutes les raies, quelle que soit leur origine, à un jour près, l'incertitude sur les données de SEE (Woods *et al.*, 2005). Les modulations à 27 jours ne présentent par de déphasage en général.

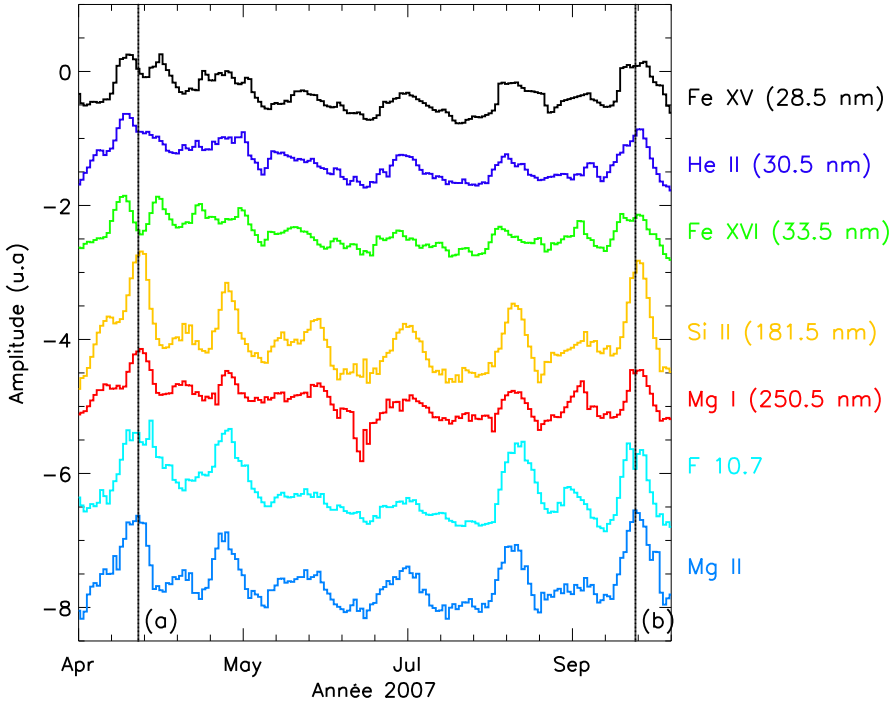

FIGURE 3.17. *Séries temporelles pour les raies coronales (Fe XV et XVI), une raie de la région de transition (He II) et des raies chromosphériques (pour 180.5 et 250.5 nm) ainsi que les deux indices solaires (F10.7 et Mg II), pour une partie de l'année 2007.*

3.4 Conclusions

L'analyse des données d'irradiance est une étape introductive cruciale avant de poursuivre l'étude de la variabilité spectrale. En effet, l'application de méthodes statistiques aux données d'irradiance nous ont permis de mettre en évidence les différentes variabilités connues à ce jour de l'irradiance solaire, à savoir les modulations à court terme, telles que les modulations à 27 et 13.5 jours, et sur le long terme, le cycle de 11 ans. En nous appuyant sur la propriété remarquable de la cohérence de la variabilité spectrale de l'irradiance dans l'UV, nous pouvons nous limiter à l'étude de 2-3 modes. Ces modes captent l'essentiel de l'information nécessaire aux prochains chapitres et faciliteront l'analyse. Précisons que nous n'avons pas accès aux échelles de temps inférieures à la journée, étant donné que nous utilisons les données de TIMED/SEE et SORCE/SOLSTICE.

La prochaine étape de ce travail consiste donc à utiliser les données de l'instrument SDO/EVE, qui mesure l'irradiance entre 5 et 105 nm. L'instrument EVE mesure le spectre solaire avec une résolution sans précédent (de 0.1 nm), avec une cadence temporelle élevée (une mesure toutes

les 10 secondes). Les données de TIMED/SEE souffrant de problèmes instrumentaux depuis le début 2009, il est donc nécessaire dans un travail futur de comparer nos résultats pour l'EUV avec un nouveau jeu de données. L'intérêt ici est double :

- Nous aurons accès a une statistique conséquente à propos des très petites échelles de temps (heures, minutes, secondes) ce qui nous faisait aujourd'hui défaut.
- Une telle cadence temporelle nous permettra également d'étudier la dynamique du spectre solaire lors des éruptions solaires. Trop peu d'événements sont disponibles dans les données de TIMED/SEE pour en faire une étude complète.

Un autre résultat important de cette partie concerne la différence flagrante entre les variabilités à courte (modulation liée à la rotation solaire) et longue échelles de temps. Alors que la variabilité semble bien uniforme sur le long terme, on observe une variabilité plus contrastée pour les petites échelles de temps entre les différentes bandes spectrales de l'EUV, du FUV et du MUV. L'étude des premiers modes, concentrant l'essentiel de l'information, nous permettent ainsi en évidence les caractéristiques d'émission du spectre UV. Les représentations graphiques en 2-D sont ainsi d'excellents outils pour visualiser rapidement l'ensemble de la variabilité spectrale dans l'UV. Cela va nous permettre à présent de trouver les bandes passantes appropriées pour reconstruire la variabilité solaire.

Chapitre 4

Reconstruction du flux UV

Sommaire

4.1 Introduction 77
4.1.1 Présentation du modèle 78
4.1.2 Simulation des réponses 81
4.2 Bandes passantes fictives 81
4.2.1 Définition d'une stratégie 83
4.2.2 Mise à l'épreuve 85
4.2.3 Limitations de cette approche 88
4.3 Bandes passantes réelles 91
4.3.1 Description des bandes passantes 91
4.3.2 Application de notre stratégie 94
4.3.3 Quelques exemples de reconstruction 98
4.4 Mise en pratique 103
4.5 Bilan et perspectives 106

4.1 Introduction

Toujours en nous appuyant sur l'idée de la cohérence spectrale, caractérisée au chapitre 3 par les outils statistiques, nous allons proposer dans ce chapitre un modèle de reconstruction de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV. La méthode développée dans cette thèse se veut plus générale que les différents modèles développés dans le chapitre 2. En effet, nous n'allons pas nous limiter à reproduire uniquement la variabilité de l'EUV d'un coté, et la variabilité dans le FUV et le MUV d'un autre. Le modèle empirique développé dans cette partie doit pouvoir proposer une méthode simple et facile à mettre en oeuvre, dans l'idée de préparer des futures missions spatiales, afin d'obtenir l'irradiance solaire pour la bande spectrale entre 27 et 280 nm.

Dans un premier temps, nous allons utiliser des bandes spectrales fictives et ainsi définir le jeu idéal de bandes passantes pour reconstruire l'irradiance solaire dans l'UV. Comme nous le verrons, cette approche reste utopique, car nous serons rapidement rattrapés par des considérations technologiques. Cela nous conduira dans un second temps à exploiter les bandes passantes qui existent aujourd'hui dans le cadre de différentes missions spatiales comme GOES, PICARD ou encore PROBA2 que nous détaillerons un peu plus tard. Cette étude sera d'abord uniquement

basée sur des simulations, avec des données d'irradiance dans l'UV issues d'observations. En effet, trop peu de de radiomètres ont été utilisés sur ces dix dernières années pour pouvoir réaliser une étude statistique correcte[1]. Depuis janvier 2010, des données d'irradiance sont disponibles pour l'ensemble du spectre UV avec les missions GOES et PROBA2. Ainsi, dans un second temps, nous tenterons d'exploiter ces données afin de mettre en pratique notre modèle empirique, élaboré via les données simulées.

4.1.1 Présentation du modèle

Nous souhaitons reconstruire l'irradiance spectrale solaire dans l'UV, $I(\lambda, t)$, à partir des données d'irradiance obtenus par des bandes passantes. Nous proposons un modèle empirique basé sur une combinaison linéaire de la réponse des bandes passantes, $F_i(t)$:

$$\left\{ I(\lambda_j, t) = \sum_i \theta_i(\lambda_j) F_i(t) \right\}_{j \in [27-280nm]} \tag{4.1}$$

En pratique nous proposerons un modèle pour ajuster les évolutions à long terme, et un autre modèle approprié pour les évolutions à plus court terme. Le problème se réduit ainsi à un système d'équations linéaires à k inconnues, avec k le nombre de bandes passantes. Pour une longueur d'onde donnée, le nombre d'équations est égal au nombre de jours, N_t, que l'utilisateur souhaite utiliser pour ajuster le modèle aux données d'irradiance. A priori, la relation suivante $N_t \geq k$ doit être respectée afin que le modèle puisse être théoriquement résolu. Finalement l'écriture matricielle se réduit comme suit, toujours pour une longueur d'onde donnée :

$$I = \Theta F \tag{4.2}$$

où I est le vecteur d'irradiance à N_t composantes, Θ le vecteur de coefficients à k composantes, qui est l'inconnue du problème, et enfin la matrice F de dimensions $N_t \times k$. Cette méthode n'impose aucune hypothèse sur les coefficients. Il suffirait en pratique d'inverser la matrice F pour obtenir le vecteur Θ. Toutefois, cette matrice n'est pas directement inversable, car bien souvent la matrice n'est pas de rang plein (i.e. certains vecteurs peuvent être linéairement dépendants d'autres vecteurs).

En pratique, le système n'admet pas de solution exacte, car il est généralement surdéterminé ($N_t \gg k$), en raison du faible nombre de bandes passantes. Cherchons la meilleure solution au sens des moindres carrés, ce qui revient à minimiser le résidu χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_t \left\{ I(t) - \sum_{i=1}^{n} (\theta_i F_i(t)) \right\}^2 = (F\Theta - I)^{\mathrm{T}} (F\Theta - I) \tag{4.3}$$

En différentiant cette relation par rapport aux variables θ_i, on obtient les valeurs qui minimisent le χ^2 par la relation suivante,

$$\Theta_{min} = (F^{\mathrm{T}} F)^{-1} F^{\mathrm{T}} I \tag{4.4}$$

1. Seul l'instrument SEM/SoHO mesure depuis 1996 l'irradiance pour les bandes spectrales entre 26 et 34 nm (principalement dévolue à la raie de l'hélium II) et entre 1 et 50 nm (Judge *et al.*, 1998), ce qui est loin de couvrir l'ensemble de l'UV. Ce n'est d'ailleurs pas à proprement parler un radiomètre puisque c'est un spectromètre couplé avec un ensemble filtre/détecteur. Ce même design est réutilisé pour les instruments EUVS que nous verrons un peu plus tard.

Parmi tous les aspects de ce modèle, le plus important est le nombre de variables, c'est-à-dire le nombre de bandes passantes, k. A priori, nous devons avoir autant de bandes passantes que de degrés de liberté du problème physique considéré. Les outils statistiques vont se révéler être de très bons outils pour choisir les bandes passantes, reflétant au mieux les différentes facettes de la variabilité de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV. Un autre enjeu de cette reconstruction est de vérifier si le modèle est invariant par rapport au temps, notamment dans le cadre d'un système opérationnel.

Une autre question tout aussi fondamentale de cette étude se pose sur la manière d'évaluer le modèle : comment peut on quantifier la qualité de la reconstruction de l'irradiance ? L'erreur se mesure par rapport à une valeur de référence. Celle ci peut avoir diverses origines, un modèle physique ou bien un spectre de référence par exemple. Dans notre cas, les valeurs de référence sont les flux mesurés par les différents instruments TIMED/SEE et SORCE/SOLSTICE. Il existe plusieurs moyens de quantifier l'écart entre deux valeurs. Dans la littérature, il est fréquent de comparer non pas des valeurs absolues d'irradiance, mais plutôt des rapports d'irradiance que ce soit pour les modulations à 27 jours ou bien sur le cycle de 11 ans. Il s'avère qu'un grand nombre de méthodes présentées au chapitre 2 privilégient ce moyen pour tester leur approche. En effet, il paraît judicieux d'employer de telles évaluations lorsque peu de données sont à disposition.

Nous disposons de six années environ de données d'irradiance dans l'UV, ce qui permet d'utiliser d'autres définitions pour la quantification de l'erreur. Citons l'erreur absolue qui est la différence entre la valeur théorique (dans notre cas le flux observé par les instruments) et la valeur ajustée (i.e. reconstruite par notre modèle). Ce type de définition mettra particulièrement l'accent sur les raies les plus fortes (comme la raie lyman α ou bien tout le continuum chromosphérique). L'erreur absolue est bien adaptée dans le cadre de l'étude l'irradiance solaire totale où c'est la valeur absolue qui est importante.

Nous pouvons également considérer l'erreur relative, qui est l'erreur absolue divisée par la valeur de référence (i.e. le flux observé). Dans notre cas, cette mesure peut être intéressante si l'on s'intéresse à la forme globale du spectre. Dudok de Wit *et al.* (2005) et Kretzschmar *et al.* (2006) utilisent cette définition afin d'évaluer leurs reconstructions de l'irradiance.

Notre choix d'erreur est motivé ici par la volonté de reconstruire la variabilité de l'irradiance dans l'UV, en plus de la valeur absolue. Nous proposons ici une autre définition de l'erreur afin d'évaluer nos modèles de reconstruction, exprimée comme suit :

$$\epsilon(\lambda) = \frac{\langle |I_{mesuré}(\lambda,t) - I_{ajusté}(\lambda,t)| \rangle_t}{\sigma_\lambda} \tag{4.5}$$

où σ_λ est l'écart type de l'irradiance mesurée $I_{mesuré}$, calculée sur la période de temps n'ayant pas servie au calcul des coefficients θ_i. La valeur de référence par rapport à laquelle nous évaluons le modèle ici consiste à la variabilité du flux sur un bout du cycle solaire. Il sera intéressant dans la suite d'évaluer la variabilité de notre modèle à la fois sur le long et le court terme. Cette définition convient particulièrement bien à la comparaison de flux qui différent beaucoup dans leur variabilité relative, par exemple l'analyse simultanée des bandes EUV, FUV et MUV. L'accent sera en revanche mis sur les longueurs d'onde présentant le plus de variabilité, à savoir la bande spectrale de l'EUV. Une erreur de 100% signifie que l'erreur est égale à la variabilité naturelle du signal, soit 1σ.

L'évaluation de l'erreur de notre modèle est à mettre en perspective avec l'erreur de précision instrumentale, variable selon l'instrument considéré. Rappelons que cette erreur relative instrumentale est d'environ 1% (de la valeur mesurée) pour les mesures de l'instrument SOLTICE/SORCE et environ 4% pour l'instrument EGS/SEE. Rappelons également que l'erreur absolue sur le flux mesuré par les instruments est de l'ordre de 20% pour TIMED/SEE, et de l'ordre de 1.2 à 6% pour SOLSTICE/SORCE. Ces erreurs intrinsèques aux mesures expérimentales vont se propager à travers le modèle empirique que nous proposons. Nous ne cherchons en aucun cas à fournir une mesure exacte de l'irradiance solaire mais bien à reproduire l'irradiance mesurée par des instruments. C'est en effet un modèle empirique que nous proposons, pas un modèle physique. Nous utilisons les meilleures données disponibles sur la variabilité de l'irradiance, mais nous ne pouvons éviter de propager les erreurs propres aux données. Notons que notre modèle empirique fournit aux utilisateurs une estimation de l'irradiance pour la bande spectrale entre 27 et 280 nm avec une erreur au mieux équivalente à celle des instruments.

Ceci pose immédiatement la question à propos de la véracité des données d'irradiance, notamment sur la fiabilité des données sur le long terme, puisque notre modèle s'appuie fortement dessus. Nous avons déjà évoqué aux chapitres 2 et 3 les problèmes de calibration sur le long terme pour certaines bandes spectrales, notamment le MUV. Depuis fin octobre 2010, les données des instruments SORCE et SIM sont trop dégradés, si bien que l'utilisation de telles données n'est plus fiable. L'instrument SEE souffre également d'importants problèmes depuis début 2009, ce qui limite l'utilisation des données d'irradiance dans l'EUV. Dans le cadre de ce travail, nous considérons nos données comme bonnes, afin de pouvoir élaborer un modèle d'irradiance. Dans l'avenir, il est évident que ce modèle empirique que nous allons proposer, tout comme les représentations graphiques obtenues au chapitre 3, seront à remettre en perspective avec l'acquisition de nouvelles données. Nous pensons particulièrement aux observations récentes d'EVE/SDO (Woods *et al.*, 2010), qui compléteront les informations dont nous disposons déjà avec TIMED/SEE et pourront éventuellement nous permettre dans l'avenir de fournir un modèle pour les longueurs d'ondes du tableau 3.i lorsque les données seront statistiquement conséquentes. En revanche, aucune autre mission n'est actuellement envisagée pour l'observation de l'irradiance spectrale pour les longueurs d'onde supérieures à la raie de Lyman α.

Afin de pouvoir calculer les coefficients du modèle, nous devons utiliser une partie des données d'irradiance. Afin de pouvoir évaluer correctement le modèle, environ 1/3 des données d'irradiance seront utilisés pour le calcul des coefficients, les 2/3 restants pour tester le modèle de reconstruction. Quelle partie du cycle solaire doit-on choisir pour le calcul de ces coefficients ? Les données d'irradiance dont nous disposons couvrent en effet une partie importante du cycle d'activité solaire. Plusieurs approches ont été testées : l'utilisation du début de la phase descendante du cycle 23, ou celle du moment du minimum entre les cycles 23 et 24, voire même une combinaison des deux. Il s'avère par expérience que l'utilisation du minimum d'activité solaire pour le calcul des coefficients nous permet d'obtenir le modèle le plus stable dans le temps, notamment pour la reconstruction des grandes échelles de temps comme nous le verrons. Nous prenons la période entre 2007 et 2008 pour le calcul des coefficients. Pour tester le modèle de reconstruction, il est important d'en estimer les coefficients puis d'en quantifier les erreurs sur des intervalles disjoints. Le but de l'évaluation n'est pas de vouloir quantifier l'écart de la méthode de minimisation au sens des moindres carrés, mais bien la reconstruction elle même.

Nous proposons également d'utiliser les indices solaires F10.7 et Mg II comme autres régresseurs possibles. Bien que le chapitre 2 nous a permis pourtant de mettre en évidence leur non représen-

tativité de la variabilité de l'irradiance dans l'UV, nous souhaitons comparer nos reconstructions à partir de bandes passantes avec les études précédentes sur la variabilité de l'irradiance.

4.1.2 Simulation des réponses

Afin de pouvoir simuler correctement la réponse de différentes bandes passantes, fictives ou réelles, nous utilisons un modèle radiométrique comme proposé par Benmoussa *et al.* (2009). Prenons le cas d'une bande passante réelle, qui se compose d'un filtre et d'un détecteur. Les photons solaires ont une certaine distribution en énergie $E(\lambda)$, et pénètrent dans l'instrument via l'ouverture de dimensions propres à chaque instrument. Notons A la surface de cette ouverture. Ensuite, ces photons passent à travers un ou plusieurs filtres dont la transmittivité spectrale globale sera notée $T(\lambda)$, pour être enfin convertis en signal électrique par le détecteur ayant une certaine réponse spectrale $D(\lambda)$ mesurée en A.W^{-1}. L'effet de diffraction provenant de l'ouverture peut être négligé, car les longueurs d'ondes considérées ici sont beaucoup plus petites que l'ouverture (par exemple A =3mm pour LYRA). Dans le cas d'une bande passante fictive, seule la réponse spectrale sera considérée, ce qui simplifie le problème.

Le courant estimé i, mesuré par le détecteur, est donné par la formule suivante :

$$i = \int_{\lambda} AE(\lambda)T(\lambda)D(\lambda)d\lambda \tag{4.6}$$

où $i = i_s + i_d$, i_s le signal provenant du spectre solaire et i_d la contribution du courant d'obscurité. Un facteur de conversion, C en A/(W.m^{-2}), mesuré en laboratoire avant la mise en orbite, peut en théorie donner directement l'intensité en W.m^{-2} à partir du courant mesuré.

Considérons le flux solaire $F(\lambda)$, entre 1 et 1500 nm. Comme les données d'irradiance ont une résolution finie, ($\Delta\lambda = 1$ nm entre 1 et 310 nm, variable pour les plus grandes longueurs d'onde), nous devons discrétiser la formule précédente, telle que :

$$i = \int_{\lambda} AE(\lambda)T(\lambda)D(\lambda)d\lambda \approx \sum_{i} AE(\lambda_i)T(\lambda_i)D(\lambda_i)\Delta\lambda \tag{4.7}$$

Nous utiliserons cette formule pour estimer la réponse des différentes bandes passantes utilisées dans la suite de cet travail de thèse.

4.2 Bandes passantes fictives

Prenons tout d'abord des bandes passantes fictives, sans aucune considération technologique, comme présentée par la figure 4.1. Cela représente 60 bandes passantes, de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm centrées tous les 5 nm, réparties sur tout le spectre UV solaire (entre 1 et 300 nm). La forme de la bande passante importe peu, mais les filtres commerciaux à bande étroite ont généralement une forme gaussienne. Notons que les résultats seraient équivalents si nous prenions des bandes passantes de forme rectangulaire. Ces bandes passantes fictives diffèrent en revanche des filtres commerciaux au niveau de la réjection du flux hors de la bande spectrale mesurée (notamment le flux solaire dans le visible) : quasi-infinie pour les bandes fictives définies ici, d'un ordre de grandeur entre 10^3 à 10^{10} selon les matériaux et les filtres commerciaux considérés. Nous reviendrons plus tard sur ces aspects instrumentaux, tout particulièrement au chapitre 5.

Ces bandes fictives assurent une couverture totale du spectre UV. La réponse du détecteur pour chacune de ces bandes fictives sont simulées par la méthode présentée précédemment.

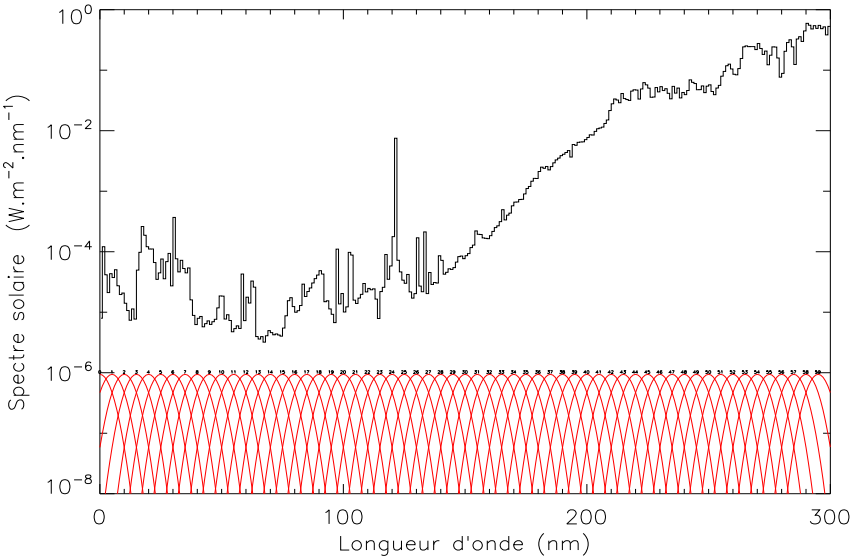

FIGURE 4.1. *Bandes passantes fictives de forme gaussienne, de largeur à mi-hauteur de 10 nm, centrées tous les 5 nm. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm.*

Avant de continuer, testons une première fois notre méthode de reconstruction, avec la combinaison linéaire à partir de ces 60 régresseurs. La figure 4.2 présente ainsi l'erreur relative obtenue suite à une reconstruction directe de l'irradiance pour les longueurs d'onde entre 27 et 280 nm. Rappelons ici que les longueurs d'onde du tableau 3.i ne sont pas considérées. Si nous utilisons les 60 bandes passantes, la reconstruction est excellente pour l'ensemble de la bande spectrale considérée. L'erreur relative est de l'ordre de 1% pour tout le MUV et le FUV. Pour l'EUV, l'erreur relative est inférieure en moyenne à 5%. Nous avons déjà vu dans le chapitre 3 que l'ensemble de l'EUV ne présentait pas une cohérence aussi forte que le FUV et le MUV, ce que nous retrouvons ici. Pour ce cas d'école, l'erreur est si faible que nous ne prenons par la peine de séparer les petites des grandes échelles, ce que nous ferons en revanche plus tard avec les bandes passantes réelles.

A titre de comparaison, nous pouvons également considérer l'erreur relative rapporté à la valeur moyenne du flux et non plus à l'écart type comme présenté par la figure 4.2. L'erreur relative serait inférieure à 1% pour l'ensemble de l'EUV, et inférieure à 0.1% pour les bandes spectrales FUV et MUV. L'erreur relative en fonction de l'écart type est plus adaptée pour évaluer la reconstruction de la variabilité, car elle est plus conservative, parce qu'elle se ramène à la variabilité (très faible pour le MUV par exemple), et non à la moyenne temporelle du flux. Cela permet de comparer sur un même pied d'égalité les reconstructions pour l'EUV et et le MUV.

L'erreur relative pour l'ensemble des longueurs d'onde est très faible. Augmenter le nombre de bandes passantes est même quasi inutile, nous avons à priori l'essentiel de l'information. Cette situation, avec 60 bandes passantes, est clairement idéale pour reconstruire l'irradiance

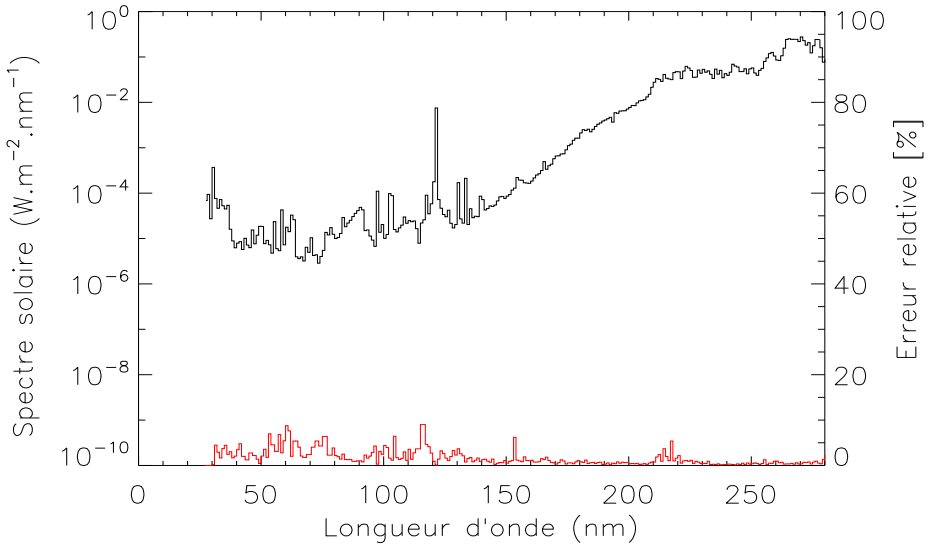

Figure 4.2. *Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec les 60 bandes passantes. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm.*

dans l'UV. Toutefois, en pratique, une telle situation ne se différencierait pas beaucoup de l'utilisation d'un spectromètre, car c'est bien tout l'ensemble de l'UV qui est couvert.

Comment réduire ce nombre de bandes passantes tout en gardant un bon niveau de reconstruction ? Plutôt que des bandes aussi fines, peux-t-on travailler avec des bandes passantes larges ? Dans ce cas, combien de bandes passantes et surtout quelle largeur ?

Ces questions n'offrent pas de solution unique, de multiples solutions sont envisageables. Pour pouvoir répondre à ces questions, nous allons utiliser de nouveau les outils statistiques, et plus particulièrement les méthodes de représentations graphiques en 2-D : cela va nous permettre de se rendre compte d'un simple coup d'oeil quelles bandes passantes sont utiles ou non, en fonction de leur localisation, pour la reconstruction de l'irradiance dans l'UV. Considérons dans un premier temps la représentation graphique 2-D pour les petites échelles de temps. La cohérence spectrale étant moins forte, le choix des bandes passantes est d'autant plus contraint.

4.2.1 Définition d'une stratégie

La figure 4.3 reprend celle présentée au chapitre 3, les positions des 60 bandes passantes étant ajoutées. Plusieurs informations peuvent être déduites de cette figure. Rappelons que chaque point de couleurs représente une longueur d'onde, et que la distance entre ces points reflètent le degré de similarité de la variabilité pour ces points.

Notons premièrement que toutes les bandes passantes (numérotées de 1 à 55 selon la figure 4.1), se trouvent être dans le nuage de points, qui plus est très proches de la région spectrale intégrée. Cette remarque est importante en soi car cela signifie que l'intégration de l'irradiance spectrale sur des bandes de largeurs finie ne détruit pas l'information sur la variabilité pour une bande spectrale considérée.

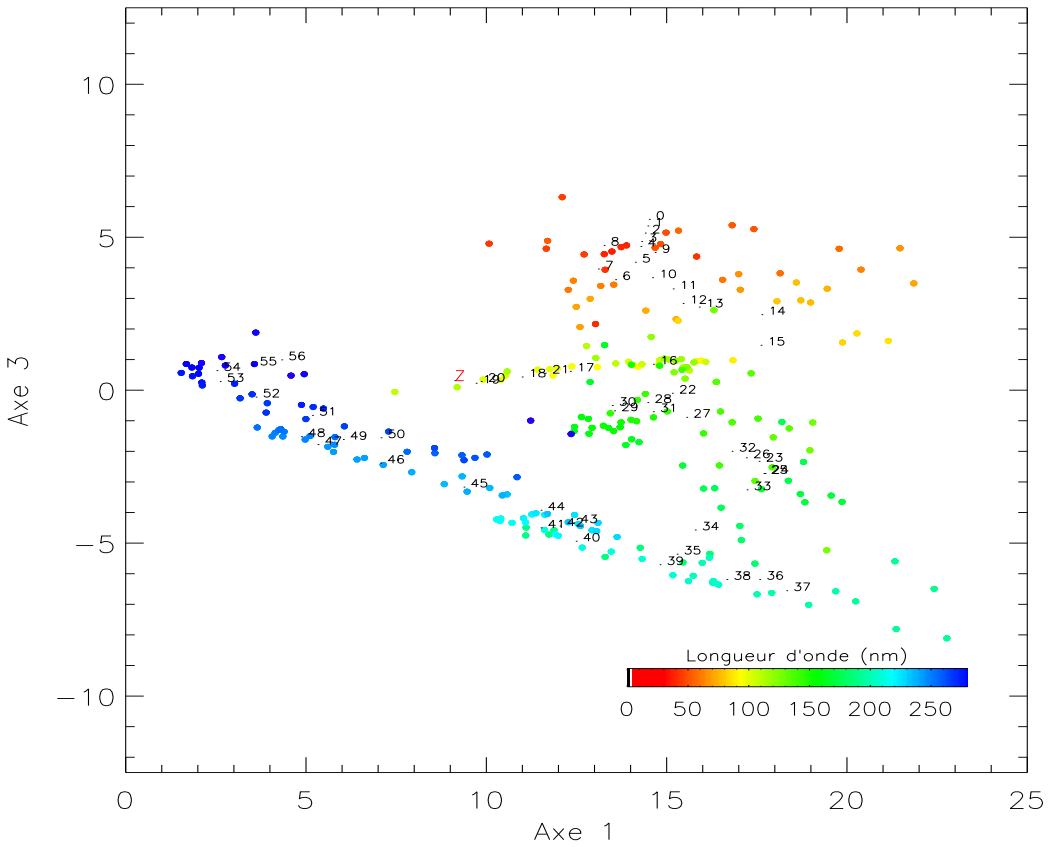

FIGURE 4.3. *Représentation graphique des modes 1 et 3 pour les petites échelles de temps (< 81 jours). Les positions des 60 gaussiennes ont été également ajoutées.*

Notons également que certaines bandes passantes se concentrent dans des régions spectrales bien précises, voire même se chevauchent. Cela signifie tout simplement que certaines bandes passantes, bien que centrées sur des régions spectrales différentes, fournissent une information redondante. Cette remarque incarne définitivement la clé de voûte de ce travail : les bandes passantes qui fournissent la même information peuvent se réduire à une seule bande passante, soit une parmi toutes les autres, ou bien si cela est possible une bande passante large regroupant toutes les bandes passantes fines. Une telle bande passante reflétera l'information sur la variabilité sur un noeud, ou bien noyau, c'est-à-dire une région spectrale dont la variabilité est unique. Cela nous fournit une première stratégie pour pouvoir réduire le nombre de bandes passantes.

La seconde stratégie repose sur un aspect plus mathématique. Si nous considérons une combinaison linéaire d'égale contribution de deux bandes passantes, que peut-on dire à propos de la série temporelle hybride ainsi produite ? La lettre "Z" en rouge, sur la figure 4.3, représente la position d'une telle série temporelle obtenue par combinaison linéaire des bandes passantes 16 et 52, respectivement centrées sur 80 nm et 260 nm. Il apparaît que ce point "Z" se trouve être à égale distance entre les bandes passantes 16 et 52. Ainsi, il paraît possible de construire n'importe quel point se trouvant approximativement sur une ligne droite reliant les deux bandes passantes voisines, ou bien proche d'une bande passante. Les lignes droites reliant chaque noyau doivent idéalement couvrir l'ensemble du spectre UV.

Nous pouvons maintenant proposer une stratégie pour définir quelles bandes passantes sont nécessaires pour la reconstruction de la variabilité de l'irradiance. Trois critères doivent être respectés si nous voulons capter l'ensemble de l'information sur la variabilité de l'irradiance :

1. La représentation graphique utilisée doit avant tout capter l'essentiel de l'information physique contenue dans le signal. L'étude effectuée au chapitre 3 permet effectivement de s'assurer que les représentations graphiques 2-D sont de bons outils pour décrire correctement la variabilité de l'irradiance.
2. Afin d'être choisie, la bande passante doit se situer aussi près que possible des "point-longueurs d'onde". Enfin, une bande passante par noyau suffit à capturer l'essentiel de l'information dudit noyau.
3. Enfin, les combinaisons linaires des bandes passantes (c'est-à-dire les droites qui relient les bandes passantes d'un point de vue graphique) répondant au second critère doivent couvrir l'ensemble des noyaux.

Testons cette stratégie pour réduire le nombre de bandes passantes. La disposition de bandes passantes sur le plan 2-D ne laisse finalement pas beaucoup de latitude dans leur regroupement. En premier lieu, regroupons les 55 gaussiennes sous neuf bandes passantes, rectangulaires plus ou moins larges, comme indiqué par le tableau 4.i. Comme nous nous intéressons tout particulièrement aux longueurs d'onde entre 27 et 280 nm, nous ne considérerons plus les bandes passantes gaussiennes numérotées de 0 à 4, centrées respectivement sur 0 et 20 nm.

Table 4.i. *Regroupement des bandes passantes, numérotées de 0 à 55, présentant une variabilité similaire selon le plan 2-D présenté en figure 4.3. Neuf bandes passantes sont considérées.*

Code Lettre	Numéro de bandes passantes	Bande Spectrale (nm)
A	5-13	25-65
B	14-15	67-75
C	17-21	85-110
D	23-26	115-130
E	27-31	135-155
F	34-39	170-195
G	40-44	200-225
H	46-51	230-255
I	52-55	260-280

Rappelons ici que c'est un cas d'école. La forme des bandes passantes dans ce contexte seront des bandes rectangulaires, ce qui est complètement arbitraire. D'autres formes, ainsi que d'autres largeurs de bandes, peuvent être envisagées. Il n'y pas de solution unique au problème. Nous nous contentons ici d'illustrer notre stratégie par un exemple. Les longueurs d'onde de coupure sont en revanche définies en fonction de la stratégie mise en place comme exprimée auparavant, par rapport aux résultats de la figure 4.3. La réjection du flux hors des passe-bandes est prise de l'ordre de 10^{10}, dans un premier temps, afin de s'assurer que nous captons bien la variabilité du flux de la passe-bande considérée.

4.2.2 Mise à l'épreuve

La première étape consiste à vérifier si les bandes passantes, très larges pour certaines, conservent l'information sur la variabilité de l'irradiance. Utilisons de nouveau les représenta-

tions graphiques 2-D, pour les grandes et petites échelles de temps, représentés par les figures 4.4 a) et b) respectivement. Les bandes passantes sont désignées par des lettres en rouges, le code correspondant étant indiqué par le tableau 4.i. Que ce soit pour les petites ou les grandes échelles de temps, les neuf bandes passantes (celles avec des lettres rouges) sont bien à l'intérieur du nuage de points, ce qui satisfait clairement notre second critère. Le troisième critère est également bien satisfait, les lignes reliant les bandes passantes entre elles couvrent l'ensemble du spectre UV sur les deux figures.

Les deux indices solaires, F10.7 et Mg II, ont également été ajoutés sur les figures 4.4 a) et b). Nous pouvons constater qu'aucun des deux ne satisfait le second critère, que ce soit pour les petites et les grandes échelles de temps. En effet, ils sont clairement situés en dehors du nuage de points. Les indices contiennent peu d'informations à propos de la variabilité pour l'UV. La figure 1.7 permettait déjà de donner une idée de la mauvaise représentativité des indices solaires vis à vis de l'irradiance dans l'UV. Ici, la représentation graphique permet de confirmer ce résultat. Nous pouvons nous douter ici que de meilleurs résultats peuvent être obtenues en utilisant non plus les indices mais bien des bandes passantes. Pour les petites échelles de temps, leurs positions respectives confirment toutefois l'origine historique de leur utilisation, F10.7 étant en effet relativement proche de l'EUV, alors que l'indice du magnésium Mg II, est proche des raies chromosphériques. Ce n'est pas tout à fait le cas pour les grandes échelles de temps : en plus d'être loin du nuage de points, F10.7 se situe très loin de la bande spectrale que cet indice est censé représenter, l'EUV. L'utilisation de F10.7 pour la reconstruction de l'EUV sur le long terme n'est pas vraiment à conseiller, bien au contraire. Nous pouvons conclure que cela en fait d'eux de très mauvais indicateur de la variabilité solaire dans l'UV, la nature des indices étant différente selon les échelles de temps considérés.

Les bandes passantes, au contraire, restent proches des intervalles spectraux qu'ils sont censés décrire, à la fois pour les petites et grandes échelles. L'information à propos de la variabilité de l'irradiance est toujours conservée.

La figure 4.5 présente l'erreur relative obtenue (en rouge) en utilisant ces neuf bandes passantes : elle est globalement un peu plus élevée que celle obtenue avec les 60 gaussiennes, de l'ordre de 10% en moyenne pour l'ensemble de l'intervalle entre 27 et 280 nm. L'augmentation de l'erreur pour les valeurs extrêmes de l'intervalle spectral considéré peut s'expliquer par des effets de bords, des informations à propos de la variabilité semblant effectivement manquées. Bien que nous ayons réduit considérablement le nombre de bandes passantes, la reconstruction est très bonne pour l'ensemble des longueurs d'onde, ce qui justifie l'utilisation de bandes passantes larges comme nous l'avons fait.

Pouvons nous encore réduire le nombre de bandes passantes ? Si nous observons de nouveau les figures 4.4 a) et b), il semble que certaines bandes passantes (toujours les lettres en rouge) se trouvent sur des lignes reliant d'autres bandes passantes, comme par exemple la bande passante E, D ou bien encore H. Sans prendre le temps d'analyser les grandes échelles de temps, nous aurions pu en dire tout autant de la bande passante G, mais celle-ci est importante pour la bande spectrale entre 190 et 230 nm comme le montre la figure 4.4 a). La bande passante B a une position hautement stratégique : pour les petites échelles, elle décrit parfaitement une partie de l'EUV, et pour les grandes échelles de temps, elle constitue un sommet de base pour la reconstruction de nombreuses longueurs d'onde, à l'instar des bandes passantes A, C et F.

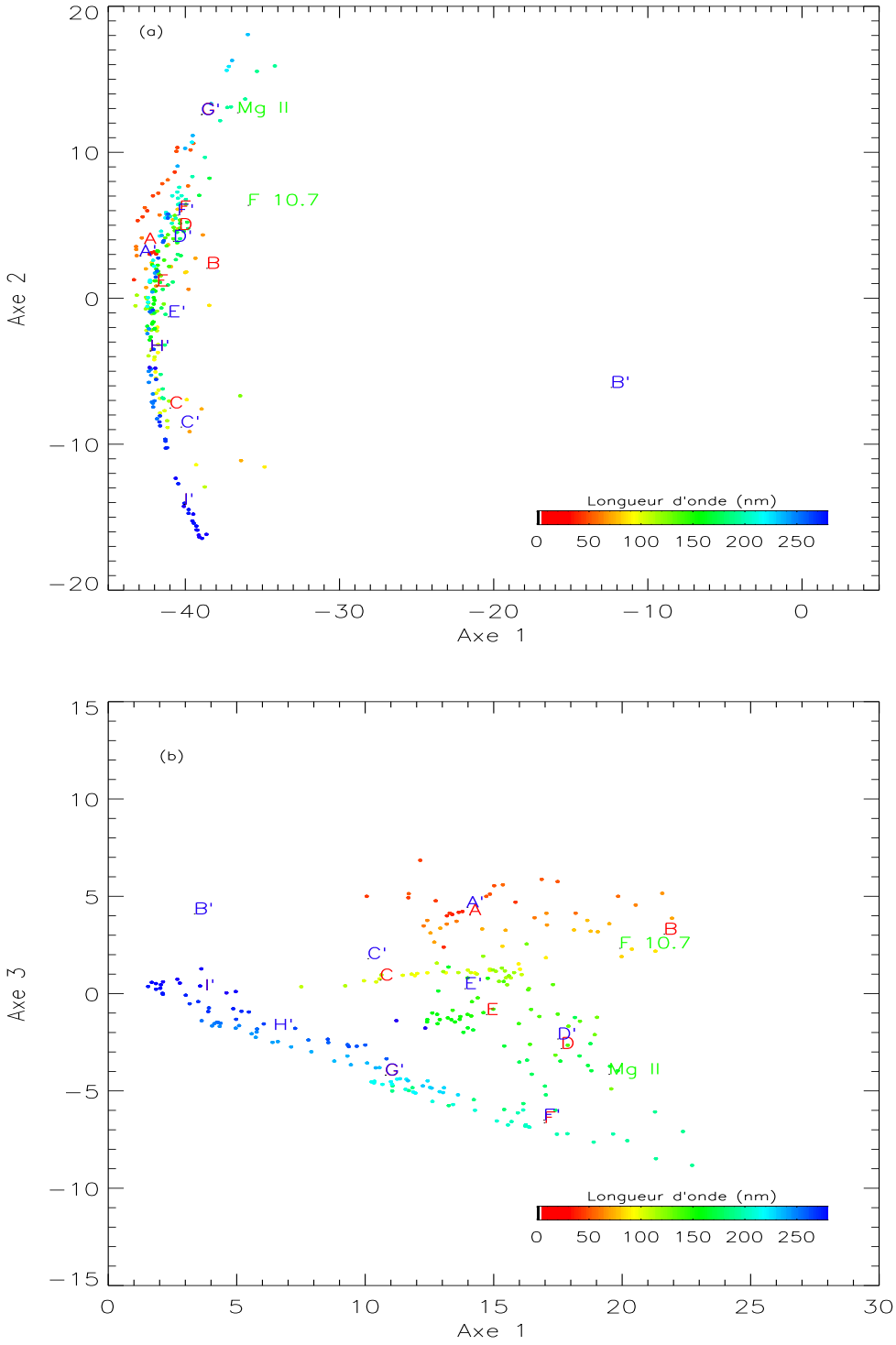

Figure 4.4. *Représentations graphiques 2-D pour les grandes (a) et petites (b) échelles de temps. Le code lettre pour les bandes passantes est indiqué par le tableau 4.i. La couleur des lettres indique le niveau de réjection du flux hors de la bande passante, 10^{10} en rouge, 10^5 en bleu.*

Ainsi, nous considérons à présent la combinaison des six bandes passantes suivante : A, B, C, F, G et enfin I. L'erreur obtenue avec un tel jeu de bandes passantes est représenté à la figure

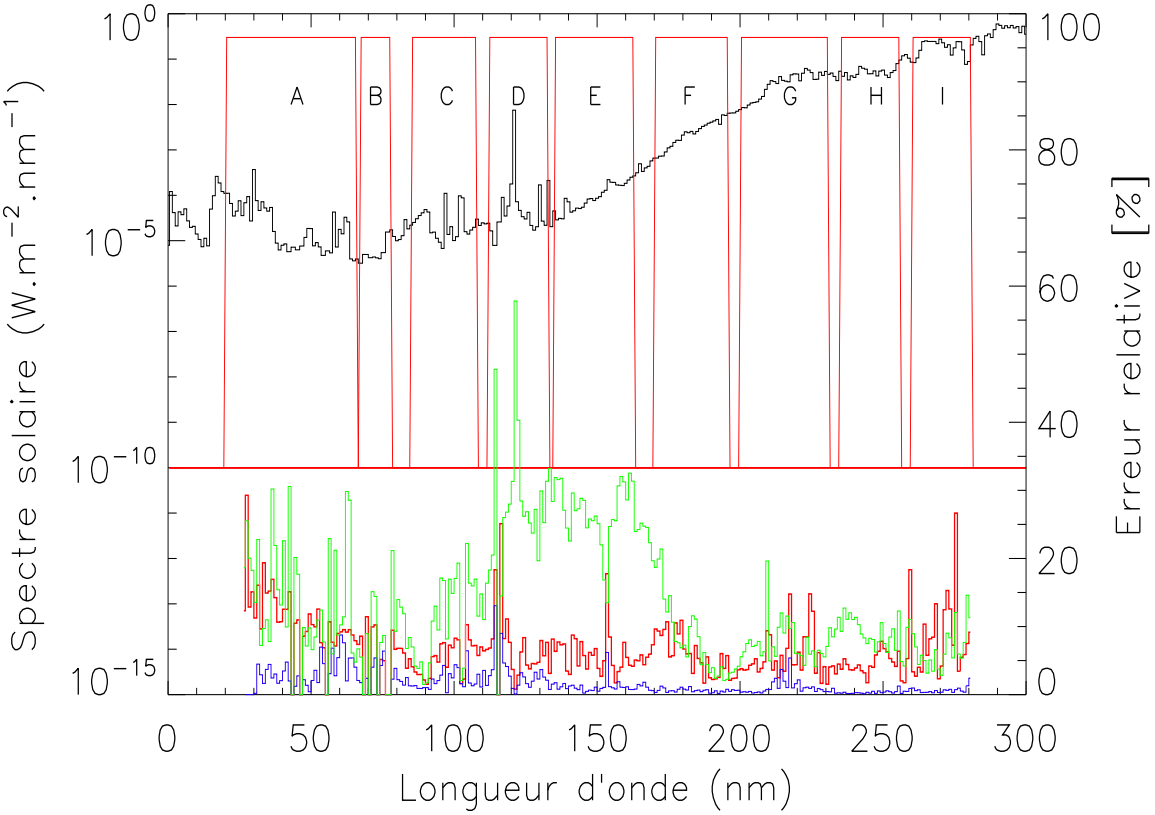

FIGURE 4.5. *Les neuf bandes passantes (de A à I) sont représentées en trait rouge fin. L'erreur relative obtenue avec ces neuf bandes passantes est en rouge. L'erreur relative obtenue uniquement avec six bandes passantes A, B, C, F, G et I) est en vert. L'erreur relative obtenue à partir des 60 bandes gaussiennes est représentée par comparaison, en bleu.*

4.5, en vert. Il se trouve que l'erreur est comparable avec celle des autres reconstructions pour tout l'intervalle entre 27 et 110 nm. Entre 120 et 150 nm en revanche, l'erreur n'excède pas en moyenne 30%, avec un pic pour la raie Lyman α à environ 55%. Cela paraît logique puisque nous avons moins d'informations à propos de cette région. Pour les longueurs d'onde supérieures, l'erreur relative est de nouveau comparable avec la reconstruction en rouge basée sur neuf bandes passantes. Si nous souhaitons réduire la combinaison de bandes passantes à six uniquement, ce jeu proposé, parmi ces neuf bandes passantes, est définitivement le meilleur. La variabilité de l'irradiance dans l'UV peut donc bien être reconstruite à partir de bandes passantes.

4.2.3 Limitations de cette approche

Cette approche d'école permet effectivement de définir la combinaison de bandes passantes idéale pour la reconstruction de l'irradiance dans l'UV. Bien sûr, cette solution proposée ici est loin d'être unique. L'outil statistique est réellement un outil puissant pour savoir quelles bandes passantes sont intéressantes ou non dans le cadre de la reconstruction de l'irradiance dans l'UV. A partir d'un nombre important de bandes passantes très fines (60 gaussiennes de largeur à mi-hauteur de 10 nm), nous avons mis en évidence des régions spectrales distinctes. Nous pouvons ainsi regrouper des bandes passantes qui partagent la même information à propos de la variabilité

pour les petites et les grandes échelles de temps. Ainsi, avec un jeu de neuf bandes passantes larges, nous pouvons reconstruire l'irradiance avec une erreur relative de l'ordre de 10% (voir figure 4.5). Ce nombre de bandes passantes peut même encore se réduire à six, en suivant la stratégie mise en place. Nous avons montré que l'observation de tout le spectre UV est inutile, seules quelques bandes passantes suffisent pour mesurer l'irradiance entre 27 et 280 nm avec une résolution de 1 nm. Cette approche permet ainsi de définir quelles bandes passantes devrait figurer dans le jeu idéal de bandes passantes pour reconstruire l'irradiance dans l'UV.

Mais est-ce que cette solution est technologiquement possible ? L'approche proposée pour l'instant n'inclut aucune considération technique et technologique, ce qui nous laisse de nombreuses possibilités : niveau de réjection, forme de la bande passante, bandes fines ou larges... L'exemple que nous venons de donner avec six bandes passantes constitue potentiellement un cas idéal, mais il existe d'autres solutions. Il ne s'agit pas ici de faire une liste de toutes ces solutions, cela n'a pas de sens sans se donner quelques contraintes instrumentales. Le résultat-clé de cette étude est qu'il n'est pas nécessaire de couvrir l'ensemble du spectre UV pour capter toute l'information à propos de la variabilité dans l'UV.

Avant même de commencer à envisager une structure pour un éventuel instrument, précisons que le plus gros problème lors de l'observation des bandes spectrales depuis les rayons X jusqu'au MUV reste la réjection du visible. Avec un rapport de l'ordre de 10^5 entre l'intensité dans le visible et dans l'EUV, il faut s'assurer que le signal que l'on observe pour l'EUV ne soit pas pollué. C'est essentiel pour avoir des informations à propos de la variabilité dans l'EUV, et non celle du visible. Comme nous allons le voir, ce rapport est fixé par la largeur de la bande passante considérée.

Pour les bandes passantes fictives, nous avons pris comme ordre de grandeur de réjection environ 10^{10} pour le flux hors de la bande passante. Cette situation reste la situation la plus favorable lorsque des architectures avec des matériaux particuliers, comme le diamant, sont considérés. Nous y reviendrons tout particulièrement au chapitre 5. Considérons ici une réjection beaucoup moins importante, de l'ordre de 10^4, en accord avec ce qui est observé pour les détecteurs au silicium, puis reprenons les neuf bandes passantes que nous avons utilisées dans la partie précédente.

Considérons une dernière fois les figures 4.4 a) et b), cette fois-ci avec les lettres en bleu. Nous pouvons constater que la position de certaines bandes passantes a changé. C'est le cas principalement pour les bandes passantes dévolues à l'EUV et au FUV. Ceci est particulièrement sévère pour la bande passante B : l'information à propos de la variabilité qui mesure cette bande passante ne correspond plus du tout à la bande spectrale entre 65 et 75 nm. En fait c'est surtout la variabilité dans le NUV et le visible qu'une telle bande passante mesure. Cette bande passante est si fine que l'énergie intégrée dans l'EUV reste finalement négligeable par rapport à celle intégrée dans le NUV et dans le visible, si bien que le signal que l'on cherche à la base est noyé dans le bruit.

La figure 4.6 présente l'erreur relative obtenue avec ces neuf bandes passantes, avec une réjection du visible plus faible, de l'ordre de 10^4. Par souci de comparaison, l'erreur obtenue à partir des mêmes bandes passantes mais avec un taux de réjection de l'ordre de 10^{10} est représenté. Nous pouvons constater que l'erreur est nettement supérieure, notamment pour l'EUV. L'ensemble du spectre UV est moins bien reconstruit. Cela signifie que nous avons perdu de l'information

sur la variabilité de l'irradiance dans l'UV. Cela ne remet pas en question notre stratégie de sélection des bandes passantes, mais plutôt la manière dont il faut les considérer. Cette rapide étude montre à quel point il est important de considérer tout le spectre solaire, aussi bien dans l'UV que dans le visible.

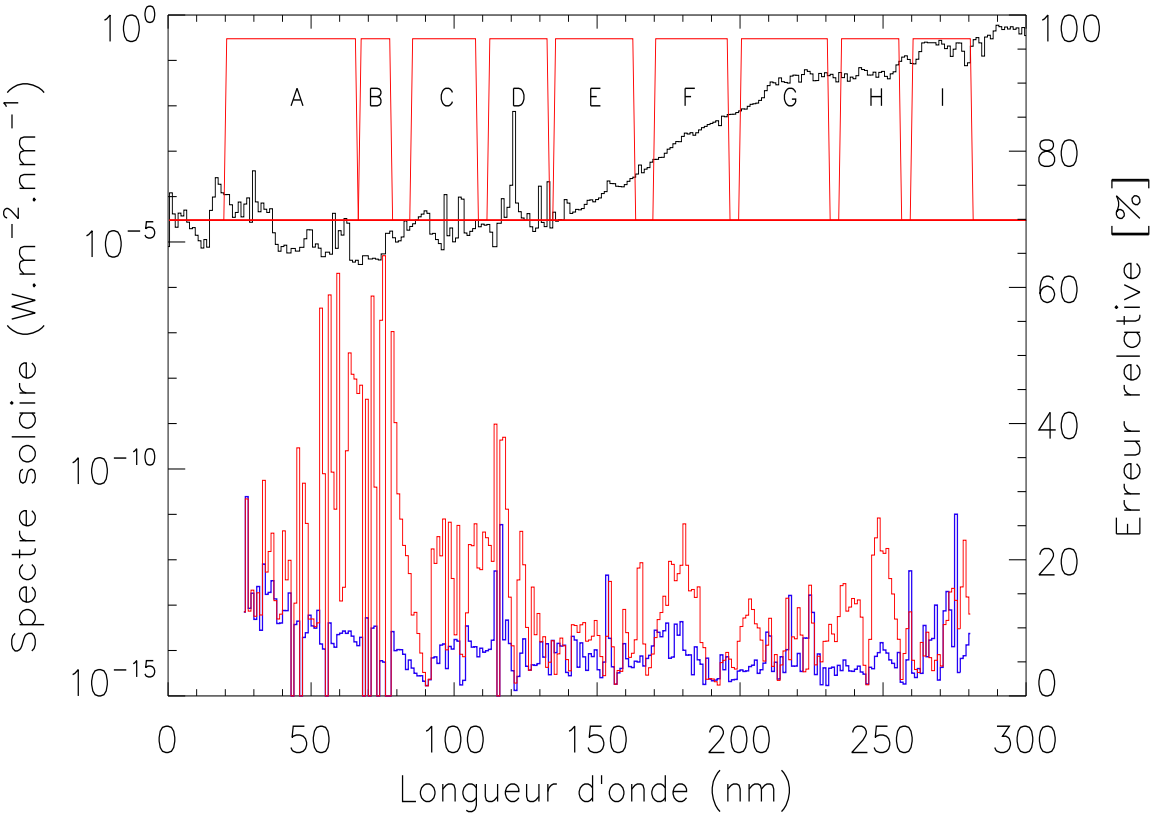

FIGURE 4.6. *Erreur relative obtenue avec les neuf bandes passantes, dont la réjection hors des bandes est de l'ordre de 10^5, en rouge. L'erreur relative obtenue à partir des mêmes bandes passantes mais avec une réjection hors bandes de l'ordre de 10^{10} est représentée par comparaison, en bleu.*

Plutôt que de jouer sur ce paramètre de réjection, nous allons considérer dans la partie suivante des bandes passantes réelles, déjà utilisées dans le cadre de missions spatiales. Cela nous permettra d'avoir une base de travail beaucoup plus réaliste. Cette étude théorique aura permis sans aucun doute de nous familiariser avec les contraintes et les besoins afin de reconstruire l'irradiance dans l'UV à partir de bandes passantes. Elle aura permis de démontrer la faisabilité de notre approche : la reconstruction de l'irradiance solaire dans l'UV à partir de bandes passantes est bien possible, en mettant en évidence quelles bandes spectrales sont nécessaires. Un des résultats les plus remarquables reste sans nul doute qu'il est inutile de mesurer l'ensemble du spectre UV avec un spectromètre, quelques bandes passantes correctement choisies comme nous l'avons fait par la stratégie proposée, permettent de capter la variabilité de l'irradiance dans l'UV avec une précision suffisante, compte-tenu des contraintes instrumentales et des objectifs.

4.3 Bandes passantes réelles

4.3.1 Description des bandes passantes

Contrairement aux bandes passantes fictives considérées précédemment, les bandes passantes réelles sont définies par un capteur se composant d'un filtre, servant principalement à sélectionner la bande spectrale souhaitée, et d'un détecteur servant à mesurer le flux. Comme nous venons tout juste de le montrer, la simple considération de la bande spectrale ne suffit pas, nous devons également considérer la réjection du flux hors de cette bande spectrale. Afin de travailler dans une situation réaliste, nous allons utiliser à présent des bandes passantes réelles utilisées dans le cadre de missions spatiales. Nous souhaitons ici mettre en avant la faisaibilité du concept de la reconstruction de l'irradiance dans l'UV avec de vraies bandes passantes, et non plus avec des bandes passantes fictives. C'est une étape obligatoire avant même de définir une nouvelle architecture, ce que nous ferons au chapitre 5.

Nous considérons ici trois missions spatiales, toutes jouant un rôle clé aujourd'hui dans la caractérisation de la variabilité de l'irradiance :

- Cinq bandes passantes du *EUV Sensor* (EUVS) à bord de GOES 13 et 14 (Fineschi & Viereck, 2007). Elles couvrent une importante partie du spectre EUV, destinées à caractériser la variabilité de l'irradiance dans l'EUV. EUVS est un spectromètre, combiné à des filtres multicouches en alumine (Al_2O_3) et en aluminium (Al). C'est le réseau qui sélectionne les bandes spectrales souhaitées. La taille du détecteur dépend directement de l'intervalle spectral mesuré. Il faut retenir que l'instrument EUVS n'est pas un radiomètre, la sélection de la bande passante ne se faisant pas par le système filtre-détecteur. Les détecteurs utilisent une technologie à base de silicium, la réjection du visible ne se faisant que par l'intermédiaire du réseau et des filtres.
- Deux bandes passantes de l'instrument *PREcision MOnitoring Sensor* (PREMOS), un radiomètre à bord du satellite français PICARD (Schmutz *et al.*, 2009). Cet instrument a pour but de mesurer l'irradiance dans le MUV, mais également dans le visible. Un des nombreux objectifs scientifiques de PICARD étant d'étudier l'impact du rayonnement UV sur la chimie de l'ozone dans l'atmosphère terrestre. Les détecteurs utilisent une technologie à base de silicium.
- Quatre bandes passantes de l'instrument *Large Yield Radiometer* (LYRA) à bord de PROBA2 (Hochedez *et al.*, 2006). PROBA2 est une mission technologique destinée à tester en situation réelle des instruments d'un type nouveau, notamment les détecteurs au diamant. Une des principales caractéristiques de tels détecteurs étant une forte réjection de la lumière visible. L'instrument LYRA est en réalité composé de 12 photodiodes, avec trois unités de quatre photodiodes chacune. Deux unités, numérotées 1 et 2, utilisent des détecteurs au diamant. L'unité 3 utilise principalement des détecteurs au silicium. Pour chaque unité, on compte deux bandes passantes dévolues à l'EUV, avec des filtres en aluminium et en zirconium, et deux bandes passantes avec des filtres multicouches à base de fluoride de magnésium (MgF_2) dévolues au FUV et au MUV. Sauf mention contraire, nous considérerons dans la suite de cette thèse les bandes passantes de l'unité 2, utilisant des détecteurs au diamant. Nous reviendrons sur les raisons d'un tel choix au chapitre 5.

Il existe quelques différences importantes entre les bandes passantes proposées. EUVS est avant tout un spectromètre, la sélection de la bande passante ne se fait pas par les filtres comme pour LYRA et PREMOS mais bien par le réseau, ce qui pour conséquence de fournir une réponse spectrale plus nette. Les filtres utilisés sur EUVS servent essentiellement à rejeter la lumière

visible. Ainsi, Viereck *et al.* (2007) estiment la contribution du visible à 0.15% pour les différents canaux. Comme tout spectromètre, des problèmes liés à de la diffusion de lumière parasite (dont du visible) peuvent survenir. Le tableau 4.ii résume ainsi les différentes bandes spectrales des différentes bandes passantes décrites précédemment.

TABLE 4.ii. *Liste des bandes passantes pour les instruments EUVS, PREMOS et LYRA. Les couleurs attribuées aux canaux d'EUVS sont utilisées par la figure 4.7.*

Canaux	Code Lettre	Bande nominale (nm)
EUVS A (noir)	A	5-15
EUVS B (bleu)	B	25-34
EUVS C (rouge)	C	17-67
EUVS D (vert)	D	17-84
EUVS E (noir)	E	118-127
PREMOS 1	P1	210-220
PREMOS 2	P2	260-270
LYRA Al	Al	17-80
LYRA Zr	Zr	6-20
LYRA Ly	Ly	120-123
LYRA Hb	Hb	200-220

La figure 4.7 présente la réponse spectrale pour les différentes bandes passantes pour un large intervalle spectral, notamment pour l'instrument LYRA entre 1 et 700 nm. Les réponses spectrales des différentes bandes passantes nous ont été fournies par Rodney Viereck pour l'instrument EUVS, par Ingolf Dammasch et Ali BenMoussa pour l'instrument LYRA. Pour les bandes passantes utilisant des détecteurs au diamant, les unités 1 et 2, remarquons la chute abrupte de la réponse spectrale autour de 225 nm, caractéristique du diamant. Pour l'instrument EUVS, seul le premier ordre issu de la diffraction par le réseau est représenté. Les réponses pour PREMOS ont été simulées par des gaussiennes centrées sur la longueur d'onde de référence des ces filtres, ce qui reste très réaliste (Gérard Thuillier, communication personnelle). L'ensemble de ces bandes passantes nous permet d'avoir une excellente couverture du spectre solaire dans l'UV.

Les intervalles spectraux indiqués par le tableau 4.ii représentent les bandes spectrales nominales, indiquant l'intervalle de longueurs d'onde que la bande passante est censée mesurer. Nous définissons la pureté, qui est le rapport de la contribution de la bande nominale désirée (comme indiquée par le tableau 4.ii), sur le total réellement mesuré. Benmoussa *et al.* (2009) résume la pureté de ces photodiodes dans le cas d'un soleil non éruptif, pour les photodiodes de LYRA. Les trois photodiodes dévolues à la raie de Lyman α présentent une pureté inférieure à 35%, la contribution provenant de plus grandes longueurs d'ondes étant la plus importante comme nous pouvons le constater sur la figure 4.7. Les canaux dévolues à la bande Herzberg affichent en revanche une pureté supérieure à 83%. Toujours pour un soleil non éruptif, la pureté pour les canaux dévolus à l'EUV (Aluminium) et le XUV (Zirconium) est toujours supérieure à 90%. Notons que la simulation de la réponse de ces bandes passantes pose problème, car la bande XUV est mal restituée par les mesures de SORCE et TIMED. La pureté des bandes passantes de PREMOS est excellente, comparable au canal de Herzberg de l'instrument LYRA. Notons toutefois que la pureté pour les canaux de l'EUV chute drastiquement si nous considèrons un spectre solaire dans le cas d'un soleil éruptif. L'essentiel du signal provient de la partie XUV,

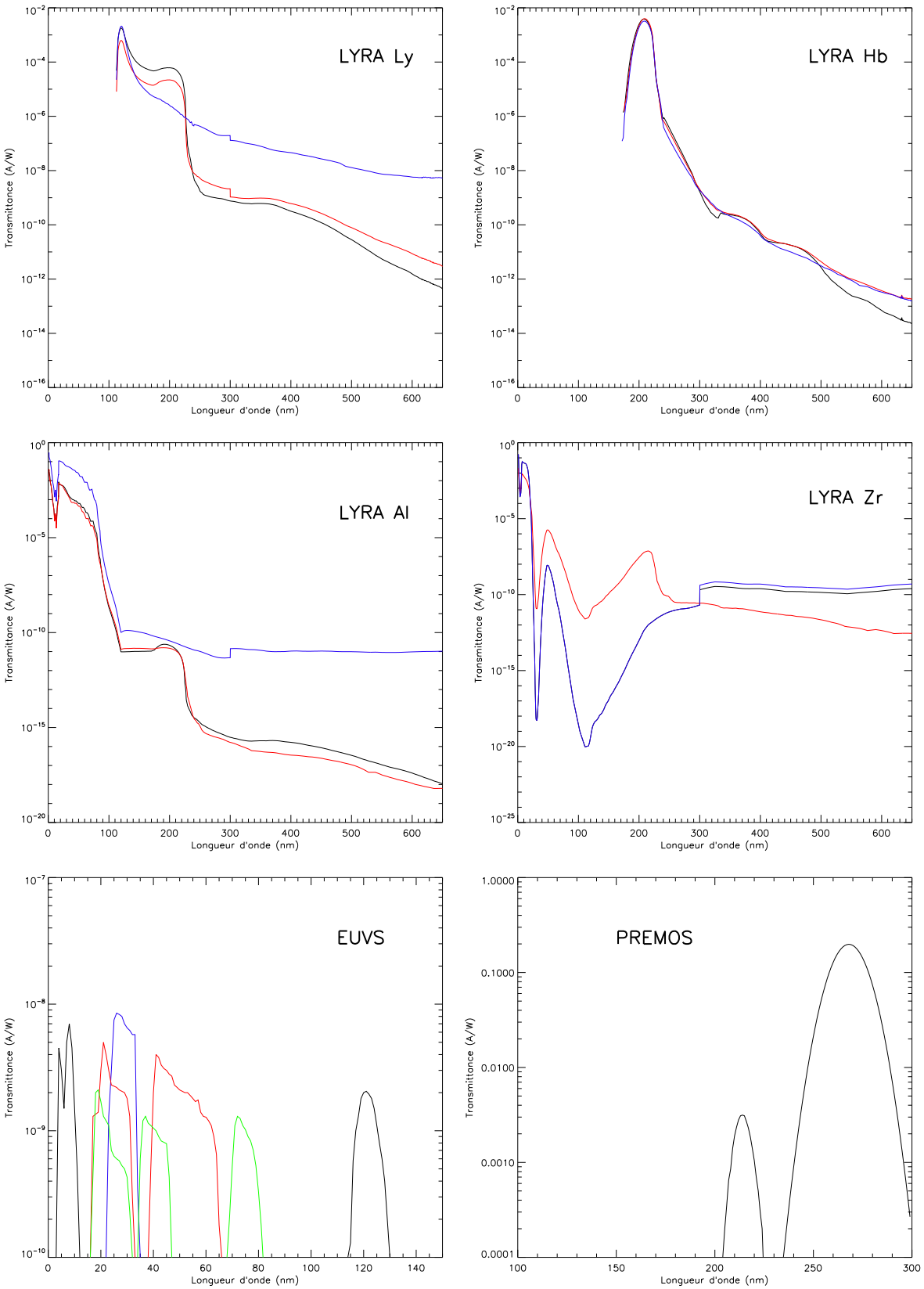

Figure 4.7. *Réponses spectrales des différentes bandes passantes (filtre+détecteur) utilisées dans cette étude. Les quatre premières figures représentent les bandes passantes de l'instrument LYRA. La couleur correspond à une unité, noire pour l'unité 1 (diamant), rouge pour l'unité 2 (diamant) et bleu pour l'unité 3 (silicium). La cinquième figure présente les réponses spectrales pour l'instrument EUVS. Seul le premier ordre est représenté ici. Les couleurs correspondent à celles définies dans le tableau 4.ii. Enfin la sixième et dernière figure présente les réponses spectrales de PREMOS 1 et 2.*

nous avons a priori peu d'informations sur la partie EUV lors d'une éruption solaire de grande magnitude si nous considèrons uniquement les données de LYRA.

La pureté des bandes passantes pour l'instrument EUVS est proche de 100% puisque le réseau sélectionne naturellement la bande passante mesurée (i.e. le premier mode de la diffraction, les modes suivants polluant un peu la mesure). Par rapport à ce que nous avons présenté jusqu'ici, il est légitime de se demander pourquoi ne pas simplement utiliser un spectromètre plutôt qu'un radiomètre ? En effet, le spectromètre permet de selectionner parfaitement une bande passante, avec un taux de réjection du flux hors bande très important. On se rapprocherait effectivement du cas idéal comme décrit dans la section 4.2.2. Toutefois, la conception d'un tel instrument représente un défi technologique important, et surtout coûteux. La conception de bandes fines dans l'EUV via un système réseau-filtres est compliquée (i.e. Viereck *et al.* (2007)). Les radiomètres, beaucoup plus légers et avec une conception beaucoup plus simple, représentent clairement une solution plus envisageable actuellement. Une stratégie de redondance, à savoir plusieurs canaux et plusieurs satellites, peut également être envisagée. C'est certainement aujourd'hui la solution pour corriger les dérives instrumentales sur le long terme.

4.3.2 Application de notre stratégie

Il ne s'agit pas ici de considérer une combinaison linéaire de ces 11 bandes passantes. L'approche précédente a bien mis en évidence que des bandes passantes pourtant différentes fournissent la même information à propos de la variabilité. Il nous faut reprendre les outils statistiques, en incluant cette fois-ci les réponses simulées des bandes passantes réelles décrites précédemment. Toujours dans un souci de comparer notre approche avec d'autres utilisant les indices solaires, F10.7 et Mg II, nous comparerons les reconstructions obtenues à partir des combinaisons linéaires de bandes passantes et celles à partir de ces deux indices seulement.

Contrairement à l'approche purement théorique avec les bandes fictives, nous allons entrer un peu plus dans les détails de la reconstruction, en séparant les petites des grandes échelles de temps. Comme la variabilité sur le long terme est trois fois plus importante que celle sur le court terme (prise lors du maximum d'activité solaire), l'erreur relative estimée pour une reconstruction directe reflète un peu plus la reconstruction sur le long terme. Analyser la reconstruction pour les petites échelles de temps permet de s'assurer que les modulations à 27 et 13.5 jours soient bien reproduites.

4.3.2.1 Petites échelles de temps

Considérons premièrement les petites échelles de temps. La figure 4.8 présente la représentation graphique en 2-D, bien connue à présent. Nous avons ajouté la position des différentes bandes passantes. Précisons que les bandes passantes se trouvent être dans le nuage de points, et plus précisément dans les régions spectrales que les bandes passantes mesurent. Cela signifie que toutes les bandes passantes considérées intègrent bien l'information sur la variabilité des intervalles spectraux observés. Une seconde remarque tout aussi importante concerne certainement la proximité, pour ne pas dire même le chevauchement, de certaines bandes passantes. C'est principalement le cas pour les bandes passantes dévolues à l'EUV : LYRA Al, LYRA Zr, EUVS A, EUVS C, EUVS D et dans une moindre mesure EUVS B, fournissent à peu près la même information à propos de la variabilité dans l'EUV. De même pour les bandes passantes LYRA Hb et Premos 1, qui se chevauchent également. Remarquons les bandes passantes EUVS E et LYRA Ly ne partagent pas tout à fait la même position. En effet, LYRA Ly est plus sensible

aux longueurs d'onde supérieures à 150 nm, ce qui confirme effectivement sa pureté faible, 35%, pour la bande nominale entre 120 et 123 nm.

Nous pouvons à présent appliquer notre stratégie. Pour l'EUV, une seule bande suffit parmi les six, toutes redondantes. La bande passante Premos 2 est sans nul doute nécessaire pour une partie du MUV. Enfin entre LYRA Ly et EUVS E, leurs positions sont toutes deux stratégiques, en coin du nuage de points, si bien qu'il est difficile de choisir. De même entre LYRA Hb et PREMOS 1. A priori, il suffit de quatre bandes passantes parmi les 11 disponibles pour reconstruire l'irradiance, pour les petites échelles de temps. Il y a toutefois un manque évident d'information pour toute une partie de l'EUV, mais également pour une partie de l'intervalle spectral entre 80 et 100 nm.

Lorsque plusieurs choix s'offrent à nous dans les bandes passantes, comme c'est le cas ici, notre préférence ira toujours aux bandes passantes utilisant des détecteurs dont le matériau de base est à large bande interdite[2], ici le diamant. Nous expliquerons ce choix au chapitre 5. Ainsi, nous pouvons proposer ici un jeu de quatre bandes passantes, avec LYRA Al, LYRA Ly, LYRA Hb et enfin Premos 2.

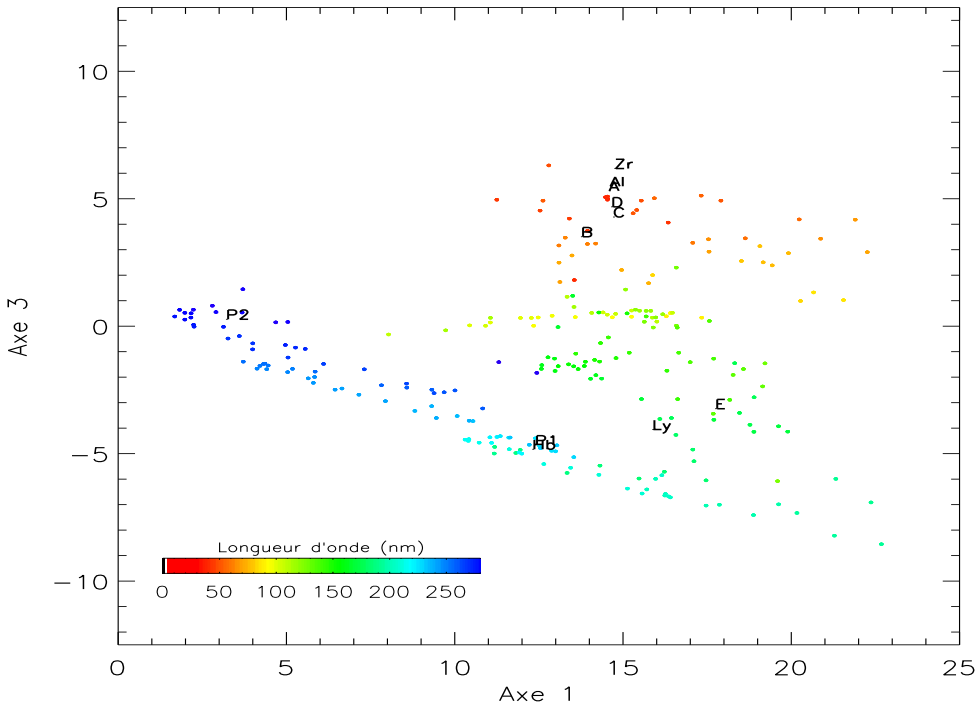

Figure 4.8. *Figure similaire à la figure 4.3, les positions des bandes passantes des différents instruments étudiés étant ajoutées*

Nous pouvons à présent tester la reconstruction à partir de ce jeu de bandes passantes. La figure 4.9 présente l'erreur obtenue en utilisant les quatre bandes passantes (en bleu). L'erreur obtenue à partir de la reconstruction à partir des deux indices solaires est également représentée en rouge. Nous pouvons constater que l'erreur est globalement plus faible lorsque nous utilisons

2. Un semiconducteur est considéré comme étant un matériau à large bande interdite pour une différence d'énergie entre la bande de valence et de conduction supérieure à 3 eV.

les quatre bandes passantes. Ceci reste normal puisque nous utilisons plus de régresseurs. En outre, les indices solaires sont des mesures indépendantes, alors que notre modèle est construit et testé à partir des mêmes données. Rappelons ici que cette comparaison n'a de sens que pour les longueurs d'onde inférieures à 170 nm environ : les deux indices solaires n'ayant pas pour but de refléter la variabilité des raies photosphériques. Seule une comparaison pour l'EUV et une partie du FUV est pertinente.

Comme nous pouvions le suspecter, l'erreur est plus élevée pour l'EUV, de l'ordre de 40% en moyenne contre 15% en moyenne pour l'ensemble du FUV. De même pour le MUV avec en moyenne une erreur relative de 20% sauf pour les longueurs d'onde proche de 240 nm où l'erreur est plus grande autour de 40%. L'utilisation de bandes passantes améliore la reconstruction pour l'EUV et le FUV par rapport à l'utilisation d'indices.

Concluons tout de même en notant qu'il y un manque évident d'information pour une partie de l'EUV, principalement pour deux régions spectrales distinctes, entre 60 et 75 nm puis entre 80 et 110 nm. Aucune ligne droite issue d'une combinaison linéaire entre deux bandes passantes choisies ne passe à travers ces intervalles spectraux, ce qui explique une erreur assez élevée.

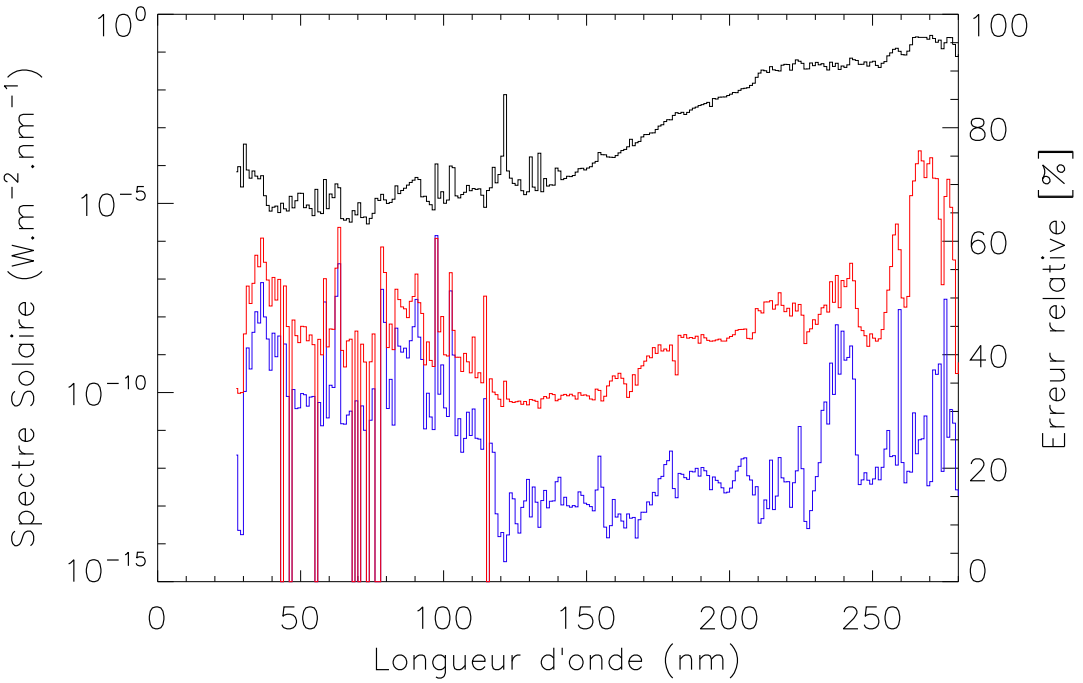

FIGURE 4.9. *Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec quatre bandes passantes (en bleu), et avec les deux indices solaires (en rouge) pour les petites échelles de temps. Les erreurs relatives pour les longueurs d'onde du tableau 3.i sont mises à zéro.*

4.3.2.2 Grandes échelles de temps

Considérons à présent les grandes échelles de temps. La figure 4.10 reprend la représentation graphique 2-D déjà étudiée dans les parties précédentes, la position des bandes passantes étant ajoutée. Une nouvelle fois, nous pouvons faire remarquer que ces dernières sont bien à l'intérieur

du nuage de points, proches de leurs régions spectrales respectives. Nous retrouvons l'idée d'une très forte cohérence spectrale pour le long terme. Toutes les bandes passantes dévolues à l'EUV et au FUV partagent quasiment la même position. Ce constat nous indique que parmi les bandes passantes proposées, il n'y a aucune raison de distinguer les émissions coronales des émissions chromosphériques, au moins sur le long terme. Pour la bande spectrale du MUV, en revanche, la situation est bien différente. Premos 2 représente très bien les longueurs d'onde supérieures à 250 nm, Premos 1 se perd en haut de figure avec quelques longueurs d'onde entre 210 et 230 nm. Cette position reflète effectivement bien le problème déjà évoqué d'une éventuelle dérive instrumentale non corrigée dans les données de SOLSTICE. Les données sur lesquelles cette bande passante s'appuie n'étant pas totalement fiables, nous préférons de pas l'utiliser pour caractériser la variabilité sur le long terme. La bande passante LYRA Hb, en revanche, apporte de l'information pour les longueurs d'onde entre 180 et 200 nm.

Appliquons notre stratégie pour choisir le meilleur jeu de bandes passantes possibles. Nous mettons de côté Premos 1 pour la raison évoquée ci-dessus. Nous pouvons remarquer qu'il suffit de prendre les deux bandes passantes aux extrémités du nuage, plus une au centre afin de couvrir l'ensemble du nuage de points. Nous proposons ainsi les trois bandes passantes suivantes : LYRA Al (au centre), LYRA Hb et Premos 2 (les deux extrémités). Nous pourrions également utiliser une quatrième bande passante, comme pour les petites échelles de temps. Les résultats sur la reconstruction sont très similaires, si bien que nous pouvons réduire ici la reconstruction à partir de trois bandes passantes seulement. Rappelons que cela signifie simplement que la cohérence spectrale sur le long terme est plus forte : il n'y a pas à priori de raison de distinguer des émissions coronales (comme mesurées par les canaux EUVS A-D, LYRA Al et LYRA Zr), des émissions des couches atmosphériques inférieures (LYRA Ly et EUVS E).

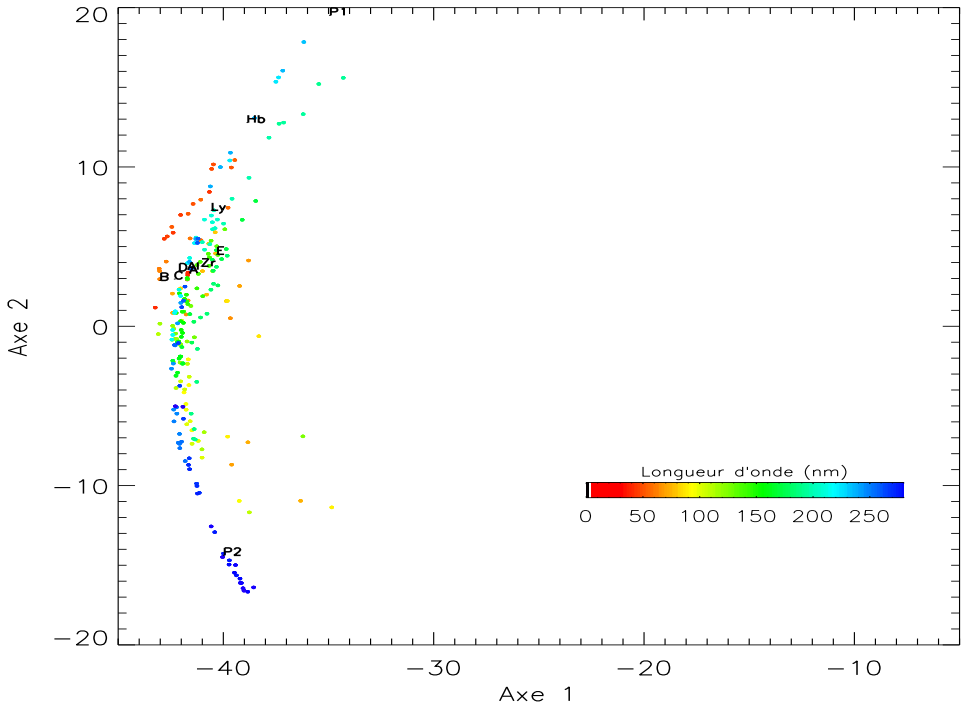

Figure 4.10. *Figure similaire à la figure 4.4.a), les positions des bandes passantes des différents instruments étudiés étant ajoutées.*

Testons à présent la reconstruction pour le long terme avec ces trois bandes passantes. La figure 4.11 présente l'erreur obtenue pour les longueurs d'onde entre 27 et 280 nm (l'erreur pour les longueurs d'onde du tableau 3.i étant mises à zéro). Pour l'EUV et une partie du FUV, remarquons que la reconstruction est globalement bien meilleure avec les bandes passantes qu'avec les indices solaires, comme pour les petites échelles de temps.

La reconstruction est en revanche moins bonne pour l'EUV, autour de 40% en moyenne contre 20% pour le FUV et le MUV. Plus précisement, il y a un manque évident d'information sur le long terme pour les longueurs d'onde entre 60 et 110 nm. Les plus courtes longueurs d'onde, inférieures à 50 nm, sont bien mieux reconstruites (avec une erreur moyenne de l'ordre de 20%). Si nous reprenons la figure 4.10, nous pouvons constater que les longueurs d'ondes entre 60 et 110 nm se situent entre le nuage principal, et le nuage dévolu au MUV (avec Premos 2). La distance entre ces deux nuages semble donc trop importante pour que les combinaisons linéaires de Premos 2 et LYRA Al donnent de bonnes reconstructions. Comme pour les petites échelles de temps, il faut clairement une bande passante supplémentaire pour cette région (une bande passante équivalente aux bandes fictives C ou H de la section 4.2.2).

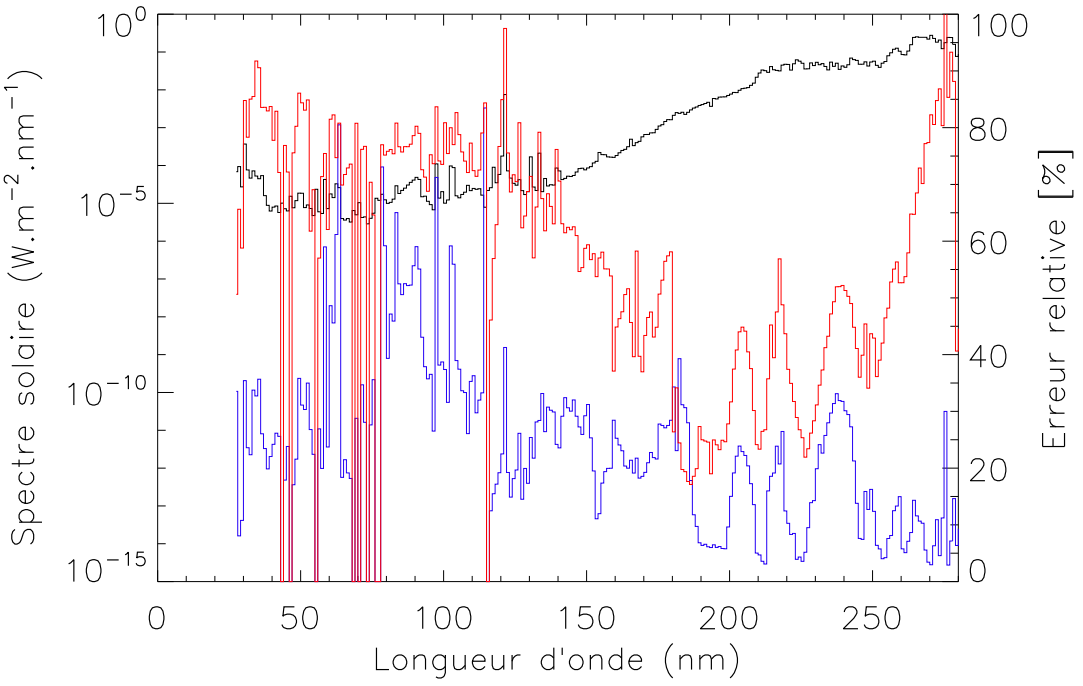

FIGURE 4.11. *Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec trois bandes passantes (en bleu), et avec les deux indices solaires (en rouge) pour le long terme. Les erreurs relatives pour les longueurs d'onde du tableau 3.i sont mises à zéro.*

4.3.3 Quelques exemples de reconstruction

Afin d'illustrer les erreurs relatives obtenues, nous proposons ici quelques exemples de reconstructions pour différentes longueurs d'onde du spectre solaire dans l'UV. La figure 4.12 présente comme premier exemple la reconstruction de l'irradiance pour 121.5 nm en utilisant les quatre

bandes passantes (a), puis les indices (b). L'irradiance pour 121.5 nm correspond au flux intégré entre 121 et 122 nm, dominé par la raie de Lyman α. La partie rouge de la série temporelle correspond aux points utilisés pour le calcul des coefficients de la régression linéaire(600 jours), les points bleus servant à calculer l'erreur du modèle (1500 jours). Les deux échelles de temps sont découplés si bien que le modèle de reconstruction s'identifie plutôt à la somme du modèle pour les petites et grandes échelles de temps.

La représentation proposée ici par les figures 4.12 permet uniquement de donner une idée de la reconstruction sur le long terme. Remarquons que l'utilisation des bandes passantes donne de biens meilleurs résultats que les indices solaires comme prévu. Cela démontre que ce modèle basé sur les bandes passantes est plus robuste sur le long terme. Notons que le modèle à base d'indices solaires n'arrivent pas à modéliser correctement l'irradiance lors de la partie rouge, partie pourtant utilisée pour le calcul des coefficients. Il s'avère que les variations à court terme sont également mal reproduites par les indices solaires, contrairement aux bandes passantes.

Nous pouvons également comparer l'écart entre les valeurs absolues pour le flux sur les derniers jours de la modélisation (1000 jours après le dernier jour utilisé pour la modélisation, en remontant le temps) : avec les bandes passantes (a), nous obtenons $\Delta I = 5,1.10^{-6}\mathrm{W.m^{-2}}$, contre $\Delta I = 7.10^{-4}\mathrm{W.m^{-2}}$ avec les indices solaires (b). La précision de la mesure pour l'instrument SOLSTICE est de l'ordre de 1% du flux mesuré environ, soit $\Delta I = 7,4.10^{-5}\mathrm{W.m^{-2}}$. Avec les bandes passantes, nous sommes en deçà de la précision instrumentale, contrairement aux bandes passantes.

Bien que le canal LYRA Ly soit nominalement dévolu à la raie de Lyman α, celle-ci tend plutôt à capter la variabilité de l'irradiance pour les longueurs d'onde entre 140 et 170 nm. Nous n'avons a priori aucune information spécifique pour cette raie. La cohérence spectrale rend donc possible la reconstruction de la raie de Lyman α avec une bonne précision sur le long terme.

La figure 4.13 présente quelques autres exemples de reconstruction utilisant les quatre bandes passantes. Les quatre longueurs d'onde dans l'EUV sont choisies par rapport à leur importance en matière de météorologie de l'espace mais également en terme de physique solaire. En effet, Lilensten *et al.* (2007) montrent quelles raies spectrales sont les plus importantes pour la spécification de la densité et de la température ionosphériques dans la cas de la Terre. Il s'avère que ces mêmes raies sont également capitales pour la reconstruction de l'irradiance dans l'UV entre 27 et 194 nm, comme le montre le travail de Dudok de Wit *et al.* (2005). Ces raies spectrales sont les raies de Lyman β de l'hydrogène à 102.57, de l'ion C III à 97.7 nm, de l'ion He II à 30.37 nm, et dans une moindre mesure celles de l'ion Fe XV à 28.41 nm, de l'atome He I à 58.43 nm et de l'ion O V à 62.97 nm. Représentons ainsi les trois plus importantes, et une raie moins capitale pour la spécification de l'ionosphère, He I par exemple.

Il s'avère que la reconstruction à partir des quatre bandes passantes est assez mauvaise pour les longueurs d'onde telles que 97.5 nm et 102.5 nm, pour les modulations sur le court terme. La partie rouge servant au calcul des coefficients est en particulier très mal modélisée, ce qui montre qu'il manque des informations pour les variations à courtes échelles de temps. Une bande passante supplémentaire dévolue à cette région spectrale serait utile ici. Ces deux raies, optiquement épaisses, ne présentent pas a priori la même cohérence spectrale que d'autres raies dans l'EUV. La reconstruction est un peu meilleure pour la raie de l'hélium I à 58.43 nm, qui est également une raie optiquement épaisse. Notons que si nous utilisons une période plus

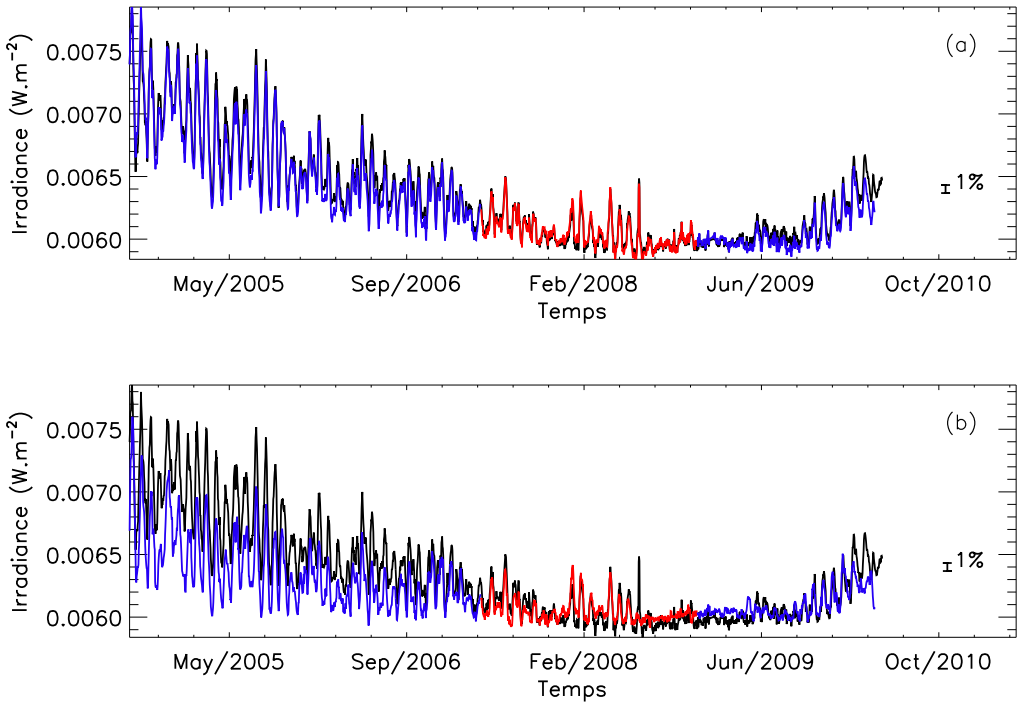

FIGURE 4.12. *Reconstruction de l'irradiance pour 121.5 nm, représentant majoritairement la raie de Lyman α avec l'utilisation des bandes passantes (a) et les indices solaires (b). Les coefficients du modèles sont estimés à partir du minimum solaire, en rouge. L'erreur relative est estimée sur la partie en bleu.*

grande pour le calcul des coefficients de la combinaison linéaire, la tendance à long terme de notre modèle tend à se rapprocher de celle des mesures. La reconstruction de la tendance à long terme est assez dépendante de la période utilisée. Toutefois, les modulations à court terme sont toujours mal reproduites. Cela illustre très bien le manque d'information à propos de cette région de l'EUV. Pour un éventuel futur radiomètre, l'accent devra être particulièrement mis sur la restitution de cette région de l'EUV. L'irradiance à 30.5 nm, représentant majoritairement la raie froide de l'hélium II (à plus de 80%), est en revanche bien reconstruite : les variations à court terme sont très bien reproduites, et la reconstruction de l'irradiance sur le long terme est bien dans les barres d'erreur de l'instrument (autour de 4%), même trois années après le dernier jour utilisée pour la modélisation.

Pour les longueurs d'onde du FUV et du MUV, nous constatons que la reconstruction est très bonne que ce soit pour l'irradiance à 180.5 nm, le seuil d'absorption pour l'ion Si II, ou bien pour l'irradiance à 250.5 nm, représentant majoritairement le seuil d'absorption pour l'atome Mg I. La reconstruction est d'ailleurs très bonne pour l'ensemble des longueurs d'onde pour une bonne partie du FUV et du MUV comme l'illustrent les figures 4.9 et 4.11.

La figure 4.14 présente la reconstruction pour quelques raies présentant une forte modulation à 13.5 jours : l'irradiance pour le canal à 28.5 nm (Fe XV), le canal à 33.5 nm (Fe XVI) et le canal à 181.5 nm (Si II). La raie du Fe XV est très bien reconstruite. En revanche, pour la raie du Fe XVI, bien que la modulation à 13.5 jours soit présente, la reconstruction à partir des bandes passantes semble un peu déphasée par rapport aux mesures de l'irradiance. Pour ces raies

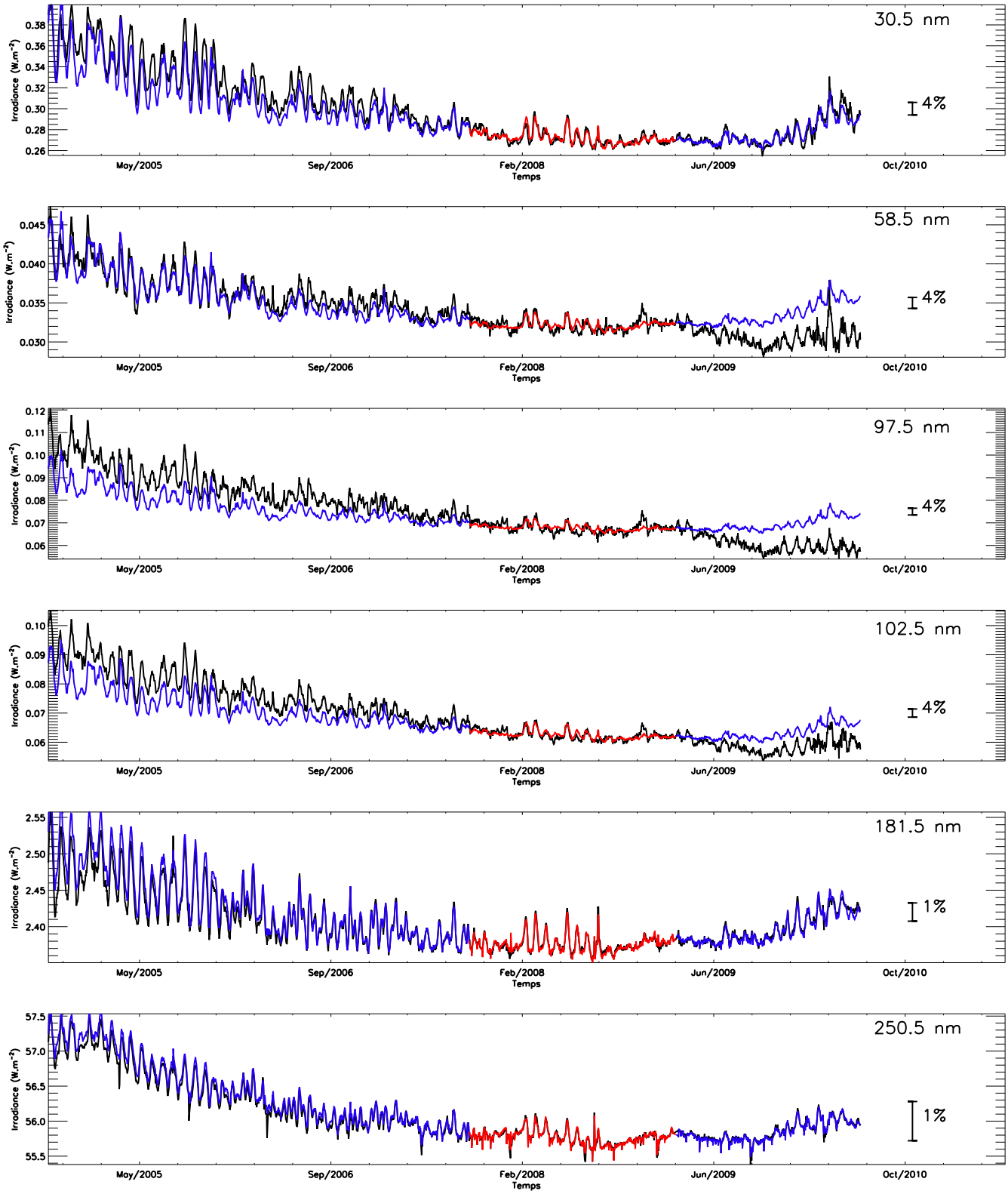

Figure 4.13. *Reconstruction de l'irradiance pour quelques longueurs d'onde à partir des bandes passantes : pour 30.5 nm (He II), pour 58.5 nm (He I), pour 97.5 nm (C III), pour 102.5 nm (la raie de Lyman β de l'hydrogène), pour 181.5 nm (seuil d'ionisation de Si II) et pour 250.5 nm (seuil d'ionisation pour Mg I). La partie rouge est utilisée pour calculer les coefficients du modèle, la partie bleue étant utilisée pour calculer l'erreur. En noir, les données d'irradiance des instruments SEE et SOLSTICE.*

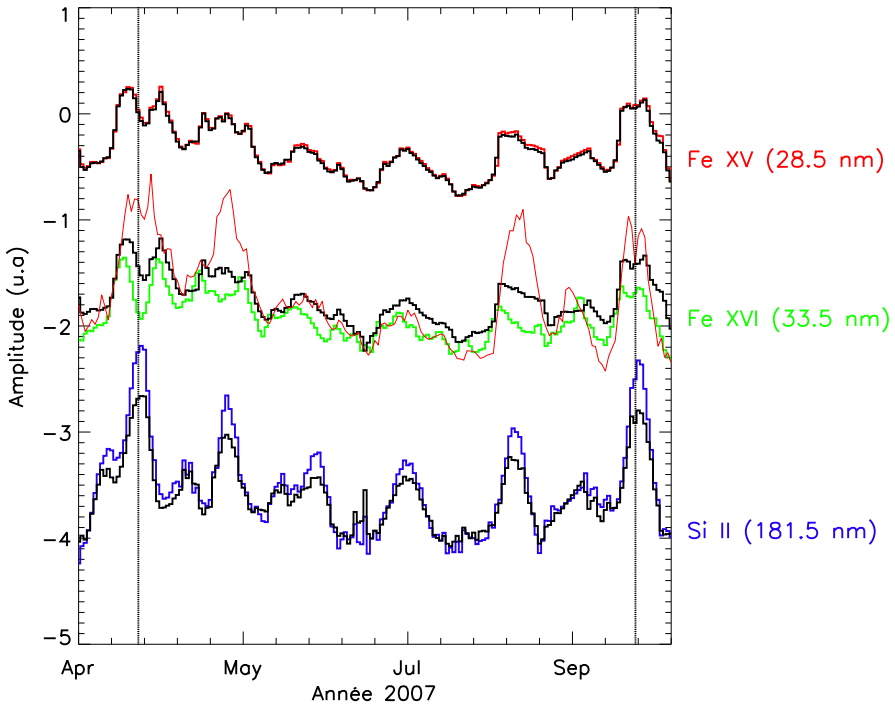

FIGURE 4.14. *Séries temporelles pour les canaux à 28.5 nm (Fe XV en rouge), à 33.5 nm (Fe XVI, en vert) et 181.5 nm (Si II, en bleue), et leur reconstruction en noir. La reconstruction à partir des indices pour le canal à 33.5 nm est représenté en trait rouge fin.*

coronales très chaudes, comme Fe XVI, il manque de l'information sur le niveau de modulation à 13.5 jours. Remarquons que la reconstruction à partir des indices solaires ne présente pas du tout de modulation à 13.5 jours, illustrant une nouvelle fois pourquoi l'indice F10.7, en particulier, n'est pas approprié pour certaines raies de l'EUV. Pour la raie du silicium, Si II, si le niveau des amplitudes n'est pas très bien reproduite, la reconstruction est en revanche bien en phase avec les mesures.

Les reconstructions pour les mêmes longueurs d'onde de la figure 4.13 à partir des indices ne sont pas représentées, mais les conclusions sont identiques à celle pour l'irradiance à 121.5 nm. Les variations à court terme sont même très mal reproduites, et la variabilité de l'irradiance tend toujours à être sous-estimée sur le long terme.

Cette étude met de nouveau en avant la possibilité de reconstruire l'irradiance dans l'UV à partir de bandes passantes, réelles cette fois-ci. Cela représente une étape importante car nous avons enfin mis des contraintes expérimentales, notamment en matière de réjection du flux hors de la bande passante, surtout la réjection du visible. Nous avons mis en évidence que certaines bandes de l'EUV sont particulièrement mal reproduites, notamment pour les bandes spectrales entre 60 et 75 nm, puis entre 80 et 110 nm. Nous séparons ces deux bandes spectrales pourtant proches, car présentant une variabilité différente que ce soit sur le court ou le long terme comme nous le montre l'approche statistique.

Nous allons dans la section suivante utiliser de vrais données d'irradiance, acquises tout récemment, afin de tester les toutes premières reconstructions de l'irradiance dans l'UV à partir des

bandes passantes.

4.4 Mise en pratique

L'approche proposée avec de vraies bandes passantes reste toujours un cas d'école. En effet, à partir de la simulation de la réponse des bandes passantes, nous reconstruisons l'irradiance en séparant les petites échelles des grandes échelles. Nous avons utilisé des filtres non causaux ce qui nécessitent à la fois des informations sur le passé et sur le futur. La séparation des échelles était une étape nécessaire pour s'assurer que les modulations à courtes échelles de temps étaient aussi bien reconstruites que la tendance à long terme. Pour l'ensemble de l'irradiance dans l'UV, mises à part les longueurs d'onde d'une bonne partie de l'EUV comme nous l'avons montré précédemment, nous sommes à présent confiant dans la capacité de notre modèle à reproduire à la fois les petites et les grandes échelles de temps. Notons que les parties précédentes restent néanmoins un cas d'école, car nous avons construit et testé notre modèle avec le même jeu de données, ce qui est bien plus favorable que dans le cas de données réelles. Dans le cadre d'une reconstruction en temps réel, une stratégie similaire en utilisant des filtres causaux peut être mise en place. Ici, nous allons utiliser une stratégie un peu différente, en reconstruisant directement l'irradiance sans considération des échelles. Nous avons dans le cas présent trop peu de données réelles, si bien que l'utilisation d'un filtre (avec une coupure à 81 jours) réduirait fortement notre jeu de données, de telle sorte qu'il serait difficile d'évaluer notre méthode de reconstruction. Une telle reconstruction directe donne également de bons résultats, comparables aux reconstructions présentées par la figure 4.12 et 4.13.

Les différentes missions présentées en section 4.3.1 fournissent des données d'irradiance depuis peu. Les données de l'instrument Premos à bord du satellite Picard sont disponibles, mais pas publiquement. Quelques mois de données de l'instrument EUVS entre janvier et août 2010 nous ont été fournies par Rodney Viereck. Les données de l'instrument LYRA sont disponibles depuis janvier 2010, mais certains canaux souffrent d'une forte dégradation, notamment LYRA Ly et LYRA Hb, si bien que seuls les canaux LYRA Al et Zr sont effectivement exploitables dans le cadre de la reconstruction de l'irradiance dans l'UV. Nous reviendrons sur ces problèmes de dégradation au chapitre 5.

Seules les données du canal E, dévolue à la raie de Lyman α, de l'instrument EUVS sont exploitables. Les canaux A et B souffrent d'un manque important de données. La figure 4.15 présente les mesures de ce canal E pour une partie de l'année 2010, nous avons pris la médiane sur une journée afin de pas prendre en compte la contribution des éruptions solaires (en noir). Il s'avère que ce canal E souffre d'une légère dégradation sur le long terme, que nous corrigeons en utilisant les données de SORCE/SOLSTICE. Nous n'avons pas d'autres possibilité aujourd'hui pour calibrer ce canal. Les données simulées de ce canal à partir de données d'irradiance, utilisées dans les parties précédentes, sont également représentées en rouge. A première vue, nous pouvons dire que les deux séries temporelles sont très bien corrélées. Il semble toutefois persister une certaine dégradation, mais il est difficile de se prononcer sans l'avis des scientifiques en charge de cet instrument. Rappelons que l'instrument EUVS est un spectromètre, difficilement reproductible pour des raisons technologiques et budgétaires. Il est donc difficile d'utiliser un système redondant pour estimer la dégradation des différents canaux.

Nous disposons également des données d'irradiance des canaux d'aluminium et du zirconium de l'instrument LYRA : ces deux canaux fournissent sensiblement la même information à propos de

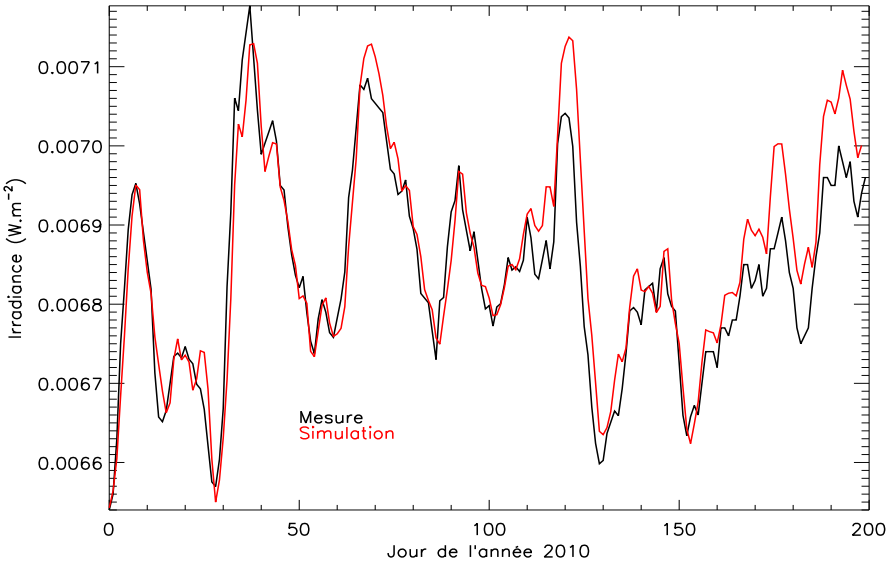

FIGURE 4.15. *Séries temporelles pour l'année 2010 du canal EUVS E comme mesuré (en noir), et simulé à partir de la réponse spectrale de cette bande passante convoluée avec un spectre solaire journalier (en rouge).*

la variabilité pour l'EUV, comme nous l'avons montré. Le canal du zirconium est tout de même plus sensible aux raies chaudes. Un seul de ces deux canaux sera donc utilisé, nous prenons le canal de l'aluminium pour cet exemple. La figure 4.16 présente les données d'irradiance mesurée pour le canal LYRA Al moyennée sur une journée (en noir), et simulée à partir des données d'irradiance couplées à la réponse spectrale de cette bande passante (en rouge). Le premier jour considéré pour l'instrument LYRA se trouve en fin du mois de février 2010, juste après la saison des occultations. Nous pouvons remarquer que les deux séries temporelles sont bien corrélées sur ces cinq mois. Nous retrouvons a peu près le même niveau de variabilité, bien que l'amplitude des variations soient un peu moindre pour les observations. Un gros travail de calibration, à partir des données de TIMED/SEE et de SORCE/SOLSTICE, a été nécessaire pour corriger de nombreux problèmes instrumentaux (Ingolf Dammasch, communication personnelle[3]).

Les mesures d'irradiance pour le canal du zirconium sont en revanche un peu moins bien corrélées avec la simulation : l'amplitude des modulations à 27 jours semble être plus importante que celle simulée en prenant la réponse spectrale mesurée pour le zirconium, et encore plus importante si nous comparons uniquement avec la bande nominale entre 6 et 20 nm. Il semble donc qu'il y ait une contribution non négligeable des rayons X mous (Ingolf Dammasch, communication personnelle). L'amplitude des modulations à 27 jours représente environ 9% de l'énergie pour les données du canal Zr, 7% avec nos données simulées, et plus de 80% si nous comparons avec les données de rayons X mous entre 0.1 et 0.8 nm comme mesuré par les satellites GOES. La variabilité de ce canal peut toujours être attribuée à celle de la bande spectrale nominale, entre 6 et 20 nm. Il faut être toutefois prudent quant à l'interprétation de ces résultats, les données XPS utilisées pour la simulation n'étant pas très fiables.

Dans tous les cas, une meilleure spécification de la réponse spectrale avec la meilleure résolution

3. http ://solwww.oma.be/users/dammasch/

possible est définitivement un atout pour correctement simuler les réponses des bandes passantes. Cela requiert également d'avoir un spectre solaire avec une résolution spectrale équivalente, ce qui fait toujours défaut aujourd'hui pour les longueurs d'onde inférieures à 5 nm.

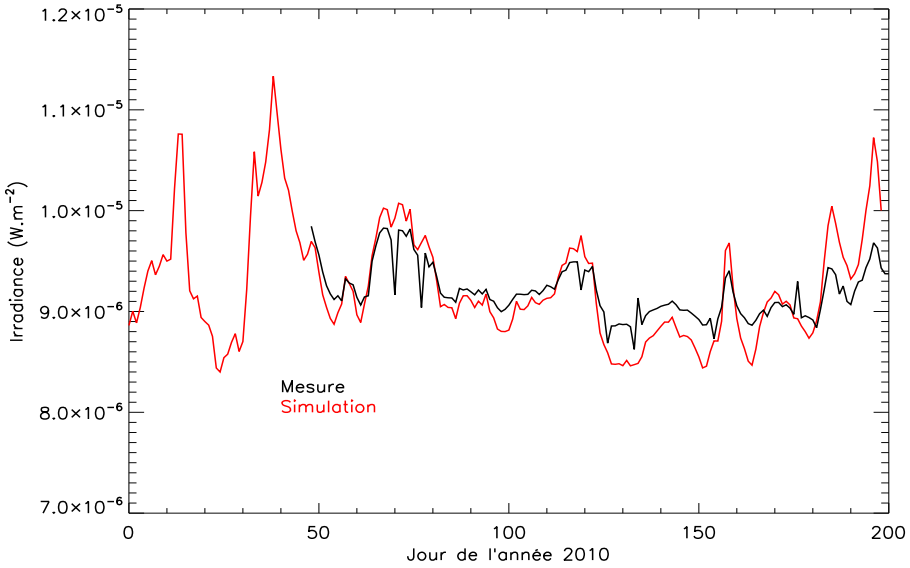

Figure 4.16. *Séries temporelles pour l'année 2010 du canal LYRA Al comme mesuré (en noir), et simulé à partir de la réponse spectrale de cette bande passante convoluée avec un spectre solaire journalier (en rouge).*

Nous souhaitons ici utiliser ces deux bandes passantes pour reconstruire l'irradiance dans l'UV. Les combinaisons linéaires de ces deux bandes spectrales sont plutôt destinées à reconstruire l'irradiance dans l'EUV comme l'illustre la figure 4.8. Nous allons nous limiter à reconstruire l'irradiance pour le spectre EUV, bien que nous ayons montré précédemment que certaines informations manquent pour certaines bandes spectrales.

La situation est bien différente des cas d'écoles des parties précédentes : il ne s'agit plus ici d'évaluer le modèle à la fois sur le court et sur le long terme, mais de l'utiliser ! Afin d'établir la meilleure reconstruction possible de l'EUV, nous utilisons l'année 2008 comme base pour calculer les coefficients de la combinaison linéaire : nous utilisons pour cela les réponses simulées de ces deux bandes passantes lors de l'année 2008. Ensuite, nous réutiliserons ces mêmes coefficients avec non plus les réponses simulées mais bien celle mesurées pour reconstruire l'irradiance pour une partie de l'année 2010. Les données réelles sont suffisamment proches des données simulées pour s'assurer une bonne reconstruction de l'irradiance.

La figure 4.17 présente ainsi la reconstruction de l'irradiance pour 30.5 nm (He II) et 121.5 nm (la raie de Lyman α), avec les deux bandes passantes (en noir) et avec les indices solaires (en vert). Pour l'irradiance à 121.5 nm, la reconstruction à partir des bandes passantes arrive à correctement reproduire aussi bien les valeurs absolues mais aussi une bonne partie de la variabilité. Ceci n'a rien de surprenant puisque nous utilisons le canal EUV E. Pour l'irradiance à 30.5 nm, si les valeurs absolues sont bien retrouvées, la variabilité en revanche l'est un peu moins bien. Pour l'année 2010, les données d'irradiance de l'instrument SEE sont particulièrement bruitées, si bien qu'il est difficile d'évaluer la reconstruction de la variabilité. Nous pouvons,

pour conclure, remarquer une nouvelle fois que la reconstruction à partir des indices solaires donne de moins bons résultats.

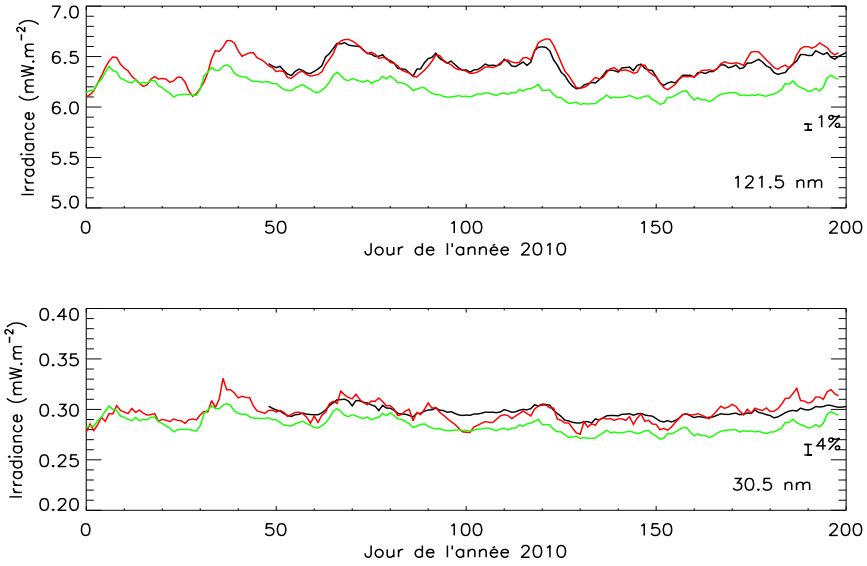

FIGURE 4.17. *Reconstruction de l'irradiance pour 121.5 nm et 30.5 nm : la courbe rouge représente les données d'irradiance de SEE (pour 30.5 nm) et SOLSTICE (pour 121.5 nm). La courbe noire représente la reconstruction à partir des deux bandes passantes, et la courbe verte, celle à partir des indices solaires.*

4.5 Bilan et perspectives

A travers plusieurs étapes, nous avons mis en évidence la faisabilité de la reconstruction de l'irradiance dans l'UV à partir de bandes passantes. Premièrement, nous avons utilisé des bandes passantes fictives, une étape introductive pour se familiariser avec le sujet, mais surtout pour pouvoir définir une stratégie afin de définir quelles bandes passantes sont nécessaires dans le cadre de la reconstruction de l'irradiance. Les outils statistiques sont effectivement très intéressants dans cette étude car ils permettent de se rendre compte très rapidement de l'utilité ou non d'une bande passante. Ainsi, nous avons mis en évidence que des bandes passantes qui ne partagent pas la même réponse spectrale nous fournissent la même information à propos de la variabilité de l'irradiance. Nous pouvons ainsi passer d'une situation de 56 filtres gaussiens très fins, à un jeu de neuf, voire six, bandes larges, tout en conservant une bonne reconstruction. Nous avons identifié plusieurs régions spectrales, dont l'observation est nécessaire et suffisante pour notre but.

Toutefois, cette approche ne prend pas en compte les contraintes instrumentales, tout particulièrement la réjection du flux hors de la bande passante. Nous travaillons avec des données d'irradiance s'étalant depuis le XUV jusqu'à l'infrarouge de telle manière à modéliser une réponse la plus réelle possible. Il s'avère que pour des bandes passantes très fines dans l'EUV, avec des réjections relativement faibles, la variabilité du signal ne reflète plus celle de la bande spectrale souhaitée, ce qui peut être problématique. Cela nous conduit dans un second temps

à étudier la possibilité de reconstruire l'irradiance avec de vraies bandes passantes, ce qui nous impose enfin des contraintes instrumentales. Les bandes passantes des instrument LYRA et PREMOS sont privilégiées dans cette étude, entre autres pour des raisons que nous allons évoquer au prochain chapitre. Nous proposons ainsi d'utiliser quatre bandes passantes, trois de LYRA (LYRA Al, Ly et Hb) et Premos 2. La reconstruction est bonne pour le FUV et le MUV pour toutes les échelles de temps (de l'ordre du jour et davantage). Les bandes spectrales entre 60 et 75 nm puis entre 80 et 110 nm souffrent en revanche d'un manque évident d'information. Cette partie du spectre est la plus "froide" de tout le spectre avec le continuum de l'hydrogène, car elle comprend diverses raies de la région de transition. Elle comprend aussi plusieurs raies optiquement épaisses. Les processus physiques sont donc bien différents de l'ensemble du reste de l'EUV, ce qui peut expliquer pourquoi une seule bande passantes (i.e. LYRA Al) ne suffisent pas bien à reconstruire l'ensemble de l'EUV. Pour les raies coronales très chaudes (comme Fe XVI), il semble que les périodes où la modulation à 13.5 jours dominent ne soient pas assez bien reproduites, notre reconstruction étant légèrement en déphasage avec les données. En dépit de ces problèmes, notre approche pour reconstruire l'irradiance à partir de bandes passantes fonctionne. Cela est mis en évidence en fin de chapitre avec l'utilisation de données réelles.

Dans un souci d'améliorer la reconstruction, nous avons également testé d'autres types de combinaison linéaire. L'ajout d'une constante ($I(\lambda_j, t) = \sum_i \theta_i(\lambda_j) F_i(t) + Cst_j$) n'améliore pas les résultats. Enfin, nous avons également envisagé des solutions en forçant les coefficients à être positifs, pour cela nous avons utilisé des méthodes de régression non linéaire de type Levenberg-Marquardt. Les résultats sont similaires avec une combinaison linéaire sans hypothèse sur les coefficients. Enfin, il serait peut être intéressant de considérer un modèle non linéaire, comme $I(\lambda_j, t) = \sum_i \theta_i(\lambda_j) F_i(t) + \sum_i \xi_i(\lambda_j) F_i(t)^2$. En effet, certaines longueurs d'onde se trouvent être en déphasage les unes par rapport autres sur le long terme, sous réserve des problèmes de dégradation (voir figure 3.9).

Ce chapitre pose les bases dans la définition d'un futur instrument. Fort de l'expérience développée dans ce chapitre, nous pouvons passer à l'étape suivante qui est de définir un nouvel instrument pour la caractérisation de l'irradiance dans l'UV. Mais l'expérience de l'instrument LYRA nous apporte de nouvelles contraintes instrumentales et technologiques, que nous allons présenter au prochain chapitre.

Chapitre 5

Perspectives Instrumentales

Sommaire

5.1 Aspects Technologiques 110
5.1.1 A propos des détecteurs 110
5.1.2 Dégradation des bandes passantes 114
5.1.3 Conclusions 124
5.2 Quels choix pour l'avenir ? 124
5.2.1 Une architecture sans filtres ? 125
5.2.2 Mise à l'épreuve 127
5.3 Conclusions 134

Les différents bandes passantes présentées dans cette étude peuvent être décomposées en deux parties : le filtre qui en principe sélectionne la bande spectrale que nous souhaitons observer, et le détecteur qui sert à mesurer le signal. Dans le chapitre précédent, nous avons défini une stratégie pour définir les bandes spectrales que nous devons observer pour pouvoir reconstruire la variabilité de l'irradiance dans l'UV. Les critères de sélection ne se limitent pas uniquement sur le choix des régions spectrales. La technologie des détecteurs utilisés, et surtout la résistance des bandes passantes face au rayonnement UV, sont d'autres critères tout aussi importants.

Afin de comprendre pourquoi nous avons toujours privilégié les détecteurs à base de diamant, nous allons présenter dans ce chapitre quels avantages présentent les détecteurs à large bande interdite par rapport à ceux à base de silicium. Il ne s'agit pas ici de seulement présenter les propriétés de ces matériaux, mais plutôt de montrer leurs avantages et inconvénients dans le cadre de l'observation de l'irradiance solaire spectrale dans l'UV. En utilisant notre approche statistique, nous mettons en évidence d'une manière originale comment la dégradation impacte l'information sur la variabilité de l'irradiance mesurée par les bandes passantes.

En utilisant nos résultats, nous proposerons en fin de chapitre une structure d'un genre nouveau pour un futur instrument.

5.1 Aspects Technologiques

5.1.1 A propos des détecteurs

Présentons en premier lieu quelques propriétés physiques des matériaux à la base des détecteurs. C'est important pour comprendre pourquoi la priorité est donnée au diamant plutôt qu'au silicium dans le chapitre 4. Dans un second temps, il me parait important de présenter également les différentes architectures des détecteurs, afin de donner un sens aux choix que nous allons faire pour la définition du futur instrument en fin de chapitre.

5.1.1.1 Quels matériaux ?

Le silicium est clairement le matériau de base pour toute l'électronique. Les procédés industriels sont largement développés pour ce matériau, contrairement à d'autres types de matériaux comme le diamant. Ainsi, pour toutes les applications spatiales, il est fréquent d'utiliser des détecteurs à semi-conducteur, utilisant principalement le silicium, car abondant donc peu cher, mais surtout technologiquement mature. Dans le cadre d'une préparation d'un instrument spatial, certaines exigences vis à vis des détecteurs sont formulées. Citons par exemple une consommation électrique peu élevée, ou encore une bonne sensibilité pour la gamme spectrale à étudier. Cela concerne également la résistance à la dégradation (qui conditionne la durée de vie du détecteur), due à la fois au rayonnement UV et aux particules énergétiques (protons solaires, particules des ceintures de radiation). L'idéal serait bien sûr de proposer un détecteur dont la durée de vie est au moins comparable à celle de la mission.

Nous allons dans un premier temps comparer les deux types de matériaux que proposent les instruments EUVS, LYRA et PREMOS, le diamant et le silicium. Le tableau 5.i résume quelques grandes propriétés physiques pour quelques semi-conducteurs utilisant des matériaux à large bande interdite, ainsi que pour le silicium. Tous les matériaux à large bande interdite représentent certainement l'avenir des détecteurs pour la mesure de l'irradiance solaire dans l'UV (i.e. Hochedez *et al.* (2000)), car ils sont entre autres peu sensibles à la lumière visible. Nous reviendrons un peu plus tard sur l'utilisation des autres matériaux à large bande interdite que le diamant.

TABLE 5.i. *Comparaison de quelques propriétés physiques pour différents matériaux à large bande interdite, et le silicium (Schuhle & Hochedez, 2010)*

Propriétés Physiques à 300K	Silicium	Diamant	AlN	GaN	cBN
Energie de la bande interdite (eV)	1.12	5.45	6.2	3.46	6.4
Longueur d'onde de coupure (nm)	1100	225	202	360	193
Paramètre de maille (Å)	5.43	3.57	3.11	3.19	3.61
Conductivité Thermique ($W.cm^{-1}.K^{-1}$)	1.27	20	3.3	1.95	7.4
Champ de rupture ($V.cm^{-1}$)	3.10^5	10^7	10^6	10^6	10^6
Energie pour créer une paire e-h (eV)	3.6	13	10.89	18.85	19

L'originalité du diamant vis à vis du silicium est avant tout l'importance de l'énergie de la bande interdite, $E_g \approx 5.45$ eV, ce qui le rend "aveugle" au rayonnement visible. En effet, seuls

les photons ayant une énergie supérieure à 5.45 eV, soit une longueur d'onde inférieure à 225 nm peuvent en théorie permettre le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Le silicium, avec une énergie de bande interdite beaucoup plus basse, $E_g \approx 1.12$ eV (soit en longueur d'onde 1100 nm), est grandement sensible à la lumière visible. Dans le contexte de cette étude, le pouvoir de réjection du diamant est particulièrement séduisant puisqu'il assure d'ores et déjà une augmentation intrinsèque du rapport signal sur bruit, la lumière visible étant assimilable ici à du bruit qui vient polluer la contribution de l'EUV. La figure 5.1 illustre parfaitement la chute abrupte autour de 225 nm pour quelques détecteurs au diamant.

Nous verrons dans la prochaine section que cette réjection de la lumière visible est également un atout si nous considérons que les filtres, en amont des détecteurs, peuvent se dégrader. La différence d'intensité entre le visible et l'UV est telle qu'un seul filtre est parfois insuffisant pour assurer une bonne réjection des émissions dans le visible.

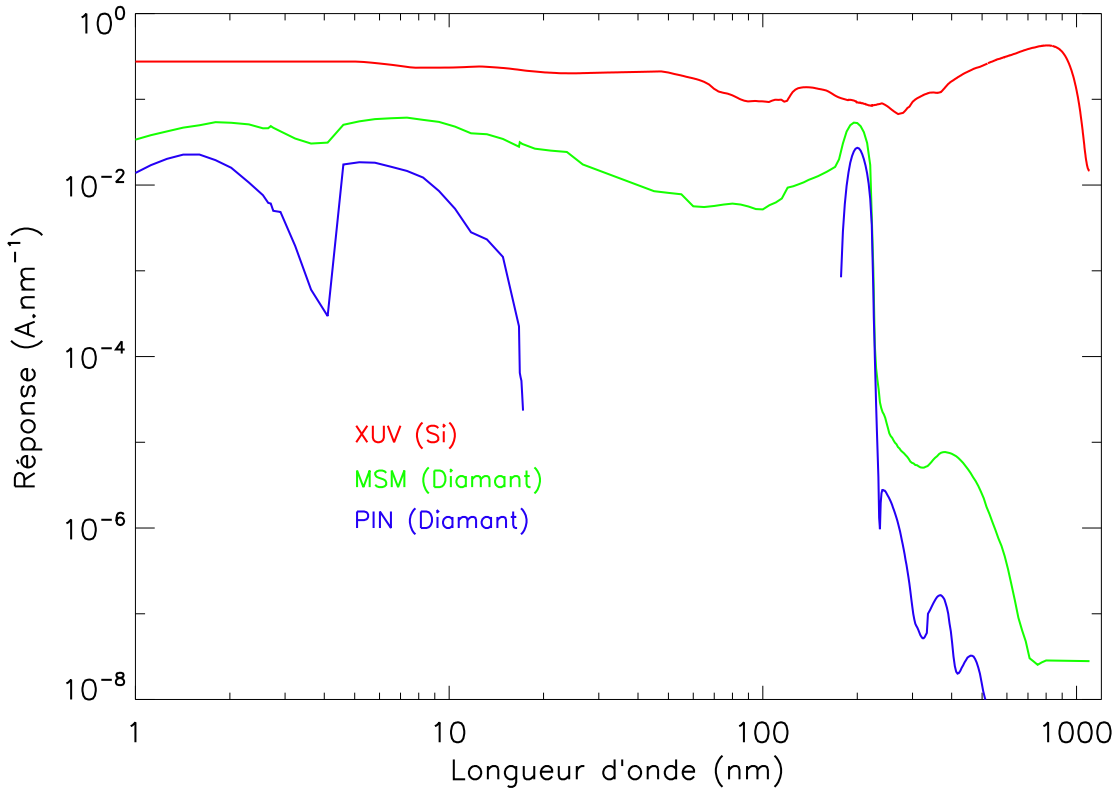

Figure 5.1. *Courbes de réponse pour différentes technologies de détecteurs. Avec l'aimable autorisation de l'Observatoire Royal de Belgique (ROB).*

La proximité des bandes de valence et de conduction rend le silicium particulièrement sensible à l'agitation thermique, à température ambiante. En effet, malgré les efforts pour obtenir un matériau le plus pur possible, il reste toujours des défauts, considérés comme des dopants, dans le réseau cristallin. Ces dopants représentent des zones intermédiaires d'énergie autorisées entre la bande de valence et la bande de conduction. Ainsi à température ambiante, les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour passer dans la bande de conduction, sans apport d'énergie

autre que thermique. Tout détecteur au silicium doit à priori être utilisé avec un système de refroidissement approprié pour limiter ce courant d'obscurité[1]. Notons que l'instrument LYRA ne possède pas de tels systèmes de refroidissement pour ses détecteurs au silicium. Les détecteurs au diamant n'ont pas besoin d'un tel système de refroidissement, et on peut donc aisément travailler à température ambiante.

Un autre paramètre intéressant est le paramètre de maille de la structure cristalline des deux matériaux. Le silicium, comme le diamant, a une structure cristalline "Cubique Face Centrée" (CFC), structure particulièrement robuste. Mais le diamant a une structure beaucoup plus compacte, avec un paramètre de maille plus petit. Le diamant est beaucoup plus résistant que le silicium car beaucoup moins sujet à une dégradation cristalline, même face au rayonnement dans l'UV. Cette propriété est très importante, en effet, car elle assure d'un point de vue théorique la longévité du détecteur au diamant par rapport au silicium. De nombreuses études ont par ailleurs montré que les structures au diamant sont plus robustes que celles au silicium sous un rayonnement UV et lors de bombardement de particules énergétiques (α, p+, n, γ...) (Giordanengo *et al.*, 2009).

La conductivité thermique du diamant est beaucoup plus élevée que celle du silicium. Cela signifie que le détecteur au diamant est beaucoup plus efficace pour évacuer la chaleur, ou bien l'énergie thermique, accumulée par l'exposition sous le rayonnement solaire. Ceci est également un paramètre important car la chaleur est également un paramètre qui compromet la durée de vie d'un composant. Ainsi, plus le composant a la capacité d'évacuer naturellement la chaleur, plus sa durée de vie est grande.

Le dernier paramètre concerne principalement la sensibilité du détecteur. L'interaction des photons dans le semi-conducteur crée des paires électron-trou. Sous l'action d'un champ électrique (appliqué ou bien induit), ces porteurs de charges libres vont migrer dans le matériau jusqu'aux électrodes. La variation du signal ainsi enregistrée est proportionnelle à l'énergie du photon incident. Toutefois, l'énergie pour créer les paires électron-trou ne dépend pas uniquement de l'énergie de la bande interdite (e.g. $E_g \approx 5.45$ eV pour le diamant). Il faut un photon d'énergie de la bande interdite pour au moins en créer une paire. L'énergie nécessaire à la création d'autres paires électron-trou est ensuite plus importante : des processus de relaxation du réseau cristallin, notamment due à la thermalisation des électrons excités par le flux incident, doivent être pris en compte pour déterminer l'énergie nécessaire pour la formation des paires suivantes d'électron-trou. Ainsi, si nous considérons un photon de longueur d'onde égale à 20 nm, soit une énergie de 62 eV, il peut créer 17 paires électron-trou dans le silicium, contre 4.7 paires électron-trou pour le diamant. Pour un même flux, le silicium est intrinsèquement plus sensible que le diamant, ce qui reste un point positif pour le silicium.

Le diamant est aujourd'hui un matériau dont les procédés de fabrication commencent à être bien maîtrisés ce qui rend ce matériau particulièrement intéressant par rapport au silicium. Les nombreux avantages des détecteurs au diamant comparé aux détecteurs au silicium nous permettent de mettre en avant les bandes passantes qui utilisent le diamant, comme l'instrument LYRA. Voici une des raisons qui nous pousse à utiliser les bandes passantes utilisant le diamant, notamment dans le chapitre 4.

1. Le courant d'obscurité ou bien courant de fuite est le courant que traverse effectivement le détecteur alors que celui-ci n'est soumis à aucun flux photonique

Différentes architectures pour ces détecteurs sont possibles, impliquant des modes de fonctionnement différents. Nous allons brièvement les passer en revue dans la prochaine section.

5.1.1.2 Les différentes architectures

Les bandes passantes de l'instrument LYRA utilisent deux types d'architectures, présentant des caractéristiques différentes :

- Les photodiodes (PIN) : on considère ici une des architectures les plus utilisées en général. Une couche de semiconducteur dopé p se trouve au-dessus d'une couche intrinsèque (i) de semiconducteur (i.e. non dopé), elle même au-dessus d'une couche de semiconducteur dopé n. Une telle structure génère naturellement un champ électrique entre les régions p et n. Ainsi, les paires électron-trou migrent naturellement vers des électrodes situées sur les couches dopées. Dans le cas de LYRA, un structure N-i-P est préféré, afin que les photoélectrons générés ne se recombinent pas avec les trous de la couche P. La structure étant verticale, on doit considérer les profondeurs de pénétration des photons en fonction de l'énergie. Il s'avère que les semiconducteurs absorbent particulièrement bien les photons entre 20 et 180 nm. Pour ces longueurs d'onde, la génération de photoporteurs (i.e. les paires électron-trous) se fait sur les premières couches atomiques du semiconducteur. Aucun photoporteur n'est généré dans la couche intrinsèque, et donc aucun courant n'est mesuré en sortie. Cela explique pourquoi sur la figure 5.1 aucun signal n'est observé entre 20 et 180 nm pour la photodiode PIN 7. Un courant négatif peut même être observé, à l'origine d'une photo-émission du détecteur. Notons que l'épaisseur des couches N et P induit directement sur la sélection en longueur d'onde. Cette architecture n'est utilisée que pour les bandes passantes de Herzberg.
- Les photo-conducteurs (ici Metal-Semiconducteur-Metal (MSM)) : un semiconducteur se trouve entre deux métaux qui assurent des contacts ohmiques [2]. Un traitement thermique sur l'ensemble de la structure est nécessaire afin de réaliser de bons contacts ohmiques entre les électrodes (le métal) et le semiconducteur (qui doit être dopé afin d'assurer la conduction). Cela permet une bonne fusion entre les différentes couches. Un champ électrique est appliqué entre les deux électrodes de manière à collecter les porteurs de charges libres engendrés par le flux photonique. La configuration est planaire, ce qui n'est pas sans causer quelques problèmes. En effet, la profondeur d'absorption des photons par le semiconducteur est une fonction de la longueur d'onde : les photons de la bande spectrale du FUV sont absorbés par les premières couches du matériau, là où le matériau présente le plus de défauts (i.e. en surface). Les procédés de fabrication de telles structures au diamant sont encore peu matures, si bien que la rugosité du matériau doit être considérée : lors de la génération de photoporteurs, ces derniers remplissent en premier lieu les défauts. Une fois tous ces défauts "remplis", les électrodes peuvent enfin collecter les photoporteurs. Ce paramètre joue finalement sur le temps de réponse du détecteur en lui même. Ainsi, les détecteurs MSM de LYRA présentent une dynamique relativement lente, quelques minutes avant que le signal ne se stabilise. La réponse est légèrement plus rapide dans le cas des canaux d'aluminium et zirconium, car l'absorption se fait plus en profondeur, où il y a moins de défauts. Une solution pour éviter ce problème serait évidemment d'augmenter le champ électrique entre les électrodes (i.e. les contacts métaux), ce qui fournirait l'énergie suffisante aux photoporteurs pour ne pas être piégé par les défauts. Deux solutions s'offrent à nous : soit la distance entre les électrodes est réduite, ou bien tout simplement augmenter le champ appliqué aux bornes. Les MSM à bord de LYRA sont actuellement soumis à

2. On considère un contact ohmique lorsque le courant I est proportionnel à la tension V

5V, et la distance séparant les électrodes est de 15 μm. De récentes études ont montré que la distance entre les électrodes peut être réduite, et ceci pour un grande nombre de semiconducteurs à large bande interdite (i.e. Benmoussa *et al.* (2008)). Ceci fait intervenir le paramètre de champ de rupture du tableau 5.i : une telle prouesse technologique est impossible avec le silicium, le champ électrique généré étant trop important pour assurer l'intégrité structurelle d'une telle architecture.

5.1.1.3 Conclusions

Ainsi, les matériaux à large bande interdite, tel que le diamant, présentent d'énormes avantages comparé au silicium, si bien que notre choix se tourne vers ce type de détecteurs lorsque l'occasion se présente (voir chapitre 4). Toutefois, nous devons nous assurer que le système filtre-détecteur choisi pour reconstruire l'irradiance solaire dans l'UV soit stable sur le long terme. Malheureusement, aucune étude approfondie de la dégradation de tels systèmes n'a été faite, si bien que nous disposons de très peu d'indices. L'expérience de LYRA nous apporte tout de même quelques informations que nous allons à présent détailler.

5.1.2 Dégradation des bandes passantes

La dégradation des bandes passantes au fil du temps est un paramètre qui conditionne clairement l'instrument futur utilisé pour reconstruire l'irradiance solaire dans l'UV. Les bandes passantes doivent satisfaire de nombreux critères. Une durée de vie importante, au moins équivalente à celle de la mission, est un de ces critères (la durée nominale de la mission PROBA-2 est de deux ans par exemple). Exposés tout particulièrement au rayonnement UV, mais également soumis à un environnement soumis à un bombardement de particules de haute énergie, les systèmes filtres-détecteurs sont soumis à des contraintes très fortes qui peuvent conduire à leur dégradation.

L'expérience de LYRA montre que les détecteurs sont plutôt stables dans le temps, si bien que nous focalisons notre attention tout particulièrement sur la dégradation des filtres en amont des détecteurs. Nous pouvons distinguer deux types de dégradation que nous traiterons séparément : le premier concerne une chute globale de l'intensité mesurée par le système, liée à une contamination des filtres. Le second type de dégradation concerne plutôt un changement de la réponse spectrale du système.

5.1.2.1 Contamination des filtres

Les semaines qui suivirent la première lumière de l'instrument LYRA, l'équipe scientifique en charge de cet instrument constata une forte diminution de l'intensité du signal pour quelques bandes passantes de l'unité 2 (utilisée quotidiennement, avec des détecteurs au diamant). La figure 5.2 présente la courbe d'irradiance (non calibrée) pour la bandes passante de Lyman α : au bout de 30 jours, plus de 50% du signal avait été perdu, et la perte était de plus de 90% au bout de 200 jours. Un comportement similaire pour le canal de Herzberg fut observé, avec une baisse d'environ 35% au bout de 30 jours, et près de 85% au bout de 200 jours. La degradation fut en revanche peu perceptible pour l'aluminium et le zirconium (moins de 5% environ).

Ce genre de phénomène est connu. Beaucoup de missions solaires incluant des radiomètres ou bien des filtres à très large bande font état d'une baisse importante du flux mesuré due à un problème de dégradation de filtres. Nous pouvons citer comme exemple la mission EURECA,

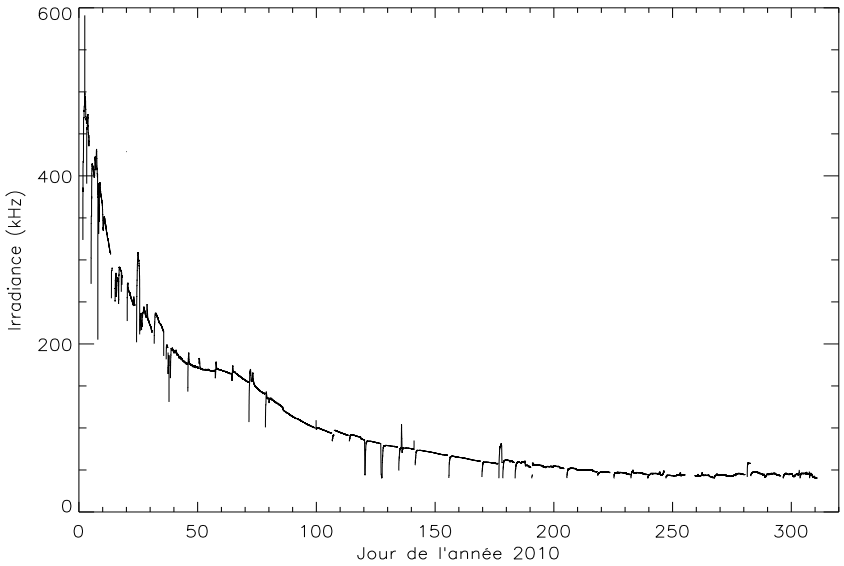

Figure 5.2. *Courbe d'irradiance lissée sur une heure pour la bande passante de Lyman α (détecteur au diamant) pour l'année 2010. Avec l'aimable autorisation du ROB.*

où la sensibilité pour un filtre du proche UV (autour de 330 nm) chuta de 70% au bout de 200 jours de mission (Wehrli *et al.*, 1996). L'instrument SUSIM subit également un phénomène similaire : ce spectromètre utilise des filtres en amont du réseau afin d'atténuer le flux solaire. Ces filtres, de composition à base de MgF_2, sont similaires à ceux de LYRA pour Lyman α et Herzberg. La dégradation fut telle que l'intensité mesurée chuta de près de 75% au bout de 200 jours de missions pour la bande spectrale entre 118 et 128 nm (Floyd, 1999).

Dans tous les cas, cette perte importante de flux peut s'expliquer par un phénomène de contamination des filtres. Des matériaux organiques, assimilés ici à des contaminants, subissent une polymérisation en masse sous l'effet des rayons solaires UV. Il se forme des couches de carbone au-dessus des systèmes optiques qui filtrent la lumière solaire, laissant passer principalement les longueurs d'onde inférieures à 20 nm. C'est l'épaisseur de cette couche qui régule par la suite la transmittivité totale du filtre. L'origine de ces contaminants est plutôt obscure : apparaissent-ils suite au dégazage des satellites ou bien sont-ils toujours présents à la surface des systèmes optiques ? Pour limiter la contamination, de tels instruments requièrent nécessairement des salles blanches lors de leur construction, ce qui augmente forcément les coûts. Certains filtres semblent avoir une certaine prédisposition à la contamination : l'expérience montre que les filtres à base de quartz et de MgF_2 y sont plus sensibles que les filtres pour l'EUV, comme le zirconium ou l'aluminium. La dégradation de l'instrument TIMED/XPS, utilisant également des filtres, est même quasi-nulle.

S'appuyant soit sur des indices solaires comme l'indice du magnésium pour SUSIM (Floyd, 1999) ou bien soit sur des données d'irradiance des satellites SORCE et TIMED pour LYRA (Dammasch, communication personnelle), la dégradation est ainsi modélisée de façon empirique. Aucune étude en laboratoire sur l'évolution de la réponse spectrale des filtres en fonction de leur contamination n'a en effet été effectuée. Les contraintes expérimentales étant inexistantes, nous n'avons pas d'autre choix que d'utiliser d'autres mesures d'irradiance solaire dans l'UV pour calibrer les données, ce qui limite fortement l'indépendance des résultats. Les futurs instruments

dévolus à la mesure de l'irradiance ne peuvent se passer d'études en laboratoire sur ce phénomène de contamination. Nous recommandons vivement que de telles études interviennent avant l'envoi de nouveaux instruments, afin d'assurer une parfaite indépendance des résultats.

En plus de la contamination, Wehrli *et al.* (1996) remarquèrent que la réponse spectrale des filtres évoluait. Voyons à présent l'impact de la dégradation sur le changement spectral des filtres.

5.1.2.2 Changement de la réponse spectrale des filtres

Cette question sur le changement spectral de la réponse d'une bande passante est un point encore plus critique que la seule dégradation due à la contamination que nous venons de présenter. En effet, cela influe directement sur l'information à propos de la variabilité solaire contenue dans le signal. Le flux solaire dans l'UV est suffisamment énergétique pour altérer la composition des filtres. Nous allons ainsi distinguer deux phénomènes physiques. D'abord l'érosion en surface qui modifie la structure des filtres interférentiels et donc la réponse pour des bandes spectrales spécifiques. Enfin, la formation de trous aux endroits les plus fragiles du filtre. Alors que le matériau intrinsèque du filtre permet le passage d'une bande spectrale spécifique, les trous laissent en revanche passer tout le spectre électromagnétique, et en particulier du rayonnement visible qui peut polluer la mesure.

Osantowski *et al.* (1991) présentent la caractérisation de la dégradation de plusieurs filtres après une utilisation spatiale. Ils constatent un léger changement de la réponse spectrale pour de nombreux matériaux, notamment pour des échantillons utilisant des revêtements de type Al+MgF_2 (bande passante entre 120 et 200 nm), comme ceux utilisés par LYRA. Ils concluent qu'en l'absence de contamination, ces filtres sont particulièrement stables dans l'espace pour de faibles durées d'utilisation ($\approx$ 50 heures). Pour une durée de 10 mois en revanche, la réponse spectrale diminue de 30% pour les longueurs d'onde autour de 160 nm certainement dû à une modification des couches en surface du filtre. Le signal mesuré serait dans ce cas plus faible. Nous avons vérifié qu'une telle modification de la réponse spectrale ne change pas l'information à propos de la variabilité de l'irradiance solaire. L'information est quasiment la même avant et après modification de la réponse spectrale, comme le montre la figure 5.5.b) (positions représentées par un triangle et un losange). En dehors de la contamination en surface, les filtres semblent stables. Toutefois, trop peu d'études ont été faites, si bien que beaucoup de résultats restent à l'état de suppositions.

A présent, qu'advient-il si des trous apparaissent ? Si l'étude de la contamination dépasse de loin le cadre de cette thèse, la modélisation théorique des impacts des trous sur les bandes passantes est à notre portée.

Considérons à présent des filtres poreux, dont la porosité augmente en fonction du temps d'exposition au rayonnement UV. Nous nous appuyons sur les travaux de Dominique *et al.* (2009) pour formuler la transmittivité de la bande passante. Sous l'hypothèse que seul le filtre se dégrade, le détecteur ne montrant par expérience aucun signe de faiblesse, nous pouvons écrire la transmittivité d'un filtre poreux comme :

$$T_{filtre\ poreux} = P[1 - J_0^2(\frac{2\pi r^2}{\lambda L}) - J_1^2(\frac{2\pi r^2}{\lambda L})] \tag{5.1}$$

avec, P la porosité du filtre qui est le rapport entre la surface totale du filtre et l'aire des trous, comme $P = \frac{S_{trou}}{A_{total}}$ (par définition, $0 \leq P \leq 1$). Les fonctions J représentent les fonctions de Bessel de premier et second ordre, r et L représentent respectivement le rayon et la profondeur moyens des trous. En première approximation, les effets de diffraction peuvent être négligés si le diamètre des trous est plus grand que les longueurs d'onde considérées ($2\pi r^2 \gg \lambda L$). Les fonctions de Bessel tendent vers zéro, si bien que la transmittivité pour la partie poreuse du filtre se résume au seul terme de porosité P. Le reste du filtre, non poreux, conserve la transmittivité intrinsèque au matériau qui le compose, à savoir $T_{materiau}$. La fonction de transfert, F, du système filtre et détecteur (D) peut s'écrire telle que

$$F = [P + (1 - P)T_{materiau}] \times D \tag{5.2}$$

Prenons l'exemple de la bande passante de l'aluminium, avec une bande spectrale nominale définie entre 17 et 80 nm. La figure 5.3 présente la transmittivité en fonction de différents niveaux de porosité. Pour des niveaux relativement élevés (par exemple $P = 0.01$), la contribution du visible est presque du même ordre de grandeur que la bande spectrale désirée, entre 17 et 80 nm. Ceci montre à quel point il est nécessaire d'avoir une bonne réjection du visible, d'où le rôle important du détecteur.

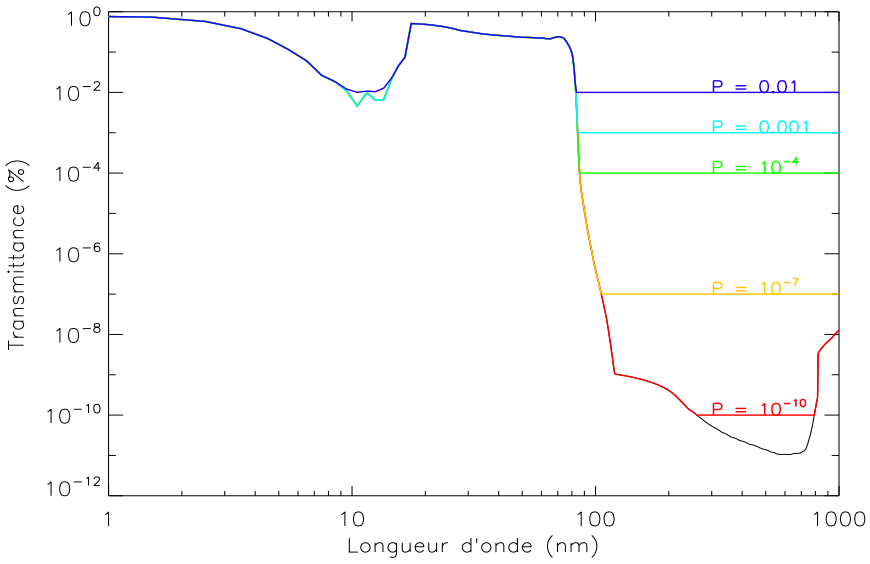

Figure 5.3. *Courbe de transmittivité pour le filtre aluminium utilisée par LYRA, avec différents niveaux de porosité.*

Nous pouvons coupler la réponse de tels filtres poreux avec des détecteurs au diamant et ceux à base de silicium. L'intégration sur l'ensemble du spectre permet d'obtenir la réponse du système filtre-détecteur comme définie par le modèle radiométrique (voir section 4.1.2). Les figures 5.4 présentent la réponse spectrale obtenue pour différents niveaux de porosité, pour un détecteur au diamant (type MSM) et un au silicium.

Nous pouvons définir la pureté d'un signal comme le rapport entre le courant obtenu pour un filtre non dégradé (i.e. non poreux) sur celui obtenu pour un filtre partiellement poreux. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.ii. Nous pouvons remarquer que la pureté chute

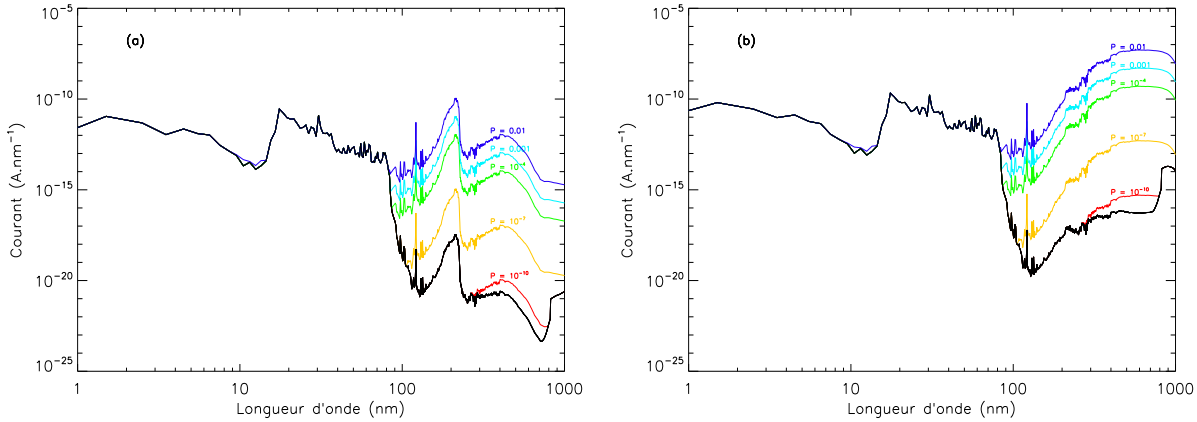

FIGURE 5.4. *Réponse spectrale du système filtre-détecteur pour différents niveaux de porosité, dans le cas d'un détecteur au diamant (a), et un à base de silicium (b).*

drastiquement pour des détecteurs au silicium, ce que nous pouvions déjà pressentir après avoir vu les courbes de la figure 5.4. Pour des taux de porosité d'environ $P = 10^{-4}$, la variabilité du signal est assimilable à celle du rayonnement visible dans le cas du silicium, alors que près de 89% du signal peut toujours être attribué au rayonnement UV dans le cas du détecteur au diamant. En revanche, pour une porosité supérieure, la contribution du signal UV se noie dans celle du visible quelque soit la nature du détecteur.

Nous procédons de la même manière pour les autres bandes passantes de l'instrument LYRA, les canaux du Zirconium, de Lyman α pour les deux types de détecteurs, afin d'évaluer l'utilité du diamant pour d'autres bandes passantes. Pour le canal Herzberg, l'instrument LYRA utilise uniquement des détecteurs au diamant. Dans ce cas, la pureté reste toujours proche de 100% même pour une porosité d'environ $P = 10^{-2}$. Le tableau 5.ii résume les résultats de pureté pour les canaux du Zirconium et Lyman α.

TABLE 5.ii. *Pureté (en %) des signaux obtenus pour différents niveaux de porosité dans le cas d'un détecteur au diamant et un autre à base de silicium.*

	Pureté (%)					
	Aluminium		Zirconium		Lyman α	
Porosité	Diamant	Silicium	Diamant	Silicium	Diamant	Silicium
0	100	100	100	100	100	100
10^{-10}	99.9	99.9	100	100	100	100
10^{-7}	99.8	86.7	99.9	99.9	99.9	9
10^{-4}	88.9	0.63	73	9.7	7.8	9.10^{-3}
10^{-3}	44.6	6.10^{-2}	21	1	0.8	9.10^{-4}
10^{-2}	7.5	6.10^{-3}	2.5	9.10^{-2}	8.10^{-2}	9.10^{-5}

Nous rappelons ici qu'en plus du niveau absolu du signal, l'information qui nous intéresse reste l'origine de la variabilité. Or le manque de pureté rend l'attribution de cette variabilité très délicate. En effet, rien ne nous dit que la variabilité d'une bande passante dont la porosité en moyenne atteint 10^{-4} est assimilable à celle du visible, de l'UV proche ou encore de l'EUV. Cela limite fortement l'utilisation de telles bandes passantes dégradées dans le cadre de la

reconstruction de la variabilité de l'irradiance solaire dans l'UV. Il est en revanche facile de se prononcer pour les bandes passantes dont les filtres sont extrêmement poreux, où la pureté est largement inférieure à l'unité. Par rapport aux courbes présentées par la figure 5.4, nous pouvons nous douter que c'est la variabilité attribuée au visible qui va dominer (toujours pour un Soleil non éruptif).

Qu'en est-il pour les niveaux moins élevés de porosité ? Prenons le cas de la bande passante Lyman α : nous pouvons constater pour des niveaux de porosité différents une pureté similaire (9% pour le silicium contre 7.8% pour le diamant), mais qu'en est-il de la variabilité ? Observe-t-on également une variabilité similaire ? Afin de répondre plus globalement à cette question, nous pouvons de nouveau utiliser les outils statistiques, et notamment les représentations graphiques en 2-D pour caractériser la variabilité des bandes passantes en fonction du niveau de porosité. Les figures 5.5 présentent les résultats pour les deux types de technologies, diamant et silicium. Nous nous focalisons ici sur la variabilité à court terme (inférieure à 81 jours).

La figure 5.5.a présente la distribution des bandes passantes sur le plan 2D, comme présenté au chapitre 4, et montre en plus l'évolution des bandes passantes (Aluminium, Zirconium et Lyman α), dont le détecteur est à base de silicium, pour différents niveaux de porosité. Nous avons déjà eu l'occasion de discuter à propos de cette représentation graphique concernant le spectre solaire entre 1 et 1000 nm (voir section 3.2.2). Rappelons que l'axe 1 représente principalement la contribution des taches solaires (sombres, comme vus dans le visible), et l'axe 2, la contribution brillante des facules. Par souci de clarté, le premier niveau de porosité indiqué pour une bande passante donnée correspond au dernier niveau où aucun changement dans la variabilité n'est observée. Par exemple, si nous considérons la bande passante de l'aluminium, le premier niveau de porosité indiqué sur la figure est 10^{-7}, cela signifie que tous les niveaux inférieurs de porosité partagent la même position sur cette figure, soit la même variabilité. Nous pouvons noter que pour une porosité d'environ 10^{-4} (10^{-7} pour Lyman α), la variabilité du signal ne partage plus la même cohérence que celui de l'intervalle spectral que ces bandes passantes sont censées représenter. Pour de plus hauts niveaux de porosité, nous pouvons voir que la variabilité du signal de telles bandes passantes dégradées est même plus proche de celle du visible et de l'infrarouge. De tels filtres ainsi dégradés ne présentent plus aucun intérêt pour la reconstruction de l'irradiance dans l'UV.

La figure 5.5.b présente l'évolution des bandes passantes de l'unité 2 de l'instrument LYRA, utilisant des détecteurs au diamant. Nous pouvons constater que la bande passante de Lyman α présente la plus grande dispersion parmi celles utilisant un détecteur au diamant. Pour un niveau faible de porosité, nous pouvons observer un changement spectral, la bande passante étant de plus en plus sensible aux longueurs d'onde du MUV, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.5.b). Pour les bandes passantes de l'aluminium et du zirconium, il faut une porosité d'environ 10^{-4} pour observer un premier changement dans la nature de la variabilité, et encore, cela n'affecte pas vraiment la représentativité de ces bandes passantes vis à vis de la bande spectrale observée puisque les points pour P = 10^{-4} et P= 10^{-3} sont très rapprochés. Il faut avoir une forte porosité, atteignant 10^{-2}, pour observer un changement significatif : les bandes passantes ainsi dégradées représentent mieux la bande spectrale FUV que celle de l'EUV. Ceci peut être important dans le cas où nous voudrions utiliser cette bande passante pour reconstruire l'EUV. Enfin, la bande passante de Herzberg constitue la plus stable de toutes, puisque nous n'observons aucun changement significatif dans la nature de la variabilité quelque soit le niveau de porosité.

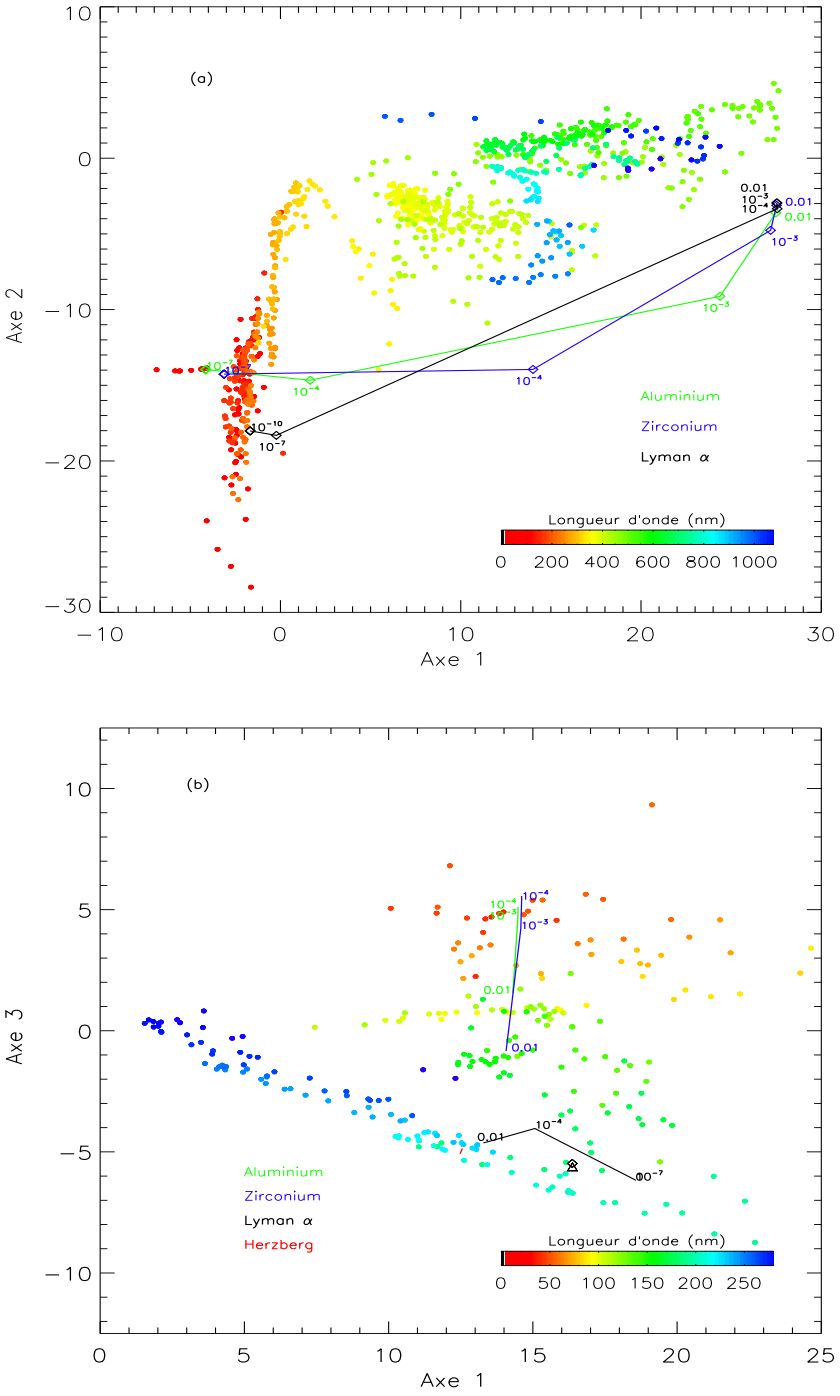

FIGURE 5.5. *Représentations en 2-D de la variabilité de l'irradiance solaire entre 1 et 1000 nm (a), et entre 1 et 280 nm (b). Les bandes passantes de l'instrument de LYRA sont également représentées selon le matériau de base utilisé : le silicium en (a), et le diamant en (b). Chaque bande passante est déclinée en plusieurs niveaux de porosité, indiqué à coté de la position de la dite bande passante. Les positions des filtres à base de MgF_2 (bande passante entre 120 et 200 nm), avant et après dégradation, sont représentées respectivement par un triangle et un losange.*

Nous pouvons affirmer que l'utilisation du diamant est en général bien plus pertinente que celle des technologies à base de silicium. Si nous avons déjà évoqué une meilleure résistance à la dégradation du détecteur en lui-même (voir section 5.1.1), il s'avère que le diamant est à même de compenser l'impact de la dégradation du filtre, en limitant la contribution du visible. La variabilité du signal peut aisément être attribuée à celle de l'UV pour tous les niveaux de porosité que nous avons étudiés. Notre étude montre que l'utilisation de détecteurs au diamant est indispensable, et par extension tous matériaux à large bande interdite.

Aucune étude approfondie de ce phénomène de changement de la réponse spectrale n'a été effectuée pour l'instant. Il est important d'initier des études de caractérisation de l'évolution de la porosité au cours du temps pour ces systèmes filtre-détecteurs. Cela me paraît d'autant plus nécessaire dans une volonté de mesurer la variabilité de l'irradiance solaire dans l'UV sur le long terme. La caractérisation de cette dégradation ainsi que le problème de contamination des filtres doivent être considérés comme des sujets prioritaires avant de lancer une future génération d'instruments. L'utilisation de bandes passantes pour reconstruire la variabilité de l'irradiance dans l'UV comme nous l'avons présentée au chapitre 4 passe avant tout par une parfaite caractérisation aussi bien de la réponse spectrale que de son évolution dans le temps. Nous pouvons conclure sur le fait que la pureté ne peut pas être un indice à propos de la représentativité d'une bande passante vis à vis d'une bande spectrale. En effet, même pour des pourcentages de pureté comparable, 9% pour le silicium, 7.8% pour le diamant, l'information à propos de la variabilité du signal fournie par les bandes passantes Lyman α ne sont clairement pas les mêmes (le FUV pour le diamant, rien de bien spécifique pour le silicium) comme nous pouvons le voir sur les figures 5.5 a et b.

Nous avons déjà présenté quelques exemples de dégradation des données de LYRA, a priori dues à la contamination des filtres (figure 5.2). Y a t-il dans les données des indices sur le changement spectral de la réponse des filtres ? Il est difficile a priori de répondre à cette question en n'étudiant que les séries temporelles. En effet, il faut pour cela avoir des données d'irradiance bien calibrées sur une période de temps conséquente pour pouvoir observer un changement de la variabilité, synonyme de changement spectrale de la réponse des filtres.

Lors de mon séjour à Bruxelles en décembre 2010 dans le cadre du "Guest Investigator Program" de la mission PROBA 2, j'ai eu l'opportunité de travailler sur les observations de l'instrument LYRA lors de la saison des occultations. L'annexe D présente en détail les mesures de l'instrument LYRA lors des phases d'occultation. Ces observations nous offrent une intéressante alternative pour étudier un éventuel changement de la réponse spectrale des bandes passantes. Le satellite PROBA 2 entre dans une phase d'éclipses successives entre novembre et février de chaque année (une éclipse par orbite environ). Lorsque le satellite commence à entrer dans l'ombre de la Terre, la ligne de visée de l'instrument LYRA pointant vers le Soleil passe à travers l'atmosphère terrestre. Ainsi, l'instrument sonde des couches de plus en plus épaisses d'atmosphère au fur et à mesure de cette phase descendante du satellite. L'absorption du flux solaire par l'atmosphère terrestre est une fonction de la longueur d'onde comme nous l'avons vu au chapitre 1. L'altitude tangentielle du satellite, z, représente la hauteur entre la ligne de visée et sa projection orthogonale au sol. Par définition, aucun rayon lumineux n'atteint le satellite lorsque $z = 0$. La figure 5.6 illustre l'absorption en fonction de la longueur d'onde. Chaque courbe se réfère à une bande passante de LYRA, avec des moments d'extinction différents plus ou moins en accord avec la bande spectrale que les filtres sont censés décrire. Ainsi, le flux EUV

puis UV va être absorbé, si bien que seuls le visible et l'infrarouge pourront a priori être observés par les bandes passantes pendant un certain temps. Cela nous offre une intéressante possibilité d'étudier la réponse spectrale des bandes passantes notamment dans le visible et surtout leurs évolutions.

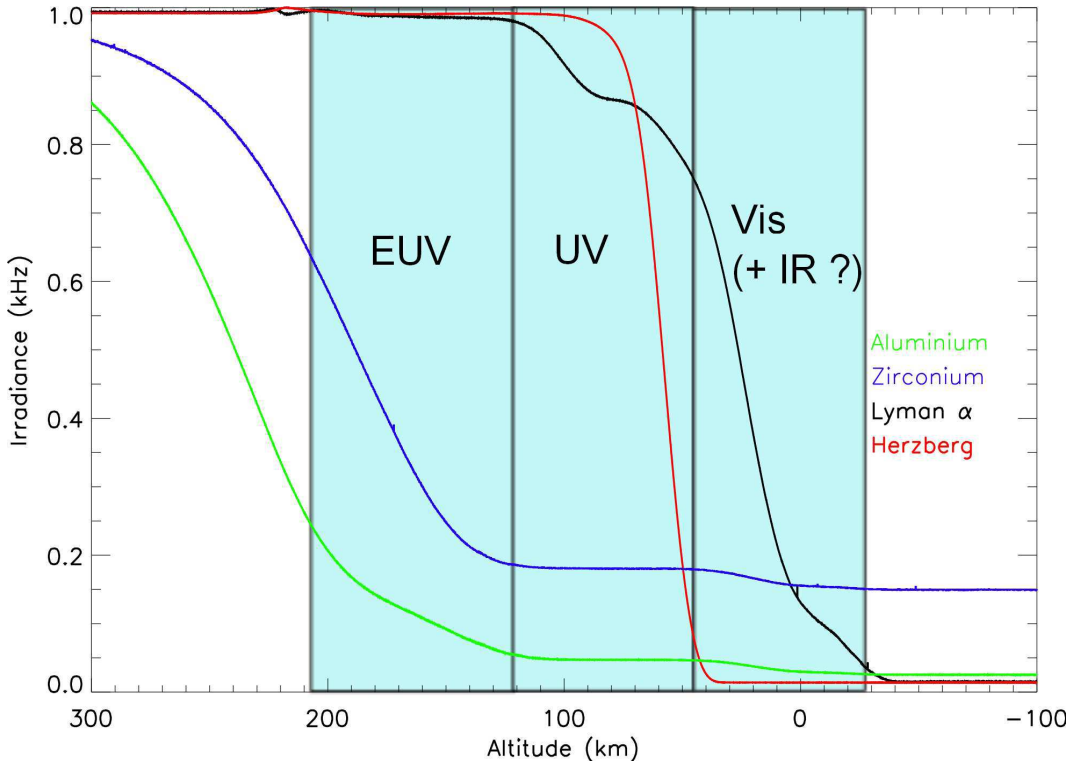

FIGURE 5.6. *Courbes d'irradiance pour les quatre canaux de l'unité 3 du LYRA lors d'une occultation au mois de novembre 2010. Les altitudes d'extinction pour une bande spectrale (EUV, UV ou Visible) sont données à titre indicatif. Rappellons les bandes passantes nominales des canaux de LYRA : Al (17-80 nm), Zr (6-20 nm), Lyman α (120-123 nm), et Hb (200-220 nm).*

Comparons les mesures de LYRA lors des phases d'occultation en début et en fin d'année 2010 afin de déceler si il y a une différence lors de l'extinction. Cette étude ne peut en revanche être effectuée que pour les bandes passantes utilisant des détecteurs au silicium. En effet, la dynamique lente des détecteurs au diamant de LYRA (MSM) rend délicate toute étude des mesures lors des phases d'occultation. Seuls les résultats obtenus pour la bande passante Lyman α sont présentés ici, les autres bandes passantes sont étudiés en annexe D. La figure 5.7 présente les mesures d'irradiance lors d'une éclipse le 6 janvier 2010 (jour de mise en service de LYRA) en noir, et pour trois autres éclipses en novembre 2010 (en couleur). Nous pouvons remarquer déjà la baisse flagrante d'intensité, de l'ordre de 19%, qui peut éventuellement s'expliquer par la contamination du filtre. L'autre remarque tout aussi intéressante concerne le moment de l'extinction des courbes et le petit plateau qui s'ensuit. L'intensité du signal est plus importante pour les mesures récentes. Ceci peut paraitre contre-intuitif car lorsque l'on parle de degradation, c'est toujours synonyme de diminution. Ceci suggère fortement que la réponse de la bande passante a évolué entre janvier et novembre 2010. La bande passante semble à présent plus sensible au rayonnement dans le NUV, voire dans le visible, qu'elle ne l'était au début de l'année 2010.

Pour des altitudes tangentielles négatives, notons que les courbes d'irradiance ne superposent pas. Ce phénomène ne s'observe que pour le canal LYRA Ly, mais il n'est pas encore compris aujourd'hui. Deux hypothèses sont actuellement avancées : le canal est soit sensible à l'émission infrarouge de l'atmosphère terrestre, ou bien soit à l'émission géocoronale.

L'unité 3, utilisant uniquement des détecteurs au silicium, a été utilisé une cinquantaine d'heures entre les mesures de janvier et de novembre 2010. Il est a priori difficile pour que des trous apparaissent sur de tels filtres (Lyman α et Herzberg notamment, étant des filtres multicouches). Mais tout indique qu'il y a bien eu un changement de la réponse spectrale du filtre, celui-ci étant a priori plus sensible au NUV voire au visible. Cela suggère donc fortement qu'il y ait eu un changement dans la réponse spectrale : l'origine de ce changement est multiple comme nous l'avons déjà dit, comme la présence de trous à la surface du filtre, une couche de contaminant ou bien une dégradation structurelle du filtre (i.e. modification des couches interférentiels), même après une faible durée d'exposition. Cette signature a été observée pour le cas de la bande passante Lyman α uniquement, qui est particulièrement sensible à ces dégradations.

Il est très difficile de conclure si oui ou non il y a un changement dans la réponse spectrale pour les autres canaux, car nous avons peu de données. D'autres études doivent être menées afin de conclure. La question se pose d'autant plus pour l'unité 2, utilisée quotidiennement. La durée d'exposition étant largement supérieures à 50 heures, il peut y avoir éventuellement des changements de réponse spectrale pour les autres bandes passantes (aluminium et zirconium principalement).

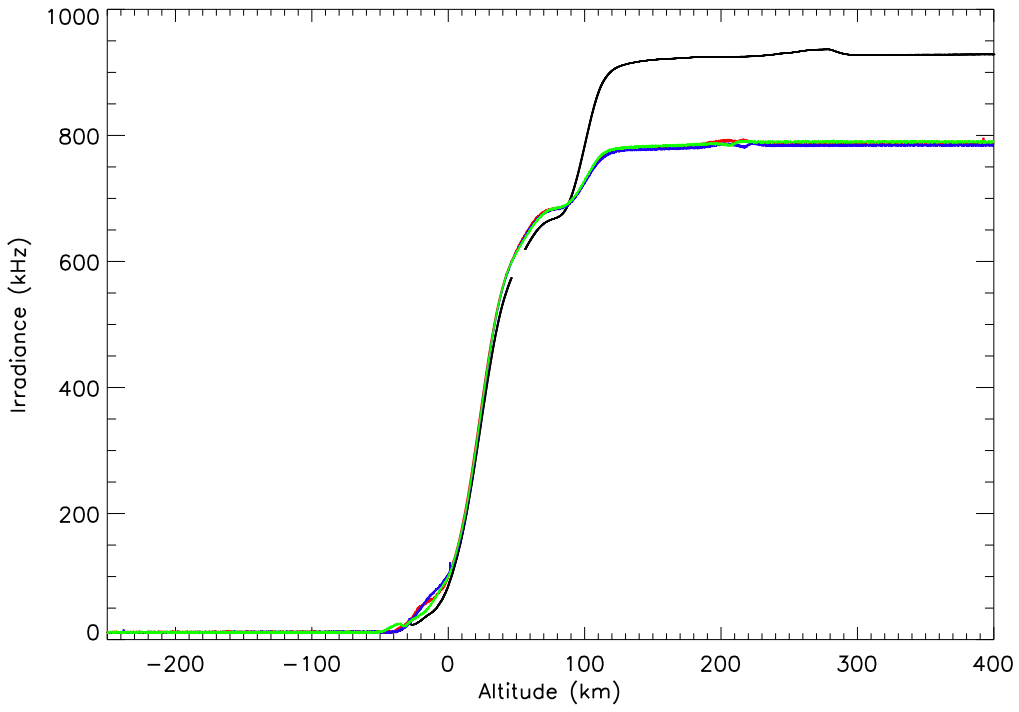

Figure 5.7. *Courbes d'irradiance lors des occultations mesurés le 6 janvier 2010 (en noir), et pour trois autres événements en novembre 2010 (en couleurs) pour le canal de Lyman α.*

5.1.3 Conclusions

Cette étude de la dégradation des filtres, impliquant un changement de la réponse spectrale, se doit d'être vue comme une introduction. Un important travail de caractérisation de la dégradation des filtres doit être engagé afin de mieux contraindre les modèles de reconstruction de l'irradiance, dont nous avons tout juste posé les bases. Il y a en effet trop de zones d'ombres pour pouvoir conclure sur l'impact de la dégradation sur le long terme. Nous avons trop peu de données pour pouvoir contraindre d'éventuels futurs radiomètres dévolus à la mesure de l'irradiance spectrale solaire dans l'UV.

La forte contamination des filtres de l'instrument LYRA rend toute étude de la variabilité de l'irradiance impossible sans le recours de données d'autres instruments, ce qui limite fortement l'utilisation des données de ce radiomètre dans un cadre prévisionnel. Rappelons tout de même que LYRA est un prototype, c'est le premier radiomètre solaire à explorer l'ensemble de l'UV, tout en utilisant de nouvelles technologies comme des photodiodes au diamant ce qui le rend unique. LYRA fournit une base extrêmement solide pour la définition des futurs radiomètres. Cette étude montre tout de même qu'il faut être prudent quant à l'interprétation en terme de variabilité des données de LYRA, surtout pour le canal Lyman α.

Nous avons montré que l'utilisation du diamant, et plus généralement des matériaux à large bande interdite, représente l'avenir pour les observations solaires dans l'UV. Nous nous sommes limité aux radiomètres dans cette étude, mais il va sans dire que les imageurs tireront également un bénéfice énorme à utiliser de tels matériaux par rapport au silicium (e.g. Malinowski *et al.* (2011)).

L'utilisation des filtres reste souvent un choix évident pour sélectionner une bande passante spécifique. Mais les nouvelles générations de détecteurs utilisant des matériaux à large bande interdite offrent de nouvelles perspectives. La combinaison de différents matériaux peut permettre de jouer le rôle à la fois de filtre et de détecteur. Nous allons voir dans la prochaine section quelques architectures nous permettant de nous affranchir de l'utilisation de filtres conventionnels.

5.2 Quels choix pour l'avenir ?

Nous avons mis en évidence au chapitre 4 que l'utilisation des bandes passantes de l'instrument LYRA (sans contamination) mène à la reconstruction de l'irradiance solaire pour l'UV avec une précision relative de l'ordre de 20%. Nous venons également de mettre en évidence que l'utilisation de filtres, notamment ceux à base de fluoride de magnésium (MgF_2) sont beaucoup trop sensibles à la contamination si bien que leur utilisation sur le long terme semble bien illusoire. En revanche, les détecteurs de LYRA, utilisant comme matériau de base le diamant, ne présentent pas de signe de dégradation. Bien qu'il soit trop tôt pour conclure sur leur utilisation à long terme, cela motive fortement pour envisager de généraliser l'utilisation de ces matériaux à large bande interdite. Nous suggérons même l'idée de n'utiliser que ce type de matériaux pour les architectures des radiomètres de demain.

Bien que le cadre de ce travail de thèse soit bien loin des problématiques technologiques, il est intéressant ici de présenter une simple et rapide étude de prospective en utilisant les propriétés remarquables des différents matériaux présentés par le tableau 5.i. Utilisons de nouveau les méthodes statistiques pour déterminer quels matériaux sont intéressants.

5.2.1 Une architecture sans filtres ?

Comment peut-on envisager une architecture sans filtres ? Cette question se pose forcément puisque les filtres servent justement à sélectionner une bande passante.

Pour l'EUV, il est vrai qu'il est difficile de se passer de filtres. Aucun semiconducteur ne possède une énergie de bande interdite se trouvant dans l'EUV. Nous sommes obligés d'utiliser des filtres pour une bande passante dévolue à l'EUV. L'expérience montre que les filtres de zirconium et d'aluminium à bord de LYRA sont relativement stables dans le temps. Leur utilisation ne semble pas être un problème pour une nouvelle architecture. En outre, l'aluminium a l'avantage d'être particulièrement bien résistant à tout traitement thermique, si bien que l'assimilation d'une couche d'aluminium au-dessus du détecteur est technologiquement faisable. Cela a l'avantage d'éviter d'utiliser un filtre conventionnel, le système étant plus compact. Il est courant de considérer non pas une simple couche d'aluminium, mais plutôt une structure Al_2O_3/Al : une fine couche d'alumine est déposée par dessus l'aluminium pour éviter tout oxydation par la suite.

Pour les bandes spectrales du FUV et du MUV, la situation est différente. Il se trouve que les énergies de bande interdite pour de nombreux matériaux se trouvent être dans ces régions spectrales. Dans la section 5.1.1.2, les différentes architectures des détecteurs ont été présentées. Ces deux structures ont l'avantage d'être technologiquement matures, les procédés de fabrication sont particulièrement bien au point pour le silicium, le diamant ainsi que pour les matériaux comme AlN et GaN :

- La structure MSM, planaire : l'instrument LYRA privilégie cette structure pour toutes ses bandes passantes sauf pour Herzberg. Les problèmes de dynamique, relativement lente ont été aujourd'hui technologiquement résolus comme nous l'avons déjà précisé. Une plus faible distance entre les électrodes, mais également un plus fort champ électrique rend la réponse du système beaucoup plus rapide (i.e. Benmoussa *et al.* (2008)).
- La structure en PIN, verticale. Cette dernière présente l'avantage de faire office de passe bande. En effet, les longueurs d'onde du FUV n'ont pas assez d'énergie pour pénétrer suffisamment dans les couches du détecteur pour induire des photo-électrons. De nouvelles idées émergent aujourd'hui quant à l'évolution de telles structures. En effet, en ajustant correctement l'épaisseur des semi-conducteurs, on peut penser à fabriquer des bandes passantes relativement fines. Des telles structures sont actuellement à l'étude pour réaliser des détecteurs à bande passante étroite dévolues uniquement à la raie Lyman α (BenMoussa, communication personnelle).

Nous pouvons penser à utiliser les matériaux à large bande interdite comme le nitrure de bore (cBN), ou encore le nitrure d'aluminium (AlN), selon les deux types d'architectures pour pouvoir mesurer l'irradiance solaire dans l'UV. D'autres structures un peu plus exotiques peuvent être pensées : avec des énergies de bande interdite comprises entre 3.4 eV et 6.23 eV, il est possible de construire des hétérostructures pour l'UV avec, respectivement, GaN et AlN. La longueur d'onde de coupure peut en effet s'ajuster en considérant la stoechiométrie de la structure $Al_xGa_{1-x}N$, pouvant aller de 210 nm (pour x=1), jusqu'à 360 nm (pour x=0) (Munoz *et al.*, 2001).

Saito *et al.* (2009) proposent des hétérostructures originales à base des matériaux comme AlN et GaN. En ajustant deux couches dont la stoechiométrie est différente, les auteurs construisent ainsi des passe-bandes dont la largeur dépend de l'écart d'énergie de bande interdite des deux structures. Ainsi les auteurs montrent l'exemple d'une structure comme $Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N$,

avec y=0.19 et x=0.24 : le détecteur/filtre qui en résulte a une réponse maximale pour 320 nm, avec une largeur à mi-hauteur d'environ 10 nm. La réjection du visible pour une telle structure est de l'ordre de 10^5. Ces détecteurs, utilisés comme des filtres interférentiels, sont réellement une solution originale pour la mesure de l'irradiance dans l'UV. En ajustant un degré plus fort en AlN, la réponse maximale de tels détecteurs peut ainsi être ajustée pour descendre encore plus bas, notamment dans le MUV. Comme le diamant, ces structures ont également un avantage d'être très résistantes à l'environnement extérieur, dont l'impact du rayonnement UV et des particules de haute énergie.

Comme base de travail, nous proposons une combinaison de bandes passantes utilisant les différentes technologies évoquées précédemment. Il faut prendre cette étude comme un cas d'école, puisque les problèmes d'ordre technologique (maturité des procédés, dégradation des détecteurs,...) ne seront pas abordés. Le nitrure de bore est un matériau dont les procédés sont encore peu matures, mais nous allons voir qu'il présente des propriétés intéressantes dans le cadre de ce travail. Nous proposons ainsi la combinaison de bandes passantes suivante :

- Une structure composée d'un détecteur au diamant, où une couche de Al_2O_3/Al est déposée par dessus le détecteur. Ce concept étant proche de ceux utilisés par l'instrument LYRA.
- Un détecteur composé de nitrure de bore, cBN, avec une architecture de MSM.
- Un autre détecteur composé de cBN, mais en architecture PIN. Pour utiliser un tel détecteur, des progrès technologiques concernant le dopage n et p de ce matériau doivent avant tout être réalisés.
- Enfin deux détecteurs utilisant la structure en sandwich proposé par Saito *et al.* (2009) : le premier "détecteur interférentiel" avec une bande passante entre 210 et 230 nm, que nous nommerons AlGaN 1, et le second avec une bande passante entre 250 et 280 nm, AlGaN 2.

Cela fait en tout cinq bandes passantes que nous proposons pour un éventuel futur instrument dévolu à la mesure de l'irradiance solaire dans l'UV. La figure 5.8 présente les réponses spectrales de ces différentes bandes passantes. Comme nous pouvons le constater, les réponses spectrales sont fictives, mais néanmoins basées sur les propriétés théoriques de chaque structure. Les paramètres fondamentaux, notamment les longueurs d'onde de coupures et surtout le niveau de réjection de la lumière visible, doivent alors être relativement proches des courbes expérimentales. Pour la bande passante de l'aluminium en revanche, la réponse spectrale provient de celle de l'instrument LYRA (unité 2).

Nous avons également rajouté sur cette figure les bandes passantes (toujours théoriques) de l'instrument américain EUVSR (Eparvier *et al.*, 2009). Cet instrument devrait faire partie de la charge utile des satellites de la future génération GOES-R, normalement mis en orbite en 2015. Cet instrument est en réalité un spectromètre, de conception très proche des instruments EUVS à bord des satellites GOES-13/14. La technologie des détecteurs se basent sur des semiconducteurs utilisant du silicium. Trois bandes passantes sont proposées pour cet instrument :

- A : très proche de la bande passante EUVS B, entre 25 et 35 nm.
- B : large bande passante dévolue à une partie de la bande spectrale du FUV, entre 110 et 150 nm. Un filtre, de composition à base de MgF_2, est en plus utilisé pour ce canal.
- C : bande passante fine, pour le MUV, entre 275 et 285 nm.

La conception d'un tel instrument est bien loin d'un radiomètre classique comme celui que nous

proposons. La réalisation d'un spectromètre pour des utilisations en orbite représente un coût budgétaire beaucoup plus élevé que la mise en place d'un simple radiomètre. Mettant de côté ces aspects technologiques et budgétaires, ce qui nous intéresse ici est de comparer les résultats en termes de reconstruction de l'irradiance.

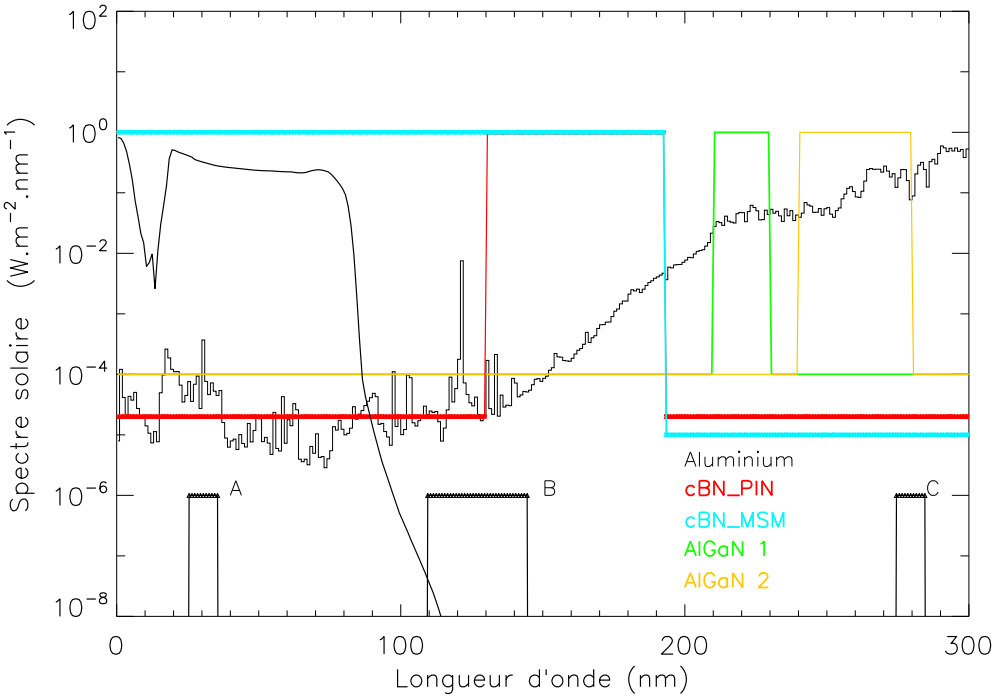

Figure 5.8. *Jeu de bandes passantes proposé pour le futur instrument dévolue à la mesure de l'irradiance solaire dans l'UV. Les bandes passantes théoriques de l'instrument EUVSR sont également représentées (A, B et C).*

5.2.2 Mise à l'épreuve

Les plus petites échelles de temps présentent une moins bonne cohérence spectrale, si bien qu'il est nécessaire ici d'analyser la position des différences bandes passantes proposées sur une représentation graphique 2-D, comme présentée par la figure 5.9, bien connue à présent.

Les positions de certaines bandes passantes sont évidentes, notamment celles des passe-bandes comme AlGaN 1 et 2, bien situés dans la partie MUV du spectre. La position de l'aluminium est également connue, comme nous l'avons vu au chapitre 4. En revanche, les positions des détecteurs à nitrure de bore sont originales. L'information à propos de la variabilité que peut nous fournir ces bandes passantes est capitale. Avec le détecteur en configuration MSM, nous avons accès en partie à la variabilité du spectre pour l'EUV entre 80 et 110 nm, qui est une région un peu plus froide que le reste de l'EUV. L'information sur la variabilité de cette partie du spectre nous manquait, comme nous l'avons vu au chapitre 4. Les combinaisons linéaires avec les bandes passantes Al et AlGaN 2 semblent effectivement explorer une bonne partie du nuage de l'EUV et du FUV. La position de ce détecteur en particulier montre une nouvelle fois que l'utilisation de bandes passantes à très large bande peut être tout à fait utile à la reconstruction de l'irradiance pour l'UV : la position est en effet très proche de celle du canal B

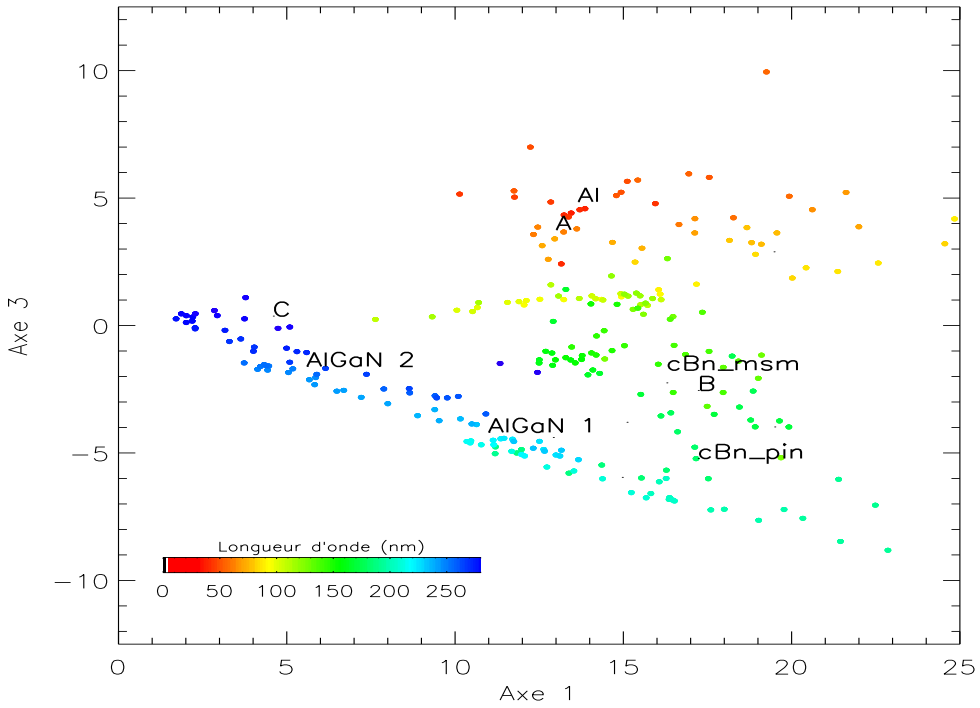

FIGURE 5.9. *Représentation en 2-D de la variabilité solaire entre 1 et 280 nm pour les petites échelles de temps (< 81 jours). La combinaison de bandes passantes pour le futur instrument, ainsi que celles de l'instrument EUVSR (A, B et C), sont représentées.*

du spectromètre EUVSR. Nous avons en revanche aucune information pour la bande spectrale entre 60 et 75 nm. Mis à part l'utilisation d'une structure comme l'instrument EUVS, aucun système filtre-détecteurs ne peut venir sonder spécifiquement cette région sans être polluer par les longueurs d'onde voisines. Il existe beaucoup de matériaux capables de filtrer correctement les photons dans l'EUV, mais aucun avec une aussi fine bande passante (voir par exemple http ://luxel.com/modeled-transmittance/)

Le détecteur de nitrure de bore en configuration PIN nous permet d'obtenir des informations sur la variabilité pour les longueurs d'onde proche de 170 nm. Ceci est extrêmement intéressant puisque cette région constitue la frontière entre les deux régimes, en émission ou en absorption, du spectre solaire. La position de ce détecteur, pourtant à large bande, est effectivement idéale. Nous pouvons constater que les bandes passantes proposées, utilisant uniquement les propriétés des matériaux des détecteurs semblent au premier regard plus adaptées que ne l'étaient celles de LYRA et de EUVS. Il faut rappeler ici que la réjection du visible est idéal (de l'ordre de 10^5). Nous ne considérons également aucune contamination des longueurs d'onde supérieures à 200 nm (où la variabilité est donc différente).

Les grandes échelles présentent une meilleure cohérence spectrale, comme nous l'avons montré aux chapitres 3 et 4. Toutefois, pour la bande spectrale du MUV, rappelons qu'il reste quelques interrogations à propos de la qualité des données de SORCE, et notamment pour la bande spectrale entre 200 et 240 nm.

Voyons à présent la reconstruction elle-même. Nous utilisons la même méthode de reconstruction

présentée au chapitre 4, une combinaison linéaire des bandes passantes dont les coefficients sont calculés via une méthode de régression linéaire au sens des moindres carrés. Utilisons la partie du cycle lors du minimum solaire, entre 2007 et 2008, pour calculer les coefficients de la combinaison.

5.2.2.1 Petites échelles de temps

Regardons d'abord les petites échelles de temps. Comparons la reconstruction de l'irradiance avec les cinq bandes passantes de notre futur instrument avec une reconstruction basée sur les bandes passantes de l'instrument EUVSR. La figure 5.10 présente l'erreur relative (comme définie par l'équation 4.5) obtenue pour les deux combinaisons de bandes passantes (en bleu pour notre instrument, et en rouge pour EUVSR). Globalement, la reconstruction est bien meilleure avec nos cinq bandes passantes, de l'ordre de 20% d'erreur relative pour tout le spectre entre 1 et 280 nm. Pour les longueurs d'onde supérieures à 160 nm environ, notre reconstruction est bien meilleure car nous avons avons des informations à propos de la variabilité pour cette région spectrale grâce aux détecteurs cBN avec l'architecture en PIN et AlGaN 1. La reconstruction est en revanche équivalente pour les longueurs d'onde entre 120 et 160 nm. Pour les longueurs d'onde entre 80 et 100 nm, la présence du détecteur cBN avec l'architecture en MSM apporte des informations supplémentaires puisque la reconstruction est bien meilleure que celle obtenue avec EUVSR. La comparaison pour les longueurs d'onde inférieures à 60 nm est difficile, si bien que nous utilisons une représentation différente. La figure 5.11 présente la différence entre l'erreur relative obtenue pour notre instrument et EUVSR.

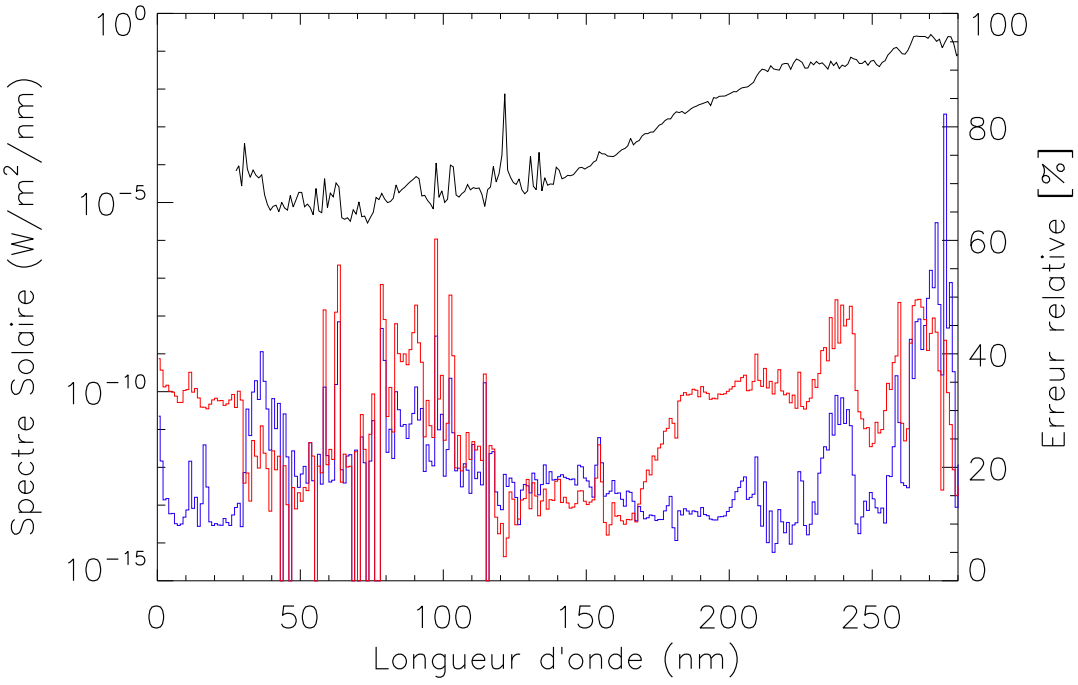

Figure 5.10. *Erreur relative obtenue pour les petites échelles de temps (< 81 jours) pour la combinaison de bandes passantes de notre instrument en bleu, et pour la reconstruction basée sur l'instrument EUVSR, en rouge. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm.*

Les longueurs d'onde entre 30 et 40 nm sont un peu mieux reconstruites par EUVSR, certainement grâce à la présence de la bande étroite B. Au-delà de 50 nm, la reconstruction semble être un peu meilleure avec notre instrument. Globalement, la reconstruction est bien meilleure avec les bandes passantes que nous proposons, pour les courtes échelles de temps. L'ajout de la bande passante dévolue à l'intervalle entre 80 et 100 nm (i.e. le cBN avec l'architecture MSM) améliore les résultats dans l'EUV.

La différence entre l'erreur relative obtenue par notre instrument et celle obtenue par une reconstruction par les indices F10.7 et Mg II est également représentée (figure 5.11). Pour toutes les longueurs d'onde, la reconstruction est bien meilleure avec notre instrument : une différence de 30% en moyenne pour l'EUV, et environ 20% en moyenne pour le FUV. Une comparaison avec le MUV est peu pertinente puisque l'indice du magnésium est peu représentatif de cette bande spectrale.

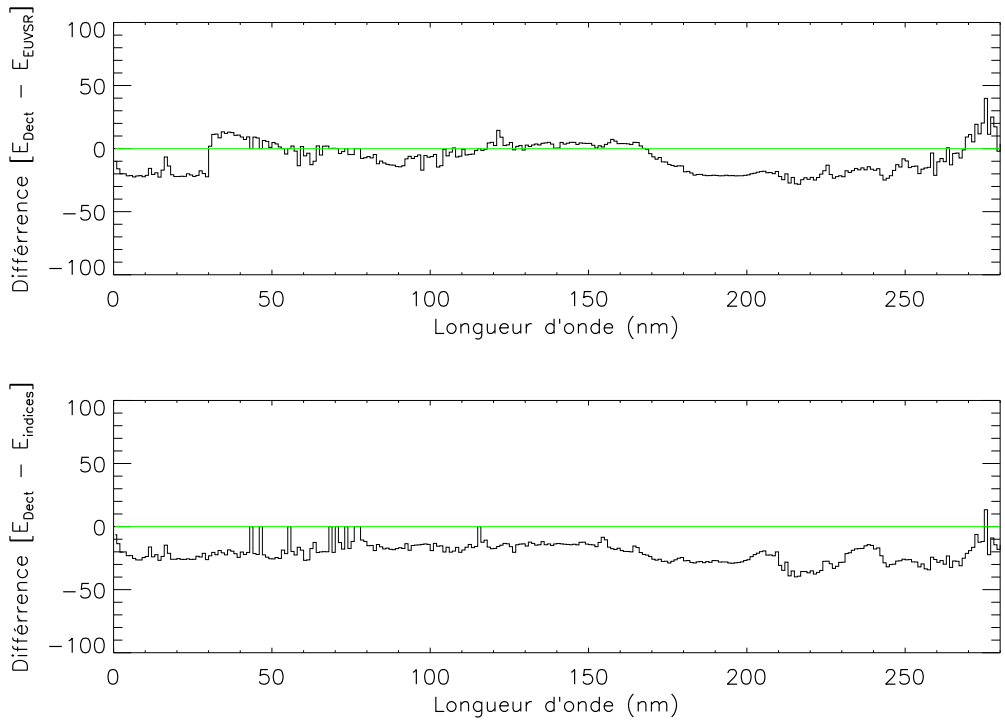

FIGURE 5.11. *Différences entre les erreurs relatives obtenues avec notre instrument et EUVSR en haut, et avec notre instrument et les indices (en bas), pour les petites échelles de temps.*

5.2.2.2 Grandes échelles de temps

La figure 5.12 présente les erreurs relatives obtenues par reconstruction avec notre instrument et par l'instrument EUVSR. Les résultats sont plus contrastés ici. En effet, il apparaît que notre reconstruction a quelques problèmes pour les longueurs d'onde entre 45 et 80 nm , comparée à la reconstruction basée sur EUVSR. Il apparaît que la reconstruction tend à sur-estimer l'irradiance sur le long terme, une différence de flux d'environ 8% en moyenne est observé pour ces quelques longueurs d'ondes après 1000 jours de modélisation. La raison d'une telle

surestimation de l'irradiance pour ces quelques longueurs d'onde n'est pas claire, d'autant plus que nous observons habituellement l'inverse lorsque la reconstruction est mauvaise (voir figure 5.14). Si l'on considère une période plus longue pour le calcul des coefficients, l'écart augmente avec des jours plus anciens, ou diminue si l'on ajoute des jours plus récents. Le comportement est complétement opposé pour la reconstruction basée sur EUVSR : l'irradiance est au contraire sous-estimée quelque soit la période considérée.

En revanche, les longueurs d'onde entre 80 et 110 nm, comprenant le continuum de l'hydrogène et quelques raies optiquement épaisses, sont bien reconstruites par notre instrument. Il semble que le FUV est un peu mieux reconstruit par l'instrument EUVSR, notamment autour de la raie de Lyman α, ce qui peut s'expliquer par la présence de la bande passante B (entre 110 et 150 nmm). Pour le MUV, il semble que notre instrument offre de meilleurs résultats sur le long terme. Cela reste logique puisque nous utilisons deux bandes passantes au lieu d'une seule pour EUVSR. La figure 5.13 présente la différence des erreurs relatives, ce qui nous permet d'avoir une meilleure vision. La différence est favorable en faveur de notre instrument pour une partie de l'EUV, entre 80 et 120 nm. En revanche, il reste a comprendre pourquoi il y a de fortes différences entre pour les longueurs d'onde entre 50 et 80 nm.

La différence entre les erreurs relatives obtenues avec notre instrument et avec les indices est aussi représentée (figure 5.13). La reconstruction est bien meilleure en utilisant notre instrument, avec une différence d'environ 60% pour tout l'EUV et le FUV, sauf toujours pour quelques longueurs d'onde entre 50 et 80 nm. La différence est moins flagrante pour le MUV avec en moyenne une différence de 40% entre 200 et 260 nm pour monter près de 50% pour les longueurs d'onde supérieures.

Ces résultats, à la fois pour les petites et grandes échelles montrent que la reconstruction de l'irradiance dans l'UV est possible avec un instrument utilisant cinq bandes passantes sans filtres. S'affranchir des filtres n'est possible que grâce à l'utilisation des matériaux à large bande interdite, tout particulièrement le nitrure de bore (cBN) ainsi que les hétérostructures à base de nitrure de l'aluminium (AlN) et de nitrure de gallium (GaN).

5.2.2.3 Quelques exemples de reconstruction

La reconstruction pour quelques longueurs d'onde à partir des cinq bandes passantes de notre instrument est proposée par la figure 5.14. Les longueurs d'onde sont les mêmes que celle de la figure 4.13 afin de comparer les deux jeux de bandes passantes. Il se trouve que notre instrument propose une meilleure reconstruction à la fois sur le court et le long terme pour les longueurs d'onde importante pour la spécification de l'ionosphère, les raies chaudes C III et de l'hydrogène Lyman β, ainsi que la raie de l'hélium He II. L'ajout de la bande passante du cBN en architecture MSM permet d'apporter l'information qui nous manquait. La reconstruction pour les autres longueurs d'onde donne également de bons résultats. Notons surtout que bien qu'aucune bande passante ne soit dédiée à la raie de Lyman α, la reconstruction pour le canal à 121.5 nm est bonne. Pour l'irradiance à 58.5 nm, nous pouvons voir effectivement que l'irradiance sur le long terme est sur-estimée.

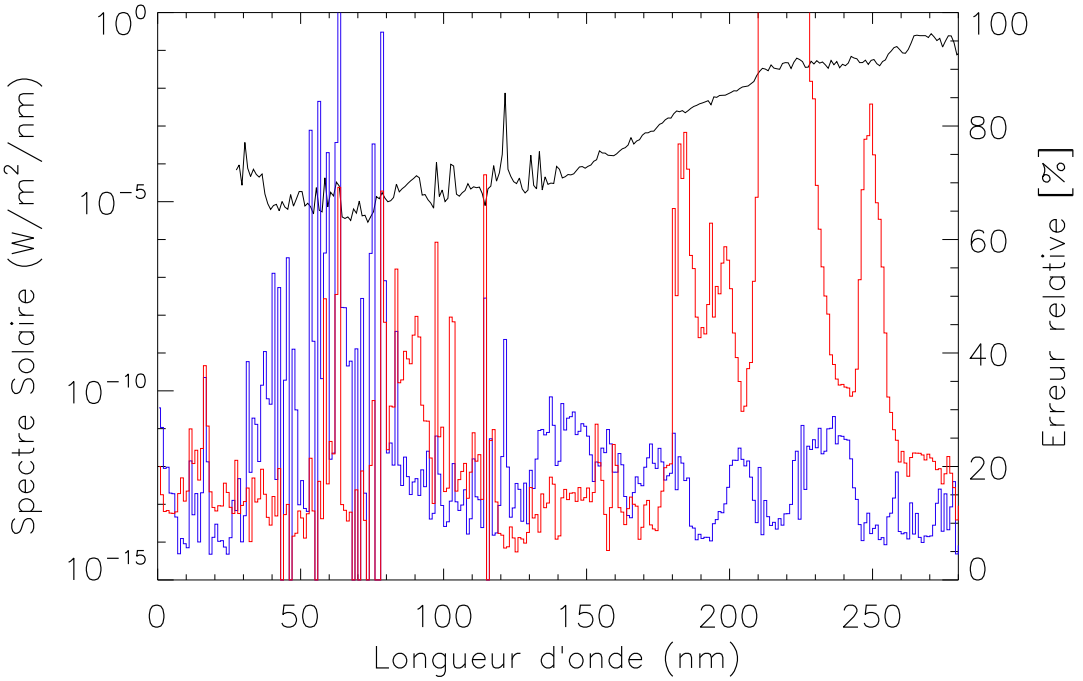

FIGURE 5.12. *Erreur relative obtenue pour les grandes échelles de temps (> 81 jours) pour la combinaison de bandes passantes de notre instrument en bleu, et pour la reconstruction basée sur l'instrument EUVSR, en rouge. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm.*

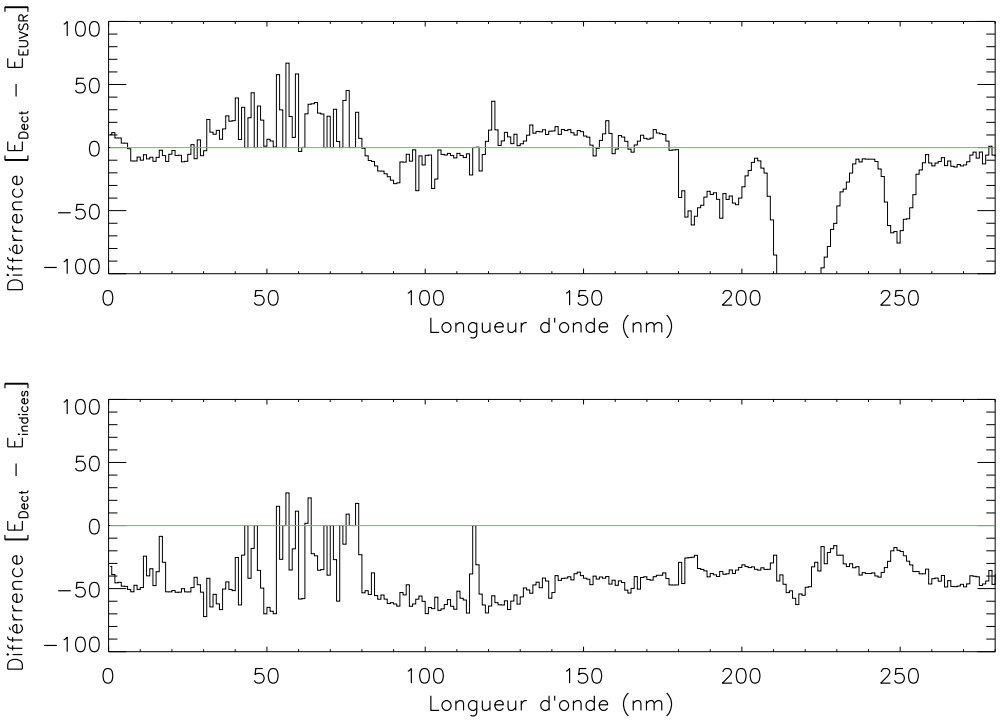

FIGURE 5.13. *Différences entre les erreurs relatives obtenues avec notre instrument et EUVSR en haut, et avec notre instrument et les indices (en bas), pour les grandes échelles de temps.*

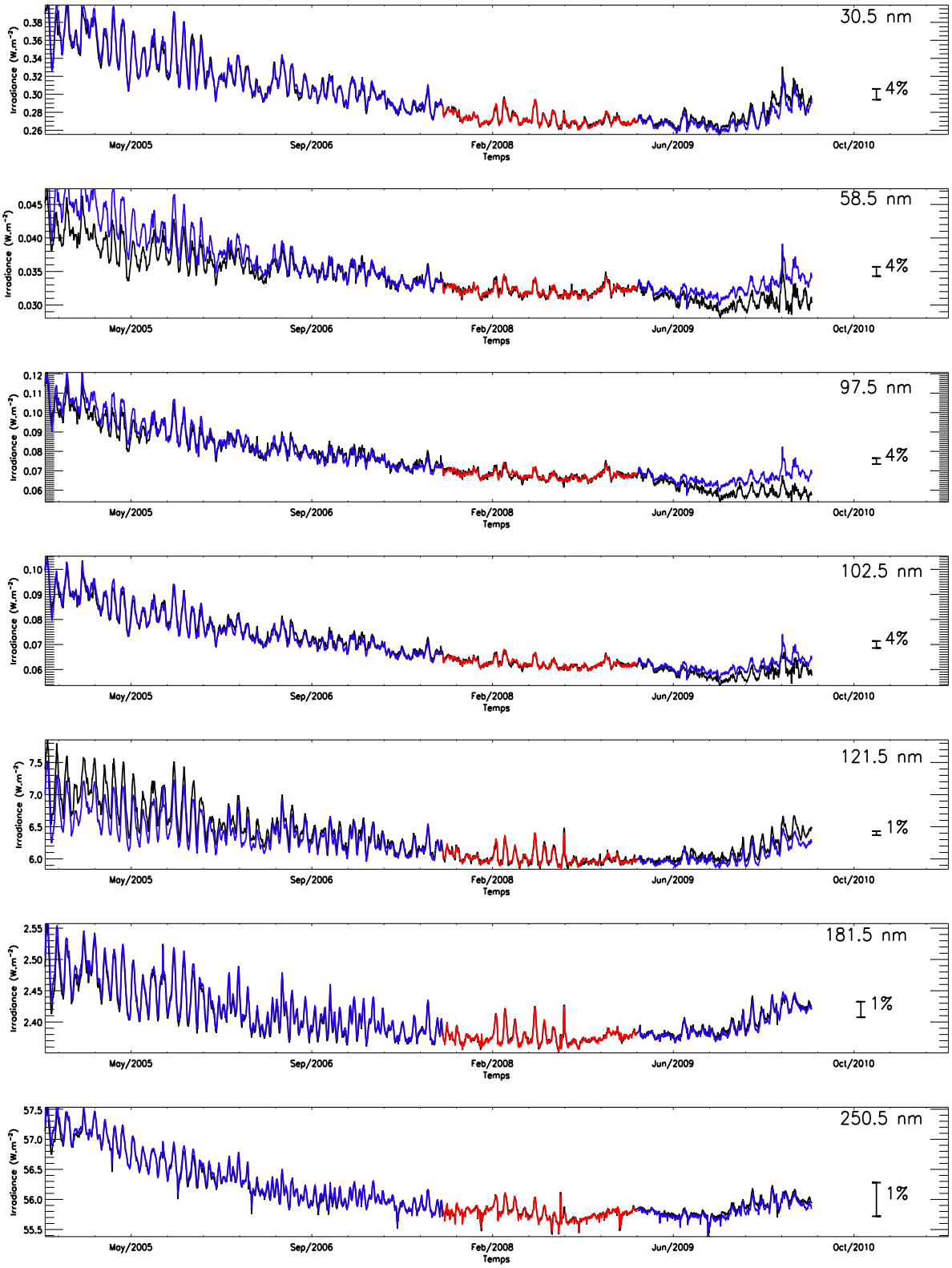

Figure 5.14. *Reconstruction de l'irradiance pour quelques longueurs d'ondes à partir des bandes passantes : pour 30.5 nm (He II), pour 58.5 nm (He I), pour 97.5 nm (C III), pour 102.5 nm (la raie de Lyman β de l'hydrogène), pour 121.5 nm (Lyman α), pour 181.5 nm (seuil d'ionisation de Si II) et pour 250.5 nm (seuil d'ionisation pour Mg I). La partie rouge est utilisée pour calculer les coefficients du modèle, la partie bleue étant utilisée pour calculer l'erreur. En noir, les données d'irradiance des instruments SEE et SOLSTICE.*

5.3 Conclusions

Ce chapitre présente quelques arguments en faveur des matériaux à large bande interdite, afin de promouvoir et généraliser leur utilisation dans le cadre des radiomètres. Leur résistance aux radiations dans l'UV et surtout une bien meilleure réjection du visible, nous permettent d'affimer que de tels matériaux sont les solutions du futur pour l'observation de l'irradiance dans l'UV. De tels matériaux sont également très résistants aux particules énergétiques, contrairement au silicium. L'expérience de l'instrument LYRA illustre bien la robustesse des détecteurs au diamant. Le spectromètre EVE/MEGS-B (Woods *et al.*, 2010), utilisant du silicium, a rapidement perdu de sa sensibilité après sa mise en service très probablement à cause de l'impact de ces particules énergétiques. Ces matériaux à large bande interdite sont donc très intéressants pour les futures application spatiales. Mais il est encore trop tôt pour conclure sur leur utilisation à long terme (sur plusieurs années par exemple). En plus des radiomètres, cette technologie est à l'étude pour les futurs imageurs solaires. Le projet *Blind to the Optical Light Detectors*[3] (BOLD) étudie la possibilité d'utiliser des détecteurs avec du AlGaN pour des imageurs tel que l'instrument *EUV Imager* (EUI) dans le cadre de la mission Solar Orbiter. Plus généralement, le développement de telles technologies est une priorité pour le CNES (Penquer, 2009), pour tous instruments dévolus à l'UV. Les matériaux à large bande interdite devraient pouvoir à terme remplacer les détecteurs classiques au silicium (pas de réjection du visible, faible rendement quantique) généralement répandus. L'imagerie basse résolution (32×32 voire 64×64), utilisant des détecteurs à large bande interdite, permettrait de compléter nos mesures d'irradiance à partir de radiomètres. De telles données morphologiques serait un atout indéniable pour mieux comprendre les mécanismes de la variabilité solaire.

Le problème de la dégradation des filtres reste entier. Trop peu d'études de caractérisation à propos de la contamination des filtres ont été conduites, si bien que nous ne disposons d'aucune contrainte expérimentale pour modéliser correctement la dégradation des canaux. Nous reposons essentiellement sur des approches empiriques, ou bien sur des procédés de calibration croisée, ce qui limite l'indépendance d'une mission. D'autres problèmes peuvent également se poser, d'autant plus si la mission en question avait un caractère prévisionnel, notamment dans le cadre de la météorologie de l'espace. La modélisation de la contamination, et surtout ce qu'elle engendre (modification de la réponse spectrale ? épaisseur de la couche de contaminants ? ...), se doit d'être une priorité. Les seules modélisations accessibles théoriquement sont la modélisation de l'apparition des trous, présenté dans ce chapitre. Par une approche originale, nous avons montré une nouvelle fois tout l'intérêt d'utiliser des matériaux à large bande interdite, permettant de limiter l'impact de la dégradation des filtres.

Une autre alternative à l'utilisation des filtres classiques serait d'utiliser des filtres poreux. Utilisés directement à la place de filtres dotés d'un revêtement conventionnel (par exemple MgF_2 ou bien du quartz), ces filtres poreux peuvent en effet être utilisés comme des filtres passe-bas, la fréquence de coupure étant directement liée à la dimension des trous. Dominique *et al.* (2009) étudient la possibilité d'une telle utilisation dans le cadre de l'observation du spectre UV solaire : couplé avec des matériaux à large bande interdite, le taux de réjection est important ce qui limite la pollution du signal par la lumière visible. Toutefois, pour pouvoir utiliser ce type de filtre, une étude sur leur comportement sur le long terme dans l'espace est nécessaire. D'une manière générale, insistons de nouveau sur l'absolue nécessité de caractériser les multiples phénomènes de dégradation des filtres dans les années à venir. La seule alternative

3. http ://bold.sidc.be/

pour lutter contre la dégradation est aujourd'hui la stratégie de redondance, comme le font les instruments LYRA et PREMOS. C'est probablement la solution pour mesurer les tendances sur le long terme de la variabilité solaire.

Nous proposons enfin dans ce travail de thèse une architecture originale. Sans considération des problématiques technologiques, nous proposons ainsi un ensemble de bandes passantes n'utilisant que des détecteurs plutôt que le concept habituel du système filtre-détecteur. En s'appuyant sur les propriétés intrinsèques des matériaux, nous sélectionnons les régions spectrales nécessaires à la reconstruction de l'irradiance solaire dans l'UV. Globalement, la reconstruction avec les cinq bandes passantes proposées offre globalement de meilleurs résultats que les reconstructions obtenues avec des indices ou bien avec d'autres instruments comme LYRA ou EUVSR. La reconstruction pour quelques raies d'émission dans l'EUV, importantes pour la spécification de la thermosphère terrestre, en est le parfait exemple. Certains problèmes ne sont cependant toujours pas résolus, notamment pour les raies coronales très chaudes avec un fort déphasage lors des périodes où la modulation à 13.5 jours dominent, ou encore pour quelques longueurs d'onde dans l'EUV, entre 50 et 80 nm, où nous sur-estimons l'irradiance sur le long terme. Il va sans dire que les propositions faites ici seront rapidement rattrapées par des problèmes d'ordre technologique. Nous pouvons penser par exemple aux problèmes liès au dopage p et n du nitrure de bore. Ce travail de thèse pose toutefois les bases de réflexion à propos de la nouvelle génération d'instruments dévolus à la caractérisation de l'irradiance solaire dans l'UV.

Chapitre 6

Photoabsorption de l'atmosphère de Ganymède

Sommaire

6.1 Ganymède en quelques lignes . . . 137
6.2 L'atmosphère de Ganymède . . . 138
6.3 Impact du flux UV sur l'atmosphère de Ganymède . . . 140
6.3.1 Hypothèse de travail . . . 140
6.3.2 Modélisation de la réponse de l'atmosphère au flux UV . . . 141
6.3.3 Géométrie du problème . . . 144
6.3.4 Photoionisation . . . 145
6.3.5 Photoexcitation . . . 150
6.4 Comparaisons entre différents modèles d'irradiance . . . 154
6.4.1 Le modèle HEUVAC . . . 154
6.4.2 À partir des bandes passantes . . . 156
6.4.3 Estimation du TEC . . . 157
6.5 Conclusions . . . 159

6.1 Ganymède en quelques lignes

Observé pour la première fois par Galilée en 1610, Ganymède est le plus grand satellite du système Jovien, le plus grand du système solaire connu à ce jour. Avec environ 5620 km de diamètre, Ganymède est plus grand que Titan (5150 km), le plus gros satellite de Saturne, et même plus grand que Mercure, la première planète du système solaire (d'un diamètre de 4878 km). Toutefois, Ganymède possède une faible masse volumique : avec seulement 1942 kg.m^{-3}, il pèse moitié moins que Mercure. Cela suggère une grande proportion de glace d'eau plutôt que de silicates. De fait, la gravité à sa surface est de l'ordre de 1.43 m.s^{-2}, un peu moins importante que celle de la Lune ($\approx$ 1.6 m.s^{-2}).

En orbite synchrone autour de Jupiter, Ganymède a une période de révolution d'environ 7 jours, pour une distance d'un million de km, soit 14 rayons de Jupiter. A titre de comparaison, la Lune en orbite quasi-synchrone a une période de révolution de 28 jours, et se trouve à 59

rayons terrestre. L'axe de rotation est incliné de 0.12° par rapport au plan de Laplace de Jupiter (équivalent au plan de l'écliptique pour le système solaire mais pour le système jovien).

Ganymède fut l'objet d'une exploration rapide par Voyager 2 en juillet 1979, lors de son passage dans le système jovien. Les premières images révélèrent deux types différents de surface, des régions sombres, vieilles fortement cratérisées, et d'autres régions beaucoup plus claires, plus récentes caractérisées par des sillons dont l'origine est probablement le mouvement de masses d'eau sous la surface.

Grâce aux données de la sonde Galileo, orbitant autour de Jupiter entre décembre 1995 et septembre 2003, la structure interne de Ganymède fut un peu mieux caractérisée (Anderson *et al.*, 1996). Ainsi, ce satellite possède une structure différenciée, divisée en trois couches. Composé environ de 60% de silicates, et de 40% de glace d'eau, Ganymede possède un noyau de silicates avec une proportion non définie de fer et de soufre de dimension compris entre 400 et 1300 km, entouré par un manteau de silicate, lui même entouré par une coquille de glace d'eau d'une épaisseur de 800 km. Ganymède semble avoir toujours aujourd'hui une forte activité géologique. Galileo permit également de mettre en évidence la présence d'un champ magnétique propre à Ganymède, noyé dans la magnétosphère de Jupiter.

Il y a depuis peu un regain d'intérêt en ce qui concerne l'étude de ce satellite. En effet, Ganymède est un des principaux objectifs scientifiques de la future mission spatiale *JUpiter ICy moon Explorer* (JUICE)[1], actuellement à l'étude à l'ESA. Dans un cadre plus général, cette mission a pour but de lever le voile sur la possibilité de l'émergence de la vie, ou tout simplement sur la possibilité de mondes habitables autour de géantes gazeuses. La sonde *Jupiter Ganymede Orbiter* (JGO) aura pour but l'étude de Ganymède (et de Callisto). L'intérêt scientifique dépasse de loin le cadre de notre propre système solaire, depuis les découvertes toujours plus nombreuses de géantes gazeuses autour d'autres étoiles que le Soleil. Les principaux objectifs scientifiques sont essentiellement la caractérisation des océans sous la surface ainsi que la surface elle-même, mais également la caractérisation des atmosphères.

Le travail développé dans les parties suivantes se concentre essentiellement sur la partie atmosphérique de Ganymède. Dans le cadre de la préparation d'une telle mission, une pré-étude de l'atmosphère de Ganymède est une étape nécessaire afin de contraindre les performances des instruments en conséquence. Avant de continuer plus loin, nous allons brièvement introduire dans la partie suivante l'atmosphère de Ganymède.

6.2 L'atmosphère de Ganymède

Suite à l'observation d'une occultation stellaire, Carlson *et al.* (1973) mettent en évidence la présence d'une atmosphère sur Ganymède. Toutefois, sa composition reste trop mal définie. Les premières mesures in-situ de la sonde Voyager 2, avec l'instrument *UltraViolet Science* (UVS), et un peu plus tard avec Galileo (observation de la raie solaire Lyman α diffusée par les atomes d'hydrogène), confirment en effet la présence d'une fine atmosphère, plus précisément une exosphère d'hydrogène (Barth *et al.*, 1997). Hall *et al.* (1998) mettent également en évidence la présence d'oxygène atomique et moléculaire en utilisant le télescope spatial Hubble (HST).

1. La mission JUICE reprend la partie ESA du projet *Europa Jupiter System Mission* (EJSM), qui était conjointement étudié par la NASA et l'ESA. Depuis avril 2011, la NASA a abandonné l'étude de la sonde *Jupiter Europa Orbiter* (JGO), destinée à étudier le satellite Europe.

Feldman *et al.* (2000) confirment ce résultat en observant des aurores aux pôles magnétiques du satellite dans les raies de l'O I à 135.6 nm et à 130.4 nm, comme le montre la figure 6.1.

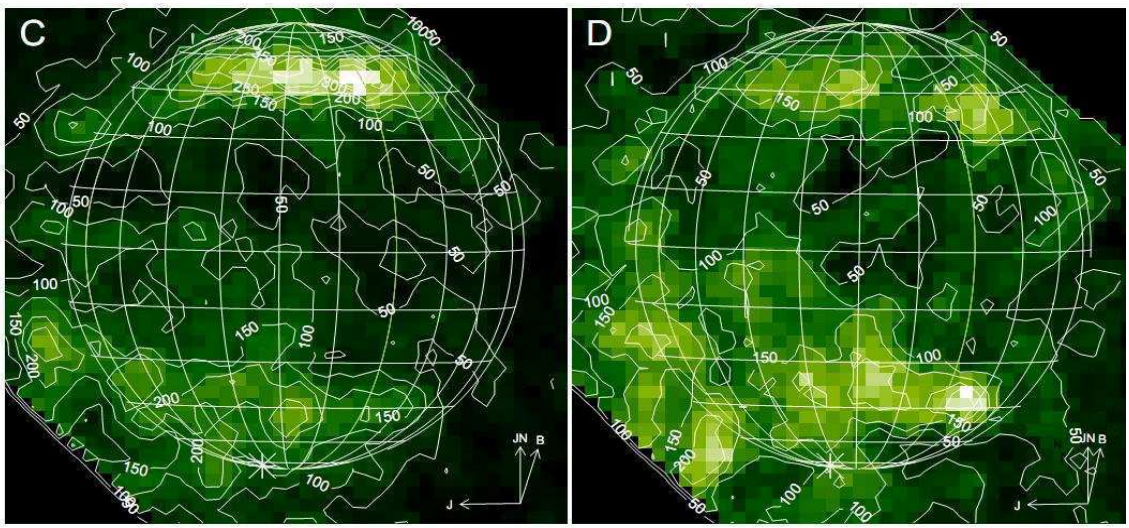

Figure 6.1. *Émissions de l'O I à 135.6 nm sur Ganymède, image tirée de Feldman et al. (2000). La structure des émissions ressemblent fortement aux aurores observés sur Terre.*

La précipitation d'électrons, guidée par les lignes de champ magnétique, provoquent des collisions avec l'oxygène atomique et moléculaire. Les processus suivants sont considérés :

$$\begin{cases} O_2 + e^- \rightarrow e^- + O + O^* \\ O + e^- \rightarrow e^- + O^* \end{cases} \tag{6.1}$$

avec O^* représentent un atome d'oxygène excité qui émet par la suite un photon. Un troisième processus, tout aussi important, est la diffusion résonante de la raie solaire O I à 130.4 nm. Ces processus contribuent à des émissions dans l'ultraviolet, ce qui forme les aurores sur Ganymède. Pour finir, certains travaux ont également mis en évidence des émissions de la raie rouge de l'oxygène (à 630 nm) près des pôles, confirmant une nouvelle fois la présence d'oxygène (Brown & Bouchez, 1999).

L'origine de l'atmosphère de Ganymède (que nous considérons comme hypothèse dans ce qui suit comme une exosphère), est bien connue aujourd'hui. La gravité de Ganymède étant très faible, l'atmosphère s'échappe continuellement. Il faut un réservoir infini afin d'alimenter l'atmosphère. La surface, majoritairement recouverte de glace d'eau, joue ce rôle. On distinguera par la suite deux régions à cause de leur température de surface. A l'équateur, où la température peut atteindre 150 K, le flux électromagnétique solaire est la source principale des particules atmosphériques puisqu'il permet la sublimation de la glace d'eau, ce qui résulte en une atmosphère dominée par H_2O et H_2. Aux pôles, la température est d'environ 80 K ce qui ne permet pas la sublimation de l'eau. La principale source des particules atmosphériques est l'érosion de la surface par des ions lourds, comme S^{n+} et O^{n+}, mais également par H^+, d'une énergie comprise entre 10 keV et 40 MeV, mesurée par l'instrument *Energetic Particle Detector* (EDP) à bord de Galileo (Paranicas *et al.*, 1999). Ces ions sont guidés par le champ magnétique de Ganymède. Il n'y a pas d'érosion de la surface à l'équateur à priori.

En utilisant les données in-situ de Galileo, Eviatar *et al.* (2001) proposent un premier modèle

d'ionosphère pour Ganymède. A partir de mesures de densité électronique locale, les auteurs proposent un modèle chimique en résolvant les équations d'équilibre locale. Leurs résultats prédisent que Ganymède possède une couronne d'ions d'oxygène moléculaire au pôle, et une d'ions d'oxygène atomique pour les basses latitudes. Toutefois, ils ne considèrent pas du tout la présence de vapeur d'eau dans leur modèles.

Enfin, Marconi (2007) a proposé un modèle 2-D cinétique et chimique en considérant cette fois-ci aussi bien la présence d'eau que d'oxygène. Les sources de l'atmosphère sont, comme précisé précédemment, la sublimation et la pulvérisation de la surface. La figure 6.2 présente les deux profils d'atmosphère que nous utiliserons dans la suite de ce travail : un profil pour chaque type de région, un polaire et l'autre équatorial. Les différentes espèces considérées par la suite sont H_2O, OH, O_2, H_2, O et H. D'autres espèces telles que O_3 et CO_2 (probablement piégés dans le régolithe de surface (Johnson & Jesser, 1997)), ont également été détectées, (Noll *et al.*, 1996; Hibbitts *et al.*, 2003), mais à des niveaux de concentration relativement faibles qui ne vont pas affecter de façon significative la structure et la dynamique du modèle d'atmosphère. Nous négligeons ces espèces dans ce qui suit.

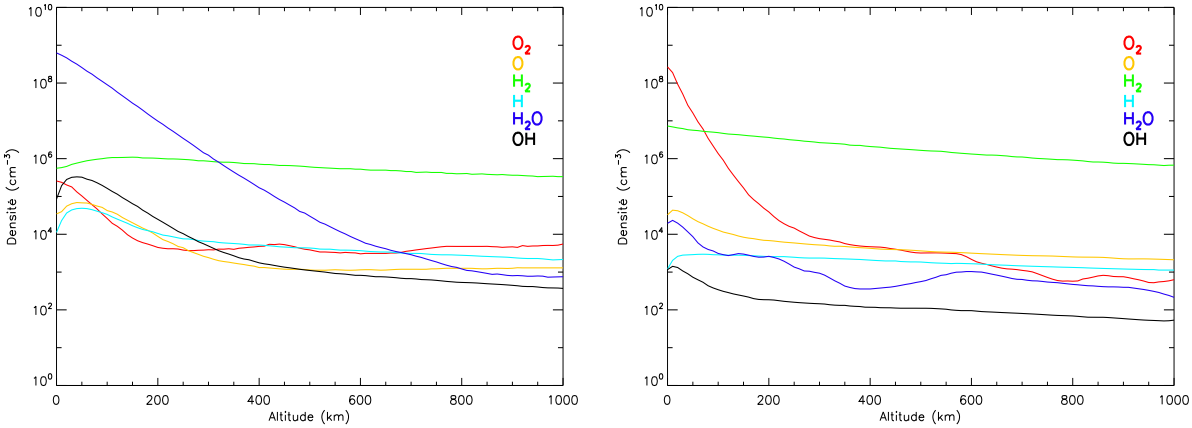

FIGURE 6.2. *Profils de concentration radiale pour les espèces considérées dans le modèle de Marconi (2007). La région équatoriale est représentée à gauche, la région polaire à droite.*

6.3 Impact du flux UV sur l'atmosphère de Ganymède

6.3.1 Hypothèse de travail

L'atmosphère de Ganymède étant particulièrement ténue, on peut la considérer comme non collisionnelle, notamment pour les collisions neutres-neutres et électrons thermiques-neutres. Ceci est une hypothèse extrêmement importante car la modélisation de l'impact du flux UV est grandement simplifiée. En effet, les photons solaires UV[2] sont principalement absorbés par l'atmosphère à travers différentes processus tels que l'ionisation, la dissociation, l'ionisation dissociative et l'excitation. Les électrons issus de l'ionisation (i.e. les photoélectrons) peuvent être a priori suffisamment énergétiques pour interagir à leur tour avec les atomes, molécules et ions. Les photoélectrons subissent des collisions, soit de manière élastique (déflexion angulaire) soit de manière inélastique (accompagnées d'un changement d'énergie et de direction). En fonction

2. on considère ici toutes les bandes d'énergie de l'UV sauf le NUV

de l'énergie initiale, on considère soit des processus d'ionisation soit des processus d'excitation. Perdant ainsi leur énergie, les électrons se thermalisent petit à petit pour se noyer dans le fond d'électrons déjà présent dans la haute atmosphère.

Dans le cas de planètes dont les atmosphères sont beaucoup plus denses, les productions dues aux électrons secondaires peuvent atteindre 15% de la production primaire à certaines altitudes (Lilensten *et al.*, 1989). Un pic d'ionisation est également observé, pour lequel le flux UV est presque totalement absorbé. Pour une altitude supérieure à ce pic (souvent dans l'exosphère), le rapport entre productions secondaires et primaires est globalement constant de l'ordre de 10% dans le cas de Mars par exemple (Nicholson *et al.*, 2009). L'atmosphère de Ganymède (environ 10^9 cm^{-3} à la surface) est très comparable à l'exosphère de Mars (avec un maximum de 10^8 cm^{-3} à l'exobase). Nous nous attendons dans ce cas à ce que les photoproductions secondaires jouent un rôle mineure, environ 10% de la photoproduction primaire. Cela justifie de ne pas prendre en compte par la suite les effets des photoelectrons sur l'atmosphère de Ganymède. Précisons que le travail développé dans cette partie ne peut s'appliquer qu'aux planètes dont l'atmosphère est très peu dense, comparable à une exosphère.

Nous souhaitons dans ce travail uniquement modéliser l'impact du flux UV sur l'atmosphère de Ganymède. Toutefois, nous sommes conscients que le forçage solaire n'est évidemment pas le seul forçage extérieur. Afin de pouvoir réaliser une étude complète de la réponse de l'atmosphère de Ganymède, il faudrait également considérer les précipitations d'électrons et d'ions provenant de la magnétosphère de Jupiter et du tore de plasma de Io. Cela dépasse le cadre de cette étude. En effet, la modélisation d'interaction entre les photoélectrons et les électrons précipités avec leur environnement est d'une toute autre nature que celle de l'absorption du flux UV. Elle nécessite en effet de tenir compte du phénomène de transport cinétique des électrons, en utilisant l'équation de Boltzmann, avant de pouvoir calculer la production pour chaque espèce donnée. Une piste à suivre serait d'adapter pour Ganymède les codes informatiques de la famille TRANS* permettant de tenir compte des ces phénomènes pour de nombreuses planètes telles que la Terre (Lilensten & Blelly, 2002), Mars (Witasse *et al.*, 2002, 2003; Simon *et al.*, 2009), Venus (Gronoff *et al.*, 2008), Titan (Lilensten *et al.*, 2005a,b; Gronoff *et al.*, 2009a,b) et enfin Jupiter (Menager *et al.*, 2010).

Un autre apport à cette étude serait d'inclure un modèle de chimie atmosphérique pour prendre complètement en compte l'impact du flux UV et des électrons (précipités ou non) sur la production des différentes espèces. Enfin, une attention toute particulière devrait être portée sur les interactions entre l'atmosphère et la surface.

6.3.2 Modélisation de la réponse de l'atmosphère au flux UV

6.3.2.1 Principe de la modélisation

Nous nous intéressons uniquement à l'absorption du flux UV par l'atmosphère. Cela se traduit par la loi de Beer-Lambert comme nous l'avons vu au chapitre 1. Rappelons brièvement que pour une longueur d'onde donnée λ, et une altitude z, on peut exprimer le flux F(λ,z) tel que

$$F(\lambda, z) = F_\infty(\lambda) e^{-\tau(z)} \tag{6.2}$$

où $F_\infty(\lambda)$ est le flux solaire à l'entrée de l'atmosphère. Nous utilisons comme flux d'entrée l'irradiance solaire[3], couplée avec un modèle de dilution pour estimer le flux solaire reçu par le système jovien (Jupiter se trouvant à 5.2 UA du Soleil, il suffit de diviser l'irradiance par $(5.2)^2$). Dans un premier temps, nous utiliserons un spectre composite, utilisant le flux mesuré par XPS/SORCE entre 1 et 27 nm, par TIMED/SEE entre 27 et 115 nm, et enfin par SORCE/SOLSTICE pour les plus hautes longueurs d'onde.

Le nombre sans dimension, τ, est la profondeur optique ; toute la physique du processus d'absorption du flux UV est contenue dans ce paramètre. Par rapport à la définition proposée au chapitre 1, nous ajoutons ici la fonction de Chapman, qui permet de projeter la ligne de visée ds par rapport aux coordonnées cartésiennes dz.

$$\tau(z,\lambda) = \sum_k \sigma^k(\lambda) \int_z^\infty n_k(z')\ \mathrm{Chap}(\chi) dz' \tag{6.3}$$

où σ^k, exprimé en cm^2, sont les sections efficaces totales de photoabsorption de chaque espèce indexée k considérée dans l'atmosphère de Ganymède. $n_k(z)$, exprimé en cm^{-3}, représente la concentration distribuée en altitude de chaque espèce k. χ correspond à l'angle solaire zénithal, (i.e. 0° à l'équateur, 82° pour une région polaire). Nous pouvons confondre ici l'angle solaire zénithale, χ avec la latitude car nous considérerons uniquement des observations à midi. La fonction de Chapman, $\mathrm{Chap}(\chi)$ permet de déterminer la hauteur d'atmosphère traversée par le rayon lumineux avant d'atteindre le sol en fonction de l'angle solaire zénithal, comme illustré par la figure 6.3. Pour des angles inférieurs à 60°, cette fonction peut se réduire à $\frac{1}{cos(\chi)}$.

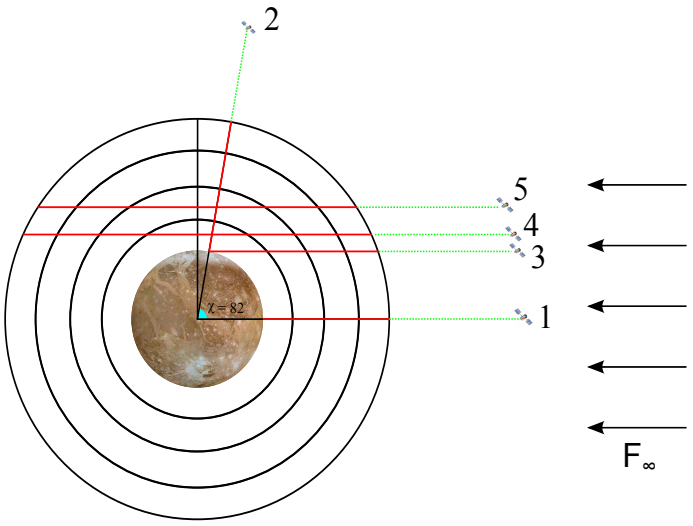

FIGURE 6.3. *Schéma des différents cas considérés. Les lignes rouges représentent les lignes de visée à travers l'atmosphère de Ganymède*

Toujours dans le contexte de préparation de la mission JUICE, on se place dans la position d'un satellite observant l'atmosphère de l'extérieur, et non comme un observateur se situant au sol. En toute rigueur, on devrait également multiplier l'intégrale par $sin(\phi(h))$ où $\phi(h)$ est l'angle d'entrée du rayon lumineux par rapport au modèle sphérique d'atmosphère. Cet angle ϕ dépend en principe de la hauteur par rapport au sol. En pratique, la correction apportée par ce

3. par définition le flux solaire à une unité astronomique.

paramètre est faible, si bien que nous pouvons le négliger.

Le flux F(λ,z) ainsi calculé, nous pouvons calculer les taux de production de toutes les espèces (k) dans différents états donnés (a), déjà évoqué au chapitre 1 par l'équation 1.9. En fonction des sections efficaces appropriés σ_a^k, je rappelle ici que le taux de production d'une espèce dans l'état (a) est défini, dans le cas d'une atmosphère optiquement mince (donc sans transfert radiatif), comme

$$P_k^a(z) = \int_\lambda n_k(z)\sigma_a^k(\lambda)F(\lambda, z)d\lambda \tag{6.4}$$

Notre approche est assez différente des travaux proposés par Eviatar *et al.* (2001). Nous calculons ici la production des ions et des états excités dues à l'absorption du flux solaire pour retrouver les émissions atmosphériques à partir des modèles de Marconi (2007), pour ensuite comparer la densité électronique ainsi calculée aux données de Galileo.

6.3.2.2 Sections efficaces

Dans le cas de l'impact du flux UV seul, nous devons avoir accès aux sections efficaces de photoabsorption totale pour chaque espèce pour évaluer en premier lieu le flux F(λ,z) à travers l'atmosphère de Ganymède. Le tableau 6.i résume les données des sections efficaces totales d'absorption utilisées. Les incertitudes sur les données des sections efficaces peuvent toutefois être très importantes (elles peuvent atteindre plus de 100% pour certaines espèces). De plus, pour certaines espèces, il existe plusieurs base de données. Il est donc important de mentionner ici quelles sections efficaces ont été utilisées dans ce travail afin d'en assurer une possible reproductibilité.

En plus de considérer les réactions de premières ionisations et d'excitations des atomes, nous devons prendre en compte les réactions d'ionisation dissociative ainsi que d'excitation dissociative des molécules.

Table 6.i. *Références pour les sections efficaces des différentes espèces considérées dans ce travail.*

Espèces	Références
H_2O	Wu & Chen (1993); Tan *et al.* (1978)
O_2, O	AMOP database[4] pour E $\leq$ 75 eV Avakyan *et al.* (1998) pour E $\geq$ 75 eV Lee *et al.* (1977)
OH	van Dishoeck & Dalgarno (1984); Huebner *et al.* (1992)
H_2, H	Menager *et al.* (2010)

Pour calculer le taux de production d'une espèce dans un état donné (équation 6.4), nous devons avoir accès aux sections efficaces de photoionisation et de photoexcitation de chaque espèce. Les multiples références du tableau 6.i fournissent la plupart du temps les sections efficaces spécifiques pour un état donné. Si tel n'est pas le cas, il faut chercher les rapports d'embranchements pour une espèce fille donnée. Par exemple, l'ionisation de l'espèce majoritaire à l'équateur du coté jour, H_2O, peut donner de nombreux photofragments comme H_2O^+, OH^+, H^+ et O^+.

4. http ://amop.space.swri.edu/

Nous utilisons ici les rapports de production d'espèce ionisée proposé par Tan *et al.* (1978), n'ayant pas de données de sections efficaces spécifiques. Le tableau 6.ii résume tous les états pour chaque espèce considérée dans cette étude (appelés familièrement "espèces filles"). Nous avons déjà détaillé au chapitre 1 les processus de photodissociation pour l'oxygène moléculaire. Notons que seules les premières ionisations sont considérés ici.

En ce qui concerne la production de l'état $O(^1S)$ via la photodissociation de l'eau, trop peu de données fiables de sections efficaces spécifiques sont disponibles. Deux hypothèses sont aujourd'hui avancées quant au taux de production de cette espèce fille à partir de l'eau. Liu *et al.* (2007) considèrent que la photodissociation de l'eau ne produit pas l'état $O(^1S)$ mais résulte plutôt d'impact électronique avec les espèces CO et CO_2 ou de la photodissociation de l'oxygène moléculaire. Ils utilisent par ailleurs le rapport entre la raie verte (issue de la désexcitation de l'état $O(^1S)$) et la raie rouge (issue de la désexcitation de l'état $O(^1D)$) comme un traceur de la présence de CO/CO_2. Cochran (2008) considère en revanche que la raie verte est bien issue de la photodissociation de l'eau en s'appuyant sur des études d'atmosphères cométaires. Par la suite, nous resterons très prudent quant à l'interprétation de la raie verte dans le cas où l'eau est l'espèce prédominante, i.e. dans la région équatoriale.

TABLE 6.ii. *Espèces filles en fonction de leurs parents respectifs considérées dans cette étude.*

Espèces Parents	Espèces Filles
H_2O	H_2O^+, OH^+, H^+ et O^+ $OH(X^2\Pi)$, $OH(A^2\Sigma^+)$, $O(^3P)$ $O(^1D)$, $O(^1S)$, H_2, H(n=1), H(n=2)
O_2	O_2^+, O^+, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$
O	O^+
OH	OH^+, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, H(n=1)
H_2	H_2^+, H^+, H(n=1)
H	H^+

6.3.3 Géométrie du problème

La figure 6.3 présente les cinq différents cas que nous allons considérer dans cette étude. Dans chaque cas, la ligne rouge représente la ligne de visée.

- Les deux premiers cas, 1 et 2, avec une vue au nadir pour les latitudes à 0° et 82°. Dans le cas 2, chaque point sur cette ligne de visée correspond à un calcul d'absorption différent, puisque le flux incident n'est pas le long de cette ligne de visée.
- Le cas 3, où le satellite observe la ligne de visée parallèle au cas 1, mais pour la latitude à 82°.
- Les cas 4 et 5 correspondent à une ligne de visée sur le limbe de la planète. On définit ici l'origine de cette ligne de visée au point où l'altitude (i.e. la distance à la surface de Ganymède) est minimale, 10 km pour le cas 4 et 263 km pour le cas 5. Ainsi, dans le cas 4, la limite de notre grille de calcul sur la ligne de visée, le plus proche du satellite, est à + 2500 km (+ 2100 km dans le cas 5), et par conséquent - 2500 km (respectivement - 2100 km) pour le point d'atmosphère le plus éloigné. Le cas 4 a été choisi afin de maximiser le chemin optique, tandis que le cas 5 correspond au passage du satellite Galileo en 1996, détaillé un peu plus tard.

6.3.4 Photoionisation

Nous présentons premièrement les résultats de la photoionisation. Nous rappelons ici que la contribution des photoélectrons n'est pas prise en compte et que seules les espèces de premières ionisations sont considérées. Ainsi, le taux de production électronique sera égal à la somme des productions des espèces ionisées.

6.3.4.1 Cas 1 et 2

La figure 6.4 présente les résultats de la photoionisation dans les cas 1 et 2. Toutes les espèces ionisées en fonction de l'espèce "parent" y sont représentées. Avant de continuer plus loin sur des interprétations quantitatives, on peut déjà remarquer dans le cas de la région équatoriale que les photofragments tels que OH^+ et O^+ ne proviennent pas des espèces parents (OH et O) mais bien de l'ionisation dissociative de l'eau, H_2O. En revanche, pour la région polaire, les ions prédominants (H_2^+ et O_2^+) proviennent bien de leurs espèces parents. Par la suite, on présentera le taux de production de chaque espèce d'ions, sans considérer leurs espèces parents respectives afin d'alléger les figures.

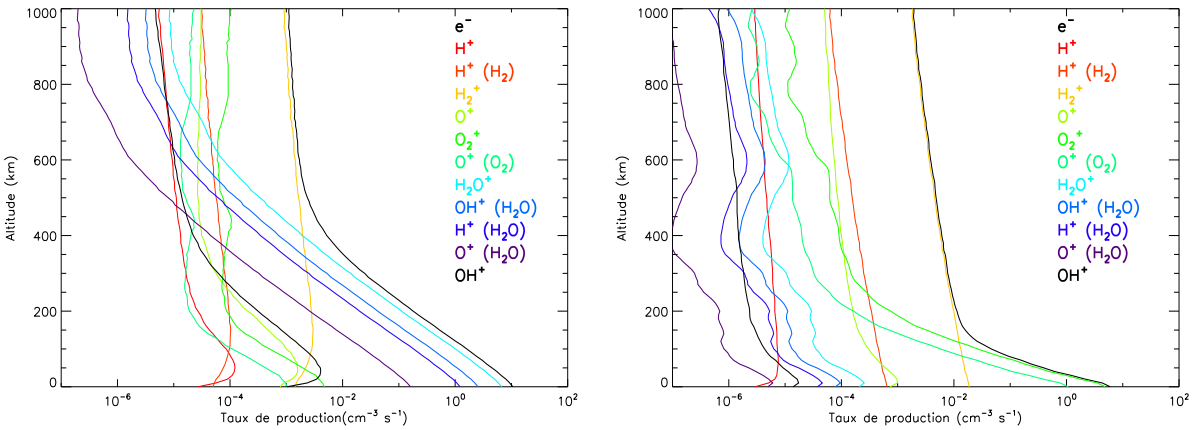

Figure 6.4. *Taux de production des espèces ionisées dans les cas 1 (à gauche), et 2 (à droite). Les espèces entre parenthèses sont les espèces parents.*

La figure 6.5 reprend les résultats de la figure 6.4 sans considérer les espèces parents. Notons également l'absence d'un pic de production ionique : cela signifie que le flux UV solaire est loin d'être totalement absorbé par l'atmosphère de Ganymède. Dans le cas 1, celui de la région équatoriale, l'absorption est maximale pour les longueurs d'onde autour de 70 nm, avec un peu moins de 8% de flux absorbé au sol. Dans le cas 2, le flux arrivant au sol a parcouru une distance plus grande que dans le cas 1. En effet, le flux arrivant au sol dans le cas 2 parcourt le même chemin optique que dans le cas 3 (soit environ 2150 km). L'absorption est plus importante, avec un maximum d'un peu plus de 9.5% au sol pour les longueurs d'onde autour de 70 nm. Contrairement au cas 1, une autre bande d'absorption attribué à la présence d'O_2 est clairement visible, avec un maximum d'absorption de 4% autour de 150 nm. Nous verrons par la suite que ces résultats sont plus significatifs dans le cas 4.

Dans les cas 1 et 2, la production est maximale au sol. Dans le cas 1, le taux de production d'électrons est d'environ 9 $cm^{-3}s^{-1}$ avec comme ion dominant H_2O^+. Dans le cas 2, le taux de production peut atteindre au sol 6 $cm^{-3}s^{-1}$, l'ion prédominant étant O_2^+.

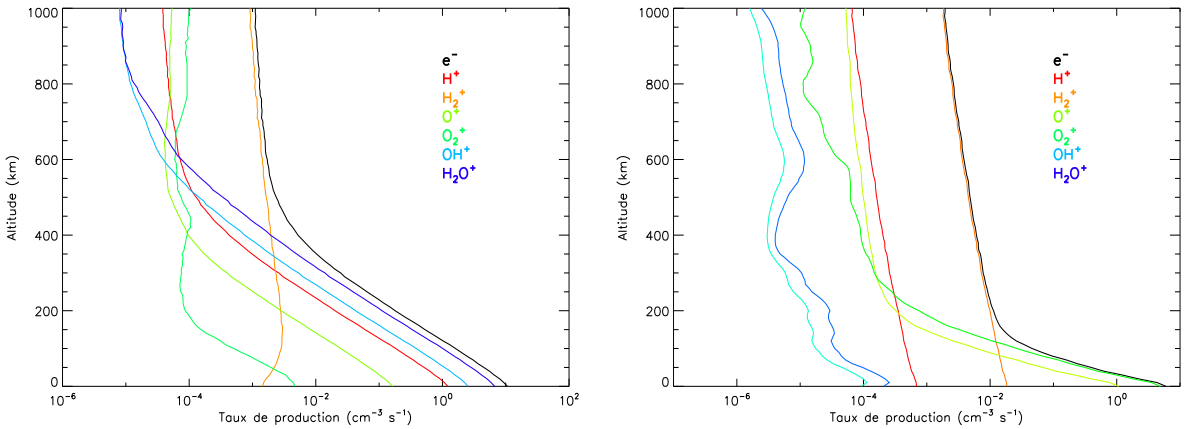

FIGURE 6.5. *Même figure que la figure 6.4, sans considération des espèces parents.*

Comme le flux arrivant au sol reste très important, l'effet de l'albédo doit être pris en compte. La surface réfléchissant tout ou une partie du flux UV, la proportion d'absorption est directement liée à la nature géologique de la surface. Comme nous l'avons vu précédemment, la surface de Ganymède est recouverte de glace. Or l'albédo de la glace d'eau pure peut atteindre près de 50% dans la bande spectrale FUV (Hapke *et al.*, 1981). Toutefois, comme la surface de Ganymède est très sombre, elle est certainement composée d'un mélange de débris et de matériaux organiques avec de l'eau. L'albédo d'un tel mélange est a priori de loin inférieur à 50%. Hall *et al.* (1998) ont mesuré l'albédo pour la raie du C II (à 133.5 nm), autour de 3%. Pour les longueurs d'onde inférieures, nous pouvons raisonablement penser que le sol, constitué par quelques matériaux organiques va complétement absorber le flux EUV. Toutefois, nous avons effectué quelques simulations en prenant en compte l'effet d'un albédo pour la région équatoriale (cas 1) avec 3% du flux réfléchi, pour toutes les longueurs d'ondes considérées. Les productions sont augmentées de près de 3% proche du sol. En haut de l'atmosphère, cette augmentation se réduit à environ 2.6%. Cet effet doit être moins important dans tous les autres cas, puisque la surface réfléchissante n'y est plus perpendiculaire au flux incident. Nous pouvons donc négliger par la suite cet effet.

6.3.4.2 Cas 3, 4 et 5

Dans ces trois cas, nous considérons une atmosphère neutre polaire (comme dans le cas 2) projetée sur la ligne de visée : pour chaque point sur cette ligne de visée, l'altitude par rapport à la surface de Ganymède est recalculée, et la composition correcte d'atmosphère en est déduite. Précisons tout de même que le cas 3 représente un cas d'école. En effet, l'abcisse sur la ligne de visée pour 2500 km correspond à un angle d'entrée de 45.6° (correspondant à un point de latitude de 45.6°), soit une position entre pôle et équateur. L'atmosphère est sans doute un mélange des deux modèles d'atmosphère. Toutefois, en l'absence d'un modèle d'atmosphère plus complet, on se restreint à étudier seulement une atmosphère polaire reprojetée correctement.

Les résultats de la photoionisation sont représentés par la figure 6.6. On peut noter déjà une nette différence entre les cas 2 et 3 : c'est l'effet de la reprojection de l'atmosphère. La production au sol est en revanche identique puisque le calcul pour ce point spécifique est le même.

Les profils sont différents lorsque nous regardons au limbe de la planète (cas 4 et 5) : le taux

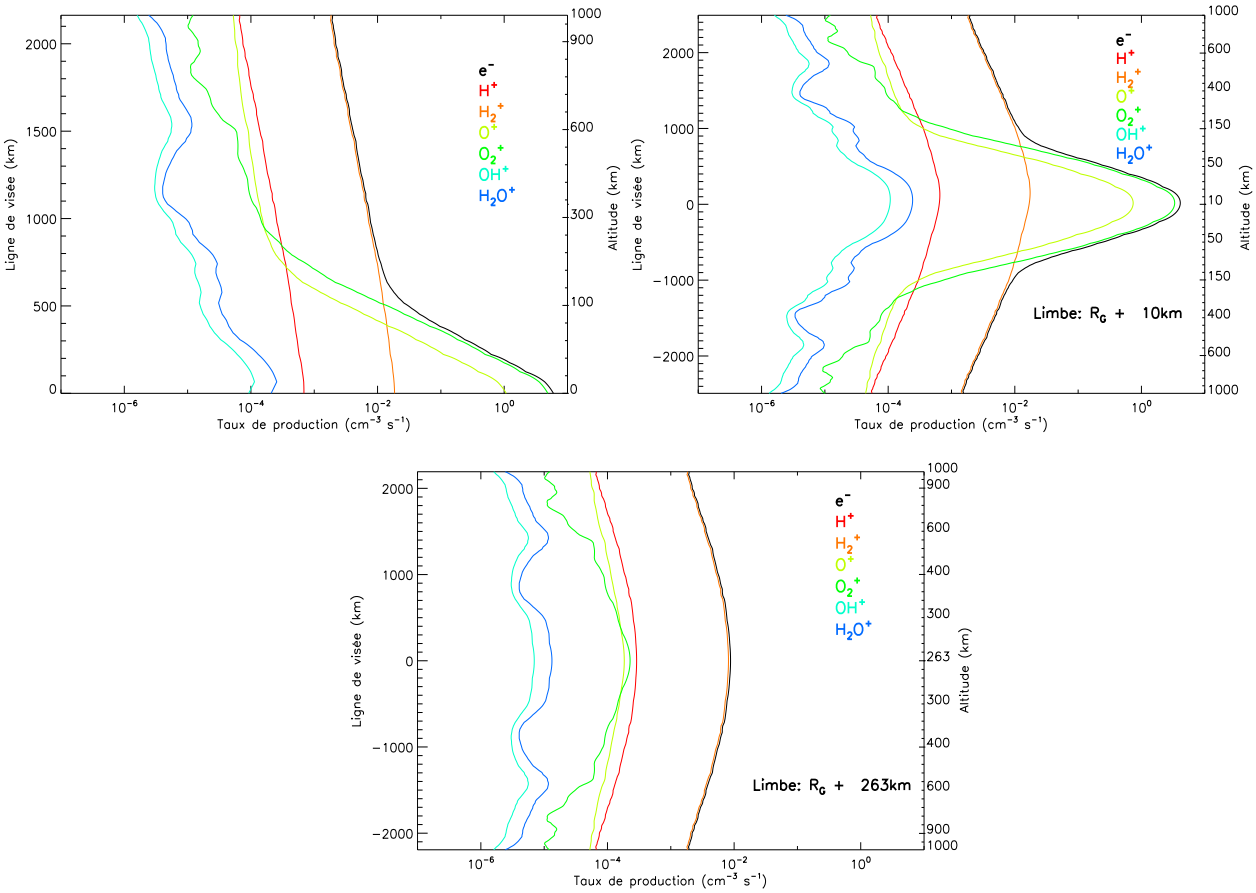

FIGURE 6.6. *Taux de production dans les cas 3 (en haut à gauche), 4 (en haut à droite) et 5 (bas). Les deux axes verticaux représentent l'abscisse sur la ligne de visée (à gauche) et l'altitude par rapport au sol (à droite).*

de production est maximal là où l'atmosphère est la plus dense (10 km pour le cas 4, 263 km pour le cas 5). Par souci de clarté, nous avons ajouté comme second axe vertical l'altitude du point (i.e. par rapport à la surface), entre 0 et 1000 km sur la ligne de visée considéré entre -2500 et +2500 km pour le cas 4 (-2100 et +2100 km pour le cas 5). Notons que ces profils sont quasi-symétriques, ce qui signifie une nouvelle fois que le flux n'est pas totalement absorbé par l'atmosphère de Ganymède. La figure 6.7 représente la différence en pourcentage entre le flux sortant au point -2500 km et le flux entrant (à +2500 km), i.e. le flux solaire non absorbé. L'absorption est maximale entre 60 et 80 nm, avec une valeur maximale d'environ 25%. Le second pic d'absorption attribué à la présence de l'oxygène moléculaire (principalement du à des processus d'excitation comme on le verra par la suite), déjà évoqué dans le cas 3, se situe autour de 150 nm avec une valeur maximale d'environ 13%. Dans le cas 5, l'absorption est maximale autour de 70 nm, attribuée ici à la présence d'hydrogène moléculaire en haute altitude. Toutefois, la valeur maximale d'absorption est de l'ordre de 0.8%, l'atmosphère est si ténue à haute altitude que le profil de production est quasi plat.

6.3.4.3 Comparaisons avec les mesures de Galileo

Le satellite Galileo réalisa en juin 1996 deux passages polaires. Le cas 4 ressemble fortement à l'un des deux passages, avec une approche au plus près de la planète à une altitude d'environ

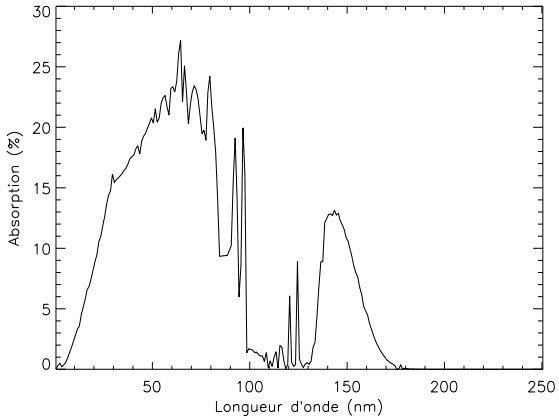

FIGURE 6.7. *Absorption du flux dans le cas 4 entre le point d'entrée (+2500 km, i.e. le flux solaire) et le point de sortie (-2500 km).*

260 km. Lors de ces passages, l'instrument *Plasma Wave Science* (PWS) (Gurnett *et al.*, 1996) a mesuré la densité électronique le long de son orbite. PWS mesure en réalité la fréquence plasma, qui est proportionnelle au premier ordre à la racine carrée de la densité électronique. La population électronique est en réalité un mélange d'une population dominante d'électrons thermalisés et d'une population minoritaire d'électrons suprathermiques. L'instrument PWS donne en faire une bonne estimation de la population des électrons thermiques. La figure 6.8 présente les résultats de ces mesures. On peut y voir que Galileo mesure une densité électronique d'environ 200 cm^{-3} pour une altitude h = 260 km (i.e. $R_G = 1.1$).

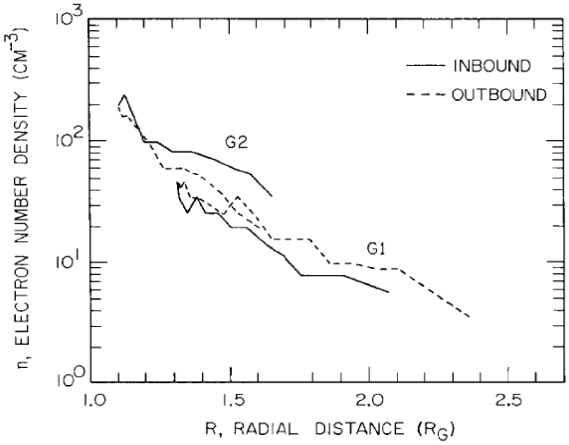

FIGURE 6.8. *Densité électronique mesurée par Galileo lors de ses deux passages au-dessus du pôle de Ganymède. Figure tirée de Eviatar* et al. *(2001).*

Afin de pouvoir comparer ces résultats avec nos simulations, nous utilisons un modèle simple de chimie atmosphérique. Par rapport à la figure 6.6 (cas 5), une seule espèce ionisée est présente : H_2^+. Le taux de production des autres espèces étant négligeable, nous pouvons considérer que seule la réaction de première ionisation de l'hydrogène moléculaire H_2 est prépondérante. Nous utilisons la loi de conservation telle que :

$$\nabla(nv) + \frac{\delta n}{\delta t} = \text{Production - Perte} \tag{6.5}$$

Comme nous avons considéré deux régions avec des atmosphères et des concentrations différentes, il est raisonnable de penser qu'il y a sur Ganymède des échanges permanents entre le pôle et l'équateur. Toutefois, le temps caractéristique de ces déplacements d'air doit être grandement supérieur à celui des réactions chimiques, si bien que nous pouvons considérer en première approximation que $\nabla(nv) = 0$. En outre comme nous considérons une atmosphère à l'état stationnaire, on peut également écrire que $\frac{\delta n}{\delta t} = 0$. Ainsi nous considérons par la suite que Production = Perte.

Comme réaction de perte, nous considérons la réaction de recombinaison dissociative suivante :

$$H_2^+ + e^- \xrightarrow{\alpha} 2H \tag{6.6}$$

avec comme coefficient de réaction $\alpha = 2.3\ 10^{-7}\ (300/\mathrm{T}_e)^{0.4}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$, avec T_e la température électronique (Florescu-Mitchell & Mitchell, 2006). Cette valeur est estimée dans le cas où nous considérons tous les états vibrationnels ν de $\mathrm{H}_2^+(\nu)$. Si seul l'état $\mathrm{H}_2^+(\nu = 0)$ est considéré, alors le coefficient de réaction est plus petit d'un facteur 10 environ. Cette réaction de recombinaison dissociative est connue pour être un des principaux chemins de recombinaison dans les ionosphères planétaires (Banks & Kockarts, 1973) ; elle est beaucoup plus efficace que la simple recombinaison suivante $\mathrm{H}_2^+ + \mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{H}_2$. Nous considérons que tous les ions H_2^+ se recombinent. Par suite, nous pouvons écrire que :

$$Perte = \alpha[H_2^+][n_e] \approx \alpha[n_e]^2 = \text{Production} \tag{6.7}$$

La figure 6.6 (cas 5) permet d'obtenir le terme de Production : pour une altitude de 263 km, nous avons estimé comme taux de production environ 8.7 10^{-3} $\mathrm{cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}$. Le modèle atmosphérique ne fournit pas la température électronique, mais celle des neutres. La température électronique ne peut être que supérieure ou égale à celle des neutres. Ainsi le modèle prédit une température pour H_2, $\mathrm{T}_{H_2} \approx 100$ K. Pour une telle valeur, nous obtenons $n_e = 156$ cm^{-3}. Pour une plus grande valeur de température, comme $\mathrm{T}_e = 1000$ K, nous obtenons plutôt $n_e = 247$ cm^{-3}. Ces résultats sont en très bon accord avec les mesures de Galileo $n_e \approx 200$ cm^{-3}. Si nous prenons à présent une température électronique de l'ordre de 30000 K, celle utilisée dans le modèle de Marconi (2007), alors nous obtenons plutôt $n_e = 775$ cm^{-3}, ce qui près de quatre fois l'ordre de grandeur mesuré par l'instrument PWS à bord de Galilo. Il est alors difficile de conclure, mais il semble qu'il existe plusieurs populations d'électrons, donc probablement une dont le maximum en température soit proche de 1000 K afin d'expliquer les mesures de Galileo.

Nous devons toutefois rappeler ici que ni les précipitations électroniques, ni les ionisations secondaires n'ont été considérées. A priori, les résultats sur la densité électronique sont sous-évalués si seul l'impact du flux UV sur l'atmosphère de Ganymède a été considéré. Nous considérons nos résultats comme une estimation basse du taux de production électronique, ce qui se vérifie expérimentalement si la température électronique est basse. Notre approche est dans ce cas là validée, ce qui nous permet de poursuivre notre étude avec les réactions de photoexcitation, afin de pouvoir calculer les émissions atmosphériques.

6.3.5 Photoexcitation

Nous procédons de la même manière pour calculer les différents états d'excitation des espèces considérées (voir tableau 6.ii). Les résultats sont présentés aux figures 6.9 dans les cas 1 et 2, et 6.10 dans les cas 3, 4 et 5. Nous utilisons de nouveau l'hypothèse que l'atmosphère de Ganymède est suffisamment ténue pour considérer que toutes les désexcitations des espèces se font par radiation, et non par réactions chimiques ou bien par collisions. Pour la même raison, nous pouvons également négliger tout transfert radiatif, ce qui simplifie de nouveau grandement la modélisation. Les émissions atmosphériques sont directement proportionnelles à l'excitation.

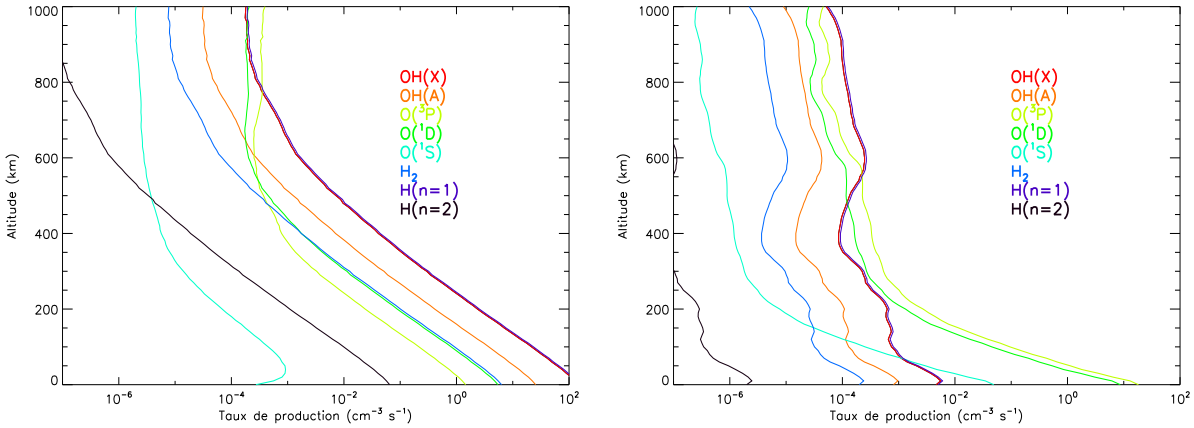

FIGURE 6.9. *Taux de production d'états excités pour les cas 1 (région équatoriale, à gauche) et 2 (région polaire, à droite) .*

Nous nous intéressons ici particulièrement à certaines transitions :

- L'état O(^{1}D), plus connu comme la raie rouge de l'oxygène à 630 nm. Cet état est issu aussi bien de la photodissociation de l'oxygène moléculaire que de celle de l'eau. Toutefois, selon Wu & Chen (1993), seule la raie Lyman α peut en principe peut photodissocier l'eau dans un tel état.
- L'état O(^{1}S) peut se désexciter soit vers l'état O(^{1}D) en émettant la raie verte, ou bien soit vers l'état fondamental O(^{3}P) en émettant la raie UV à 297.5 nm. Le rapport de branchement (obtenu par observations, non théorique) est donné par Slanger *et al.* (2006), 90% pour la raie verte, et 10% pour la raie UV.
- L'état de première excitation du radical OH, OH($A^2\Sigma^+$) se désexcite vers l'état fondamental OH($X^2\Pi$) produisant un continuum d'émission entre 260 et 410 nm (Wu & Chen, 1993).
- Enfin, nous pouvons également considérer l'émission Lyman α, H(n=2) $\rightarrow$ H(n=1).

Nous préférons en outre donner ici les émissions en Rayleigh (R) [5] afin de s'affranchir de toute contrainte instrumentale (Hunten *et al.*, 1956). En effet, cela nous permet de ne pas devoir considérer le champ de vision d'un hypothétique instrument. Le tableau 6.iii résume les émissions atmosphériques, intégrées sur la ligne de visée dans chaque cas. Comme nous considérons le rayonnement issu des désexcitations comme isotrope, le résultat de l'intégration est divisé par 4π.

5. 1 Rayleigh = 10^{10} photons.m^{-2}.s^{-1}

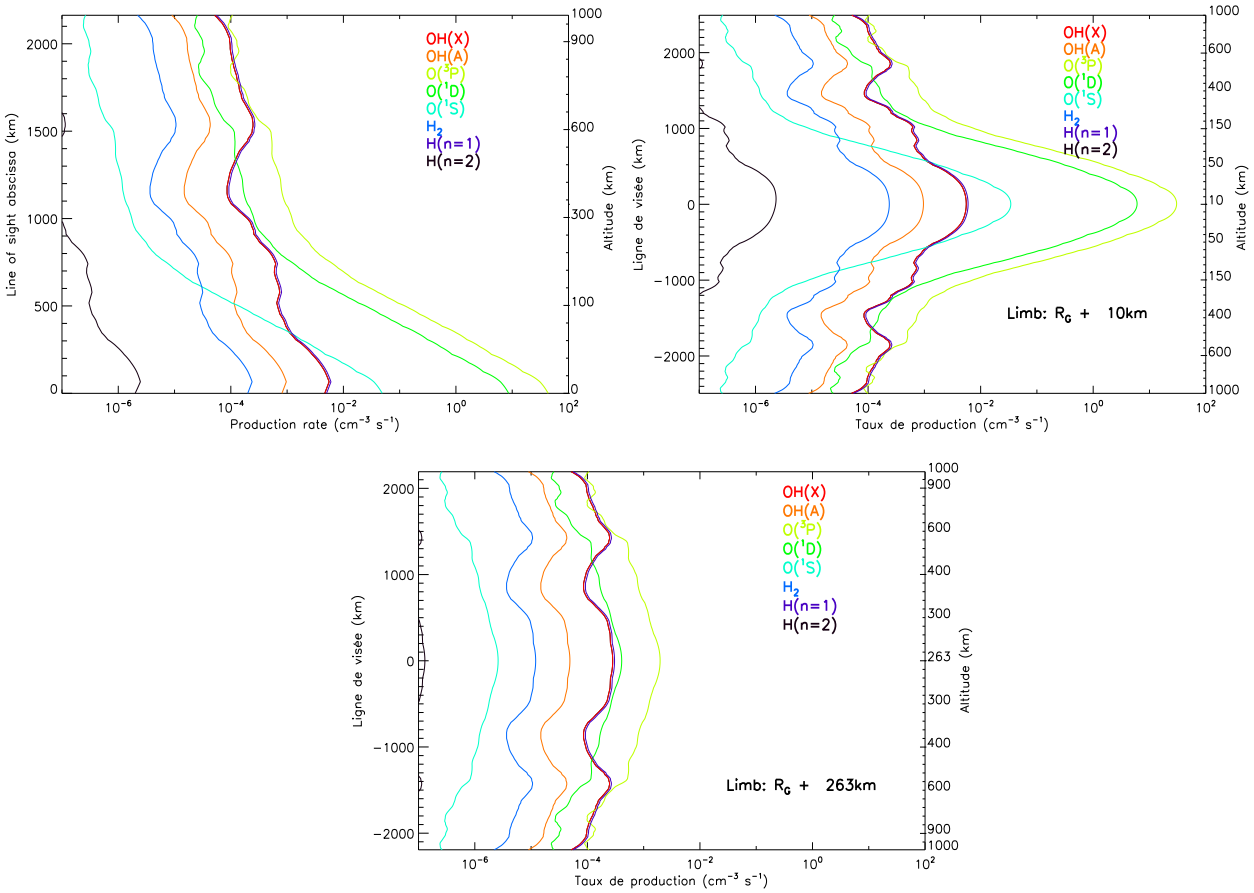

FIGURE 6.10. *Taux de production d'états excités pour les cas 3 (en haut à gauche), 4 (en haut à droite) et 5 (en bas).*

Un des principaux résultats est sans doute l'émission importante de la raie rouge à 630 nm (état $O(^1D)$). Dans le cas des vues au nadir, l'intensité peut atteindre environ 30 R pour le cas 1 (à l'équateur), et près de la moitié pour le cas 2 (au pôle). Alors que la composition de l'atmosphère est vraiment différente, nous obtenons des valeurs relativement proches. Rappelons que cet état est formé à l'équateur par la photodissociation de l'eau, tandis qu'au pôle c'est celle de l'oxygène moléculaire. Dans le cadre de notre modèle, nous considérons que la photodissociation de l'eau ne produit pas du tout d'oxygène atomique dans l'état $O(^1S)$, ce qui explique pourquoi cet état est plus abondant au pôle qu'à l'équateur alors que c'est l'inverse pour l'état $O(^1D)$. Ce résultat reste dépendant des sections efficaces utilisées, la production de l'état de $O(^1S)$ par la photodissociation de l'eau étant clairement une question ouverte.

En ce qui concerne les émissions de la désexcitation de $OH(A^2\Sigma^+)$, nous prédisons une valeur d'environ 140 R. Comme l'eau est une espèce quasi absente des régions polaires, il est normal de ne s'attendre à rien en terme d'émissions dans tous les autres cas.

Si nous pouvons négliger l'albédo pour les longueurs dans l'UV, nous ne pouvons pas en revanche faire de même pour le visible : ainsi la réflection du sol du flux solaire dans le visible va certainement empêcher toute observations de ces émissions visibles prédites précédemment. Ainsi, les cas 1 et 2, vues au nadir, ne sont certainement pas propices à l'observation du fait de ces valeurs relativement faibles, indiscernables de la réflection visible.

TABLE 6.iii. *Émissions atmosphériques de quelques transitions électroniques dans chaque cas des espèces excitées par photodissociation (en Rayleigh).*

Cas	OH($A^2\Sigma^+$–$X^2\Pi$)	O(^{1}D-^{3}P) (raie rouge)	O(^{1}S-^{1}D) (raie verte)	O(^{1}S-^{3}P) (297.2 nm)	H(n=2)
1	139.7	29.78	$9.2\ 10^{-3}$	$0.6\ 10^{-3}$	0.36
2	8.10^{-3}	17.5	0.09	0.01	2.10^{-5}
3	0.03	101.5	0.51	0.06	8.10^{-5}
4	0.1	312	1.42	0.36	0
5	0.01	0.07	0	0	0

En revanche, observer au limbe permet de s'affranchir d'un tel effet. Dans le cas 4, avec une ligne de visée s'élevant de 10 km au dessus du pôle de Ganymède, nous pouvons nous attendre à une émission de la raie rouge d'environ 312 R. Cette valeur serait détectable par des instruments spatiaux actuels. La limite de détection des spectromètres utilisés pour les missions martiennes est de l'ordre de 50 R. A plus haute altitude, le cas 5, on ne doit plus observer d'émissions. En effet, comme la concentration atmosphérique en O_2 est réduite de plusieurs ordres de grandeur, l'émission pour la raie rouge est quasi indétectable (≈ 0.07 R). En ce qui concerne la raie Lyman α, les émissions sont si faibles dans tous les cas que nous pouvons négliger tout transfert radiatif dû à cette émission. En outre il paraît illusoire de vouloir distinguer cette contribution de la raie solaire Lyman α diffusée par la même atmosphère.

Précisons que ces valeurs ainsi prédites constituent des valeurs basses, car nous tenons compte uniquement de l'impact du flux UV. Afin d'obtenir des valeurs plus réalistes pour l'émission de la raie rouge, il faut considérer d'autres réactions de production de l'état O(^{1}D), telles que

- Les impacts électroniques sur O et O_2
- La recombinaison dissociative de O_2^+ avec des électrons thermiques, soit la réaction suivante $O_2^+ + e^- \rightarrow O^* + O^*$ (avec $O^* = O(^3P)$, O(^{1}D) ou O(^{1}S))
- Si les concentrations de l'espèce CO_2 s'avèrent n'être plus négligeables, il serait judicieux de considérer également les réactions de collisions avec CO_2 qui peut être des réactions de production/perte importante, comme c'est le cas pour certaines atmosphères comme celle de Mars, ou encore celle de Vénus.

Les collisions électroniques ne peuvent être incluses dans ce travail, mais qu'en est-t-il de la recombinaison dissociative de O_2^+ ?

Nous considèrons de nouveau l'équation de conservation 6.7. Cette fois-ci, nous ne nous intéressons pas au calcul de densité électronique mais plutôt à la production de l'oxygène dans les états suivants O(^{3}P), O(^{1}D) et O(^{1}S) issue de la recombinaison dissociative de O_2^+. Comme Production = Perte, nous pouvons écrire que $[O_2^+] = 2[O]$. Kella *et al.* (1997) fournissent les rapport de branchement pour une telle réaction dans le cas où O_2^+ est dans l'état de vibration fondamental (i.e. $\nu = 0$). Les valeurs des rapports pour O(^{3}P), O(^{1}D) et O(^{1}S) sont respectivement 0.86, 1.09 et 0.05.

A partir de la figure 6.6, nous pouvons calculer l'émission des états O(^{1}D) et O(^{1}S) issue de la réaction précédente. Le tableau 6.iv résume les émissions dans le cas 3 et 4, les deux cas où il

Table 6.iv. *Émissions atmosphériques de transitions électroniques dans les cas 3 et 4 pour la seule réaction de recombinaison dissociative d'O_2^+ (en Rayleigh).*

Cas	$O(^1D\text{-}^3P)$ (raie rouge)	$O(^1S\text{-}^1D)$ (raie verte)	$O(^1S\text{-}^3P)$ (297.2 nm)
3	64	2.7	0.3
4	189	7.7	0.9

est judicieux d'observer avec un instrument spatial. Il s'avère que la contribution est loin d'être négligeable surtout pour la raie rouge, puisque cela ajoute près de 60% de la valeur prédite dans le tableau 6.iii. En ce qui concerne l'état $O(^1S)$, c'est même la réaction prédominante puisque nous obtenons des valeurs d'émissions plus importantes que la simple considération de la production de cet état par photodissociation de l'oxygène moléculaire. Ces valeurs restent toutefois trop faibles pour pouvoir les observer avec un instrument spatial.

En revanche, nous devons préciser que les valeurs du tableau 6.iv sont des valeurs hautes. Tous les ions O_2^+ ne se recombinent pas forcement. Des réactions chimiques comme celle entre O_2^+ avec H_2, dont le coefficient de réaction n'est pas négligeable, peuvent être également importantes dans les processus de perte . Enfin, tous les ions ne se recombinent pas tout simplement car ils ont potentiellement le temps de s'échapper dans l'espace. Comme nous nous intéressons ici tout particulièrement à l'ordre grandeur des émissions atmosphériques, cela n'a finalement que peu d'impact sur nos conclusions.

Le modèle numérique développé dans cette étude nous permet de prédire dans les cas 3 et 4 des émissions de la raie rouge importantes, respectivement 165.5 R et 500 R. Ces dernières valeurs constituent toujours des valeurs seuils, puisque tous les processus collisionnels ont été négligés. Ces résultats mettent toutefois en évidence l'intérêt de proposer un spectromètre dévolu à la raie rouge (@ 630 nm) du fait d'une émission relativement importante pour la mission JUICE. L'observation des bandes de continuum entre 260 nm et 410 nm de l'hydroxyle OH peut également être intéressante pour contraindre la concentration atmosphérique de l'eau dans les régions équatoriales.

Pour compléter ce modèle numérique, il faudrait absolument prendre en compte la précipitation électronique dans l'atmosphère de Ganymède. Nous avons déjà mentionné que cela représentait un tout autre type de modélisation. Cela nous permettrait néanmoins de calculer les émissions de l'oxygène à 130.4 nm et 135.6 nm. En effet, dans ce travail, nous avons considéré uniquement les états de l'oxygène dans la configuration du fondamental($2s^22p^4$). Les plus niveaux excités, ^5S et ^3P avec la configuration suivante $2s^22p^33p^1$, donne le triplet à 130 nm et le doublet à 135 nm. Le tripet à 130 nm est résonant avec le Soleil, et peut être exciter par impact électronique. Ce triplet est certes très important, mais il faudrait considérer éventuellement un code de transfert radiatif pour modéliser correctement les émissions. Le doublet à 135 nm est essentiellement excité par les électrons suprathermiques, ce qui rappellons une nouvelle fois est hors du cadre de la présente étude. De telles prédictions seraient effectivement les bienvenues afin de pouvoir quelques comparaisons avec les observations de Hall *et al.* (1998). Toutefois, l'énergie des électrons précipitant devrait être relativement faible : en effet, avec un flux d'une énergie moyenne d'environ 1 keV, le libre parcours moyen des électrons pour les conditions de Ganymède est d'environ 2500 km à 200 km de la surface, et de 25 km à la surface (Rees, 1989).

Cela nous donne de bonnes indications comme quoi les électrons de haute énergie ne vont pas à priori interagir avec l'atmosphère. Mais cela nécessite tout de même un code afin d'en nous assurer. Précisons que comme Ganymède est un corps magnétisé, les effets de la précipitation électronique seraient éventuellement importants au pôle, et non à l'équateur.

6.4 Comparaisons entre différents modèles d'irradiance

Nous avons utilisé comme flux d'entré F_∞, le spectre composite à partir des missions TIMED et SORCE. Testons à présent quelques modèles d'irradiance dans l'UV. Cette dernière section constitue l'aboutissement de mon travail de recherche. Nous allons en effet faire le lien entre les modèles de reconstruction de l'irradiance dans l'UV à partir des bandes passantes de notre instrument, présenté en fin de chapitre 5, et la modélisation de la réponse de l'atmosphère de Ganymède à ce flux UV solaire.

6.4.1 Le modèle HEUVAC

Nous avons mentionné au chapitre 2 le modèle HEUVAC, développé par Richards *et al.* (2006), qui modélise le flux EUV jusqu'à 105 nm. Ce modèle utilise l'indice radiométrique F10.7, ainsi que sa valeur moyennée sur 81 jours pour reconstruire l'irradiance dans l'EUV. Comme ce modèle HEUVAC se destine tout particulièrement à être un paramètre d'entrée à de nombreux modèles ionosphériques, il est intéressant de comparer les résultats obtenus avec ce modèle avec ceux obtenus avec le spectre solaire réellement mesuré. Le flux intégré entre 1 et 105 nm est de plus utilisé comme proxy, nommé E10.7, par le modèle SOLAR 2000, que nous avons évoqué au chapitre 2.

Nous allons considérer deux cas, le premier où l'activité solaire est modérée (F10.7 $\approx$ 172, le 1er novembre 2004), le second où l'activité solaire est faible (F10.7 $\approx$ 83, le 19 février 2010). La figure 6.11 présente le spectre solaire pour la bande spectrale entre 1 et 105 nm pour une activité solaire modérée, comme modélisé par HEUVAC (en rouge), et comme mesuré par l'instrument SEE (en noir). Ce dernier sera dénommé dans la suite par le spectre de référence. Les spectres représentés correspondent au flux arrivant dans le système jovien, l'irradiance étant divisée par $(5.2)^2$. Notons que la différence entre les deux spectres est visuellement importante.

Nous considérons ici uniquement la production électronique, la bande spectrale considérée étant uniquement responsable de la photoionisation. Considérons par exemple le cas 3 (hautes altitudes) : nous considérons ici une région polaire où les espèces majoritaires sont l'oxygène et l'hydrogène moléculaire. La figure 6.12 présente les courbes de production électronique dans le cas 3, simulées avec le spectre mesuré par SEE (en bleu) et avec le modèle HEUVAC (en rouge), pour les deux activités solaire considérées.

Notons d'abord que l'activité solaire a finalement peu d'influence sur l'ionosphère de Ganymède. Au sol, la production électronique s'élève à 8.3 $cm^{-3}s^{-1}$ lors d'une activité modérée, contre 6 $cm^{-3}s^{-1}$ pour une activité faible, avec l'utilisation du spectre de référence. Comparons à présent les résultats obtenus à partir des différents spectres. Bien que la production électronique soit systématiquement sous évaluée (près de 15% en moyenne pour une activité faible, environ 10% pour une activité modérée), les courbes de productions sont très proches. Cela peut paraître surprenant puisque les spectres solaires divergent fortement pour de nombreuses longueurs d'onde.

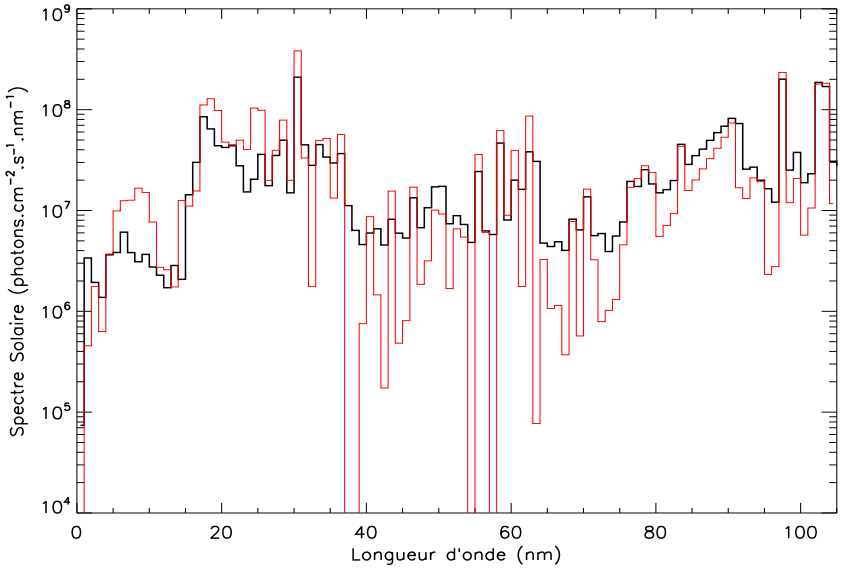

Figure 6.11. *Spectre solaire pour le système jovien pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172), modélisé par HEUVAC en rouge, comme mesuré par l'instrument SEE en noir. Les spectres ont une résolution de 1 nm.*

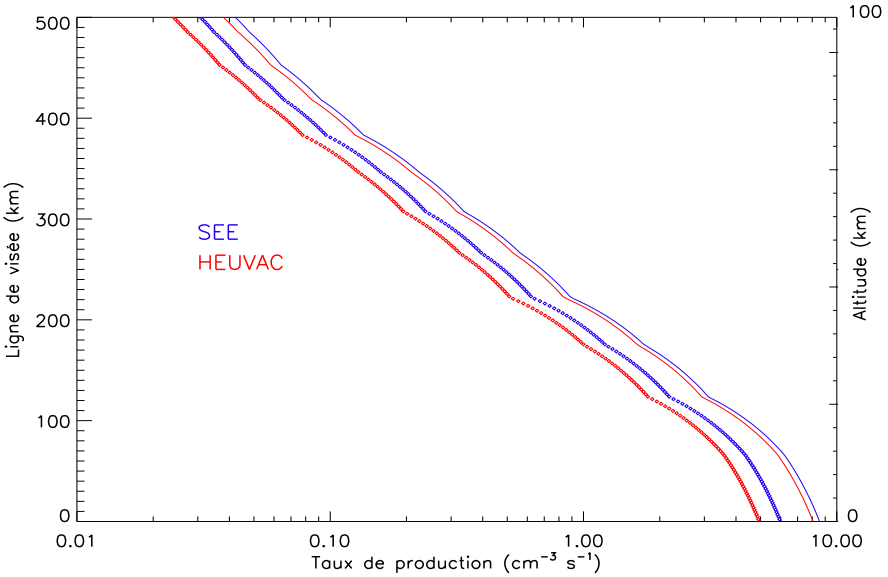

Figure 6.12. *Courbes de production électronique obtenues à partir des spectres solaires modélisé par HEUVAC (en rouge), et comme mesuré par SEE (en bleu), pour des activités solaires différentes (F10.7 =82 en pointillé, F10.7 = 172 en trait plein), dans le cas 3.*

Une étude de la forme des spectres solaires fournies par HEUVAC peut expliquer ces résultats surprenants. Comme dans le cas de la Terre (i.e. Lilensten *et al.* (2007)), certaines raies solaires contribuent fortement à la production électronique. La figure 6.13 présente ainsi la contribution à la production électronique pour certaines raies comme le Fe XV (28.4 nm), les raies de l'hélium He II (30.4 nm) et He I (58.5 nm), la raie de l'oxygène O V (62.5 nm), et enfin la raie du carbone

C III (97.5 nm). Notons que pour chaque raie, la contribution se distingue en deux zones en fonction de l'altitude par rapport au sol (ordonnée de droite sur la figure 6.13), avec une frontière proche de 100 km environ. En-dessous, c'est la photoionisation de l'espèce O_2 qui est responsable de la production d'électrons. Pour une altitude supérieure, c'est l'espèce H_2. La raie de l'hélium He II a la plus forte contribution pour les basses altitudes. Pour les hautes altitudes ce sont les raies He I et O V. Cette différenciation est à relier aux sections efficaces des espèces O_2 et H_2. Notons que ce ne sont pas les raies les plus énergétiques qui dictent la production d'électrons dans l'atmosphère de Ganymède.

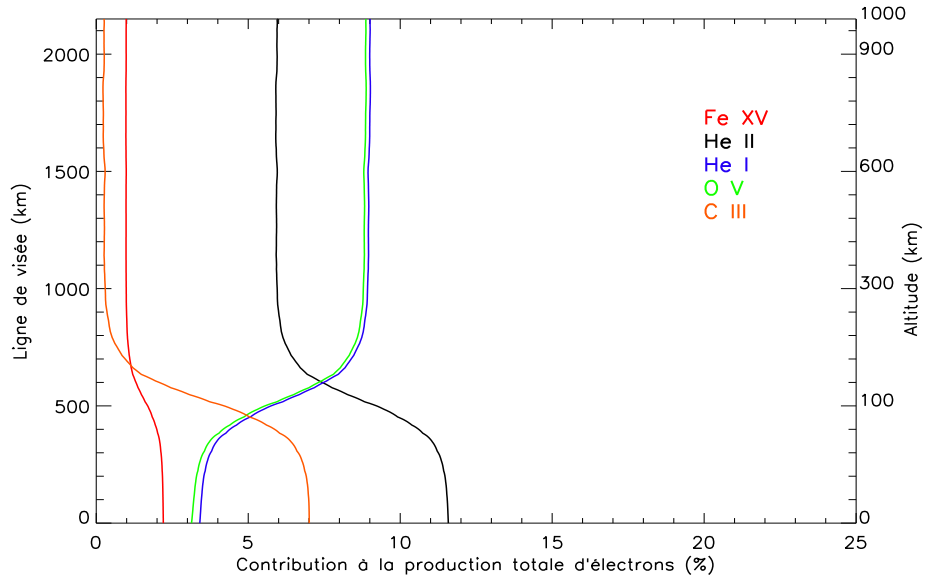

FIGURE 6.13. *Contribution relative pour chaque raie spectrale à la production électronique totale dans l'atmosphère de Ganymède, en fonction de l'altitude, dans le cas 3.*

Remarquons que ces cinq raies solaires expliquent près de de 20% de la production électronique totale, pour les basses altitudes. Ces raies sont systèmatiquement sur-évaluées par le modèle HEUVAC (100% pour Fe XV, He II et O V par exemple), ce qui impose un surplus de production. Les longueurs d'onde entre 40 et 70 nm, où le désaccord pour le niveau absolu entre HEUVAC et le spectre de référence est le plus fort, représente également environ 20% (sans les raies). Finalement la contribution en surplus des cinq raies compense le déficit causé par cette bande spectrale entre 40 et 70 nm. Ceci peut expliquer d'un point de vue numérique pourquoi les courbes de production sont relativement proches. La raison n'est pas du tout d'ordre physique, ce qui limite fortement l'utilisation du modèle HEUVAC, qui ne fournit ni une valeur absolue correcte pour l'irradiance de ces raies, ni leur niveau de variabilité. Ceci implique également que le flux integré sur la bande spectrale entre 1 et 105 nm, E10.7, est un mauvais proxy pour estimer la production électronique.

6.4.2 À partir des bandes passantes

Testons à présent les spectres solaires obtenus à partir du jeu de cinq bandes passantes comme proposé en fin de chapitre 5, et à partir des deux indices F10.7 et Mg II. Nous prenons

les spectres obtenus 1300 jours après le dernier jour utilisé pour le calcul des coefficients, ce qui correspond à une activité solaire modérée (F10.7 =172) (voir figure 5.14). La figure 6.14 présente les trois spectres solaires (limités à l'EUV pour cette représentation) : le spectre de référence (en noir) et ceux obtenus à partir des bandes passantes et des indices (respectivement en vert et en bleu).

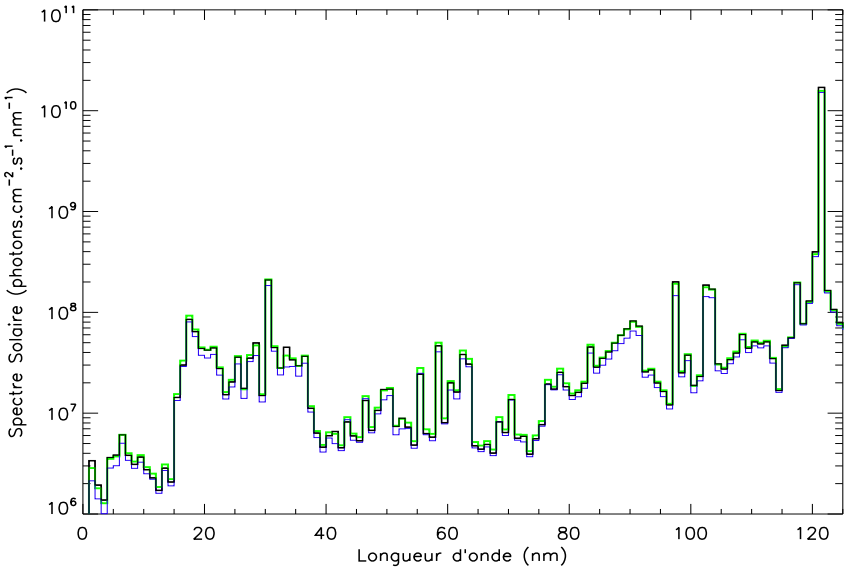

Figure 6.14. *Spectre solaire pour le système jovien pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172) : le spectre de référence en noir, et ceux obtenus à partir des bandes passantes (en vert) et à partir des indices (en bleu). Les spectres ont une résolution de 1 nm.*

Notons encore une fois que le continuum de l'hydrogène entre 60 et 91 nm est très bien reconstruit avec l'utilisation des bandes passantes, ainsi que les raies chaudes du carbone C III (97.5 nm) et de l'hydrogène Lyman α et β. Notons particulièrement que les cinq raies importantes (voir figure 6.13) pour la production électronique pour l'ionosphère de Ganymède sont bien reconstruites. Dans l'ensemble, la reconstruction est bien fidèle au spectre de référence, sauf pour la bande spectrale entre 40 et 60 nm, où l'irradiance est légèrement surestimée comme nous l'avons vu précédemment. La reconstruction de l'irradiance à partir des indices est sous estimée pour l'ensemble du spectre EUV, et tout particulièrement pour les cinq raies importantes.

La figure 6.15 présente les courbes de production électronique, calculées à partir des trois modèles d'irradiance. Notons pour les basses altitudes que notre modèle d'irradiance à partir des bandes passantes permet de retrouver assez fidèlement la production électronique calculée à partir du spectre de référence. Avec les indices solaires, la production d'électrons est sous-estimée, de près de 13% au sol par exemple contre 3% dans le cas des bandes passantes. Pour les plus hautes altitudes, les courbes de production obtenues à partir des modèles s'écartent un peu plus de celle de référence, mais l'accord reste toujours meilleur dans le cas des bandes passantes.

6.4.3 Estimation du TEC

La quantité intéressante à déduire de ces courbes de production est le contenu électronique total intégré le long de la ligne de visée (*TEC* en anglais), qui est un paramètre capital pour les

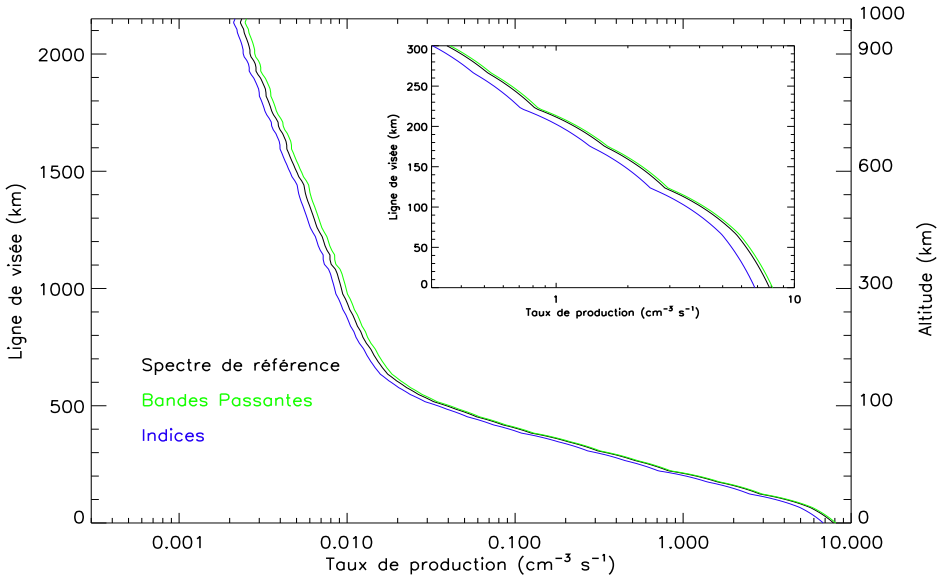

FIGURE 6.15. *Courbes de production électronique pour une activité solaire modérée dans le cas 3, calculées à partir des trois modèles d'irradiance : le spectre de référence (en noir), et ceux reconstruits à partir des bandes passantes (en vert), et à partir des indices (en bleu).*

TABLE 6.V. *Contenu électronique global le long de la ligne de visée dans le cas 3, exprimé en cm^{-2}, pour différents modèles d'irradiance, pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172). La valeur entre parenthèse indique la précision par rapport au TEC obtenu à partir du spectre de référence.*

Spectre de référence	Bande passante	Indices	HEUVAC
1.057 10^{11}	1.076 10^{11} (+1.8%)	9.98 10^{10}(-5.6%)	9.43 10^{10} (-11%)

modèles ionosphériques. Le TEC intervient en effet dans l'étude de la transmission des ondes électromagnétiques à travers l'ionosphère. Nous avons déjà mis en évidence que la courbe de production électronique se décompose en deux parties. Pour une altitude sur la ligne de visée inférieures à 500 km (soit une altitude par rapport au sol H ≈ 100 km), c'est la concentration en O_2 qui gouverne la production d'électrons. Pour des altitudes supérieures, c'est la concentration en H_2. Pour calculer le TEC, nous reprenons le principe du bilan détaillée, ce qui revient dans le cas de notre étude à considérer que Perte = Production (équation 6.7). Les seules réactions de perte que nous considérons ici sont les réactions de recombinaison dissociative déjà évoquées précédemment. Les coefficients de réaction pour les deux ions O_2^+ et H_2^+ sont respectivement $\alpha_{O_2^+} = 2\ 10^{-7}\ (300/T_e)^{0.7} cm^3 s^{-1}$ et $\alpha_{H_2^+} = 2.3\ 10^{-7}\ (300/T_e)^{0.4} cm^3 s^{-1}$ (Florescu-Mitchell & Mitchell, 2006). Les coefficients de réaction étant différents, cela justifie de considérer deux régimes dans l'ionosphère de Ganymède. Cela nous permet de calculer la densité électronique pour chaque altitude sur la ligne de visée, et après intégration le long de cette même ligne de visée, le TEC. Le tableau 6.v présente ainsi le TEC obtenu pour différents modèles d'irradiance.

Il est très intéressant de comparer les valeurs absolues obtenues pour chaque modèle au TEC obtenu avec le spectre de référence. Il s'avère que notre reconstruction à partir des bandes passantes offre une meilleure précision, de l'ordre de 2%, contre 6% avec l'utilisation des indices, ou encore 11% avec HEUVAC. Notons donc que si les courbes de production électronique sont

relativement proches (figures 6.12 et 6.15) entre tous les modèles d'irradiance, les valeurs du TEC obtenues présentent des écarts importants, ce qui peut être préjudiciable pour les différents modèles ionosphériques.

Il est intéressant de mentionner que 50% du TEC est produit entre 0 et 35 km d'altitude (par rapport au sol, non sur la ligne de visée). Cette limite se situe dans la zone de prédominance de l'espèce O_2.

6.5 Conclusions

Ce chapitre présente la modélisation de l'impact du flux UV seul sur l'atmosphère de Ganymède. L'atmosphère de ce satellite est si peu dense que le milieu est considéré comme non collisionnel.

Le principe du bilan détaillé permet d'élaborer un modèle simple de chimie atmosphérique. En considérant que les productions sont égales aux pertes, nous pouvons ainsi comparer notre modèle aux quelques observations du satellite Galileo lors des survols des régions atmosphériques polaires de Ganymède. Comme réactions de pertes, nous considérons seulement les recombinaisons dissociatives pour les ions O_2^+ et H_2^+, majoritaires pour ces régions polaires. Nos résultats sont en bon accord avec les observations, sous l'hypothèse d'une température électronique équivalente à celles des neutres. Rappelons tout de même que les valeurs de notre modèle ne sont que des valeurs seuils, nous n'avons pas pris en compte l'impact des précipitations électroniques dans l'atmosphère de Ganymède.

Nous calculons ensuite les émissions atmosphériques, pour quelques raies importantes en aéronomie dont la raie rouge à 630 nm. Nos résultats montrent dans les cas des régions polaires, pour une observation au limbe, que l'intensité peut atteindre 500 R, ce qui est tout à fait mesurable avec des instruments orbitaux actuels.

Enfin, nous avons fait le lien avec les travaux sur la reconstruction de l'irradiance solaire dans l'UV. Nous obtenons une meilleure précision sur la valeur du TEC avec l'utilisation de bandes passantes, de l'ordre de 2% (contre près de 11% avec le modèle HEUVAC). Nous avions mentionné au chapitre d'introduction qu'atteindre 1% de précision sur la valeur du TEC serait l'idéal pour de nombreux modèles ionosphériques, utilisés notamment pour tous les sytèmes de navigation. Avec l'utilisation de bandes passantes, nous nous approchons de cette valeur dans le cas de Ganymède, pour la production électronique issue de l'impact du flux UV seulement.

Conclusions générales et perspectives

L'ensemble de ce travail de thèse se décompose en deux parties distinctes, mais néanmoins extrêmement liées. La première partie est consacrée à l'étude de la variabilité de l'irradiance solaire dans l'UV, et sa possible reconstruction à partir de bandes passantes. La seconde partie consiste en l'étude de l'impact de ce flux UV solaire sur une atmosphère planétaire, avec l'exemple de Ganymède, un satellite de Jupiter. Bien que focalisé sur le rayonnement dans l'UV, mon travail s'inscrit donc pleinement dans les relations entre le Soleil et les atmosphères planétaires, en lien avec de la climatologie de l'espace et la météorologie de l'espace.

La première partie de ce travail est consacrée à la caractérisation de la variabilité de l'irradiance dans l'UV. Le chapitre 2 met en évidence la difficulté de mesurer toute cette bande spectrale, notamment sur le long terme. Pour palier ces problèmes, il existe de nombreux modèles d'irradiance, à la fois pour l'EUV, le FUV et le MUV. Tous ces modèles, aussi bien empiriques que semi-empiriques, sont principalement basés sur l'idée que la variabilité dans l'UV est liée aux variations des champs magnétiques en surface du Soleil. Les comparaisons les plus récentes de ces modèles avec les données des différents instruments dévolus à l'observation de l'irradiance dans l'UV, mettent en évidence des désaccords, et notamment lors du dernier minimum d'activité solaire. Une mesure directe du flux UV, ne serait-ce que par le biais de bandes passantes, est donc incontournable. Or, à cause du rôle structurant du champ magnétique, la variabilité de l'irradiance est très cohérente, hormis pendant les éruptions. J'explore ainsi dans ce travail de thèse la possibilité de reconstruire l'irradiance solaire à partir des observations de bandes passantes, pour des échelles de temps de l'ordre du jour et davantage. Je me concentre ici sur l'intervalle entre 27 et 280 nm en raison des contraintes d'observation. Cette gamme couvre la majeure partie de l'EUV, qui est importante pour la spécification de l'ionosphère et de la thermosphère, ainsi que le FUV et le MUV, qui sont cruciaux pour la caractérisation de la mésosphère et de la stratosphère terrestres.

La première étape de ce travail consiste à identifier les régions spectrales qui partagent la même variabilité. La cohérence spectrale de la variabilité de l'irradiance solaire spectrale justifie une approche statistique. Utilisant près de six années de données, j'utilise une méthode de décomposition, comme la méthode de décomposition de valeurs singulières (SVD), en projetant l'irradiance $I(\lambda, t)$ sur différents modes spectraux et temporels, $f(\lambda)$ et $g(t)$. Cette approche est donc empirique, et l'interprétation physique des modes est purement déductive. La méthode de décomposition n'impose aucune contrainte physique sur les modes, seul le principe d'orthogonalité entre les modes est imposé. Le chapitre 3 est consacré à l'étude des différents modes, avec l'aide d'outils de représentation graphique, afin de mettre en évidence la physique qui y est contenue. D'une manière qualitative, certains résultats bien connus à propos de l'irradiance sont retrouvés par ces méthodes statistiques. Différentes régions spectrales, présentant une variabilité commune, sont alors bien mises en évidence. L'analyse statistique montre de plus qu'il faut peu

de modes (typiquement 2-3 modes) pour décrire l'essentiel de l'information physique contenue dans les données. Ceci est clairement la signature de la forte cohérence spectrale. Ces méthodes statistiques mettent en évidence toutes les facettes de la variabilité d'irradiance dans l'UV.

Le chapitre 4 considère ensuite la possibilité de reconstruire l'irradiance spectrale dans l'UV à partir d'une combinaison linéaire des bandes passantes. L'utilisation de bandes fictives permet dans un premier temps de fixer le cadre, et surtout de définir une stratégie dans le choix des bandes passantes, celles qui sont redondantes étant éliminées. Je mets ainsi en évidence qu'il n'est pas nécessaire de couvrir tout le spectre pour caractériser l'irradiance. Seules quelques bandes passantes suffisent, définies à partir de notre approche empirique. Dans un second temps, je teste la reconstruction avec des bandes passantes réelles, comme celles des radiomètres LYRA et PREMOS, afin de nous imposer des contraintes instrumentales fortes, notamment en matière de réjection du flux hors de l'intervalle spectral observé. J'ai défini une stratégie qui permet rapidement de mettre hors-jeu certaines bandes passantes, jugées trop redondantes en matière d'information sur la variabilité. En utilisant quatre bandes passantes, trois de LYRA et une de PREMOS, je reconstruis l'ensemble de l'UV, avec une erreur relative de l'ordre 30% en moyenne pour l'EUV, et 20% pour les bandes du FUV et du MUV. Seulement, certaines raies dans l'EUV, importantes pour la caractérisation de l'ionosphère comme la raie du C III (97.5 nm) ou bien la raie de Lyman β (102.5 nm), sont mal reproduites à la fois sur le court et le long terme. Cela met en lumière qu'il nous manque des facettes de la variabilité.

Les données des instruments LYRA et EUVS peuvent enfin être utilisées pour reconstruire l'irradiance spectrale solaire pour l'EUV. La variabilité ainsi que le niveau absolu de l'irradiance sont bien mieux reconstruits à partir des bandes passantes qu'à partir des indices solaires. L'exploitation des données des autres canaux de LYRA (Herzberg et Lyman α), ainsi que celles des canaux de PREMOS dans le MUV, est la prochaine étape, importante de notre projet, pour caractériser l'irradiance pour le FUV et MUV. Aucune mission n'étant prévue pour remplacer les instruments SOLSTICE et SIM dans un futur proche, la méthode développée dans cette thèse pourra certainement être utilisée afin d'estimer l'irradiance solaire spectrale dans le FUV et le MUV, en attendant que d'autres instruments, si possible observant l'ensemble du spectre UV, ne prennent la relève. Il sera également intéressant de travailler avec les données d'irradiance des autres canaux de PREMOS dans le visible, pour éventuellement étendre notre approche à d'autres bandes spectrales.

Le chapitre 5 est une étude prospective. Après avoir mis en évidence les défis technologiques qu'il faut surmonter, je propose un concept instrumental original. La dégradation des capteurs UV, notamment en raison de la contamination des filtres, reste un problème entier. Le manque important d'études de ces phénomènes est un frein au développement des futurs radiomètres spatiaux. Le succès des missions sur le long terme utilisant des radiomètres passe donc par une caractérisation poussée de ces phénomènes de dégradation. La clé de voûte de notre approche réside dans l'information à propos de la variabilité que nous donne les bandes passantes. La connaissance de l'évolution de la réponse spectrale des bandes passantes, notamment sur le long terme, est une donnée capitale.

Je propose par la suite une architecture avec des matériaux à grands gaps pour les détecteurs UV, sans utiliser de filtres, pour limiter les effets de dégradation. De tels matériaux doivent en revanche faire leurs preuves sur le long terme. L'instrument LYRA permettra d'apporter dans le futur quelques éléments de réponses. Je propose ainsi une combinaison de cinq bandes passantes,

dont l'intervalle spectral est très large pour certaines, réparties sur l'ensemble du spectre UV. Cette combinaison assure une très bonne reconstruction à la fois pour les petites et les grandes échelles de temps et tout particulièrement pour les longueurs d'onde importantes d'un point de vue de l'aéronomie. Ce dernier exemple montre à quel point la stratégie mise en place à partir d'une analyse statistique est un outil performant, voire incontournable pour la définition d'un nouvel instrument. Quelques longueurs d'onde dans l'EUV, dont des raies coronales très chaudes, sont en revanche mal reconstruites. L'étude doit donc être poursuivie afin de parvenir à isoler des bandes passantes qui décrivent correctement ces raies coronales.

L'instrument SDO/EVE fournit depuis avril 2011 des spectres quotidiens pour une partie de la bande EUV (entre 5 et 67 nm). Il sera intéressant de confronter nos modèles de reconstruction avec ce nouveau jeu de données. Ce travail est d'ailleurs d'autant plus nécessaire puisque les données de TIMED/SEE, largement utilisées dans ce travail de thèse, sont peu fiables depuis 2009. Cela ouvre également des perspectives intéressantes. L'instrument EVE mesure l'irradiance avec une plus haute résolution spectrale ($\Delta\lambda$ =0.1 nm), avec une cadence de l'ordre de 10 secondes. Il paraît intéressant, en premier lieu, de s'intéresser à la cohérence spectrale avec une résolution spectrale plus fine. Enfin, qu'en est-t-il de la cohérence spectrale pour les échelles de temps inférieures à l'ordre du jour, voire de la minute ? Qu'en est t-il des événements impulsifs ? Il n'y a pas à priori de cohérence spectrale lors des éruptions solaires, mais ces données offriront l'opportunité d'étudier ces phénomènes comme jamais auparavant, lorsque l'échantillon statistique des données sera suffisant, et surtout quand l'ensemble de la bande nominale de SDO/EVE sera disponible (entre 5 et 105 nm).

En donnant quelques pistes de réflexion sur la définition d'un futur instrument, cette thèse servira certainement de base d'étude dans une phase de recherche plus orientée développement. Il reste évidemment beaucoup de chemin à accomplir avant de satelliser un radiomètre dévolu à la caractérisation de l'irradiance solaire spectrale dans l'UV. De nombreux obstacles restent à surmonter, principalement d'ordre technologique, comme notamment le dopage des différents matériaux à large bande interdite comme le nitrure de bore. Le choix des bandes passantes sera vraisemblablement directement dépendant de la performance des futurs détecteurs. Mais la faisabilité du concept est désormais prouvée, et ce travail de thèse propose un stratégie pour définir les bandes passantes nécessaires. Cela nous offre donc des perspectives très intéressantes, sur le long terme. L'utilisation de ces radiomètres, petits et légers comparés aux spectromètres offre également de nouvelles stratégies d'observation. En effet, comme pour la mesure de la TSI, la redondance des observations est un élément-clé : je préconise dès lors l'utilisation de plusieurs unités, sur des satellites différents, de façon à corriger plus facilement les dérives instrumentales. Nous pouvons alors imaginer, dans un futur pas si lointain, une flottille de radiomètres dispersée à travers l'héliosphère caractérisant l'irradiance solaire spectrale dans l'UV, voire également généraliser leur utilisation pour tous types de missions planétaires.

Le flux UV est également un paramètre essentiel dans l'étude d'autres étoiles, et notamment pour la caractérisation d'exoplanètes (i.e. Ehrenreich & Désert (2011)). C'est également un paramètre-clé pour la caractérisation des mondes potentiellement habitables, et donc de la Terre primitive. Il serait alors intéressant d'explorer la possibilité d'employer notre approche à d'autres étoiles. Cela permettrait d'apporter des contraintes fortes aux modèles d'interaction entre l'étoile et les exoplanètes. La base de données est pauvre aujourd'hui, mais le futur observatoire spatial dans l'UV (WSO-UV) (Shustov *et al.*, 2009), actuellement en cours de définition, permettrait d'obtenir des données d'irradiance spectrale stellaire dans l'UV. Cela nous permettrait d'étudier

la faisabilité de notre approche pour d'autres étoiles que le Soleil.

La seconde partie de mon travail de thèse concerne l'étude de la réponse de l'atmosphère de Ganymède au flux UV solaire, présentée au chapitre 6. Ce travail s'inscrit directement dans le cadre de la mission JUICE (anciennement EJSM), et plus précisément dans la préparation de l'orbiteur européen *Jupiter Ganymede Orbiter* (JGO). L'intérêt ici est double : d'une part nous souhaitons caractériser les émissions atmosphériques uniquement dues au flux UV solaire, d'autre part promouvoir l'utilisation d'un simple radiomètre avec quelques bandes passantes pour caractériser le flux EUV solaire qui arrive dans le système jovien.

La première étape de ce travail consiste à modéliser l'interaction du flux UV avec les différentes espèces de l'atmosphère de Ganymède. Premièrement, nous regardons les réactions de photoionisation, qui permettent de calculer les courbes de productions électronique et ioniques. En utilisant un simple modèle chimique, basé sur les réactions de recombinaison dissociative, nous mettons en avant que notre modèle est bien en accord avec les observations du satellite Galileo. Nous nous concentrons deuxièmement sur les calculs des émissions atmosphériques. Les valeurs obtenues s'avèrent être tout à fait mesurables avec des instruments orbitaux conventionnels. Toutefois, ces valeurs d'émissions atmosphériques obtenues dépendent directement du modèle d'atmosphère. Afin de comparer ces résultats, nous pensons utiliser prochainement comme alternative aux modèles de Marconi (2007) le modèle d'atmosphère hydrostatique proposé par C. Parkinson.

Enfin, j'ai fait le lien entre cette étude préparatoire et les travaux sur l'irradiance solaire de la première partie. En utilisant différents modèles d'irradiance, nous comparons les valeurs obtenues pour le Contenu Électronique Total (TEC), un paramètre essentiel pour de nombreux modèles ionosphériques. Pour une activité solaire donnée, les valeurs obtenues pour le TEC sont relativement proches de celui obtenu par un spectre de référence calculé avec le spectre solaire de TIMED/SEE (entre 6% et 11 %), et ceci malgré des spectres solaires bien différents, notamment pour le modèle HEUVAC. Il est important de mettre en garde les différents utilisateurs, coutumiers de certains modèles d'irradiance (comme HEUVAC) : retrouver la valeur absolue pour le TEC ne signifie en aucun cas avoir une information correcte sur sa variabilité. En outre, le flux intégré sur la bande spectrale entre 1 et 105 nm, responsable de la photoionisation, est un très mauvais proxy pour le TEC. Nous avons montré que seule l'utilisation d'une combinaison linéaire de bandes passantes permet à la fois de retrouver le niveau de variabilité de l'irradiance pour l'ensemble du spectre UV, tout en ayant avec une bonne précision sur le TEC (de l'ordre de 2% après 1000 jours de modélisation).

Ce travail sur Ganymède est bien évidemment loin d'être fini. La seconde étape consiste à inclure les précipitations électroniques, également responsables de l'ionisation et de l'excitation des différentes espèces dans l'atmosphère de Ganymède. La magnétosphère de Jupiter consiste effectivement en un gigantesque réservoir, que l'on ne peut passer sous silence plus longtemps. Ce projet est actuellement en phase de définition. Cela permettra sans aucun doute d'estimer d'autant mieux les émissions atmosphériques, notamment celle de la raie rouge de l'oxygène, ce qui est une étape importante pour la définition des futurs instruments de JUICE. Enfin, la caractérisation de l'émission des raies résonantes de l'oxygène dans l'UV (O I à 130.4 nm) reste un travail intéressant à faire, pour comparer avec les données du HST. Néanmoins, cela requiert

l'utilisation d'un code de transfert radiatif.

Il serait dommage de s'arrêter là ! Le code développé pour Ganymède est extrêmement modulable, si bien que nous pouvons envisager d'étudier d'autres planètes/satellite dont l'atmosphère est aussi ténue que celle de Ganymède, comme les autres satellites joviens, Callisto et Europe.

L'aventure ne fait que commencer ! ! !

Annexe A

Évolution des étoiles du type solaire [1]

Le devenir des étoiles en fonction de leur masse dépasse largement le cadre de cette thèse, mais je trouve intéressant de brièvement introduire le devenir des étoiles de type solaire. Le Soleil s'est formé comme toutes les autres étoiles à partir du gaz interstellaire. De grands nuages de gaz, étalés sur près de 10 parsecs et d'une masse de l'ordre de 100000 à un million de masses solaires contiennent suffisamment de matières pour former des milliers d'étoiles. Le principe de base reste l'effondrement du nuage si la masse est suffisante [2]. On peut alors distinguer deux cas de formation. Le premier consiste en un effondrement spontané, contrôlé par l'auto-gravité pour les régions les moins denses, ce qui semble être le mode privilégié pour la formation d'étoiles isolées comme le Soleil. L'autre cas de formation consiste en un effondrement induit par une compression extérieure (explosion de supernovae,...), conduisant à la formation de systèmes à étoiles multiples. Environ 50% des étoiles appartiennent à des systèmes multiples. Aucun modèle numérique complet ne peut encore aujourd'hui totalement résoudre le processus d'effrondrement, partant d'un nuage dont la densité atomique est de l'ordre de $10^{-6}\mathrm{cm}^{-3}$ à la densité moyenne pour une proto-étoile (de l'ordre de $10^{30}\mathrm{cm}^{-3}$). Certains paramètres initiaux tels que l'influence du champ magnétique interstellaire ou même celui de l'étoile naissante pouvant former des jets de matières au pôle magnétique par exemple, sont encore mal pris en compte.

Lorsque le nuage interstellaire originel subit l'effondrement gravitationnel, il en résulte une augmentation de la température, de la densité moléculaire ainsi que de la pression. Lorsque la température au sein du coeur de la proto-étoile devient suffisamment importante (de l'ordre du million de degrés), les premières réactions nucléaires (les réactions protons-protons transformant l'hydrogène en hélium) s'initialisent. Une lutte "presque" sans fin s'engage alors : l'étoile est dans un équilibre hydrostatique où la pression des réactions nucléaires est toujours en opposition face à la force de gravité qui tend à contracter l'étoile. En première approximation, on considère alors l'étoile en équilibre thermodynamique, la chaleur produite par les réactions nucléaires s'échappe continuellement en surface. A ce stade, l'étoile évolue sur la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russel, comme l'illustre la figure A.1. Une fois lancée sur cette séquence principale, l'étoile y séjournera plus de 90% de sa durée de vie à convertir de l'hydrogène en hélium. Au cours de sa vie, la composition chimique de l'étoile va petit à petit changer. On estime aujourd'hui que le Soleil en est à la moitié de sa vie (soit 5 milliard d'années), et qu'il est composé d'hydrogène ($\approx 74\%$) et d'hélium ($\approx 24\%$), le reste étant des éléments plus lourds (C,O,N,...).

Les réactions nucléaires ne se produisent initialement qu'au centre, la température dans les

1. Bibliographie générale : Henri (2008)
2. en principe supérieure à la masse de Jeans, la masse minimum d'effondrement initial.

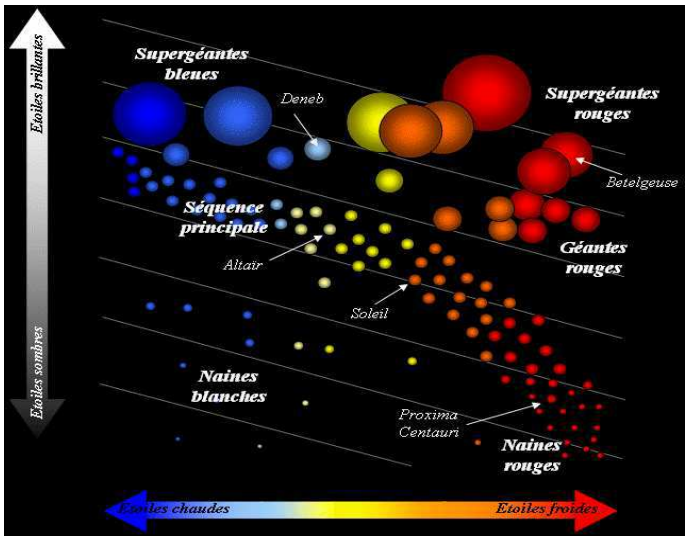

FIGURE A.1. *Diagramme de Hertzsprung-Russel. Source : http ://fenetre-sur-univers.over-blog.com/*

couches plus externes étant insuffisante. Au fur et à mesure que l'hydrogène au centre s'épuise, la densité en hélium au coeur augmente. Toutefois, l'hélium est inerte à cette température, si bien qu'aucune énergie n'est produite et la pression y diminue. Il y alors contraction des couches plus externes sous l'effet de la gravité, ce qui a pour effet d'augmenter la température à la fois au coeur mais aussi dans les couches externes proches du coeur. La fusion de l'hydrogène se propage alors du centre vers l'extérieur, de proche en proche. Quand les couches les plus externes viennent à fusionner, l'énergie n'est plus évacuée radiativement de façon efficace par les couches en surface, si bien que ces dernières se dilatent. Pour une luminosité constante, cela signifie que la température en surface va diminuer, vers 2000-3000 K dans le cas du Soleil. L'étoile quitte donc la séquence principale pour aller dans la branche des sous-géantes rouges. Le coeur de l'étoile devient de plus en plus massif, augmentant la gravité. L'étoile n'a plus d'autre choix que de produire de l'énergie, augmentant alors sa luminosité. Afin de pouvoir toujours rester en équilibre hydrostatique, le rayon de l'étoile augmente de nouveau, l'étoile devenant alors une géante rouge, dont le rayon pourra largement dépasser le rayon de l'orbite terrestre (comme Bételgeuse dans la constellation d'Orion, par exemple). A ce stade, le rayon de l'étoile étant si énorme, la gravité superficielle ne peut plus rivaliser avec la pression de radiation (i.e. la pression des photons) si bien que la perte de masse peut atteindre près de 80% dans les cas les plus extrêmes.

En parallèle, la contraction du coeur d'hélium continue, la température augmentant de concert. La température centrale peut alors atteindre 100 millions de degrés, où la fusion de l'hélium peut s'enclencher pour former du carbone et de l'oxygène. Dans les conditions du gaz parfait, si il y a augmentation de la température, on s'attend à une augmentation de la pression et donc une augmentation du rayon qui permet l'évacuation de la chaleur d'où une diminution de la température. Mais les conditions sont telles que les effets de la mécanique quantique sont prédominants, la matière (les électrons) y est alors dégénérée. Lorsque qu'il y a une fluctuation de la température, le système ne répond pas par une fluctuation de pression comme en mécanique classique, mais plutôt par une augmentation de la pression de dégénérescence, ce qui n'implique pas de refroidissement. Il y a alors un emballement, produisant une combustion violente et soudaine. La luminosité de l'étoile peut atteindre jusqu'à 10^{11} $L_\odot$ en quelques secondes au

niveau du coeur, appelé flash de l'hélium. Les couches externes d'hydrogène toujours en fusion empêchent d'observer ce fameux flash. L'étoile entre ensuite dans une combustion calme de l'hélium, qui peut durer environ 10^7 ans.

Une fois l'hélium entièrement transformé en carbone et en oxygène, puis en éléments toujours plus lourds, la gravité est telle que le coeur se contracte de nouveau. Afin d'évacuer toujours plus de chaleur, l'étoile entre de nouveau en expansion pour atteindre la zone des supergéantes rouges. La température du coeur augmente pour permettre la fusion du carbone et de l'oxygène ce qui va générer une très forte luminosité. Le rayon de l'étoile sera si important que l'enveloppe de l'étoile sera éjectée. Cela formera ce que on appelle une nébuleuse planétaire. Ce qui reste du coeur finira en une naine blanche, constituée essentiellement d'atomes de carbone. Le système sera alors en équilibre avec sa propre masse par la pression de dégénérescence des électrons. C'est effectivement le futur qui est réservé à notre Soleil, mais pas avant 5 milliard d'années.

Le Soleil est une étoile de seconde génération. Les éléments plus lourds qui le composent tels que le carbone et l'oxygène, se sont formés dans les étoiles de première génération dont le nuage interstellaire originel permettant la formation du Soleil est issu. Ce sont surtout les étoiles massives (supérieures à 3 $M_\odot$) qui sont capables de synthétiser des éléments encore plus lourds que le fer.

Les modèles de formation d'étoiles se basent généralement sur les modèles de structure interne du Soleil, qui sont décrit dans la partie introductive de la thèse.

Annexe B

Le rayonnement Ultraviolet

B.1 Le spectre solaire UltraViolet

Afin d'exprimer la distribution spectrale du rayonnement thermique d'un corps noir, la loi de Rayleigh-Jeans fut proposée à la fin du XIXème siècle telle que

$$I(\lambda) = \frac{2k_B cT}{\lambda^4} \tag{B.1}$$

avec k_B la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière et T la température de surface du corps en question. Toutefois, cette formule pose un problème, connue sous le nom de "la catastrophe ultraviolette", car l'énergie émise tend vers l'infini pour les très courtes longueurs d'onde.

Afin d'y remédier, Planck définit en octobre 1900 la distribution spectrale du corps noir. La loi de Planck, qui considère que l'énergie d'un oscillateur ne peut prendre que des valeurs discrètes, peut s'exprimer telle que :

$$U(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \tag{B.2}$$

avec h la constante de Planck. Au premier ordre, l'irradiance solaire spectrale suit la loi du corps noir. La loi de Rayleigh-Jeans est en revanche une très bonne approximation de la loi de Planck pour les grandes longueurs d'onde. Pourtant, afin d'expliquer la formation de bandes d'azote ionisés, N_2^-, observées à hautes altitudes, Saha (1937) montre que le nombre de photons EUV prédit par la loi de Planck est insuffisant pour maintenir un tel taux d'ionisation. Un surplus de 10^6 photons par rapport au flux théorique produit par un corps noir à 6500 K serait nécessaire. Dès lors, un modèle empirique spécifique pour l'UV fut considéré. A la fin des années 30, des observations de quelques raies issues de la couronne, notamment celle de raies interdites comme le Fe X à 637.5 nm ou bien le Fe XIV à 520.6, confirmèrent que la haute atmosphère du Soleil était considérablement plus chaude que la photosphère. Le Soleil émet donc plus d'énergie qu'un corps noir à 5777 K dans le domaine des ultraviolets, cette énergie provenant de la couronne. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 1.1, le Soleil possède une atmosphère dont la température est loin d'être homogène en fonction de l'altitude. Le spectre solaire, émis par toutes les couches de l'atmosphère est alors structuré en température, et se différencie alors de celui d'un corps noir. Rappelons que 99% de l'énergie radiative émerge de la photosphère, les hautes énergies rayonnées par les couches atmosphèriques au-dessus ne représentent qu'un très faible pourcentage, quelques mW.m^{-2} sur les 1361 W.m^{-2} rayonnés au total.

Avant de poursuivre, nous allons introduire certaines grandeurs qui sont couramment utilisées lorsque l'on travaille avec le rayonnement solaire.

B.2 Grandeur et Définitions

B.2.1 Intensité Spécifique

On considère l'énergie dE transportée par le rayonnement issue du Soleil. On peut exprimer cette énergie en fonction de l'endroit où se trouve l'observateur $\vec{r}$ (x, y, z), de la direction dans laquelle il observe $\vec{u}$ (θ, ϕ) de la fréquence considérée ν, du temps t. L'énergie émise sera d'autant plus grande si l'on considère des angles solides plus étendues Ω, et une surface collectrice plus grande dS telle que :

$$dE(\vec{r}, \nu, t, \vec{u}) = I_\nu(\vec{r}, \nu, t, \vec{u})\, d\nu\, dt\, d\Omega(\vec{u}) \cos\theta\, dS \tag{B.3}$$

On définit alors I_ν l'intensité spécifique, exprimé en $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}{\cdot}Hz^{-1}{\cdot}sr^{-1}}$. La fonction I_ν donne la distribution de l'intensité I en fonction de ν. Pour exprimer la distribution en fonction de la longueur d'onde λ, I_λ, on doit s'assurer de la conservation de l'énergie transportée par intervalle de fréquence ou de longueur d'onde, c'est à dire :

$$dI = I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda \tag{B.4}$$

d'où l'on tire $I_\nu = -\frac{\lambda^2}{c} I_\lambda$. On considère également l'intensité moyenne, J_ν, après intégration sur les angles solides, terme important dans le cas de la diffusion comme nous le verrons par la suite, tel que :

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \tag{B.5}$$

B.2.2 Équation du rayonnement

Lors de la propagation du rayonnement, l'intensité I_ν se conserve uniquement si il n'y pas d'interaction avec la matière le long de la ligne de visée. Dans l'atmosphère solaire, la majorité des radiations dans le visible et dans l'infrarouge sont considérées comme optiquement épaisses, les radiations émises par un atome ou un ion étant absorbées par d'autres ions ou atomes, eux-mêmes ré-émettant des photons d'énergie similaire dans une autre direction pour se désexciter.

Plusieurs termes peuvent être considérés :

- l'absorption : une partie de l'énergie est soustraite le long d'un trajet ds : $dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$ avec $[\alpha_\nu] = \mathrm{cm}^{-1}$
- La diffusion : de l'énergie est à la fois soustraite et ajoutée le long du trajet ds. Si la diffusion est isotrope, alors on peut exprimer la variation de l'intensité spécifique telle que $dI_\nu = -\sigma_\nu I_\nu ds + \sigma_\nu J_\nu ds$. On peut définir le terme d'extinction, $\chi_\nu = \alpha_\nu + \sigma_\nu$, ainsi que le terme d'opacité, $\tau_\nu = -\chi_\nu ds$.
- L'émission spontanée : ce terme dépend directement de l'état d'excitation du plasma. On l'exprime tel que $dI_\nu = j_\nu ds$.
- L'émission thermique : la matière sur la ligne de visée rayonne comme un corps noir, dont le maximum de l'émission dépend directement de la température local. Ceci est une contribution positive, telle que $dI_\nu = \alpha_\nu B_\nu$, avec B_ν, l'expression pour un corps noir.

Ces contributions permettent d'établir l'équation du rayonnement, telle que

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds - \sigma_\nu I_\nu ds + \sigma_\nu J_\nu ds + \alpha_\nu B_\nu ds + j_\nu ds \tag{B.6}$$

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + \sigma_\nu J_\nu + \alpha_\nu B_\nu + j_\nu \tag{B.7}$$

Si l'on utilise à présent l'expression de la profondeur optique, τ_ν, on peut simplifier l'expression suivante telle que

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu \tag{B.8}$$

avec S_ν, la fonction source définie comme $S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu + j_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}$. La résolution de cette équation n'est possible que sous certains hypothèses.

B.3 Mécanismes de formation du spectre solaire en émission

Nous allons décrire dans cette section les mécanismes à l'origine de la formation des raies d'émissions, d'une manière plus détaillée que dans le corps du manuscrit. L'ensemble des processus physiques au sein de l'atmosphère solaire que nous allons décrire mettent en oeuvre des processus atomiques. Nous avons déjà vu que la couronne était particulièrement chaude, plus du million de degrés et peu dense. Les raies en émission sont produites par des éléments à la fois excités et ionisés. Considérons ici les processus physiques qui permettent d'expliquer leurs présences.

Nous pouvons découpler ces deux phénomènes d'ionisation et d'excitation : les échelles de temps des réaction d'ionisation et de recombinaison sont plus grandes que pour celles d'excitation et de désexcitation pour les conditions au sein de l'atmosphère solaire. Plusieurs mécanismes physiques sont possibles pour rendre compte des transitions électroniques ou bien d'ionisation d'un neutre ou d'un ion. Dans l'atmosphère solaire, surtout dans la zone de transition et la couronne où la densité est faible, les processus physiques les plus efficaces sont les collisions inélastiques entre les neutres/ions et les électrons libres.

Nous utiliserons dans la suite les notations suivantes : X_i^{+m} représente un atome X ionisé m fois (avec m $\geq$ 0), dans le niveau d'excitation i. Voyons à présent les différents mécanismes pouvant exciter et ioniser ces atomes. Nous rappelons que nous considérons ici uniquement les processus physiques de collisions : la densité dans la haute atmosphère solaire est trop faible pour considérer des processus à trois corps, ou entre atomes. En outre, le champ de rayonnement n'est pas assez énergétique pour exciter ou ioniser les éléments.

B.3.1 L'état d'excitation

B.3.1.1 Les processus physiques

Les collisions sont bien souvent inélastiques, ce qui implique pour l'électron à la fois une perte d'énergie mais également un changement de direction.

$$X_i^{+m} + e(E_1) \rightarrow X_j^{+m} + e(E_2) \tag{B.9}$$

avec i et j les niveaux initial et final pour l'ion X_i^{+m}, E_1 et E_2 étant les énergies initiales et finales pour l'électron libre. Nous noterons enfin E_i et E_j les niveaux d'énergie de l'ion. Nous pouvons distinguer deux réactions : si $E_i < E_j$, alors on parlera d'excitation par collisions. Il faut pour cela que l'électron ait l'énergie suffisante pour amener l'ion de l'état X_i^{+m} à X_j^{+m}, soit $E_1 \geq E_j - E_i$. Une sélection en énergie s'opère par ce mécanisme, l'ion ne prenant seulement l'énergie nécessaire pour faire passer un de ses électrons du niveau i au niveau j. Au contraire, si nous avons $E_i > E_j$, alors la réaction sera considérée comme une désexcitation, et l'énergie de la transition du niveau j vers le niveau i, sera transférée à l'électron libre.

Nous considérons dans un premier temps uniquement les réactions de desexcitation. Un paramètre essentiel est la section efficace, σ_{ji}, qui traduit la probabilité pour l'ion X_i^{+m} de passer dans l'état j. La section efficace dépend directement de la vitesse incidente des électrons ainsi que de la nature des ions ciblés. On peut interpréter la section efficace comme la surface de l'ion que va heurter l'électron lors de la collision. Le nombre d'électrons dont la vitesse est dans l'intervalle $v, v + dv$ est donné par l'expression suivante :

$$N_e(v, v + dv) = N_e f(v) 4\pi v^2 dv \tag{B.10}$$

avec N_e, la densité totale d'électrons, et $f(v)$, la distribution en vitesse des électrons. Pour le plasma solaire, la distribution en vitesses est souvent considérée comme une distribution de Maxwell-Boltzmann, telle que

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \tag{B.11}$$

Nous pouvons à présent exprimer le nombre total de collisions donnant la transition $j \rightarrow i$ par unité de temps

$$N_{coll}^{ji} = N_e \int_0^\infty f(v)\sigma_{ij}(v)\ v\ 4\pi v^2 dv \tag{B.12}$$

d'où l'on peut exprimer le coefficient de réaction de collisions, C_{ji}^d dans le cas d'une desexcitation tel que

$$C_{ji}^d = \int_0^\infty f(v)\sigma_{ij}(v)\ v\ 4\pi v^2 dv\ ,\ \text{en cm}^3\text{s}^{-1} \tag{B.13}$$

Le coefficient pour une excitation, C_{ij}^e, peut se retrouver par le principe du bilan détaillé : dans le cas d'un équilibre, les réactions d'excitation et de desexcitation doivent se compenser, tel que :

$$N_e N_j C_{ji}^d = N_e N_i C_{ij}^e \tag{B.14}$$

En première approximation, le plasma solaire peut être considéré à l'équilibre thermodynamique locale (ETL). Ceci est vrai essentiellement pour les ions peu abondants dans l'atmosphère solaire. Cela l'est en revanche beaucoup moins pour les atomes d'hydrogène et d'hélium, où le transfert radiatif doit être considéré. En première approximation, nous pouvons nous placer à l'ETL, les densités des ions dans les états i et j sont alors reliées par l'équation de Boltzmann telle que

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{w_j}{w_i}\ exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T}\right) \tag{B.15}$$

où w_i et w_j sont les poids statistiques des niveaux initial et final. L'expression du coefficient pour une excitation se déduit alors facilement, telle que :

$$C_{ij}^{e} = \frac{w_j}{w_i}\, C_{ji}^{d}\, exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T}\right) \tag{B.16}$$

La section efficace est traditionnellement exprimée en utilisant un paramètre sans dimension, la force de collision Ω (Seaton, 1954), telle que :

$$\sigma_{ji} = \frac{I_H \Omega_{ji}}{E\ w_{ij}} \pi a_0^2 \tag{B.17}$$

avec I_H le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène ($\approx$ 13.6 eV), E étant l'énergie cinétique de l'électron incident, et a_0 le rayon de Bohr.

Afin d'avoir un modèle complet, il faudrait également inclure les collisions avec les protons. La démarche est similaire de celle présentée avec les électrons. La plupart du temps, les coefficients de réaction sont négligeables comparées à ceux des électrons, sauf si l'on considère des excitations pour des structures fines, la différence d'énergie entre ces niveaux étant particulièrement faible (Seaton, 1964). Dans la suite, nous continuons toutefois à les négliger, les conclusions sur les résultats ne changeant pas.

Un autre processus de perte peut également être envisagé après l'excitation d'un ion, le processus de décroissance radiative suivant :

$$X_{j>i}^{+m} \rightarrow X_i^{+m} + h\nu \tag{B.18}$$

Le coefficient pour cette émission considérée comme spontanée est le coefficient d'Einstein, A_{ji}. Ce genre de processus est à l'origine de l'ensemble des raies d'émission comme nous le verrons un peu plus tard.

Il reste un dernier processus, particulièrement important dans les régions de la basse atmosphère solaire, en dessous de la zone de transition : c'est l'excitation radiative qui est responsable de l'absorption du rayonnement telle que

$$X_i^{+m} + h\nu \rightarrow X_{j>i}^{+m} \tag{B.19}$$

Ce processus est clairement négligeable dans la zone de transition et la couronne, car le milieu est vraiment peu dense. La probabilité d'absorber étant particulièrement faible, le milieu est considéré comme optiquement mince. Cela n'est en revanche valable que pour les éléments en faible abondance. Notre but n'étant pas de fournir un modèle complet, mais seulement de présenter les grandes lignes sur la formation du spectre solaire, on peut négliger ce processus dans le cas du spectre en émission, pour les longueurs d'onde inférieures à 170 nm.

B.3.1.2 L'état d'équilibre

La probabilité qu'un ion puisse être excité dans un niveau supérieur dépend en réalité des échanges entre les différents processus que nous venons de présenter. Les processus d'excitation sont les collisions électroniques, alors que les mécanismes de désexcitation sont également les processus de collision ainsi que l'émission spontanée. Les équations d'équilibre sont compliquées si l'on considère tous les niveaux d'états possibles pour un ion donné. Nous pouvons considérer

uniquement deux niveaux pour simplifier l'exercice : le niveau fondamental, g et un niveau quelconque i. Nous pouvons dans ce cas là écrire l'équation suivante

$$N_e N_g C^e_{gi} = N_i (N_e C^d_{ig} + A_{ig}) \tag{B.20}$$

Nous pouvons en déduire la population du niveau i par rapport à celle de l'état fondamental, telle que

$$\frac{N_i}{N_g} = \frac{N_e C^e_{gi}}{N_e C^d_{ig} + A_{ig}} \tag{B.21}$$

En fonction des valeurs des coefficients, il peut y avoir plusieurs régimes pour cette équation. Toutefois, comme le plasma solaire est particulièrement peu dense, le coefficient d'Einstein,A_{ig}, est beaucoup plus élevé que celui de désexcitation par collisions, C^d_{ig}. Nous pouvons alors négliger le terme C^d_{ig} au dénominateur de l'équation B.21 : c'est l'approximation du modèle coronal, toutes les désexcitations se faisant principalement par radiation. Le niveau de population du niveau i, N_i est alors directement proportionnelle à la densité électronique N_e. Globalement, plus la densité et la température sont importantes, plus les états excités seront peuplés.

B.3.2 L'état d'ionisation

B.3.2.1 Les processus physiques

Nous pouvons considérer différents mécanismes d'ionisation. Le premier processus concerne la réaction d'ionisation par collisions électroniques, telle que

$$X^{+m} + e^- \rightarrow X^{+m+1} + 2e^- \tag{B.22}$$

L'électron qui ionise l'atome X doit avoir au moins l'énergie qui sépare l'électron le plus excité du seuil d'ionisation.

Nous pouvons également considérer la recombinaison radiative, qui se traduit par la réaction suivante

$$X^{+m+1} + e^- \rightarrow X^{+m} + h\nu \tag{B.23}$$

La réaction inverse, la photoionisation, est un processus que l'on peut négliger puisque l'ensemble de l'atmosphère solaire est considérée comme optiquement mince. Les processus impliquant des protons peuvent être négligés comme pour l'excitation. Un processus similaire peut également s'opérer, c'est la recombinaison diélectronique telle que

$$X^{+m} + e^- \rightarrow (X^{+m-1})^{**} \tag{B.24}$$

Un électron est capturé par l'ion, qui va alors être dans un état doublement excité, $(X^{+m-1})^{**}$. Deux électrons peuvent alors occuper des niveaux haut en énergie. L'ion ainsi dans cet état peut soit s'autoioniser en émettant un électron Auger, ou bien émettre spontanément afin qu'un des deux électrons excités reviennent à un niveau d'énergie inférieure. Ce processus est le processus dominant pour les couches d'atmosphère très chaudes, au moins d'un facteur 20 par rapport à la recombinaison radiative.

Pour tous ces processus, nous pouvons définir des coefficients de réaction, dont le calcul est relativement proche de ceux présentés pour les processus d'excitation.

B.3.2.2 L'état d'équilibre

En considérant une nouvelle fois le bilan détaillé, à savoir que la production est égale à la perte pour une atmosphère stationnaire, des modèles d'équilibre pour les états d'ionisation ont été développés : Mason & Fossi (1994) présentent dans un article de revue les différents modèles proposés pour calculer les états d'ionisation. En connaissant les taux d'ionisation et de recombinaison (= perte) pour chaque état de l'élément, on peut définir la fraction ionique pour un ion, X^{+m}, en fonction de la température. Comme exemple, la figure B.1 présente les équilibres d'ionisation pour l'oxygène et le fer, calculés à partir de la base de données CHIANTI.

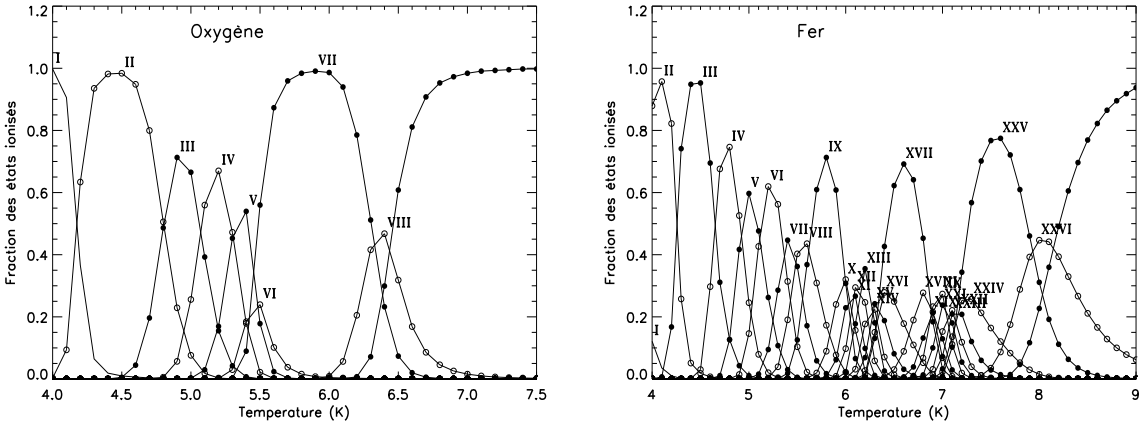

Figure B.1. *Fraction des états d'ionisation de l'oxygène et du fer en fonction de la température (log T). Les chiffres romains représentent le degré d'ionisation. Comme exemple, VII représente O VII, l'atome d'oxygène ayant perdu six électrons. Les états d'équilibre ont été calculés à partir des coefficients de réaction proposés par Mazzotta et al. (1998).*

Comme pour l'équilibre d'excitation, les coefficients de ces processus sont proportionnels à la densité électronique. Il n'est pas surprenant de noter que plus la température est importante, et plus l'élément sera ionisé. Pour des températures supérieures à 10 millions de degrés, l'atome d'oxygène est même dépourvu d'électrons. Nous pouvons à présent comprendre la sélection naturelle des états d'ionisation pour une température donnée. Ainsi pour une température log(T)=5.8, l'atome d'oxygène sera principalement dans l'état O VII, et le fer dans l'état Fe IX comme nous pouvons le voir sur la figure B.1.

B.3.3 Processus d'émission

Nous avons présenté tous les processus permettant de comprendre la présence d'éléments fortement ionisés dans la région de transition et dans la couronne solaire. Pour un élément ionisé donné, il y a de multiples états d'excitation possible, avec leurs probabilités d'existence respective en fonction de la distribution énergétique électronique. Plus la température et la densité seront importantes, et plus les états excités de l'ion ont de la chance d'être occupés. L'approximation du modèle coronal présentée dans la section B.3.1.2 permet de considérer uniquement les désexcitations par radiations. Ainsi, pour une température donnée, disons log(T)=5.8, le fer se

trouve majoritairement dans l'état Fe IX : l'état d'excitation le plus probable conduit à l'émission de la raie à 17.1 nm[1]. Ce simple exemple permet d'expliquer l'origine de l'ensemble des raies d'émission du spectre solaire pour tous les éléments, notamment les raies caractéristiques de la série de Lyman de l'hydrogène entre 91.7 nm et 121.5 nm, ou encore la série de Lyman pour l'hélium (Lyman α pour He II à 30.4 nm).

Nous pouvons voir directement l'intérêt d'observer dans une longueur d'onde particulière, notamment en imagerie solaire, qui offre une sélection naturelle de la température. Par conséquent, nous pouvons avoir accès à une altitude dans l'atmosphère solaire pour une longueur d'onde/température observée. En réalité, l'observation n'est pas aussi simple qu'il n'y paraît : ces raies d'émission ne sont pas des pics de Dirac, mais plutôt des profils de Voigt : la raie est élargie à cause de différents phénomènes tels que les effets Doppler, ou encore des phénomènes de turbulence. D'un point de vue de l'observation, les imageurs utilisés ont également une bande passante, qui peut être large comparée à la raie d'émission ciblée, si bien que d'autres raies avec d'autres températures de formation sont ainsi prise en compte ce qui complique l'analyse.

L'ion dans un état excité peut émettre spontanément un rayonnement via le processus de décroissance radiative, ou émission liée-liée, déjà évoqué par l'équation B.18 : une telle réaction s'accompagne par l'émission d'un photon d'énergie $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$. La puissance émise par unité de volume, P_{ij}, peut s'écrire telle que

$$P_{ij} = N_j(X^{+m})\ A_{ji}\ \Delta E_{ij} \qquad erg \cdot cm^{-3} \cdot s^{-1} \tag{B.25}$$

avec A_{ji} le coefficient d'Einstein d'émission spontanée, et $N_j(X^{+m})$ la densité de l'ion dans l'état d'ionisation m et d'excitation j. Comme nous pouvons utiliser l'approximation des milieux optiquement minces, et que seule l'émission spontanée est considérée, nous pouvons récrire l'équation B.6 après intégration sur la ligne de visée, exprimant ainsi l'intensité spécifique isotrope en haut de l'atmosphère solaire telle que,

$$I = \frac{1}{4\pi} \int P_{ij} ds \tag{B.26}$$

Si nous écrivons N_e la densité électronique, l'expression $N_j(X^{+m})$ peut s'écrire également telle que

$$N_j(X^{+m}) = \frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} N_e \tag{B.27}$$

avec $\frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})}$ la population du niveau j par rapport au fondamental pour l'ion X^{+m}, $\frac{N(X^{+m})}{N(X)}$ est le taux d'ionisation pour l'élément X pour l'état m, $\frac{N(X)}{N(H)}$ représente l'abondance par rapport à l'hydrogène de l'élément directement lié à la température et enfin, $\frac{N(H)}{N_e}$ qui est l'abondance de l'hydrogène par rapport à la densité électronique (≈ 0.83 pour la région de transition et la couronne, où la température est supérieure à 10^5).

Nous pouvons alors définir la fonction de contribution, $G(T, N_e)$, telle que,

1. raie de transition entre les états $3s^2\ 3p^6\ {}^1S_0$ - $3s^2\ 3p^5\ 3d^1\ {}^1P_1$

$$G(T, N_e) = \frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} \frac{A_{ji}}{N_e} \Delta E_{ij} \tag{B.28}$$

L'équation B.26 peut alors s'écrire comme le produit de deux fonctions, l'une qui inclut tous les paramètres physiques de la transition, et l'autre terme ne dépendant uniquement de la densité électronique le long de la ligne de visée, soit :

$$I = \frac{1}{4\pi} \int G(T, N_e)\ N_e^2 ds \tag{B.29}$$

Les modèles numériques évoqués pour calculer les équilibres d'ionisation et d'excitation permettent de calculer la fonction de contribution, $G(T, N_e)$ pour différentes températures et densités électroniques. L'abondance des éléments est un paramètre également très important, aussi bien dans le cas du spectre en émission que pour la définition de l'opacité dans le cas du spectre en absorption.

La température évolue en fonction de l'altitude dans l'atmosphère solaire, si bien que nous sommes amenés à définir la mesure d'émission différentielle (DEM), ξ qui caractérise la distribution électronique en fonction de la température, et donc à priori de l'altitude, telle que

$$\xi(T) = N_e^2 \frac{ds}{dT} \tag{B.30}$$

d'où l'expression de l'intensité spécifique moyenne au sommet de l'atmosphère solaire,

$$I = \frac{1}{4\pi} \int G(T, N_e)\ \xi(T) dT \tag{B.31}$$

Ainsi, chaque structure à la surface du Soleil (régions actives, trous coronaux, Soleil calme, ...) possède a priori une DEM propre, permettant de caractériser la distribution électronique en fonction de la température. Comme nous l'avons vu, pour une température donnée, les états d'équilibre d'ionisation et d'excitation sont directement proportionnels à la densité électronique. Chaque structure aura donc une radiance différente, la densité électronique impactant directement le taux d'émission.

La figure B.2 présente les DEM typiques de trois structures à la surface du Soleil. Les régions actives ont une densité électronique plus importante, notamment pour les hautes températures, contrairement aux trous coronaux où comme son nom l'indique, la couronne est totalement vide en électrons énergétiques. Nous pouvons comprendre maintenant pourquoi la variabilité de l'émission du spectre en émission (l'EUV et le FUV) issue de la région de transition et de la basse couronne, est corrélée avec l'activité solaire, liée à l'augmentation du nombre de régions actives.

La caractérisation de ces DEM typiques permet notamment d'établir des modèles semi-empiriques d'irradiance dans l'EUV (i.e. Warren *et al.* (1998, 2001); Kretzschmar *et al.* (2006)). Toutefois, le calcul des DEM sont souvent sujet aux erreurs. L'approche DEM dépend très fortement de la précision des bases de données des transitions atomiques utilisées. Cette méthode ne convient pas en outre pour le calcul de certains séquences iso-électroniques comme celles du lithium et du sodium. Les raies d'émissions associées, formés dans la région de transition, sont toujours

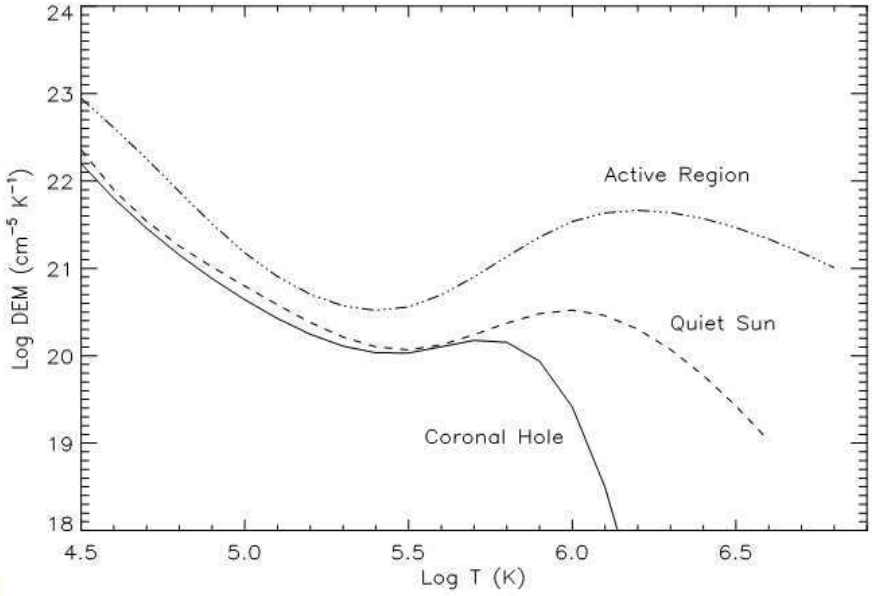

FIGURE B.2. *Courbes typiques de mesures d'émission différentielle pour les trous coronaux, le Soleil calme et les régions actives. Figure tirée de Phillips et al. (2008).*

sous-estimées par cette méthode. Globalement, l'erreur entre les observations et le spectre ainsi produit est autour de 20%, une erreur qui peut être beaucoup plus forte pour une raie particulière donnée.

Annexe C

Formation de l'ionosphère terrestre

Toute planète possédant une atmosphère possède forcement une ionosphère : ce sont par définition les couches les plus externes de l'atmosphère soumise alors aux radiations les plus énergétiques des étoiles. Les premières liaisons radioélectriques transatlantiques réalisées en 1901 par Marconi furent une des premières preuves de l'existence d'un plasma ionisé en haute altitude. Sensible au champ magnétique terrestre, l'ionosphère n'est pas homogène dans l'atmosphère, on peut noter de fortes différences entre les ionosphères polaires et celles à basses latitudes. Les premières caractérisations de l'ionosphère s'effectuaient via l'utilisation de sondes ionosphériques, consistant à envoyer des ondes radioélectriques au zénith et à analyser le signal qui revenait au sol. De nos jours, la caractérisation de l'ionosphère et notamment la nature des ions peut se faire via l'utilisation de spectromètres de masse à bord des fusées et satellites ou bien par l'utilisation de radars. Ainsi, on peut distinguer plusieurs couches, telles que :

- **La région D** : Située entre 60 et 80 km, cette région résulte principalement de la photoionisation de N_2 et de O_2 par les rayons X, mais aussi de NO par la raie Lyman α, peu absorbée à ces altitudes. La région D se caractérise également par la présence d'ions négatifs. La concentration en molécules neutres est suffisamment importante pour que les électrons issues de la photoionisation puissent réagir par collisions avec les constituants de l'atmosphère via des réactions ternaires comme suit :

$$O_2 + O_2 + e^- \rightarrow O_2^- + O_2$$

  On n'observe en revanche que très peu de N_2^-, cet ion étant particulièrement instable. La durée de vie d'un électron à 50 km est de l'ordre de 10^{-2} secondes, contre 100 secondes pour 80 km. Les réactions de recombinaison dissociative permettent également la destruction des électrons tel que

$$O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$$

  Or, comme la durée de vie des électrons vis à vis de cette réaction seule est de l'ordre de 400 secondes, la probabilité pour que cette réaction se réalise est faible. Les réactions ternaires prédominent alors pour la destruction des électrons de la région D entre 50 et 80 km. L'équilibre avec les réactions de production d'électrons telle que la photodissociation de l'ion O_2^- régule la concentration électronique. Enfin, la région D se caractérise par une régulation de la concentration ionique via la neutralisation mutuelle des ions positifs et négatifs, telle que $X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$. Nous pouvons également noter la présence d'ions négatifs tels que NO_2^-, NO_3^-, ainsi que celle d'ions hydratés.

– **La région E** La concentration des ions positifs augmentent avec l'altitude, celle des ions négatifs diminuant. Les processus de photoionisation deviennent plus efficaces que les collisions créant les ions négatifs. Située entre 80 et 125 km, la région E contient essentiellement les ions positifs NO^+ et O^+. Le monoxyde d'azote n'est pas important à cette altitude, si bien que la photoionisation seule de NO n'explique pas la concentration de NO^+. L'ion N_2^+ une fois produit réagit presque immédiatement comme suit :

$$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$$
$$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$$

L'équilibre avec les réactions inverses permettent de déterminer la concentration des ions NO^+ et O^+.

– **La région F** Cette région est scindée en trois parties, F1, F2, et enfin la haute ionosphère. Tout d'abord entre 120 et 200 km se trouve la région F1, où l'ion NO^+ est majoritaire. Cet ion n'est pas produit par photoionisation directe du monoxyde de carbone. L'ion O^+ est également présent, mais ne survit pas très longtemps à ces altitudes. Comme processus de perte pour l'ion O^+, nous pouvons naturellement penser à la réaction de recombinaison dissociative, mais cette réaction est très lente. D'autres processus de perte sont alors envisagés, notamment avec d'autres molécules. Les réactions suivantes, dites de transfert de charge, contrôlent la concentration de O^+ et de NO^+ dans la région F1 :

$$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$$
$$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$$

C'est donc le processus de perte de l'ion O^+ qui est responsable de la formation de NO^+. La région F1 se caractérise donc par un maximum de concentration de NO^+ autour de 160 km. Un problème de cette région réside dans la concentration en NO, qui est peu connue. Si la concentration en monoxyde de carbone est suffisante, il faudrait également considérer les réactions de transfert de charge entre O_2^+ et NO, contribuant à l'augmentation de l'ion NO^+ au détriment de l'ion O_2^+. La région F1 pourrait alors s'étendre plus bas en altitude, réduisant la région E.

Au-delà de la région F1, la concentration en ions moléculaires décroît, laissant place aux ions atomiques. Les molécules se faisant plus rares, les réactions de pertes, notamment celle de O^+, sont de moins en moins efficaces. L'ion dominant se trouve alors être O^+, sa concentration augmentant en fonction de l'altitude. On se trouve dans la région F2.

L'augmentation de la concentration en O^+ ne peut toutefois pas durer. Pour ces régions, les temps caractéristiques des réactions chimiques deviennent comparables aux temps dynamiques des processus de diffusion. Vers 220 km environ, la diffusion ambipolaire devient aussi importante que les réactions chimiques. L'équation de continuité pour l'espèce O^+ se transforme alors en équation classique de diffusion [1], dont la concentration peut avoir deux

1. $\frac{\delta n}{\delta t} + \nabla(nv) = Production - Perte$, avec $nv = -D\frac{dn}{dz} - \frac{n}{\nu}g$, où n est la concentration en O^+, D est le terme de diffusion, g la gravité, et ν la fréquence de collision entre l'ion O^+ et les particules neutres. Si l'on suppose une atmosphère stationnaire, le développement d'une telle équation conduit à une équation différentielle d'ordre

solutions. La première correspond à une solution d'équilibre hydrostatique, le champ électrique modifiant toutefois la hauteur d'échelle afin de maintenir la neutralité du plasma. La seconde solution correspond au fait que l'ion diffuse dans les neutres, les ions adaptent leur hauteur d'échelle à celle de l'atmosphère neutre. Tant que l'ion O^+ reste majoritaire, c'est la hauteur d'échelle du plasma qui est privilégiée. La concentration électronique diminuant avec l'altitude, la concentration de l'ion O^+ va finalement décroître après un maximum autour de 300 km pour assurer la neutralité du plasma. L'altitude du maximum est toutefois fortement dépendant des conditions d'éclairements et de l'activité solaire.

A haute altitude, la réaction de transfert de charge entre l'ion O^+ et H devient importante. On se trouve dans la haute ionosphère. On voit ici apparaître des différences entre l'ionosphère des basses latitudes et celle des hautes latitudes. L'ion O^+ étant majoritaire, nous considérons la réaction suivante

$$O^+ + H \rightarrow O + H^+$$

La densité des protons augmente tant que la diffusion reste faible. Lorsque les concentrations en O^+ ne seront plus suffisantes, les ions minoritaires H^+ commenceront à diffuser dans les ions toujours majoritaires, O^+. L'équation de conservation pour l'ion H^+ admet deux solutions, l'un qui tend à suivre la hauteur d'échelle de l'ion majoritaire poussant alors H^+ à s'échapper de l'ionosphère, la seconde qui tend à conserver l'ion H^+. La solution globale dépend en réalité des conditions magnétiques locales. Au pôle, les tubes de flux sont ouverts, ce qui permet un échappement de H^+, ce sont les vents polaires. Du fait d'un échappement constant, H^+ reste minoritaire jusqu'à 6000 km environ. Aux régions équatoriales, les tubes de flux sont fermés, la concentration en H^+ augmente avec l'altitude, et l'ion H^+ devient majoritaire vers 700 km.

Outre les processus de réactions chimiques et de diffusion, les frontières entre chaque région dépendent fortement de l'activité solaire. Nous avons en effet vu que le flux EUV, le plus hautement variable dans l'UV, est responable de la formation de l'ionosphère.

2 dont les solutions pour la concentration en O^+ mènent à deux régimes différents.

Annexe D

Les occultations vues par l'instrument LYRA

Cette annexe reprend le rapport rédigé à l'issue d'un séjour d'un mois effectué en décembre 2010 à l'Observatoire Royal de Belgique dans le cadre du "Guest Investigator Program" de PROBA 2. L'étude se focalise sur les occultations vues par l'instrument LYRA sur PROBA 2. J'ai travaillé en étroite collaboration avec Marie Dominique, Ali BenMoussa, Ingolf Dammasch et David Berghmans.

1. Occultations as seen by LYRA

We focus this short report to the study of the eclipses monitored by the unit 3 (using silicon detectors). We have studied 12 eclipses spanning from the 19th November to the 8th December. The figure 1 represents the mean values for the four channels of the unit 3 only during the descending phase of the satellite. Those curves are meant to be compared to the model of extinction.

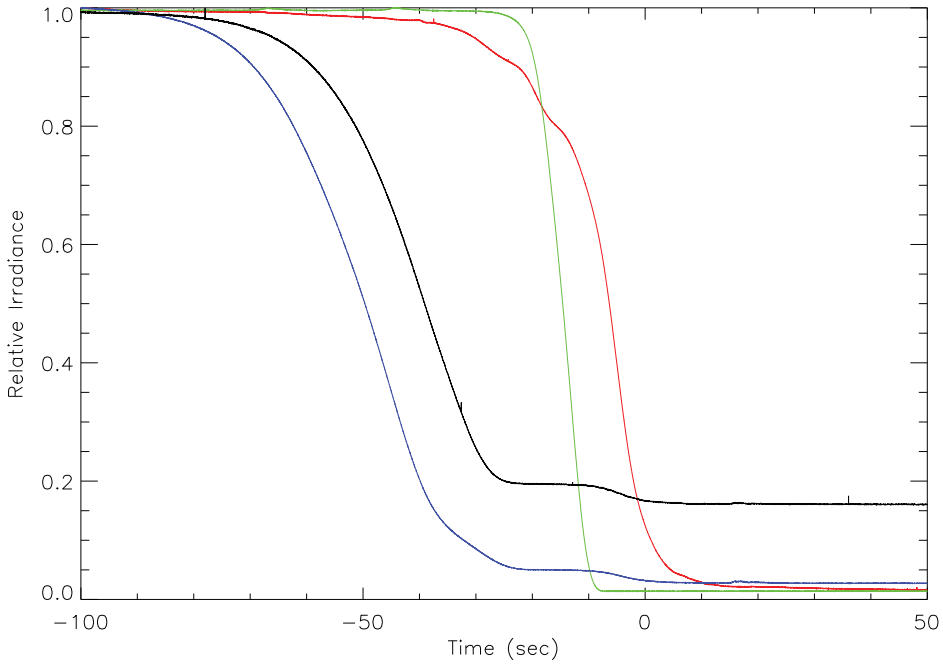

Figure 1. Mean values over 12 eclipses for the unit 3. T = 0 represents the tangential altitude of zero km, i.e. a geometrical occultation.

We can notice that the response of the lyman α channel starts to decrease after the one from the Herzberg channel. One should expect the opposite if we consider the nominal spectral bands of the channel. Silicon detectors are however very sensitive to visible light while diamond detectors (used for the channel 3-2) are not. Contribution for longer wavelengths such as infrared might be also very important for the channel 3-1. This could explain why the channel 3-1 might still have an important signal even after the geometrical occultation.

Let see now the individual behavior for each eclipse.

Lyman α Channel

The measured signals are very close if we consider both descending and ascending phases of the satellite. This general behavior is indeed summarized in

Figure 2 which shows the descending phase (in blue) and the ascending phase (in red). Both seem to be very similar for one eclipse occurring the last 19th november. Some differences occur however when the tangential altitude of the satellite reaches zero.

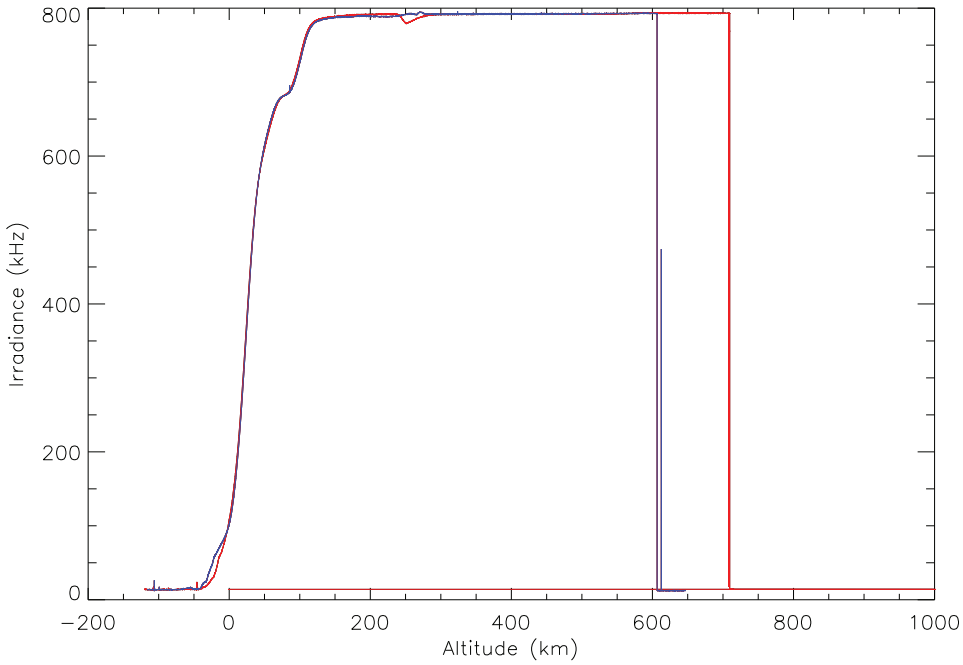

Figure 2. Descending and ascending phase for the channel 3-1.

Figure 3 represents the superposed signal for all the eclipses just for the descending phase we have considered so far (12 eclipses). The response of the lyman α channel appears to be very similar, except one more time for altitudes below zero km (except for one day, where the unit 2 was used). There is indeed here a strange signal, which is not reproducible from an eclipse to an other one (see the figure 4). As the signal for positive altitudes seems very similar for all eclipses, the origin for such discrepancies for negative tangential altitudes might not be du to the Sun. Otherwise, this variability should have appeared sooner. It is however very difficult to determine what causes those strange signals.

Actually several explanations are proposed:

- we are currently in the phase of the Gemenides: meteorites might have been sublimated in the earth atmosphere, and emission from the source or scattered emissions might be particularly important. However, the phase of the Gemenides has began for the 7th December. It could not explain these features prior this date.
- We know that the contribution of the infrared for the unit 3 is quite important (around 800-850 nm). The strange behavior occurs below zero km for the channel 3-1, where infrared emissions are supposed to be more predominant. It could therefore be due to some infrared emissions coming

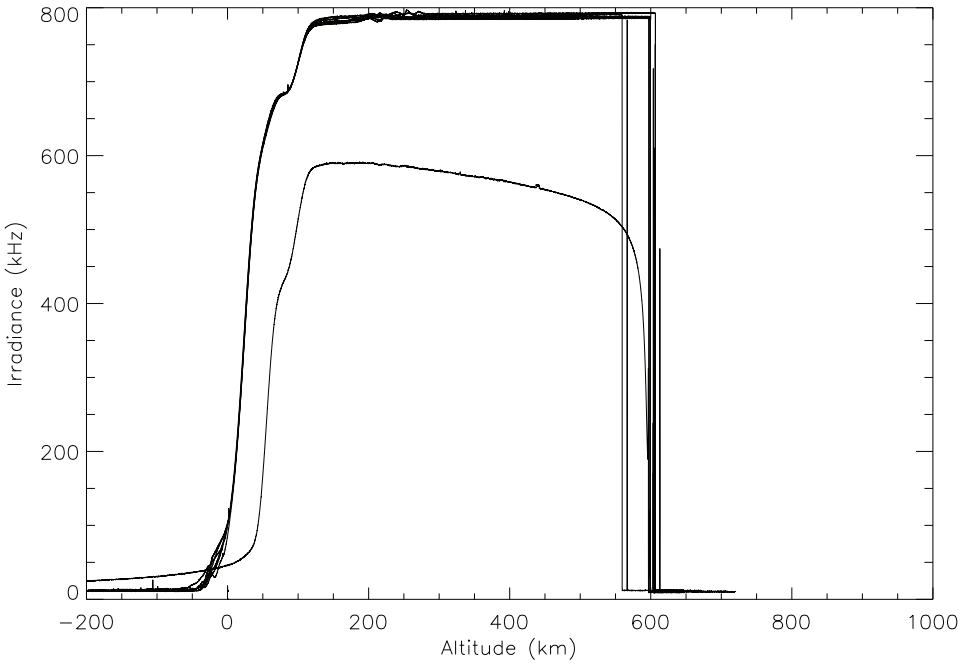

Figure 3. Superposed Signal for the channel 3-1. The signal which is different from the others was monitored by the Unit 2.

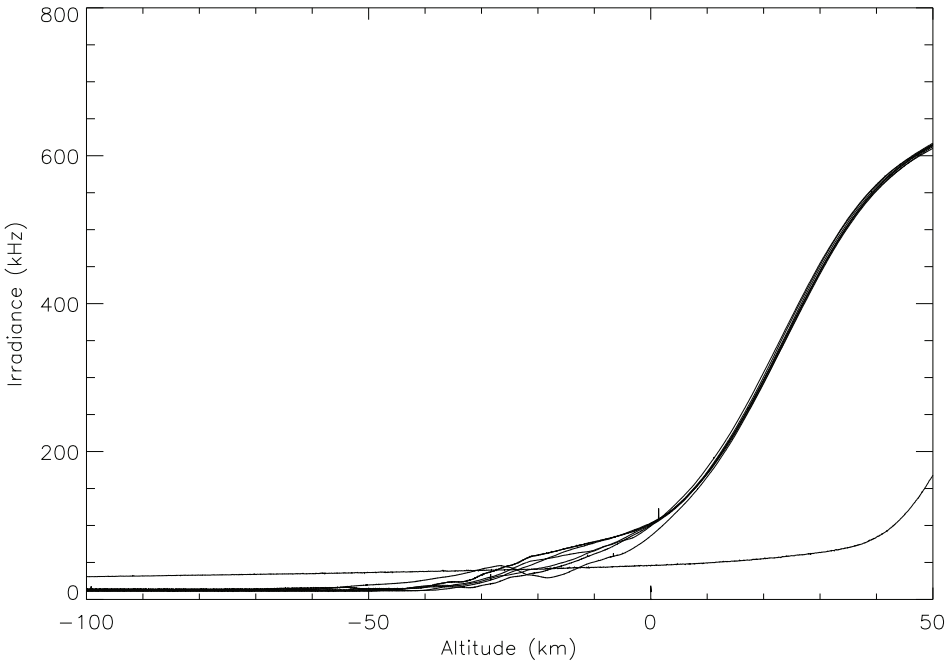

Figure 4. Zoom of the figure 3 for negative tangential altitudes.

from the earth atmosphere which could explain why we do not have the same signal for each eclipses.
- It could also be due to the contribution of the emission @ lyman α scattered by the earth atmosphere.
- Another explanation may involve a bending of rays due to variations of the index of refraction as a function of altitude.
- Finally, the channel might be sensitive to the airglow of non-homogeneous distributed clouds in the earth atmosphere (Photo-excitation of water leads to the pre-dissociation of the molecule in different states of hydroxyl and oxygen, bands of emission of such species are indeed in Visible and Infra-red).
- These small differences can also be due to the changing perspective of each eclipse as the eclipse season progresses. This could be related to the previous point.

Further investigations are clearly needed to explain what is really happening for negative tangential altitudes, no evident solution has been identified yet.

The figure 3 presents also an eclipse monitored by the unit 2. The variability of this curve is very similar to the curves from the unit 3. It clearly begin to decrease at the same altitude than the curves from the unit 3 so by extension after the Herzberg channel. The first eclipses monitored at the beginning of the year by unit 2 do present another behavior (see the last report from Marie). It clearly means that the response of the channel 2-1 has changed since the beginning of the mission, being more sensitive to longer wavelengths. It is however very difficult to characterize any changes of the spectral response. This is quite an important fact because it may impact the interpretation of the variability from the Sun for this channel. However we need to be cautious in interpreting this response because of the important time response of the diamond detector.

Aluminum and Zirconium Channels

Here the signals from both channel 3-3 and 3-4 do not exhibit the same behavior during the descending and ascending phase. It is summarized by the figure 5 where the normalized irradiance for both channels are represented.

We can see the signal measured by the channel 3-3 during the descending phase of the satellite (in green) then the ascending phase (in black); same thing for the Zirconium channel respectively in red then in blue.

This difference might be explained by the difference in the dynamics of the earth atmosphere, and especially the difference in the ionospheric density during nights and days. Further investigations are needed to understand those curves. A comparison between the extinction model during the sunset and the sunrise is clearly needed. We have moreover checked that satellite's temperature variations do not affect

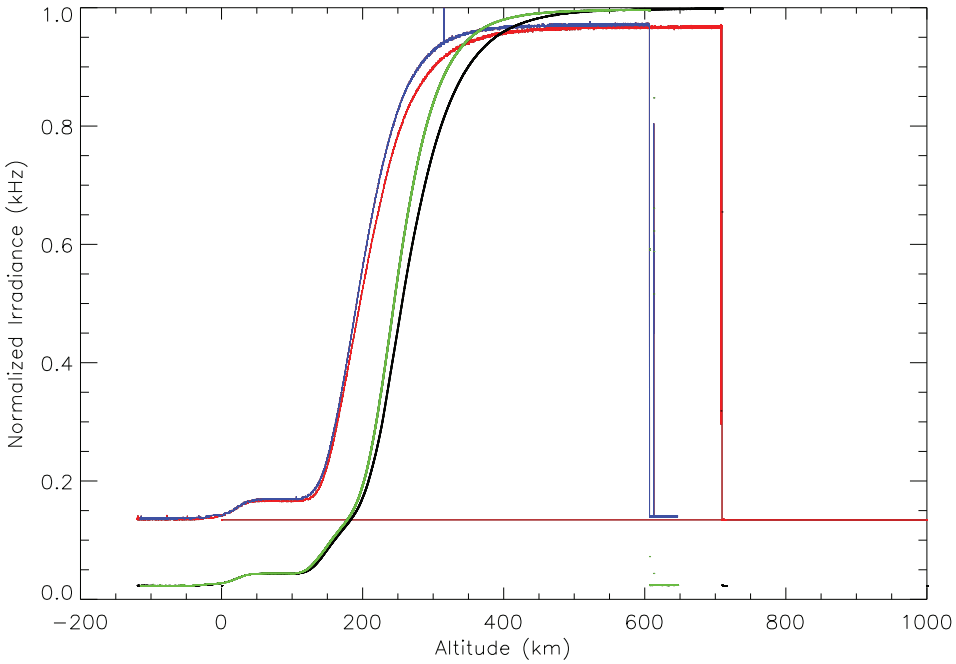

Figure 5. Descending and ascending phase for both channel 3-3 and 3-4 for one eclipse the 19th November.

Finally we could superpose the eclipse as we did for the lyman α channel (Fig. 3). The result is displayed in figure 6. We can noticed here that the superposition is not strong as for the lyman α. This could indeed be explained by the spectral band which the two channels are supposed to be devoted. The variability of the Far Ultraviolet (Channel 3-1) range is less important than the one from the Extreme Ultraviolet range (Channel 3-3). So the earth atmosphere will therefore have a certain dynamic related to this level of variability regarding the spectral range. It might explain why the dispersion over 12 eclipses is more important for the aluminum channel.

We do not see however any strange features for altitude below zero as for the channel 3-1, where infrared emissions might be relatively important. we have no better solution than the scattered lyman α emission to explain these strange signals occurring for latitude less than zero km for the channel 3-1.

Herzberg Channel

This particular channel might constitute in the future a reference curve in order to analyse the degradation of the others channels since the signal is clearly identical from an eclipse to an other as presented in figure 7. Prior the beginning of the eclipse, we may see the degradation. It is basically the altitude/time where the signal begin to decrease rapidly which might constitute a reference.

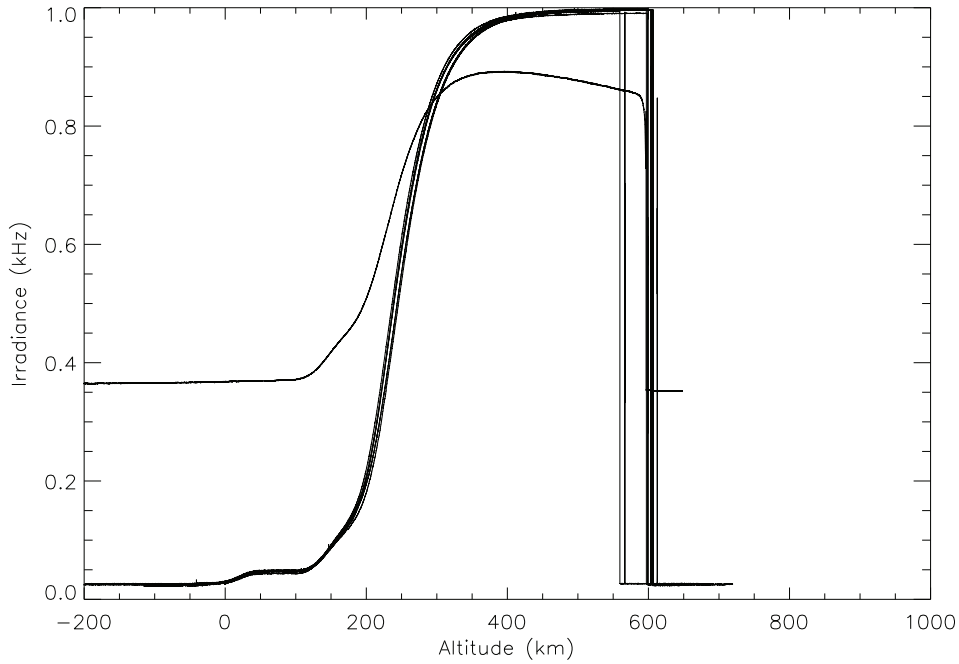

Figure 6. Superposed Signal for the channel 3-3.

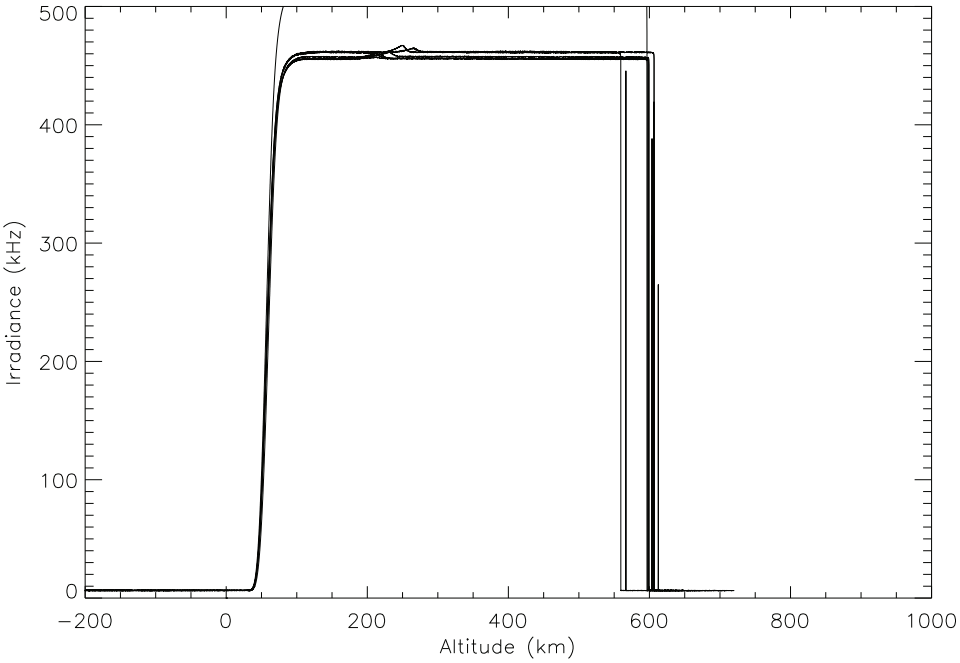

Figure 7. Superposed Signal for the channel 3-2.

The next step is to compare these curves to the model of extinction. This will certainly help to better understand the dynamics of the earth atmosphere.

2. Connection with instrument degradation

We investigate in this section the possibility to study an eventual instrument degradation by comparing the first light as seen by the Unit 3 during an eclipse in January 2010 with those studied in the last section. As we probe different layers (and especially different depth) of the earth atmosphere during an eclipse, spectral bands such as EUV, UV, Visible and Infra-Red are not fully absorbed at the same time/altitude. We first assume that the degradation is only due to filters, if any. Two properties of the signal are here under investigation: first we compare the absolute signal between both signals which may represent the level of sensibility of the instrument, then the shape of the extinction curves which may contains some information about the sensibility of each channel according to the spectral range.

Herzberg Channel

The figure 8 displays the comparison between the extinction curves of the Herbzerg channel for the eclipse of the first light in January 2010 (in black) and the signals measured for three eclipses during November and December 2010 (in colors).

First we may estimate the absolute degradation of the signal since the first light, $\approx 16\%$ of the signal is lost. Between January and December 2010, Unit 3 has been under solar exposure approximatively 50 hours. This could be easily related to the absolute degradation of the signal as measured by the Unit 2.

While a change of absolute sensibility is obvious on the figure 8, we do not see any change about the shape of the extinction curve, meaning that the spectral response of the filter has not changed. So we propose again that this channel might constitute a reference for forthcoming studies as long as this result stands the test of time.

Lyman α Channel

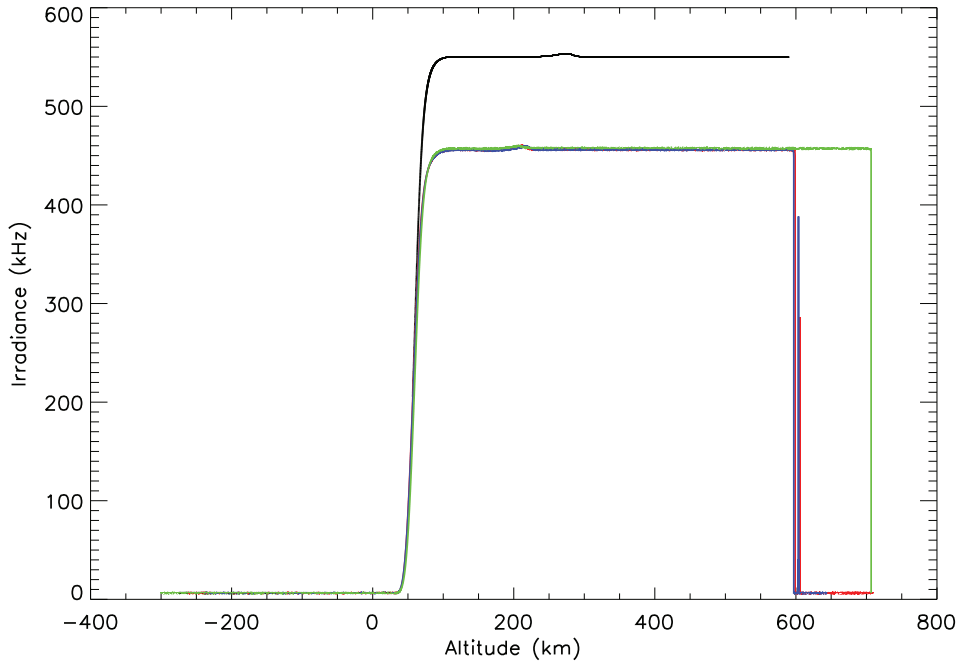

Figure 8. Comparions between the signal measured by the channel 3-2 during an eclipse occurring in January 2010 (in black) and those occurring in November-December 2010 (in colors).

The figure 9 presents also the comparison between the signal as measured by the channel 3-2 during an eclipse occurring in January 2010 (in black) to some occurring in November-December 2010 (in colors). Once again, one could estimate the absolute degradation by comparing the pre-eclipse signal: $\approx$ 19% of the signal is lost.

Here we can also see a change of the shape of the curve at the moment of extinction. It appears for these particular eclipses that signals at early stages of operations do not superpose over those measured in last November-December 2010.

Since we assumed that degradation is only due to filters, we could interpret this difference by a change of the spectral response of the filter: it seems that the channel 3-1 is more sensitive to UV and visible light after 50 hours under solar exposure. We need to study more than one event to conclude about a spectral change of the transmittance: further investigations are clearly needed. This study should be also extended to Unit 2, which was exposed more longer that Unit 3: if a spectral change is indeed confirmed for Unit 3, it could be really problematic to the interpretation of the signal as measured by all the lyman α channels.

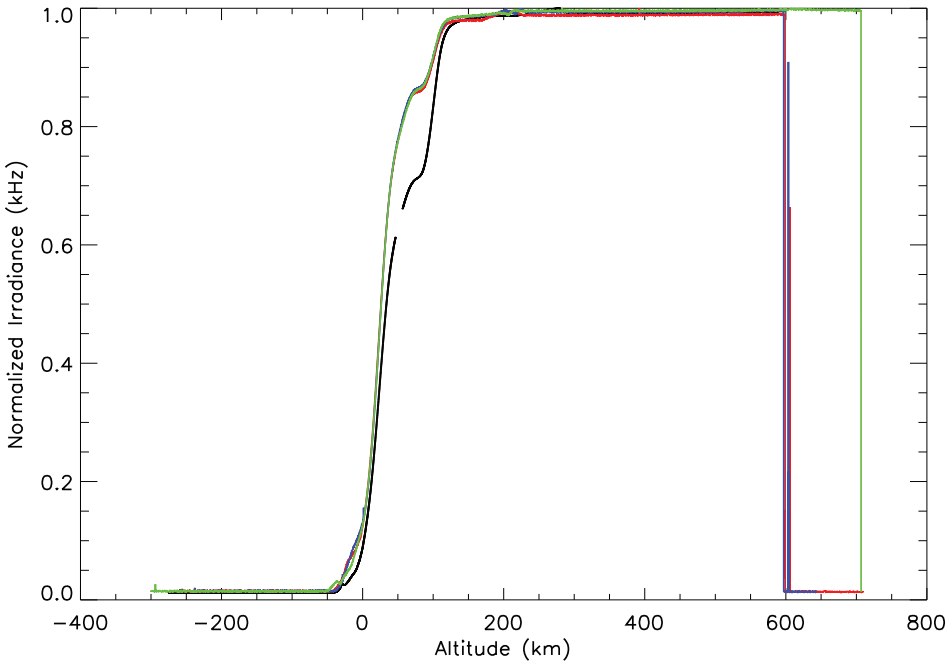

Figure 9. Comparison between the signal measured by the channel 3-1 during an eclipse occurring in January 2010 (in black) and those occurring in November-December 2010 (in colors).

Annexe E

Actes de publication et Communications

Sommaire

E.1 Articles publiés et soumis 196
E.1.1 The Influence of Solar Flares on the Lower Solar Atmosphere 196
E.1.2 Monitoring the solar UV irradiance spectrum from the observation of a few passbands 207
E.1.3 Photoabsorption of Ganymede's atmosphere 216
E.1.4 Coronal temperature maps from solar EUV images 229
E.2 Communications 246

E.1 Articles publiés et soumis

E.1.1 The Influence of Solar Flares on the Lower Solar Atmosphere

Cessateur, G., Kretzschmar, M., Dudok de Wit, T., et Boumier, P., *Solar Physics*, **263**, 153-162, 2010.

Solar Phys (2010) 263: 153–162
DOI 10.1007/s11207-010-9549-9

The Influence of Solar Flares on the Lower Solar Atmosphere: Evidence from the Na D Absorption Line Measured by GOLF/SOHO

G. Cessateur · M. Kretzschmar · T. Dudok de Wit · P. Boumier

Received: 20 May 2009 / Accepted: 25 March 2010 / Published online: 21 April 2010
© Springer Science+Business Media B.V. 2010

Abstract Solar flares presumably have an impact on the deepest layers of the solar atmosphere and yet the observational evidence for such an impact is scarce. Using ten years of measurements of the Na D_1 and Na D_2 Fraunhofer lines, measured by GOLF onboard SOHO, we show that this photospheric line is indeed affected by flares. The effect of individual flares is hidden by solar oscillations, but a statistical analysis based on conditional averaging reveals a clear signature. Although GOLF can only probe one single wavelength at a time, we show that both wings of the Na line can nevertheless be compared. The varying line asymmetry can be interpreted as an upward plasma motion from the lower solar atmosphere during the peak of the flare, followed by a downward motion.

Keywords Solar Flares · Photosphere · Chromosphere

1. Introduction

Solar flares are the most powerful events occurring in the solar system. The mechanism invoked for their energy release is the conversion of magnetic energy into radiation, thermal and kinetic energy through the reconnection of magnetic-field lines. More precisely, the coronal magnetic field suddenly changes its configuration and free energy when the stress imposed at its footpoints by photospheric plasma motion exceeds a certain threshold (Archontis *et al.*, 2005). The details of why and how the energy is released are still largely debated (*e.g.* Schrijver, 2009). Once converted, the energy accelerates particles; part of these are directed downwards and deposit their energy in the solar atmosphere while another part

G. Cessateur (✉) · M. Kretzschmar · T. Dudok de Wit
LCP2E (UMR 6115), CNRS and University of Orléans, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France
e-mail: gael.cessateur@cnrs-orleans.fr

P. Boumier
Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) (UMR 8617), CNRS and Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, 91405 Orsay, France

can eventually escape into interplanetary space. The interaction of these accelerated particles with the surrounding plasma ultimately results in electromagnetic radiation at various wavelengths, from X-ray to radio domains (Benz, 2008).

One of the best observed manifestations of flares is the appearance, after the impulsive phase, of loops that emit strongly in the extreme ultraviolet and soft X-rays (SXR). Downward-accelerated particles lose their energy by collisions when they encounter the dense chromospheric plasma. The local material is heated, expands, and then rises to fill the newly configured magnetic-field loop where plasma cools down through radiative and conductive losses. This is the model of chromospheric evaporation (Antonucci, Gabriel, and Dennis, 1984; Fisher, 1987b): the hot plasma located just above the energy-deposition layer evaporates towards the corona. The cool plasma just underneath is pushed down; this is called chromospheric condensation. In this model, the energy-deposition layer is located in the middle chromosphere or in the transition region. The rise of chromospheric plasma is manifested by the observation of Doppler-shifted spectral lines that form at these temperatures (Schmieder *et al.*, 1987; Berlicki *et al.*, 2005) and accompanied the downflow of plasma as observed from the Hα line (Fisher, 1987a).

White-light (WL) continuum emission has been also observed in some flares – that are then called white-light flares (WLF) – but their origin is unclear (Hudson, Wolfson, and Metcalf, 2006). It is generally agreed that the WL emission takes place in the lower atmosphere, near the minimum temperature region or below (Aboudarham and Henoux, 1986; Ding *et al.*, 2003). How these layers are heated, however, remains unknown (see the review by Ding, 2007). Among the various proposed mechanisms, direct heating by non-thermal electron beams, chromospheric radiative back-warming, or H^- continuum emission (Xu *et al.*, 2006; Gan, Hénoux, and Fang, 2000) are often cited. When taken individually, none of these mechanisms can provide the amount of energy required by the observations. Direct heating in or near the photosphere has also been suggested (Ding *et al.*, 1994; Schrijver, 2009). The latter mechanisms suggest that the low solar atmosphere (the chromosphere of course, but also the temperature minimum region and the upper photosphere below) is heated during these flares. As technology evolves, more WL emission is observed during flares (Jess *et al.*, 2008; Kretzschmar *et al.*, 2010). We present here observations in visible light made by the *Global Oscillations at Low Frequency* (GOLF: Gabriel *et al.*, 1997) instrument onboard the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) since 1996. These observations give information on the low solar atmosphere during solar flares.

One question that we address in this paper is the recurrent problem of retrieving a global picture of the flare since, in addition to the intrinsic variability of the events, the conditions (position, amplitude, ...) vary and the observations are often made by different instruments. We follow here the same approach as Kretzschmar *et al.* (2010) and search for a statistical signature of flares by analysing ten years of SOHO/GOLF data consisting in the intensity of the Fraunhofer absorption Na D lines integrated over the full solar disk. These lines are formed in the solar photosphere below the temperature minimum region (Caccin, Gomez, and Roberti, 1980; Bruls, Rutten, and Shchukina, 1992). We refer here to the photosphere as a few hundred kilometer thick region between the altitude where the optical depth at 500 nm is unity ($\tau_{500} = 1$) and the temperature minimum region. More precisely, the wings of the Na D line that we study in this paper are mostly generated between 300 and 500 km, just below the transition region and the chromosphere (Eibe *et al.*, 2001). Simulations and observations for a quiet Sun atmosphere have been recently made for the formation of the Na D lines (Leenaarts *et al.*, 2010): this study strongly contributes to the idea that these lines are originating from the photosphere. However during a flare, the formation heights of the Na D sodium may differ from quiet conditions. Nevertheless changes in the Na D

lines during flares thus indicate that flares affect the lower solar atmosphere including both photosphere and chromosphere. Our analysis therefore provides an opportunity to study the influence of solar flares on the lower solar atmosphere. This is particularly interesting since the best observed flare features usually occur in the upper solar atmosphere, where the contrast between the flare signal and the background emission is largest.

The intensity of the sodium line has been measured every five seconds by GOLF. The good cadence, duration, and duty cycle of the observations, together with the high quality associated with space-based observations, partly allow us to compensate for the lack of spatial resolution. As we shall see below, large and even medium-amplitude flares do have a significant impact on the Na line, which we interpret as the signature of photospheric heating. Furthermore, this work also points to the possible influence of flares on helioseismic studies.

In Section 2 we introduce the GOLF instrument, the data, and the analysis technique. In Section 3, the results are presented and discussed. Conclusions follow in Section 4.

2. Instrumentation and Data Analysis

2.1. The GOLF Instrument

GOLF, which is one of the three helioseismic instruments onboard SOHO, is a resonant-scattering spectrophotometer that monitors periodic variations of the solar surface by observing the Doppler shift of the Na D_1 and Na D_2 Fraunhofer lines respectively at 589.6 and 589 nm integrated over the solar disk. The GOLF instrument cannot distinguish these two lines and so it monitors the sum of the signals coming from both lines. These two lines have approximately the same behaviour, and so we can have an idea of the evolution of one absorption line even when working with the sum. The principle of this device, however, is best understood by considering one single line.

GOLF was designed to measure the solar flux in the wings of the absorption line, at ± 0.0108 nm from the central rest wavelength as shown on Figure 1. By comparing the intensity of the two wings, the Doppler shift can be retrieved and the frequency of solar surface oscillations can be determined.

GOLF initially measured alternatively the intensity of each wing every 20 seconds. Unfortunately, due to a malfunction of the device, a single-wing working cycle had to be adopted to ensure the safety of the instrument. We consider here red-wing observations from 15 October 1998 to 17 November 2002 and blue-wing observations from 11 April 1996 to 28 June 1998 and from 18 November 2002 to 23 May 2006. Note that an observed blue shift (negative velocity by convention) corresponds to a motion towards the observer, *i.e.* upward in the solar atmosphere. In the following, the SXR flux is measured by the SEM instrument onboard GOES in the $0.1 - 0.8$ nm band.

2.2. The Method: Conditional Averaging

The signature of a single flare has no discernible effect on the intensity measured by GOLF because it is masked by omnipresent temporal fluctuations at the photospheric level, which are caused by internal acoustic waves and by granulation. GOLF was designed to study these pressure waves, but for us they are background noise that mask the flare signal. To overcome this problem, we refrain from looking at individual events and consider the flare signature in a statistical sense. We use a conditional-averaging technique in order to see the

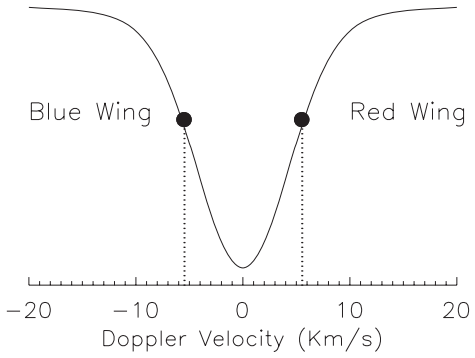

Figure 1 Location of the two wavelengths measured by GOLF. When working with Doppler shifts, one commonly expresses wavelengths in terms of Doppler velocities. The measured intensity corresponds to $\pm 5.5\ \mathrm{km\,s^{-1}}$ around the wavelength at rest.

Table 1 Number of events for different class flares and the wing in which they are observed.

	X	M	C	B
Red wing	54	917	8585	1013
Blue wing	52	467	3804	5871

effects of solar flares. This technique has frequently been used to detect coherent structures in turbulent flows (Block *et al.*, 2006) and is called superposed epoch analysis in geophysics. By averaging N time sequences that are synchronised with respect to the same trigger (in our case the occurrence of the flare, as given by the peak intensity of SXR flux), incoherent fluctuations are averaged out whereas reproducible features such as flare signatures add up.

We sorted the flares in decreasing SXR brightness, from the most powerful X-class flares down to the weaker M-, C-, and B-class flares, by using the soft X-ray classes derived from GOES observations. The largest flares are often accompanied by solar energetic-particle events that perturb the instruments. To avoid a possible impact on our results, we discarded flares whose peak energy exceeded 5×10^{-4} Watts $\mathrm{m^{-2}}$ and checked that the remaining flares were not accompanied by such particle events. We excluded in that way the ten largest flares out of a total number of 116 X-class flares. Table 1 indicates the number of events observed in each wing.

3. Results and Discussion

3.1. Observed Changes in the Intensity

The results of the conditional averaging are summarised in Figure 2, which shows the average intensity of the red wing measured for 54 X-class flares (in black), and for 917 M-class flares (in grey). Time zero $[t = 0]$ corresponds to the peak intensity of the SXR flux. For each flare occurring at time t_f, we isolated a sequence running from $t_f - 90$ minutes to $t_f + 90$ minutes and averaged the shifted time series.

Figure 2 reveals a small but significant increase in the intensity, which cannot be observed in any individual event because it is masked by fluctuations. The relative increase in intensity is about 0.03% for X-class flares and 0.008% for M-class flares. Similar results are obtained for the blue wing. We conclude that flares do have an influence on the sodium line and thus on the lower atmosphere. C-class flares also have a discernible effect on the intensity of the sodium line but their influence is too weak to be properly studied and so we shall not consider them further.

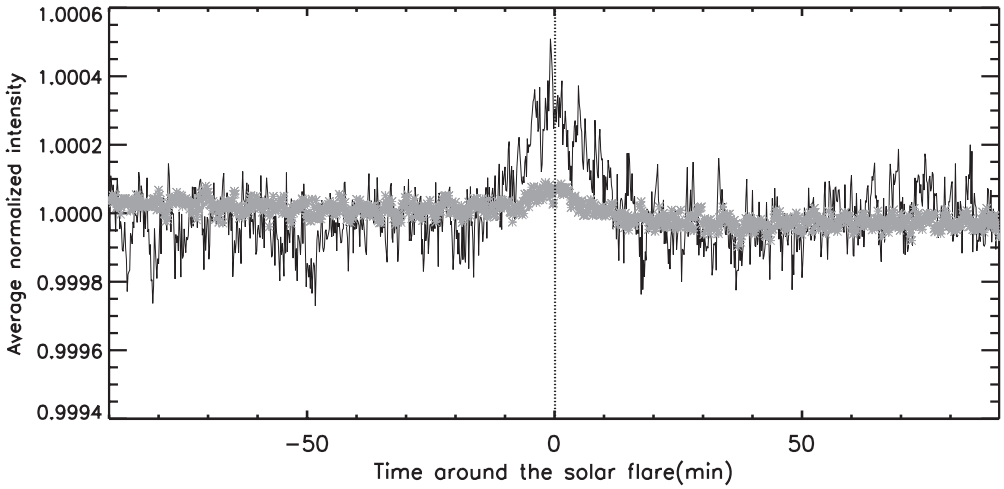

Figure 2 Conditionally averaged intensity of the red wing, measured for X-class flares (dark thin line) and M-class flares (grey line).

GOLF measures the intensity in one wing of the line, integrated over the full solar disk. As the solar flare occurs over a small area on the Sun (less than 1% of the total surface), the resulting intensity is the sum over the intensity originating from in the quiet Sun, which is by far the most important contribution, and the intensity originating from the flaring area. This explains why the increase in intensity is relatively weak.

3.2. What Causes the Intensity to Change?

Several mechanisms can be invoked to explain the observed intensity change during flares. The main ones are:

- The temperature minimum region and the upper photosphere are heated, which results in an excess continuum emission. This emission can originate from Paschen and/or H^- continuum. This effect has been invoked to explain WL emissions during solar flares (Xu *et al.*, 2006; Hudson, Wolfson, and Metcalf, 2006). We then expect the entire intensity profile of the sodium line to increase and so both wings should vary by the same amount.
- Sodium is heated and excited or ionised. This causes a depletion of the absorbing sodium and hence an increase in the intensity of the absorption line. The resulting signature is the same as before. Hydrogen lines are known to change sometimes from absorption to emission during very large X-class flares (Svestka, 1976). These lines, however, are mostly generated in the upper chromosphere where more energy is released than in the upper photosphere. As the Na D lines are generated in the upper photosphere, we expect them to remain in absorption for all of the flares that we consider.
- Sodium is heated and some material is rising. This causes both a Doppler shift and an intensity change. The upward flow of sodium shifts the line towards the blue and so the intensity decreases in the blue wing with respect to the red one.

Other effects may contribute to this. The recombination of chromospheric sodium ions, for example, which is enhanced by the flare-associated density increase, may shift the sodium line to the blue and hence lead to a decrease in the blue wing.

If the GOLF sodium line had been measured simultaneously at different wavelengths (as will be the case with the proposed GOLF-NG instrument (Turck-Chièze *et al.*, 2006)),

then a partial separation between these different mechanisms will be possible. Our observations, which are based on the measurement of one single wavelength at a time, *a priori* totally exclude such a separation. The important point, however, is that even though we do not measure the red and blue wings simultaneously, we do observe their average temporal evolution under similar conditions. For that reason, the two wings are directly comparable in a statistical sense even though individual events are never recorded simultaneously. A few assumptions, however, need to be made before we can pursue such a comparison.

First, our events occur at different times, so we have to assume that the impact of flares on the photosphere is not solar-cycle dependent. We can indeed reasonably assume that the speed of plasma motions should be about the same, regardless of the phase of the solar cycle.

Secondly, for our samples to be statistically comparable, the number of events and the average SXR flare intensity should be about the same in both categories. We checked this, and the sizes of the samples, which are given in Table 1, are indeed sufficiently close. In particular, the noise level, which is proportional to $1/\sqrt{N}$ (where N is the sample size), should be approximately equal in both wings, for a given class of flares.

Since GOLF observes the full Sun, the sodium line integrates contributions coming both from the quiet Sun and from active regions. Because of the statistical procedure, however, the former are averaged out whereas the latter add up coherently. Obviously, the observed variation in the integrated intensity is considerably smaller than that observed in the vicinity of the flare.

Another point is the location of the solar flare on the Sun. Because of projection effects, flares occurring at the centre of the disk and at the limb have different Doppler shifts along the line of sight. The shift associated with radial motion is largest for flares located close to the centre of the disk. To avoid such geometric effects, we restricted our sample to flares whose heliocentric angle is less than 30 degrees.

3.3. Interpretation of the Intensity Increase

Let us start with X-class flares, whose signature on the sodium line is most evident.

Figure 3 shows the conditionally averaged intensities of both wings, together with their difference (*e.g.* $I_{\mathrm{red}} - I_{\mathrm{blue}}$). The two samples have similar sizes (see Table 1) and similar average X-rays fluxes, so a statistical comparison is meaningful. The standard deviations for both wings are very close. Moreover, the slow degradation of GOLF implies that instrumental errors should be about the same in both samples.

Interestingly, the blue and red wings evolve differently in time. The intensity of the red wing is clearly higher at the flare maximum as compared to the blue wing. After the maximum, the reverse occurs, and the intensity of the red wing falls off more rapidly. Our interpretation is sketched in Figure 4. The line represented in this sketch can be either Na D_1 or Na D_2, as we assume that they behave similarly.

First, the intensity of the whole line profile rises, due to the excitation and heating of the sodium. The intensity of both wings indeed increases during a flare. For that reason, Figures 4a, 4b, and 4c present a higher profile than for the quiet Sun. Moreover, the intensity difference at the peak of the flare suggests that the sodium profile is asymmetric. A blueshift occurs, which means that sodium is rising, see Figure 4a. After the peak of the flare, a deficit in intensity occurs in the red wing, which implies a downward motion of the plasma. A redshift may also occur, as represented in Figure 4b, meaning that the plasma is falling. Finally, the excitation diminishes, see Figure 4c. Note that the lack of observation of the core of the line prevents us from concluding about global changes in the line profile. The pertinent result, however, is the difference between both wings, which can be unambiguously attributed to a Doppler shift.

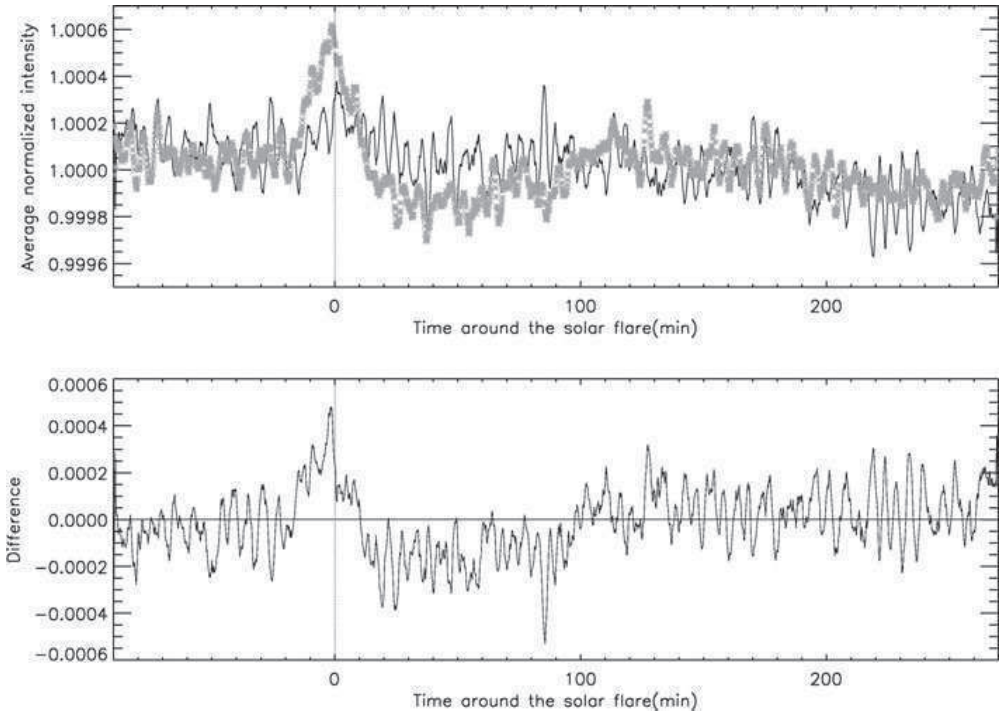

Figure 3 Top panel: conditionally averaged intensity of the red (in grey) and the blue (in black) wing for the X-class flares. Curves have been smoothed over two minutes. Bottom panel: intensity difference between the two wings ($I_{\text{red}} - I_{\text{blue}}$).

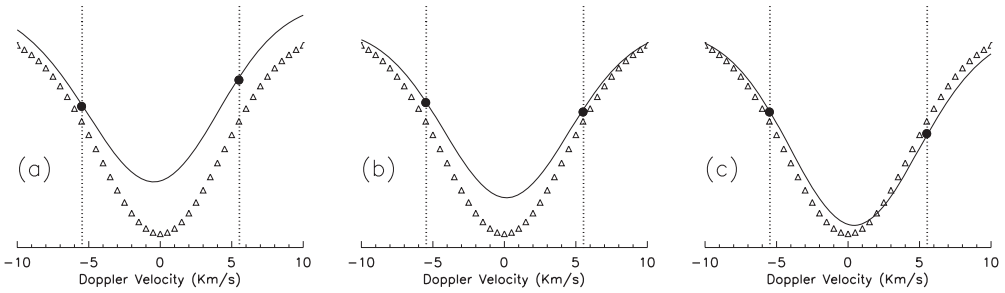

Figure 4 Schematic representation of the possible causes for the intensity changes observed in Figure 3. The triangles represent the absorption profile at rest. (a) Blueshift: upward motion to chromosphere. (b) Redshift: plasma is falling. (c) Reduced excitation of sodium: whole profile rises down, always with a redshift.

The intensity of both wings comes back to pre-flare values in approximatively 100 minutes, as shown in Figure 3. Not surprisingly, this duration is close to that observed in the SXR flux. Figure 4 is meant to be schematic only. We do not know, for example, what is really happening in the core of the line.

Similar conclusions apply to M-class flares (Figure 5), with a lower signal-to-noise ratio and a shorter recovery time. The difference between the red and the blue wings (bottom panel) is not properly resolved during the impulsive phase of the solar flare, while the redshift is clearly visible. These results provide direct evidence for the impact of flares on the photosphere and not just on the chromosphere.

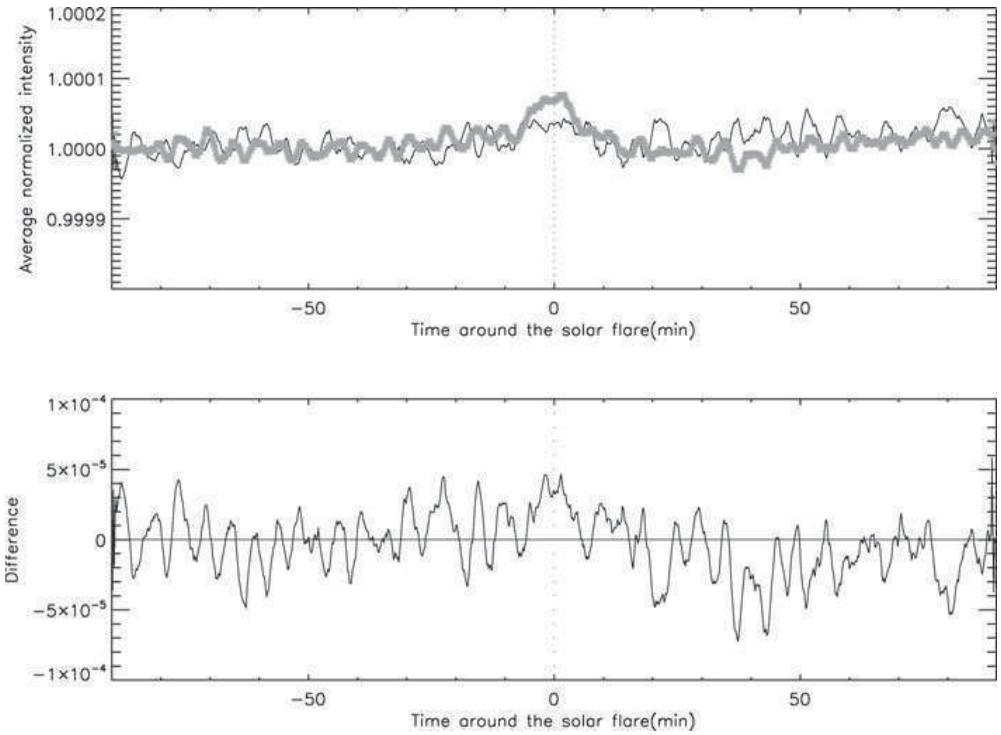

Figure 5 Top panel: conditionally averaged intensity of the red (in grey) and the blue (in black) wing for the M-class flares. Curves have been smoothed over two minutes. Bottom panel: intensity difference between the two wings.

Photospheric sodium is affected by several effects during a solar flare. All of these effects (excitation, heating, motion) can change the profile of the Na D lines. The speed of ascent could be determined using the Doppler shift caused by the plasma motion. These effects however are simultaneous, which means that the change of intensity is not just due to the Doppler shift. Furthermore, we sample the line at two wavelengths only, which is not enough to distinguish if they were simultaneous the contribution from heating from that of the Doppler shift.

Our interpretation of the plasma motion, with first an upflow and then a downflow of the sodium during the flare, is based on the hypothesis that the Na D lines remain in absorption. We already discarded flares whose peak energy exceeds 5×10^{-4} Watts m^{-2} in order to exclude the most energetic events. Since the behaviour of the lines seems to be the same for X-class and M-class flares, one can reasonably assume that the Na D lines always remain in absorption for the events under consideration.

These results are *a priori* in contradiction with the observations of downflow in the Hα line (Fisher, 1987a). Indeed, in the classical picture of chromospheric evaporation, the energy-deposition layer is located in the middle of the chromosphere, and so one would expect photospheric lines such as Na D to behave similarly to the Hα line. A reconciliation between these two pictures is difficult unless:

- The sodium affected by solar flares is not the photospheric sodium normally monitored by GOLF for a quiet Sun, but the recombined chromospheric sodium that emits during solar flares. The lines observed by GOLF should then behave like an upper chromospheric one. The disagreement with the Hα lines then is not so surprising

- The affected sodium originates from the photosphere. Our results then suggest that at least part of the energy can reach lower altitudes than expected in the classical picture. The upper photosphere can indeed be heated by several mechanisms (Aboudarham and Henoux, 1986; Ding, 2007) leading to white-light emission from both the chromosphere and the photosphere. Recent studies strongly suggest that these white-light flares are more common than expected (Fletcher *et al.*, 2007; Jess *et al.*, 2008). As we do indeed analyze the average over several flares, and not a particular event as for the Hα line, white-light flares could have a predominant weight in our statistics.

These results and their interpretations are based on only two points in the spectral profile, so the conclusion on the sodium dynamics in the lower solar atmosphere needs to be confirmed by further studies. Our results nevertheless strongly suggest that the upper photosphere is affected by solar flares.

4. Conclusions

The aim of this study was to investigate whether solar flares impact the Na D_1 and Na D_2 Fraunhofer lines, as measured by GOLF. A statistical analysis based on conditional averaging reveals intensity increases during X- and M-class flares, which demonstrates that the Na D lines are affected. Although GOLF observes only one wing at a time, the average evolution of the red and blue wings can be compared in a statistical sense. The observed intensity differences suggest the existence of plasma motions. The blueshift that coincides with the peak of the flare can been interpreted as a upward plasma motion, which is most likely associated with photospheric Na rising towards the chromosphere. The peak of the flare is followed by a redshift, which corresponds to a downward flow. Since the Na D line is mostly generated in the upper photosphere, our study thereby provides strong support for the influence of flares on the lower solar atmosphere.

This interpretation is *a priori* in contradiction with the classical picture of chromospheric evaporation. It can however be explained if we assume that white-light flares, for which the lower solar atmosphere needs to be heated, have a preponderant effect in our statistics. White-light flares could indeed be more common than expected, and our study supports this idea. However, further quantitative studies are necessary before we can conclude that solar flares do really affect the lower solar atmosphere. Plasma motions could be more accurately determined with more than two measurements on the profile of Na D lines. GOLF-NG has been proposed for that purpose. Another important conclusion is that future helioseismic instruments should take into account the impact of solar flares in order to improve the measurement of solar oscillations.

Acknowledgements This study received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement nr. 218816 (SOTERIA project, www.soteria-space.eu). The GOLF experiment is based on a consortium of institutes involving a large number of scientists and engineers, belonging to the IAS (France), the CEA (France), the IAC (Spain), and the observatories of Bordeaux and Nice (France). SOHO is a missing of international collaboration between ESA and NASA.

References

Aboudarham, J., Henoux, J.C.: 1986, Energy deposit at temperature minimum level and white light flares. *Astron. Astrophys.* **156**, 73 – 78.

Aboudarham, J., Henoux, J.C.: 1986, Non-thermal excitation and ionization of hydrogen in solar flares. I – Effects on a flaring chromosphere. *Astron. Astrophys.* **168**, 301 – 307.

Antonucci, E., Gabriel, A.H., Dennis, B.R.: 1984, The energetics of chromospheric evaporation in solar flares. *Astrophys. J.* **287**, 917 – 925. doi:10.1086/162749.

Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A.W.: 2005, The three-dimensional interaction between emerging magnetic flux and a large-scale coronal field: reconnection, current sheets, and jets. *Astrophys. J.* **635**, 1299 – 1318. doi:10.1086/497533.

Benz, A.O.: 2008, Flare Observations. *Living Rev. Solar Phys.* **5**, 1 – 64. http://www.livingreviews.org/lrsp-2008-1.

Berlicki, A., Heinzel, P., Schmieder, B., Mein, P., Mein, N.: 2005, Non-LTE diagnostics of velocity fields during the gradual phase of a solar flare. *Astron. Astrophys.* **430**, 679 – 689.

Block, D., Teliban, I., Greiner, F., Piel, A.: 2006, Prospects and limitations of conditional averaging. *Phys. Scr. T* **122**, 25 – 33. doi:10.1088/0031-8949/2006/T122/007.

Bruls, J.H.M.J., Rutten, R.J., Shchukina, N.G.: 1992, The formation of helioseismology lines. I – NLTE effects in Alkali spectra. *Astron. Astrophys.* **265**, 237 – 256.

Caccin, B., Gomez, M.T., Roberti, G.: 1980, The formation of Na I spectral lines in the solar atmosphere. *Astron. Astrophys.* **92**, 63 – 69.

Ding, M.D.: 2007, The origin of solar white-light flares. In: Heinzel, P., Dorotovič, O., Rutten, R.J. (eds.) *The Physics of Chromospheric Plasmas*, *ASP Conference Series* **368**, Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 417 – 422.

Ding, M.D., Fang, C., Gan, W.Q., Okamoto, T.: 1994, Optical spectra and semi-empirical model of a white-light flare. *Astrophys. J.* **429**, 890 – 898.

Ding, M.D., Liu, Y., Yeh, C.T., Li, J.P.: 2003, Interpretation of the infrared continuum in a solar white-light flare. *Astron. Astrophys.* **403**, 1151 – 1156.

Eibe, M.T., Mein, P., Roudier, T., Faurobert, M.: 2001, Investigation of temperature and velocity fluctuations through the solar photosphere with the Na I D lines. *Astron. Astrophys.* **371**, 1128 – 1136. doi:10.1051/0004-6361:20010464.

Fisher, G.H.: 1987a, Chromospheric downflow velocities as a diagnostic in solar flares. *Solar Phys.* **113**, 307 – 311. doi:10.1007/BF00147715.

Fisher, G.H.: 1987b, Explosive evaporation in solar flares. *Astrophys. J.* **317**, 502 – 513. doi:10.1086/165294.

Fletcher, L., Hannah, I.G., Hudson, H.S., Metcalf, T.R.: 2007, A TRACE white light and RHESSI hard X-ray study of flare energetics. *Astrophys. J.* **656**, 1187 – 1196. doi:10.1086/510446.

Gabriel, A.H., Charra, J., Grec, G., Robillot, J.M., Roca Cortés, T., Turck-Chièze, S., Ulrich, R., Basu, S., Baudin, F., Bertello, L., Boumier, P., Charra, M., Christensen-Dalsgaard, J., Decaudin, M., Dzitko, H., Foglizzo, T., Fossat, E., García, R.A., Herreros, J.M., Lazrek, M., Pallé, P.L., Pétrou, N., Renaud, C., Régulo, C.: 1997, Performance and early results from the GOLF instrument flown on the SOHO mission. *Solar Phys.* **175**, 207 – 226. doi:10.1023/A:1004911408285.

Gan, W.Q., Hénoux, J.C., Fang, C.: 2000, On the origin of solar white-light flares. *Astron. Astrophys.* **354**, 691 – 696.

Hudson, H.S., Wolfson, C.J., Metcalf, T.R.: 2006, White-light flares: A TRACE/RHESSI overview. *Solar Phys.* **234**, 79 – 93. doi:10.1007/s11207-006-0056-y.

Jess, D.B., Mathioudakis, M., Crockett, P.J., Keenan, F.P.: 2008, Do all flares have white-light emission? *Astrophys. J. Lett.* **688**, L119 – L122.

Kretzschmar, M., Dudok de Wit, T., Schmutz, W., Mekaoui, S., Hochedez, J.F., DeWitte, S.: 2010, The effects of flares on the total solar irradiance. *Nature Phys.*, submitted.

Leenaarts, J., Rutten, R.J., Reardon, K., Carlsson, M., Hansteen, V.: 2010, The quiet solar atmosphere observed and simulated in Na I D_1. *Astrophys. J.* **709**, 1362 – 1373. doi:10.1088/0004-637X/709/2/1362.

Schmieder, B., Forbes, T.G., Malherbe, J.M., Machado, M.E.: 1987, Evidence for gentle chromospheric evaporation during the gradual phase of large solar flares. *Astrophys. J.* **317**, 956 – 963. doi:10.1086/165344.

Schrijver, C.J.: 2009, Driving major solar flares and eruptions: a review. *Adv. Space Res.* **43**, 739 – 755. doi:10.1016/j.asr.2008.11.004.

Svestka, Z.: 1976, *Solar Flares*, Springer, Berlin.

Turck-Chièze, S., Carton, P., Ballot, J., Barrière, J., Daniel-Thomas, P., Delbart, A., Desforges, D., Garcia, R.A., Granelli, R., Mathur, S., Nunio, F., Piret, Y., Pallé, P.L., Jiménez, A.J., Jiménez-Reyes, S.J., Robillot, J.M., Fossat, E., Eff-Darwich, A.M., Gelly, B.: 2006, GOLF-NG spectrometer, a space prototype for studying the dynamics of the deep solar interior. *Adv. Space Res.* **38**, 1812 – 1818.

Xu, Y., Cao, W., Liu, C., Yang, G., Jing, J., Denker, C., Emslie, A.G., Wang, H.: 2006, High-resolution observations of multiwavelength emissions during two x-class white-light flares. *Astrophys. J.* **641**, 1210 – 1216. doi:10.1086/500632. http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2006ApJ...641.1210X.

E.1.2 Monitoring the solar UV irradiance spectrum from the observation of a few passbands

Cessateur, G., Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., Lilensten, J., Hochedez, J.-F., et Snow, M., *A&A*, **528**, A68+, 2011.

A&A 528, A68 (2011)
DOI: 10.1051/0004-6361/201015903
© ESO 2011

Astronomy & Astrophysics

Monitoring the solar UV irradiance spectrum from the observation of a few passbands

G. Cessateur[1], T. Dudok de Wit[1], M. Kretzschmar[1], J. Lilensten[2], J.-F. Hochedez[3,4], and M. Snow[5]

[1] LPC2E, UMR 6115, CNRS and University of Orléans, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2, France
e-mail: gael.cessateur@cnrs-orleans.fr
[2] LPG, UMR 5109, CNRS and University of Joseph Fourier, Bâtiment D de Physique, BP 53, 38041 Saint-Martin d'Hères Cedex 9, France
[3] LATMOS, UMR 8190, CNRS, 11 boulevard D'Alembert, 78280 Guyancourt, France
[4] Observatoire Royal de Belgique, Avenue Circulaire 3, 1800 Brussels, Belgium
[5] Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, 1234 Innovation Dr., Boulder, CO 80303, USA

Received 10 October 2010 / Accepted 10 January 2011

ABSTRACT

Context. The solar irradiance in the UV is a key ingredient in space weather applications; however, because of the lack of continuous and long-term observations, various indices are still used today as surrogates for the solar spectral irradiance.
Aims. As an alternative to current spectrometers we use a few radiometers with properly chosen passbands and reconstruct the solar spectral irradiance from their outputs. The feasibility of such a reconstruction is justified by the high redundancy in the spectral variability.
Methods. Using a multivariate statistical approach, we first compared six years of daily-averaged UV spectra and a selection of passbands (from existing radiometers) and solar indices. This leads to a strategy for defining those passbands that are most appropriate for reconstructing the spectrum.
Results. With four passdbands chosen from already existing instruments, we reconstruct the UV spectrum with a relative error of about 20%. Better performance is achieved with a combination of passbands than with a combination of indices.

Key words. Sun: UV radiation – instrumentation: photometers – methods: statistical – methods: data analysis

1. Introduction

The solar irradiance in the ultraviolet (UV) is a key parameter for solar terrestrial physics (Lilensten et al. 2008). Now, casting the solar UV variability is also extremely important for climate modelling (see Gray et al. 2010, for a review). In solar physics, the most energetic part of the solar UV spectrum is conventionally divided into middle UV (MUV, 200–300 nm), far UV (FUV, 122–200 nm), extreme UV (EUV, 10–121 nm), and soft X-rays (XUV, 0.1–10 nm) (Tobiska & Nusinov 2006). Different classifications are used in other domains, such as in medicine. The solar spectral variability in the UV is complex and highly dynamic, and it directly affects the thermosphere/ionosphere system. Various space weather applications, such as orbit determination, satellite communications, and positioning require a continuous and radiometrically calibrated monitoring of the solar spectral irradiance in the UV. It is also necessary to understand how the solar UV variability may affect climate directly or indirectly. Many chemical cycles are indeed affected by the solar spectral irradiance in the UV (Egorova et al. 2004).

The long-term monitoring of the UV, however, is a major challenge. Measurements must be carried out in space, where current instruments suffer from ageing, degradation, and signal contamination. Until 2003, when the SORCE satellite started operating, there was no continuous monitoring of the complete UV spectrum. This lack of data has been particularly severe in the EUV range, and was termed the "EUV hole" (Schmidtke et al. 2002), which ended with the launch of the TIMED satellite in February 2002 (Woods et al. 2005).

The solar atmosphere is not in thermodynamic equilibrium and so the formation of the solar UV spectrum cannot be described by a Planck spectrum. For that reason, several physical mechanisms need to be considered. In the MUV range, several important Fraunhofer absorption lines (e.g. Mg II at 280 nm) are noticeable, which come from elements in the chromosphere and the photosphere. The MUV range, however, is dominated not by separate absorption lines but by an immense number of unresolved spectral lines that form the UV line haze (e.g. Busá et al. 2001). At the considered temperature in the upper solar atmosphere, many charged ions are involved. Intense emission lines coming from the de-excitation of these ionised atoms are a prevalent process of emission: coronal lines predominate at shorter EUV wavelengths, while those of the transition region and the chromosphere are found at longer EUV wavelengths and in the FUV range. The EUV range is, moreover, dominated by the Lyman series for H (Lyα at 121.6 nm) and by He II (Lyα at 30.4 nm), both of which are emitted in the transition region. These lines, however, are coupled with higher layers, so they cannot be assigned to a specific altitude (Vourlidas et al. 2001). Finally, the continuum of the UV spectrum is driven by free-bound and free-free processes arising in the upper photosphere. For wavelengths above 160 nm, however, the continuum mainly mainly originates in the chromosphere.

Because of this diversity of processes, the spectral variability has many degrees of freedom, and there is a priori no reason for different spectral lines to evolve similarly. One may then expect the integration of the solar spectrum over finite spectral bands

A&A 528, A68 (2011)

to irreversibly destroy the information that is needed to reconstruct some of the spectral lines contained in these bands. As we shall see later, this is not necessarily the case, since the spectral variability is remarkably coherent.

The Sun varies on all times scales and its variability is strongly wavelength-dependent (Lean 1987). The variability on a 27-day solar rotation scale, for example, is mostly related to the appearance and disappearance of active regions at the solar surface. The center-to-limb variation causes a 13.5-day modulation, with an excess of emission for spectral lines that exhibit limb brightening (e.g. coronal lines) and a deficit for wavelengths that exhibit limb darkening, such as the 168–210 nm range (Crane et al. 2004). Eruptive phenomena, whose time scales range from minutes to hours, mostly affect the EUV and the XUV bands. Long-term variations, such as the solar cycle modulation, also have a more marked impact on the shorter wavelengths.

The lack of continuous observations in the EUV has prompted the development of several empirical approaches to reconstructing that part of the solar spectrum. The most widespread approach is based on the use of solar proxies as substitutes for the solar irradiance. The radio flux at 10.7 cm (F10.7) (Tapping & Detracey 1990) and the MgII core-to-wing index (Heath & Schlesinger 1986) are widely used for that purpose. Linear combinations of these proxies and their 81-days running mean, or nonlinear functions of them (such as the E10.7 proxy) are today used in many models (Hinteregger 1981; Lean et al. 2003; Tobiska et al. 2000; Richards et al. 1994, 2006).

A second approach consists in considering the solar spectrum as a linear superposition of reference spectra that originate in different regions on the solar disk. Such regions can be determined on the basis of either solar images or solar magnetograms:

- solar images images in the EUV and in the UV have been used by several authors to estimate the relative contributions of solar features such as the quiet Sun, coronal holes, and active regions. Their respective contrast may be defined empirically (e.g. Worden et al. 1998), or semi-empirically using the differential emission measure (e.g. Warren et al. 1998; Kretzschmar et al. 2004). Some recent progress in automated image processing allows users for tracking such solar features in near real-time (e.g. Higgins et al. 2010);
- a different approach consists in assuming that the solar variability in the UV, visible and infra-red is mainly driven by solar magnetic features such as the quiet Sun, umbra, penumbra, or faculae. Their relative contributions are estimated using solar magnetograms, and a solar atmosphere model is used to assign a spectrum to each region (Krivova & Solanki 2008). Although these models are steadily improving, the EUV range cannot be properly described by them yet (Shapiro et al. 2010).

These different approaches all suggest that the solar spectral variability in the UV can be described by only a few terms. A three-component model already provides a remarkably good reconstruction (Lean et al. 1982). This unique property has recently been confirmed by statistical analysis (Amblard et al. 2008).

Such a small number of contributions is the consequence of the remarkable coherency of the solar spectral irradiance, which is manifested by the similar time evolution of the irradiance as observed at different wavelengths. Floyd et al. (2005), for example, show that emissions coming from the upper photosphere, the chromosphere, the transition region, and the lower corona are strongly correlated on time scales that exceed the dynamic time of sporadic events such as flares. The reason for this high correlation resides in the strong structuring of the solar atmosphere by the magnetic field (Domingo et al. 2009).

This coherency in the variability is a key property for our study since it implies that the spectral irradiance at a specific wavelength can be almost totally reconstructed from other wavelengths or from other spectral bands. This property has so far been investigated in two different ways:

- by combining observations with the CHIANTI database, Kretzschmar et al. (2006) showed that the EUV spectrum can be retrieved from the observation of a selected set of lines. The relative error on their reconstructed spectrum is below 10%, using only six to ten lines. Feldman et al. (2010) explore the same idea by using the observation of six narrow passbands, processed with an atomic code;
- Dudok de Wit et al. (2005) came to the same conclusion by using a statistical approach that determines how similarly spectral lines evolve in time. They also provide a strategy for selecting the most appropriate lines.

It is interesting to note that both approaches lead to similar sets of lines. There are now two different strategies for reconstructing the spectrum for space weather purposes and both involve empirical models. The first one is to rely on linear combination of indices alone. For this we benefit from long historical records that are calibrated relatively well and are often measured from the ground. Most of these inputs comply with the requirements of operational services. Their long-term stability is particularly important for assessing decadal variations. Dudok de Wit et al. (2009), however, have shown that no single index can properly reconstruct the solar EUV/FUV/MUV irradiance on all time scales.

The second strategy, which we want to advocate here, is to reconstruct the solar spectral irradiance from the measurement of a small set of passbands. The idea is to pave the way for future space experiments that use radiometers with a few (typically less than six) channels to measure the irradiance in properly chosen spectral bands. As already discussed by Kretzschmar et al. (2008), such instruments are an interesting complement to classical spectrometers, which makes them particularly suited to space weather needs.

In the following, we test this idea with three existing radiometers: EUVS onboard GOES, LYRA onboard PROBA2, and PREMOS onboard PICARD. These instruments together offer 11 passbands in the EUV, the FUV, and the MUV. Since none of them has delivered enough data yet to carry out a proper statistical analysis, we simulated their responses by using their transmittance characteristics and six years of daily measurements from the TIMED and SORCE satellites.

The input data are discussed in Sect. 2. In Sect. 3, the statistical method we use to compare the variabilities is presented and a strategy for selecting the best passbands proposed. Different sets are tested in Sect. 4, and the results discussed in Sect. 5. Conclusions follow in Sect. 6.

2. The data set

Our objective is to reconstruct the solar spectral variability in the EUV/FUV/MUV bands, which are the most important ones for space weather applications and for Sun-stratosphere studies. While the EUV band is important for thermosphere/ionosphere specification, the FUV and MUV bands are essential for climate modelling. No single instrument can measure this full range, so

we rely on a composite coming from various instruments. For that reason, we restrict our spectral range from 27 to 280 nm.

Our study is based on six years of daily solar spectral irradiance from August 1, 2003 until January 1, 2010. This span covers the declining solar cycle and the rise of the next cycle. We consider the daily median in order to exclude flares. Here we focus on time scales of days and beyond, since impulsive variations do not exhibit the same coherency as longer term variations. Indeed, physical conditions are unique for each flare (Woods et al. 2006). Its extension to impulsive events will be investigated in a future work. Several empirical models, such as the Flare Irradiance Spectral Model (FISM) (Chamberlin et al. 2008), have been specifically designed to reproduce the short-term spectral variability.

The data in the 27–115 nm range come from the *EUV Grating Spectrograph* (EGS), which is part of the *Solar Extreme Ultraviolet Experiment* (SEE) onboard TIMED (Woods et al. 2005). This instrument has a spectral resolution of 0.4 nm, but the data are rebinned to 1 nm for the present study. The 115–280 nm range is covered by the *SOlar Stellar Irradiance Comparison Experiment* (SOLSTICE) instrument onboard the *Solar Radiation and Climate Experiment* (SORCE), which also has a binsize of 1 nm (Rottman 2005). We use version 10 data both for TIMED and for SORCE. The current version of the SORCE SOLSTICE level 3 irradiance (version 10) shows an anomalously large amount of variability in the 210–230 nm range. The SOLSTICE instrument scientists believe that this is due to an underestimate of the field-of-view component of the degradation correction (Snow et al. 2005). Additional calibration measurements will be used in determining this correction in the next data release. For this reason, we discard the 210–230 nm range in the following. As several of the detectors we consider cover the XUV range, we extend the data set toward shorter wavelengths using the measurements from the *XUV Photometer System* (XPS) onboard SORCE, which are processed with an algorithm using CHIANTI spectral models (Woods et al. 2008).

Our first objective is to show which sets of existing passbands are most appropriate for reconstructing the solar spectral variability from a linear combination of them. To do so, we consider a set of 11 passbands from three existing instruments, see Table 1:

- five passbands from the *EUV sensor* (EUVS) onboard GOES-13 (Fineschi & Viereck 2007), which cover most of the EUV spectrum. These passbands were defined specifically for the reconstruction of the EUV range;
- four spectral channels from the *Large Yield Radiometer* (LYRA) onboard PROBA2 (Hochedez et al. 2006). PROBA2 is actually a technological mission, and some of the detectors from LYRA are based on new solar-blind diamond technology;
- two passbands from the *PREcision MOnitoring Sensor* (PREMOS) radiometer onboard PICARD (Thuillier et al. 2006). This instrument has longer wavelengths since one of the scientific objectives of PICARD is to study the solar radiative impact on ozone chemistry in the terrestrial atmosphere.

LYRA/PROBA2 was launched in November 2009 but has not yet delivered long enough records to enable a statistical study. PREMOS/PICARD was launched in June 2010. EUVS/GOES-13 was launched on May 2006 but continuous observations lasted only from August through November 2006 (Evans et al. 2010).

Table 1. List of the passbands (with their letter code) used in this study and their spectral range.

Channel	Letter Code	Spectral Range (nm)
EUV A	A	[5–15]
EUV B	B	[25–34]
EUV C	C	[17–67]
EUV D	D	[17–84]
EUV E	E	[118–127]
LYRA Al	Al	[17–70]
LYRA Zr	Zr	[1–20]
LYRA Ly	Ly	[115–125]
LYRA Hb	Hb	[200–220]
PREMOS 1	P1	[210–220]
PREMOS 2	P2	[260–270]

In the following, we simulate the output of these 11 passbands by convolving the data from TIMED and SORCE with their actual transmittance and subsequently compare these outputs to all the other wavelengths of the EUV/FUV/MUV spectrum. In doing so, we make some important hypotheses. First, we assume that the transmittance of the detectors and their filters does not degrade in time. As we discard the 210–230 nm range, PREMOS 1 will not be considered in the following. For the same reason, the Herzberg channel from LYRA (200–220 nm) does not include wavelengths beyond 210 nm. Although this does not affect our conclusions, one should keep in mind that this channel does not faithfully represent the response from LYRA. The second assumption is that the simulated responses are as good as the input data are. That is, any artefact in the input data will affect the outputs. This inbreeding cannot be avoided because the TIMED and SORCE data are the only spectral irradiance measurements that are available. Our work should therefore be understood as a theoretical case of what could possibly be done with a true response from the passbands.

The next part introduces the statistical approach we used to determine the correlation between fluxes and passbands.

3. Statistical method

To reconstruct the solar spectrum from the observations of few spectral bands, we first need to determine which wavelengths behave similarly. Two wavelengths are said to be redundant if the solar irradiance $I(\lambda, t)$ at these two wavelengths, once properly normalised, exhibits the same time evolution. To this aim, we use a classical technique in multivariate statistics called *multidimensional scaling* (Chatfield & Collins 1990), which allows us to represent graphically the dissimilarity between correlated variables. This dissimilarity is expressed by a distance, which is estimated here between each pair of wavelengths or passbands. This distance can be defined in different ways, but the most familiar measure of dissimilarity is *Euclidean distance*, such that

$$\delta(i,j) = \sqrt{\sum_t \Big(\phi(\lambda_i,t) - \phi(\lambda_j,t)\Big)^2}, \tag{1}$$

where $\phi(\lambda,t) = \dfrac{I(\lambda,t) - \langle I(\lambda,t)\rangle_t}{\sigma_{I_\lambda}}$ represents the standardised irradiance at wavelength λ, $\langle\cdot\rangle_t$ expresses time averaging, and σ_{I_λ} is the standard deviation of the considered irradiance. When the data are highly correlated, as is the case here, then they can be represented reasonably well on a 2D map, while letting their pairwise distance reflect their dissimilarity. The idea is thus to

project our multidimensional cloud of wavelengths on a 2D subspace that captures their salient properties in terms of distances. A better known example of multidimensional scaling is reconstructing a map of a country according to distances between all pairs of cities.

Interestingly, the location of all the points on the 2D map can be readily obtained from only a few matrix operations, using the Singular Decomposition Method (SVD) (Golub & Van Loan 2000). This technique decomposes the normalised irradiances into sets of separable functions of time and wavelength

$$\phi(\lambda, t) = \sum_i W_i f_i(\lambda) g_i(t), \quad (2)$$

with the condition that these functions are orthonormal, i.e.,

$$\langle f_i(\lambda) f_j(\lambda) \rangle_\lambda = \langle g_i(t) g_j(t) \rangle_t = \begin{cases} 1 \text{ if } i = j \\ 0 \text{ if } i \neq j. \end{cases} \quad (3)$$

Each weight squared W_i^2 represents the amount of variance that is described by the ith dimension. Weights are conventionally sorted in decreasing order. Here, the first weights carry a major fraction of the variance thanks to the remarkable redundancy of solar spectral variability. This justifies in principle the projection of all wavelengths on a low-dimensional subspace where the coordinates of each wavelength along the ith dimension (axis) is simply given by $W_i f_i(\lambda)$. The major advantage of this approach is that the dissimilarity between all wavelengths and passbands can be evaluated at a single glance. Doing the same by means of the more classical tables of pairwise correlation coefficients would be intractable.

Different time scales in the solar variability also express different physical mechanisms. To explore this in more detail, we built two data sets, a lowpass and a highpass one, with a cutoff at 81 days (using a Butterworth filter). This cutoff of three solar rotation periods approximately corresponds to the lifetime of active regions. High- and low-pass data respectively capture rapid variations and solar rotation effects, and slow variations, including the solar cycle.

In what follows, we first normalise the data and subsequently filter them before applying the multidimensional scaling. For the sake of comparison, two of the most widely used UV indices, namely the F10.7 and the MgII indices, are included in the analysis.

3.1. Long time scales

Let us first consider the lowpass filtered data, which describe the long-term evolution of the solar spectral irradiance on scales of several months and beyond. The first three projections obtained by SVD respectively capture 96%, 2%, and 1%of the variance. From this we readily conclude that the salient features are properly described by a 2D and even by a 1D projection. This is not surprising since the long term evolution is very similar at all wavelengths and also in the two solar indices.

Figure 1 presents the 2D map. Adding more dimensions does not give deeper insight and merely complicates the visualisation. Neither the meaning of the axes nor the units are important here; what does matter is the relative distance between the points, each of which corresponds to a wavelength bin, a passband, or an index. This distance directly reflects the degree of dissimilarity between the variability between corresponding points. In a forthcoming paper, we shall elaborate on the physical interpretation of these projections. In Fig. 1, most of the scatter occurs along the vertical axis. Most wavelengths are grouped in one single

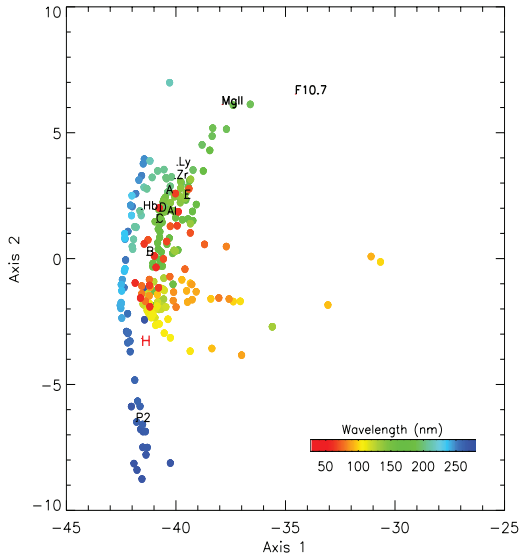

Fig. 1. 2D representation of the normalised fluxes for long time scales. Colour codes correspond to wavelengths (nm). Passbands and indices are indicated by letters (see Table 1). The two axes correspond to $W_i f_i(\lambda)$.

cluster, and the only outliers are some wavelengths in the 45–70 nm range, which are known to suffer from instrumental artefacts associated with degradation. The ten passbands are represented in Fig. 1 by a letter coding, see Table 1. As expected, all passbands are located within the main cluster of points, except for PREMOS 2 (P2), which coincides with the spectral band it is supposed to describe. The F10.7 and MgII indices are clearly located outside of the cluster of points, so even though they are reasonably good indices, better performance can achieved here by using passbands. This is precisely the reason for advocating a reconstruction from a few passbands rather than from indices.

It is worth mentioning that any linear combination of two nearby passbands will be located approximately on a straight line passing through them. As an example, we included in the analysis the average of PREMOS 2 and EUV B, giving the red point "H" in Fig. 1. One can check that this point is indeed located half way between "P2" and "B". From Fig. 1, we can now propose a strategy for selecting the best passbands: they should be located as close as possible to the different wavelengths while being distributed all over the cluster. In addition to this, linear combinations of passbands (i.e. lines linking pairs of passbands) should cover the clusters. We conclude from Fig. 1 that any of the passbands (except PREMOS 2) can be used for reconstructing the long-term variability in the EUV and FUV, since their long-term evolutions are very similar. In particular, there is no compelling reason for distinguishing emissions originating in the corona (as measured as EUV A-D, LYRA Al, and LYRA Zr) or emissions from lower layers, as provided by LYRA Ly and EUV E. These two passbands exhibit a different behaviour because LYRA Ly has a strong contribution of wavelength longward of 130 nm, while EUV E is a narrow filter centred on the bright Lyman-α line. A rapid estimation actually shows that the scatter of these passbands on the 2D map is within the instrumental error bars of the data from the different instruments. In the MUV range, PREMOS 2 is recommended for wavelengths

longer than 230 nm, so depending on the range that needs to be reconstructed and the desired accuracy, one can use either one passband only for the EUV & FUV or two for the whole UV spectrum. There is no need to have more of them.

Besides the choice of the passbands, other criteria require consideration when designing a radiometer measuring the UV irradiance. The detector technology is one of them. Detectors using silicon technology exhibit some drawbacks, especially the high sensitivity to visible light or the signal contamination due to the low-working temperature of the detectors needed to limit the noise. Wide band gap materials, such as diamond, cubic boron nitride, and aluminium nitride, would definitely help to circumvent these limitations of silicon detectors (Hochedez et al. 2000). In contrast to silicon, diamond detectors (with a gap potential $E_g \approx 5.5$ eV at room temperature) are "solar-blind" with an UV/Visible rejection ratio of at least four orders of magnitude. Because they are less subject to pinhole degradation and more radiation hard, diamond detectors should also present a longer lifetime than silicon detectors making them a priori suitable for space weather missions. The LYRA and PREMOS detectors use diamond technology, so when in the following some passbands are found to be equivalent, we prefer these diamond detectors. To reconstruct the long-term variability of the UV solar spectrum, we propose LYRA Ly and PREMOS 2 for the following.

To check this strategy, we compared two reconstructions of the solar spectrum, one that is based on above-mentioned pair of channels and another based on a combination of pass bands that offers the best coverage of the entire spectrum (Lyra Al, LYRA Ly, LYRA Hb, and PREMOS 2). The results are very similar, which supports the validity of our statistical approach and also points out that it is unnecessary to entirely cover the solar spectrum with different passbands in order to capture the spectral variability. Only a few passbands (here two) are needed to capture the salient properties of the long-term spectral variability. It must be stressed, however, that these conclusions are only based on the last six years of data, and so one should be cautious in extrapolating them to future solar cycles. Future measurements of the full UV spectrum will tell us how our empirical models stand the test of time.

3.2. Short time scales

Short time scales capture time scales below 81 days and thus mostly reflect the variability associated with solar rotation. The first three weights of the SVD method respectively capture 82%, 8%, and 4% of the variance. The coherency of the spectral variability is not as strong anymore as with the long-term evolution, as was to be expected from the properties of the EUV/FUV/MUV spectrum. In spite of this, a 2D map still captures over 90% of the variance and thus represents the relative distances relatively well between the spectral lines. This map is shown in Fig. 2. In contrast to Fig. 1, we now see a clear structuring according to the wavelength along the vertical axis, with the hot coronal lines at the top, while most chromospheric and transition region lines are at the bottom. Wavelengths above 180 nm are clustered differently along the horizontal axis. A finer analysis of the first two functions of time $g_i(t)$ reveals that the horizontal axis represents the modulation amplitude on a 27-day solar period, while the vertical axis captures the 13.5-day modulation amplitude, which is a signature for center-to-limb variations. The F10.7 index remains outside of the cloud of points, which again illustrates the superior performance of passbands.

In contrast to the long-term scales, passbands are no longer located within a unique cluster. As in Fig. 1, the passbands

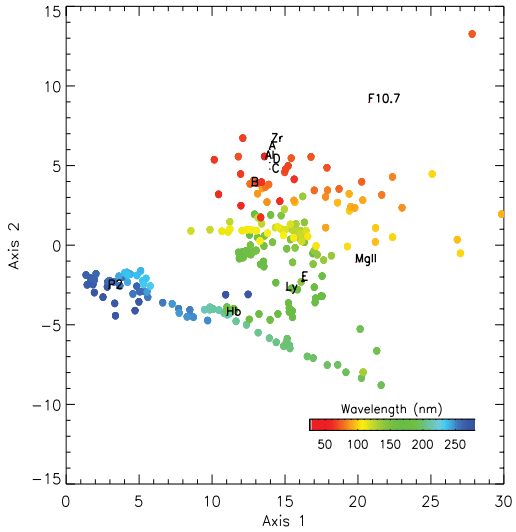

Fig. 2. Same plot as Fig. 1, for short time scales (<81 days).

coincide with the spectral bands they are supposed to describe. Based on the strategy developed in Sect. 3.1, we can define the most appropriate set of passbands for reconstructing the short-term variability. According to Fig. 2, the next six candidates exhibit very similar time evolutions: LYRA Al, LYRA Zr, and the four spectral bands from EUVS (EUV A-D). Only one is needed approximately to reconstruct the five others. LYRA Al could be an excellent choice since the spectral band of this particular channel includes He II at 30.4 nm, but also uses diamond technology. Finally LYRA Al, combined with LYRA Ly, LYRA Hb, and PREMOS 2, will provide excellent coverage of the 2D map. These four filters are therefore recommended for reconstructing the short term variability of the solar UV spectrum. This leads us to distinguish emissions coming from the corona (as measured by EUV A-D, LYRA Al, and LYRA Zr) from emissions coming from lower layers (as provided by LYRA Ly and EUV E). We checked the performance of all 210 combinations of four passbands out of ten and our choice indeed comes out as one of the very few combinations that minimises the reconstruction error (to be discussed below).

4. Reconstruction method

Our empirical model for reconstructing the UV spectrum is based on a linear combination of the response of the passbands (F_i):

$$I_{\text{fitted}}(\lambda, t) = \sum_i \theta_i(\lambda) F_i(t). \quad (4)$$

One model is built for fitting the long-term evolution, and a different one is for the short-term evolution. The fitting capacity of these models can in principle be augmented by including more regressors, with for example a constant term, or nonlinear combinations of the fluxes. We found, however, that the resulting improvement in the reconstruction was not significant as compared to the inherent uncertainty of the data. A convenient measure of

A&A 528, A68 (2011)

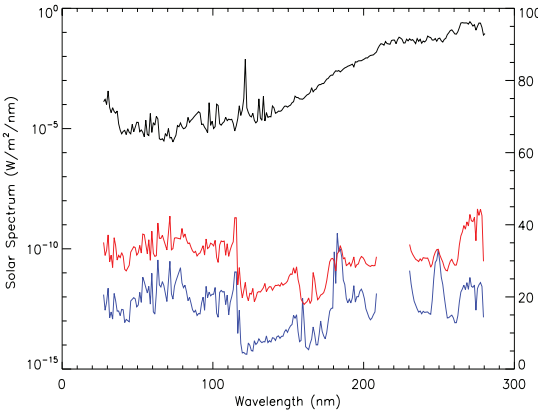

Fig. 3. Relative error for the long time scale versus wavelength (nm) for the set of passbands (LYRA Ly and PREMOS 2 in blue), and for the reconstruction based on two indices (Mg II and F10.7, in red). The solar spectrum is shown for comparison in black, with 1-nm resolution.

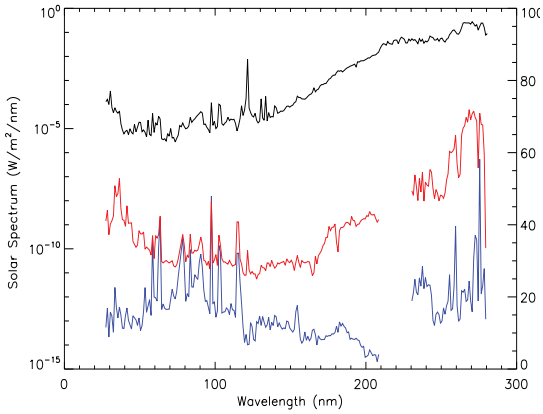

Fig. 4. Relative error for the short time scales versus wavelength (nm) for a model based on four passbands described in Sect. 4.2 (in blue), and for the reconstruction based on two indices (in red). The solar spectrum is shown for comparison in black, with a 1-nm resolution.

the quality of the reconstruction is the relative error, which is defined as

$$\epsilon(\lambda) = \frac{\langle |I_{\text{measured}}(\lambda,t) - I_{\text{fitted}}(\lambda,t)| \rangle_t}{\sigma_\lambda}, \quad (5)$$

where σ_λ is again the standard deviation of $I_{\text{measured}}(\lambda,t)$. This estimate gives values that are considerably higher than the ones obtained from the more conventional definition, in which a normalisation versus the average value is used. Our choice is motivated by the need for reconstructing the spectral variability and not just the average spectral irradiance.

We estimate the model parameters (θ_i) by using a least-squares method and compute the relative error on different time intervals. The model is trained on a sample of 600 days (including both solar maximum and solar minimum) and then tested on the remaining 1600 days (see Fig. 5).

We now look at the reconstruction based on the response from passbands, on one hand, and on indices (F10.7 and Mg II), on the other. As mentioned before, we do not investigate the 210–230 nm range.

4.1. Long time scales

We first consider the reconstruction for long time scales. Using the result from Sect. 3.1, we use the passbands LYRA Ly and PREMOS 2 for reconstructing the long-term variability. The relative error is displayed in Fig. 3; also shown is the relative error obtained by using only the Mg II and F10.7 indices only. The two passbands suffice for reconstructing the long-term variability of the UV solar spectrum with a relative error of about 20%. While PREMOS 2 is definitely required for the MUV range, any of the other passbands can be used for reconstructing the EUV & FUV ranges with a similar relative error. Their performance is definitely better than for the indices alone.

4.2. Short time scales

For short time scales, we use the set of passbands that minimises the relative error on the reconstruction of the short-term variability: LYRA Al, LYRA Ly, LYRA Hb, and PREMOS 2. The relative error for the four passbands and the two indices, are displayed in Fig. 4. Let us stress that the F10.7 and MgII indices are not surrogates for the MUV range, so a better gauge for photospheric emissions is needed, which explains the dramatic increase in the relative error for wavelengths above 180 nm. By using the passbands, the short-term variability of the UV solar spectrum can be reconstructed with a relative error of about 20% for the FUV and MUV ranges. Some wavelengths in the EUV range, however, are more difficult to reconstruct.

5. Total reconstruction

We now combine the models for the long and the short time scales to reconstruct the full spectral irradiance. The set of passbands we use is the same as before: LYRA Ly and PREMOS 2 for long time scales and LYRA Al, LYRA Ly, LYRA Hb, and PREMOS 2 for short time scales. Both LYRA Al and LYRA Hb are unnecessary for the reconstruction of the long time scale since their temporal behaviour is redundant with LYRA Ly. The results are summarised in Fig. 5, which displays four typical wavelength bins and their reconstruction, with the residual error (i.e. the difference between the two). The irradiance in the 30.5 nm bin is dominated by the He II line at 30.34 nm with a significant contribution from coronal lines. The 121.5 nm bin represents the strong Lyα line, which is very well reconstructed. The two other bins represent the contribution of the Si II at 181.69 nm and the Mg I absorption edge at 251 nm. The 27-day modulation is properly reconstructed as expected, while one can notice a slight discrepancy (less than 1%) over the long term for wavelength in the MUV range. According to this study, four passbands suffice for reconstructing the solar variability in the UV range with a relative error of about 20%. However, several wavelengths in the 40–70 range remain difficult to reconstruct. This was to be expected because these bins are also located away from the clusters in Figs. 1 and 2. The main raison for this is probably the instrument degradation, which causes long-term drifts.

The definition of a set of passbands dedicated to monitoring the UV solar spectrum is not unique. The statistical strategy developed here allows defining several sets of passbands that could give similar results.

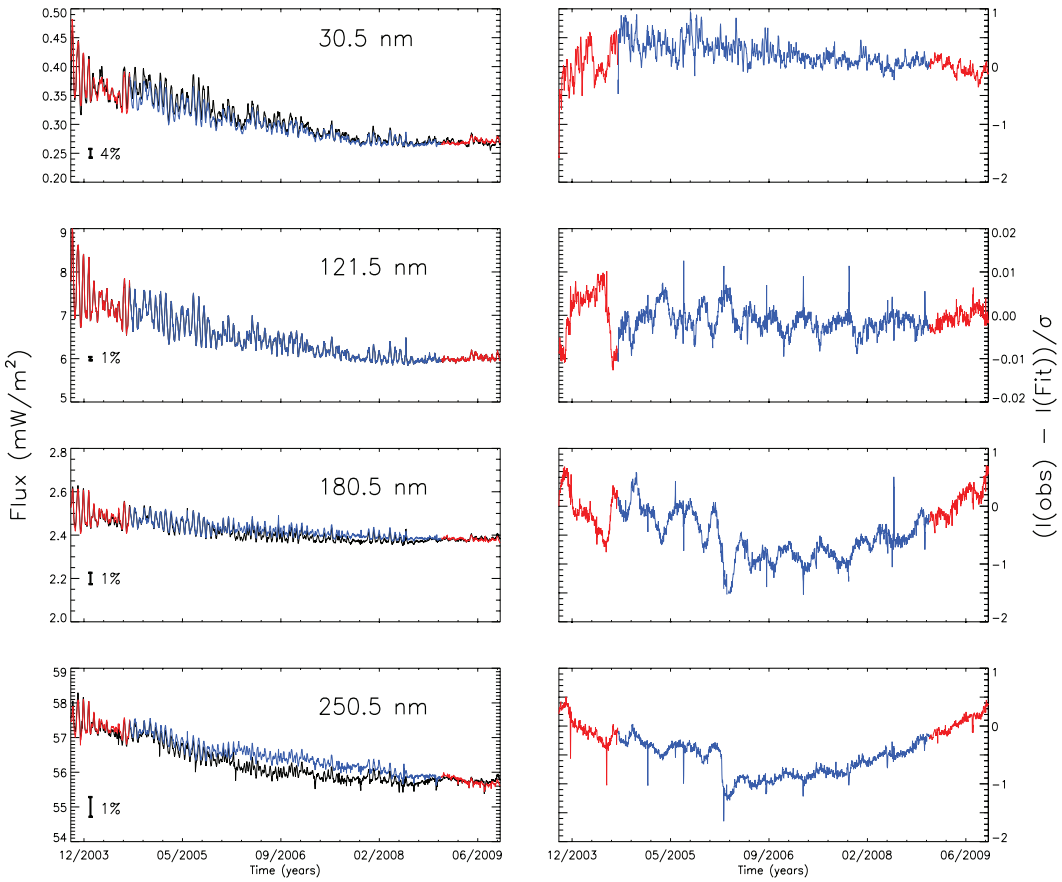

Fig. 5. Comparison between the measured (in black) and the fitted (in colour) irradiances, for four wavelengths on the left and their residual on the right. The measurement precision (4% for SEE, 1% for SOLSTICE) is indicated in each plot. The fit is based on the set of passbands described in the text. The model parameters are estimated from the maximum and the minimum of the solar cycle (in red), while the relative error is estimated within the blue interval, which corresponds approximatively to 1600 days.

The model parameters (θ_i) here depend directly on the instrument EGS/TIMED and SOLSTICE/SORCE data, which are the only spectral irradiance measurements that are available for the whole UV spectrum. The quality of the reconstruction should therefore be linked to the quality of the inputs data. The key figure here is the absolute accuracy of the measurements: 10–20% for EGS and 1.2–6% for SOLSTICE, where our reconstruction is as good as the spectral irradiances inputs are. Besides, the model parameters depend directly on the chosen passbands. A full characterisation of the responsitivities of the chosen channels is therefore required to compute the appropriate model parameters. Next comes the problem of the degradation of the passbands, including changes in the spectral responsivities. Few studies have been done in the past, and the degradation is often modelled by an empirical law (e.g. Floyd 1999). The chosen passbands should exhibit minor degradation or at least a degradation that can easily be modelled to adjust the model parameters. The choice of the technologies of filters and detectors is also a major criterion. A radiometer dedicated to the space weather should be as robust as possible to allow long-term monitoring. Diamond detectors should thus be an excellent choice and, LYRA will certainly provide information about the longevity of these detectors.

6. Conclusions

We have investigated here how the solar spectral variability in the EUV/FUV/MUV bands (for time scales of days and beyond) can be reconstructed empirically from the linear combination of the observations made in a few spectral bands. To do so, we first simulated the response of ten existing detectors with different passbands, using six years of daily measurements of the UV spectrum from SORCE and TIMED. Next, we proposed a strategy for determining the best combination of detectors, using a graphical representation based on multidimensional scaling. We identified several key spectral ranges from a statistical point of view and for a non-flaring Sun at a resolution of 1 nm.

This work points out that it is unnecessary to entirely cover the solar spectrum with different passbands in order to reconstruct the spectral variability at all wavelengths. Some non-overlapping passbands give very similar responses that are well within the experimental error of the instruments. This is a manifestation of a few degrees of freedom in the solar spectral variability. As a consequence of this, the UV spectrum can be reconstructed between 27 and 280 nm using only four passbands and with a relative error of about 20%. The error obtained by reconstructing the spectrum only from solar indices, such as

F10.7 and Mg II, is about two times larger. Direct observations of a few passbands therefore bring a major improvement to spectral reconstructions, as compared to proxy-based reconstructions. However, we must stress that this study is only based on six years of observations. So at least one full solar cycle is needed to validate it.

As an outcome of this study, we are now using the four channels of LYRA/PROBA2 to reconstruct the solar spectral variability in nearly real time. The recent launch of the *Extreme ultraviolet Variability Experiment* (EVE) onboard Solar Dynamics Observatory (SDO) (Woods et al. 2010) will provide an opportunity to extend our study to the XUV range and with a subminute cadence. As no observation of the full UV spectrum will exist after the SORCE missions ends, the method presented here will be useful for filling spectral gaps. Finally, this study paves the way for a simple instrumental concept that could be used for monitoring the solar UV spectrum in the framework of the Space Situational Awareness programme.

Acknowledgements. This study received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement No. 218816 (SOTERIA project, www.soteria-space.eu). The authors wish to thank the anonymous referee for his careful reading of the manuscript and his fruitful comments and suggestions.

References

Amblard, P., Moussaoui, S., Dudok de Wit, T., et al. 2008, A&A, 487, L13
Busá, I., Andretta, V., Gomez, M. T., & Terranegra, L. 2001, A&A, 373, 993
Chamberlin, P. C., Woods, T. N., & Eparvier, F. G. 2008, Space Weather, 6, 5001
Chatfield, C., & Collins, A. J. 1990, Introduction to Multivariate Analysis (London: Chapman & Hall)
Crane, P. C., Floyd, L. E., Cook, J. W., et al. 2004, A&A, 419, 735
Domingo, V., Ermolli, I., Fox, P., et al. 2009, Space Sci. Rev., 145, 337
Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., Lilensten, J., & Woods, T. 2009, Geophys. Res. Lett., 36, 10107
Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Aboudarham, J., Amblard, P., & Kretzschmar, M. 2005, Ann. Geophys., 23, 3055
Egorova, T., Rozanov, E., Manzini, E., et al. 2004, Geophys. Res. Lett., 31, 6119
Evans, J. S., Strickland, D. J., Woo, W. K., et al. 2010, Sol. Phys., 262, 71
Feldman, U., Brown, C. M., Seely, J. F., et al. 2010, J. Geophys. Res., Space Phys., 115, 3101
Fineschi, S., & Viereck, R. A. 2007, Solar Physics and Space Weather Instrumentation II, SPIE Conf. Ser., 6689
Floyd, L. 1999, Adv. Space Res., 23, 1459
Floyd, L., Newmark, J., Cook, J., Herring, L., & McMullin, D. 2005, J. Atm. Solar-Terrestrial Phys., 67, 3
Golub, G. H., & Van Loan, C. F. 2000, Matrix Computations, ed. J. H. Press (Baltimore)
Gray, L. J., Beer, J., Geller, M., et al. 2010, Rev. Geophys., 48, RG4001
Heath, D. F., & Schlesinger, B. M. 1986, J. Geophys. Res., 91, 8672
Higgins, P. A., Gallagher, P. T., McAteer, R. T. J., & Bloomfield, D. S. 2010, Adv. Space Res., in press [arXiv:1006.5898]
Hinteregger, H. E. 1981, Adv. Space Res., 1, 39
Hochedez, J., Schmutz, W., Stockman, Y., et al. 2006, Adv. Space Res., 37, 303
Hochedez, J., Verwichte, E., Bergonzo, P., et al. 2000, Phys. Stat. Sol. Appl. Res., 181, 141
Kretzschmar, M., Lilensten, J., & Aboudarham, J. 2004, A&A, 419, 345
Kretzschmar, M., Lilensten, J., & Aboudarham, J. 2006, Adv. Space Res., 37, 341
Kretzschmar, M., Dudok de Wit, T., Lilensten, J., et al. 2008, Acta Geophys., 57, 42
Krivova, N. A., & Solanki, S. K. 2008, J. Astrophys. Astron., 29, 151
Lean, J. 1987, J. Geophys. Res., 92, 839
Lean, J. L., Livingston, W. C., Heath, D. F., et al. 1982, J. Geophys. Res., 87, 10307
Lean, J. L., Warren, H. P., Mariska, J. T., & Bishop, J. 2003, J. Geophys. Res., Space Phys., 108, 1059
Lilensten, J., Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., et al. 2008, Ann. Geophys., 26, 269
Richards, P. G., Fennelly, J. A., & Torr, D. G. 1994, J. Geophys. Res., 99, 8981
Richards, P. G., Woods, T. N., & Peterson, W. K. 2006, Adv. Space Res., 37, 315
Rottman, G. 2005, Sol. Phys., 230, 7
Schmidtke, G., Tobiska, W. K., & Winningham, D. 2002, Adv. Space Res., 29, 1553
Shapiro, A. I., Schmutz, W., Schoell, M., Haberreiter, M., & Rozanov, E. 2010, A&A, 517, A48
Snow, M., McClintock, W. E., Rottman, G., & Woods, T. N. 2005, Sol. Phys., 230, 295
Tapping, K. F., & Detracey, B. 1990, Sol. Phys., 127, 321
Thuillier, G., Dewitte, S., Schmutz, W., & The Picard Team 2006, Adv. Space Res., 38, 1792
Tobiska, W., & Nusinov, A. 2006, in COSPAR, Plenary Meeting, 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 2621
Tobiska, W. K., Woods, T., Eparvier, F., et al. 2000, J. Atm. Solar-Terrestrial Phys., 62, 1233
Vourlidas, A., Klimchuk, J. A., Korendyke, C. M., Tarbell, T. D., & Handy, B. N. 2001, ApJ, 563, 374
Warren, H. P., Mariska, J. T., & Lean, J. 1998, J. Geophys. Res., 103, 12077
Woods, T. N., Eparvier, F. G., Bailey, S. M., et al. 2005, J. Geophys. Res., Space Phys., 110, 1312
Woods, T. N., Kopp, G., & Chamberlin, P. C. 2006, J. Geophys. Res., Space Phys., 111, 10
Woods, T. N., Chamberlin, P. C., Peterson, W. K., et al. 2008, Sol. Phys., 250, 235
Woods, T. N., Eparvier, F. G., Hock, R., et al. 2010, Sol. Phys., 3
Worden, J. R., White, O. R., & Woods, T. N. 1998, ApJ, 496, 998

E.1.3 Photoabsorption of Ganymede's atmosphere

Cessateur, G., Lilensten, J., Barthélémy, M., Dudok de Wit, T., Simon Wedlund, C., Gronoff, G., Ménager, H. et Kretzschmar, M., Accepté dans Icarus, 2011.

ARTICLE IN PRESS

Icarus xxx (2012) xxx–xxx

Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Icarus

journal homepage: www.elsevier.com/locate/icarus

Photoabsorption in Ganymede's atmosphere

Gaël Cessateur [a,b,*], Jean Lilensten [b], Mathieu Barthélémy [b], Thierry Dudok de Wit [a], Cyril Simon Wedlund [c], Guillaume Gronoff [d], Hélène Ménager [b], Matthieu Kretzschmar [a,e]

[a] LPC2E/CNRS, (UMR 6115) and University of Orléans, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France
[b] IPAG/CNRS, (UMR 5274) and University of Joseph Fourier, Bâtiment D de Physique, BP 53, 38041 Saint-Martin d'Hères cedex 9, France
[c] Belgian Institute for Space Aeronomy, BIRA-IASB, Brussels, Belgium
[d] NASA, Langley Research Center, 21 Langley Blvd., Hampton, VA 23681, USA
[e] ROB/SIDC, av. circulaire 3, Ringlaan, 1180 Brussels, Belgium

ARTICLE INFO

Article history:
Received 20 May 2011
Revised 16 November 2011
Accepted 18 November 2011
Available online xxxx

Keywords:
Jupiter, Satellites
Satellites, Atmospheres
Ultraviolet observations

ABSTRACT

In the framework of future space missions to Ganymede, a pre-study of this satellite is a necessary step to constrain instrument performances according to the mission objectives. This work aims at characterizing the impact of the solar UV flux on Ganymede's atmosphere and especially at deriving some key physical parameters that are measurable by an orbiter. Another objective is to test several models for reconstructing the solar flux in the Extreme-UV (EUV) in order to give recommendations for future space missions.

Using a Beer–Lambert approach, we compute the primary production of excited and ionized states due to photoabsorption, neglecting the secondary production that is due to photoelectron impacts as well as to precipitated suprathermal electrons. Ions sputtered from the surface are also neglected. Computations are performed at the equator and close to the pole, in the same conditions as during the Galileo flyby. From the excitations, we compute the radiative relaxation leading to the atmospheric emissions. We also propose a simple chemical model to retrieve the stationary electron density. There are two main results: (i) the modelled electron density and the one measured by Galileo are in good agreement. The main atmospheric visible emission is the atomic oxygen red line at 630 nm, both in equatorial and in polar conditions, in spite of the different atmospheric compositions. This emission is measurable from space, especially for limb viewing conditions. The OH emission (continuum between 260 and 410 nm) is also probably measurable from space. (ii) The input EUV solar flux may be directly measured or reconstructed from only two passbands solar observing diodes with no degradation of the modelled response of the Ganymede's atmosphere. With respect to these results, there are two main conclusions: (i) future missions to Ganymede should include the measurement of the red line as well as the measurement of OH emissions in order to constrain the atmospheric model. (ii) None of the common solar proxies satisfactorily describes the level of variability of the solar EUV irradiance. For future atmospheric planetary space missions, it would be more appropriate to derive the EUV flux from a small radiometer rather than from a full-fledged spectrometer.

© 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction and motivations

The jovian system is today the subject of intense investigation. The icy Galilean satellites of Jupiter are of particular interest, especially Europa and Ganymede, for their potential habitability. In situ observations from the Ultraviolet Science Spectrometer (UVS) telescope onboard Voyager I first provided an upper limit on the atmospheric pressure of Ganymede (Broadfoot et al., 1979). Later, observations of the solar Lyman α line scattered by H atoms from UV spectrometer onboard Galileo revealed the presence of an atmosphere on Ganymede (Barth et al., 1997). Further observations, especially with the *Hubble Space Telescope* (HST), confirmed the existence of an O_2 atmosphere in the polar region as well as the presence of atomic oxygen and hydrogen (Hall et al., 1998; Feldman et al., 2000).

These observations, along with modelling (e.g. Eviatar et al., 2001; Marconi, 2007), give an insight into the complexity of the icy satellite atmosphere: how do they vary with solar illumination, or with the radiation environment? Questions still arise about the hydrocarbon chemistry of these surfaces (e.g. how does it varies from the satellites of Jupiter, to far bodies like Quaoar (Schaller and Brown, 2007)). However, the limit of detection (from the Earth) does not allow to confirm the vertical profile of the volatile species of Ganymede. Nor they allow to study the variation with latitude. For that purpose, a limb observation, onboard a satellite, is needed. To optimize the detection and the discrimination of

* Corresponding author at: LPC2E/CNRS, (UMR 6115) and University of Orléans, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France.
E-mail address: gael.cessateur@cnrs-orleans.fr (G. Cessateur).

0019-1035/$ - see front matter © 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.
doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

the different species, different emissions must be observed, and carefully compared with models. Here we focus on the response of Ganymede's atmosphere to the solar Ultraviolet (UV) flux only, and the corresponding main airglow emissions arising from photo-excitation processes and subsequent deactivation. We mainly compute the visible–UV emissions of Ganymede to account for the instrumental constraints. Indeed, instrumentation using radiation-hard wide band gap technology will be more sensitive in the spectral range under consideration (S. Aslam, personal communication). Moreover, radiative transfer processes are usually negligible for these transitions, and the data interpretation would be better. The solar irradiance in the UV is a key parameter for solar-terrestrial physics (Lilensten et al., 2008), as well as for other planets and satellites. Planetary atmosphere modellers usually use two approaches:

1. They either use a simple EUV models based on old measurements (from cycles 21 or 22) and on a limited set of spectral bands (Torr and Torr, 1985; Tobiska and Bouwer, 2006; Richards et al., 1994, 2006). In this method, an interpolation is performed on a solar proxy. However, it has been shown that the proxies currently used do not allow retrieving the solar spectrum with a good accuracy (Dudok de Wit et al., 2009), especially to retrieve upper atmosphere parameters (Lilensten et al., 2007). Moreover, being based on previous solar cycle data, there is no certainty that these models may be used for the present cycle. Therefore, this first approach gives atmospheric simulations sometimes far from the measurements and may lead to different adjustments (Solomon and Qian (2005), and the review in Lilensten et al. (2008) and references herein). The last solar minimum is indeed a good example to show how the solar proxies does not reflect very well the variability of the solar UV irradiance (Emmert et al., 2010). Moreover, if the angle Earth–Sun–Planet is too important, solar proxies as estimated from terrestrial measurements do not reflect at all the variability of the solar EUV flux at the considered planet, which see different EUV irradiances and variability than Earth. As an example, we will perform some simulations using different models of solar irradiance. This allow us to advocate for a local solar EUV measurement. This is clearly the purpose of the Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission (MAVEN), which will embed a EUV radiometer: a better estimation of the solar EUV flux at Mars will be therefore possible (personal communication from F.G. Eparvier).
2. Or recent measurements, especially these from TIMED/SEE and SORCE/SOLSTICE. Although ideal, this approach relies on a good calibration of the instruments and a good duty cycle. These conditions are only partly met as debated by two recent papers (Haigh et al., 2010; Lean et al., 2011).

Our group has developed three methods to retrieve this solar flux in real time from only 4 to 10 spectral lines or spectral bands (Dudok de Wit et al., 2005; Kretzschmar et al., 2006; Amblard et al., 2008; Cessateur et al., 2011). In parallel, it has developed expertise on planetary ionospheres such as for Earth (Lilensten and Blelly, 2002), Mars (Witasse et al., 2002, 2003; Simon et al., 2009), Venus (Gronoff et al., 2008), Titan (Lilensten et al., 2005a,b; Gronoff et al., 2009a,b) and Jupiter (Menager et al., 2010). The first aim of this paper is to demonstrate on a case study – Ganymede – the advantage of using a reconstruction of the solar flux based on the measurement of a few lines rather than an model based on proxies and on interpolations. The second motivation is of course to start exploring Ganymede's atmospheric emissions and to provide some emission predictions to support Ganymede observations with an orbiter onboard dedicated instruments.

2. Ganymede's atmosphere

2.1. Atmospheric models

We use the neutral atmospheric model of Marconi (2007), which is a multispecies, 2-D kinetic model. At present time, this model only proposes two neutral atmosphere distribution: a polar one and an equatorial one. Therefore, we distinguish two regions characterized by their atmospheric composition, a polar one dominated by O_2 and an equatorial one dominated by H_2O. This approach actually corresponds to case studies because it is likely that the true atmosphere at mid-latitudes as seen from an outside observer (see below) is a mixture of polar and equatorial atmospheric profiles.

The atmospheric density profiles of several species are displayed in Fig. 1. Ganymede's surface is widely covered with water ice. At the pole, the surface temperature is about 80 K; sublimation is less efficient than at the equator, where the surface temperature is about 150 K. The main atmospheric source is then surface sputtering by heavy ions such as S^{n+}, O^{n+} (where $n \geqslant 1$ is an integer) but also H^+ from 10 keV to 40 MeV as measured by the *Energetic Particle Detector* (EDP) onboard Galileo (Paranicas et al., 1999). This results in an O_2 and H_2-dominated atmosphere, H_2O and O being minor species. At the equator, the solar electromagnetic flux is the main source of atmospheric particles since it sublimates water ice, thus producing in a H_2O and H_2-dominated atmosphere.

2.2. Modelling atmospheric response to UV flux

Based on Gallileo measurement, Eviatar et al. (2001) have shown that the main effect of the incoming solar UV flux is to create the diurnal ionosphere. These authors present the measured electron density profiles and propose a chemical model solving local rate equations, neglecting water vapor. The present approach is quite different considering that we compute the electron production due to solar flux absorption (we neglect the multicharged ion productions). From the computation of excited state species production, we deduce emission lines of Ganymede's atmosphere. This allows preparing future measurements. Eventually, we solve a local stationary chemical model in order to infer the electron density. Results are compared to Galileo data.

We use a simple 1D-model based on the Beer–Lambert law. Using photoabsorption cross sections σ for all species, we first retrieve the intensity of the UV flux $F(\lambda,z)$ (in photons $cm^{-2}\,nm^{-1}\,s^{-1}$) at each altitude z for each wavelength λ, ranging from 1 nm to 250 nm:

$$F(\lambda,z) = F_\infty(\lambda)e^{-\tau} \quad (1)$$

The value of the flux at the top of the atmosphere is designated by the superscript ∞; τ is the optical depth, computed from:

$$\tau = \sum_k \sigma^k(\lambda) \int_z^\infty n_k(z')\ \mathrm{Chap}(\chi)dz' \quad (2)$$

σ^k are the wavelength-dependent cross sections (as discussed below) including the six species from the atmosphere model indexed k, while n_k is the neutral density at altitude z for each species k. χ is the solar zenith angle. Chap(χ) is a Chapman function that reduces to $\frac{1}{\cos(\chi)}$ for small angles. At the pole, we will take $\chi = 82°$ at zenith in order to compare with Galileo data. We compute the emissions from Ganymede's atmosphere as seen from an outside observer, not as seen from Ganymede's surface. The emissions as seen by the observer in the line of sight originate at different latitudes. This is of course taken into account in the following computations.

We use the photoionization and photoexcitation cross sections (σ_a^k) for several states (indexed a) of all the studied species to calculate respectively the ion and electron production rates and the

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

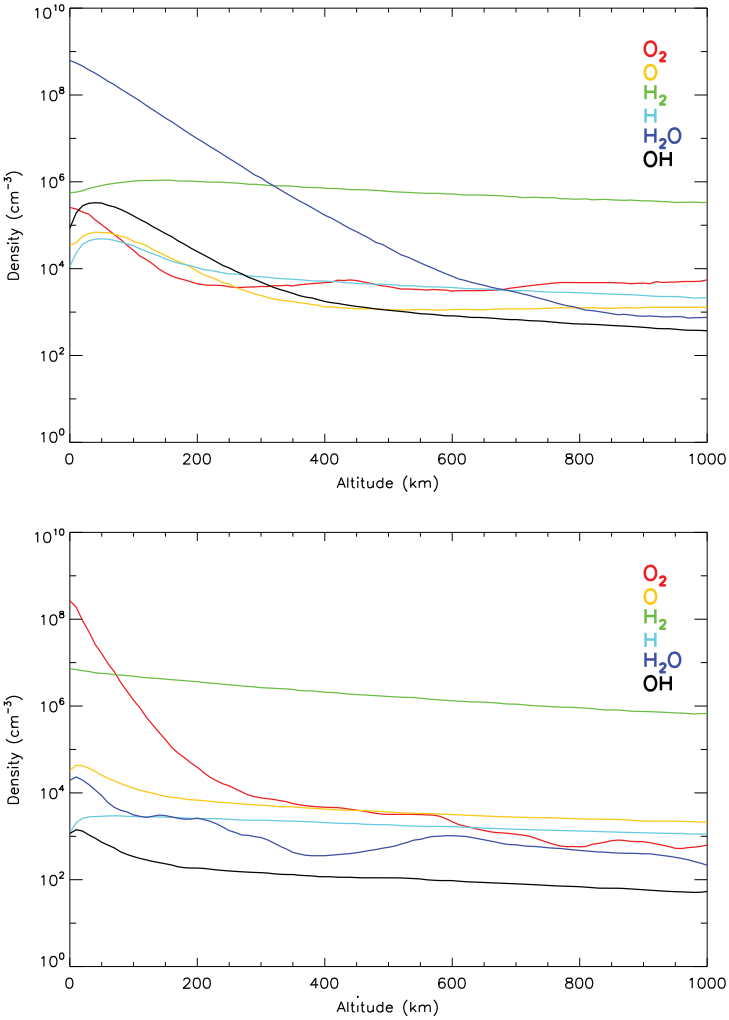

Fig. 1. Atmospheric profiles of Marconi (2007) for the equatorial region (upper panel), and the polar region (bottom panel): the radial density (cm^{-3}) is plotted versus the altitude (km).

productions of different excited states. The productions P_k^a (in cm^{-3} s^{-1}) are equal to

$$P_k^a(z) = \int_\lambda n_k(z)\sigma_a^k(\lambda)F(\lambda,z)d\lambda \quad (3)$$

Table 1 summarizes all the states taken into account in our model. In this work, only states in the ground configuration ($2s^22p^4$) are taken into account for the oxygen. The high excited level ^{5}S and ^{3}P of the $2s^22p^33p^1$ configuration leading to the 130 nm triplet and the 135 nm doublet, are not considered. The 130 nm triplet is resonant with the Sun and can be excited by electronic impacts. This triplet is of strong interest but needs further developments, especially a radiative transfer calculation. The 135 nm doublet is mainly excited by suprathermal electrons, which is beyond the scope of this work. However, these transitions have been observed (Hall et al., 1998; Feldman et al., 2000; Eviatar et al., 2001a) especially during auroral events and should be considered in future work which implies to consider electronic impacts. Therefore, we do not take into account the magnetic configuration from Ganymede.

Table 1
Excited states and ions due to the photoabsorption considered in this work.

Parent species	Children species
H_2O	H_2O^+, OH^+, H^+ et O^+ $OH(X^2\Pi)$, $OH(A^2\Sigma^+)$, $O(^3P)$ $O(^1D)$, $O(^1S)$, H_2, $H(n=1)$, $H(n=2)$
O_2	O_2^+, O^+, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$
O	O^+
OH	OH^+, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, $H(n=1)$
H_2	H_2^+, H^+, $H(n=1)$
H	H^+

2.2.1. Solar UV flux

The energy input in our model is the solar UV flux. We need some reliable data spanning a large part of the solar UV spectrum. We are indeed dealing with photoionization processes, involving mostly the extreme UV (EUV, 10–121 nm), as well as photoexcitation and photodissociation processes, involving the far UV (FUV, 122–200 nm) and middle UV (MUV, 200–300 nm). For example, the O_2 photodissociation threshold is about 242.5 nm.

Several solar UV flux models are in use in aeronomy or space climate studies. Two reviews of the solar flux models have been recently published (Lilensten et al., 2008; Lean et al., 2011). There-

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

fore, we will not develop this discussion here. We will use three different solar input fluxes described in Section 4. In the first step, in order to show the Ganymede's ionosphere and thermosphere emissions, we use the solar UV flux as measured by recent space missions rather than a model. The data in the 27–115 nm range come from the *EUV Grating Spectrograph* (EGS), which is part of the *Solar Extreme Ultraviolet Experiment* (SEE) onboard TIMED (Woods et al., 2005). This instrument has a spectral resolution of 0.4 nm but the data are rebinned to 1 nm for the present study. The 115–250 nm range is covered by the *SOLar Stellar Irradiance Comparison Experiment* (SOLSTICE) instrument onboard the *SOLar Radiation and Climate Experiment* (SORCE), which also has a bin size of 1 nm (Rottman, 2005). We use version 10 data both for TIMED and for SORCE. Finally the data in the 1–27 nm range come from the *XUV Photometer System* (XPS) instrument onboard SORCE which is actually a radiometer (with several broad bandpasses). The data are also rebinned to 1 nm using those measurements which are processed with an algorithm using CHIANTI spectral models (Woods et al., 2008). As those missions are Earth-located, we use a simple dilution law to estimate the flux at the jovian system. The solar conditions in this study are quiet (F10.7 = 82).

2.2.2. Cross section data

We have to find all the cross sections for the different children species summarized in Table 1. The main equatorial constituent is H_2O: the total cross section comes from Wu and Chen (1993). We used the branching ratios from Tan et al. (1978) to compute the ionization and dissociative ionization cross sections from the total absorption cross section for the H_2O children species. Wu and Chen (1993) include also the photodissociation and photoexcitation cross sections for H_2O. However, quantum yields for the production of the $O(^1S)$ state from the H_2O photodissociation are uncertain.

van Dishoeck and Dalgarno (1984) summarize all the cross sections available for the radical OH. It includes the photoionization cross section as well as the photodissociation cross sections.

For O and O_2, the total photoabsorption cross section come from the AMOP database[1] (for $E \leqslant 75$ eV) and from Avakyan et al. (1998) (for $E \geqslant 75$ eV). We use the results from Lee et al. (1977) in order to infer the photodissociation cross section for O_2: the two principal dissociative channels are indeed the following states $O(^3P) + O(^3P)$ and $O(^3P) + O(^1D)$ for the wavelength range from 115 nm to 177 nm. Above 177 nm up to 242 nm, only the state $O(^3P)$ is produced. Below 115 nm down to 90 nm, photodissociation results mainly into the $O(^1S) + O(^3P)$ states.

Menager et al. (2010) reviewed the cross sections for H and H_2.

3. Photolysis in Ganymede's atmosphere

3.1. Photoionization

We will study five different cases with the geometries shown in Fig. 2. The first case represents the spacecraft above the equator looking to the nadir with a null solar zenith angle. Case 2 corresponds to a nadir view at a latitude of 82°, i.e. with a polar atmosphere. Cases 3, 4 and 5 look in the same parallel direction (the spacecraft is supposed not to spin): case 3 is when the spacecraft looks at the surface of the planet (limb viewing). Cases 4 and 5 look above the surface of the planet: the line of sight crosses all the atmosphere from part to part, with the closest altitude being respectively 10 and 263 km. We define a line of sight abscissa as the distance from the tangent point along the line of sight. In case 4, the top of the atmosphere, closer to the observing satellite, is

[1] See http://amop.space.swri.edu/.

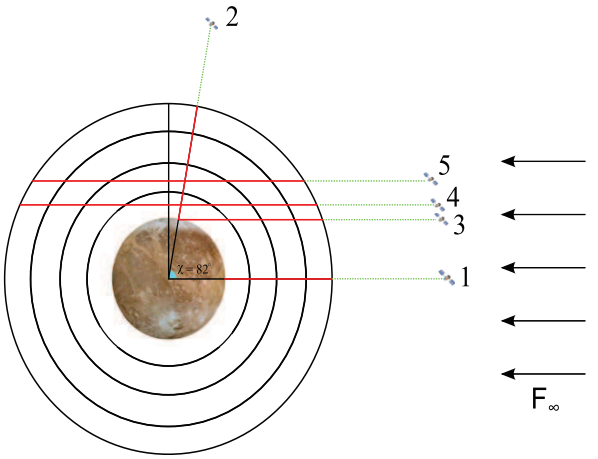

Fig. 2. Modelling geometries. Cases 1 and 2 correspond to a nadir view for both polar and equatorial region at noon. Cases 3, 4 and 5, looking in the same parallel direction, correspond eventually to a limb view. The red lines show the line of sight inside of the atmosphere. Case 5 corresponds to the same configuration as Galileo's observations at the closest altitude from Ganymede's surface (i.e. 263 km). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

2500 km (2100 km in case 5) and of course −2500 km (resp. −2100 km) for the farther point (corresponding to an altitude of 1000 km). For all cases, a spherical symmetry is assumed for the atmosphere.

3.1.1. Cases 1 and 2

The results of the photoionization in cases 1 and 2 are displayed in Fig. 3. Not surprisingly, the production is smaller in the polar region than at the equator because of the solar zenith angle variation (0° at the equator and 82° at the pole). In both cases, the maximum of ionization occurs at the surface, with an electron production of about 6 $cm^{-3}\,s^{-1}$ at the pole where the main ion is O_2^+ and 9 $cm^{-3}\,s^{-1}$ at the equator where the predominant ion is H_2O^+. At the surface, only 8% of the solar UV flux is absorbed, leaving most of it penetrating the surface. The albedo effect might therefore be important: the effect of the reflected flux is to increase the electron and ion productions. The albedo of the pure ice varies greatly between 40% and 70% across the FUV range (Hapke et al., 1981). However, since Ganymede's surface is much darker than pure ice, it is very likely that the albedo is much smaller than that of pure ice, less than 3% for the FUV range (Hall et al., 1998). Therefore, the albedo effect will be neglected in the following.

For the equatorial region, it is quite interesting to note that the main contribution for the production rates of OH^+ and O_2^+ are not from the parent species OH and O_2, but from the photodissociation of water as presented by the Fig. 3. For the polar region, the main contribution for the production rate of O_2^+ and H_2^+ comes from the parent species.

3.1.2. Cases 3, 4 and 5

The results of the photoionization in cases 3, 4 and 5 are displayed in Fig. 4. The atmosphere is the polar one projected along the line of sight: at each point of the line of sight, the altitude is recomputed and the correct atmosphere is considered. In case 3, the line of sight crosses the atmosphere and is stopped at the surface. As for cases 1 and 2, the flux is far of being absorbed when it reaches the surface. Above the surface, the electron production is larger than in the nadir case because the solar flux crosses a larger layer of column density. At the surface, it is the same since the computation point is the same in cases 2 and 3. The case is very

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

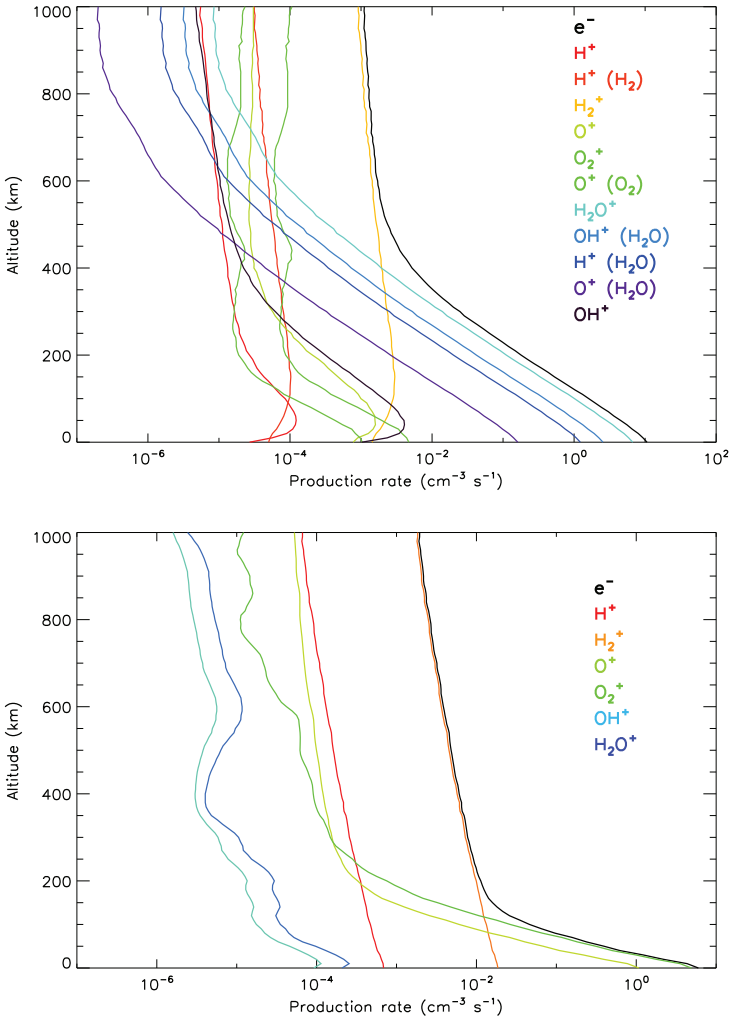

Fig. 3. Production rates for all ion species and the electron production rate for both regions and nadir viewing: the equatorial one is displayed in the upper panel (case 1). The parent species are indicated in parentheses. The polar region is displayed in the bottom panel (case 2).

different when the spacecraft looks above the surface (middle and bottom panels). The line of sight enters the atmosphere at 2500 km (corresponding to an altitude of 1000 km) in case 4 (2100 in case 5) and leaves it at 2500 km in the opposite direction compared to the point of closest approach in case 4 (2100 in case 5). Therefore, in Fig. 4 middle and bottom panels, the line of sight abscissa go from −2500 to 2500 km in case 4 (−2100 to 2100 in case 5). In both cases, the electron and ion production maximize where the atmosphere is the densest, i.e. at the closest approach to the surface (10 km altitude in case 4 and 263 km altitude in case 5). If the atmosphere were dense, the profiles should not be so symmetric: there would be a maximum of production after which the solar flux would be so extinct that the production would quickly vanish. However, the atmosphere at Ganymede is so thin that the extinction is very small. In case 4, the extinction maximizes between 60 and 80 nm due to the absorption of dioxygen at low altitude. The upper value of this absorption is about 25%. A secondary peak of absorption occurs at 150 nm due to the photoexcitation of the dioxygen, with a value of 13% for the absorption. The log scale partly hides the fact that the production rate is not symmetrical. From the entry (2500 km) to the exit (−2500 km) of the atmosphere, the difference in the electron production is about 20%. In case 5, the extinction maximizes at 70 nm due to the absorption of dihydrogen at high altitude. The upper value of this absorption is about 0.8%. The effect on the ion and electron production is straightforward and can be seen in middle and bottom panels of Fig. 4. In case 4, there is a very well identified peak in the production while the production profile is almost flat in case 5.

3.1.3. Comparison with measurements

Galileo encountered Ganymede on June 27th 1996. The electron density was measured by the *Plasma Wave Science* (PWS) instrument onboard (Gurnett et al., 1996). PWS actually measures the plasma frequency, which is proportional to the square root of the electron density (at first order). Actually, the electron population is a mixture of a very dominant thermalized population and a minor suprathermal one. PWS gives therefore a good estimate of the thermal electron population. Its observation corresponds to the case 5 above. In order to retrieve the electron density from our productions, we consider a steady state. At each altitude, there is one dominant ion: for the polar region, at the altitude of Galileo observation (above 260 km), H_2^+ is clearly the predominant ion (see Fig. 4 panel c). Therefore, our model considers only the following reaction $H_2^+ + e^- \rightarrow 2H$ with a coefficient rate of $2.3.10^{-7}(300/T)^{0.4}$ cm^3 s^{-1}, where T is the temperature

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

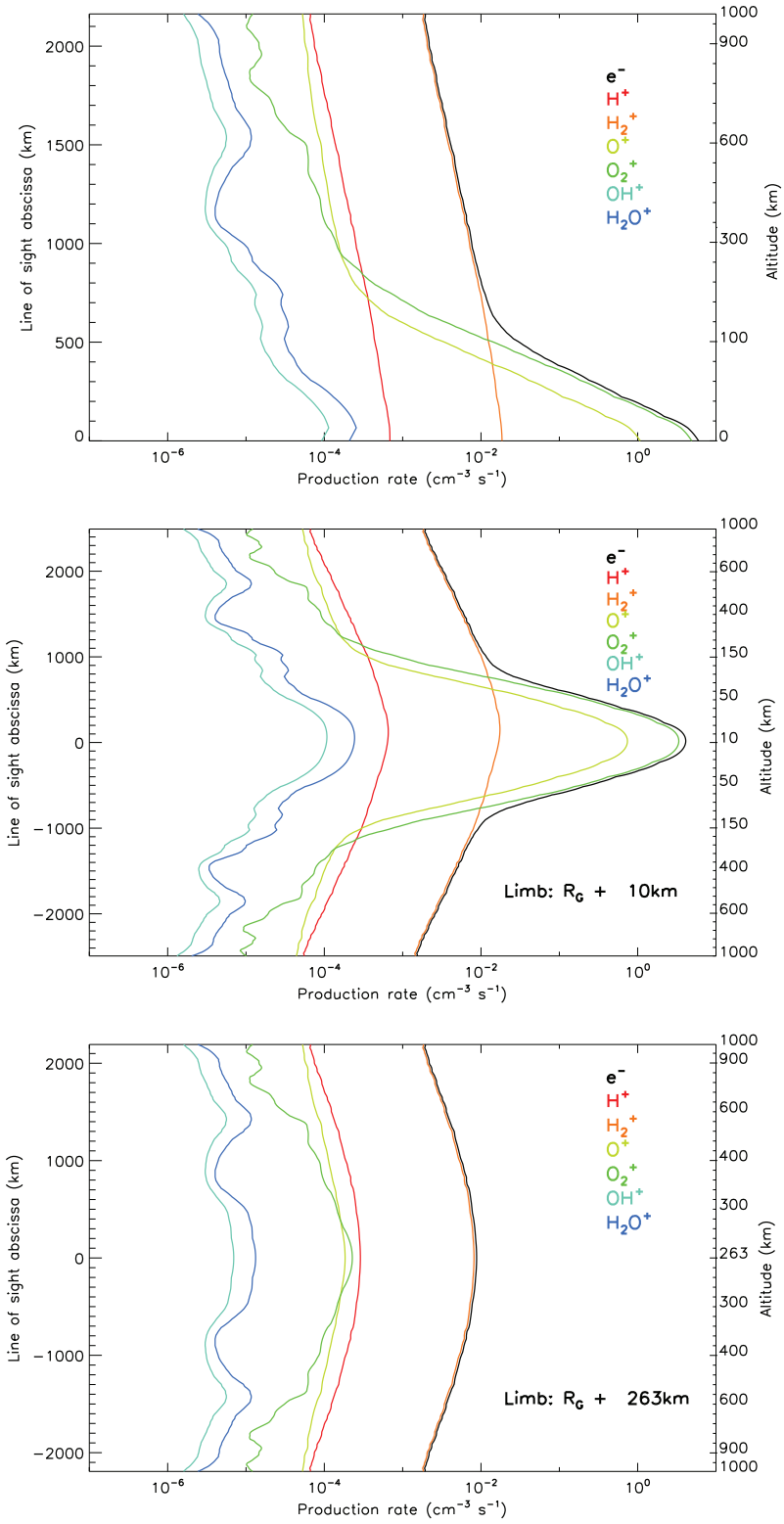

Fig. 4. Production rates for all ion species and the electron production rate in cases 3 (upper panel), 4 (middle panel) and 5 (bottom panel). For a description of the geometry, see Fig. 2. The left *y*-axis corresponds to the line of sight abscissa, and the right *y*-axis shows the corresponding altitude.

of thermalized electron (Florescu-Mitchell and Mitchell, 2006). This kind of reaction, known as the principal means of ions recombination in the ionosphere, is more realistic than the simple recombination of H_2^+ ($H_2^+ + e^- \rightarrow H_2$)(Banks and Kockarts, 1973). It considers all the electrons produced by photoionization, whatever their energy and is therefore an approximation. Considering the energy distribu-

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

tion of the electrons is however not possible because the variation with the energy of the chemical coefficient rate is unknown. The electron temperature is not provided by the atmospheric model. It is necessarily larger than or equal to the neutral temperature. Using a first bottom value for the electron temperature equal to the neutral temperature (100 K), we find an electron density of 156 cm^{-3}. This is very close to Galileo measurements (about 200 cm^{-3}). Using a value of 1000 K one find an electron density of 247 cm^{-3}. This is still in the same range as the measurement. However, we recall that we do not take into account electron precipitation in Ganymede's atmosphere, which could somewhat enhance a little bit the thermal electron density value. Let us also recall that no loss process has been considered: ion escape through pick-up by the jovian convective electric field in polar regions at the poles might be important. The good agreement we observe a posteriori validates our approach and allows for computing the photoexcitation and the resulting atmospheric emissions with confidence.

3.2. Photoexcitation and atmospheric emissions

3.2.1. Deactivation of photoexcited species

Excitation rates for several states of the six species studied in this work are computed in a the same way as above. These results for both regions are displayed in Fig. 5 for cases 1 and 2 and in Fig. 6 for the 3 remaining cases. Since the atmosphere is very tenuous, it is likely that most of the deactivation will be through emissions and not through chemical reactions. Therefore, in our simple approach, the emissions are directly proportional to excitations. These results are summarized for all cases in Table 2. The deactivation of the $O(^1S)$ state creates the green line at 557.7 nm, with a branching ratio of 0.90 and a UV emission at 297.2 nm for the remaining 10% (Slanger et al., 2006). The green line deactivation creates the oxygen $O(^1D)$ state. This state is also created by photodissociation of H_2O and O_2 and deactivation to the ground state producing the red line at 630 nm. This explains why, for cases 1 and 2 (nadir view), the red line intensity is larger at the equator than at the pole contrarily to the green line: the source at the equator is mainly water, for which the photodissociation is not an efficient source of $O(^1S)$, and therefore of the green line. Both emissions measurements are important since the green line over red line ratio could be used as a proxy to determine the abundance of CO and CO_2 relative to water in planetary atmospheres (Capria et al., 2005). At the pole, the source is atomic oxygen which produces both emission. The red line emission through water excitation is only produced by the Ly α input line (Wu and Chen, 1993). The first excitation band of the radical OH produces a set of continuous emissions ranging from 260 to 410 nm (through the deactivation of $OH(A^2\Sigma^+)$ to $OH(X^2\Pi)$ (Wu and Chen, 1993)).

The main result is that the red line is quite variable. Its intensity is about 30 R along the line of sight at the equator and about half of this value at the pole in nadir viewing. These values are still close to each other in spite of the neutral atmosphere differences. This is due to the fact that there are several sources, one of them active at the equator (water dissociation) and one at the pole (dioxygen dissociation). To the contrary, emission from the deactivation of $OH(A^2\Sigma^+)$ to $OH(X^2\Pi)$ is much larger at the equator ($\approx$140 R) where it is coming from the dissociation of the water than at the pole where this source is almost totally absent. However, surface reflection of the sunlight prevents an orbit nadir observation of the visible features from being made.

For a spacecraft in Ganymede around looking at the limb, the emissions are larger because they issue from a larger slab of atmosphere. In case 3, where the line of sight intercepts the surface, the intensity of red line emissions is about 100 R. In case 4, it increases to 312 R. These values are detectable by current space instrumentation. At higher altitude however, the emission strongly decreases to reach 0.07 R in case 5. This is of course due to the quasi total disappearance of molecular oxygen.

3.2.2. Effect of O_2^+ dissociative recombination

We do not aim here at establishing a full chemistry code. However, the dissociative recombination reaction of O_2^+ ($O_2^+ + e^- \rightarrow O(^3P) + O^*$) may become an important source of atomic oxygen emissions ($O^* = O(^1D)$ or $O(^1S)$) (Banks and Kockarts, 1973) even in a collisionless atmosphere. The electrons involved in this reaction are mostly thermalized. Kella et al. (1997) propose the branching ratio for this reaction, which allows to compute the atmospheric emissions. We consider only cases 3 and 4, because there is no O_2^+ ions in the other cases. As we can see in Table 2, this contribution may become dominant, under the assumption of a stationary state. For the red line emission, it may add more than 60% of the previous computed emission, while for the green line and UV line, it is more likely the predominant reaction.

4. Comparison with several solar UV models

In the frame of space weather, the characterization of the solar UV variability is a key problem. As explained before, major efforts have been made to provide reliable models for aeronomy and for space climate. Here we present a comparison of the electron density as calculated with three different solar flux inputs (up to 102.5 nm, which is the upper edge of the photoionization for all considered species). The first one is based on space missions, and was previously described in Section 2.2.1. The second one is a reconstruction of the full EUV solar flux spectrum from the observations of only two passbands. The former comes from the *Large Yield Radiometer* (LYRA) onboard PROBA2 (Hochedez et al., 2006), the zirconium channel measuring the solar irradiance from 1 to 20 nm. The later comes from the *EUV Sensor* (EUVS) onboard GOES-14 (Viereck et al., 2007), dedicated to the Ly α line. The reconstruction method is described in Cessateur et al. (2011), which is basically a linear combination of the two passbands. A linear regression performed over more than six years of data is used to determine the coefficients. In order to compare with previous approaches, we also show the results with a solar flux model that widely used in planetary aeronomy: the HEUVAC model (Richards et al., 2006) for the same day as the measurements described above (F10.7 and its average over 81 days are both close to 82). The three fluxes are shown in Fig. 7. The differences between the reconstructed and the measured fluxes are very small. More importantly, the relative precision of the model is better than the instrumental precision. The HEUVAC model behave quite differently at several wavelengths. This is partly due to the fact that the database on which it is built is sparse. Let us also mention that both models (reconstruction and HEUVAC) are empirical models that are aimed at evolving in the future.

The resulting electron production profiles are shown in Fig. 8 for case 1 only: similar results are obtained for the other cases. It is not surprising that the production profiles computed from the direct solar flux measurement (hereafter called "reference") and the one from the reconstruction of the solar flux are hardly distinguishable. HEUVAC allows computing an electron production that remains reasonably correct. The difference with the reference profile is about 30% at 800 km. From this, we could also estimate the Total Electron Content (TEC), which represents mostly the thermalized population of electrons, for Ganymede based on our simulations. While our reconstruction offers a better precision on the TEC, about 2% compared to the reference flux, we could estimate the TEC from HEUVAC with a precision of about 10%. Using the second reference spectra proposed in HEUVAC does not change significantly these results. What matters here clearly is the relative difference between

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

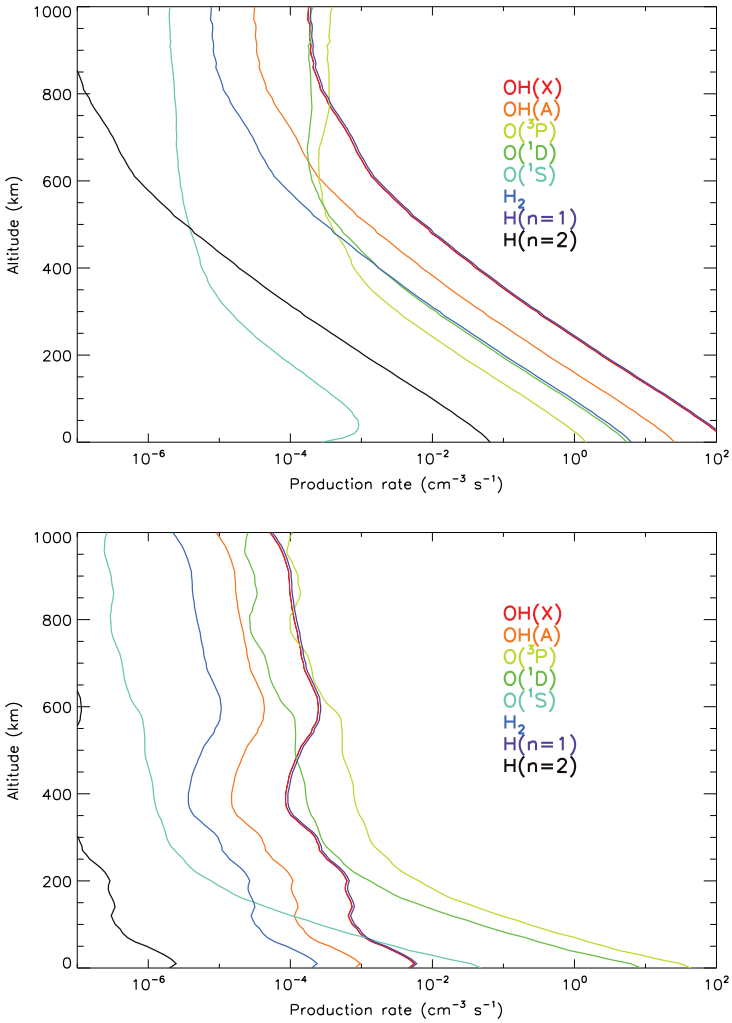

Fig. 5. Production rates of excited states from neutral species for both regions and nadir viewing: the equatorial one is displayed in the upper panel (case 1) while the polar one is in the bottom panel (case 2).

models and not the absolute value of the TEC (which depends on our chemical model). This result clearly shows that future planetary mission should include some instrument to measure the local solar EUV flux: this is indeed the case for the MAVEN mission, which will embark a solar EUV radiometer.

5. Limitations of our approach

The first aspect we neglected in our model is the magnetospheric electrons and ions precipitation. Ganymede, as any satellite in Jupiter's magnetosphere, is in a high energy particle environment. These particles have different origins: the solar wind or the jovian upper atmosphere escape or Io. There are no measurements of particle precipitation for Ganymede, nor model. Hall et al. (1998) suppose an electron precipitated flux of mean energy of 1 keV. With such an energy, and considering the atmospheric densities, the mean free path is about 2500 km at 200 km altitude and still about 25 km at surface. This suggests that most of the electrons will simply cross the atmosphere without interacting. Rees (1989) indeed has shown that at Earth, most of the precipitated electrons cross the exosphere with very little electron impact and therefore little effect on electron impact ionization and excitation. Since Ganymede is a magnetized body, the precipitation effect, if any, would prevail above the magnetic pole, and not at the equator. However, it cannot be ruled out and it necessitates further investigations. Taking the electron precipitation into account in a physical way (i.e. considering the energies of the precipitated flux) request solving an electron transport equation (Lummerzheim and Lilensten, 1994). The electron-water cross sections are however unfortunately very badly known, which constitutes a serious limitation. As far as ions are concerned, the transport equation has been solved only for protons (Galand et al., 2001). Again, following Rees (1989), the effect is expected to remain negligible. For heavier ions, there is no solution of the transport equation, and parametrized approaches are used. However, the same consideration is still valid. In conclusion, there is a real interest in considering the particle precipitations, but (i) they are totally unknown at time, (ii) their effect is expected to remain negligible compared to the solar UV effect especially at the equator and (iii) there is no solution of the transport equation for ions (except protons). By doing so, we will be able to consider all the atomic oxygen excited states, especially O(^{3}P*), where * stands for the excited state with the following configuration $2s^2 2p^3 3p$, but it requires a proper radiative transfer code. This is also an important task since the particles precipitations is clearly

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

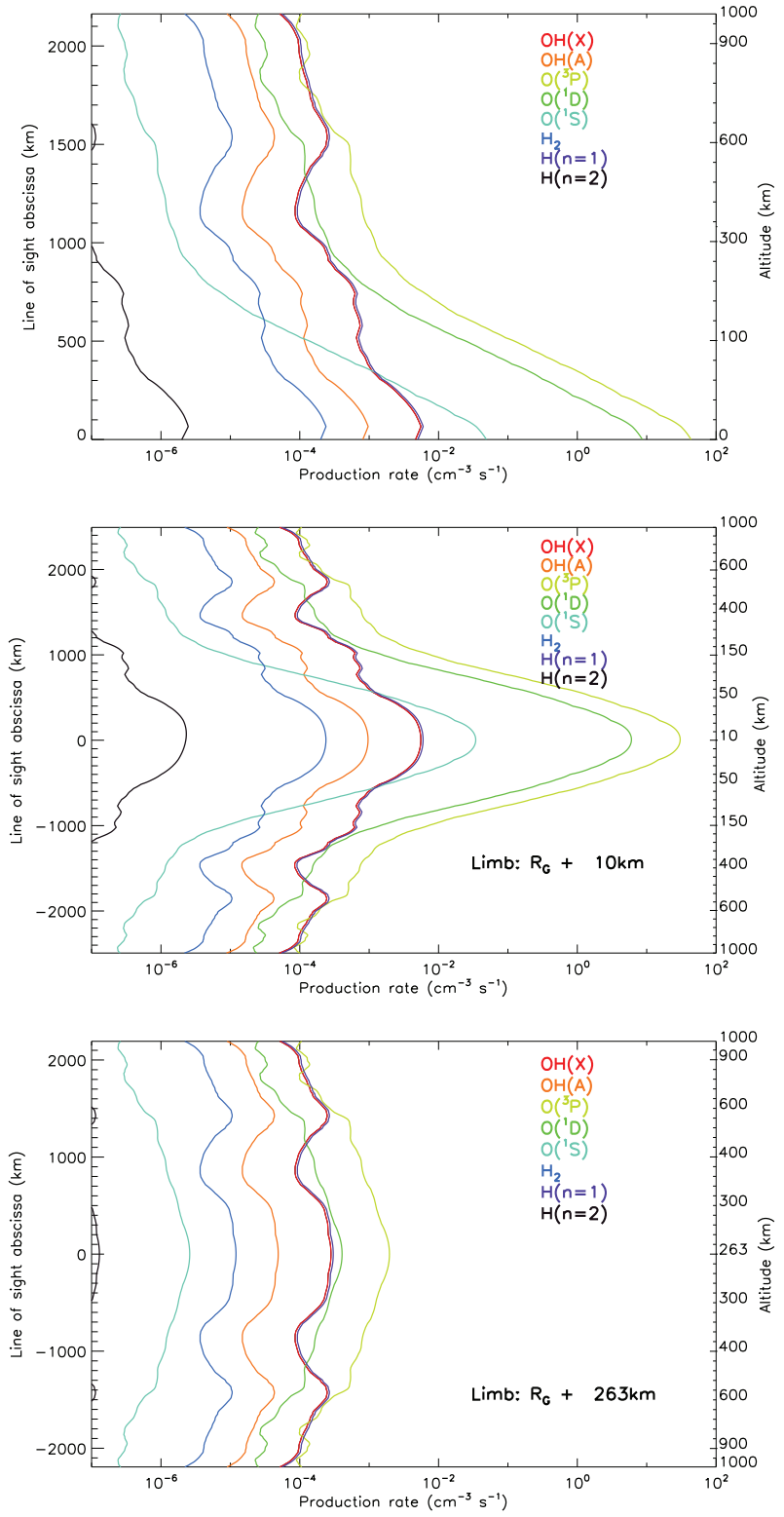

Fig. 6. Production rates of excited states from neutral species for side viewing in cases 3 (upper panel), 4 (middle panel) and 5 (bottom panel).

a key parameter to correctly understand the interaction between the surface and the exosphere. This has to be done in order to take into account the ions sputtered from the surface.

The second limitation is that we do not consider the secondary electrons. In dense atmospheres such as that of the Earth, secondary electron productions may be twice as large as primary productions,

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

Table 2
Emission brightnesses in Rayleigh. The values between braces in cases 3 and 4 correspond to the atmospheric emissions due to the dissociative recombination of O_2^+ only. The total emission in these cases is therefore the sum of the two values.

Case	OH($A^2\Sigma^+$–$X^2\Pi$)	O(^{1}D–^{3}P) (red line)	O(^{1}S–^{1}D) (green line)	O(^{1}S–^{3}P) (297.2 nm)	H(n = 2)
1	139.7	29.78	9.2×10^{-3}	0.6×10^{-3}	0.36
2	8×10^{-3}	17.5	0.09	0.01	2×10^{-5}
3	0.03	101.5 (+64)	0.51 (+2.7)	0.06 (+0.3)	8×10^{-5}
4	0.1	312 (+189)	1.42 (+7.7)	0.36 (+0.9)	0
5	0.01	0.07	0	0	0

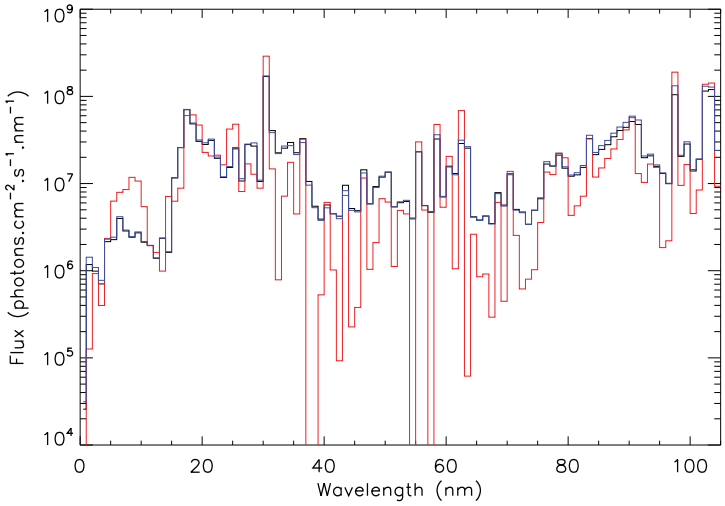

Fig. 7. Solar spectrum for the three considered solar inputs: the measured flux is displayed in black while the reconstructed one is in blue. Finally, the solar spectra from the HEUVAC model is in red. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

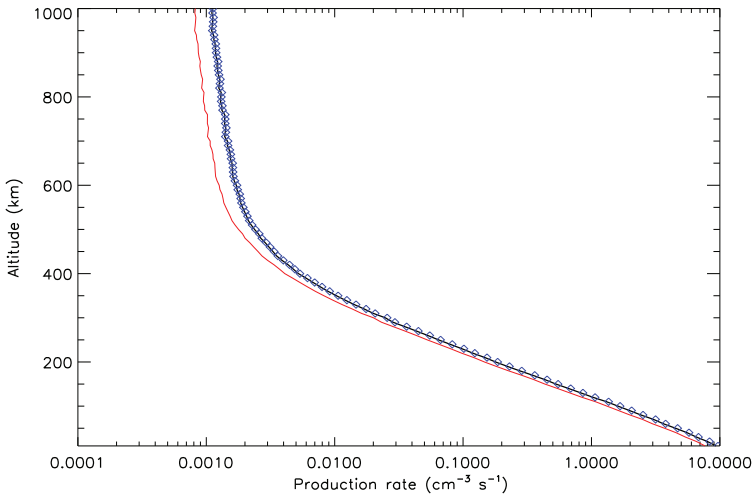

Fig. 8. Electron production profiles along the line of sight of the spacecraft in equatorial condition (case 1) with the three solar inputs. The black line is the profile computed using directly the measured solar flux as shown in Fig. 3. The red line corresponds to the profile computed with the HEUVAC model while the blue diamond line refers to the profile as computed with the reconstructed flux. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

depending on the altitude (Lilensten et al., 1989). Above the ionization peak and close to the exobase, the ratio of secondary productions to primary productions is rather constant, as was shown in the atmosphere of a planet such as Mars (Nicholson et al., 2009), Venus (Gronoff et al., 2008), Titan (Lilensten et al., 2005b) and the Earth (Simon et al., 2005). According to these authors, the secondary ionization above the exobase may amount to about 5 to 10–15% of the total production. The majority of ionization occurs one to two scale heights below the exobase where the atmosphere is collisionally thick. Since the exobase of Ganymede stops close to the surface, secondary photoproductions are expected to play only a minor role (around 10% of primary productions). In particular, the

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

fact that the exobase is collisionless applies for neutral to neutral collisions, and still more to neutral to ions/thermal electrons collisions, as the latter are about 10^6 times less abundant as the former. This does not mean that their effect should not be computed. However, we face the same difficulty as that pointed above for precipitated electrons for a marginally important result. In this discussion, we proceed through analogy between Ganymede on one hand, and four terrestrial bodies on the other (Mars, Venus, Earth, Titan). This analogy is valid because the exospheric densities and temperatures are comparable, as well as the energies of the precipitated particles.

Finally, the last limitation does not depend on our approach but on the actual knowledge of Ganymede's atmosphere. At the moment, only two profiles are proposed by Marconi (2007), one prevailing at the pole and one at the equator. It would be rather risky to interpolate between the two in order to provide emissions at the middle latitude. More data are certainly needed. Therefore, we cannot take into account variations in the atmospheric content (from O_2-dominated latitudes to H_2O-dominated latitudes) and we suppose a spherical symmetry.

6. Conclusions

In this paper, we have explored the effects of the solar UV flux on Ganymede's atmosphere using a simple but realistic physical-chemistry model. There are two main important results. The first one is about the future observations of Ganymede's atmosphere: we have shown that the atomic oxygen red line is bright enough to be detected by a space experiment in orbit around Ganymede (with a maximum emission reaching about 300 R). A simple chemistry model already allows to retrieve from it the order of magnitude of the electron density. Further investigations, however, are clearly needed, regarding particle precipitation in order to estimate emissions at 130.4 nm and 135.6 nm from higher excited states of oxygen. The second conclusion concerns input solar flux: our work shows that high spectral resolution (we use a 1 nm resolution) are not required to properly estimate the electron density. In addition to this, an equally good modelling of the atmospheric response can be achieved by reconstructing the EUV flux from a set of solar lines or passbands. Consequently, future planetary atmospheric mission (including to Ganymede) should include a simple radiometer rather than a more bulky spectrograph to reconstruct the full input UV solar flux. Solar proxies, as measured from the Earth, clearly are not recommended for estimating the local solar EUV flux for other planets. In the present work, two spectral bands are sufficient for the solar EUV flux reconstruction. While the degradation of instruments is inevitable, a robust empirical model as well as a redundant set of observations should insure a correct reconstruction of the UV flux for the forthcoming solar cycle.

Acknowledgments

This study received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007–2013) under the Grant Agreement Nr.218816 (SOTERIA project, www.soteria-space.eu) and under the Grant Agreement Nr. 228319 (Europlanet research infrastructure, www.europlanet-ri.eu). It is also part of the European COST-ES0803 project. The authors thank R. Viereck for providing EUVS data. The authors thank C.J. Mertens (NASA LaRC, USA), T. Woods, F. Eparvier (LASP, USA) and S. Aslam (NASA GSFC, USA) for useful discussions. The work of G.G. was supported by an appointment to the NASA Postdoctoral Program at NASA LaRC. The authors would like to thank two anonymous referees for comments and suggestions which helped improve this paper.

References

Amblard, P. et al., 2008. The EUV Sun as the superposition of elementary Suns. Astron. Astrophys. 487, L13–L16.
Avakyan, S.V., Il'in, R.N., Lavrov, V.M., Ogurtsov, G.N., 1998. Collision processes and excitation of UV emission from planetary atmospheric gases: A handbook of cross sections. In: Avakyan, S.V. (Ed.), Aeronomy. Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, The Netherlands.
Banks, P.M., Kockarts, G., 1973. Aeronomy, Parts A, 430. Academic Press, New York.
Barth, C.A. et al., 1997. Galileo ultraviolet spectrometer observations of atomic hydrogen in the atmosphere at Ganymede. Geophys. Res. Lett. 24, 2147.
Broadfoot, A.L. et al., 1979. Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Jupiter. Science 204, 979–982.
Capria, M.T., Cremonese, G., Bhardwaj, A., de Sanctis, M.C., 2005. O(^{1}S) and O(^{1}D) emission lines in the spectrum of 153P/2002 C1 (Ikeya-Zhang). Astron. Astrophys. 442, 1121–1126.
Cessateur, G., Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., Lilensten, J., Hochedez, J., Snow, M., 2011. Monitoring the solar UV irradiance spectrum from the observation of a few passbands. Astron. Astrophys. 528. A68+.
Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Aboudarham, J., Amblard, P., Kretzschmar, M., 2005. Retrieving the solar EUV spectrum from a reduced set of spectral lines. Ann. Geophys. 23, 3055–3069.
Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., Lilensten, J., Woods, T., 2009. Finding the best proxies for the solar UV irradiance. Geophys. Res. Lett. 36, 10107.
Emmert, J.T., Lean, J.L., Picone, J.M., 2010. Record-low thermospheric density during the 2008 solar minimum. Geophys. Res. Lett. 37, 12102.
Eviatar, A., Strobel, D.F., Wolven, B.C., Feldman, P.D., McGrath, M.A., Williams, D.J., 2001a. Excitation of the Ganymede Ultraviolet Aurora. Astrophys. J. 555, 1013–1019.
Eviatar, A., Vasyliūnas, V.M., Gurnett, D.A., 2001b. The ionosphere of Ganymede. Planet. Space Sci. 49, 327–336.
Feldman, P.D., McGrath, M.A., Strobel, D.F., Moos, H.W., Retherford, K.D., Wolven, B.C., 2000. HST/STIS ultraviolet imaging of polar aurora on Ganymede. Astrophys. J. 535, 1085–1090.
Florescu-Mitchell, A.I., Mitchell, J.B.A., 2006. Dissociative recombination. Phys. Rep. 430, 277–374.
Galand, M., Fuller-Rowell, T.J., Codrescu, M.V., 2001. Response of the upper atmosphere to auroral protons. J. Geophys. Res. 106, 127–140.
Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., Barthélemy, M., Leblanc, F., Dutuit, O., 2008. Modelling the Venusian airglow. Astron. Astrophys. 482, 1015–1029.
Gronoff, G., Lilensten, J., Desorgher, L., Flückiger, E., 2009a. Ionization processes in the atmosphere of Titan. I. Ionization in the whole atmosphere. Astron. Astrophys. 506, 955–964.
Gronoff, G., Lilensten, J., Modolo, R., 2009b. Ionization processes in the atmosphere of Titan. II. Electron precipitation along magnetic field lines. Astron. Astrophys. 506, 965–970.
Gurnett, D.A., Kurth, W.S., Roux, A., Bolton, S.J., Kennel, C.F., 1996. Evidence for a magnetosphere at Ganymede from plasma-wave observations by the Galileo spacecraft. Nature 384, 535–537.
Haigh, J.D., Winning, A.R., Toumi, R., Harder, J.W., 2010. An influence of solar spectral variations on radiative forcing of climate. Nature 467, 696–699.
Hall, D.T., Feldman, P.D., McGrath, M.A., Strobel, D.F., 1998. The far-ultraviolet oxygen airglow of Europa and Ganymede. Astrophys. J. 499, 475–481.
Hapke, B., Wells, E., Wagner, J., Partlow, W., 1981. Far-UV, visible, and near-IR reflectance spectra of frosts of H_2O, CO_2, NH_3 and SO_2. Icarus 47, 361–367.
Hochedez, J. et al., 2006. LYRA, a solar UV radiometer on Proba2. Adv. Space Res. 37, 303–312.
Kella, D., Vejby-Christensen, L., Johnson, P., Pedersen, H., Andersen, L., 1997. The source of green light emission determined from a heavy-ion storage ring experiment. Science 276, 1530–1533.
Kretzschmar, M., Lilensten, J., Aboudarham, J., 2006. Retrieving the solar EUV spectral irradiance from the observation of 6 lines. Adv. Space Res. 37, 341–346.
Lean, J.L. et al., 2011. Solar extreme ultraviolet irradiance: Present, past, and future. J. Geophys. Res. (Space Phys.) 116, A01102.
Lee, L.C., Slanger, T.G., Black, G., Sharpless, R.L., 1977. Quantum yields for the production of O(^{1}D) from photodissociation of O_2 at 1160–1770 Å. J. Chem. Phys. 67, 5602–5606.
Lilensten, J., Blelly, P.L., 2002. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 64, 775–793.
Lilensten, J., Kofman, W., Wisemberg, J., Oran, E.S., Devore, C.R., 1989. Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons – A numerical model. Ann. Geophys. 7, 83–90.
Lilensten, J., Simon, C., Witasse, O., Dutuit, O., Thissen, R., Alcaraz, C., 2005a. A fast computation of the diurnal secondary ion production in the ionosphere of Titan. Icarus 174, 285–288.
Lilensten, J. et al., 2005b. Prediction of a N_2^{++} layer in the upper atmosphere of Titan. Geophys. Res. Lett. 32, L03203.
Lilensten, J., Dudok de Wit, T., Amblard, P.O., Aboudarham, J., Auchre, F., Kretzschmar, M., 2007. Recommendation for a set of solar EUV lines to be monitored for aeronomy applications. Ann. Geophys. 25, 1299–1310.
Lilensten, J. et al., 2008. Review on the solar spectral variability in the EUV for space weather purposes. Ann. Geophys. 26, 269–279.
Lummerzheim, D., Lilensten, J., 1994. Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

ARTICLE IN PRESS

laboratory experiments and auroral observations. Ann. Geophys. 12, 1039–1051.
Marconi, M.L., 2007. A kinetic model of Ganymede's atmosphere. Icarus 190, 155–174.
Menager, H., Barthélemy, M., Lilensten, J., 2010. H Lyman α line in jovian aurorae: Electron transport and radiative transfer coupled modelling. Astron. Astrophys. 509, A56.
Nicholson, W.P., Gronoff, G., Lilensten, J., Aylward, A.D., Simon, C., 2009. A fast computation of the secondary ion production in the ionosphere of Mars. Mon. Not. R. Astron. Soc. 400, 369–382.
Paranicas, C. et al., 1999. Energetic particle observations near Ganymede. J. Geophys. Res. 104, 17459–17470.
Rees, M., 1989. Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere. Cambridge University Press.
Richards, P.G., Fennelly, J.A., Torr, D.G., 1994. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations. J. Geophys. Res. 99, 8981–8992.
Richards, P.G., Woods, T.N., Peterson, W.K., 2006. HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model. Adv. Space Res. 37, 315–322.
Rottman, G., 2005. The SORCE mission. Solar Phys. 230, 7–25.
Schaller, E.L., Brown, M.E., 2007. Detection of methane on Kuiper belt object (50,000) quaoar. Astrophys. J. Lett. 670, L49–L51.
Simon, C. et al., 2005. Prediction and modelling of doubly-charged ions in the Earth's upper atmosphere. Ann. Geophys. 23, 781–797.
Simon, C., Witasse, O., Leblanc, F., Gronoff, G., Bertaux, J., 2009. Dayglow on Mars: Kinetic modelling with SPICAM UV limb data. Planet. Space Sci. 57, 1008–1021.
Slanger, T.G., Cosby, P.C., Sharpee, B.D., Minschwaner, K.R., Siskind, D.E., 2006. O(^{1}S → ^{1}D,^{3}P) branching ratio as measured in the terrestrial nightglow. J. Geophys. Res. (Space Phys.) 111, A12318.
Solomon, S.C., Qian, L., 2005. Solar extreme-ultraviolet irradiance for general circulation models. J. Geophys. Res. (Space Phys.) 110, A10306.
Tan, K.H., Brion, C.E., Van der Leeuw, P.E., Van der Wiel, M.J., 1978. Absolute oscillator strength (10–60 eV) for the photoabsorption, photoionisation and fragmentation of H_2O. Chem. Phys. 29, 299–309.
Tobiska, W.K., Bouwer, S.D., 2006. New developments in SOLAR2000 for space research and operations. Adv. Space Res. 37, 347–358.
Torr, M.R., Torr, D.G., 1985. Ionization frequencies for solar cycle 21 – Revised. J. Geophys. Res. 90, 6675–6678.
van Dishoeck, E.F., Dalgarno, A., 1984. Photodissociation of OH in interstellar clouds. Astrophys. J. 277, 576–580.
Viereck, R.A., Hanser, F., Wise, J., 2007. Solar extreme ultraviolet irradiance observations from goes: Design characteristics and initial performance. In: Proc. of SPIE: Solar Physics and Space Weather Instrumentation II 6689.
Witasse, O. et al., 2002. Prediction of a CO_2^{2+} layer in the atmosphere of Mars. Geophys. Res. Lett. 29, 1263.
Witasse, O. et al., 2003. Correction to "Prediction of a CO_2^{2+} layer in the atmosphere of Mars". Geophys. Res. Lett. 30, 1360.
Woods, T.N. et al., 2005. Solar EUV experiment (SEE): Mission overview and first results. J. Geophys. Res. (Space Phys.) 110, 1312–+.
Woods, T.N. et al., 2008. XUV Photometer System (XPS): Improved solar irradiance algorithm using CHIANTI spectral models. Solar Phys. 250, 235–267.
Wu, C.Y.R., Chen, F.Z., 1993. Velocity distributions of hydrogen atoms and hydroxyl radicals produced through solar photodissociation of water. J. Geophys. Res. 98, 7415–7435.

Please cite this article in press as: Cessateur, G., et al. Photoabsorption in Ganymede's atmosphere. Icarus (2012), doi:10.1016/j.icarus.2011.11.025

E.1.4 Coronal temperature maps from solar EUV images : a blind source separation approach

Dudok de Wit, T., Moussaoui, S., Cessateur, G., Kretzschmar, M., Vieira, L.A. et Goryaev, F.F., soumis à Solar Physics, 2011.

Solar Physics
DOI: 10.1007/●●●●●-●●●-●●●-●●●●-●

Coronal temperature maps from solar EUV images: a blind source separation approach

T. Dudok de Wit[1] · **S. Moussaoui**[2] ·
G. Cessateur[1] · **M. Kretzschmar**[1] ·
L. A. Vieira[1] · **F. F. Goryaev**[3]

© Springer ●●●●

Abstract

Multi-wavelength solar images taken in the EUV are routinely used for identifying and understanding solar features such as coronal holes, filaments and flares. However, because of their finite spectral response, each spectral band receives contributions that come from regions with different temperatures. As a consequence, images taken in different bands often look remarkably similar. This has motivated the search for empirical techniques that would be able to concentrate the salient morphological features of the corona in a small set of less redundant *source images*. Blind Source Separation (BSS) exactly does this as it provides a framework for extracting source images using the least prior information.

BSS has recently become a very active field of research in several disciplines; here we show how this novel concept can also provide new and deep insight into the physics of the solar corona, using observations made by SDO/AIA. The source images are extracted using a Bayesian positive source separation technique. We show how observations made in 6 spectral bands, corresponding to optically thin emissions, can be reconstructed by linear combination of 3 sources only, each of which has a direct physical interpretation. These sources allow for considerable data reduction as the pertinent information from all 6 bands can be condensed in one single composite picture only. In addition to that, the sources provide an empirical temperature map of the corona. The limitations of the BSS technique and its applications are also briefly discussed.

Keywords: Solar corona, Ultraviolet spectrum, Solar imaging, Blind source separation, Bayesian inference

1. Introduction

Multiwavelength solar Extreme-UV (EUV) observations are widely used for imaging the complex structure of the solar corona, but are also useful for inferring quantitative information on the coronal density and the temperature. This inference, however, requires radiation transfer models, and is often done

[1] LPC2E (UMR 6115 CNRS and University of Orléans), 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2, France email: ddwit@cnrs-orleans.fr
[2] IRCCYN (UMR 6597 CNRS and ECNantes), 1 rue de la Noé, BP 92101, 44321 Nantes Cedex 3, France email: said.moussaoui@irccyn.ec-nantes.fr
[3] Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii pr. 53, Moscow, 119991 Russia email: farid.goryaev@oma.be

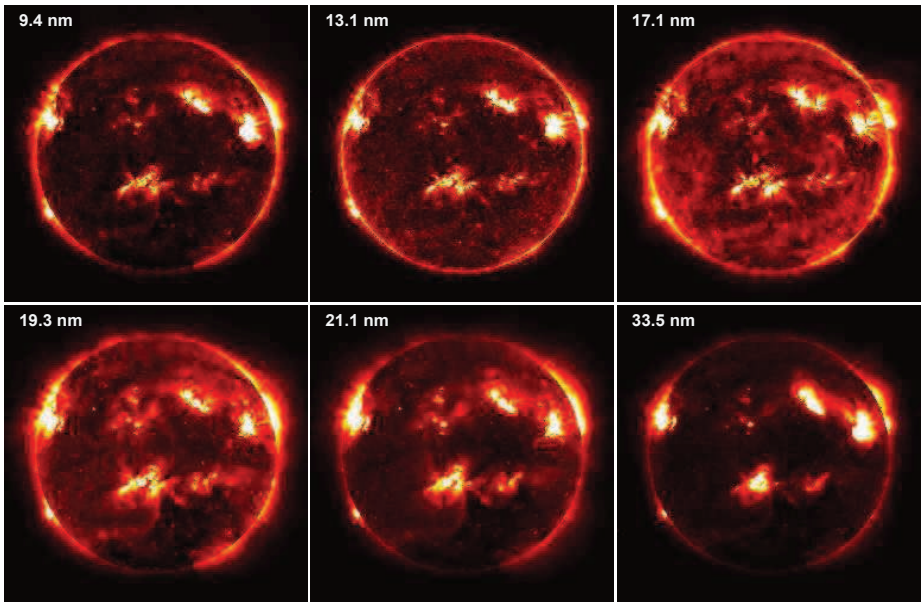

Figure 1. Images taken in 6 wavelengths by AIA on March 12, 2011 at 23:55 UT. Intensities are shown between the 0.01 and the 0.99 quantiles. Here, as in all images that follow, a linear vertical scale is used for the intensity. The colormap is black-red-yellow-white.

at the expense of strong assumptions such as local thermodynamic equilibrium (Phillips, Feldman, and Landi, 2008). A conceptually different, and certainly less explored, road involves empirical methods that are generally faster but instead provide more qualitative solutions.

Here, we explore such an approach, called Blind Source Separation (BSS), which has recently become a very fertile area of research in various disciplines such as speech processing, biomedical imaging, chemometrics and remote sensing (Comon and Jutten, 2010; Kuruoglu, 2010). Given a series of linearly mixed signals, BSS provides a framework for recovering the original sources these observations are made of, using the least prior information.

The Atmospheric Imaging Assembly (Lemen *et al.*, 2011) onboard the recently launched Solar Dynamics Observatory (SDO/AIA) routinely observes the solar atmosphere in 10 spectral bands, 6 of which mostly contain optically thin coronal lines. Images taken in these 6 bands are highly correlated (see Figure 1) and often the information on the underlying physics is found in the subtle difference between various spectral bands, e.g. (De Pontieu *et al.*, 2011).

There are two main reasons for this high correlation. First, the temperature response associated with each spectral line is generally wide, and sometimes even multimodal. Second, because of the finite spectral resolution of the instrument, each spectral band captures a blend of different lines, hence the simultaneous presence of emissions originating both from cold and hot regions. This is illustrated in Fig. 2 by the detector response (Boerner *et al.*, 2011), as calculated using a CHIANTI model of solar emissivity. Note in particular how bands that

capture active regions and flares ($\log(T) > 6.5$) also receive a significant fraction of emissions from lower-temperature plasmas. A deconvolution is required to retrieve the individual contributions from these mixtures. Here, we do this deconvolution in an empirical way by applying a source separation technique that exploits the statistical properties of the data.

The BSS model assumes that each image I, expressed by its pixel intensities (labelled as a function of position x and wavelength λ), can be decomposed into a weighted sum of source images $S_k(x)$

$$I(\lambda, x) = \sum_k V_k(\lambda) S_k(x) + B(\lambda, x), \tag{1}$$

whose weights $V_k(\lambda)$ are called mixing coefficients; $B(\lambda, x)$ is a noise term that models measurement errors and model uncertainties. In BSS, both $V(\lambda)$ and $S(x)$ must be inferred from $I(\lambda, x)$ only. This inverse problem is severely ill-posed, so prior knowledge is needed to constrain the solution to be unique. In the following, we require the sources and their mixing coefficients to be positive, and mutually independent in a probabilistic sense. As we shall see, the resulting source images are remarkably close to our physical perception of what the individual solar contributions should be. In particular, they can be used to rapidly infer information on the thermal structuring of the solar corona.

The data and the BSS technique are respectively presented in Sections 2 and 3. The analysis procedure and the interpretation of the results are discussed in Sections 4 and 5. Outlooks and conclusions follow in Sections 6 and 7.

2. The data and physical assumptions

The six AIA spectral bands of interest for this study are the 9.4, 13.1, 17.1, 19.3, 21.1 and 33.5 nm bands, all of which are centered on optically thin Fe lines.

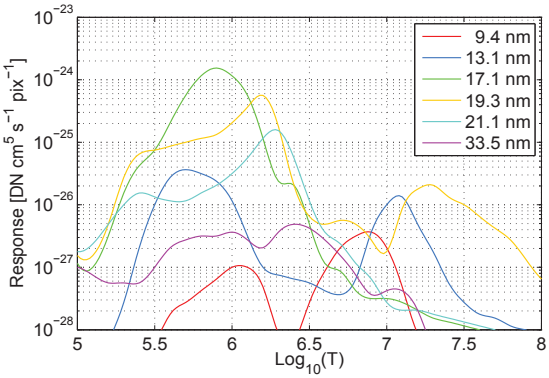

Figure 2. Response of 6 spectral bands of AIA calculated from the effective area functions and using a CHIANTI model of solar emissivity. This temperature response changes with the conditions of solar activity, which considerably complicates the interpretation of finite bandwidth instruments.

We focus here on one particular observation, made on March 12, 2011 at 23:55. At that time, active region Nr 11166 was producing an uninterrupted sequence of B-class flares and all bands were showing structures with sufficient signal-to-noise ratio. As we shall see later, for BSS to be meaningful, it is important to start with a statistically representative sample of observations that include both active regions and quiet Sun.

Figure 1 clearly illustrates the strong similarity between solar images made in the 6 bands. This similarity is further attested by Spearman's rank correlation coefficient between each pair of images, which ranges between 0.85 and 0.98. We prefer this correlation measure to the more familiar Pearson correlation because it is invariant to nonlinear rescalings of the intensity.

In the following, we resample the six calibrated 4k $\times$ 4k images to 1k $\times$ 1k to reduce computation time; our analysis procedure, however, can be readily applied to images of any size. No further preprocessing is done except for dividing each image by its standard deviation in order to give similar weight to all spectral bands. Other rescaling factors, such as by the median or the mean intensity, may also apply.

To extract the sources by BSS, we make the following assumptions:

- The intensity measured along a given line-of-sight is a linear combination of all different sources (i.e. a geometrical mixture). This means that both the sources $S_k(x)$ and their mixing coefficients $V_k(\lambda)$ are positive. The latter condition stems from the fact that for each source, all lines must be emitting (i.e. non absorbing). This hypothesis is widely supported by observations, e.g. (Curdt *et al.*, 2001).
- The combination of emissions is linear. This is indeed a reasonable assumption for optically thin lines. However, when appropriate non-linear mixing models are analytically derived, special-purpose BSS methods can be developed (Duarte, Jutten, and Moussaoui, 2009).
- The combination is instantaneous and thus non-convolutive. Any delay in the propagation can indeed be neglected with respect to the integration time.
- Plasma motions can be neglected during the interval of observation, which is not the same for all spectral bands. We checked this by comparing with images taken 5 min before and 5 min after the observation.
- The observations can be described by a small number of sources, which is akin to saying that the observations are partly redundant. Although this assumption is not mandatory, it enables us to project the observations on a lower-dimensional subspace which, as we shall see, eases their interpretation. Many studies support the idea that the Sun-integrated spectral variability in the EUV can be described by 3 elementary contributions only (Lean *et al.*, 1982; Woods *et al.*, 2000; Dudok de Wit *et al.*, 2005; Amblard *et al.*, 2008). This number is likely to be larger for solar images, even though 3 elementary contributions have been reported as well with SOHO/EIT (Dudok de Wit and Auchère, 2007) and with the modelling of solar structures (Feldman *et al.*, 2010).

3. Blind source separation

BSS has a long history in many disciplines (Comon, Jutten, and Herault, 1991; Jiang, Liang, and Ozaki, 2004; Bobin *et al.*, 2008) but applications have really taken off only with the advent of robust and fast numerical schemes (Comon and Jutten, 2010). In space science, BSS has been considered for the exploratory analysis of multispectral astrophysical images (Nuzillard and Bijaoui, 2000) but most applications are devoted to the extraction of the cosmic microwave background from Planck images (Delabrouille, Cardoso, and Patanchon, 2003; Leach *et al.*, 2008). To the best of our knowledge, the first applications to multispectral solar images were reported by Dudok de Wit and Auchère, 2007.

In BSS, neither the sources $S(x)$ nor the mixing coefficients $V(\lambda)$ are known a priori. Equation 1 is therefore heavily underdetermined and the solutions need to be constrained in order to be unique. We assume that the sources present some measurable diversity, which can then be used to disentangle them. In Independent Component Analysis (Hyvärinen, Karhunen, and Oja, 2001), for example, the sources are forced to be mutually independent. That is

$$\mathcal{P}(S_k, S_l) = \mathcal{P}(S_k)\,\mathcal{P}(S_l), \tag{2}$$

where $\mathcal{P}(\cdot)$ stands for the probability density function. Here, Independent Component Analysis provides a unique solution with sources that are almost entirely positive and have a clear physical interpretation. Moussaoui *et al.*, 2008, however, have shown that the mere independence criterion is not always enough for guaranteeing a proper separation of the sources. Physical reasons in addition lead us to consider only models that enforce $S(x) \geq 0$ and $V(\lambda) \geq 0$.

From a numerical point of view, the enforcement of the positivity of the sources and the mixing coefficients is major challenge, for which several schemes have recently been developed. Here, we consider one particular approach, called Bayesian Positive Source Separation (BPSS), which has proven to be remarkably efficient and also has the advantage of being deeply rooted in the physics by Bayes' theorem. The algorithm and mathematical aspects such as unicity of the solutions are detailed in (Moussaoui *et al.*, 2006); an application to Sun-integrated EUV spectra has been made by Amblard *et al.*, 2008.

The solver of BPSS is based on Bayesian estimation theory (Gelman *et al.*, 2011): we assume that $\mathsf{V} = \{V_k(\lambda)\}$ and $\mathsf{S} = \{S_k(x)\}$ are random matrices, whose assessment is to be understood in a probabilistic sense. That is, the problem is solved if we know the *a posteriori* distribution

$$\mathcal{P}\left(\mathsf{S},\mathsf{V}\middle|\mathsf{I}\right) = \frac{\mathcal{P}\left(\mathsf{I}\middle|\mathsf{S},\mathsf{V}\right)\ \mathcal{P}\left(\mathsf{S},\mathsf{V}\right)}{\mathcal{P}(\mathsf{I})}, \tag{3}$$

which is the joint probability distribution of V and S, given the data I. This *a posteriori* distribution has to be chosen carefully, according to the *a priori* knowledge on the mixing coefficients $V_k(\lambda)$ and on the source images $S_k(x)$. Here we assume that these images and their mixing coefficients are statistically independent random matrices whose distribution is zero for all negative

values of their arguments. Typically, we assume that the entries of the matrices are independent random variables, and identically distributed according to Gamma probability density functions. Gamma distributions are frequently used in Bayesian inference as a convenient prior to many likelihood distributions such as Poisson, Gaussian, exponential, etc. The elements of the noise term B are assumed to be independent, zero-mean Gaussian random variables.

We finally obtain the sources and the mixing coefficients from a minimum mean square error estimator. The sources, for example, are estimated as

$$\hat{\mathsf{S}} = \int \mathsf{S}\, \mathcal{P}(\mathsf{S}|\mathsf{I})\, \mathrm{d}\mathsf{S}. \tag{4}$$

Theses sources and the mixing coefficients can be normalised in different ways. Here, we normalise the mixing coefficients by letting them add up to 1 for each spectral band.

With six 1k × 1k images, we find the solution by minimising the error B in a parameter space with over $6{\cdot}10^6$ dimensions, using a Markov Chain Monte Carlo method. Such a high dimensionality is a major cost driver since the processing of six 1k × 1k images typically requires a hundred iterations, representing about one hour computer time. As we shall see later, however, there are various ways to turn this powerful technique into an operational tool that can be used in near real-time.

In practice, we fold the 6 × 1k × 1k data cube into a $(1\mathrm{k})^2 \times 6$ matrix by lexicographically ordering each image. The relative ordering of the pixels is not important as the BPSS does not exploit the spatial structure of the images to refine its solutions. Recent techniques such as morphological component analysis (Bobin *et al.*, 2008) use the morphological structure as well to refine the solutions. Our first tests with such techniques were not conclusive, mainly because solar structures at a given temperature cannot be attributed to a unique morphological class. The hot upper corona, for example, may appear as a diffuse haze (outside of the disc) or on the contrary as thin loops above an active region. But this is nevertheless a direction that needs to be further explored.

4. The analysis procedure

Our motivation for using BSS with AIA images is to extract a small subset of source images that are less redundant than the original ones and in this sense concentrate the salient morphological features of the solar corona. As mentioned before, this is justified by the broadband temperature response of the 6 spectral bands, each of which has a significant overlap with the other bands, see Fig. 2. The redundancy of the original images is best quantified by computing their truncated Singular Value Decomposition (SVD), which is one of the simplest and oldest BSS techniques. The truncated SVD consists in applying Eq. 1 while constraining the functions to be orthonormal

$$I(\lambda, x) = \sum_{k=1}^{N_s} A_k V_k(\lambda) S_k(x) + B(\lambda, x), \tag{5}$$

with

$$\langle V_k(\lambda)V_l(\lambda)\rangle_\lambda = \langle S_k(x)S_l(x)\rangle_x = \begin{cases} 1 & \text{if } k=l \\ 0 & \text{else} \end{cases}, \tag{6}$$

where $\langle \ldots \rangle_z$ denotes averaging over variable z, and $A_k \geq 0$ are weights.

The truncated SVD provides the most compact decomposition (in a least-squares sense) of the original images $I(\lambda, x)$ into a reduced set of N_s separable functions S_k and V_k (Cline and Dhillon, 2006). It thus constitutes a benchmark for testing how well other techniques succeed in decomposing the data into a subset of sources. For $N_s = 6$, this decomposition corresponds to the (full) SVD of $I(\lambda, x)$. The SVD has numerous interesting properties (including data compression and noise reduction) but we shall not use it here for its sources and mixing coefficients are not necessarily positive. Let us therefore focus on the residual error ϵ, averaged over all six images, ones makes by reconstructing the images with $N_s \leq 6$ sources

$$\epsilon(N_s) = \frac{\langle e^2\rangle_{x,\lambda}}{\langle I^2\rangle_{x,\lambda}} \qquad \text{with} \qquad e(N_s) = I - \sum_{k=1}^{N_s} A_k V_k S_k = B. \tag{7}$$

The residual error tells us how much of variance the sources do not describe and is plotted in Fig. 3. With $N_s = 0$, the upper bound is by definition 100%. With one source only, the residual error drops to 12.4%, which means that over 85% of the variance of the images can already be described with one single source. With two and three sources, the error drops respectively to 4.7% and to 1.9%. We conclude that a major fraction of the information that is contained in the original images can be efficiently represented by a smaller subset of sources. This is a major incentive for seeking these sources in the AIA data.

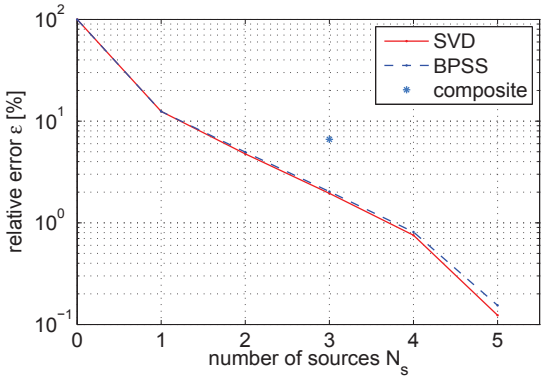

Figure 3. Residual error, as obtained from the SVD and by BPSS. Composite refers to the classical composite image, in which the 17.1, 19.3, and 21.1 nm bands are used as sources.

A question immediately arises: how many sources are there? The question should rather be: how good should the reconstruction of the original data be? There is no single and robust criterion for answering that question and the residual error can be made arbitrarily small by selecting enough sources. Figure 3

suggests that 3 to 4 sources is a reasonable choice. We shall start by considering $N_s = 1$ up to $N_s = 5$ sources. Adding a sixth source clearly won't add much information and in addition the solutions tend to become unstable with 6 sources. It should be mentioned that most BSS techniques cannot extract more sources than there are observations (or in our case, images). Only most recent techniques can do so by adding stronger constraints such as sparsity, but this is still a topic of ongoing research.

The result of the BPSS decomposition is summarised in Fig. 4, which shows the source images obtained with $N_s = 1$ up to $N_s = 5$ sources. The numbering of the sources is unimportant, so we order them to have similar-looking sources on the same column. Figure 4 reveals several interesting results. First, the contrast between source images is considerably stronger than between the original AIA images; each source now concentrates a specific class of morphological structures that were previously spread out over different spectral bands. This is a natural consequence of the hypotheses behind BPSS; the interpretation will follow in the next Section. A second interesting result is the robustness of the sources. The case with $N_s = 1$ source is of little interest as the BPSS merely provides an average of all observations. With $N_s = 2$ sources, we obtain one source that looks very similar to the 17.1 nm band whereas the other one captures hot coronal emissions that are best observed in the 9.4 nm band. These two sources are systematically observed (with some small variants) when $N_s > 2$. The same holds for source 3 out of 3, which also reappears for $N_s > 3$, and so on. The third interesting result is that the residual error closely matches that obtained by truncated SVD, which constitutes a lower bound (see Fig. 3). We conclude that for any number of sources, the observations can always be adequately described as a positive combination of positive sources. This is important, as it confirms the validity of the BPSS model. Finally, let us stress that these results are reproducible in the sense that we obtain the same solutions when running the BPSS solver with different initial conditions.

5. Interpreting and temperature maps

The key result of our study is that an empirical model is able to extract sources that convey pertinent physical information. To confirm this, we focus in what follows on the case with $N_s = 3$ sources. Let us first consider Spearman's rank correlation between the three sources and the original images, and between the sources, see Table 1. We find that the correlation between sources is considerably lower than the correlation between sources and original images, which explains why they are more typified. This table also indicates which spectral bands are most correlated with the sources.

We find that:

- source 1/3 is highly correlated with the 17.1 nm band and thus mostly describes the lower corona and upper transition region;
- source 2/3 is mostly correlated with the 9.4 and the 33.5 nm bands. However, the level of correlation is considerably lower than for sources 1 and

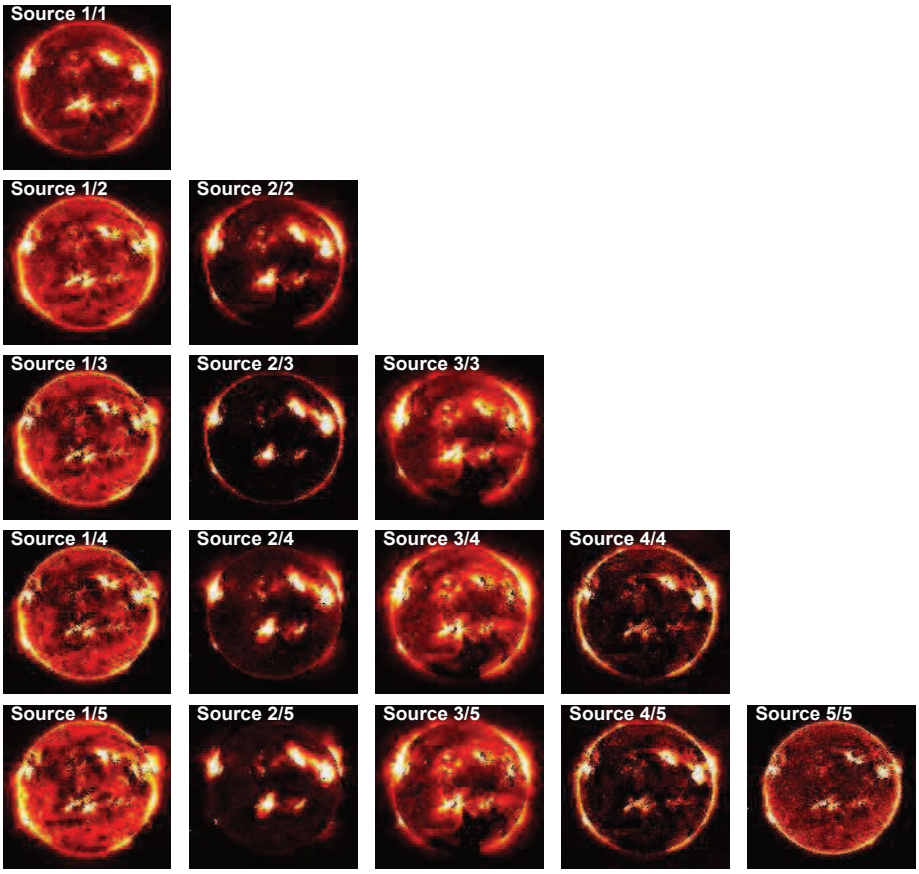

Figure 4. Source images extracted from Fig. 1 using respectively $N_s = 1$ (upper row) up to $N_s = 5$ (lower row) sources. Intensities are shown between the 0.01 and the 0.99 quantiles.

3; this source mostly describes structures found at hot active and flaring regions;

- source 3/3 is mostly correlated with the 19.3 and the 21.1 nm bands and thus mostly describes the corona and active regions.

These results are evidenced in Fig. 5, which shows the three sources, an excerpt of a small active region, and the spectral bands they are most strongly correlated with. Clearly, source 1 is similar in all aspects to the 17.1 nm band except for some bright active regions, in which the contribution from hottest plasmas is less apparent. It is also more contrasted than the 17.1 nm band. Source 3 is also very similar to original bands except that it is less contaminated by emissions from the lower corona, which are found in source 1 only. In particular, the large coronal hole in the southern hemisphere appears more evidently.

Source 2 is by far the most interesting one. Indeed, this source is the least apparent in the original images and yet it captures structures that can be clearly

Table 1. Spearman rank correlation between original images and the three sources

$\lambda[nm]$	source 1/3	source 2/3	source 3/3
9.4	0.804	0.662	0.857
13.1	0.923	0.514	0.767
17.1	0.968	0.427	0.717
19.3	0.792	0.509	0.948
21.1	0.697	0.545	0.971
33.5	0.749	0.590	0.932
source 1/3	1	0.383	0.613
source 2/3	0.383	1	0.485
source 3/3	0.613	0.485	1

found in the hottest spectral bands. Note how well the bright sigmoidal loop is evidenced. This loop is present in other bands, but it remains most hidden by other, and most likely cooler, structures. So, not only does BPSS extract sources that are more contrasted than the original images, but in addition these sources capture physical structures that can be associated qualitatively with known temperature and density ranges of the corona. In particular, the temperature response of the sources appears to be narrower. Unfortunately, neither HINODE/XRT nor GOES/SXI were operating on that day, so that the particular signature from source 3 cannot be compared with its counterpart in the soft X-ray band.

If we consider $N_s = 4$ sources instead, then sources 1 to 3 remain almost unchanged, whereas the new source 4 again is mostly correlated with the 9.4 nm band. Figure 4 shows that sources 2 and 4 are similar on the disk but differ by a stronger limb brightening in source 4. We interpret this as a nonlinear effect in the sense that the relative contributions from cold and hot emissions is not only band but also position dependent, in particular when a deeper plasma columns is probed just above the limb. Source 4 tries to compensate for this effect. The interpretation of source 5 is even more challenging since the image is considerably noisier and does not reveal clearly identifiable solar structures. Note, however, that source 5 describes less than 0.2 % of the variance (Fig. 3) and we will discard it.

To better understand the sources, let us now look at the mixing coefficients that describe the fractional abundance of each of them in the observations. Figure 6 fully confirms our visual inspection, namely that the 17.1 nm band mostly consists of source 1 whereas the 21.1 band mostly consists of source 3. As expected, source 2 is fully absent from the 17.1 nm band. It may look surprising that source 2 does not appear either in the 19.3 nm band, which should receive a significant contribution from the hot Fe XXIV line. The reason for this is that the active regions we observe are still too cold to observe such spectral lines. This highlights the importance of using a representative set of events to estimate the mixing coefficients. During periods of low solar activity, for example, the 9.4 and

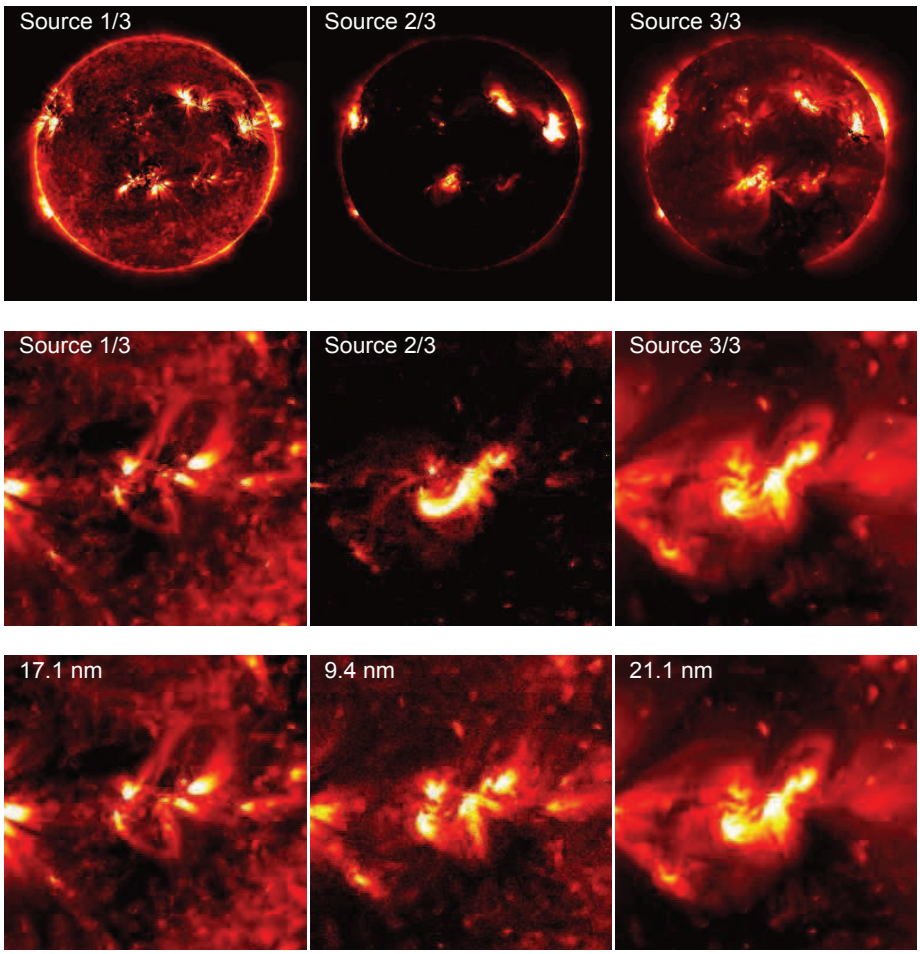

Figure 5. Source images extracted from Fig. 1, using 3 sources. The middle row shows an excerpt and the bottom row compares original images from the spectral band that is most strongly correlated with each source. Intensities are shown between the 0.01 and the 0.99 quantiles.

13.1 nm bands are completely dominated by emissions coming from the lower corona and so receive almost no contribution from source 2.

Now that we have a qualitative representation of the thermal structure of the corona, we can build qualitative temperature maps. The thermal structure is traditionally visualised by building a composite image in which different spectral bands are assigned to the red, green and blue channels. Such composite images can be considerably improved by using independent component analysis (Dudok de Wit and Auchère, 2007). We use sources 2, 3 and 1 respectively for the red, green and blue channels. The results are illustrated in Fig. 7, which shows three different temperature maps. In the leftmost map, each pixel is normalised to its mean intensity in all three colour channels, thereby giving a map that is

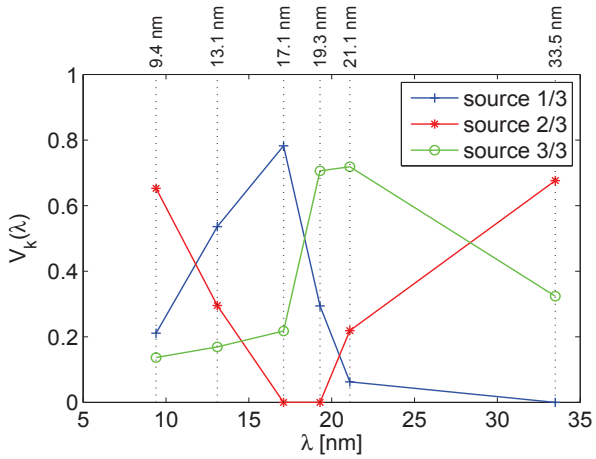

Figure 6. Mixing coefficients obtained with 3 sources. For each spectral band, the sum of the coefficients is normalised to 1.

independent of the EUV irradiance. This picture is useful only for investigating features away from the disc. The rightmost map is obtained in the classical way, by assigning the 21.1, 19.3 and 17.1 nm bands respectively to the red, green and blue channels. Such maps are already widely used with AIA images and are quite informative indeed. But their main shortcoming is the greyish haze that comes from the high correlation between the different spectral bands. This haze is omnipresent near active regions, in which all spectral bands receive significant contributions. The BPSS, by minimising this correlation, provides much better contrasted colours while incorporating more information, since 6 spectral bands are used for that. This is confirmed by the residual error, which is 2.0% for the case with 3 BPSS sources and at best 6.6% when three spectral bands are chosen instead (here 21.1 nm, 19.3 nm, and 17.1 nm).

Furthermore, since the hottest features of the corona are better evidenced by source 2, they are now also more conspicuous in the temperature map. Note that greyish regions are quite frequent in the classical temperature composite because of the large temperature overlap between spectral bands. On the contrary, very few of these regions show up in the BPSS map.

6. Outlooks

Although our temperature maps are qualitative and should not be used for calibration purposes, they have several direct applications. First, they provide convenient quicklook representations since each map condenses in one single picture the salient information that comes from the 6 AIA images. The temperature maps should therefore be regarded first as a powerful data reduction method that reveals the thermal and density structure of the solar corona with better contrast. One can also carry out quantitative analyses since each map is just a linear combination of the original images. A second application is the

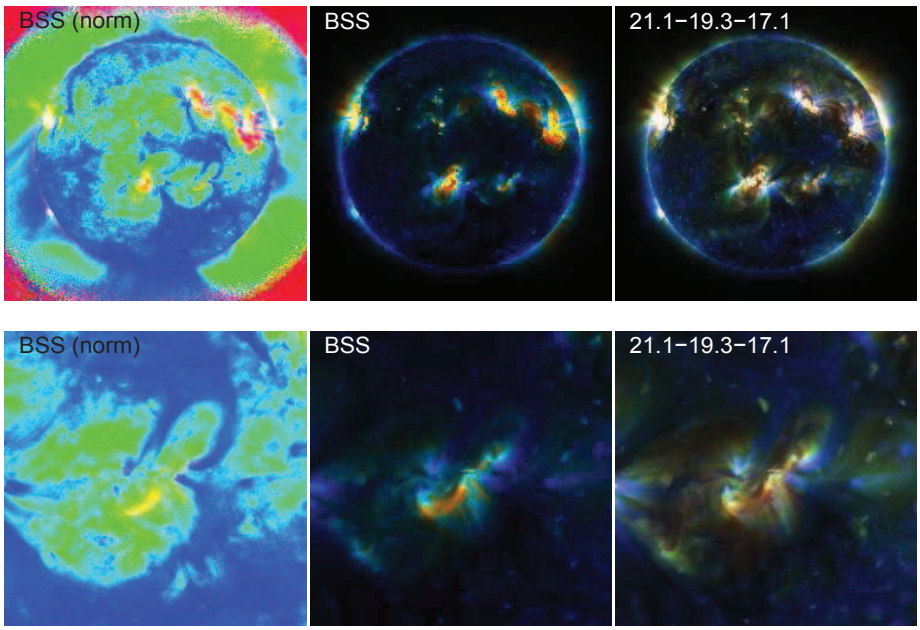

Figure 7. Temperature maps made from composite images with normalised sources (left column), sources (middle column) and the usual representation with spectral bands (right column). The lower row shows the same excerpt as in Fig. 5.

segmentation of solar images into regions that provide different contributions to the solar spectral variability. We are presently considering these maps as a direct input to the reconstruction of the solar spectrum in the EUV.

The analysis could in principle be extended to the chromospheric 30.4 nm, 160 nm and 170 nm bands, and to the photospheric 450 nm band from AIA. These bands, however, capture morphologically completely different structures such as plages, faculae, umbrae and the network. For that reason, there is no point in adding them in the analysis as they will require additional sources anyway.

Future developments of this promising BSS concept are now being made along three different directions. First, the results need to be put on a firmer basis. This will be done by comparing them with differential emission temperature maps obtained from the Bayesian iterative method by Goryaev *et al.*, 2010. Second, careful validation is needed to check the robustness of the results. The BPSS, like the SVD, is data adaptive. However, if the method is applied to different sets of images that are preprocessed in the same way and with the same renormalisation, and if these images contain a blend of structures of different temperatures (including flares), then the mixing coefficients become time-independent. We checked this by analysing different images together and also by analysing portions only of the Sun. Whether this time-independence holds on solar cycle scales is still an open question. A more systematic study is now under way to quantify this constancy on time scales of months. The only

problem that has no workaround is the occurrence of saturated pixels during flares, because the sources then cannot be reconstructed locally.

The third issue is the transition to a more operational tool for automated and near real-time use. The main criticism to Bayesian BSS techniques is their computational load, which presently excludes the systematic analysis of long sequences. The speed of convergence, however, can be accelerated in several ways. First, since changes from one image to another are small if not minute, the latest solution can be used as an initial conditions for the next run. Second, as the mixing coefficients become constant in time, the BSS problem actually becomes a problem of solving of a linear set of equations with positivity constraints, which is considerably easier to solve. Different solutions have been developed for that purpose, which we are presently investigating. The automation of the process is not an issue as the only important tuneable parameter is the number of sources.

To conclude, the transition toward an operational tool is a challenging task but is within reach. The optimisation of Bayesian BSS today is a major issue, but that field is rapidly evolving (Kuruoglu, 2010). In the present study we wanted to focus instead on the concept and its physical interpretation.

7. Conclusions

In this study, we wanted to advocate BSS as a novel and powerful concept for easing the analysis or solar EUV images within a Bayesian framework. The key results are: 1) BSS allows to condense in one single picture the information that is contained in multiple spectral bands, 2) the sources this picture is made of have a direct physical interpretation as they describe specific features in the solar corona, and 3) together, these sources provide a much more contrasted picture of thermal structuring of the solar corona than the original images, which always contain a blend of emissions coming from different regions.

The source images we obtain by BSS are empirical as they are derived from the statistical properties of the images only. However, since they are obtained just by linear combination of the original images, a direct connection with semi-empirical models is possible. The computational complexity of Bayesian methods is a real challenge, but not a major obstacle. We believe that the enormous potential of Bayesian BSS makes of it a powerful concept for analysing multi-wavelength solar images.

Acknowledgements TD and MK gratefully acknowledge the International Space Science Institute (ISSI, Bern) for hospitality. This study received funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement nr. 218816 (SOTERIA project, www.soteria-space.eu) and from the Programme National Soleil-Terre (PNST). We also thank Thomas Benseghir and Nolwenn Marchand for their assistance in the data analysis. The AIA data are courtesy of SDO (NASA) and the AIA consortium.

References

Amblard, P., Moussaoui, S., Dudok de Wit, T., Aboudarham, J., Kretzschmar, M., Lilensten, J., Auchère, F.: 2008, *Astron. Astroph.* **487**, 13. doi:10.1051/0004-6361:200809588.

Bobin, J., Starck, J.-L., Fadili, J.M., Moudden, Y.: 2008, *Adv. Imaging Electron Physics* **152**, 221.

Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., Rausch, A., Schrijver, C., Shine, R., Shing, L., Stern, R., Tarbell, T., Title, A., Wolfson, C.J., Gullikson, E., Soufli, R., Spiller, E., McKenzie, D., Windt, D., Golub, L., Podgorski, W., Testa, P., Weber, M.: 2011, *Solar Physics* **submitted**.

Cline, A.K., Dhillon, I.S.: 2006, In: Hogben, L. (ed.) *Handbook of linear algebra*, CRC Press, Boca Raton, 1. Chap. 45.

Comon, P., Jutten, C.: 2010, *Handbook of Blind Source Separation: Independent Component Analysis and Blind Deconvolution*, Academic Press, Oxford.

Comon, P., Jutten, C., Herault, J.: 1991, *Signal Processing* **24**(1), 11. doi:10.1016/0165-1684(91)90080-3.

Curdt, W., Brekke, P., Feldman, U., Wilhelm, K., Dwivedi, B.N., Schühle, U., Lemaire, P.: 2001, *Astron. Astroph.* **375**, 591. doi:10.1051/0004-6361:20010364.

De Pontieu, B., McIntosh, S.W., Carlsson, M., Hansteen, V.H., Tarbell, T.D., Boerner, P., Martinez-Sykora, J., Schrijver, C.J., Title, A.M.: 2011, *Science* **331**, 55. doi:10.1126/science.1197738.

Delabrouille, J., Cardoso, J.-F., Patanchon, G.: 2003, *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* **346**, 1089. doi:10.1111/j.1365-2966.2003.07069.x.

Duarte, L.T., Jutten, C., Moussaoui, S.: 2009, *IEEE Sensors Journal* **9**(12), 1763.

Dudok de Wit, T., Auchère, F.: 2007, *Astronomy and Astrophysics* **466**, 347. doi:10.1051/0004-6361:20066764.

Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Aboudarham, J., Amblard, P.-O., Kretzschmar, M.: 2005, *Annales Geophysicae* **23**, 3055. doi:10.5194/angeo-23-3055-2005.

Feldman, U., Brown, C.M., Seely, J.F., Dammasch, I.E., Landi, E., Doschek, G.A., Colgan, J., Abdallah, J., Fontes, C.J., Sherrill, M.E.: 2010, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **115**, 3101. doi:10.1029/2008JA013926.

Gelman, A., Carlin, J.B., Stern, H.S., Rubin, D.B.: 2011, *Bayesian Data Analysis*, 3rd edn. Chapman and Hall, London.

Goryaev, F.F., Parenti, S., Urnov, A.M., Oparin, S.N., Hochedez, J., Reale, F.: 2010, *Astron. Astroph.* **523**, A44. doi:10.1051/0004-6361/201014280.

Hyvärinen, A., Karhunen, J., Oja, E.: 2001, *Independent component analysis*, Wiley-Interscience, London.

Jiang, J.-H., Liang, Y., Ozaki, Y.: 2004, *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems* **71**(1), 1. doi:10.1016/j.chemolab.2003.07.002.

Kuruoglu, E.: 2010, *IEEE Signal Processing Magazine* **27**(1), 43. doi:10.1109/MSP.2009.934718.

Leach, S.M., Cardoso, J.-F., Baccigalupi, C., Barreiro, R.B., Betoule, M., Bobin, J., Bonaldi, A., Delabrouille, J., de Zotti, G., Dickinson, C., Eriksen, H.K., González-Nuevo, J., Hansen, F.K., Herranz, D., Le Jeune, M., López-Caniego, M., Martínez-González, E., Massardi, M., Melin, J.-B., Miville-Deschênes, M.-A., Patanchon, G., Prunet, S., Ricciardi, S., Salerno, E., Sanz, J.L., Starck, J.-L., Stivoli, F., Stolyarov, V., Stompor, R., Vielva, P.: 2008, *Astronomy and Astrophysics* **491**(2), 597. doi:10.1051/0004-6361:200810116.

Lean, J.L., Livingston, W.C., Heath, D.F., Donnelly, R.F., Skumanich, A., White, O.R.: 1982, *J. Geophys. Res.* **87**, 10307.

Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., Boerner, P.F., Chou, C., Drake, J.F., Duncan, D.W., Edwards, C.G., Friedlaender, F.M., Heyman, G.F., Hurlburt, N.E., Katz, N.L., Kushner, G.D., Levay, M., Lindgren, R.W., Mathur, D.P., McFeaters, E.L., Mitchell, S., Rehse, R.A., Schrijver, C.J., Springer, L.A., Stern, R.A., Tarbell, T.D., Wuelser, J.-P., Wolfson, C.J., Yanari, C., Bookbinder, J.A., Cheimets, P.N., Caldwell, D., Deluca, E.E., Gates, R., Golub, L., Park, S., Podgorski, W.A., Bush, R.I., Scherrer, P.H., Gummin, M.A., Smith, P., Auker, G., Jerram, P., Pool, P., Soufli, R., Windt, D.L., Beardsley, S., Clapp, M., Lang, J., Waltham, N.: 2011, *Solar Physics* **submitted**.

Moussaoui, S., Brie, D., Mohammad-Djafari, A., Carteret, C.: 2006, *IEEE Transactions on Signal Processing* **54**, 4133. doi:10.1109/TSP.2006.880310.

Moussaoui, S., Hauksdóttir, H., Schmidt, F., Jutten, C., Chanussot, J., Brie, D., Douté, S., Benediktsson, J.A.: 2008, *Neurocomputing* **71**(10-12), 2194. doi:10.1016/j.neucom.2007.07.034.

Nuzillard, D., Bijaoui, A.: 2000, *Astron. Astroph.* **147**, 129. doi:10.1051/aas:2000292.

Phillips, K.J.H., Feldman, U., Landi, E.: 2008, *Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge.

477 Woods, T.N., Tobiska, W.K., Rottman, G.J., Worden, J.R.: 2000, *J. Geophys. Res.* **105**, 27195.
478 doi:10.1029/2000JA000051.

E.2 Communications

Présentations Orales

G. Cessateur, Thierry Dudok de Wit, Matthieur Kretzschmar, Luis Vieira et Jean Lilensten, "Monitoring of the Solar EUV Irradiance spectrum from the observations of a few pass bands", Workshop SOTERIA, Davos, 2010.

G. Cessateur, Thierry Dudok de Wit, Matthieur Kretzschmar, Luis Vieira et Jean Lilensten, "New Models and Observational Strategies for reconstructing the Solar Spectral Irradiance for Space Weather Applications ", European Space Weather Week 7, Bruges, 2010.

Posters

Gaël Cessateur, Thierry Dudok de Wit, Matthieu Krestzchmar et Jean Lilensten, "Reconstruction du spectre solaire UV pour la spécification de l'environnement terrestre", PNST, Paris, 2009.

Gaël Cessateur, Thierry Dudok de Wit, Matthieu Krestzchmar et Jean Lilensten,"Reconstruction of the solar UV spectrum from the observations of passbands", European Space Weather Week 6, Bruges, 2009.

Gaël Cessateur, Matthieu Krestzchmar, et Thierry Dudok de Wit, "The influence of solar flares on the lower solar atmosphere : evidence from the Na D lines measured by GOLF/SoHO", COSPAR, Brême, 2010.

Gaël Cessateur, Thierry Dudok de Wit, Matthieu Krestzchmar, Luis Vieira et Jean Lilensten, "Monitoring the solar EUV/UV Irradiance spectrum from the observation of a few pass bands", COSPAR, Brême, 2010.

Gaël Cessateur, Jean Lilensten, Mathieu Barthélémy, Thierry Dudok de Wit, Cyril Simon Wedlund, Guillaume Gronoff, Hélène Menager et Matthieu Krestzchmar, "Photoabsorption of the Ganymède's atmosphère", EGU, Vienne, 2011.

Bibliographie

Anderson, J. D., Lau, E. L., Sjogren, W. L., Schubert, G., & Moore, W. B. 1996. Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede. *Nature*, **384**(Dec.), 541–543.

Aschwanden, M. J. 2005. *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition).*

Avakyan, S. V., Il'in, R. N., Lavrov, V. M., & Ogurtsov, G. N. 1998. *Collision processes and excitation of UV emission from planetary atmospheric gases : a handbook of cross sections.* Taylor & Francis Ltd.

Ball, W. T., Unruh, Y. C., Krivova, N. A., Solanki, S., & Harder, J. W. 2011. Solar irradiance variability : a six-year comparison between SORCE observations and the SATIRE model. *Astron. Astrophys.*, **530**(June), A71+.

Banks, P.M., & Kockarts, G. 1973. *Aeronomy.* Vol. A. New York : Academic Press.

Barth, C. A., Hord, C. W., Stewart, A. I. F., Pryor, W. R., Simmons, K. E., McClintock, W. E., Ajello, J. M., Naviaux, K. L., & Aiello, J. J. 1997. Galileo ultraviolet spectrometer observations of atomic hydrogen in the atmosphere at Ganymede. *Geophys. Res. Lett.*, **24**(Sept.), 2147–+.

Baum, W. A., Johnson, F. S., Oberly, J. J., Rockwood, C. C., Strain, C. V., & Tousey, R. 1946. Solar Ultraviolet Spectrum to 88 Kilometers. *Physical Review*, **70**(Nov.), 781–782.

Benmoussa, A., Soltani, A., Haenen, K., Kroth, U., Mortel, V., Barkad, H.A., Bolsee, D., Hermans, C., Richter, M., De Jaeger, J.C., & Hochedez, J-F. 2008. New developments on diamond photodetector for VUV solar observations . *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 035026.

Benmoussa, A., Dammasch, I. E., Hochedez, J.-F., Schühle, U., Koller, S., Stockman, Y., Scholze, F., Richter, M., Kroth, U., Laubis, C., Dominique, M., Kretzschmar, M., Mekaoui, S., Gissot, S., Theissen, A., Giordanengo, B., Bolsee, D., Hermans, C., Gillotay, D., Defise, J.-M., & Schmutz, W. 2009. Pre-flight calibration of LYRA, the solar VUV radiometer on board PROBA2. *Astron. Astrophys.*, **508**(Dec.), 1085–1094.

Brown, M. E., & Bouchez, A. H. 1999 (Sept.). Observations of Ganymede's Visible Aurorae. *Pages 70.08–+ of : AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #31.* AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, vol. 31.

Brueckner, G. E., Edlow, K. L., Floyd, IV, L. E., Lean, J. L., & Vanhoosier, M. E. 1993. The solar ultraviolet spectral irradiance monitor (SUSIM) experiment on board the Upper Atmosphere Research Satellite (UARS). *J. Geophys. Res.*, **98**(June), 10695–+.

Busá, I., Andretta, V., Gomez, M. T., & Terranegra, L. 2001. A method to estimate the effect of line blanketing in NLTE radiative transfer calculations. *Astron. Astrophys.*, **373**(July), 993–997.

Carlson, R. W., Bhattacharyya, J. C., Smith, B. A., Johnson, T. V., Hidayat, B., Smith, S. A., Taylor, G. E., O'Leary, B., & Brinkmann, R. T. 1973. An Atmosphere on Ganymede from Its Occultation of SAO 186800 on 7 June 1972. *Science*, **182**(Oct.), 53–55.

Cessateur, G., Kretzschmar, M., Dudok de Wit, T., & Boumier, P. 2010. The Influence of Solar Flares on the Lower Solar Atmosphere : Evidence from the Na D Absorption Line Measured by GOLF/SOHO. *Solar Phys.*, **263**(May), 153–162.

Chamberlin, P. C., Woods, T. N., & Eparvier, F. G. 2008. Flare Irradiance Spectral Model (FISM) : Flare component algorithms and results. *Space Weather*, **6**(May), 5001–+.

Chandra, S., Lean, J. L., White, O. R., Prinz, D. K., Rottman, G. J., & Brueckner, G. E. 1995. Solar UV irradiance variability during the declining phase of the solar cycle 22. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2481–2484.

Chatfield, C., & Collins, A. J. 1990. *Introduction to Multivariate Analysis*. London : Chapman and Hall.

Cochran, Anita L. 2008. Atomic oxygen in the comae of comets. *Icarus*, **198**(1), 181 – 188.

Cook, J. W., Brueckner, G. E., & Vanhoosier, M. E. 1980. Variability of the solar flux in the far ultraviolet 1175-2100 A. *J. Geophys. Res.*, **85**(May), 2257–2268.

Covington, A. E. 1961. Solar Emission at Ten Centimetre Wave-Length, 1947-1960. *J. of the Royal Astronomical Society of Canada*, **55**(Aug.), 167–+.

Crane, P. C., Floyd, L. E., Cook, J. W., Herring, L. C., Avrett, E. H., & Prinz, D. K. 2004. The center-to-limb behavior of solar active regions at ultraviolet wavelengths. *Astron. Astrophys.*, **419**(May), 735–746.

DeLand, M. T., & Cebula, R. P. 2008. Creation of a composite solar ultraviolet irradiance data set. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**(Nov.), 11103–+.

Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997. CHIANTI - an atomic database for emission lines. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **125**(Oct.), 149–173.

Ding, M. D. 2007. The Origin of Solar White-Light Flares. **CS-368**(May), 417–+.

Domingo, V., Ermolli, I., Fox, P., Fröhlich, C., Haberreiter, M., Krivova, N., Kopp, G., Schmutz, W., Solanki, S. K., Spruit, H. C., Unruh, Y., & Vögler, A. 2009. Solar Surface Magnetism and Irradiance on Time Scales from Days to the 11-Year Cycle. *Space Science Reviews*, **145**(July), 337–380.

Dominique, M., Mitrofanov, A. V., Hochedez, J.-F., Apel, P. Yu., Schühle, U., Pudonin, F. A., Orelovich, O. L., Zuev, S. Yu., Bolsée, D., Hermans, C., & BenMoussa, A. 2009. Track membranes with open pores used as diffractive filters for space-based x-ray and EUV solar observations. *Appl. Opt.*, **48**(5), 834–841.

Donnelly, R. F. 1987. *Gaps between solar UV & EUV radiometry and atmospheric sciences in Solar Radiative Output Variation*. Boulder, CO : Cambridge Research and Instrumentation Inc.

Donnelly, R. F., & Puga, L. C. 1990. Thirteen-day periodicity and the center-to-limb dependence of UV, EUV, and X-ray emission of solar activity. *Solar Phys.*, **130**(Dec.), 369–390.

Donnelly, R. F., Repoff, T. P., Harvey, J. W., & Heath, D. F. 1985. Temporal characteristics of the solar UV flux and He I line at 1083 NM. *J. Geophys. Res.*, **90**(July), 6267–6273.

Dudok de Wit, T., & Auchère, F. 2007. Multispectral analysis of solar EUV images : linking temperature to morphology. *Astron. Astrophys.*, **466**(Apr.), 347–355.

Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Aboudarham, J., Amblard, P.-O., & Kretzschmar, M. 2005. Retrieving the solar EUV spectrum from a reduced set of spectral lines. *Annales Geophysicae*, **23**, 3055–3069.

Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., Lilensten, J., & Woods, T. 2009. Finding the best proxies for the solar UV irradiance. *Geophys. Res. Lett.*, **36**(May), 10107–+.

Egorova, T., Rozanov, E., Manzini, E., Haberreiter, M., Schmutz, W., Zubov, V., & Peter, T. 2004. Chemical and dynamical response to the 11-year variability of the solar irradiance simulated with a chemistry-climate model. *Geophys. Res. Lett.*, **31**(Mar.), 6119–+.

Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011. Mass-loss rates for transiting exoplanets. *Astron. Astrophys.*, **529**(May), A136+.

Emmert, J. T., Lean, J. L., & Picone, J. M. 2010. Record-low thermospheric density during the 2008 solar minimum. *Geophys. Res. Lett.*, **37**(June), 12102–+.

Eparvier, F.G., Crotser, D., Jones, A.R., McClintock, W.E., Snow, M., & Woods, T.N. 2009. The Extreme Ultraviolet Sensor (EUVS) for GOES-R. *Proc. SPIE 7438, 743804*.

Eviatar, A., Vasyliūnas, V. M., & Gurnett, D. A. 2001. The ionosphere of Ganymede. *Planetary and Space Science*, **49**(Mar.), 327–336.

Feldman, P. D., McGrath, M. A., Strobel, D. F., Moos, H. W., Retherford, K. D., & Wolven, B. C. 2000. HST/STIS Ultraviolet Imaging of Polar Aurora on Ganymede. *Astrophys. J.*, **535**(June), 1085–1090.

Feldman, U., Brown, C. M., Seely, J. F., Dammasch, I. E., Landi, E., Doschek, G. A., Colgan, J., Abdallah, J., Fontes, C. J., & Sherrill, M. E. 2010. A new approach for deriving the solar irradiance from nonflaring solar upper atmosphere plasmas at 2 $\times 10^4 \leq T \leq 2 \times 10^7$ K. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **115**(Mar.), 3101–+.

Feng, W., Ogawa, H. S., & Judge, D. L. 1989. The absolute solar soft X ray flux in the 20- to 100-A region. *J. Geophys. Res.*, **94**(July), 9125–9130.

Fineschi, S., & Viereck, R. A. (eds). 2007 (Sept.). *Solar Physics and Space Weather Instrumentation II.* Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6689.

Fligge, M., Solanki, S. K., Unruh, Y. C., Froehlich, C., & Wehrli, C. 1998. A model of solar total and spectral irradiance variations. *Astron. Astrophys.*, **335**(July), 709–718.

Florescu-Mitchell, A. I., & Mitchell, J. B. .A. 2006. Dissociative recombination. *Physics Reports*, **430**, 277–374.

Floyd, L. 1999. Filter responsivity degradation caused by solar UV exposure. *Advances in Space Research*, **23**, 1459–1462.

Floyd, L., Newmark, J., Cook, J., Herring, L., & McMullin, D. 2005. Solar EUV and UV spectral irradiances and solar indices. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **67**(Jan.), 3–15.

Fontenla, J. M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H. 2009. Semiempirical Models of the Solar Atmosphere. III. Set of Non-LTE Models for Far-Ultraviolet/Extreme-Ultraviolet Irradiance Computation. *Astrophys. J.*, **707**(Dec.), 482–502.

Foukal, P., & Lean, J. 1988. Magnetic modulation of solar luminosity by photospheric activity. *Astrophys. J.*, **328**(May), 347–357.

Fröhlich, C. 2011. Total Solar Irradiance : What Have We Learned from the Last Three Cycles and the Recent Minimum ? *Space Sci. Rev.*, May, 66–+.

Fröhlich, C., & Lean, J. 2004. Solar radiative output and its variability : evidence and mechanisms. *Astron. Astrophys. Rev.*, **12**(Dec.), 273–320.

Giordanengo, B., Ben Moussa, A., Hochedez, J.-F., Soltani, A., de Moor, P., Minoglou, K., Malinowski, P., Duboz, J.-Y., Chong, Y. M., Zou, Y. S., Zhang, W. J., Lee, S. T., Dahal, R., Li, J., Lin, J. Y., & Jiang, H. X. 2009. Recent ROB developments on wide bandgap based UV sensors. *Pages 199–205 of :* P. Kern (ed), *EAS Publications Series*. EAS Publications Series, vol. 37.

Golub, G. H., & Van Loan, C. F. 2000. *Matrix Computations*.

Gray, L. J., Beer, J., Geller, M., Haigh, J. D., Lockwood, M., Matthes, K., Cubasch, U., Fleitmann, D., Harrison, G., Hood, L., Luterbacher, J., Meehl, G. A., Shindell, D., van Geel, B., & White, W. 2010. SOLAR INFLUENCES ON CLIMATE. *Reviews of Geophysics*, **48**(Oct.), RG4001.

Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., Barthélemy, M., Leblanc, F., & Dutuit, O. 2008. Modelling the Venusian airglow. *Astron. Astrophys.*, **482**(May), 1015–1029.

Gronoff, G., Lilensten, J., Desorgher, L., & Flückiger, E. 2009a. Ionization processes in the atmosphere of Titan. I. Ionization in the whole atmosphere. *Astron. Astrophys.*, **506**(Nov.), 955–964.

Gronoff, G., Lilensten, J., & Modolo, R. 2009b. Ionization processes in the atmosphere of Titan. II. Electron precipitation along magnetic field lines. *Astron. Astrophys.*, **506**(Nov.), 965–970.

Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Roux, A., Bolton, S. J., & Kennel, C. F. 1996. Evidence for a magnetosphere at Ganymede from plasma-wave observations by the Galileo spacecraft. *Nature*, **384**(Dec.), 535–537.

Haigh, J. D., Winning, A. R., Toumi, R., & Harder, J. W. 2010. An influence of solar spectral variations on radiative forcing of climate. *Nature*, **467**(Oct.), 696–699.

Hall, D. T., Feldman, P. D., McGrath, M. A., & Strobel, D. F. 1998. The Far-Ultraviolet Oxygen Airglow of Europa and Ganymede. *Astrophys. J.*, **499**(May), 475–+.

Hall, Jeffrey C. 2008. Stellar Chromospheric Activity. *Living Reviews in Solar Physics*, **5**(2).

Hanslmeier, A., & Vázquez, M. 2005. UV Radiation in the Solar System. *Hvar Observatory Bulletin*, **29**, 237–250.

Hapke, B., Wells, E., Wagner, J., & Partlow, W. 1981. Far-UV, visible, and near-IR reflectance spectra of frosts of H2O, CO2, NH3 and SO2. *Icarus*, **47**(Sept.), 361–367.

Harder, J., Lawrence, G., Fontenla, J., Rottman, G., & Woods, T. 2005. The Spectral Irradiance Monitor : Scientific Requirements, Instrument Design, and Operation Modes. *Solar Phys.*, **230**(Aug.), 141–167.

Harder, J. W., Thuillier, G., Richard, E. C., Brown, S. W., Lykke, K. R., Snow, M., McClintock, W. E., Fontenla, J. M., Woods, T. N., & Pilewskie, P. 2010. The SORCE SIM Solar Spectrum : Comparison with Recent Observations. *Solar Phys.*, Apr., 72–+.

Harvey, J. W., & Livingston, W. C. 1994. Variability of the Solar He 110830 Angstrom Triplet. *Pages 59–+ of :* D. M. Rabin, J. T. Jefferies, & C. Lindsey (ed), *Infrared Solar Physics.* IAU Symposium, vol. 154.

Heath, D. F., & Schlesinger, B. M. 1986. The Mg 280-nm doublet as a monitor of changes in solar ultraviolet irradiance. *J. Geophys. Res.*, **91**(July), 8672–8682.

Henri, Gilles. 2008. *Cours de Master II : Astrophysique et Physique spatiale.*

Heroux, L., & Higgins, J. E. 1977. Summary of full-disk solar fluxes between 250 and 1940 A. *J. Geophys. Res.*, **82**(Aug.), 3307–3310.

Heroux, L., & Hinteregger, H. E. 1978. Aeronomical reference spectrum for solar UV below 2000 A. *J. Geophys. Res.*, **83**(Nov.), 5305–5308.

Hibbitts, C. A., Pappalardo, R. T., Hansen, G. B., & McCord, T. B. 2003. Carbon dioxide on Ganymede. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **108**(May), 5036.

Higgins, J. E. 1976. The solar EUV flux between 230 and 1220 A on November 9, 1971. *J. Geophys. Res.*, **81**(Mar.), 1301–1305.

Hinteregger, H. E. 1960. Interplanetary Ionization by Solar Extreme Ultraviolet Radiation. *Astrophys. J.*, **132**(Nov.), 801–+.

Hinteregger, H. E. 1970. The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle. *Annales de Geophysique*, **26**, 547–554.

Hinteregger, H. E. 1976. EUV fluxes in the solar spectrum below 2000 A. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **38**(Aug.), 791–806.

Hinteregger, H. E. 1979. Development of solar cycle 21 observed in EUV spectrum and atmospheric absorption. *J. Geophys. Res.*, **84**(May), 1933–1938.

Hinteregger, H. E. 1981. Representations of solar EUV fluxes for aeronomical applications. *Advances in Space Research*, **1**, 39–52.

Hinteregger, H. E., Fukui, K., & Gilson, B. R. 1981. Observational, reference and model data on solar EUV, from measurements on AE-E. *Geophys. Res. Lett.*, **8**(Nov.), 1147–1150.

Hochedez, J.-F., Verwichte, E., Bergonzo, P., Guizard, B., Mer, C., Tromson, D., Sacchi, M., Dhez, P., Hainaut, O., Lemaire, P., & Vial, J.-C. 2000. Future Diamond UV Imagers For Solar Physics. *Physica Status Solidi Applied Research*, **181**, 141–149.

Hochedez, J.-F., Schmutz, W., Stockman, Y., Schühle, U., Benmoussa, A., Koller, S., Haenen, K., Berghmans, D., Defise, J.-M., Halain, J.-P., Theissen, A., Delouille, V., Slemzin, V., Gillotay, D., Fussen, D., Dominique, M., Vanhellemont, F., McMullin, D., Kretzschmar, M., Mitrofanov, A., Nicula, B., Wauters, L., Roth, H., Rozanov, E., Rüedi, I., Wehrli, C., Soltani, A., Amano, H., van der Linden, R., Zhukov, A., Clette, F., Koizumi, S., Mortet, V., Remes, Z., Petersen, R., Nesládek, M., D'Olieslaeger, M., Roggen, J., & Rochus, P. 2006. LYRA, a solar UV radiometer on Proba2. *Advances in Space Research*, **37**, 303–312.

Huebner, W. F., Keady, J. J., & Lyon, S. P. 1992. Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants. *Astrophys. Space Sci.*, **195**(Sept.), 1–289.

Hunten, D.M., Roach, F.E., & Chamberlain, J.W. 1956. A photometric unit for the airglow and aurora. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **8**(6), 345 – 346.

Jess, D. B., Mathioudakis, M., Crockett, P. J., & Keenan, F. P. 2008. Do All Flares Have White-Light Emission ? *Astrophys. J. Let.*, **688**(Dec.), L119–L122.

Johannesson, A., Marquette, W., & Zirin, H. 1995. Reproduction of the Lyman \alpha Irradiance Variability from Analysis of Full-Disk Images in the CaII K-Line. *Solar Phys.*, **161**(Oct.), 201–204.

Johnson, F. S., Malitson, H. H., Purcell, J. D., & Tousey, R. 1958. Emission Lines in the Extreme Ultraviolet Spectrum of the Sun. *Astrophys. J.*, **127**(Jan.), 80–+.

Johnson, R. E., & Jesser, W. A. 1997. O 2/O 3 Microatmospheres in the Surface of Ganymede. *Astrophys. J. Let.*, **480**(May), L79+.

Judge, D. L., McMullin, D. R., Ogawa, H. S., Hovestadt, D., Klecker, B., Hilchenbach, M., Mobius, E., Canfield, L. R., Vest, R. E., Watts, R., Tarrio, C., Kuehne, M., & Wurz, P. 1998. First Solar EUV Irradiances Obtained from SOHO by the CELIAS/SEM. *Solar Phys.*, **177**, 161–173.

Kane, R. P. 2002. Correlation of Solar Indices with Solar euv Fluxes. *Solar Phys.*, **207**(May), 17–40.

Kella, D., Vejby-Christensen, L., Johnson, P.J.., Pedersen, H.B., & Andersen, L.H. 1997. The Source of Green Light Emission Determined from a Heavy-Ion Storage Ring Experiment. *Science*, **276**, 1530–1533.

Kockarts, G. 2000. *Aéronomie : Physique et Chimie de l'atmosphère*. De Boeck & Larcie s.a.

Kramer, H. J. 2002. *Observation of the Earth and its environment. Survey of missions and sensors*. Berlin : Engineering online library.

Kretzschmar, M. 2011. The Sun as a star : observations of white-light flares. *Astron. Astrophys.*, **530**(June), A84+.

Kretzschmar, M., Lilensten, J., & Aboudarham, J. 2006. Retrieving the solar EUV spectral irradiance from the observation of 6 lines. *Advances in Space Research*, **37**, 341–346.

Kretzschmar, M., Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Hochedez, J.-F., Aboudarham, J., Amblard, P.-O., Auchère, F., & Moussaoui, S. 2008. Solar EUV/FUV irradiance variations : analysis and observational strategy. *Acta Geophysica*, **57**(Nov.), 42–51.

Kretzschmar, M., de Wit, T. D., Schmutz, W., Mekaoui, S., Hochedez, J.-F., & Dewitte, S. 2010. The effect of flares on total solar irradiance. *Nature Physics*, **6**(Sept.), 690–692.

Krivova, N. A., Solanki, S. K., Fligge, M., & Unruh, Y. C. 2003. Reconstruction of solar irradiance variations in cycle 23 : Is solar surface magnetism the cause ? *Astron. Astrophys.*, **399**(Feb.), L1–L4.

Krivova, N. A., Solanki, S. K., & Floyd, L. 2006. Reconstruction of solar UV irradiance in cycle 23. *Astron. Astrophys.*, **452**(June), 631–639.

Kurucz, R. L. 1991. *Solar interior and atmosphere*. University of Arizona Press. Chap. The Solar Spectrum, pages 663–669.

Lean, J. 1988. Solar EUV irradiances and indices. *Advances in Space Research*, **8**, 263–292.

Lean, J. 1990. A comparison of models of the sun's extreme ultraviolet irradiance variations. *J. Geophys. Res.*, **95**(Aug.), 11933–11944.

Lean, J. 1991. Variations in the sun's radiative output. *Reviews of Geophysics*, **29**(Nov.), 505–535.

Lean, J. 2000. Evolution of the Sun's spectral irradiance since the Maunder Minimum. *Geophys. Res. Lett.*, **27**(Aug.), 2425–2428.

Lean, J., Beer, J., & Bradley, R. 1995. Reconstruction of solar irradiance since 1610 : Implications for climate change. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3195–3198.

Lean, J. L. 1984. Estimating the variability of the solar flux between 200 and 300 NM. *J. Geophys. Res.*, **89**(Jan.), 1–9.

Lean, J. L., & Skumanich, A. 1983. Variability of the Lyman alpha flux with solar activity. *J. Geophys. Res.*, **88**(July), 5751–5759.

Lean, J. L., Livingston, W. C., Heath, D. F., Donnelly, R. F., Skumanich, A., & White, O. R. 1982. A three-component model of the variability of the solar ultraviolet flux 145-200 nM. *J. Geophys. Res.*, **87**(Dec.), 10307–10317.

Lean, J. L., Rottman, G. J., Kyle, H. L., Woods, T. N., Hickey, J. R., & Puga, L. C. 1997. Detection and parameterization of variations in solar mid- and near-ultraviolet radiation (200-400 nm). *J. Geophys. Res.*, **102**, 29939–29956.

Lean, J. L., Cook, J., Marquette, W., & Johannesson, A. 1998. Magnetic Sources of the Solar Irradiance Cycle. *Astrophys. J.*, **492**(Jan.), 390–+.

Lean, J. L., Warren, H. P., Mariska, J. T., & Bishop, J. 2003. A new model of solar EUV irradiance variability 2. Comparisons with empirical models and observations and implications for space weather. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **108**(Feb.), 1059–+.

Lean, J. L., Woods, T. N., Eparvier, F. G., Meier, R. R., Strickland, D. J., Correira, J. T., & Evans, J. S. 2011. Solar extreme ultraviolet irradiance : Present, past, and future. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **116**(Jan.), A01102.

Lee, L. C., Slanger, T. G., Black, G., & Sharpless, R. L. 1977. Quantum yields for the production of $O(^1D)$ from photodissociation of O_2 at 1160-1770 Å. *J. Chem. Phys.*, **67**, 5602–5606.

Lilensten, J., & Blelly, P. L. 2002. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **64**(May), 775–793.

Lilensten, J., & Blelly, P.L. 1999. *Du Soleil Ã la Terre*. Grenoble : Presses universitaires de Grenoble.

Lilensten, J., Kofman, W., Wisemberg, J., Oran, E. S., & Devore, C. R. 1989. Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons - A numerical model. *Annales Geophysicae*, **7**(Feb.), 83–90.

Lilensten, J., Simon, C., Witasse, O., Dutuit, O., Thissen, R., & Alcaraz, C. 2005a. A fast computation of the diurnal secondary ion production in the ionosphere of Titan. *Icarus*, **174**(Mar.), 285–288.

Lilensten, J., Witasse, O., Simon, C., Soldi-Lose, H., Dutuit, O., Thissen, R., & Alcaraz, C. 2005b. Prediction of a N_2^{++} layer in the upper atmosphere of Titan. *Geophys. Res. Lett.*, **32**(Feb.), L03203.

Lilensten, J., Dudok de Wit, T., Amblard, P.-O., Aboudarham, J., AuchÃ¨re, F., & Kretzschmar, M. 2007. Recommendation for a set of solar EUV lines to be monitored for aeronomy applications. *Annales Geophysicae*, **25**(6), 1299–1310.

Liu, Libo, Wan, Weixing, Ning, Baiqi, Pirog, O. M., & Kurkin, V. I. 2006. Solar activity variations of the ionospheric peak electron density. *J. Geophys. Res.*, **111**(A8), A08304.

Liu, Xianming, Shemansky, Donald E., Hallett, Janet T., & Weaver, Harold A. 2007. Extreme Non-LTE H2 in Comets C/2000 WM1 (LINEAR) and C/2001 A2 (LINEAR). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **169**(2), 458.

Malinowski, Pawel E., Duboz, Jean-Yves, Moor, Piet De, Minoglou, Kyriaki, John, Joachim, Horcajo, Sara Martin, Semond, Fabrice, Frayssinet, Eric, Verhoeve, Peter, Esposito, Marco, Giordanengo, Boris, BenMoussa, Ali, Mertens, Robert, & Hoof, Chris Van. 2011. Extreme ultraviolet detection using AlGaN-on-Si inverted Schottky photodiodes. *Applied Physics Letters*, **98**(14), 141104.

Marconi, M. L. 2007. A kinetic model of Ganymede's atmosphere. *Icarus*, **190**(Sept.), 155–174.

Mason, H. E., & Fossi, B. C. M. 1994. Spectroscopic diagnostics in the VUV for solar and stellar plasmas. *Astron. Astrophys. Rev.*, **6**(Nov.), 123–179.

Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S., & Vittorio, N. 1998. Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to NI. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **133**(Dec.), 403–409.

McClintock, W. E., Rottman, G. J., & Woods, T. N. 2005a. Solar-Stellar Irradiance Comparison Experiment II (Solstice II) : Instrument Concept and Design. *Solar Phys.*, **230**(Aug.), 225–258.

McClintock, W. E., Snow, M., & Woods, T. N. 2005b. Solar-Stellar Irradiance Comparison Experiment II (SOLSTICE II) : Pre-Launch and On-Orbit Calibrations. *Solar Phys.*, **230**(Aug.), 259–294.

Menager, H., Barthélemy, M., & Lilensten, J. 2010. H Lyman α line in Jovian aurorae : electron transport and radiative transfer coupled modelling. *Astron. Astrophys.*, **509**(Jan.), A56+.

Mihalas, D., & Binney, J. 1981. *Galactic astronomy : Structure and kinematics /2nd edition/.* San Francisco, CA : W. H. Freeman and Co.

Munoz, E, Monroy, E, Pau, J L, Calle, F, Omnés, F, & Gibart, P. 2001. III nitrides and UV detection. *Journal of Physics : Condensed Matter*, **13**(32), 7115.

Nicholson, W. P., Gronoff, G., Lilensten, J., Aylward, A. D., & Simon, C. 2009. A fast computation of the secondary ion production in the ionosphere of Mars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **400**(Nov.), 369–382.

Noll, K. S., Johnson, R. E., Lane, A. L., Domingue, D. L., & Weaver, H. A. 1996. Detection of Ozone on Ganymede. *Science*, **273**(July), 341–343.

Nusinov, A. A. 1984. Dependence of the intensity of lines of short-wave solar emission on the activity level. *Geomagnetism and Aeronomy/Geomagnetizm i Aeronomiia*, **24**(Aug.), 529–536.

Osantowski, J. F., Keski-Kuha, R. A. M., Herzig, H., Toft, A. R., Gum, J. S., & Fleetwood, C. M. 1991. Optical coating technology for the EUV. *Advances in Space Research*, **11**, 185–201.

Paranicas, C., Paterson, W. R., Cheng, A. F., Mauk, B. H., McEntire, R. W., Frank, L. A., & Williams, D. J. 1999. Energetic particle observations near Ganymede. *J. Geophys. Res.*, **104**(Aug.), 17459–17470.

Paterno, L. 1998. Do we understand the 22-year solar activity cycle ? *Academie des Science Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques*, **326**(June), 393–405.

Penquer, A. 2009. Review of the Available UV Detectors. *In :* Kern, P. (ed), *Astrophysics Detector Workshop 2008*, vol. 37. EAS Publications Series.

Phillips, Kenneth J. H., Feldman, U., & Landi, E. 2008. *Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere.* Cambridge University Press.

Powell, F. R., Vedder, P. W., Lindblom, J. F., & Powell, S. F. 1990. Thin film filter performance for extreme ultraviolet and X-ray applications. *Optical Engineering*, **29**(June), 614–624.

Rees, M.H. 1989. Physics and chemistry of the upper atmosphere.

Richards, P. G., Fennelly, J. A., & Torr, D. G. 1994. EUVAC : A solar EUV flux model for aeronomic calculations. *J. Geophys. Res.*, **99**(May), 8981–8992.

Richards, P. G., Woods, T. N., & Peterson, W. K. 2006. HEUVAC : A new high resolution solar EUV proxy model. *Advances in Space Research*, **37**, 315–322.

Rottman, G. J. 1988. Observations of solar UV and EUV variability. *Advances in Space Research*, **8**, 53–66.

Rottman, G. J., & Woods, T. N. 1994 (Sept.). Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment (SOLSTICE). *Pages 317–327 of :* J. Wang & P. B. Hays (ed), *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.* Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 2266.

Rottman, G. J., Barth, C. A., Thomas, R. J., Mount, G. H., Lawrence, G. M., Rusch, D. W., Sanders, R. W., Thomas, G. E., & London, J. 1982. Solar spectral irradiance, 120 to 190 nm, October 13, 1981 - January 3, 1982. *Geophys. Res. Lett.*, **9**(May), 587–590.

Saha, M. N. 1937. On the Action of Ultraviolet Sunlight upon the Upper Altmosphere. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **160**, 155–173.

Saito, Terubumi, Hitora, Toshimi, Hitora, Hisako, Kawai, Hiroji, Saito, Ichiro, & Yamaguchi, Eiichi. 2009. UV/VUV photodetectors using group III-nitride semiconductors. *physica status solidi (c)*, **6**(S2), S658–S661.

Schmutz, W., Fehlmann, A., Hüsen, G., Meindl, P., Winkler, R., Thuillier, G., Blattner, P., Buisson, F., Egorova, T., Finsterle, W. Fox, N., Gröbner, J., Hochedez, J.-F., Koller, S., Meftah, M., Meisonnier M. andNyeki S., Pfiffner, D., Roth, H., Rozanov, E., Spescha, M., Wehrli, C., Werner, L., & J.U., Wyss. 2009. The PREMOS/PICARD instrument calibration. *Metrologia*, **46**, S202–S206.

Schuhle, U., & Hochedez, J.-F. 2010. Solar-blind UV detectors based on wide band gap semiconductors. *ISSI Scientific Reports Series*, **9**, 429–439.

Seaton, M. J. 1954. Electron temperatures and electron densities in planetary nebulae. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **114**, 154–+.

Seaton, M. J. 1964. Excitation of coronal lines by proton impact. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **127**, 191–+.

Shapiro, A. I., Schmutz, W., Schoell, M., Haberreiter, M., & Rozanov, E. 2010. NLTE solar irradiance modeling with the COSI code. *Astron. Astrophys.*, **517**(July), A48+.

Shapiro, A. I., Schmutz, W., Rozanov, E., Schoell, M., Haberreiter, M., Shapiro, A. V., & Nyeki, S. 2011. A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing. *Astron. Astrophys.*, **529**(May), A67+.

Shustov, B., Sachkov, M., Gomez deÂ Castro, A., Huang, M., Werner, K., Kappelmann, N., & Pagano, I. 2009. WSO-UV : ultraviolet mission for the next decade. *Astrophysics and Space Science*, **320**, 187–190. 10.1007/s10509-008-9817-4.

Simon, C., Witasse, O., Leblanc, F., Gronoff, G., & Bertaux, J.-L. 2009. Dayglow on Mars : Kinetic modelling with SPICAM UV limb data. *Planetary and Space Science*, **57**(July), 1008–1021.

Simon, P. C. 1981. Solar irradiance between 120 and 400 nm and its variations. *Solar Phys.*, **74**(Nov.), 273–291.

Skumanich, A., Lean, J. L., Livingston, W. C., & White, O. R. 1984. The sun as a star - Three-component analysis of chromospheric variability in the calcium K line. *Astrophys. J.*, **282**(July), 776–783.

Slanger, T. G., Cosby, P. C., Sharpee, B. D., Minschwaner, K. R., & Siskind, D. E. 2006. O(^{1}S $\rightarrow$ ^{1}D,^{3}P) branching ratio as measured in the terrestrial nightglow. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **111**(Dec.), A12318.

Snow, M., McClintock, W. E., Rottman, G., & Woods, T. N. 2005. Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment II (Solstice II) : Examination of the Solar Stellar Comparison Technique. *Solar Phys.*, **230**(Aug.), 295–324.

Socas-Navarro, H. 2011. A high-resolution three-dimensional model of the solar photosphere derived from Hinode observations. *Astron. Astrophys.*, **529**(May), A37+.

Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K.B., M., Tignor, & Miller, H.L. 2007. *IPCC :Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press.

Solomon, S. C., Woods, T. N., Didkovsky, L. V., Emmert, J. T., & Qian, L. 2010. Anomalously low solar extreme-ultraviolet irradiance and thermospheric density during solar minimum. *Geophys. Res. Lett.*, **37**(Aug.), L16103.

Steinhilber, F. 2010. Total solar irradiance since 1996 : is there a long-term variation unrelated to solar surface magnetic phenomena ? *Astron. Astrophys.*, **523**(Nov.), A39+.

Steinhilber, F., Beer, J., & Fröhlich, C. 2009. Total solar irradiance during the Holocene. *Geophys. Res. Lett.*, **36**(Oct.), L19704.

Tan, K. H., Brion, C. E., Van der Leeuw, Ph. E., & Van der Wiel, M. J. 1978. Absolute oscillator strength (10-60 eV) for the photoabsorption, photoionisation and fragmentation of H_2O. *Chemical Physics*, **29**, 299–309.

Tapping, K. F., & Detracey, B. 1990. The origin of the 10.7 CM flux. *Solar Phys.*, **127**(June), 321–332.

Thuillier, G., Herse, M., Simon, P. C., Labs, D., Mandel, H., Gillotay, D., & Foujols, T. 1998. The Visible Solar Spectral Irradiance from 350 to 850 NM as Measured by the SOLSPEC Spectrometer During the Atlas I Mission. *Solar Phys.*, **177**, 41–61.

Thuillier, G., Floyd, L., Woods, T. N., Cebula, R., Hilsenrath, E., Hersé, M., & Labs, D. 2004. Solar Irradiance Reference Spectra. *Pages 171–+ of :* J. M. Pap, P. Fox, C. Frohlich, H. S. Hudson, J. Kuhn, J. McCormack, G. North, W. Sprigg, & S. T. Wu (ed), *Solar Variability and its Effects on Climate. Geophysical Monograph 141.* Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, vol. 141.

Tobiska, W., & Nusinov, A. 2006. ISO 21348 - Process for determining solar irradiances. *Pages 2621–+ of : 36th COSPAR Scientific Assembly.* COSPAR, Plenary Meeting, vol. 36.

Tobiska, W. K. 1988. *a Solar Extreme Ultraviolet Flux Model.* Ph.D. thesis, University of Colorado, BOULDER.

Tobiska, W. K. 1991. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **53**(Dec.), 1005–1018.

Tobiska, W. K. 2004. SOLAR2000 irradiances for climate change research, aeronomy and space system engineering. *Advances in Space Research*, **34**, 1736–1746.

Tobiska, W. K., & Barth, C. A. 1990. A solar EUV flux model. *J. Geophys. Res.*, **95**(June), 8243–8251.

Tobiska, W. K., & Bouwer, S. D. 1989. Intermediate-term variations of chromospheric and coronal solar flux during high solar cycle 21 activity. *Geophys. Res. Lett.*, **16**(Aug.), 779–782.

Tobiska, W. K., & Bouwer, S. D. 2006. New developments in SOLAR2000 for space research and operations. *Advances in Space Research*, **37**, 347–358.

Tobiska, W. K., & Eparvier, F. G. 1998. EUV97 : Improvements to EUV Irradiance Modeling in the Soft X-Rays and FUV. *Solar Phys.*, **177**, 147–159.

Tobiska, W. K., Woods, T., Eparvier, F., Viereck, R., Floyd, L., Bouwer, D., Rottman, G., & White, O. R. 2000. The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **62**(Sept.), 1233–1250.

Torr, M. R., & Torr, D. G. 1985. Ionization frequencies for solar cycle 21 - Revised. *J. Geophys. Res.*, **90**(July), 6675–6678.

Torr, M. R., Torr, D. G., Ong, R. A., & Hinteregger, H. E. 1979. Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21. *Geophys. Res. Lett.*, **6**(Oct.), 771–774.

Tousey, R. 1961. Solar Spectroscopy in the Far Ultraviolet. *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 384–395.

Unruh, Y. C., Solanki, S. K., & Fligge, M. 1999. The spectral dependence of facular contrast and solar irradiance variations. *Astron. Astrophys.*, **345**(May), 635–642.

Unruh, Y. C., Solanki, S. K., & Fligge, M. 2000. Modelling solar irradiance variations : Comparison with observations, including line-ratio variations. *Space Sci. Rev.*, **94**(Nov.), 145–152.

Usoskin, I. G., Mursula, K., & Kovaltsov, G. A. 2001. Heliospheric modulation of cosmic rays and solar activity during the Maunder minimum. *J. Geophys. Res.*, **106**(Aug.), 16039–16046.

van Dishoeck, E. F., & Dalgarno, A. 1984. Photodissociation of OH in Interstellar Clouds. *Astrophys. J.*, **277**(Feb.), 576–+.

Vernazza, J. E., & Reeves, E. M. 1978. Extreme ultraviolet composite spectra of representative solar features. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **37**(Aug.), 485–513.

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1976. Structure of the solar chromosphere. II - The underlying photosphere and temperature-minimum region. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **30**(Jan.), 1–60.

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**(Apr.), 635–725.

Vieira, L. E. A., Solanki, S. K., Krivova, N. A., & Usoskin, I. 2011. Evolution of the solar irradiance during the Holocene. *ArXiv e-prints*, Mar.

Viereck, R. A., Floyd, L. E., Crane, P. C., Woods, T. N., Knapp, B. G., Rottman, G., Weber, M., Puga, L. C., & DeLand, M. T. 2004. A composite Mg II index spanning from 1978 to 2003. *Space Weather*, **2**(Oct.), 5–+.

Viereck, R. A., Hanser, F., & Wise, J. 2007. Solar extreme ultraviolet irradiance observations from GOES : design characteristics and initial performance. *Proc. of SPIE : Solar Physics and Space Weather Instrumentation II*, **6689**.

Vourlidas, A., Klimchuk, J. A., Korendyke, C. M., Tarbell, T. D., & Handy, B. N. 2001. On the Correlation between Coronal and Lower Transition Region Structures at Arcsecond Scales. *Astrophys. J.*, **563**(Dec.), 374–380.

Warren, H. P., Mariska, J. T., & Lean, J. 1998. A new reference spectrum for the EUV irradiance of the quiet Sun 1. Emission measure formulation. *J. Geophys. Res.*, **103**(June), 12077–12090.

Warren, H. P., Mariska, J. T., & Lean, J. 2001. A new model of solar EUV irradiance variability : 1. Model formulation. *J. Geophys. Res.*, **106**(Aug.), 15745–15758.

Wehrli, C., Fröhlich, C., & Romero, J. 1996. Space degradation of SOVA sunphotometers on EURECA. *Metrologia*, **32**(May), 653–656.

White, O. R., & Livingston, W. C. 1981. Solar luminosity variation. III - Calcium K variation from solar minimum to maximum in cycle 21. *Astrophys. J.*, **249**(Oct.), 798–816.

Wilhelm, K., Dwivedi, B. N., Marsch, E., & Feldman, U. 2004. Observations of the Sun at Vacuum- Ultraviolet Wavelengths from Space. Part I : Concepts and Instrumentation. *Space Sci. Rev.*, **111**(Apr.), 415–480.

Winningham, J. D., Decker, D. T., Kozyra, J. U., Nagy, A. F., & Jasperse, J. R. 1989. Energetic (above 60 eV) atmospheric photoelectrons. *J. Geophys. Res.*, **94**(Nov.), 15335–15348.

Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., Thissen, R., Zabka, J., Alcaraz, C., Blelly, P.-L., Bougher, S. W., Engel, S., Andersen, L. H., & Seiersen, K. 2002. Prediction of a CO_2^{2+} layer in the atmosphere of Mars. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(8), 1263.

Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., Thissen, R., Zabka, J., Alcaraz, C., Blelly, P.-L., Bougher, S. W., Engel, S., Andersen, L. H., & Seiersen, K. 2003. Correction to "Prediction of a CO_2^{2+} layer in the atmosphere of Mars". *Geophys. Res. Lett.*, **30**(7), 1360.

Woods, T. N., & Rottman, G. J. 1990. Solar EUV irradiance derived from a sounding rocket experiment on November 10, 1988. *J. Geophys. Res.*, **95**(May), 6227–6236.

Woods, T. N., & Rottman, G. J. 2002. *Atmospheres in the Solar System : Comparative Aeronomy*. Washington, D.C. : American Geophysical Union. Chap. Solar Ultraviolet Variability Over Time Periods of Aeronomic Interest, pages 221–+.

Woods, T. N., Bailey, S. M., Eparvier, F. G., Lawrence, G. M., Lean, J., McClintock, W. E., Roble, R. G., Rottman, G. J., Solomon, S. C., Tobiska, W. K., Ucker, G. J., & White, O. R. 1998 (Nov.). TIMED solar EUV experiment. *Pages 180–191 of :* C. M. Korendyke (ed), *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 3442.

Woods, T. N., Eparvier, F. G., Bailey, S. M., Chamberlin, P. C., Lean, J., Rottman, G. J., Solomon, S. C., Tobiska, W. K., & Woodraska, D. L. 2005. Solar EUV Experiment (SEE) : Mission overview and first results. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**(Jan.), 1312–+.

Woods, T. N., Chamberlin, P. C., Peterson, W. K., Meier, R. R., Richards, P. G., Strickland, D. J., Lu, G., Qian, L., Solomon, S. C., Iijima, B. A., Mannucci, A. J., & Tsurutani, B. T. 2008. XUV Photometer System (XPS) : Improved Solar Irradiance Algorithm Using CHIANTI Spectral Models. *Solar Phys.*, **250**(Aug.), 235–267.

Woods, T. N., Eparvier, F. G., Hock, R., Jones, A. R., Woodraska, D., Judge, D., Didkovsky, L., Lean, J., Mariska, J., Warren, H., McMullin, D., Chamberlin, P., Berthiaume, G., Bailey, S., Fuller-Rowell, T., Sojka, J., Tobiska, W. K., & Viereck, R. 2010. Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) : Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments. *Solar Phys.*, Jan., 3–+.

Worden, J. R. 1996. *A Three Component Proxy Model for the Solar Far Ultraviolet Irradiance*. Ph.D. thesis, Colorado Univ.

Worden, J. R., White, O. R., & Woods, T. N. 1998. Evolution of Chromospheric Structures Derived from Ca II K Spectroheliograms : Implications for Solar Ultraviolet Irradiance Variability. *Astrophys. J.*, **496**(Mar.), 998–+.

Worden, J. R., Woods, T. N., & Bowman, K. W. 2001. Far-Ultraviolet Intensities and Center-to-Limb Variations of Active Regions and Quiet Sun Using UARS SOLSTICE Irradiance Measurements and Ground-based Spectroheliograms. *Astrophys. J.*, **560**(Oct.), 1020–1034.

Wu, C. Y. R., & Chen, F. Z. 1993. Velocity distributions of hydrogen atoms and hydroxyl radicals produced through solar photodissociation of water. *J. Geophys. Res.*, **98**(Apr.), 7415–7435.

Zwaan, C. 1987. Elements and patterns in the solar magnetic field. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **25**, 83–111.

Liste des Figures

1.1 Coupe schématique du Soleil. Les différentes zones internes ainsi que les différentes parties de l'atmosphère solaire (à différentes longueurs d'onde) sont représentées. Quelques particularités de la surface comme les taches solaires et les protubérances sont également représentées. Crédits : ESA, NASA. 3
1.2 Représentation schématique du cycle magnétique solaire tirée de Paterno (1998). 5
1.3 Distribution de la température en fonction de l'altitude pour un Soleil calme à symétrie sphérique, obtenue suite à des observations du rayonnement ultraviolet. Ce graphe représente aussi les principales raies de Fraunhofer. Graphique tiré de Vernazza *et al.* (1981). 7
1.4 Irradiance spectrale solaire de référence ATLAS 3, mesurée en 1994 durant la période d'activité minimale solaire (Thuillier *et al.*, 2004). 10
1.5 Evolution du nombres de taches ainsi que de leurs distributions en latitude à partir de 1880 jusqu'à nos jours. Source : http ://solarscience.msfc.nasa.gov/. . . 16
1.6 Variation relative liée au cycle solaire de 11 ans de l'irradiance spectrale entre 1 et 800 nm calculée à partir de mesures des satellites TIMED et SORCE entre 2003 et 2010, recouvrant les périodes de forte et faible activités solaires. 17
1.7 Séries temporelles du flux standardisé pour quelques intervalles spectral de résolution $\Delta\lambda$=1 nm, avec l'espèce dominante dans cet intervalle. La série temporelle associée à l'indice F10.7 est également représentée. 19
1.8 Altitude où la profondeur optique pour chaque longueur d'onde est égale à 1 dans le cas de l'atmosphère de la Terre (a). Graphique adapté de Lilensten & Blelly (1999). Le niveau de variabilité sur un cycle de 11 ans est également représenté pour les longueurs d'onde comprises entre 1 et 300 nm (b). 23
1.9 Séries temporelles des radioisotopes ^{14}C et ^{20}Be depuis l'an 1000 jusqu'à nos jours. A partir de 1750 environ, on peut observer la série temporelle pour le nombre de tache solaire. Graphique tiré de Lean *et al.* (1995). 27

2.1 Missions d'observations de l'irradiance solaire UV depuis le début des années 60 jusqu'à nos jours. Seules les missions dont les instruments ont une résolution spectrale sont representées ici. 31
2.2 Spectres journaliers mesurés par SEE entre 2002 et 2009. Les résultats pour le modèle à deux composantes (a), et pour le modèle NRLEUV (b) sont également représentés. Pour une longueur d'onde donnée, l'épaisseur du trait représente le niveau de variabilité. La résolution spectrale est ici de 1 nm. Figure tirée de Lean *et al.* (2011). 44

3.1 Séries temporelles du flux standardisé pour quelques intervalles spectral de résolution $\Delta\lambda$=1 nm, avec l'espèce dominante dans cet intervalle. La série temporelle associée à l'indice F10.7 est également représentée. 54
3.2 Energie cumulée des modes issus de la décomposition par la méthode de SVD sur les données d'irradiance standardisées dans l'UV. Seules les 100 premiers poids sont représentés ici. 58
3.3 En noir : série temporelle du flux standardisé pour l'intervalle centré sur 30.5 nm (He II). En rouge : premier mode issu de la décomposition par la méthode de SVD. 58
3.4 Représentation en deux dimensions des flux standardisées pour l'ensemble du spectre entre 1 et 1000 nm, pour les échelles de temps inférieures à 81 jours. Le code couleur correspond aux longueurs d'onde (nm). L'axe 1 correspond à $w_1 f_1(\lambda)$ et l'axe 2 à $w_2 f_2(\lambda)$. 60
3.5 Énergie cumulée pour les grandes échelles de temps. Seuls les 100 premiers poids sont représentés. 62
3.6 Mode 1 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_1(t)$, la figure de droite le mode spectral, $f_1(\lambda)$. 62
3.7 Exemple de canal (centré sur 77.5 nm) montrant des signes de dégradation sur le long terme. Le canal centré sur 72.5 nm, qui ne montre aucun signe de dégradation, est représenté par souci de comparaison. 64
3.8 Mode 2 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_2(t)$, la figure de droite le mode spectral, $f_2(\lambda)$. 64
3.9 Irradiances standardisées pour les canaux centrés sur 190.5 nm et 220.5 nm (à gauche). Irradiance du canal centré sur 190.5 nm en fonction de celle du canal sur 220.5 nm, mettant en évidence un cycle d'hystéresis (à droite). 66
3.10 Représentation 2-D du flux standardisé pour l'irradiance dans l'UV (EUV, FUV et MUV), pour les grandes échelles de temps. Le code couleur correspond à la longueur d'onde (en nm). 67
3.11 Énergie cumulée pour les petites échelles de temps. Seules les 100 premiers modes sont représentés. 68
3.12 Mode 1 : la figure de gauche présente le mode temporel, $g_1(t)$, la figure du milieu le mode spectral, $f_1(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectrale de puissance du profil temporel. 69
3.13 Mode 2 : la figure de gauche présente le profil temporel, $g_2(t)$, la figure du milieu le profil spectral, $f_2(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectrale de puissance du profil temporel. 70
3.14 Mode 3 : la figure de gauche présente le profil temporel, $g_3(t)$, la figure du milieu le profil spectral, $f_3(\lambda)$, et enfin la figure de droite représente la densité spectral de puissance du profil temporel. 71
3.15 Représentation graphique 2-D des modes 2 et 3 issue de la décomposition SVD sur les données filtrées standardisées de l'irradiance entre 1 et 300 nm. 71
3.16 Représentation 2-D des modes 1 et 3 issues de la décomposition SVS surdu flux standardisée pour l'irradiance dans l'UV (EUV, FUV et MUV), pour les petites échelles de temps. Le code couleur correspond à la longueur d'onde (en nm). . . . 72
3.17 Séries temporelles pour les raies coronales (Fe XV et XVI), une raie de la région de transition (He II) et des raies chromosphériques (pour 180.5 et 250.5 nm) ainsi que les deux indices solaires (F10.7 et Mg II), pour une partie de l'année 2007. . 74

4.1 Bandes passantes fictives de forme gaussienne, de largeur à mi-hauteur de 10 nm, centrées tous les 5 nm. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm. 82
4.2 Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec les 60 bandes passantes. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm. 83
4.3 Représentation graphique des modes 1 et 3 pour les petites échelles de temps (< 81 jours). Les positions des 60 gaussiennes ont été également ajoutées. 84
4.4 Représentations graphiques 2-D pour les grandes (a) et petites (b) échelles de temps. Le code lettre pour les bandes passantes est indiqué par le tableau 4.i. La couleur des lettres indique le niveau de réjection du flux hors de la bande passante, 10^{10} en rouge, 10^5 en bleu. 87
4.5 Les neuf bandes passantes (de A à I) sont représentées en trait rouge fin. L'erreur relative obtenue avec ces neuf bandes passantes est en rouge. L'erreur relative obtenue uniquement avec six bandes passantes A, B, C, F, G et I) est en vert. L'erreur relative obtenue à partir des 60 bandes gaussiennes est représentée par comparaison, en bleu. 88
4.6 Erreur relative obtenue avec les neuf bandes passantes, dont la réjection hors des bandes est de l'ordre de 10^5, en rouge. L'erreur relative obtenue à partir des mêmes bandes passantes mais avec une réjection hors bandes de l'ordre de 10^{10} est représentée par comparaison, en bleu. 90
4.7 Réponses spectrales des différentes bandes passantes (filtre+détecteur) utilisées dans cette étude. Les quatre premières figures représentent les bandes passantes de l'instrument LYRA. La couleur correspond à une unité, noire pour l'unité 1 (diamant), rouge pour l'unité 2 (diamant) et bleu pour l'unité 3 (silicium). La cinquième figure présente les réponses spectrales pour l'instrument EUVS. Seul le premier ordre est représenté ici. Les couleurs correspondent à celles définies dans le tableau 4.ii. Enfin la sixième et dernière figure présente les réponses spectrales de PREMOS 1 et 2. 93
4.8 Figure similaire à la figure 4.3, les positions des bandes passantes des différents instruments étudiés étant ajoutées 95
4.9 Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec quatre bandes passantes (en bleu), et avec les deux indices solaires (en rouge) pour les petites échelles de temps. Les erreurs relatives pour les longueurs d'onde du tableau 3.i sont mises à zéro. 96
4.10 Figure similaire à la figure 4.4.a), les positions des bandes passantes des différents instruments étudiés étant ajoutées. 97
4.11 Erreur relative obtenue pour la reconstruction avec trois bandes passantes (en bleu), et avec les deux indices solaires (en rouge) pour le long terme. Les erreurs relatives pour les longueurs d'onde du tableau 3.i sont mises à zéro. 98
4.12 Reconstruction de l'irradiance pour 121.5 nm, représentant majoritairement la raie de Lyman α avec l'utilisation des bandes passantes (a) et les indices solaires (b). Les coefficients du modèles sont estimés à partir du minimum solaire, en rouge. L'erreur relative est estimée sur la partie en bleu. 100

4.13 Reconstruction de l'irradiance pour quelques longueurs d'onde à partir des bandes passantes : pour 30.5 nm (He II), pour 58.5 nm (He I), pour 97.5 nm (C III), pour 102.5 nm (la raie de Lyman β de l'hydrogène), pour 181.5 nm (seuil d'ionisation de Si II) et pour 250.5 nm (seuil d'ionisation pour Mg I). La partie rouge est utilisée pour calculer les coefficients du modèle, la partie bleue étant utilisée pour calculer l'erreur. En noir, les données d'irradiance des instruments SEE et SOLSTICE. . . 101
4.14 Séries temporelles pour les canaux à 28.5 nm (Fe XV en rouge), à 33.5 nm (Fe XVI, en vert) et 181.5 nm (Si II, en bleue), et leur reconstruction en noir. La reconstruction à partir des indices pour le canal à 33.5 nm est représenté en trait rouge fin. 102
4.15 Séries temporelles pour l'année 2010 du canal EUVS E comme mesuré (en noir), et simulé à partir de la réponse spectrale de cette bande passante convoluée avec un spectre solaire journalier (en rouge). 104
4.16 Séries temporelles pour l'année 2010 du canal LYRA Al comme mesuré (en noir), et simulé à partir de la réponse spectrale de cette bande passante convoluée avec un spectre solaire journalier (en rouge). 105
4.17 Reconstruction de l'irradiance pour 121.5 nm et 30.5 nm : la courbe rouge représente les données d'irradiance de SEE (pour 30.5 nm) et SOLSTICE (pour 121.5 nm). La courbe noire représente la reconstruction à partir des deux bandes passantes, et la courbe verte, celle à partir des indices solaires. 106

5.1 Courbes de réponse pour différentes technologies de détecteurs. Avec l'aimable autorisation de l'Observatoire Royal de Belgique (ROB). 111
5.2 Courbe d'irradiance lissée sur une heure pour la bande passante de Lyman α (détecteur au diamant) pour l'année 2010. Avec l'aimable autorisation du ROB. . 115
5.3 Courbe de transmittivité pour le filtre aluminium utilisée par LYRA, avec différents niveaux de porosité. 117
5.4 Réponse spectrale du système filtre-détecteur pour différents niveaux de porosité, dans le cas d'un détecteur au diamant (a), et un à base de silicium (b). 118
5.5 Représentations en 2-D de la variabilité de l'irradiance solaire entre 1 et 1000 nm (a), et entre 1 et 280 nm (b). Les bandes passantes de l'instrument de LYRA sont également représentées selon le matériau de base utilisé : le silicium en (a), et le diamant en (b). Chaque bande passante est déclinée en plusieurs niveaux de porosité, indiqué à coté de la position de la dite bande passante. Les positions des filtres à base de MgF_2 (bande passante entre 120 et 200 nm), avant et après dégradation, sont représentées respectivement par un triangle et un losange. . . . 120
5.6 Courbes d'irradiance pour les quatre canaux de l'unité 3 du LYRA lors d'une occultation au mois de novembre 2010. Les altitudes d'extinction pour une bande spectrale (EUV, UV ou Visible) sont données à titre indicatif. Rappellons les bandes passantes nominales des canaux de LYRA : Al (17-80 nm), Zr (6-20 nm), Lyman α (120-123 nm), et Hb (200-220 nm). 122
5.7 Courbes d'irradiance lors des occultations mesurés le 6 janvier 2010 (en noir), et pour trois autres événements en novembre 2010 (en couleurs) pour le canal de Lyman α. 123
5.8 Jeu de bandes passantes proposé pour le futur instrument dévolue à la mesure de l'irradiance solaire dans l'UV. Les bandes passantes théoriques de l'instrument EUVSR sont également représentées (A, B et C). 127

5.9 Représentation en 2-D de la variabilité solaire entre 1 et 280 nm pour les petites échelles de temps (< 81 jours). La combinaison de bandes passantes pour le futur instrument, ainsi que celles de l'instrument EUVSR (A, B et C), sont représentées. 128
5.10 Erreur relative obtenue pour les petites échelles de temps (< 81 jours) pour la combinaison de bandes passantes de notre instrument en bleu, et pour la reconstruction basée sur l'instrument EUVSR, en rouge. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm. 129
5.11 Différences entre les erreurs relatives obtenues avec notre instrument et EUVSR en haut, et avec notre instrument et les indices (en bas), pour les petites échelles de temps. 130
5.12 Erreur relative obtenue pour les grandes échelles de temps (> 81 jours) pour la combinaison de bandes passantes de notre instrument en bleu, et pour la reconstruction basée sur l'instrument EUVSR, en rouge. Le spectre solaire est représenté par souci de comparaison en noir, avec une résolution de 1 nm. 132
5.13 Différences entre les erreurs relatives obtenues avec notre instrument et EUVSR en haut, et avec notre instrument et les indices (en bas), pour les grandes échelles de temps. 132
5.14 Reconstruction de l'irradiance pour quelques longueurs d'ondes à partir des bandes passantes : pour 30.5 nm (He II), pour 58.5 nm (He I), pour 97.5 nm (C III), pour 102.5 nm (la raie de Lyman β de l'hydrogène), pour 121.5 nm (Lyman α), pour 181.5 nm (seuil d'ionisation de Si II) et pour 250.5 nm (seuil d'ionisation pour Mg I). La partie rouge est utilisée pour calculer les coefficients du modèle, la partie bleue étant utilisée pour calculer l'erreur. En noir, les données d'irradiance des instruments SEE et SOLSTICE. 133

6.1 Émissions de l'O I à 135.6 nm sur Ganymède, image tirée de Feldman *et al.* (2000). La structure des émissions ressemblent fortement aux aurores observés sur Terre. 139
6.2 Profils de concentration radiale pour les espèces considérées dans le modèle de Marconi (2007). La région équatoriale est représentée à gauche, la région polaire à droite. 140
6.3 Schéma des différents cas considérés. Les lignes rouges représentent les lignes de visée à travers l'atmosphère de Ganymède 142
6.4 Taux de production des espèces ionisées dans les cas 1 (à gauche), et 2 (à droite). Les espèces entre parenthèses sont les espèces parents. 145
6.5 Même figure que la figure 6.4, sans considération des espèces parents. 146
6.6 Taux de production dans les cas 3 (en haut à gauche), 4 (en haut à droite) et 5 (bas). Les deux axes verticaux représentent l'abscisse sur la ligne de visée (à gauche) et l'altitude par rapport au sol (à droite). 147
6.7 Absorption du flux dans le cas 4 entre le point d'entrée (+2500 km, i.e. le flux solaire) et le point de sortie (-2500 km). 148
6.8 Densité électronique mesurée par Galileo lors de ses deux passages au-dessus du pôle de Ganymède. Figure tirée de Eviatar *et al.* (2001). 148
6.9 Taux de production d'états excités pour les cas 1 (région équatoriale, à gauche) et 2 (région polaire, à droite) 150
6.10 Taux de production d'états excités pour les cas 3 (en haut à gauche), 4 (en haut à droite) et 5 (en bas). 151

6.11 Spectre solaire pour le système jovien pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172), modélisé par HEUVAC en rouge, comme mesuré par l'instrument SEE en noir. Les spectres ont une résolution de 1 nm. 155
6.12 Courbes de production électronique obtenues à partir des spectres solaires modélisé par HEUVAC (en rouge), et comme mesuré par SEE (en bleu), pour des activités solaires différentes (F10.7 =82 en pointillé, F10.7 = 172 en trait plein), dans le cas 3. 155
6.13 Contribution relative pour chaque raie spectrale à la production électronique totale dans l'atmosphère de Ganymède, en fonction de l'altitude, dans le cas 3. . 156
6.14 Spectre solaire pour le système jovien pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172) : le spectre de référence en noir, et ceux obtenus à partir des bandes passantes (en vert) et à partir des indices (en bleu). Les spectres ont une résolution de 1 nm.157
6.15 Courbes de production électronique pour une activité solaire modérée dans le cas 3, calculées à partir des trois modèles d'irradiance : le spectre de référence (en noir), et ceux reconstruits à partir des bandes passantes (en vert), et à partir des indices (en bleu). 158

A.1 Diagramme de Hertzsprung-Russel. Source : http ://fenetre-sur-univers.over-blog.com/ 168

B.1 Fraction des états d'ionisation de l'oxygène et du fer en fonction de la température (log T). Les chiffres romains représentent le degré d'ionisation. Comme exemple, VII représente O VII, l'atome d'oxygène ayant perdu six électrons. Les états d'équilibre ont été calculés à partir des coefficients de réaction proposés par Mazzotta *et al.* (1998). 177
B.2 Courbes typiques de mesures d'émission différentielle pour les trous coronaux, le Soleil calme et les régions actives. Figure tirée de Phillips *et al.* (2008). 180

Liste des tableaux

1.i Classification des bandes spectrales du spectre électromagnétique solaire de l'ultraviolet aux rayons gamma. 11

3.i Canaux présentant des problèmes de dégradation important sur le long terme. Presque tous ces canaux correspondent à des raies spectrales. L'espèce dominante pour ces intervalles de longueurs d'onde est également indiquée. 63
3.ii Classification des intervalles spectraux en fonction de leur modulation à 13.5 jours selon le mode 3 issue de la décomposition par la méthode de SVD. 73

4.i Regroupement des bandes passantes, numérotées de 0 à 55, présentant une variabilité similaire selon le plan 2-D présenté en figure 4.3. Neuf bandes passantes sont considérées. 85
4.ii Liste des bandes passantes pour les instruments EUVS, PREMOS et LYRA. Les couleurs attribuées aux canaux d'EUVS sont utilisées par la figure 4.7. 92

5.i Comparaison de quelques propriétés physiques pour différents matériaux à large bande interdite, et le silicium (Schuhle & Hochedez, 2010) 110
5.ii Pureté (en %) des signaux obtenus pour différents niveaux de porosité dans le cas d'un détecteur au diamant et un autre à base de silicium. 118

6.i Références pour les sections efficaces des différentes espèces considérées dans ce travail. 143
6.ii Espèces filles en fonction de leurs parents respectifs considérées dans cette étude. 144
6.iii Émissions atmosphériques de quelques transitions électroniques dans chaque cas des espèces excitées par photodissociation (en Rayleigh). 152
6.iv Émissions atmosphériques de transitions électroniques dans les cas 3 et 4 pour la seule réaction de recombinaison dissociative d'O_2^+ (en Rayleigh). 153
6.v Contenu électronique global le long de la ligne de visée dans le cas 3, exprimé en cm^{-2}, pour différents modèles d'irradiance, pour une activité solaire modérée (F10.7 = 172). La valeur entre parenthèse indique la précision par rapport au TEC obtenu à partir du spectre de référence. 158

Gaël CESSATEUR

Reconstruction du spectre UV solaire
en vue de la caractérisation des environnements planétaires

Résumé :
La connaissance du flux UltraViolet (UV) solaire et de sa variabilité dans le temps est un problème clé aussi bien dans le domaine de l'aéronomie qu'en physique solaire. Alors que l'extrême UV, entre 10 et 121 nm, est important pour la caractérisation de l'ionosphère, l'UV entre 121 et 300 nm l'est tout autant pour les modélisations climatiques. La mesure continue de l'irradiance dans l'UV est cependant une tâche ardue. En effet, les instruments spatiaux étant dans un environnement hostile se dégradent rapidement. De nombreux modèles basés sur des indices solaires sont alors utilisées lorsque peu de données sont disponibles. Pourtant, l'utilisation de ces indices ne permet pas d'atteindre aujourd'hui une précision suffisante pour les différentes applications en météorologie de l'espace. Comme alternative, ce travail de thèse met en avant l'utilisation de bandes passantes pour reconstruire l'irradiance solaire dans l'UV.
En utilisant des méthodes d'analyse statistique multivariée, ce travail met tout d'abord en évidence la forte cohérence de la variabilité spectrale de l'irradiance dans l'UV, ainsi que ses principales caractéristiques. Une première étape consiste à utiliser des bandes passantes existantes afin de tester la faisabilité de notre approche : le flux UV peut ainsi être reconstruit avec une erreur relative d'environ 20%, une bien meilleure performance qu'avec l'utilisation d'indices solaires. Afin de limiter les problèmes de dégradation liés à l'utilisation des filtres, nous proposon un instrument d'un genre nouveau basé uniquement sur des détecteurs à larges bande interdite permettant de sélectionner une bande spectrale (notamment pour l'UV à partir de 120 nm). Un tel radiomètre permettrait de reconstruire les raies spectrales importantes pour la spécification de la thermosphère terrestre avec une bonne précision. Enfin, une modélisation de l'impact du flux UV solaire sur l'atmosphère de Ganymède est exposée. Les émissions atmosphériques pour quelques espèces sont alors calculées, afin de proposer quelques recommandations pour les futures missions pour Jupiter.

Mots clés : Météorologie de l'espace, spectre solaire Ultraviolet, analyse statistique multivariée, radiomètre, emissions planétaires, Ganymède

Reconstruction of the solar spectral UV irradiance
for the characterization of planetary atmospheres

Summary :
The knowledge of the solar spectral irradiance in the UV and its variation in time is a key problem in aeronomy but also in climatology and in solar physics. While the Extreme UV (10-121 nm) range is important for thermosphere/ionosphere specification, the Far UV and Middle UV ranges are essential for climate modelling. However, the continuous monitoring of the UV irradiance is a difficult task. Space instruments are indeed suffering from ageing but also signal contamination of many kinds. Because of the lack of long-term measurements of the whole UV range, most thermosphere/ionosphere and climate models rely today on proxies for the solar irradiance, which may however not reflect very well the variability. As an alternative, we proposed in this work to use a few radiometers with properly chosen passbands in order to reconstruct the solar UV irradiance. Using a multivariate statistical approach, we first characterize the high redundancy as well as the different features of the solar UV irradiance. With four passbands from already existing instrument, we test our concept : the solar UV flux is reconstructed with a relative error of about 20%. This work proposes then to define a new kind of instrument, which may use wide bandgap materials as detectors selecting moreover the spectral range without using filters. Filters are indeed very sensitive to the degradation. This new instrument could reconstruct very well some spectral lines important to the Earth thermosphere specification. This thesis finally proposes to model the impact of the solar UV flux on the atmosphere of Ganymede. We predict some atmospheric emissions in the framework of future space mission to Jupiter.

Keywords : Space weather, Solar UV irradiance, multivariate statistical analysis, radiometers, airglow, Ganymede

LPC2E-CNRS 3A, Av. de la Recherche Scientifique
45071 Orléans Cedex 2 FRANCE