



HAL
open science

Caractérisation et Modélisation du flux solaire EUV

Matthieu Kretzschmar

► **To cite this version:**

Matthieu Kretzschmar. Caractérisation et Modélisation du flux solaire EUV. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT: . tel-00005279

HAL Id: tel-00005279

<https://theses.hal.science/tel-00005279>

Submitted on 10 Mar 2004

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.

Centre National de la Recherche Scientifique

Laboratoire de Planétologie de Grenoble

Université Joseph Fourier - Grenoble I

THÈSE

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : Astronomie Astrophysique

présentée et soutenue publiquement

par

Matthieu KRETZSCHMAR

le 12 décembre 2002

CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION DU FLUX EUV SOLAIRE

Composition du jury :

M. Gilles Henri	LAOG, Grenoble	<i>Président</i>
M. Denis Alcaydé	CESR, Toulouse	<i>Rapporteur</i>
M. Pierre Lantos	LESIA, Meudon	<i>Rapporteur</i>
M. Wlodek Kofman	LPG, Grenoble	<i>Examineur</i>
M. Jean Abouharham	LESIA, Meudon	<i>Examineur</i>
M. Jean Lilensten	LPG, Grenoble	<i>Directeur de thèse</i>

Table des matières

MERCI ?!!!	1
RÉSUMÉ	5
ABSTRACT	7
INTRODUCTION	9
I Contexte et Introduction	11
1 Le Soleil et ses relations avec la Terre.	15
I Le Soleil.	15
I.1 Vie et mort du Soleil.	15
I.2 Structure du Soleil.	16
I.3 Champ magnétique et activité solaire.	19
II Les relations Soleil-Terre.	19
II.1 Quelques effets du Soleil sur notre environnement.	19
II.2 L'ionosphère.	21
2 Le spectre solaire EUV.	25
I Introduction.	25
II Le flux EUV comme entrée d'énergie dans l'ionosphère.	28
II.1 Loi de Beer-Lambert et fonction de Chapman.	28
II.2 Impact du flux EUV sur l'atmosphère.	29
III Petite histoire du flux EUV pour l'aéronomie. Variation et modèles.	29
II Spectroscopie et atmosphère solaire EUV	37
3 Spectroscopie de l'atmosphère solaire EUV.	41
I Processus mis en jeu et physique atomique.	41
I.1 Rappels de mécanique quantique.	41
I.2 Les interactions qui influencent l'état d'excitation.	45
I.3 Les interactions qui influencent l'état d'ionisation.	48
I.4 La base de données CHIANTI.	50
II Rayonnement.	51
II.1 Équation du transfert de rayonnement.	51
II.2 Les processus d'émission.	52
III Analyse des raies d'émission.	56
III.1 Largeur de raies.	56
III.2 Émissivité.	58

III	Le spectromètre SUMER et le traitement des données.	67
4	SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation)	71
I	Introduction	71
II	Description.	71
II.1	L'optique.	71
II.2	Détecteurs.	73
III	Données et Corrections.	73
III.1	Format des données.	74
III.2	Corrections.	76
III.3	Étalonnage Radiométrique.	78
III.4	Étalonnage en longueur d'onde.	79
5	Traitement des données.	81
I	Introduction.	81
II	Choix des zones.	81
III	Étalonnage en longueur d'onde.	83
III.1	Étalonnage spectral des spectres de référence.	84
III.2	Étalonnage spectral des autres spectres.	85
III.3	Résultats et discussion.	86
IV	Identification et Ajustement des raies	89
IV.1	Identification.	89
IV.2	Ajustement et calcul d'intensité.	91
	Conclusion.	99
IV	Étude de l'émission solaire EUV dans les régions calmes.	101
6	Le réseau.	105
I	Introduction.	105
II	Distribution des intensités et séparation réseau/cellules.	105
II.1	Introduction	105
II.2	Les données.	106
II.3	Distributions.	106
II.4	Distinction réseau/cellules.	108
III	Caractéristiques générales du réseau.	109
III.1	Validation des données.	109
III.2	Résultats.	109
IV	Largeur gaussienne et décalage Doppler dans le réseau.	111
V	Étude du réseau en fonction de la température (donc de l'altitude).	113
V.1	Corrélation des profils spatiaux.	113
V.2	Variation des paramètres.	114
7	Variation avec l'activité solaire.	121
I	Introduction.	121
II	Méthode.	121
III	Résultats et discussion.	124
	Conclusion.	129

V	Sur la modélisation du flux EUV solaire.	131
8	Théorie	135
I	Introduction	135
II	La mesure d'émission différentielle.	137
II.1	Définition.	137
II.2	Hypothèses.	139
II.3	Résolution	142
III	Extrapolation à l'irradiance.	146
III.1	Variation centre-bord.	146
III.2	Extrapolation a 1 AU.	150
9	Modélisation : développement et résultats.	153
I	Introduction.	153
II	Correction de la variation centre-bord.	154
II.1	Modèle d'atmosphère.	154
II.2	Calcul théorique.	155
II.3	Application aux données.	156
III	Calcul des mesures d'émission différentielles.	159
III.1	Mesure d'émission différentielle "soleil calme".	160
III.2	Mesure d'émission différentielle "trou coronal".	164
III.3	Conclusion.	164
IV	Modéliser la variabilité du flux.	166
IV.1	Méthode.	166
IV.2	Données disponibles.	168
IV.3	Résultats et comparaison.	168
V	Conclusion.	171
10	Quelles mesures pour modéliser le flux solaire EUV ?	173
I	Détermination des raies pour une mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.	173
I.1	Introduction.	173
I.2	Étude.	173
II	Mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.	176
II.1	Principe.	176
II.2	Ajustement et calcul des irradiances observées.	176
II.3	Inversion.	177
III	Comparaison des spectres d'irradiance calculés et mesurés.	178
IV	Variation du flux.	180
V	Conclusion.	184
	Conclusion.	185
	CONCLUSION	187
	ANNEXE	190
A	Température et Concentration électronique dans la littérature.	193

B	Description empirique de la zone de transition Chromosphère-Couronne.	195
I	Hauteur d'échelle	195
II	Déduction théorique du profil de température.	196
III	Application avec les données SUMER	196
C	Calcul de la variation centre-bord.	199
I	Principe.	199
II	Calcul de ΔS pour un observateur en S'	199
III	Calcul de ΔS pour un observateur en S	201
D	Variation centre-bord et profil de température de l'atmosphère solaire.	203
	Bibliographie	207

REMERCIEMENTS

Ben voui, moi aussi, je me retrouve à faire des remerciements. Comment les personnaliser sans être trop poli et classique, trop humble ou trop arrogant, sans vouloir trop bien faire, et sans abandonner l'idée d'en faire une partie personnelle ?

Finalement, pour le lecteur, le seul objet des remerciements, est soit la curiosité pour l'état d'esprit du rédacteur au moment de s'atteler à cette tâche¹, soit de connaître dans quels termes (lorsqu'il -le lecteur- possède la chance ultime -cétironik, bienzur- de figurer parmi les cités) la reconnaissance va être enfin avouée.

Pour le rédacteur, plusieurs raisons expliquent la présence de cette partie ; tout d'abord, elle est traditionnelle et l'on n'oserait point prendre le risque que quelques personnes importantes (à tout point de vue s'entend) puissent se sentir offensées par l'absence de remerciements. Une première raison toute conventionnelle donc. On peut envisager d'en rester là, en faisant le tour des formules remerciantes plus ou moins élégantes et pertinentes en une longue liste égrenant successivement le(s) directeur(-trice)(s) de thèse, les membres du jury, maman, papa, oncle Nestor, un vélomoteur ou le chat de la voisine. Bon. On peut aussi envisager la volonté chez le rédacteur de remercier sincèrement une quantité plus ou moins grande d'individus (ce dernier terme n'excluant nullement la possibilité de congratuler un animal² ou un objet³, puisqu'au quel cas, il ne fait nul doute que ce dernier aura précédemment eu la délicatesse de se personnifier au moins dans l'esprit du rédacteur mais revenons à nos boutons) ; là naît le danger. La volonté de se distinguer par son originalité, dans l'espoir de mieux personnaliser son écrit, et afin que le lecteur puisse retrouver au survol de ces lignes les hypothétiques traits de caractères du rédacteur, et/ou la résurrection de quelques signes d'affection, de complicité, d'estime, ou d'un mélange des trois, signes que, espérons-le, il aura peut-être eu l'occasion de remarquer à son contact durant la période de la thèse, puisque ne l'oublions pas c'est de cela qu'il s'agit, cette volonté disais-je, avant que par une malice littéraire je remercie ceux qui me trouvent trop bavards, cette volonté peut paradoxalement engendrer chez le lecteur - et donc chez l'auteur ayant le soucis inverse - le sentiment que décidément, les remerciements d'une thèse se ressemblent toujours. Effectivement, dira-t-il peut être à ce moment précis. Effectivement, dira à son tour le rédacteur, comment ne pas dire 'remerciements sincères' lorsque ces remerciements là sont vraiment sincères. Bref, comment personnaliser l'écriture de sentiments communs dans une rubrique déjà mille fois écrite⁴ ?

La tentative pour pallier à ce problème, qui se pose à l'auteur ici présent et dont celui-ci n'hésite pas à faire état sans justification⁵, cette tentative, on l'aura compris, consiste justement à en faire état si possible de façon rigolote⁶ et personnelle, justement, ce qui n'est pas à propre-

¹Dans le cas présent, dont on admettra que c'est celui qui nous intéresse, précisons donc que nous rédigeons cette prose égocentrique dans la semaine qui suit la soutenance. Ceci pourra servir pour expliquer l'enthousiasme parfois inepte des présents propos.

²le vélomoteur.

³le chat.

⁴A ce moment là, un serpent se mord la queue.

⁵On notera dès maintenant la propension quasi-systématique de l'auteur à se chercher une justification permanente, tant la crainte du jugement et la peur de (se) décevoir peuvent réfréner son enthousiasme et sa spontanéité, signe d'ailleurs d'une immaturité chronique et poussive.

⁶On aurait pu dire humoristique, mais rigolote, c'est plus rigolo.

ment parler très original, et cette introduction un peu longue et incertaine aura eu pour but de persuader le lecteur que la pertinence, l'humour, et l'affection compris dans ces remerciements, puisque c'est leurs noms, ne seront limités que par l'incompétence littéraire de celui qui en est l'auteur⁷.

Le temps disponible pour les écrire, ces remerciements, se réduit au fur et à mesure que celui-ci passe. Je vais donc commencer.

peut-être.

Mais oui, allez, alors puisqu'il faut commencer par quelqu'un, je vais choisir au hasard⁸ mes directeurs de thèse, Jean LILENSTEN et Jean ABOUDARHAM, dont on aura peut-être noté qu'un seul d'autre eux est officiel, ce qui n'empêche point d'officier. Ce sont donc eux qui m'ont accueilli pour le stage de DEA puis la thèse, qui m'ont initié au sujet et aux données de SUMER, et disons le, qui m'ont surtout fait bien rigoler par leurs attentions touchantes, leurs encouragements démesurés, leur patience et leur dévouement sincère⁹. Je continue classiquement avec les rapporteurs, que je n'ai pas eu l'occasion de connaître de manière très personnelle pour l'instant, mais qui se sont toujours montrés très sympathiques à mon égard ; bien sûr, leurs remarques sur mon travail ont été précieuses, leurs jugements révélateurs, et leur considération réconfortante, mais surtout je souhaite remercier ici Pierre LANTOS pour notre discussion Napolitaine¹⁰ et Denis ALCAYDÉ pour m'avoir incité involontairement à renforcer mon accent avant chaque intervention orale¹¹. Je suis réellement content que vous soyez 'mes' rapporteurs. Enfin, Gilles HENRI, qui a accepté d'être le président du jury, comme il avait été le rapporteur de mon stage de DEA (je le remercie d'ailleurs de ne pas y avoir fait allusion pendant la soutenance, on a sa fierté), et avec qui les échanges notamment au sujet des écoles doctorales ont été très enrichissants. Et finalement, Wlodek KOFMAN, aussi directeur du Laboratoire de Planétologie de Grenoble, en capitaine du bateau¹² scientifique respecté.

Absentes du jury et hors du LPG, un certain nombre de personnes ont pris du temps pour répondre à mes questions ; je **me** dois ainsi de remercier Philippe LEMAIRE (IAS), Karine BOCCHIALINI (IAS), Jean-Claude VIAL (IAS), Gilbert CHAMBE (LESIA/OBSPM), Pierre-Louis BLELLY (CESR), ... et la liste pourrait ne pas finir ... mais j'arrête quand même.¹³

Venons en au LPG, ce vivier d'âmes serviables et charitables, ce nid de convivialité scientifique, cette couette planétologique!!! youps. Bien sûr il y eu tout d'abord Isa et Béa, sans qui rien ne serait, il faut le dire ; sans doute qu'en leur absence la face du monde en eu été changée, rien de moins. Je ne veux pas détailler les multiples services rendus, puisqu'on peut les trouver dans les remerciements des autres thèses du LPG tant leur gentillesse et leur compétence ne font pas de différences, mais vraiment, MERCI POUR TOUT ! Les thésards, passés et enviés jusqu'à la soutenance : Emmanuel, que j'ai à peine eu le temps d'envier tant il a soutenu vite, mais dont la ravissante petite fille suffit à sa nouvelle thèse de papalogie ; Olivier, l'homme qui passe partout, qui attire la sympathie plus vite que son ombre, et qui m'a bien encouragé ; Nico, dont le sens de l'humour n'est malheureusement pas toujours à la hauteur de son grand esprit scientifique, mais

⁷MOI ;-)!

⁸Mon oeil!

⁹Je devrais rajouter la confiance, tant les signes que je puisse trahir celle-ci ont parfois été éloquentes.

¹⁰en fumant.

¹¹Le tiens c'est le tiens, et le mien c'est le mien.

¹²fonction dont la conscience qu'il en a pourrait être représentée (?) par la magnifique prestance avec laquelle il porte la casquette.

¹³si je t'oublie, excusa mi.

qui est poussé à la contemplation dans les trains et à la méditation sur la plage ; et le petit¹⁴ dernier, Alex, dont l'énergie n'a d'égal que sa sincérité. Les thésards futurs, ensuite, et qui sont restés des compagnons jusqu'à la fin (ils n'ont pas eu l'outrecuidance de soutenir avant moi) : Jeff, le cuisinier modèle qui n'hésite pas à partager ses cakes aux pommes dès qu'on ne le regarde pas et qui n'a pas que les pommes comme passion, d'ailleurs¹⁵ ; Mathieu, qui m'a permis d'effectuer mes premiers enseignements et avec qui j'ai partagé de très bons moments¹⁶ -et peut-être un ou deux mauvais- ; Fred, avec qui j'ai partagé du basket et du reggae et des apéros et surtout des discussions -bon courage, Fred!- ; et, à nouveau une petite dernière, Donia, que je n'ai pas eu le temps de connaître mais à qui je souhaite avec plaisir tout ce qu'elle veut, bien sur. Je rajoute Bruno, au coffre si bien garni¹⁷, Nadia, qui nous supporte avec brio, Pierre, qui trouve quand même le temps de résoudre les petits problèmes d'informatiques (les gros aussi !) et de prêter son attention¹⁸, la gentille Aurélie, bonne chance, Chantal, la chef d'équipe¹⁹, et je me suis embarqué dans un truc où il faut que je cite tout le monde, à mois que je ne me serve de cette remarque pour ne pas le faire²⁰, aye aye aye J'aurais quelque chose à dire sur tous les membres du LPG puisque ils m'ont tous apporté à un moment ou à un autre des encouragements, des réflexions, du réconfort Donc, je m'en sort avec cette pirouette, merci à tous, vraiment, je suis content que ce fut vous, merci !!

J'avais prévu de faire le tour d'horizon de tous les gens m'ayant accompagné pendant ces 3 ans, mais ça risque d'être un peu long, alors je remercie juste le baby et le flipper du Saint Arnaud. Mais non bien sur, mais vous me connaissez, un peu gêné hors de l'ébriété, un peu moins dedans, certes, et rien que l'idée de vous voir ému(e)(s) aux larmes en lisant ces modestes lignes me torture, moi, votre dévoué, enfant, ami, a(i)mant²¹, vous seul savez ce que je vous dois, et moi je vous dois ma vie de thésard qui, bien réfléchi, fut belle.

¹⁴eheheh. géparézisté.

¹⁵Mettrai je 3 petits points ... ?

¹⁶Bises à Judith !

¹⁷Merci !

¹⁸Parabolliiiiiiiique !!!

¹⁹Merci pour Naples !!!

²⁰Ou alors je pourrais dire qu'il faut que je rende le manuscrit définitif demain matin !

²¹Je l'ai dit que j'étais pudique.

RÉSUMÉ

L'étude des relations Soleil-Terre est une science en pleine effervescence, tant à cause des problèmes physiques qu'elle soulève que par son impact grandissant sur nos sociétés, ce dernier cas étant illustré par l'émergence de la météorologie de l'espace. Dans ce cadre, cette thèse s'emploie à mieux connaître et modéliser le flux extrême ultraviolet (EUV) solaire, principal créateur de l'ionosphère diurne terrestre et plus généralement planétaire. Un traitement routinier original des mesures du spectromètre SUMER à bord de SOHO permet d'obtenir une statistique considérable sur l'émission des raies EUV dans les régions calmes et les trous coronaux de l'atmosphère solaire, répartie sur une fraction significative du cycle d'activité solaire de onze ans. La quantité de données réduites permet ensuite l'étude du réseau de la zone de transition au cours du cycle, montrant qu'il n'est pas observé de variations importantes de la structure réseau/cellules avec l'activité solaire. En utilisant ces résultats, nous calculons les mesures d'émission différentielles (DEM), puis les spectres EUV synthétiques pour les 2 composantes de l'atmosphère solaire citées plus haut. La comparaison avec les données TIMED/SEE d'un calcul du flux solaire EUV basé sur ces 2 spectres et sur celui d'une région active rend la démarche convaincante. Nous étendons ensuite le concept de la DEM au soleil entier, et calculons ainsi le flux EUV à partir de la mesure de l'irradiance de 5 raies solaires, sur 100 jours. La comparaison sur l'ensemble du spectre avec les données de TIMED/SEE est encourageante.

ABSTRACT

The study of solar-terrestrial connections is a challenging science, because of the physical problems it implies and because of its growing impact on our societies, this last point being illustrated by the expansion of the study of space weather. In this context, this work aims to improve the knowledge and the modelling of the solar extreme ultraviolet flux which is the major cause for the existence of the planetary (and in particular terrestrial) ionosphere. An original processing of the measurements of the SUMER spectrometer onboard SOHO allows the retrieval of an important statistic of the solar emission lines intensities emitted in the quiet regions and the coronal holes of the solar atmosphere, during a significant part of the solar cycle. The amount of collected data permits the study of the transition region network and its variation during the solar cycle; no major changes of the cells and network elements structure is found with the activity. Using these results, we compute synthetic spectra through differential emission measures (DEM) for the 2 regions of the solar atmosphere cited above. The comparison between TIMED/SEE data and a computation based on these 2 synthetic spectra and the one from an active region shows good agreement. Finally, we extend the DEM concept to the whole sun, and compute the solar EUV irradiance spectrum from the measurements of 5 solar lines, for a 100 day period. Comparisons at other wavelengths with the TIMED/SEE data reveal close similarities.

INTRODUCTION

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des relations Soleil-Terre, et vise plus particulièrement l'influence des entrées d'énergie solaire sur la haute atmosphère terrestre. Le vent solaire, constitué essentiellement de protons et d'électrons, et le rayonnement solaire à courtes longueurs d'onde, ionisent, dissocient, et chauffent la haute atmosphère terrestre; il en résulte en particulier l'existence d'une ionosphère terrestre, partie de la haute atmosphère où une partie du gaz est ionisée, typiquement au-dessus de 80 km d'altitude. Le Laboratoire de Planétologie de Grenoble, où cette thèse a été effectuée, possède un savoir-faire reconnu dans les domaines de la modélisation et de l'observation des ionosphères planétaires, et notamment terrestre. Le flux solaire extrême-ultraviolet (EUV, de environ 1 Å à 1100 Å) est le principal responsable de l'ionosphère diurne; totalement absorbé par cette dernière, il conditionne son état et son évolution. Cette thèse est consacrée à son étude.

Afin de modéliser l'ionosphère, la connaissance de la quantité d'énergie arrivant au sommet de l'atmosphère sous forme de photons EUV est indispensable; les premières mesures de ce flux datent du milieu du siècle dernier. Très vite, on s'est aperçu de sa forte variabilité avec le cycle d'activité solaire (Hinteregger, 1979), en relation avec les variations observées des paramètres de l'ionosphère. Malheureusement, la mesure précise, et sur la durée, du flux EUV est difficile à réaliser technologiquement. De nombreux débats ont eu lieu sur l'étalonnage des données obtenues avant 1981, et aucune mesure n'a plus été effectuée jusqu'en février 2002 (date des premières données du satellite TIMED) à l'exception de 20 jours à bord du satellite San Marco 5 et de vols de fusée ponctuels. Pour combler ce manque, plusieurs modèles ont vu le jour afin de déduire le flux EUV à partir d'indice d'activité solaire. Le principe de la modélisation, identique dans les différents modèles, repose sur l'extrapolation d'un spectre de référence obtenu à faible activité solaire. L'extrapolation est basée sur l'ajustement empirique entre la variation des indices d'activité et les mesures de flux EUV disponibles. Ces modèles sont extrêmement utiles et employés en aéronomie, même si des désaccords avec les données et entre eux subsistent (Lean, 1990). Finalement, Warren et al. (1996) ont proposé une nouvelle méthode, plus physique, pour modéliser le flux solaire EUV. Dans cette thèse, après avoir caractérisé l'émission extrême ultraviolette, nous utilisons cette méthode avec les données récentes et bien calibrées de l'instrument SUMER à bord du satellite SOHO, puis nous proposons une autre façon d'obtenir le flux solaire EUV, à partir d'un minimum de mesures.

Les quatre premiers chapitres, regroupés en deux parties, présentent le contexte et les outils théoriques relatifs à notre travail. Notamment, le troisième chapitre expose les connaissances nécessaires au calcul de l'émission EUV solaire, et à l'utilisation de la base de donnée pour l'analyse spectroscopique des plasmas en astrophysique CHIANTI, installée et largement utilisée au cours de cette thèse.

Les deux chapitres suivants traitent de l'instrument SUMER et de ses données. L'utilisation de ces données ainsi que l'installation des outils nécessaires pour s'en servir a été possible grâce à la collaboration avec Jean Abouadarham (LESIA, Observatoire de Paris) et Philippe Lemaire (IAS, Orsay). Le sixième chapitre présente un traitement routinier d'identification, d'ajustement, et de

calcul d'intensité des raies dans les spectres de SUMER.

En préambule à l'étude de la modélisation du flux solaire EUV proprement dite, nous étudions dans les deux chapitres de la quatrième partie les caractéristiques de l'émission EUV dans les régions calmes de l'atmosphère solaire, en fonction de la température et de l'activité. Nous y verrons que le concept de modélisation utilisé ensuite est bien adapté.

Finalement, la dernière partie de cette thèse présente l'étude sur la modélisation du flux EUV. Dans son premier chapitre, nous y étudions le concept de la mesure différentielle d'émission, son calcul, la variation centre-bord de l'émission et le calcul des irradiances. Le deuxième chapitre montre les résultats de la modélisation du flux solaire EUV basée sur le concept précédemment cité pour un jour donné. Une comparaison avec les données de l'instrument SEE à bord du satellite TIMED permet de conclure à un bon accord. Le dernier chapitre de cette thèse étudie la possibilité de retrouver l'ensemble du spectre d'irradiance EUV à partir de la mesure des irradiances de 5 raies. Nous utilisons à nouveau les données de SEE, et les résultats obtenus sur une période de 100 jours permettent d'envisager une application spatiale.

Première partie

Contexte et Introduction

Table des Matières

1	Le Soleil et ses relations avec la Terre.	15
I	Le Soleil.	15
I.1	Vie et mort du Soleil.	15
I.2	Structure du Soleil.	16
I.3	Champ magnétique et activité solaire.	19
II	Les relations Soleil-Terre.	19
II.1	Quelques effets du Soleil sur notre environnement.	19
II.2	L'ionosphère.	21
2	Le spectre solaire EUV.	25
I	Introduction.	25
II	Le flux EUV comme entrée d'énergie dans l'ionosphère.	28
II.1	Loi de Beer-Lambert et fonction de Chapman.	28
II.2	Impact du flux EUV sur l'atmosphère.	29
III	Petite histoire du flux EUV pour l'aéronomie. Variation et modèles.	29

Chapitre 1

Le Soleil et ses relations avec la Terre.

I Le Soleil.

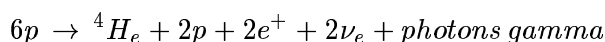
Tout est relatif. De notre point de vue, le Soleil est énorme (109 fois le diamètre terrestre, plus de 99 % de la masse du système solaire) et inévitable (quelle atmosphère, quelle vie sur Terre sans lui ?). D'un point de vue plus universel, c'est juste une étoile parmi les 200 milliards qui composent notre galaxie - la voie lactée -, plutôt pas très imposante.

I.1 Vie et mort du Soleil.¹

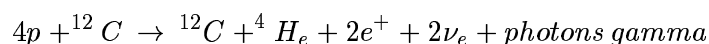
Le Soleil a d'abord été un nuage de gaz interstellaire, composé en grande partie d'hydrogène et d'hélium. Par suite d'une onde de choc, une contraction gravitationnelle du nuage commence, et ce processus continuant pendant environ 100 000 ans, les conditions de température et de pression deviennent favorables à l'émergence de réactions de fusion. En effet, la concentration est telle que la force électrostatique ne peut plus tenir éloignés 2 protons. Ceux-ci peuvent alors fusionner pour créer un noyau de deutérium constitué d'un proton et d'un neutron, liés entre eux par l'interaction forte. Au cours de ce processus de fusion, un positron et un neutrino sont libérés :



Un premier cycle de réaction nucléaire se met alors en route, transformant 600 millions de tonnes de protons en hélium chaque seconde, et libérant une quantité d'énergie colossale. Le bilan de ce cycle, appelé *cycle proton-proton*, peut se résumer de la manière suivante :



Un autre cycle de fusion nucléaire d'importance moindre pour la production d'énergie, le *cycle du carbone-azote*, accompagne le cycle proton-proton. Il peut à son tour se résumer de la manière suivante :



Les noyaux de carbone nécessaires à ce deuxième cycle étaient déjà présents dans le nuage interstellaire.

Ceci a commencé il y a 4,6 milliards d'années, et les réactions citées ci-dessus ont toujours lieu aujourd'hui, et se prolongeront encore pendant environ 5 milliards d'années.

Puis la quantité d'hydrogène restante ne sera plus suffisante pour continuer d'entretenir ce " feu "

¹Bibliographie générale :Lantos (1994, 1997), Lilensten and Bornarel (2001),Forestini (1999)

nucléaire ; le noyau de l'étoile se contractera, tandis que son enveloppe se dilatera ; le Soleil grossira d'un facteur 100, devenant ainsi une géante rouge. Une fois le noyau suffisamment contracté, et sa température suffisamment élevée, de nouvelles réactions nucléaires prendront place, créant à partir de trois noyaux d'hélium un noyau de carbone. Une fois l'hélium consommé à son tour, une partie du Soleil s'évacuera dans l'espace, formant alors une nébuleuse planétaire, centrée sur une naine blanche.

Les éléments présents dans l'atmosphère solaire sont globalement les mêmes que ceux que l'on trouve dans toute étoile de deuxième génération (c'est-à-dire les étoiles dont le nuage originel contient de la matière produite au sein d'étoiles plus vieilles) : l'hydrogène en quantité majeure, puis l'hélium², puis en moindre quantité les autres éléments stables jusqu'environ au fer. Une partie seulement de ces éléments peut être synthétisée au cours des réactions nucléaires ayant lieu au noyau du Soleil, alors qu'une autre partie -les éléments les plus lourds- a forcément été synthétisée dans des étoiles plus chaudes ou lors de supernovae, et était déjà entièrement présente dans le nuage interstellaire qui a donné naissance au Soleil.

I.2 Structure du Soleil.

On distingue deux parties, l'intérieur du Soleil et son atmosphère. Nous présentons ici succinctement les deux, et reviendrons dans la suite de ce manuscrit sur l'atmosphère solaire.

I.2.1 Structure interne.

La structure interne peut être déduite à partir d'observations de surface (en utilisant les techniques de l'héliosismologie) et de modèles. Elle est considérée comme connue depuis 1950, et se divise en trois parties :

- le *noyau*, qui occupe environ un quart du rayon solaire mais concentre 50% à 70% de la masse solaire, et où ont lieu les réactions nucléaires transformant l'hydrogène en hélium. La température y est de 15 millions de degrés et la densité est supérieure à 10 fois celle de l'or ; ces valeurs diminuent en s'éloignant du centre. A noter que les modèles prévoient la libération de nombreux neutrinos (particules de très faible masse et interagissant très peu avec la matière), mais que seul un tiers d'entre eux est observé. La physique du Soleil rejoint ici la physique des particules, et il semble aujourd'hui que cette différence entre théorie et observation peut s'expliquer par le phénomène d'oscillation des neutrinos : le long du trajet entre le Soleil et la Terre, les neutrinos, s'ils possèdent une masse non nulle, peuvent changer d'état. Ils ne sont alors plus détectables dans l'état attendu sur Terre. Nous avons ici un bel exemple où deux domaines apparemment différents de la physique se rejoignent et s'auto-alimentent.
- L'énergie libérée dans le noyau du Soleil se propage ensuite sous forme de rayonnement. C'est la *zone radiative* qui s'étend environ de 0,3 à 0,8 rayon solaire et où la température diminue de 7 à 2 millions de degrés. Au sommet de la zone radiative, la densité est inférieure à celle de l'eau. La lumière met plusieurs millions d'années à traverser cette zone, car les photons, absorbés et ré-émis de nombreuses fois, subissent une vraie " marche au hasard " au lieu d'un trajet en ligne droite qui ne durerait que deux secondes (comme les neutrinos).
- Au delà de cette zone, le transport radiatif de l'énergie devient moins efficace que le transport convectif et l'énergie est alors transmise par convection du plasma. C'est la *zone convective*, où s'alternent bulles de plasma chaud ascendantes et bulles de plasma froid descendantes et qui s'étend jusqu'à la première partie directement observable du Soleil

²Hélium, vient de helios, "Soleil" en grec, car il fut d'abord identifié comme un nouvel élément à la suite d'observations spectroscopiques solaires par Jules Janssen en 1868.

souvent assimilée à sa surface, la photosphère. En haut de la zone convective, la température est d'environ 6000 degrés et la densité est 10000 fois inférieure à celle de l'air.

A partir de la photosphère l'énergie est à nouveau transportée sous forme de rayonnement. Commence alors l'atmosphère solaire, composée de la chromosphère, la zone de transition et la couronne.

I.2.2 Photosphère et atmosphère solaire.

Pendant longtemps, l'observation du Soleil s'est résumée à l'observation de la photosphère (sphère émettant la lumière visible, du Grec *photos*, lumière), puisqu'elle est la source majeure du rayonnement, et que l'interaction électro-magnétique est le principal outil d'observation de l'astrophysique. Aussi, la photosphère est parfois appelée la surface du Soleil, bien qu'il faille la considérer comme la première couche de l'atmosphère, l'altitude zéro étant alors définie comme l'endroit où la profondeur optique à 5000 Å vaut 1. On peut observer directement la photosphère à condition de diminuer le flux lumineux qui parvient à l'œil humain ; il faut donc utiliser des filtres spéciaux, ou se contenter de projeter l'image du Soleil, ou encore regarder le Soleil lorsque sa lumière est suffisamment absorbée pour ne présenter aucun danger (au lever et coucher du Soleil, à travers d'épais nuages). Historiquement, la connaissance de 2 autres couches de l'atmosphère solaire est liée à l'observation visible (puisque à l'œil nu) d'éclipses totales du Soleil ; lors de ces impressionnants événements, on peut distinguer la chromosphère, vue comme un petit liséré rouge, due à l'émission de la raie de l'hydrogène $H\alpha$ juste au-dessus de la lune (et du Soleil), et la couronne, auréole blanche entourant le Soleil, qui est due principalement à la diffusion de la lumière photosphérique. Ces deux couches atmosphériques de températures très différentes (10000 °K pour la chromosphère contre quelques millions pour la couronne) ne sont pourtant pas très éloignées l'une de l'autre. On est ainsi amené à définir une troisième région se situant entre les deux, donc fine, et où la température augmente rapidement ; c'est la région de transition.

Une vue classique de l'atmosphère solaire est représentée sur la figure 1.1 par son profil en température et masse volumique. Cette vue dérive de modèles semi-empiriques (que nous évoquerons plus loin) reposant sur de lourdes approximations mais qui permettent de se faire une idée globale et utile, en gardant à l'esprit sa non-complétude, de la structure de l'atmosphère solaire. On peut donc garder en mémoire l'image suivante :

- la photosphère, interface entre l'intérieur du Soleil et son atmosphère, a une épaisseur d'environ 500 km. La température y décroît d'environ 5700 K à 4200 K, minimum de température du Soleil. Elle rayonne comme un corps noir à 5777 K et évacue 99% de la puissance rayonnée totale, dont la moitié environ dans le visible. On observe sur la photosphère les taches (zones d'émergence du champ magnétique qui canalise la matière, et donc de température plus froide), et la granulation (correspondant au "bouillonnement" de la matière engendré par la convection).
- Ensuite, la chromosphère s'étend sur environ 1500 km et la température y augmente jusqu'à 10000 K. On distingue principalement 2 structures. Premièrement, les spicules, cylindres radiaux de protons et d'électrons conduits par les lignes de champ magnétique. Bien qu'ils prennent pied dans la chromosphère, les spicules peuvent s'étendre jusque dans la couronne, à des altitudes entre 5000 km et 10000 km. Deuxièmement, le réseau chromosphérique qui est comme pour la granulation une structure en cellules due aux mouvements ascendants et descendants de la matière. La matière présente dans la photosphère et la chromosphère est capable d'absorber une partie du rayonnement de corps noir photosphérique ; c'est pourquoi le spectre du Soleil ressemble à celui d'un corps noir entrecoupé de nombreuses raies d'absorption : les raies de Fraunhofer. Au dessus du limbe, les raies d'absorptions sont observées en émission.
- La zone de transition est définie comme l'interface entre la chromosphère et la couronne ;

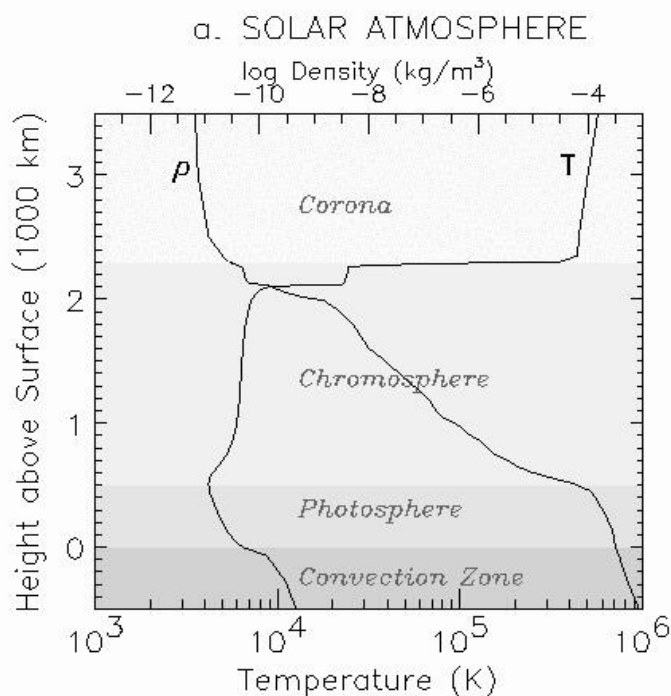


FIG. 1.1: Profil de masse volumique et de température de l'atmosphère solaire (Lean, 1997).

c'est donc la zone où la température augmente brusquement, pour des raisons encore mal connues. Il s'agit ici d'un problème majeur en physique solaire et stellaire. Narain and Ulmschneider (1990) ont passé en revue les différents mécanismes proposés pour expliquer le chauffage de la couronne : ondes acoustiques, ondes magnéto-hydrodynamiques, ondes d'Alfvén, dissipation magnétique, chauffage dû aux "micro" éruptions. Les auteurs notent que l'on ignore toujours quel est le processus dominant et que l'explication de ce chauffage nécessite à la fois de nouvelles observations et des progrès théoriques. Le rayonnement dominant de la zone de transition est sous forme de raies d'émission. En effet, la forte température rend favorable l'excitation des ions par collisions électroniques et la baisse de densité diminue la probabilité d'interaction (et donc d'absorption) des photons émis lors de la désexcitation. Les photons émis se situent principalement entre les rayons X et les rayons ultraviolets.

- Vers environ 800 000 K, le gradient de température diminue. On entre alors dans la couronne, qui s'étend sur plusieurs rayons solaires, et où la température peut varier de 1 à 15 millions de degrés environ. La densité continue de décroître. On distingue dans la couronne les trous coronaires, zones plus froides où les lignes de champ magnétiques sont ouvertes et d'où s'échappe le vent solaire rapide. La couleur blanche de la couronne vue lors des éclipses est due à la diffusion Thomson des électrons photosphériques. A cela viennent s'ajouter les nombreuses raies d'émission principalement dans le domaine des rayons X mous et l'extrême ultraviolet.

L'atmosphère solaire est finalement très inhomogène; de nombreuses structures sont présentes (taches, éruption,..) et évoluent au cours du temps à la fois à petite (quelques minutes) et grande échelles (cycle de 22 ans, cycle de 200 ans (Thuillier, 2000)). Au delà de ces "macro" structures, il existe toujours un débat sur la répartition de la matière émettrice dans la zone de transition; est-elle répartie sous formes de couches continues (Griffiths et al., 1999) ou de structures fines (boucles de matière) résolues ou non par les observations (Feldman, 1983a; Landi et al., 2000) ?

Le satellite SOHO, lancé en 1995 pour répondre entre autre aux questions posées ci-dessus, a encore renforcé cette image dynamique et inhomogène du Soleil. Par conséquent la référence aux différentes couches de l'atmosphère solaire a souvent pour fonction de définir un domaine de température (par exemple, les "raies de la zone de transition" sont les raies qui se forment entre environ 50 000 K et 800 000 K).

I.3 Champ magnétique et activité solaire.

Le champ magnétique solaire participe fortement à structurer la matière dans l'atmosphère solaire. Celui-ci prend naissance sous la zone de convection et est conduit par celle-ci jusqu'à la photosphère. Le mouvement convectif de la dernière partie de la zone de convection tend à concentrer le champ au bord des granules; la supergranulation agit de la même manière et l'on trouve une part importante du champ magnétique solaire à l'intersection des supergranules. Cette dernière configuration du champ donne naissance au réseau chromosphérique et à son prolongement dans la zone de transition chromosphère-couronne.

Bien que le champ magnétique soit essentiellement multipolaire, on peut distinguer à grande échelle des zones où une polarité domine; ces zones sont séparées entre elle par des lignes neutres. Il existe une composante dipolaire du champ, et lorsqu'il y a très peu d'activité solaire, on peut schématiquement distinguer deux grandes zones de polarité opposée, chacune située à l'un des pôles. Néanmoins, la configuration de ce champ est complexe et évolue sur un cycle de 22 ans environ, où l'*activité solaire* (caractérisée par un rayonnement plus intense, l'augmentation de phénomènes éruptifs, et de manière générale un dynamisme et un flux énergétique sortant plus forts) va atteindre deux maxima. Au début d'un cycle, le Soleil est dit "calme", et la photosphère, à l'exception des cellules de granulation, est quasi-homogène. L'augmentation d'activité a d'abord été caractérisée par l'apparence de taches sur le disque, correspondant en fait à des zones où le champ magnétique est localement plus intense et le plasma plus froid, bordées de facules, zones plus brillante que les granules. Dans la chromosphère, les zones situées au-dessus des taches sont en général plus brillantes que les alentours; ce sont les plages chromosphériques. L'augmentation du nombre de phénomènes "violents" (c'est à dire une brusque éjection de matière et/ou de rayonnement) se voit principalement dans la zone de transition et la couronne. Quand l'activité solaire arrive à son paroxysme, la composante dipolaire du champ s'inverse (chaque pôle "change" de polarité), et l'activité diminue alors jusqu'à revenir à son minimum. Cette phase dure environ onze ans, et une deuxième phase similaire s'amorce alors, si bien qu'au bout de 22 ans, le Soleil retourne approximativement à son niveau d'activité initiale avec la composante dipolaire du champ magnétique dans la même orientation.

II Les relations Soleil-Terre.

Il s'agit ici d'un très vaste sujet. Nous nous concentrerons essentiellement sur l'effet du flux solaire EUV.

II.1 Quelques effets du Soleil sur notre environnement.

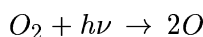
Il existe 2 sources majeure d'énergie solaire pour la Terre : le rayonnement et les particules. Ces 2 sources influencent à la fois notre environnement naturel (de la biosphère à l'espace) et notre environnement technologique.

II.1.1 Climat³

Quelques 99% de l'énergie solaire rayonnée et présente au sommet de l'atmosphère terrestre (c'est à dire la partie visible et infrarouge du spectre) pénètre dans la troposphère, la couche d'atmosphère terrestre la plus basse où le climat se fait⁴. 30% de ce rayonnement est directement réfléchi dans l'espace, et la Terre reçoit donc les 70% restants. Notre planète, ainsi chauffée à une température de 255°K, rayonne sa propre énergie, qui est absorbée par les gaz dans la basse atmosphère ; cet effet de serre permet une température de surface de la Terre d'environ 288°K. C'est donc bien le Soleil qui permet un climat terrestre vivable.

II.1.2 Couche d'ozone.⁵

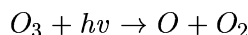
Le rayonnement solaire pourrait tout aussi bien empêcher la vie sur Terre si nous n'étions pas protégés par la couche d'ozone. Le rayonnement solaire de longueur d'onde inférieure à 242 nm permet la photodissociation de la molécule d'oxygène :



L'atome d'oxygène peut ensuite se combiner avec une molécule d'oxygène pour créer une molécule d'ozone :



où M représente O_2 ou N_2 et intervient en tant que catalyseur. La molécule d'ozone peut enfin se dissocier en absorbant un rayonnement de longueur d'onde comprise entre 240 nm et 310 nm.



C'est cette absorption qui empêche cette partie du rayonnement solaire, nocive pour les organismes vivants, d'atteindre la surface terrestre. La couche d'ozone se situe vers 25 km au-dessus de la surface.

II.1.3 La météorologie de l'espace.⁶

Les progrès technologiques réalisés au dernier siècle ont accru notre vulnérabilité face à la variabilité de l'énergie solaire reçue par la Terre. Les risques encourus sont le plus souvent d'ordre technologique et économique (perte de satellite, rupture de communication radio) mais peuvent aussi toucher directement les hommes (cosmonautes en sortie dans l'espace, ou plus généralement par la suite d'effets indirects d'un évènement géomagnétique ; citons l'orage magnétique célèbre de mars 1989 qui engendra une coupure d'électricité pour 6 millions de personnes pendant 9 heures). Pour maîtriser et prévenir ces nuisances, il faut à la fois améliorer notre connaissance des phénomènes physiques mis en jeu (en trouvant par exemple des composants électroniques moins sensibles au vent solaire) et tenter de *prédire* les évènements susceptibles d'engendrer les nuisances ; c'est essentiellement cette dernière composante qui a amené le nom de 'météorologie de l'espace'.

Typiquement, de telles nuisances surviennent suite à une modification de notre environnement géophysique, elle même engendrée le plus souvent par une variation de l'énergie solaire arrivant vers la Terre. C'est principalement les rayonnements particuliers et à courtes longueurs d'onde

³Bibliographie générale : Lean (1997),Boutron (1991, 1996, 1998, 2000)

⁴Notons que l'on ne sait pas dans quelle mesure les hautes couches de l'atmosphère (comme la thermosphère) influencent le climat.

⁵Bibliographie générale : Lean (1997),Boutron (1991, 1996, 1998, 2000),Lilensten and Blelly (1999)

⁶Bibliographie générale : Lantos (1997), Lilensten and Bornarel (2001).

($\lambda \lesssim 1500 \text{ \AA}$) qui influencent l'état de de la magnétosphère et de l'ionosphère terrestre. Un changement sur la quantité ou les propriétés de ces entrées d'énergie engendre une réponse de notre environnement géophysique. Ainsi, un surplus de particules et/ou de rayonnement EUV augmente la densité ionosphérique, ce qui résulte en un freinage plus important des satellites en orbite à l'altitude correspondante. Et une modification de l'ionosphère peut engendrer des nuisances sur les télécommunications.

Plusieurs centres de prévisions ont été mis en place : citons le très connu Space Environment Center (SEC)⁷ situé à Boulder dans le Colorado, et le centre français de la compagnie CLS (pour Collecte Localisation Satellites)⁸ issu du Centre de Prévision de l'Activité Solaire et Géomagnétique de l'Observatoire de Meudon.

Nous consacrons la section II.2 à l'ionosphère.

II.2 L'ionosphère.

On définit l'ionosphère comme la partie ionisée de la haute atmosphère. Typiquement, on trouve des ions en quantité non-négligeable à partir de 60 km.

La Terre possède bien sûr une ionosphère, mais toute planète dotée d'une atmosphère en a une aussi. Les sources d'ionisation primaires sont les photons solaires EUV et X (typiquement en dessous de 1200 \AA) et les particules solaires provenant du vent solaire mais aussi d'événements éruptifs sur le Soleil. Ces sources d'énergie peuvent aussi dissocier les molécules, ainsi qu'exciter et chauffer l'atmosphère. Du côté nuit de la planète, le flux EUV est absent mais les particules solaires, suivant un parcours compliqué du fait de l'interaction des champs magnétiques interplanétaire et planétaire, peuvent y précipiter. Ainsi, il existe aussi une ionosphère nocturne, résultant de l'ionosphère diurne et de ces précipitations. Nous n'évoquerons que l'ionosphère diurne où le flux solaire EUV est la source majeure d'énergie.

Les électrons arrachés par le flux EUV sont les photo-électrons ; leur énergie est telle qu'ils forment une population suprathermique par rapport aux électrons thermalisés ayant déjà interagi avec le reste de l'atmosphère. Ces photo-électrons peuvent alors ioniser, dissocier, exciter, et chauffer le reste du gaz à leur tour. L'ionosphère est donc un plasma constitué d'électrons (la population thermique et suprathermique), de particules neutres (essentiellement N_2 , O_2 , et O), et d'ions (en majeure partie d'ions positifs bien qu'il existe à basse altitude une couche d'ions négatifs). Il existe un couplage important entre ces différents constituants par le biais de réactions chimiques, de collisions élastiques et non-élastiques.

Ce plasma est sensible aux forces électromagnétiques et notamment au champ magnétique terrestre ; ce dernier varie en fonction de la latitude (puisque le champ terrestre peut être associé à un dipôle à peu près orienté nord-sud), tout comme l'angle d'incidence et donc l'impact du flux EUV (fonction de Chapman) et l'intensité des précipitation particulaires (du fait de la configuration magnétique). On comprend alors que l'ionosphère varie aussi en fonction de la latitude. On distingue en général l'ionosphère à basse et moyenne latitude de l'ionosphère aurorale et polaire, moins bien connue. La description que nous donnons ici s'adapte mieux à l'ionosphère des basses et moyennes latitudes.

L'existence d'une couche conductrice dans l'atmosphère terrestre a d'abord été invoquée pour expliquer les variations observées du champ magnétique terrestre, puis les communications radio

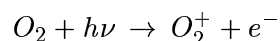
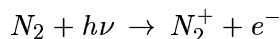
⁷<http://www.sec.noaa.gov/>

⁸<http://www.cls.fr/previsol/>

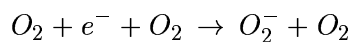
transatlantiques. L'investigation de la structure de l'ionosphère par les ondes radio a conduit à y distinguer différentes régions. Nous les décrivons ici succinctement.

II.2.1 La couche D.

C'est la couche la plus basse de l'ionosphère située environ entre 60 et 80 km ; elle est le siège d'une chimie complexe et encore mal connue. Du fait de la forte concentration des constituants neutres (N_2 , O_2 , et O), la photo-ionisation y est compensée par les processus de recombinaison et d'ionisation négatives (attachement d'un électron à un neutre). Les processus importants d'ionisation positives, et qui créent donc des électrons libres, sont les suivants :

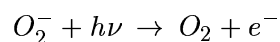


Comme mentionné précédemment, l'ionisation négative joue un rôle prédominant, notamment par le biais de la relation suivante :

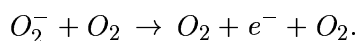


La durée de vie d'un électron libre par rapport à cette réaction (le temps moyen entre la "création" de l'électron libre et sa destruction via cette réaction) est de l'ordre de 10^{-2} seconde à 50 km, ce qui est très peu.

Parmi les processus détruisant les ions positifs, on peut mentionner la recombinaison dissociative et l'échange de charge entre un ion positif et un ion négatif. Enfin pour la destruction des ions négatifs, citons à nouveau l'échange de charge entre deux ions de charge opposée ainsi que le photodétachement



et le détachement collisionnel



La comparaison des taux de réaction montre qu'il se constitue une couche d'ions négatifs (dont la concentration est supérieure à celle des électrons), appelée pseudo couche de Chapman.

II.2.2 La région E.

En s'élevant dans l'atmosphère, la concentration des ions positifs (et donc celle des électrons) devient supérieure à celle des ions négatifs et on arrive alors dans la région E, située entre environ 85 et 120 km. L'effet de la photo-ionisation devient prédominant sur les processus collisionnels aboutissant à la création d'ions négatifs. La chimie mettant en jeu les ions positifs et les neutres provoque la prédominance de la concentration des ions NO^+ et O_2^+ vers 100 km.

Cette région est aussi appelé région dynamo, car elle est le siège de courant engendrant des variations du champ magnétique terrestre au sol. En effet, les ions et les neutres vont être soumis à des effets de marée, alors que les électrons se déplacent le long des lignes de champ magnétiques, c'est à dire horizontalement puisque nous nous situons à basse et moyenne latitude. Ces courants horizontaux peuvent alors perturber le champ magnétique terrestre.

II.2.3 La région F.

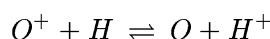
Cette région est couramment divisée en trois parties, la région F1, la couche F2, et la haute ionosphère.

Région F1. On la situe entre 120 et 200 km, et la chimie de la région E continue de s'appliquer ; la concentration en ions positifs augmente, et la chimie (notamment par la réaction d'échange de charge $O_2^+ + NO \rightarrow O_2 + NO^+$ et les collisions entre ions et neutres) aboutit à un pic de concentration de l'ion NO^+ vers 160 km.

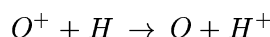
A partir d'environ 220 km, la diffusion ambipolaire devient au moins aussi importante que les réactions chimiques. Cette diffusion comporte deux composantes, une résultant de la diffusion des ions sur les neutres, l'autre résultant du champ électrique de polarisation maintenant la neutralité du plasma. On définit en-dessous de cette altitude la zone de chimie. Au-dessus, celle-ci devient négligeable et la diffusion domine. De même, cette altitude caractérise aussi la transition de la prédominance des ions moléculaires vers celle des ions atomiques.

Région F2. La région F2 s'étend environ de 200 à 400 km. C'est dans cette région que le régime diffusif va prendre le dessus. Suite à la chimie ayant lieu en région F1, la concentration de l'ion O^+ augmente tant que la diffusion ne joue pas de rôle. L'ion O^+ devient alors majoritaire. Lorsque la diffusion devient prépondérante, sa concentration diminue quand on s'élève dans l'atmosphère.

Haute ionosphère ou région Fsup. La réaction d'échange de charge suivante



commence dans la région F2. L'hydrogène étant plus léger que l'oxygène, sa concentration diminue moins vite avec l'altitude ; et puisque l'ion O^+ est majoritaire, c'est la réaction



qui domine, et tant que la diffusion reste faible, la densité de protons augmente avec l'altitude. Quand on passe au régime diffusif, l'ion H^+ minoritaire va diffuser dans les ions O^+ . Son comportement a alors deux composantes : l'une correspond au comportement de l'ion majoritaire du plasma (O^+) et tend à provoquer son échappement de l'ionosphère ; l'autre, qui correspond à sa diffusion dans les ions O^+ , contribue à augmenter sa concentration.

Ainsi, deux situations sont possibles. Si l'ion H^+ peut s'échapper, sa concentration diminue avec l'altitude ; par contre, s'il ne peut pas s'échapper, sa concentration relative croît, et l'ion H^+ devient alors majoritaire. L'échappement a principalement lieu en région polaire (d'où le nom de vent polaire), et H^+ reste alors minoritaire jusqu'à très haute altitude ($\simeq 6000$ km) ; à basse latitude, il peut devenir majoritaire vers 700 km.

Chapitre 2

Le spectre solaire EUV.

I Introduction.

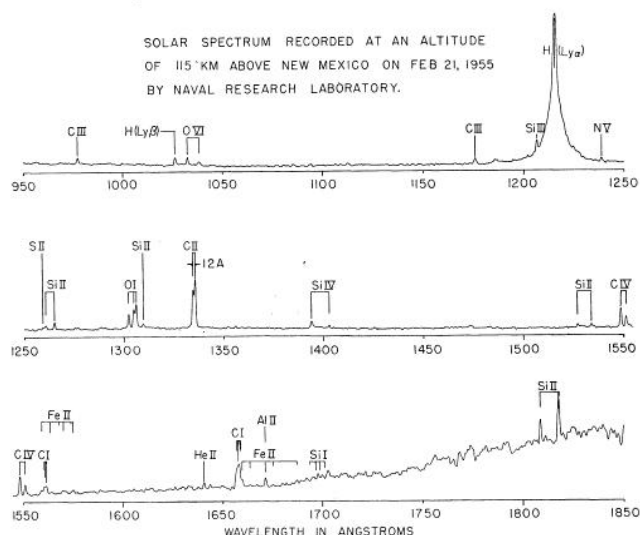


FIG. 2.1: Première observation de raies d'émission EUV (Johnson et al., 1958)

L'émission solaire EUV étant complètement absorbée par les hautes couches de l'atmosphère terrestre, son observation commence en même temps que l'ère du spatial. Néanmoins, dès le début du XX^{ème} siècle et une fois la "catastrophe ultraviolette résolue"¹, il est suspecté que l'émission solaire dans les basses longueurs d'onde est nettement supérieure à celle prévue pour un corps noir à 6000 °K. Saha (1937) suggère qu'il faut 10^6 fois plus de photons que prévu par la loi de Planck pour d'expliquer la couche d'ion N_2^- dans l'atmosphère terrestre côté nuit. Wulf and Deming (1938) sont conduits au même argument pour expliquer la couche E de l'ionosphère. Encore, Edlen (1941), en analysant un spectre coronal mesuré lors d'une éclipse, en déduit une température coronale de l'ordre de 10^6 K et note qu'à cette température, l'atmosphère solaire devrait aussi émettre des raies dans le domaine des rayons X mous et l'EUV. Le premier spectre solaire dans l'UV (jusqu'à 2200 Å) est obtenu par Baum et al. (1946). Tousey et al. (1951) mesurent sans résolution l'émission solaire dans les intervalles [1Å-8Å], [795Å-1050Å], [1050Å-1340Å], alors que Johnson et al. (1955, 1958) enregistrent les premières raies d'émission EUV

¹La loi de Rayleigh-Jeans ($I_\lambda = \frac{2c}{\lambda^4}k_bT$) prévoyait une augmentation infinie du rayonnement d'un corps noir vers les petites longueurs d'onde. Elle n'est en fait qu'une approximation de la loi de Planck (1901), valable aux grandes longueurs d'onde uniquement ($\frac{hc}{\lambda} \ll kT$).

(notamment He II, C I, C II, C III -977,02 Å-, N V, O I, O VI -1031,9 Å ; 1037,6 Å-, Ly α et Ly β). La figure 2.1 montre ce spectre.

Ainsi, ce qui était suspecté à la fois comme cause pour expliquer l'ionosphère et conséquence de

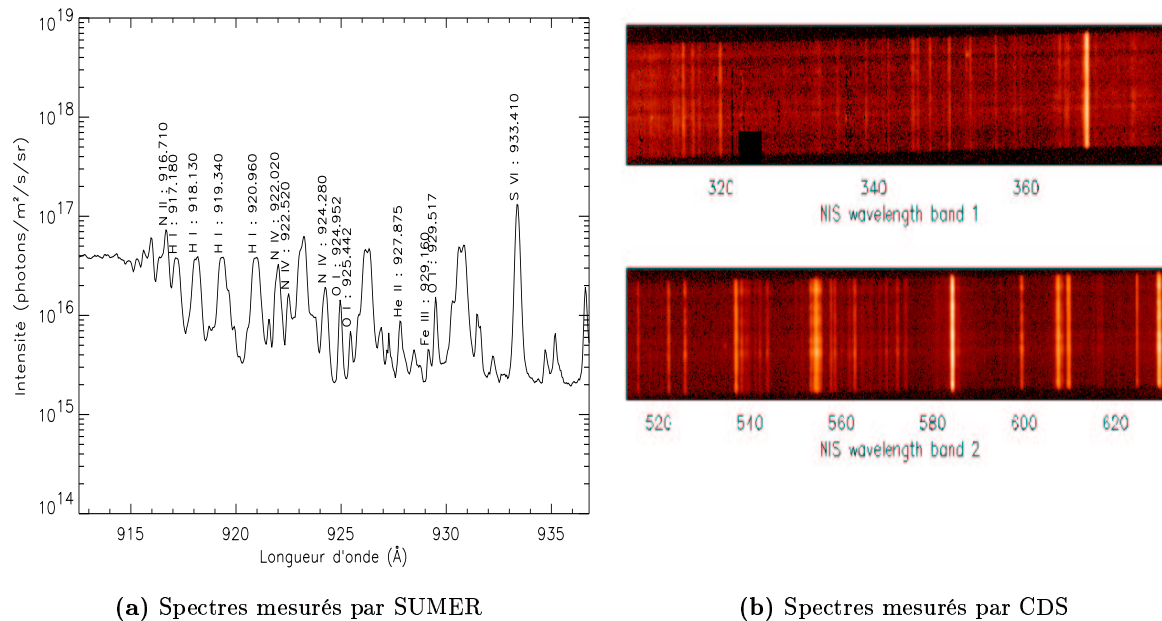


FIG. 2.2: Spectres mesurés par 2 instruments à bord du satellite SOHO.

l'observation de raies coronales chaudes lors d'éclipses est vérifié : le Soleil émet beaucoup plus de rayonnement EUV qu'un corps noir à 5777 °K, et principalement sous forme de raies d'émission. La totalité du spectre solaire EUV peut être maintenant observée avec une résolution spatiale et spectrale nettement meilleure. La figure 2.2 représente deux spectres mesurés par deux instruments à bord de SOHO, un satellite performant d'observation du Soleil lancé en 1995. Les progrès technologiques réalisés depuis les débuts de l'ère spatiale et de la spectrométrie EUV permettent d'obtenir des résolutions spatiales et spectrales respectivement de l'ordre de 700 km et 0.05 Å. La figure 2.2a montre un spectre enregistré par l'instrument SUMER (Wilhelm et al., 1995), sur lequel nous reviendrons au chapitre 4. L'axe des ordonnées représente le nombre de photons émis par seconde, unité de surface du Soleil, unité d'angle solide et par Angström, et l'axe des abscisses est gradué en Angström. On peut y voir de nombreuses raies d'émission identifiées comme des transitions électroniques de divers ions (notons qu'il y a aussi des raies dues aux atomes neutres comme l'hydrogène). On peut aussi noter l'absence visible de raies d'émission en dessous de 911 Å ; en fait, le rayonnement dans cette région spectrale est dominé par le *rayonnement continu* dû à la recombinaison de l'atome d'hydrogène. La figure 2.2b montre deux images du détecteur NIS (pour Normal Incidence Spectrometer) de l'instrument CDS (Harrison et al., 1995) ; en abscisse se trouve la dimension spectrale, ici graduée en angstrom, et en ordonnée la dimension spatiale (environ 170000 km de bas en haut). On voit bien à nouveau les différentes raies d'émission d'intensité plus ou moins forte, mais on devine aussi des structures spatiales.

Le spectre EUV est donc composé principalement de raies émises par les éléments solaires ionisés. A cela, s'ajoute une contribution du rayonnement continu, venant pour la majeure partie de la recombinaison d'ions (émission libre-liée, cf chapitre 3, section II.2.2). L'émission libre-liée est essentiellement dominée par la recombinaison de l'ion hydrogène comme il est montré sur la courbe 2.3. Cette recombinaison a lieu principalement à des températures comprises entre 15 000

K et 50 000 K , c'est à dire dans la haute chromosphère et le début de la zone de transition. De par la forte densité en hydrogène, ce rayonnement peut être absorbé par l'une des raies Lyman de l'hydrogène.

Sur la figure 2.4, nous avons modélisé l'émission solaire totale entre 1 et 1100 Å par boîte

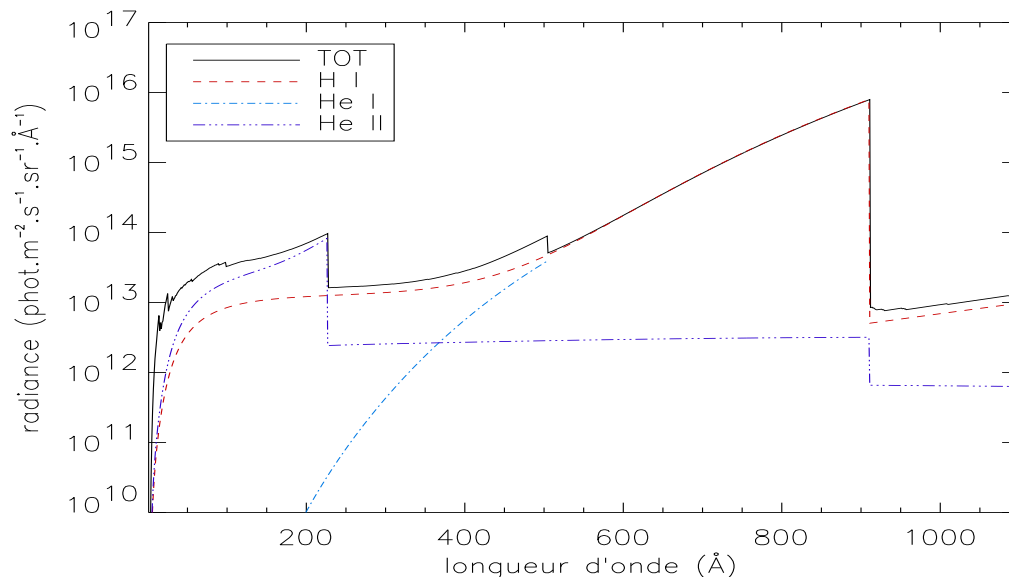


FIG. 2.3: Émission due à la recombinaison, et contribution de l'hydrogène et de l'hélium .

de 50 angstroms (le calcul est expliqué dans le chapitre 3 où on présente la base de donnée CHIANTI). Il ne s'agit donc pas d'un spectre réel, mais, comme pour les modèles empiriques de l'atmosphère solaire, on peut en déduire des informations pertinentes en gardant à l'esprit qu'il s'agit d'une modélisation. Les raies provenant de transitions d'atomes neutres ne sont pas représentées; cela ne modifie pas les caractéristiques principales que l'on peut observer, à l'exception des raies de Lyman (transition vers le premier niveau de l'atome d'hydrogène) qui ont une contribution importante entre 911 Å et 1030 Å. Sachant qu'à chaque raie d'émission on peut attribuer une température principale de formation (les processus de formation des raies sont présentés au chapitre 3) on peut donc calculer une température moyenne d'émission par intervalle de longueur d'onde; c'est le logarithme de cette température qui est représenté par la couleur des boîtes d'intervalle de 5 Å. Ainsi, une couleur correspondant à $\text{Log}(T)=5.5$ signifie que la température moyenne de l'émission contenu dans l'intervalle de 5 Å concerné est $10^{5.5} \simeq 315\,000$ K; bien sûr, cet intervalle peut contenir des raies (ou du continu) qui se forment à des températures plus fortes ou plus faibles.

La majorité du rayonnement EUV est ainsi émise à des températures comprises entre 15 000 K et 1 000 000 K, c'est à dire principalement dans la zone de transition. Plus on descend en longueur d'onde, plus la matière émettrice est chaude, et donc plus on monte dans l'atmosphère solaire. Juste en dessous de 911 Å, le rayonnement est dominé par le continu de l'hydrogène. Cette figure permet aussi de remarquer que certains intervalles de 5 Å représentent la majorité de l'émission de la boîte de 50 Å associée; il s'agit en fait de raies particulièrement intenses. Ainsi, dans l'intervalle [950 Å; 1000 Å], 89% des photons sont émis par le carbone ionisé 2 fois (C III) à 977,02 Å et par de la matière à environ $10^{4.8} \simeq 63\,000$ K.

Les observations EUV ont été utilisées dans deux disciplines :

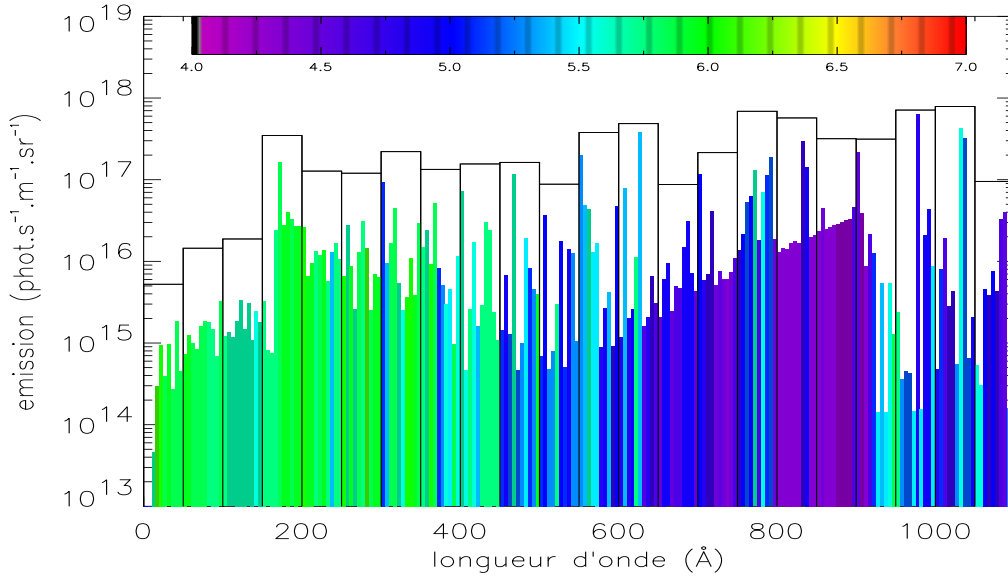


FIG. 2.4: Modélisation de l'émission solaire EUV

- *la physique solaire*, où diverses méthodes d'analyse des données permettent de déduire les paramètres physiques de l'atmosphère solaire. Les observations "utiles" sont alors celles avec une grande résolution spatiale et spectrale.
- *la physique de l'ionosphère*, puisque le rayonnement EUV est le principal responsable de l'ionisation diurne. Ici, on s'intéressera surtout à l'émission *totale* du Soleil.

II Le flux EUV comme entrée d'énergie dans l'ionosphère.

II.1 Loi de Beer-Lambert et fonction de Chapman.

Les photons solaires EUV sont absorbés par la haute atmosphère à travers les processus d'ionisation, de dissociation (et d'ionisation dissociative), et d'excitation. A une longueur d'onde donnée λ et une altitude z , on peut traduire cette absorption par la loi de Beer-Lambert

$$I(\lambda, z) = I(\lambda, \infty)e^{-\tau} \quad (2.1)$$

où $I(\lambda, z)$ est l'intensité lumineuse à λ et z . τ est la profondeur optique définie par

$$\tau(\lambda) = \sum_n \sigma_a^n(\lambda) n_n(z_0) \int_z^\infty \sec\chi(z') e^{-\frac{z'-z_0}{H_n}} dz' \quad (2.2)$$

Ici, σ_a^n est la section efficace d'absorption par l'espèce n , $n_n(z_0)e^{-\frac{z-z_0}{H_n}} = n_n(z)$ est la concentration des absorbeurs n à l'altitude z (H_n est la hauteur d'échelle déduite de l'équilibre hydrostatique), et $\sec\chi(z)$ définit la projection de la direction de l'énergie lumineuse incidente sur la direction radiale à l'altitude z , pour une latitude donnée. τ (sans dimension) est défini de tel manière que $I(z)d\tau$ est l'intensité absorbée par le milieu à l'altitude z le long d'un parcours dz . Pour de faibles latitudes ($< 60^\circ$),

$$\sec\chi \simeq \frac{1}{\cos\chi}. \quad (2.3)$$

Au haute latitude, on appelle souvent la projection "fonction de Chapman", et on la note

$$chap(z, \chi, H) \quad (2.4)$$

II.2 Impact du flux EUV sur l'atmosphère.

Dans la couche D, le rayonnement de longueur d'onde inférieure à 1340 Å peut ioniser la molécule NO. On peut alors citer la forte raie d'émission solaire Lyman α (raie de l'hydrogène atomique) à 1216 Å comme l'une des responsables majeures de cette réaction. Le rayonnement compris entre 1 Å et 10 Å peut ioniser à ces altitudes les molécules d'azote (N_2) et d'oxygène (O_2). A noter que dans cette couche de l'ionosphère, la plus basse, on peut trouver des ions négatifs créés à partir des photo-électrons.

Dans les régions E et F, la photo-ionisation se produit principalement sur les molécules d'azote et d'oxygène (les seuils de la réaction en longueur d'onde du photon incident sont respectivement 794,87 Å et 1024,79 Å), ainsi que sur l'oxygène atomique (911,76 Å). Ainsi, presque toute la gamme du spectre EUV peut ioniser l'atmosphère. Notons quand même que le rayonnement compris entre 100 Å et 1000 Å produit principalement des ions O^+ et N_2^+ avec un maximum de production vers 160 km d'altitude, alors que le rayonnement entre 10 Å et 100 Å produit les trois principaux ions O^+ , N_2^+ , et O_2^+ préférentiellement vers 110 km d'altitude (Lilensten and Blet, 1999). Il est intéressant de noter aussi que les seuils de réactions pour l'ionisation de l'oxygène moléculaire et de l'oxygène atomique sont très proches respectivement de la raie Lyman β et du seuil d'ionisation de l'hydrogène atomique. Pour l'ionisation de la molécule d'azote, les raies solaires intenses Ne VIII (780,33 Å et 770,409 Å), N IV (765,15 Å), et O IV (787,7 Å et 790,22 Å) devraient jouer un rôle important.

Bien sûr, ce n'est pas le seul impact du flux EUV. Celui-ci ionise aussi d'autres constituants (comme l'hélium par exemple), et les ions créés par photoionisation vont largement interagir entre eux et avec le reste du milieu pour créer une chimie complexe. Finalement, le rayonnement solaire EUV ionise et excite le gaz de la haute atmosphère terrestre, ce qui entraîne un rayonnement par désexcitation radiative, ainsi qu'un chauffage ionosphérique et thermosphérique.

III Petite histoire du flux EUV pour l'aéronomie. Variation et modèles.

Comme noté précédemment, le Soleil suit un cycle d'activité de 11 ans environ. Cette activité est couramment repérée par le nombre de taches présentes sur la photosphère; un autre indice, très utilisé pour le flux EUV est le flux solaire à 10,7 cm, noté $f_{10,7}$ et mesurable depuis la Terre. Exprimé en unité de flux solaire ($10^{-22} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$), il varie approximativement de 70 à 280 du minimum au maximum solaire.

La partie du spectre située dans l'extrême ultraviolet varie fortement avec ce cycle. De plus, cette variation n'est pas la même pour tout le spectre EUV, certaines raies subiront des variations d'un facteur 2-3 alors que d'autres varieront d'un facteur 10. En fait les connaissances sur la valeur absolue du flux solaire EUV et sa variation sont encore incertaines malgré de nombreux travaux. Nous présentons dans cette section la progression de la connaissance du flux solaire EUV.

Nous commençons cette histoire en 1969, juste après le maximum solaire du cycle 20. Hinteregger (1970) présente cette année là à Madrid un flux EUV au sein de l'International Association of Geomagnetism and Aeronomy, flux considéré alors représentatif pour un Soleil sans éruption et à un niveau moyen d'activité. Hélas, Hinteregger (1976) rapporte que ce flux a fortement été remis en cause à la fois par des études théoriques et observationnelles, le principal problème étant l'étalonnage des données; ce constat amène l'auteur à définir les connaissances observationnelles du flux nécessaires pour l'aéronomie : calibration absolue des mesures et variation temporelle à toutes échelles (heures, 27 jours -rotation solaire-, 11 ans -cycle d'activité magnétique solaire-

). L'auteur rappelle ensuite les différents résultats obtenus par l'instrument EUVS (pour EUV spectrometer, de résolution spectrale $> 1,5 \text{ \AA}$) sur le satellite AE-C : l'amplitude de la variation du flux est très différente selon les longueurs d'onde à l'échelle d'une trentaine de jours. En fait, il n'est même pas observé une plus forte variabilité pour les petites longueurs d'onde comme on s'y attendait. De manière générale, l'amplitude et la phase varient différemment pour différente longueur d'onde, et différentes rotations solaires. Nous sommes en 1976, début et minimum du cycle 21.

L'état des lieux est ainsi posé (il faut quantifier ce que l'on ne connaît que qualitativement), et le travail à accomplir est clair : on doit mesurer le flux solaire EUV avec une bonne précision sur un cycle entier. Néanmoins, il est rappelé la difficulté de contrôler la réponse du spectrophotomètre depuis son élaboration en laboratoire jusqu'à sa mise en orbite et son temps de vie "spatial". Finalement, un nouveau flux de référence est recommandé pour une activité minimale ($f_{10.7} = 74$). Il a été publié par Heroux and Higgins (1977) et mesuré à bord d'une fusée lancée en 1973 avec une résolution spectrale d'environ $0,6 \text{ \AA}$. En fait ce flux va être révisé très rapidement à l'aide des données acquises à bord du satellite Atmosphere Explorer E (AE-E) ; ainsi naît le premier flux solaire EUV de référence : F74113, mesuré le 23 avril (113^{ème} jour de l'année) 1973 (Heroux and Hinteregger, 1978) et représenté dans la table III. L'incertitude sur ces valeurs est estimée à $\pm 30 \%$ pour les longueurs d'onde supérieures à 250 \AA , et inconnue au-dessous.

En 1977, Schmidtke et al. (1977) rapportent les observations acquises avec le satellite AE-ROS A de décembre 1972 à août 1973 : décroissance du flux avec la décroissance de l'activité solaire, variation de 27 jours, et variation journalière ou plus courte. Ils mentionnent aussi que l'indice $f_{10.7}$ n'est pas représentatif de cette variation. Les auteurs analysent la variation des paramètres (concentration et température des électrons et des ions, spectre de photo-électrons) des régions E et F de l'ionosphère (issus de modèles) avec celle du flux solaire : ces paramètres augmentent avec le flux mais de façon non proportionnelle. Selon eux, la dépendance en longueur d'onde de la variation du flux en est la cause.

En 1979, Hinteregger (1979) présente grâce aux instruments EUVS d'AE-C et d'AE-E (qui ont fonctionné pendant des périodes respectives de 4,5 et 2,5 ans) les résultats sur lesquels il y a un accord pour les données du cycle 20 ; la variation du flux sur 27 jours semble plus faible que celle de $f_{10.7}$ (excepté pour les raies coronales chaudes) et il n'y a pas d'évidence observationnelle pour une forte variation du flux avec le cycle (pour $f_{10.7}$ dépassant sa valeur minimale de 150%, le flux n'augmenterait pas plus que de 30%, soit 5 fois moins). L'auteur remet alors en cause l'usage de l'indice décimétrique comme traceur de la variation de l'irradiance EUV solaire. De plus, au minimum du cycle 21, le flux EUV était supérieur à celui observé à des périodes de plus fortes activités du cycle 20. Torr et al. (1979) notent que la variation sur le cycle 21 est beaucoup plus grande (par exemple, le flux de la raie H I Ly β serait multiplié par 3,4 et celui de He II à $30,4 \text{ nm}$ par 2). En reprenant le découpage du flux de Heroux and Hinteregger (1978), ils déterminent à partir des mesures du flux d'Atmosphere Explorer les fréquences d'ionisation² dans 37 "boîtes" de longueur d'onde (intervalle de 50 \AA ou raie) pour des conditions d'activité minimale et maximale. Ils suggèrent alors d'interpoler entre les deux en utilisant une variation exponentielle en fonction de $f_{10.7}$ des fréquences d'ionisation. Enfin Hinteregger (1981) conclut dans un article de revue sur la difficulté de représenter la variation du flux à la fois spectrale et temporelle et sur la non représentativité des indices utilisés, quoique fort utiles. Malgré les difficultés rencontrées, il est nécessaire de disposer du flux solaire EUV à une date donnée et le même auteur (Hinteregger et al., 1981) propose un modèle intitulé SERF1, que nous décrivons brièvement ci-dessous, basé

²définies par $q_i = \int \sigma_i(\lambda) F_\infty(\lambda) d\lambda$ pour l'espèce i avec $\sigma_i(\lambda)$ la section efficace d'ionisation de l'espèce i et $F_\infty(\lambda)$ le flux solaire à λ au sommet de l'atmosphère terrestre.

longueur d'onde (Å)	Ion	flux (10^9 photons/cm ² /s)
50-100		0,42
100-150		0,15
150-200		2,4
200-250		1,6
256,3	He II, Si X	0,46
284,15	Fe XV	0,21
250-300		2,3
303,31	Si XI	0,80
303,78	He II	6,9
300-350		8,7
368,07	Mg IX	0,65
350-400		0,96
400-450		0,38
465,22	Ne VII	0,29
450-500		0,57
500-550		0,42
554,37	O IV	0,72
584,33	He I	1,3
550-600		2,2
609,76	Mg X	0,53
629,73	O V	1,6
600-650		2,4
650-700		0,13
703,36	O III	0,36
700-750		0,49
765,15	N IV	0,17
770,41	Ne VIII	0,26
789,36	O IV	0,68
750-800		1,9
800-850		1,6
850-900		3,4
900-950		3,1
977,02	C III	4,4
950-1000		5,9
1025,72	H I	3,5
1031,91	O VI	2,1
1000-1050		8,1
1050-1100		2,8

TAB. 2.1: F74113 : flux solaire EUV de référence pour $f_{10.7} = 74$ (Heroux and Hinteregger, 1978)

sur un spectre de référence au minimum d'activité et sur son extrapolation au cours du cycle³.

SERF1 (Hinteregger et al., 1981)

Le spectre de référence utilisé (et déterminé) par Hinteregger pour modéliser le flux solaire dans l'EUV est issu des données du satellite Atmosphère Explorer E (AE-E) dont le domaine d'observation était compris entre 142 Å et 1850 Å et dont l'étalonnage n'était pas très satisfaisant, en service à la fin des années 70 et au début des années 80. Ce spectre, dénommé SC #21REF, liste le flux pour 1659 longueurs d'onde et pour un minimum d'activité ($R_z = 0$ -pas de taches-, $f_{10.7} = 68$ et $\langle f_{10.7} \rangle = 70$ -la valeur de $f_{10.7}$ moyennée sur 81 jours-) durant le 21^{ème} cycle solaire; il a été collecté du 13 au 28 juillet 1976.

L'extrapolation est elle aussi basée sur les mesures de AE-E, et n'est valable que de juillet 1977 à décembre 1980. Elle repose sur le modèle "en classes" suivant :

$$F(\lambda) = F_{ref}(\lambda) + F_{ref}(\lambda) \cdot (R_k - 1) \cdot C(\lambda)$$

où :

- $F(\lambda)$ est le flux que l'on souhaite connaître.
- $F_{ref}(\lambda)$ est le flux du spectre de référence.
- $R_k = \frac{F_k}{F_{ref}}$ est le rapport du flux F_k de classe k le jour de l'extrapolation au flux de classe k du spectre de référence.
- $C(\lambda)$ est un paramètre d'échelle qui lie la variation de $F(\lambda)$ en fonction de l'activité à celle du flux de la classe k .

Pour un modèle à deux classes, Hinteregger utilisait la raie H I Ly β pour les émissions chromosphériques et la raie du fer XVI (335 Å) pour les émissions de la zone de transition et de la couronne.

Au-delà de la période de validité temporelle du modèle en classe, Hinteregger a proposé la formule suivante basée sur la mesure de l'indice $f_{10.7}$:

$$F(\lambda) = A_\lambda \cdot \langle f_{10.7} \rangle + B_\lambda \cdot (f_{10.7} - \langle f_{10.7} \rangle) + C_\lambda$$

Où :

- A_λ , B_λ et C_λ sont des coefficients ajustés par la méthode des moindres carrés pour reproduire au mieux les données.
- $f_{10.7}$ est l'indice décimétrique et $\langle f_{10.7} \rangle$ sa moyenne sur 81 jours.

En 1985, Torr and Torr (1985) recalculent les fréquences d'ionisation selon le même schéma que Torr et al. (1979) à partir de valeurs corrigées du flux EUV. Ces révisions vont jusqu'à 60% de leur valeur initial pour les 2 conditions solaires extrêmes.

Donnelly et al. (1986) ré-étudient les variations du flux à partir des données d'AE-E en distinguant les raies EUV chromosphériques et coronales, et en fonction de plusieurs indices d'activité : $f_{10.7}$, R_z (nombre de taches), et un nouveau, le flux de la raie d'absorption He I à 10830 Å. Ils estiment l'augmentation pour le cycle 21 à un facteur 2 ou plus pour le flux des raies chromosphériques, et de 50 à 150 pour les raies coronales (on est bien loin des 30%). Ils notent aussi que le rapport de l'amplitude de la variation du flux chromosphérique à long terme (cycle) sur celle à court terme est supérieur à ceux de $f_{10.7}$ et de R_z , mais s'accorde bien avec celui de la

³Tous les modèles présentés dans cette section sont basés sur ce même schéma.

raie He I. Par conséquent, ils réfutent la corrélation de tout le flux avec l'indice décimétrique et par là, critiquent la correction basée sur cette hypothèse des données issue de la mission AE-E. Toujours selon leur travaux, le flux coronal est mieux corrélé avec cet indice.

Lean (1988) rappelle les (mé-) connaissances sur le flux solaire EUV dans un article de revue. Les observations faites sur les cycles 20 et 21 ont été sporadiques (éparses en temps) et souvent avec une grande incertitude, due à un problème d'étalonnage des instruments à bord de satellite. On admet en général que les mesures réalisées lors de vols de fusées sont plus précises (erreurs de 15 à 50 %), mais elles sont ponctuelles. Aucune observation du flux n'a été réalisée sur l'ensemble du cycle solaire et le jeu de données le plus complet provient du satellite AE-E : un spectre de référence pour le minimum solaire et des rapports quotidiens d'irradiances de 1977 à 1980. La variation de 27 jours due à la rotation solaire est plus grande pour les raies coronales que pour les raies chromosphériques. La variation sur 13 jours (d'amplitude moins importante) est plus faible que celle à 27 jours pour les raies coronales, mais plus grande pour les raies chromosphériques. Quant à la variation sur le cycle, les données ne permettent pas de la quantifier ; l'auteur mentionne un facteur 2 pour les raies chromosphériques, et 10 pour les raies coronales. Finalement, la dépendance de la variation du flux en fonction de la longueur d'onde rend encore plus difficile sa compréhension, et le flux EUV reste mal défini. Les variations de l'indice $f_{10.7}$, celles de l'aire des régions actives de la basse chromosphère (ou "plages", vues dans la raie du Calcium Ca II k à 393,4 nm), ou encore du nombre de taches sont seulement similaires à celle du flux. De plus, la valeur du flux aux 2 minima et 2 maxima consécutifs des cycles 20 et 21 (1968 et 1979 pour les maxima, et 1964-65 / 1975-76 pour les minima) ne sont pas les mêmes (environ un facteur 3 au maximum et 2 au minimum), et J. Lean suggère que le désaccord pour le minimum, surprenant, provient d'erreurs instrumentales.

Afin de déterminer un ou des indices pertinents, Tobiska and Bouwer (1989) comparent sur une période de 1981 à 1983 le flux de Ly α , le rapport d'irradiances de la raie Mg II à 280 nm mesurées en son centre et aux ailes $R(MgII_{c/w})$, le flux à 10,7 nm $f_{10.7}$, et le flux solaire intégré de 1 à 8 Å. Ils trouvent que les variations de $R(MgII_{c/w})$ et Ly α sont bien corrélées entre elles, moins avec $f_{10.7}$ et encore moins avec le flux des rayons X. Ces 4 indices ont des périodes de variation sur 27 jours, et seuls $R(MgII_{c/w})$ et Ly α ont aussi une période de 13 jours. Les rayons X ne sont corrélés avec aucun autre indice. Finalement, ils estiment que $f_{10.7}$ peut être utilisé comme indice pour la variation périodique de 27 jours du flux des raies chromosphériques.

Tobiska and Barth (1990) proposent un nouveau modèle de flux EUV, valide de 1981 à 1989, et basé sur les données d'Atmosphere Explorer E, corrélées avec d'autres mesures. Ce modèle reprend le découpage spectral introduit par Heroux and Hinteregger (1978) en y rajoutant 2 "boîtes" de longueur d'onde de 18 à 30 Å et de 30 à 50 Å. Les contributions chromosphériques et coronales pour chaque "boîte" sont séparées et calculées différemment ; le flux chromosphérique est calculé à partir du flux de la raie Ly α , tandis que la contribution coronale est déduite à partir de l'indice $f_{10.7}$. Le modèle est intitulé SERF2. Lean (1990) effectue une comparaison de ce modèle avec celui déjà existant (SERF1 (Hinteregger et al., 1981)), et confronte les deux avec les données. Il est trouvé que SERF1 surestime les irradiances mesurées lors de vols de fusée effectués sur les cycles 19 et 20 ; l'auteur note que le spectre de référence utilisé par SERF1, dérivé de celui mesuré par Heroux and Hinteregger (1978) pour $f_{10.7} \simeq 70$ diffère à certaines longueur d'onde de ce celui mesuré par Woods and Rottman (1990) pour une activité "moyenne" ($f_{10.7} \simeq 170$) d'un ordre de grandeur supérieur à l'écart attendu entre deux mesures aux extrémités du cycle. La comparaison des résultats des deux modèles au minimum du cycle montre des différences de 10 à 100 % ; de plus, SERF1 ne converge pas vers son spectre de référence pour un Soleil calme. A l'échelle d'une rotation solaire, aucun des 2 modèles ne reproduit bien la variation du flux

déduite des données de AE-E, et SERF2 tend systématiquement à sous-estimer la variation pour les raies chromosphériques. Finalement, la confrontation des modèles avec les données d'AE-E pour la variation à long terme (cycle de 11 ans) montre que SERF2 sous-estime la variabilité du flux chromosphérique et surestime celle du flux coronal. SERF1 reproduit mieux cette variabilité, mais le calcul de celle-ci n'est basé *que* sur ces mêmes données.

Enfin, l'auteur propose une autre manière de reproduire la variabilité du flux due à la rotation solaire; cette méthode, déjà employé par Lean et al. (1982) pour modéliser le flux au delà de 160 nm, est basée sur l'aire totale des régions actives à la date où l'on veut calculer le flux. L'irradiance à λ est alors calculée par

$$F(\lambda, t) = F_Q(\lambda) + 2\pi I_Q(\lambda) \sum_i A_i(t) R(\lambda, \mu_i) [C_p(\lambda) - 1] \quad (2.5)$$

où la somme porte sur toutes les régions actives présentes à la date t , et avec :

- $F(\lambda, t)$ = irradiance à λ et t
- $F_Q(\lambda) = \int I_Q(\lambda, \mu) \mu d\mu$ = irradiance du Soleil calme = radiance d'une zone calme du Soleil intégrée sur le disque.
- I_Q = radiance d'une zone calme du Soleil.
- A_i = aire de la région active "i", calculée à partir de l'aire de la plage chromosphérique correspondante mesurée dans la raie Ca II k en l'augmentant d'environ 40% (à $\lambda = 58,4$ nm) pour tenir compte de l'élévation dans l'atmosphère solaire.
- μ_i = cosinus de l'angle héliocentrique repérant la position de la région active.
- $R(\lambda, \mu_i)$ = variation centre bord = $1 + 0,1(1 - \mu)$ pour $\lambda = 58,4$ nm d'après Mango et al. (1978).
- $C_p(\lambda) = \frac{I_p(\lambda)}{I_Q(\lambda)}$ = contraste entre la radiance d'une plage et la radiance d'une zone calme du Soleil. (de l'ordre de 10 pour $\lambda = 58,4$ nm)

Cette formule n'est en fait testée que pour la raie de l'hélium He II à $\lambda = 58,4$ nm, mais montre des résultats satisfaisant; elle ne fonctionne cependant pas pour reproduire la variation sur le cycle entier.

Suite à ces critiques, Tobiska (1991) révisé le modèle (et le nomme EUV91) qui subira une autre transformation en 1997 (et deviendra EUV97).

EUV91 (Tobiska and Barth, 1990; Tobiska, 1991), EUV97 (Tobiska and Eparvier, 1998)

Les indices finalement utilisés sont les suivants :

* la raie Lyman α (à 1216 Å) mesurée par les mission SME (Solar Mésosphère Explorer), AE-E, OSO4, et OSO6.

* Le flux de la raie de l'hélium I à 10 830 Å, limité à sa largeur à mi-hauteur et notée He I 10 830 ÅEW.

* La valeur quotidienne de $f_{10.7}$ et sa valeur moyennée sur 81 jours autour du jour considéré, les mesures provenant du World Data Center A à Ottawa. La formule de base reliant le flux à ces indices est la suivante :

$$F(\lambda, t) = \left\{ a_0(\lambda) + \sum_{i=1}^4 a_i(\lambda) \cdot F_i(t) \right\} \cdot \left\{ \prod_{i=1}^4 (1 + b_i(\lambda) \exp[-S_i(t)]) \right\}$$

où :

* Les $a_i(\lambda)$ sont des coefficients déterminés par une méthode des moindres carrés pour ajuster au mieux les données.

* Les F_i sont les indices, c'est-à-dire les flux "représentatifs" d'une classe : $i=1$ (Ly α) et $i=2$ (He I 10 830 Å EW) pour l'émission chromosphérique, $i=3$ ($f_{10.7}$) et $i=4$ ($\langle f_{10.7} \rangle$) pour l'émission coronale.

* $1 + b_i(\lambda).exp[-S_i(t)]$ est le facteur par lequel on multiplie $F_j(t)$ si la valeur de F_i est indisponible au temps considéré. S_i est nul dans ce cas là, et très grand dans le cas contraire. b_i est obtenu de façon empirique en ajustant les données; les formules reliant les différents $F_i(t)$ entre eux figurent dans l'article cité.

On peut noter que les auteurs ont tenu compte des incertitudes relatives des différentes données pour la détermination des $a_i(\lambda)$; les auteurs signalent aussi la possible nécessité d'augmenter le flux modélisé en dessous de 250 Å. Ce modèle, baptisé EUV91, est valable de 1976 au présent, à condition d'inclure les données récentes.

Ce modèle sera une nouvelle fois révisé en 1997 (Tobiska and Eparvier, 1998), et la formule précédente deviendra :

$$\sum_{k=1}^2 \left\{ \left\{ a_0(\lambda, k) + \sum_{i=1}^4 a_i(\lambda, k).F_i(t) \right\} . \left\{ \prod_{i=1}^4 (1 + b_i(\lambda).exp[-S_i(t)]) \right\} \right\}$$

où :

* on retrouve les mêmes grandeurs que précédemment

* k est l'indice de classe : $k=1$ correspond à la chromosphère et $k=2$ à la zone de transition et à la couronne. Les flux chromosphériques et coronaux sont donc différenciés pour une même longueur d'onde. Notons que les deux formules présentées supposent que les F_i varient linéairement avec l'émission EUV avec laquelle ils sont associés. Le modèle, maintenant nommé EUV97, a été agrandi aux rayons X mous (de 10 à 60 Å) et donne ainsi des valeurs journalières moyennes du flux au sommet de l'atmosphère terrestre dans 39 boîtes de longueur d'onde, entre 18 Å et 1049 Å, de février 1947 jusqu'au 31 décembre 2003, en utilisant des prédictions de $f_{10.7}$.

Buonsanto et al. (1992) étudient l'impact de SERF1 et EUV91 sur les régions E et F1 de l'ionosphère. En se servant des modèles de flux EUV comme entrée d'énergie dans leur modèle d'ionosphère, ils comparent les sorties de leur modèle avec des mesures. Leurs conclusions sont les suivantes : EUV91 produit un flux plus intense aux courtes longueurs d'onde (SERF1 ne modélise le rayonnement que jusqu'à 50 Å), et par conséquent, il donne de manière générale de meilleurs résultats; par contre, le flux à 1025,72 Å (Ly β) est plus faible que celui prévu par SERF1. Ensuite, il est trouvé que EUV91 donne de meilleurs profils de la concentration électronique, alors que SERF1 permet de d'obtenir de meilleures valeurs du pic de densité électronique en région E. Finalement, l'accent est mis sur le besoin toujours présent d'améliorer la connaissance du flux solaire pour améliorer la modélisation de l'ionosphère.

En 1994, Richards et al. (1994) donne naissance à un troisième modèle (ou quatrième, si l'on considère comme tel les travaux de Torr et al. (1979); Torr and Torr (1985)) :

EUVAC (Richards et al., 1994)

Une des différences principales entre ce modèle et les modèles précédents réside dans le choix du spectre de référence pour des conditions solaires minimales : Richards, Fennelly et Torr choisissent d'utiliser le spectre F74113, mesuré le 23 avril 1974 par une fusée et pour une activité calme ($f_{10.7} = 74$ et $\langle f_{10.7} \rangle = 87$). Ce flux est multiplié par 2 entre 150 Å et 250 Å, et par 3 au dessous de 150

Å. Dans la littérature, ce spectre de référence est parfois "F74113 modifié". Le modèle repose sur la formule suivante :

$$F(\lambda_i, P) = F_{74113}(\lambda_i) \cdot (1 + A_i(P - 80))$$

où :

* $P = \frac{1}{2}(f_{10.7} + \langle f_{10.7} \rangle)$

* $F_{74113}(\lambda_i)$ est le flux de référence modifié pour la boîte i .

* Les A_i sont les coefficients du modèle.

Pour calculer les A_i , les auteurs se sont basés sur les variations relatives du flux mesurées par AE-E, par rapport au spectre de référence SC#21REF pour 15 intervalles de longueur d'onde, et sur les mêmes variations relatives obtenues par le modèle d'Hinterreger pour les longueurs d'ondes non disponibles dans les données. Ils ont ensuite normalisé ces variations en les considérant par rapport aux valeurs du spectre SC#21REF pour une activité représentée par $f_{10.7} = \langle f_{10.7} \rangle = 75$ dans le cas de flux chromosphériques, et par $f_{10.7} = \langle f_{10.7} \rangle = 83$ dans le cas de flux coronaux. Partant du principe que l'activité solaire était semblable au moment de la mesure de F74113 et SC#21REF, ils ont finalement égalisé $\frac{F(\lambda_i, P=200)}{F_{74113}(\lambda_i)}$ et $1 + A_i(200 - 80)$ en déterminant $\frac{F(\lambda_i, P=200)}{F_{74113}(\lambda_i)}$ à partir des variations relatives précédentes. Notons par ailleurs que le flux coronal est contraint à être au moins 80% du flux total.

Depuis 1994, les efforts entrepris pour la connaissance et la modélisation du flux solaire EUV sont essentiellement les suivants :

- Mesures de SOHO (1995-présent)
- nouvelle "philosophie" pour modéliser le flux (Warren et al. (1996), cette étude)
- Développement du modèle EUV97 en SOLAR 2000 (Tobiska et al. (2000))
- Mesure de l'instrument SEE à bord de TIMED (2002-?, Woods et al. (1998))

Ces projets étant contemporain de ce travail, nous les aborderons dans la suite de ce manuscrit selon notre propos.

Deuxième partie

Spectroscopie et atmosphère solaire
EUV

Table des Matières

3	Spectroscopie de l'atmosphère solaire EUV.	41
I	Processus mis en jeux et physique atomique.	41
I.1	Rappels de mécanique quantique.	41
I.2	Les interactions qui influencent l'état d'excitation.	45
I.3	Les interactions qui influencent l'état d'ionisation.	48
I.4	La base de données CHIANTI.	50
II	Rayonnement.	51
II.1	Équation du transfert de rayonnement.	51
II.2	Les processus d'émission.	52
III	Analyse des raies d'émission.	56
III.1	Largeur de raies.	56
III.2	Émissivité.	58

Chapitre 3

Spectroscopie de l'atmosphère solaire EUV.

I Processus mis en jeux et physique atomique.

I.1 Rappels de mécanique quantique.

Puisque l'on s'intéresse à la structure atomique, un traitement quantique est nécessaire. Nous en faisons ici une rapide introduction.

I.1.1 Structure atomique.

L'équation de Schrödinger dépendante du temps s'écrit

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (3.1)$$

Les notations sont classiques : \hbar est égal à la constante de Planck divisée par 2π , i est tel que $i^2 = -1$, t est la variable de temps, E l'énergie, et \vec{r} est le vecteur position. Si l'opérateur hamiltonien H est indépendant du temps, on peut séparer les composantes spatiales et temporelles de la fonction d'onde Ψ : $\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{iEt/\hbar}$.

Alors, la partie spatiale doit satisfaire à l'équation de Schrödinger indépendante du temps

$$H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (3.2)$$

Atome à 1 électron. Dans le cas d'un seul électron, lié à un noyau de nombre atomique Z , l'hamiltonien¹ s'exprime

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3.3)$$

où m_e est la masse de l'électron et r la distance qui le sépare du noyau. En coordonnées sphériques, cet hamiltonien se ré-écrit

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{r\partial r^2} r + \frac{1}{2m_e r^2} \mathbf{L}^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3.4)$$

où \mathbf{L} est l'opérateur de moment cinétique orbital de l'électron, qui n'agit que sur les variables angulaires. On peut séparer la dépendance radiale et angulaire de la fonction d'onde spatiale

¹Il faudrait en toute rigueur se placer dans le référentiel du centre de masse et utiliser la masse réduite de l'électron. Cependant, nous utiliserons cette notation par simplicité.

$\psi(\vec{r}) : \psi(\vec{r}) = R(r)Y(\theta, \varphi)$. Les fonctions $Y(\theta, \varphi)$ sont appelées harmoniques sphériques, et sont fonctions propres de l'opérateur \mathbf{L}^2 , ainsi que de L_z , composante sur l'axe z de \mathbf{L} :

$$\mathbf{L}^2 Y_{l,m_l}(\theta, \varphi) = l(l+1)\hbar Y_{l,m_l}(\theta, \varphi) \quad (3.5)$$

$$L_z Y_{l,m_l}(\theta, \varphi) = m_l \hbar Y_{l,m_l}(\theta, \varphi) \quad (3.6)$$

L'équation pour $R(r)$ se réduit alors à

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{r \partial r^2} r + \frac{l(l+1)\hbar}{2m_e r^2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right\} R(r) = E_n R_{n,l}(r) \quad (3.7)$$

La résolution de cette équation montre qu'il existe plusieurs solutions, dépendant des nombres quantiques n et l . En fait, l'énergie ne dépend que de n . On montre aussi que l ne peut prendre que les n valeurs $0, 1, \dots, n-1$, et que m ne peut prendre que les valeurs $-l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$. Ainsi, à un état d'énergie donné E_n correspondent plusieurs fonctions d'onde $\psi_{n,l,m}(\vec{r})$, donc plusieurs états électroniques déterminés par les nombres quantiques n, l , et m , et les relations qui les lient. Enfin, il faut prendre en compte le moment cinétique de spin de l'électron, \mathbf{S} . Cet opérateur n'agit pas dans l'espace des variables d'espace, mais dans l'espace des variables de spin. Les fonctions propres de spin doivent obéir aux équations

$$\mathbf{S}^2 \psi_{s,m_s} = s(s+1)\hbar \psi_{s,m_s} \quad (3.8)$$

$$S_z \psi_{s,m_s} = m_s \hbar \psi_{s,m_s} \quad (3.9)$$

Pour un électron, $s = 1/2$, et donc $m_s = \pm 1/2$. Finalement, à chaque niveau d'énergie E_n correspondent $2n^2$ états ($2n^2$ est la dégénérescence du niveau d'énergie E_n), repérés par les nombres quantiques l, m_l, m_s .

Atome à plusieurs électrons. Dans le cas d'un atome (ou d'un ion) à Z protons et N électrons, il faut rajouter à l'hamiltonien l'énergie coulombienne de répulsion entre les électrons. L'hamiltonien s'écrit alors

$$H(Z, N) = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_i^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} + \sum_{j>i} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}^2} \right) \quad (3.10)$$

où $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$.

En l'absence du terme de répulsion coulombienne, les électrons seraient indépendants, et les états propres du système seraient simplement une combinaison linéaire des états propres de chaque électron. En fait, on peut décomposer les deux derniers termes en un potentiel central plus un écart à ce potentiel central :

$$-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} + \sum_{j>i} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}^2} = V_c(r_i) + W \quad (3.11)$$

où

$$W = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} + \sum_{j>i} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}^2} - V_c(r_i) \quad (3.12)$$

sera traité comme une perturbation de l'hamiltonien $H_0 = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_i^2 + V_c(r_i) \right)$.

H_0 permet un traitement similaire à celui effectué pour un seul électron, et les états de chaque électron sont notés de la même manière que précédemment. Cependant, le nouveau potentiel central lève la dégénérescence en l . Chaque niveau d'énergie $E_{n,l}$ est donc maintenant caractérisé

par les nombres quantiques n et l . La dégénérescence de chaque niveau est donc $2(2l + 1)$, le premier 2 valant pour les 2 états de spin possibles, et $2l + 1$ résultant des valeurs autorisées pour m_l . Les états sont toujours repérés par les nombres quantiques n, l, m_l , et m_s .

De plus, le principe d'exclusion de Pauli interdit à deux fermions (donc à deux électrons) d'être dans le même état. Ainsi, deux électrons ne peuvent pas avoir les valeurs de leur quatre nombres quantiques identiques. Par exemple, pour un atome (ou un ion) à deux électrons dans l'état d'énergie $E_{n=1, l=0}$, la valeur de m_l pour les deux électrons est forcément la même ($m_l = 0$), et donc les valeurs de m_s doivent être différentes. Notons qu'il est absolument équivalent de dire que l'électron 1 a $m_s = +1/2$ et l'électron 2 a $m_s = -1/2$ que l'inverse. Les électrons sont identiques, donc permutable.

Comment décrire la disposition des électrons dans ces états? On appelle *couche* l'ensemble des états individuels associés à une valeur de n , et *sous-couche* l'ensemble des états individuels associés à un couple de valeur $\{n, l\}$. Enfin, on appelle *configuration* la liste des couches occupées, avec le nombre d'électrons qu'elles contiennent. De plus, à chaque valeur de l , on associe une lettre tel que : $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ donne s, p, d, f, \dots . On note une sous-couche occupée par x électrons nl^x où l représente la lettre (en minuscule) associée à la valeur de l . Ainsi, la sous-couche $2p^2$ signifie qu'il y a deux électrons avec $l = 1$, et $n = 2$. Puisque deux électrons ne peuvent pas occuper le même état, une sous-couche est pleine lorsque $x = 2(2l + 1)$.

Regardons maintenant l'effet de W , l'écart au potentiel central. Son traitement va faire intervenir de nouveaux opérateurs; introduisons d'abord le moment cinétique orbital total $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{L}_i$ et le moment cinétique de spin total $\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{S}_i$, où \sum_i représente la somme sur tous les électrons. Les opérateurs appropriés sont \mathbf{L}^2 , L_z , \mathbf{S}^2 , et S_z , et les nombres quantiques liés aux valeurs propres associées sont respectivement L , M_L , S , et M_S . Ils permettent de décrire le couplage entre les électrons, représenté par un terme spectral noté ^{2S+1}L où L représente la lettre majuscule associée à la valeur propre du moment cinétique orbital total. On représente le système électronique par la configuration suivie du terme spectral. En fait, seuls les nombres quantiques L et S modifient l'énergie et ces niveaux d'énergie sont alors $(2L + 1)(2S + 1)$ fois dégénérés. Par exemple, pour un ion à deux électrons, la configuration $1s, 2p$ (1 électron avec $n = 1$ et $l = 0$, et l'autre avec $n = 2$ et $l = 1$) aboutit à deux niveaux d'énergie (ou termes spectraux) notés 1P , 3P .

Parité. La parité est simplement définie comme la parité de la somme des l_i de tous les électrons de la configuration. Pour une parité impaire, on notera un 0 en haut à droite du terme spectral, et rien si la parité est paire.

Structure fine. En fait l'hamiltonien 3.10 n'est pas complet, et plusieurs termes d'origine relativiste et magnétique devraient être rajoutés : l'interaction spin-orbite pour chaque électron en est un exemple courant. Ces effets sont faibles devant ceux déjà présentés et sont généralement traités comme des perturbations; ils constituent la structure fine de l'atome. L'hamiltonien de structure fine fait intervenir le moment cinétique total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. De même que précédemment, les opérateurs appropriés sont \mathbf{J}^2 et J_z , donnant naissance aux nombres quantiques J , et M_J . Seul J modifie l'énergie, et chaque niveau est donc $2J + 1$ fois dégénéré. On appelle ces niveaux des multiplets, et on les représente en rajoutant la valeur de J en bas à droite du terme spectral : $^{2S+1}L_J$. Ainsi, le terme spectral 3P se "scinde" en trois nouveaux niveaux notés 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 pour les trois valeurs possibles de $J = 0, 1, 2$.

I.1.2 Transition entre niveau d'énergie.

Transition radiative. Nous avons besoin d'introduire la quantification du champ électromagnétique. En choisissant la jauge de Coulomb ($\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$, où \vec{A} est le potentiel vecteur), l'opérateur hamiltonien du champ électromagnétique s'écrit (Belorizky, 1997)

$$H_{em} = \sum_{\vec{k}, \eta} \hbar \omega_{\vec{k}} (a_{\vec{k}, \eta}^{\dagger} a_{\vec{k}, \eta} + \frac{1}{2}) \quad (3.13)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde, η le spin du photon, et $\omega_{\vec{k}} = ck$ sa pulsation. $a_{\vec{k}, \eta}^{\dagger}$ et $a_{\vec{k}, \eta}$ sont les opérateurs respectifs de création et d'annihilation d'un photon de vecteur d'onde \vec{k} et de spin η , définis tel que

$$a_{\vec{k}, \eta}^{\dagger} |n_{\vec{k}, \eta}\rangle = \sqrt{n_{\vec{k}, \eta} + 1} |(n+1)_{\vec{k}, \eta}\rangle \quad (3.14)$$

$$a_{\vec{k}, \eta} |n_{\vec{k}, \eta}\rangle = \sqrt{n_{\vec{k}, \eta}} |(n-1)_{\vec{k}, \eta}\rangle \quad (3.15)$$

où $|n_{\vec{k}, \eta}\rangle$ représente un état de n photons avec le vecteur d'onde \vec{k} et l'état de spin η . $a_{\vec{k}, \eta}^{\dagger} a_{\vec{k}, \eta}$ est alors l'opérateur qui donne le nombre de photons $n_{\vec{k}, \eta}$ dans l'état désigné par \vec{k} et η .

Étudions la probabilité de transition d'un électron lié dans un état $|l\rangle$ au sein d'un ion vers un état d'énergie inférieure $|j\rangle$ via l'émission d'un photon d'énergie $\hbar\omega_{lj} = \hbar ck = E_l - E_j$. Appelons H_{int} l'hamiltonien d'interaction entre l'électron et le champ. L'amplitude de probabilité pour l'émission d'un photon repéré par \vec{k} et η est alors donnée par

$$\langle j | \langle (n+1)_{\vec{k}, \eta} | H_{int} | n_{\vec{k}, \eta} \rangle | l \rangle \quad (3.16)$$

Cet élément de matrice est non-nul si H_{int} agit comme l'opérateur $a_{\vec{k}, \eta}^{\dagger}$ sur $|n_{\vec{k}, \eta}\rangle$, et l'élément de matrice est alors proportionnel à $\sqrt{n_{\vec{k}, \eta} + 1}$ (équation 3.14). Aussi, la probabilité de transition via l'émission d'un photon est la somme de 2 termes, le premier contenant $n_{\vec{k}, \eta}$ qui correspond à l'émission stimulée, et le deuxième, dû au "+1", qui existe donc même en l'absence de photons et qui est responsable de l'émission spontanée.

Dans les deux cas, en notant que le terme de couplage prédominant entre l'électron et le champ est proportionnel à $\vec{A} \cdot \vec{\nabla}$ (voir par exemple Cohen-Tannoudji et al. (1973)), on montre que la probabilité d'émission d'un photon dans l'état repéré par \vec{k} et η est proportionnelle à l'élément de matrice au carré suivant

$$\langle j | e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} \vec{e}_{\vec{k}, \eta} \cdot \vec{\nabla} | l \rangle^2 \quad (3.17)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde du photon et $\vec{e}_{\vec{k}, \eta}$ son vecteur de polarisation. Bien sûr, dans le cas de l'émission stimulée, la probabilité dépend aussi du nombre de photons déjà présents.

En développant l'exponentielle en $1 - i\vec{k} \cdot \vec{x} + \dots$, on obtient successivement les transitions dipolaire électrique, quadrupolaire électrique, dipolaire magnétique, ... Lorsque le terme dipolaire électrique est non nul, la transition est dite *permise*; si ce terme est nul la transition est dite *interdite* et le niveau supérieur *métastable* (son temps de vie en l'absence de perturbation extérieure est plus grand). En fait, les différents éléments de matrice s'annulent suivant les nombres quantiques des états mis en jeu dans la transition. On en déduit alors des règles de transition; une transition dipolaire électrique est ainsi possible si on a :

$$\text{un changement de parité} \quad (3.18)$$

$$\Delta l = \mp 1 \quad (3.19)$$

$$\Delta S = 0 \quad (3.20)$$

$$\Delta L = 0, \mp 1 \text{ mais } 0 \longleftrightarrow 0 \text{ est interdit} \quad (3.21)$$

$$\Delta J = 0, \mp 1 \text{ mais } 0 \longleftrightarrow 0 \text{ est interdit} \quad (3.22)$$

$$\Delta M_j = 0, \mp 1 \quad (3.23)$$

où les différentes grandeurs ont été définies dans les paragraphes précédents.

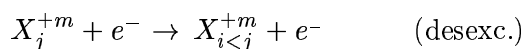
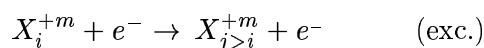
Transition “collisionnelle”. Une autre part importante des transitions que nous auront à prendre en compte est l’excitation (ou l’ionisation) d’un ion suite à une collision avec un électron ou un proton. Il s’agit ici de collision coulombienne (liées uniquement à l’attraction ou la répulsion de charges), qui sont traitées en mécanique quantique par la théorie de la diffusion inélastique. Le problème se résume toujours au calcul de l’élément de matrice représentant la transition ; nous ne rentrerons pas dans le traitement de la diffusion inélastique, ni dans les différentes méthodes d’approximation pour le calcul des éléments de matrice.

I.2 Les interactions qui influencent l’état d’excitation.

X_i^{+m} représente un atome X quelconque ionisé positivement m fois dans le niveau d’excitation i ($i = 0$ correspondant à l’état fondamental de l’ion).

Les conditions physiques régnant dans l’atmosphère solaire permettent de sélectionner les processus à prendre en compte pour le calcul de l’état d’ionisation et d’excitation des éléments. Rappelons que la haute atmosphère solaire est constituée d’un plasma ionisé, chaud et peu dense. Le champ de rayonnement et la densité y sont suffisamment faibles pour négliger l’ionisation ou l’excitation des éléments par le champ de rayonnement et les processus à 3 corps. En fait les processus importants (Mariska, 1992) sont les collisions électroniques et protoniques (à un moindre niveau pour ces dernières), la décroissance radiative, la recombinaison et l’ionisation di-électronique. Nous décrivons ces processus ci-dessous.

Excitation et desexcitation par collision électronique



- *excitation* : une partie de l’énergie cinétique de l’électron incident est simplement communiquée lors de l’impact à l’ion, résultant dans le passage d’un des électrons liés (généralement un électron de l’orbite externe, plus facile à déplacer) vers une orbite supérieure.
- *desexcitation* : un électron lié excité “descend” sur une orbite inférieure, et l’énergie de la transition est communiquée à l’électron.

On définit $C_{i,j}^e$ comme la probabilité pour l’ion X_i^{+m} de passer dans l’état j lors une collision électronique. Ainsi, $n_e \cdot n(X_i^{+m}) \cdot C_{i,j}^e$ est le taux volumique de transition 1 et $n_e \cdot n(X_j^{+m}) \cdot C_{j,i}^e$ le taux volumique de transition 2.

$C_{i,j}^e$ est calculé en intégrant la section efficace de collision électronique $Q(i, j)$ sur une distribution des vitesses des électrons $f(v)$, soit :

$$C_{i,j}^e(T) = \int_0^\infty Q(i, j, v) \cdot v \cdot f(v, T) dv \quad (3.24)$$

Le principe du bilan détaillé donne la probabilité de désexcitation de l'état j vers l'état i :

$$C_{j,i}^e(T) = \frac{\omega_i}{\omega_j} \exp\left(\frac{E_{ij}}{k_b T}\right) \cdot C_{i,j}^e(T) \quad (3.25)$$

avec E_{ij} l'énergie de la transition, ω_i et ω_j les poids statistiques des niveaux initial et final, k_b la constante de Boltzmann, et T la température.

Force de collision. Si on suppose une distribution maxwellienne des vitesses ($f = f_m$), et en faisant intervenir l'énergie de l'électron après la collision, on obtient

$$C_{i,j}^e(T) = 2\pi^{1/2} a_0 \frac{\hbar}{m_e} \sqrt{\frac{E_r}{k_b T}} \exp\left(-\frac{E_{ij}}{k_b T}\right) \frac{\psi_{ij}(T)}{\omega_i} \quad (3.26)$$

Avec E_r l'énergie de Rydberg, a_0 le rayon de Bohr, m_e la masse électronique, et

$$\psi_{ij}(T) = \int \Omega_{ij} \exp\left(-\frac{E_j}{k_b T}\right) d\left(\frac{E_j}{k_b T}\right) \quad (3.27)$$

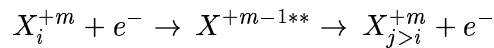
²où E_j est l'énergie de l'électron libre après la collision.

Cette dernière expression relie la *force de collision* Ω_{ij} à la *force de collision moyennée* ψ_{ij} . Ω_{ij} a été introduite par Hebb and Menzel (1940) et nommée par Seaton (1953). Elle est définie de la manière suivante

$$\Omega_{ij} = \frac{4\pi\omega_i}{\lambda^2} Q(i, j) \quad (3.28)$$

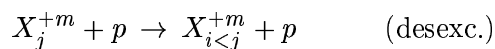
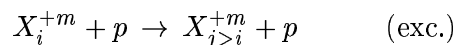
où λ est la longueur d'onde de De Broglie du mouvement relatif. Ω_{ij} est une quantité sans dimension couramment utilisée qui dépend de l'énergie de l'électron incident et de la transition considérée. Ce dernier calcul ne résout en rien le problème puisque la force de collision et la force de collision moyennée sont toujours inconnues. Néanmoins, nous les avons introduites car ce sont ces grandeurs qui sont employées le plus souvent et elle seront utilisées dans ce travail, par l'intermédiaire de la base de donnée CHIANTI (section I.4).

La courbe $\Omega_{ij}(E)$ est composée de rapides structures de résonance superposées à un fond variant lentement (Young, 1998). Le fond correspond aux excitations simples vers le niveau j suite à la collision d'un électron possédant une énergie incidente supérieur à E_{ij} , le seuil de réaction. Mais le niveau j peut être aussi excité par un autre mécanisme : si l'énergie de l'électron incident est comprise entre E_{ij} et l'énergie de transition E_{ik} du niveau i vers un niveau k supérieur à j , celui-ci peut être capturé en excitant le niveau j et le niveau k , créant un état *doublement excité de l'ion recombinaison*. Lorsque cet état d'excitation possède une énergie supérieure au seuil d'ionisation de l'ion recombinaison, on l'appelle état *auto-ionisant*. Cet état peut ensuite se stabiliser en éjectant un électron et en décroissant du niveau k vers le niveau j , terminant ainsi l'excitation $i \rightarrow j$ (par le biais de l'auto-ionisation de l'ion recombinaison). On peut résumer cette *excitation résonnante* de la manière suivante :



où X^{+m-1**} représente un état doublement excité de l'ion X^{+m-1} . La contribution des excitations résonnantes à la force de collision moyennée (ψ_{ij}) dépend donc de leurs nombres et de leurs intensités ; elle est en général plus importante pour les raies interdites que pour les raies permises.

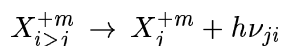
²L'usage veut cette notation mais notons que $d\left(\frac{E_j}{k_b T}\right) = \frac{1}{k_b T} dE_j$, l'intégrale ne portant que sur l'énergie supposée obéir à la distribution de Maxwell à la température T .

Excitation et desexcitation par collision protonique

On définit $C_{i,j}^p$ et $C_{j,i}^p$, tels que $n_p n(X_i^{+m}) C_{i,j}^p$ soit le taux volumique de la transition 1, et reliés entre eux par la relation

$$C_{j,i}^p(T) = \frac{\omega_i}{\omega_j} \exp\left(\frac{E_{ij}}{k_b T}\right) \cdot C_{i,j}^p(T) \quad (3.29)$$

Il s'agit d'un schéma similaire à celui des collisions électroniques.

Décroissance radiative

La transition vers un niveau inférieur s'effectue spontanément et l'énergie est libérée sous forme d'un photon.

A_{ij} est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée. Il représente le nombre moyen de photons émis lors de la transition du niveau supérieur i vers le niveau j par seconde pour un atome (ou un ion) dans le niveau i .

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.2, l'émission spontanée d'un photon ne peut pas être expliquée par la mécanique classique. Dans la théorie semi-classique, où le système atomique est traité quantiquement et le champ électromagnétique est traité classiquement, l'interaction entre les deux est nécessaire pour avoir une émission radiative. Par contre, lorsque l'on quantifie le champ (en faisant intervenir les photons) la probabilité de transition d'un état atomique vers un autre via l'émission d'un photon est alors différente de zéro pour l'état quantifié du champ où il n'y a pas de photons, c'est-à-dire pas de champ. C'est donc la quantification du champ électromagnétique qui explique la décroissance radiative spontanée (c'est-à-dire non induite par la présence d'un champ) entre 2 niveaux atomiques (ou ioniques).

A_{ij} est proportionnel à l'élément de matrice au carré suivant :

$$\langle \varphi_j | e^{-\vec{k} \cdot \vec{x}} \vec{e}_{\vec{k}\lambda} | \vec{\nabla} \varphi_i \rangle^2$$

où φ_j et φ_i sont les fonctions d'onde des états électroniques i et j , \vec{k} le vecteur d'onde du photon et $\vec{e}_{\vec{k}\lambda}$ le vecteur de polarisation.

On obtient les différents types de transitions (dipolaire électrique, dipolaire magnétique, ..) en développant l'exponentielle.

Force d'oscillateur. La force d'oscillateur est une grandeur sans dimension qui relie les valeurs des coefficients d'émission spontanée, d'émission induite, et d'absorption à leur approximation classique. Elle dépend évidemment de la transition concernée.

En mécanique classique, l'énergie d'un faisceau unité absorbée par un dipôle par unité de temps s'exprime comme

$$E_{cl} = \frac{\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c} \quad (3.30)$$

où e est l'unité de charge électrique, ε_0 la perméabilité du vide, m_e la masse électronique, et c la vitesse de la lumière dans le vide. En mécanique quantique, cette énergie s'écrit

$$E = B_{ji} \frac{h\nu}{4\pi} \quad (3.31)$$

où B_{ji} est le coefficient d'Einstein pour l'absorption, h la constante de Planck, et ν la fréquence du photon absorbé. On définit la force d'oscillateur f de la transition par la relation entre ces deux valeurs

$$E_{cl} f = E \quad (3.32)$$

Comme les coefficients d'Einstein sont reliés entre eux par les relations de Milne (relations calculées à l'équilibre thermodynamique mais aussi valables hors de cet équilibre), la force d'oscillateur permet aussi de calculer les coefficients d'émission spontanée et induite. Kramer (1923) a le premier introduit la force d'oscillateur pour un ion hydrogénoïde f_k :

$$f_k = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \frac{1}{\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2}\right)^3} \frac{1}{n_i^5 n_j^3} \quad (3.33)$$

où n_i et n_j sont les nombres atomiques principaux des niveaux i et j de la transition. Pour les autres ions, Gaunt (1930) a introduit un facteur g (appelé depuis le *facteur de Gaunt*) défini de la manière suivante

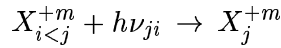
$$f = g \cdot f_k \quad (3.34)$$

où f (parfois notée gf et appelée "force d'oscillateur pesée") est la force d'oscillateur de la transition concernée. La probabilité d'émission spontanée et la force d'oscillateur pour une transition d'un niveau i vers un niveau j sont reliées par l'équation (en unité SI)

$$A_{ij} = \frac{2\pi e^2}{m_e c \varepsilon_0} \frac{g_j}{\lambda_{ij}^2 g_i} f_{ij} = 6,6702 \cdot 10^{15} * \frac{g_j}{\lambda^2 g_i} f_{ij} \quad (3.35)$$

où g_i et g_j sont les poids statistiques des niveaux (pris égaux à $2J_{i,j} + 1$ en général, où J est le moment cinétique total).

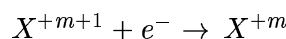
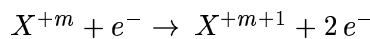
Excitation radiative.



C'est le processus responsable de l'absorption. Celle-ci est le plus souvent négligeable pour les raies de la zone de transition et de la couronne. Le coefficient d'absorption est relié à ceux de l'émission (induite et spontanée) par des relations établies à l'équilibre thermodynamique.

I.3 Les interactions qui influencent l'état d'ionisation.

Ionisation et recombinaison par impact électronique.



La collision avec un électron arrache un autre électron à l'ion percuté. Dans le cas de l'ionisation, l'électron libre doit avoir une énergie incidente au moins égale à l'énergie qui sépare le seuil d'ionisation de l'ion X^{+m} du niveau le plus excité de ce même ion. Ces deux processus peuvent arriver quelque soit l'état d'excitation des ions X^{+m} et X^{+m+1} , et notons que bien que non-mentionné, le processus de recombinaison est accompagné par l'émission d'un photon. Ainsi, on parle de recombinaison radiative.

Le nombre de recombinaison : $X^{+m+1} + e^- \rightarrow X_i^{+m} + \frac{hc}{\lambda}$ par seconde et par cm^3 dû à un électron incident possédant une vitesse entre v et $v + dv$ est

$$dN(v) = n(X^{+m+1}) \cdot n_e \cdot f(v) \cdot v \cdot \sigma_{fb}(v) \cdot dv \quad (3.36)$$

avec :

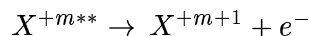
- $\sigma_{fb}(v)$ = section efficace de recombinaison pour les électrons de vitesse v .
- $f(v)$ = distribution des vitesses.

Cette section efficace dépend aussi du niveau d'arrivée de l'électron, et est bien sur proportionnelle à l'élément de matrice au carré correspondant à la transition.

Ionisation et recombinaison par impact avec un proton.

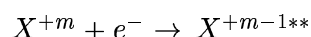
Il s'agit du même processus que décrit au paragraphe précédent, en remplaçant l'électron libre par un proton.

Autoionisation.



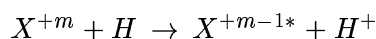
Lors de la description de l'excitation par impact électronique, nous avons mentionné la possibilité pour l'électron libre de se faire capturer, créant ainsi un état doublement excité de l'ion recombiné. Si le retour vers une configuration stable s'effectue en éjectant un électron, ce processus s'appelle *autoionisation*. Dans l'exemple ci-dessus, l'ion X^{+m} doublement excité s'autoionise.

Recombinaison diélectronique.



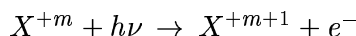
L'électron incident excite un électron interne et se fait capturer dans un haut état d'énergie de l'ion recombiné. Si le retour vers un état stable s'effectue en éjectant un électron, alors le nombre total d'ion X^{+m} est inchangé. Par contre, si ce retour s'effectue par décroissance radiative vers un niveau stable de l'ion recombiné X^{+m-1} , alors nous avons bien une recombinaison. La raie spectrale émise dans ce dernier cas est appelé *raie satellite* de l'ion X^{+m-1} .

Transfert de charge



La rencontre d'un ion chargé positivement avec un atome d'hydrogène ou d'hélium donne lieu au transfert d'un électron vers l'ion. Notons que cette relation n'a lieu qu'avec des ions faiblement chargés, puisque l'hydrogène et l'hélium neutre n'existent pas à haute température.

Photo-ionisation.



Un photon incident d'énergie supérieure au seuil de la réaction (potentiel d'ionisation moins énergie du niveau le plus excité de l'ion X^{+m}) va être absorbé, ce processus résultant dans l'éjection d'un électron. Le champ de rayonnement est en général trop faible pour que ce processus soit considérable.

I.4 La base de données CHIANTI.

CHIANTI, du nom du vin produit dans la région de Florence, en Italie, est une base de données atomiques (ou ioniques plus exactement) et de routines IDL pour la spectroscopie des raies d'émission en astrophysique. Elle est décrite en détail par Dere et al. (1997) (voir aussi Young et al. (1998); Landi et al. (1999); Dere et al. (2001)).

Elle contient des données relatives aux états ionisés des éléments de nombre atomique inférieur ou égal à 30, à l'exception du Lithium (Li), du Béryllium (Be), du Bore (B), du Fluor (F), du Scandium (Sc), du Vanadium (V), et du Cuivre (Cu), ainsi que de certains états d'ionisation des autres éléments. Pour chaque ion, les données sont réparties dans trois fichiers :

- Un fichier recensant les données relatives aux états de l'ion (extension *.elvlc*) : la configuration, le moment cinétique total de spin, le moment cinétique orbital total, le moment cinétique total, ainsi que l'énergie théorique et observée du niveau.
- Un fichier contenant les données relatives aux transitions radiatives (extension *.wgfa*) : les indices des niveaux mis en jeu dans la transition, la longueur d'onde, la force d'oscillateur, et la probabilité de transition spontanée.
- Un fichier comprenant les données nécessaires aux calculs des transitions par collision électronique (extension *.splups*) : numéro atomique, degré d'ionisation, index des niveaux, "type" de la transition, force d'oscillateur, énergie de la transition, et enfin les paramètres d'ajustement permettant de calculer la *force de collision moyennée*.

Les termes relatifs aux deux premiers fichiers ont déjà été introduits dans la section I.1. Nous introduisons ici les termes qui n'ont pas encore été explicités (relatifs au dernier type de fichier).

Niveaux d'énergie. Les niveaux d'énergie sont principalement issus de la base de donnée NIST (Martin et al., 1995)³. Ils sont indexés dans le sens croissant de l'énergie.

Données radiatives. Les longueurs d'onde des transitions sont calculées à l'aide des niveaux d'énergie observés. Si seule une valeur théorique est disponible, la longueur d'onde est précédée d'un moins dans le fichier concerné. Les coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée viennent de la littérature, et seules les transitions dont le rapport de branchement est supérieur à 10^5 ont été conservées.

Lorsque les données radiatives n'étaient pas disponibles, un calcul théorique (Dere et al., 1997) a fourni les probabilités de transition électriques dipolaire et quadrupolaire, ainsi que magnétiques dipolaire et quadrupolaire.

³accessible via internet à l'adresse : http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd

Données pour les collisions électroniques. Le format de ces données est basé sur le travail de Burgess and Tully (1992). Les auteurs ont introduit une méthode originale pour compacter les données relatives à l'excitation par impact électronique des ions positifs. Typiquement, il s'agit de normaliser la force de collision et la force de collision moyennée, puis d'ajuster leur valeurs avec des valeurs elles aussi normalisées de l'énergie incidente de l'électron et de la température. On trouve dans les fichiers de collision les paramètres nécessaires à l'ajustement.

La procédure de normalisation et d'ajustement diffère selon le "type" de la transition ; les auteurs distinguent 5 types (nous rapportons (Burgess and Tully, 1992) aussi les comportements asymptotiques de la force de collision Ω et de la force de collision moyennée Ψ avec l'énergie incidente de l'électron E et la température T) :

1. Les transitions permises (électriques dipolaires) pour lesquelles la force d'oscillateur est loin d'être nulle. Dans ce cas, $\Omega \sim \ln(E)$ et $\Psi \sim \ln(T)$.
2. Les transitions interdites (multipolaires électriques et magnétiques). Alors $\Omega \sim cste$ et $\Psi \sim cste$.
3. Les transitions faisant intervenir un changement de spin de l'ion (transitions *inter-système* ou *semi-interdites* s'il s'agit d'une transition dipolaire électrique) pour lesquelles les interactions magnétiques sont négligeables. Ce type de transition ne peut avoir lieu que si il y a un échange entre l'électron libre et l'électron lié. On a $\Omega \sim cste/E^2$ et $\Psi \sim cste/T$.
4. Les transitions permises pour lesquelles la force d'oscillateur est faible.
5. Les transitions de type 2 pour lesquelles la matrice de Born s'annule au premier ordre.

Dere et al. (2001) ont rajouté un 6^{ime} type de transition :

6. Cas où l'excitation par impact électronique conduit à un état "auto-ionisant".

Les données ainsi présentées sont issues de la littérature.

II Rayonnement.

II.1 Équation du transfert de rayonnement.

Afin de dériver cette équation classique, il nous faut quelques définitions :

- $I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)$ est l'intensité spécifique (en $\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{Å}^{-1}$) ; elle est définie par la relation qui la lie à l'énergie dE traversant une surface dS dans la direction de propagation \vec{n} , au point \vec{r} , dans l'intervalle de temps dt , dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$, et qui se propage à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega$:

$$dE = I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) dS.dt.d\Omega.d\lambda$$

- $\chi(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)$ est le coefficient d'absorption linéaire (m^{-1}) du rayonnement à la longueur d'onde λ , au point \vec{r} , dans la direction \vec{n} , et au temps t . Il est défini tel que $\chi Ids.dS.dt.d\Omega.d\lambda$ soit la quantité d'énergie absorbée lors d'un parcourt ds .
- $J(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)$ est l'énergie émise par un élément de volume centré sur le point \vec{r} , dans l'unité d'angle solide centré autour de la direction de propagation \vec{n} , au temps t , à la longueur d'onde λ (en $\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{Å}^{-1}$).
- $S(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) = \frac{J(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)}{\chi(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)}$ est la fonction source ; elle s'exprime en $\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{Å}^{-1}$.

En divisant chacune de ces quantités par $\frac{hc}{\lambda}$, on obtient des quantités analogues pour le nombre de photons, et non plus en terme d'énergie.

On peut alors, en utilisant les notations définies ci-dessus, exprimer que la variation de l'intensité spécifique sur un parcours $\vec{dr} = ds * \vec{n}$ (\vec{n} étant un vecteur unitaire) est égale au rayonnement émis moins celui qui est absorbé le long de ce parcours :

$$I(\vec{r} + \vec{dr}, \vec{n}, t + dt, \lambda) - I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) = J(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda).ds - \chi(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda).ds \quad (3.37)$$

Pour un milieu suffisamment transparent, $ds = c.dt$, et en notant que

$$I(\vec{r} + \vec{dr}, \vec{n}, t + dt, \lambda) - I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) = \frac{\partial I}{\partial t}dt + \frac{\partial I}{\partial \vec{r}}ds, \quad (3.38)$$

on obtient l'équation du transfert radiatif :

$$\left[\frac{\partial}{c \partial t} + \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \right] I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) = J(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) - \chi(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda)I(\vec{r}, \vec{n}, t, \lambda) \quad (3.39)$$

En négligeant la dépendance temporelle et rapportant l'équation 3.37 sur l'axe défini par le trajet de la lumière, on a

$$I(s + ds, \vec{n}, \lambda) - I(s, \vec{n}, \lambda) = J(s, \vec{n}, \lambda).ds - \chi(s, \vec{n}, \lambda)I(s, \vec{n}, \lambda).ds \quad (3.40)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire de l'axe. Soit encore

$$\frac{dI(s, \vec{n}, \lambda)}{ds} = J(s, \vec{n}, \lambda) - \chi I(s, \vec{n}, \lambda) \quad (3.41)$$

On introduit souvent la profondeur optique (sans dimension) au point s et à la longueur d'onde λ , définie par

$$d\tau = \chi ds \quad \text{soit} \quad \tau(s, \lambda) = \int_{s_0}^s \chi(s', \lambda) ds' \quad (3.42)$$

avec $\tau(s_0) = 0$, et on peut alors réécrire 3.41 comme

$$\frac{dI(s, \vec{n}, \lambda)}{d\tau(s, \lambda)} = S(s, \vec{n}, \lambda) - I(s, \vec{n}, \lambda) \quad (3.43)$$

où $S(z, \lambda)$ est la fonction source définie plus haut.

On montre qu'il existe une solution formelle de cette équation qui s'exprime comme

$$I(\tau, \vec{n}, \lambda) = I(0, \vec{n}, \lambda)e^{-\tau} + \int_0^\tau e^{-(\tau-\tau')} S(\tau', \vec{n}, \lambda) d\tau' \quad (3.44)$$

Ainsi, bien souvent il s'agit de déterminer la fonction source.

II.2 Les processus d'émission.

II.2.1 Raie d'émission.

Le rayonnement EUV solaire prend sa source dans l'atmosphère solaire, principalement dans la zone de transition et la couronne, parce que c'est dans ces régions que les conditions physique (c'est-à-dire celle d'un plasma ionisé chaud et peu dense) sont favorables à la formation de raies d'émission. Le mécanisme dominant pour la formation de ces raies est l'excitation par collision

électronique d'un ion suivi par la décroissance radiative (voir par exemple Kato (1976); Landini and Monsignori Fossi (1990)).

De plus, la densité de matière dans ces couches d'atmosphère devient suffisamment faible pour que l'on puisse supposer que chaque photon émis par le matériel présent (à l'exception de l'hydrogène et l'hélium, présent encore en grande quantité) s'échappe de l'atmosphère solaire puis arrive au sommet de l'atmosphère terrestre sans interactions; ceci revient à négliger l'opacité. C'est l'hypothèse de *rayonnement optiquement mince* (Pottasch, 1963), sur laquelle nous reviendrons.

L'émission au point s pour une raie d'émission résultant de la transition d'un électron de l'ion X^{+m} de l'état excité j vers un état inférieur i s'écrit

$$J(s, \vec{n}, \lambda) = \frac{1}{4\pi} A_{ij} n(X_j^{+m}) * \frac{hc}{\lambda} \quad (3.45)$$

où A_{ij} est le coefficient d'émission spontanée (s^{-1}), $n(X_j^{+m})$ la concentration de l'élément X ionisé positivement m fois et dans le niveau d'énergie E_j et $\frac{hc}{\lambda}$ est l'énergie de chaque photon émis. $\frac{1}{4\pi}$ assure que l'on s'exprime bien par unité d'angle solide. Notons que pour avoir J par Angström, il faudrait en toute rigueur multiplier l'équation 3.45 par $\Phi(\lambda)$ tel que $\int \Phi(\lambda) d\lambda = 1$, où $\Phi(\lambda)$ est le profil de la raie (en \AA^{-1}).

Puisque l'on utilise l'approximation optiquement mince, $\chi = 0$, et avec 3.45, l'équation 3.41 devient :

$$I(\lambda_{ij}) = \int \frac{1}{4\pi} A_{ij} n(X_j^{+m}) * \frac{hc}{\lambda} ds \quad (3.46)$$

où $I(\lambda_{ij})$ est l'intensité spécifique émergente au sommet de l'atmosphère. L'intégrale se réduit en pratique à une intégrale sur la région émettrice. En divisant à gauche et à droite par $\frac{hc}{\lambda}$, cette dernière équation exprime encore que la quantité totale de photons N émis le long de la ligne de visée s'écrit simplement comme l'intégrale le long de ce parcours :

$$N(\lambda_{ij}) = \int \frac{1}{4\pi} A_{ij} n(X_j^{+m}) ds \quad (3.47)$$

On peut écrire l'identité suivante :

$$n(X_j^{+m}) = \frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \frac{1}{n_e} n_e^2 \quad (3.48)$$

et réécrire alors l'équation 3.46 :

$$I(\lambda_{ij}) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} A_{ij} \int \frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \frac{1}{n_e} n_e^2 ds \quad (3.49)$$

ou encore (Pottasch, 1963),

$$I(\lambda_{ij}) = \int G(\lambda_{ij}, T) n_e^2 ds \quad (3.50)$$

Explicitons les notations :

- T est la température électronique.
- n_e est la concentration électronique.

- $n(X^{+m})$ est la concentration de l'ion X^{+m} , tous états d'excitation confondus.
- $n(X)$ est la concentration de l'élément X , quelque soit son état d'ionisation ou d'excitation.
- $n(H)$ est la concentration de l'hydrogène.
- $\frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})}$ est la population relative du niveau j de l'ion émettant X^{+m} .
- $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$ est l'abondance relative de l'ion X^{+m} .
- $\frac{n(X)}{n(H)} = A(X)$ est l'abondance relative de l'élément X .
- $\frac{n(H)}{n_e} \simeq 0.8$ pour un plasma complètement ionisé composé à 90% d'hydrogène et à 10% d'Hélium.
- $G(\lambda_{ij}, T) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} A_{ij} \frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \frac{1}{n_e}$ est la fonction de contribution de la transition $i \rightarrow j$ de l'ion X^{+m} .

L'intensité d'une raie d'émission se présente alors comme l'intégrale du produit de 2 fonctions le long de la ligne de visée; une première fonction dépendant des paramètres atomiques liés à la transition, et une deuxième fonction qui dépend des conditions physiques le long de cette ligne de visée.

En effet, la fonction $G(\lambda_{ij}, T)$ peut être considérée comme indépendante de la densité électronique pour la raison suivante. Dans le cas d'une raie de résonance, c'est à dire d'une transition dipolaire électrique forte, le mécanisme dominant aboutissant à la formation de cette raie est l'excitation par collision électronique à partir du niveau fondamental suivi de la décroissance radiative associée à cette transition (Pottasch, 1963). Comme $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$ est indépendant de la densité électronique (Arnaud and Rothenflug, 1985), et que l'on suppose $\frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \simeq 0.8.A(X)$ constant dans la région de formation de la raie, $\frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \simeq n_e$ et G ne dépend alors pas de la densité électronique. Nous revenons sur cette approximation dans la section III.2.3.

II.2.2 Émission continue libre-liée.

Ce processus d'émission est lié au passage d'un électron d'un état libre vers un état lié, c'est à dire qu'il a lieu lors d'une recombinaison radiative. L'énergie du photon émis lors de ce processus est égale à l'énergie cinétique de l'électron incident moins le potentiel d'ionisation de l'ion recombéné pour le niveau d'énergie où l'électron est capturé. Puisque l'énergie d'un électron libre, c'est à dire son énergie cinétique, n'est pas quantifiée, l'énergie du photon (donc sa longueur d'onde) varie aussi de manière continue. Pour chaque recombinaison, un photon est émis avec l'énergie

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{2} m_e v^2 + E_i \quad (3.51)$$

où E_i est l'énergie coulombienne qui sépare le niveau d'ionisation du niveau i (ou encore l'énergie d'ionisation du niveau i).

Il s'agit de calculer le nombre de photons émis avec une longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ lors de la recombinaison d'un ion X^{+m+1} vers un niveau d'énergie E_i de l'ion X^{+m} . Une fois la transition définie, la longueur d'onde ne dépend que de la vitesse de l'électron incident. En supposant une distribution des vitesses maxwellienne à température donnée, on peut exprimer

$f_m(v) \cdot v \cdot \sigma_{fb}(v) \cdot dv$ en fonction de la température et de la longueur d'onde de la manière suivante :

$$f_m(v) \cdot v \cdot \sigma_{fb}(v) \cdot dv = \sigma_{fb}(\lambda) \sqrt{\frac{2}{\pi m_e}} \frac{2 \left(\frac{hc}{\lambda} - E_i\right) hc}{(k_b T)^{3/2} \lambda^2} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda} - E_i\right) d\lambda \quad (3.52)$$

avec $v \cdot dv$ défini par l'équation 3.51.

A l'équilibre thermodynamique, on peut relier σ_{fb} et la section efficace de photo-ionisation - processus inverse- σ_{bf} (relation de Milne) :

$$\sigma_{fb} = \sigma_{bf} \frac{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 U_m}{m_e c^2 \left(\frac{hc}{\lambda} - E_i\right) U_e U_{m+1}} \quad (3.53)$$

où U_{m+1} , U_m , et U_e sont les fonctions de partitions respectives de l'ion X^{+m} , X^{+m+1} , et de l'électron.

Ainsi, en utilisant l'équation 3.36, le nombre de photons émis par seconde et centimètre cube, compris entre λ et $\lambda + d\lambda$, lors de la transition décrite ci-dessus est

$$dN(\lambda) = n(X^{+m+1}) n_e \cdot \sigma_{bf} \cdot \frac{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^2 U_m}{m_e c^2 U_e U_{m+1}} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi m_e}} \frac{2}{(k_b T)^{3/2}} \frac{hc}{\lambda^2} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda} - E_i\right) d\lambda \quad (3.54)$$

Enfin, pour avoir l'émission continue (en photons/s/m³/Å) due à la recombinaison radiative totale, il faut sommer sur toutes les transitions possibles :

$$\frac{dN_{fb}(\lambda, T)}{d\lambda} = \sqrt{\frac{2}{\pi m_e}} \frac{\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^3}{m_e c^2 \lambda} \frac{2}{(k_b T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda} - E_i\right) \sum_{Z, m, n} n(X^{+m+1}) n_e \cdot \sigma_{bf} \frac{U_m}{U_e U_{m+1}} \exp\left(\frac{E_i}{k_b T}\right) \quad (3.55)$$

où $\sum_{Z, m, n}$ représente la somme sur les atomes, leurs états d'ionisation, et les niveaux d'énergie. Finalement, et en l'absence d'absorption, il faut intégrer le long de la ligne de visée pour avoir l'intensité émergente à λ au sommet de l'atmosphère

II.2.3 Émission continue libre-libre.

La théorie électromagnétique classique prévoit qu'une charge accélérée produit un champ de radiation. Aussi, un électron qui subit une variation de vitesse suite à l'interaction avec un potentiel coulombien produit par un ion émet un photon

$$e^- + X^{+m} \rightarrow e^- + X^{+m} + h\nu \quad (3.56)$$

On parle d'émission *libre-libre* (puisque l'électron incident n'est pas capturé) ou de rayonnement *bremsstrahlung*.

L'énergie rayonnée par un électron se déplaçant à la vitesse v , résultant de l'interaction coulombienne de l'électron avec les ions X^{+m} , par unité de temps, par unité de volume, et par Angström pour des concentrations ionique et électronique données est (Rybicki and Lightman, 1979)

$$dE_{ff}(v, \lambda) = \frac{32\pi^2}{3^{3/2} c^2 m_e^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 \frac{1}{\lambda^2 v} n_e n(X^{+m}) Z^2 g_{ff}(v, \lambda) \quad (3.57)$$

où

- Z est le nombre de charges positives de l'ion.
- g_{ff} est le facteur de Gaunt pour l'émission libre-libre. C'est en fait une correction quantique au calcul classique.
- ε_0 est la perméabilité du vide.

L'émission libre-libre thermique est calculée en moyennant l'équation 3.57 sur une distribution maxwellienne des électrons à la température T . On obtient alors l'expression suivante

$$dE_{ff}(T, \lambda) = \frac{2^{11/2} \pi^{3/2}}{3^{3/2} c^2 m_e^{3/2} k_b^{1/2}} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 \frac{1}{\lambda^2 T^{1/2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) n_e n(X^{+m}) Z^2 \bar{g}_{ff}(T, \lambda, m) \quad (3.58)$$

soit, en sommant sur tous les ions,

$$E_{ff}(T, \lambda) = 2,051 \cdot 10^{-52} \frac{1}{\lambda^2 T^{1/2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) \sum_{Z,m} n_e n(X^{+m}) Z^2 \bar{g}_{ff}(T, \lambda, m) \quad (3.59)$$

avec

- E_{ff} en J/s/m³/Å
- λ est la longueur d'onde (en mètre).
- $\bar{g}_{ff}(T, \lambda, m)$ est le facteur de Gaunt moyenné pour l'émission libre-libre.

III Analyse des raies d'émission.

Parce que les raies d'émission sont identifiables à un élément dans un état d'ionisation et d'excitation précis, celles-ci fournissent de l'information sur le milieu. L'intensité et le profil de ces raies sont notamment riches en enseignement. Nous montrons ici les caractéristiques de ces raies.

III.1 Largeur de raies.

Comme mentionné au paragraphe II.2.1, la distribution spectrale de l'intensité émise lors d'une transition atomique n'est pas un pic de Dirac à la longueur d'onde correspondant à l'énergie de la transition. Les photons sont en fait répartis autour de cette longueur d'onde et plusieurs phénomènes contribuent à cette distribution spectrale (appelé *profil de la raie*) et à sa largeur.

III.1.1 Largeur naturelle.

Toutes raies atomiques possèdent une largeur naturelle due à la relation d'incertitude $\Delta E \cdot \Delta t > \hbar$. Puisque la décroissance spontanée limite le temps de vie d'un niveau, il en résulte une incertitude sur l'énergie, et donc sur la longueur d'onde. Prenons 2 niveaux i et j , tel que $j > i$, et définissons

$$\gamma_i = \sum_{n < i} A_{in} \quad (3.60)$$

$$\gamma_j = \sum_{n < j} A_{jn} \quad (3.61)$$

où A_{in} et A_{jn} représentent respectivement les probabilités de décroissance des états i et j vers un état inférieur n . En l'absence d'interaction, les niveaux i et j décroissent comme e^{-t/τ_i} et e^{-t/τ_j} . Cette incertitude sur le temps exact auquel le photon est émis résulte en une incertitude sur sa longueur d'onde. Avec $\gamma = \gamma_i + \gamma_j$, on montre (Rybicki and Lightman, 1979) en assumant $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$, que le profil associé à l'émission d'un photon lors de la transition $j \rightarrow i$ est donné par

$$\varphi_l(\lambda - \lambda_0) = \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{\gamma / (4\pi^2)}{(\lambda - \lambda_0)^2 \cdot \frac{c^2}{\lambda_0^4} + (\gamma / 4\pi)^2} \quad (3.62)$$

Ce profil est normalisé ($\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_l(\lambda - \lambda_0) d(\lambda - \lambda_0) = 1$); on en déduit la largeur de la raie à mi-hauteur (FWHM=Full Width at Half Maximum) :

$$FWHM = \frac{\lambda_0^2}{c} \frac{\gamma}{2\pi} \quad (3.63)$$

Le profil de Lorentz est souvent aussi associé à l'élargissement des raies par collisions (on suppose alors que l'élargissement est dû à une collision avec une particule rapide qui entraîne une interruption temporaire de l'émission du paquet d'onde -rupture de phase-). Dans ce cas, la contribution des 2 phénomènes donne

$$\varphi_l(\lambda - \lambda_0) = \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{\Gamma/(4\pi^2)}{(\lambda - \lambda_0)^2 \frac{c^2}{\lambda_0^2} + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (3.64)$$

où $\Gamma = \gamma + 2\nu_{col}$, avec ν_{col} est la fréquence de collision de l'atome (nombre de collisions par unité de temps).

III.1.2 Largeur Doppler.

L'effet Doppler est connu depuis longtemps. Lorsqu'un photon est émis à λ' vers un observateur par un atome en mouvement avec une vitesse v dans cette même direction, la longueur d'onde du photon vu par l'observateur λ est décalée selon la formule

$$\lambda = \lambda' \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (3.65)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cas d'une raie d'émission on peut donc écrire

$$\lambda = \lambda_0 - \frac{\lambda_0 v}{c} \quad (3.66)$$

où λ_0 est la longueur d'onde du centre de la raie. Pour un atome se dirigeant vers l'observateur, on a donc une raie décalée vers le bleu (petites longueurs d'onde), et vers le rouge (grande longueur d'onde) pour un atome s'éloignant de l'observateur.

Ce phénomène contribue aussi à élargir le profil d'une raie. On définit la largeur doppler $\Delta\lambda_D$ comme le décalage en valeur absolue obtenu pour la vitesse la plus probable de l'atome donnée par une distribution maxwellienne ($v_0 = \sqrt{\frac{2k_b T}{m_a}}$, m_a = masse de l'atome, et T est la température) :

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \frac{v_0}{c} = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2k_b T}{m_a}} \quad (3.67)$$

Le profil associé est alors obtenu en notant que $\varphi_d(\lambda) d\lambda = f_m(v) dv$ où $f_m(v)$ est la distribution maxwellienne des vitesses pour une composante. On obtient le profil Gaussien suivant

$$\varphi_d(\lambda - \lambda_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_D^2}} \quad (3.68)$$

Il peut aussi y avoir une contribution non-thermique à la vitesse, souvent appelée "vitesse de turbulence". Alors,

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2k_b T}{m_a} + \xi^2\right)^{1/2} \quad (3.69)$$

où ξ est la vitesse de turbulence. La largeur à mi-hauteur est donné par

$$FWHM = 2\sqrt{\ln(2)} \Delta\lambda_D \quad (3.70)$$

III.1.3 Profil de Voigt.

Le profil de Voigt est obtenu en associant les profils Doppler et Lorentziens. Dans le repère de l'atome, les photons émis sont distribués spectralement selon le profil Lorentzien $\varphi_l(\lambda' - \lambda_0)$ où λ' est la longueur d'onde dans le repère de l'atome ; mais l'observateur verra le photon à la longueur d'onde λ selon l'équation 3.65. La convolution des 2 profils 3.64 et 3.68 donne le profil de Voigt

$$\varphi_d(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} H(a, u) \quad (3.71)$$

où

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy \quad (3.72)$$

est la fonction de Voigt, avec ici :

$$a = \frac{\lambda_0^2 \Gamma}{4\pi c \Delta\lambda_D} \quad (3.73)$$

et

$$u = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \quad (3.74)$$

III.2 Émissivité.

Nous avons déjà noté (formule 3.50, section II.2) que l'intensité d'une raie optiquement mince pouvait s'exprimer comme l'intégrale le long de la ligne de visée de deux fonctions :

$$I(\lambda_{ij}) = \int G(\lambda_{ij}, T) n_e^2 ds \quad (3.75)$$

Nous présentons dans cette section le calcul de la fonction de contribution $G(\lambda_{ij}, T)$, et ses caractéristiques pour différents types de raie. A cette fin, nous pouvons modifier cette dernière expression de la manière suivante

$$I(\lambda_{ij}) = \int G'(\lambda_{ij}, T) n_e n(H) ds \quad (3.76)$$

avec

$$G'(\lambda_{ij}, T) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} A_{ij} \frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{1}{n_e} \quad (3.77)$$

de manière à ce que seul les paramètres liés à la raie apparaissent dans G' . Notons cependant que la densité électronique, qui dépend des conditions physiques de la zone d'émission de la raie dans l'atmosphère solaire figure toujours dans l'équation 3.77 ; nous discuterons son rôle. Notons de plus que les taux d'ionisation et de recombinaison sont bien inférieurs aux taux d'excitation par collision avec un électron et de décroissance radiative. Il est alors justifié de considérer séparément les 2 équilibres.

III.2.1 Abondance relative : $\frac{n(X)}{n(H)}$

Nous supposons que ce terme est une constante de l'élément concerné, de la photosphère solaire à la couronne. Cette hypothèse n'est pas exactement vérifiée et il existe en fait une variation de l'abondance des éléments de la photosphère à la couronne selon la valeur de leur potentiel de première ionisation (FIP pour First Ionization Potential). Ainsi, il a été montré qu'il y avait dans la couronne un enrichissement des éléments avec un $FIP \lesssim 10$ eV par rapport à la photosphère, tandis que l'abondance des éléments avec un $FIP \gtrsim 10$ eV restait constante. L'explication de ce phénomène n'est toujours pas claire et différentes études conduisent à différentes intensités de cette variation.

III.2.2 Équilibre d'ionisation : $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$

L'équilibre d'ionisation est calculé en supposant l'équilibre statistique, c'est à dire que chaque processus est compensé par son inverse (principe du bilan détaillé)

$$\frac{dn(X^{+m})}{dt} = 0 \quad (3.78)$$

, ou encore que

$$\frac{n(X^{+m})}{n(X^{+m-1})} = \frac{Q^{m-1}}{\alpha_m} \quad (3.79)$$

avec Q^{m-1} le taux d'ionisation de l'ion X^{m-1} et α_m le taux de recombinaison de l'ion X^m . Cette dernière équation permet de calculer l'équilibre d'ionisation pour chaque état d'ionisation.

Le calcul de l'équilibre d'ionisation nécessite donc la connaissance des taux d'ionisation et de recombinaison pour chaque état de l'élément. Le travail de Arnaud and Rothenflug (1985) a largement été utilisé. Les processus pris en compte (et décrits dans la section I.3) sont l'ionisation directe (par collision électronique), l'auto-ionisation, la recombinaison radiative, et la recombinaison diélectronique. Les taux de ces processus sont tous proportionnels à la concentration électronique, si bien que les rapport $\frac{n(X^{+m})}{n(X^{+m-1})}$ et $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$ sont indépendants de cette dernière; ils varient alors selon l'énergie de la collision ou, en supposant que cette énergie obéit à une distribution en température connue (distribution de Maxwell par exemple ...), selon la température. Nous montrons sur la figure 3.1 deux exemples, pour l'oxygène et le fer; comme on pouvait s'y attendre, plus l'élément est ionisé, plus la température qui favorise son existence est grande. On remarque aussi qu'il ya une plus grande co-existence des états ionisés du fer que de ceux de l'oxygène. L'ion O VII est, d'après cette courbe, pratiquement le seul état d'ionisation possible pour l'oxygène entre 600000 K et 1000000 K. Au-dessus d'environ 10 millions de degrés, aucun électron n'est plus lié au noyau de l'atome d'oxygène.

III.2.3 Équilibre d'excitation : $\frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})}$

L'équilibre d'excitation est calculé en fonction de la densité électronique et de la température en résolvant les équations du bilan détaillé suivantes pour $j=1, \dots, n$:

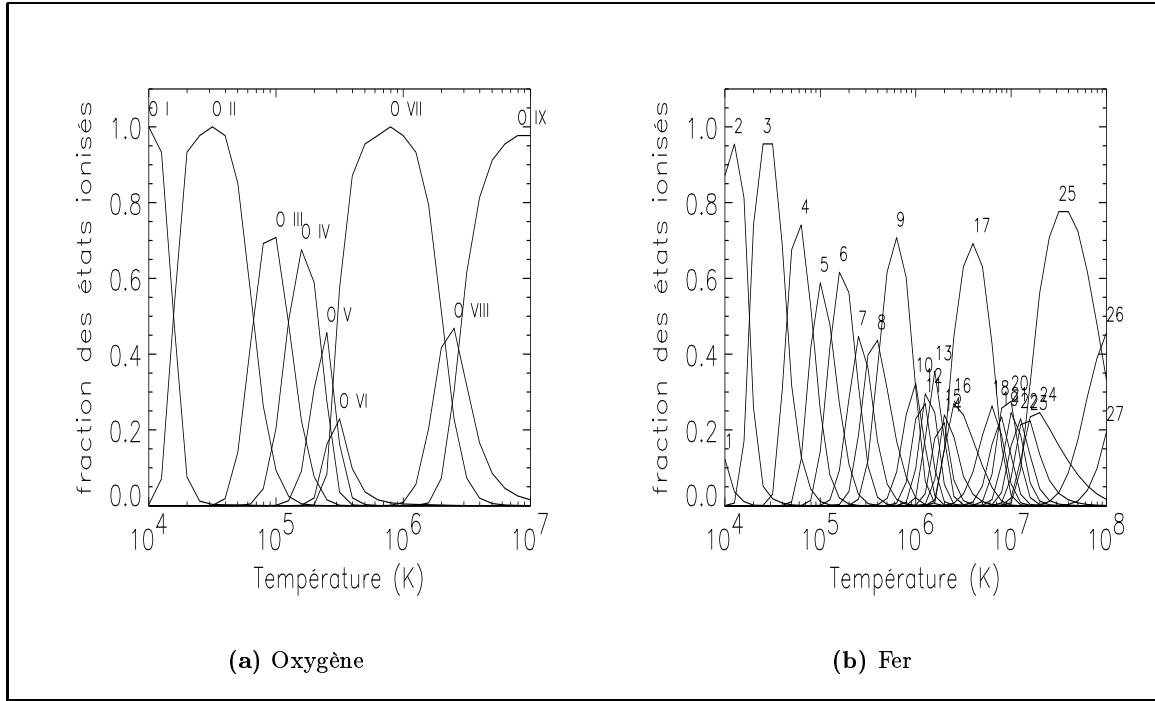
$$\begin{aligned} n(X_j^{+m}) \cdot (n_e \cdot \sum_i C_{j,i}^e + n_p \cdot \sum_i C_{j,i}^p + \sum_{i < j} R_{j,i} + \sum_{i < j} A_{ji}) = \\ \sum_i n(X_i^{+m}) [n_e \cdot C_{i,j}^e + n_p \cdot C_{i,j}^p] + \sum_{i > j} n(X_i^{+m}) \cdot A_{ij} + \sum_{i < j} n(X_i^{+m}) \cdot R_{i,j} \end{aligned} \quad (3.80)$$

soit

$$perte = gain$$

où :

- $n_e C_{j,i}^e$ représente la probabilité de passer de l'état j vers l'état i par une collision électronique.
- $n_p C_{j,i}^p$ représente la probabilité de passer de l'état j vers l'état i par une collision protonique.
- R_{ij} est la probabilité de transition de l'état i vers l'état j induite par un photon.



Chaque courbe représente la fraction $\frac{n(X^{+m})}{\sum_m n(X^{+m})}$ avec $X = O$ pour l'oxygène et Fe pour le fer.

L'état d'ionisation est représenté par la notation spectroscopique pour l'oxygène ('O II' par exemple, avec $m=1$) et par le 'numéro d'ionisation' pour le fer ($9 \equiv Fe IX$, pour l'atome de fer 8 fois ionisé). D'après Arnaud and Rothenflug (1985) et Arnaud and Raymond (1992) pour les états fortement ionisés du fer.

FIG. 3.1: Population relative des états d'ionisation de l'oxygène (a) et du fer (b) en fonction de la température.

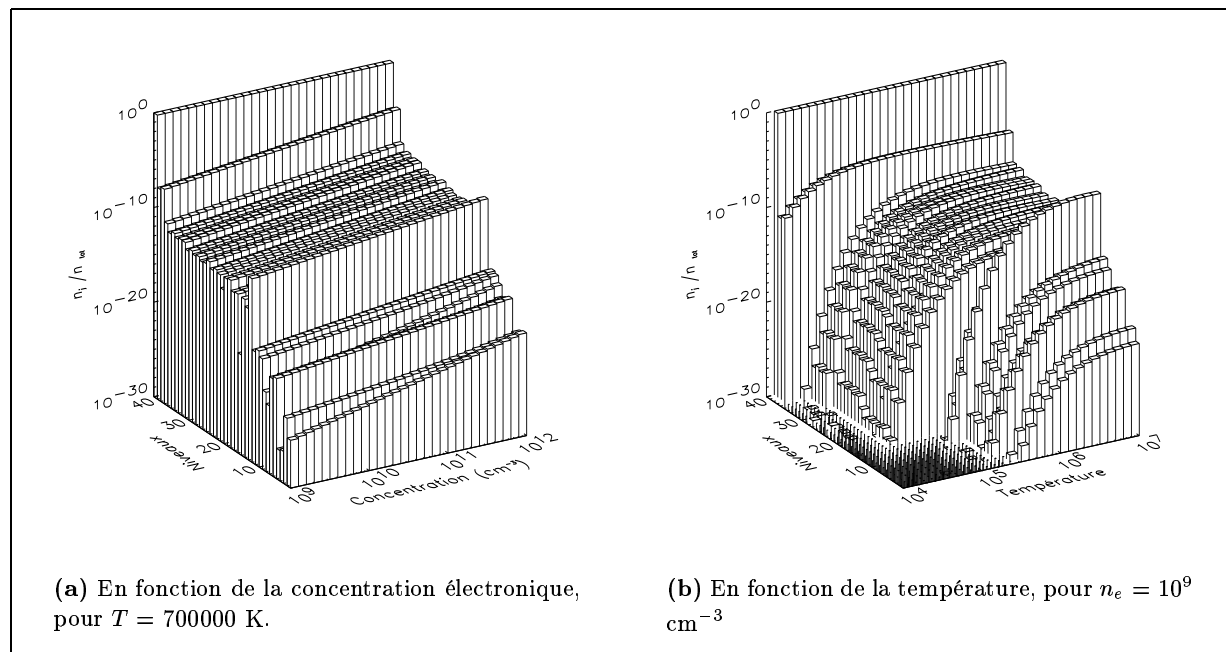
– A_{ji} est la probabilité de transition radiative spontanée de l'état j vers l'état i .

Par suite de l'hypothèse d'un rayonnement optiquement mince, on néglige les termes d'absorption et d'émission induites. Si l'on néglige aussi les collisions avec les protons, le système d'équations à résoudre devient donc :

$$n(X_j^{+m}) \cdot [n_e \cdot \sum_i C_{j,i}^e + \sum_{i < j} A_{ji}] = \sum_i n(X_i^{+m}) n_e \cdot C_{i,j}^e + \sum_{i > j} n(X_i^{+m}) \cdot A_{ij} \quad (3.81)$$

Le résultat d'un tel calcul est montré dans la figure 3.2 pour l'ion O VI. La probabilité d'auto-ionisation des niveaux a été aussi incluse. Logiquement, plus la température et la concentration électronique sont grandes, plus les états excités de l'ion ont de chance d'être occupés. Néanmoins, l'état prédominant reste l'état fondamental de l'ion. Remarquons aussi que la dépendance en densité est moins marquée que celle en température.

Nous avons indiqué sur la figure 3.3 les premiers niveaux de l'ion O VI et les coefficients des transitions possibles, à l'exception des desexcitations par collisions électroniques lorsque la transition concernée possède déjà un coefficient pour l'émission spontanée suffisamment grand (c'est à dire par exemple la transition $3 \rightarrow 2$, ou $1 \rightarrow 0$) pour négliger la desexcitation par collision électronique. Notons que dans le cas des collisions électroniques, il ne faut pas oublier de multiplier les coefficients par la concentration électronique qui est de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} dans l'atmosphère solaire. Malgré cela, une rapide comparaison des probabilités de décroissance radiative et



L'index des niveaux est inversé tel que le niveau labelé "40" est le niveau fondamental de l'ion.

FIG. 3.2: Équilibre de population des 40 premiers niveaux de l'ion O VI.

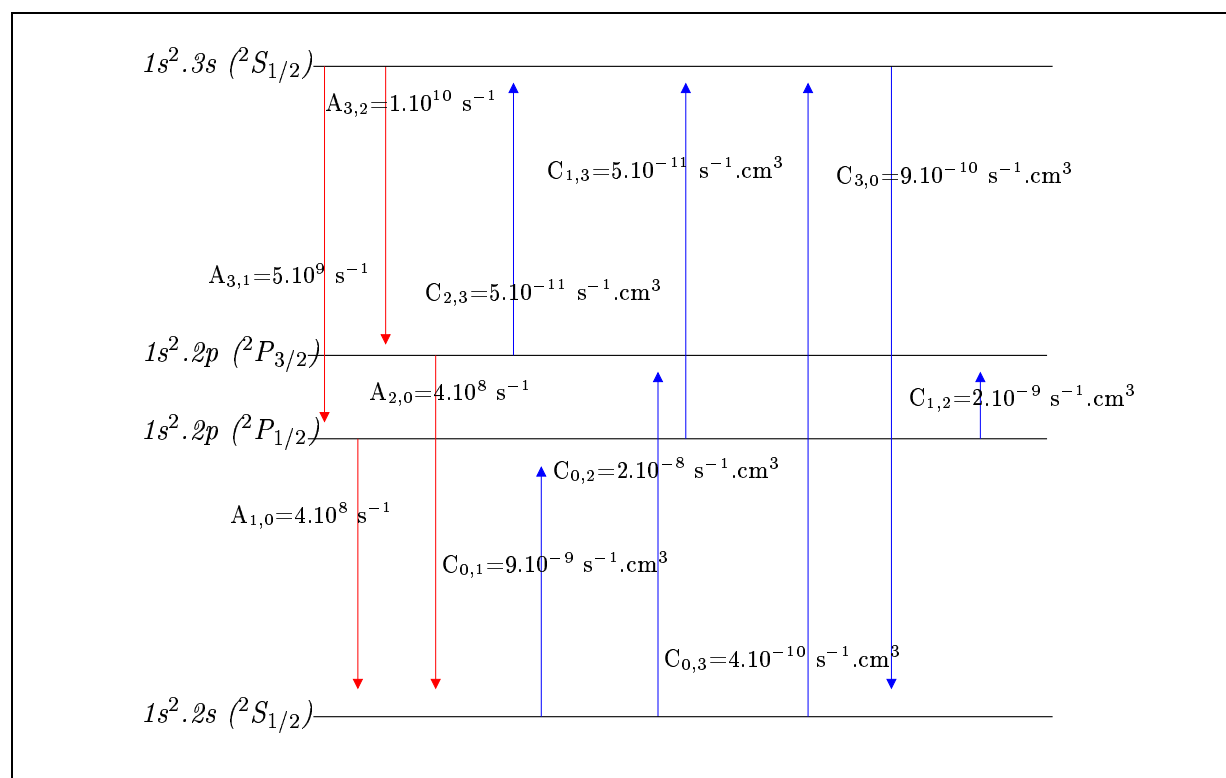


FIG. 3.3: Diagramme des premiers niveaux de l'ion O VI.

collisionnelle montre que l'on peut légitimement s'attendre à ce qu'un ion excité se désexcite le plus souvent par l'émission spontanée d'un photon. Ainsi, pour une concentration électronique de 1.10^{10} électron par cm^3 , la probabilité que le premier état se désexcite spontanément est 1 million de fois plus forte à 30 000 K (et presque de 10 000 000 à 1 000 000 K) par rapport à une désexcitation électronique. De même, le temps de vie de ce niveau est environ 5 millions de fois

plus court vis à vis de la désexcitation spontanée que par rapport à une excitation par collision électronique vers n'importe quel niveau supérieur.

Considérons maintenant uniquement les 3 premiers niveaux de l'ion O VI. En ne considérant que les termes mentionnés ci-dessus (excitation collisionnelle à partir du fondamental, et décroissance radiative vers ce fondamental), on a les équations

$$n(O_1^{+5}) = \frac{n(O_0^{+5})n_e C_{0,1}^e}{A_{10}} \quad (3.82)$$

$$n(O_2^{+5}) = \frac{n(O_0^{+5})n_e C_{0,2}^e}{A_{20}} \quad (3.83)$$

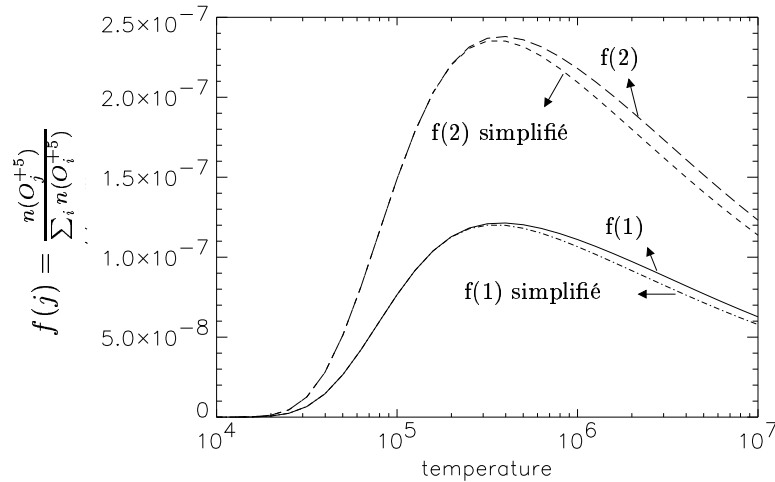
soit

$$\frac{n(O_1^{+5})}{n(O_0^{+5}) + n(O_1^{+5}) + n(O_2^{+5})} = \frac{n(O_0^{+5})}{n(O_0^{+5}) + n(O_1^{+5}) + n(O_2^{+5})} \cdot \frac{n_e C_{0,1}^e}{A_{1,0}} \quad (3.84)$$

$$\simeq \frac{n_e C_{0,1}^e}{A_{1,0}} \quad (3.85)$$

puisque $n(O_0^{+5})$ est largement majoritaire.

La figure 3.4 montre la comparaison des résultats d'un tel calcul avec ceux obtenus en tenant



Les fonctions $f(1)$ et $f(2)$ représentent les rapports de la population des niveaux '1' et '2' à la population totale de l'ion O VI. Le label 'simplifié' indique que ces rapports ont été calculés dans l'approximation d'un modèle à 3 niveaux, en ne considérant que les transitions importantes à partir et vers le fondamental.

FIG. 3.4: Erreur commise sur la fraction de population de l'ion OVI pour un modèle à 3 niveaux.

compte de toutes les transitions pour les 40 niveaux. Pour $n_e = 5.10^9 \text{ cm}^{-3}$, l'erreur commise ne devient appréciable qu'à partir de 400 000 K. Néanmoins, même au delà de cette température la fraction d'ion O VI qui est dans le premier niveau reste proportionnelle à la concentration électronique dans une bonne approximation (c'est à dire tant que la densité électronique est suffisante

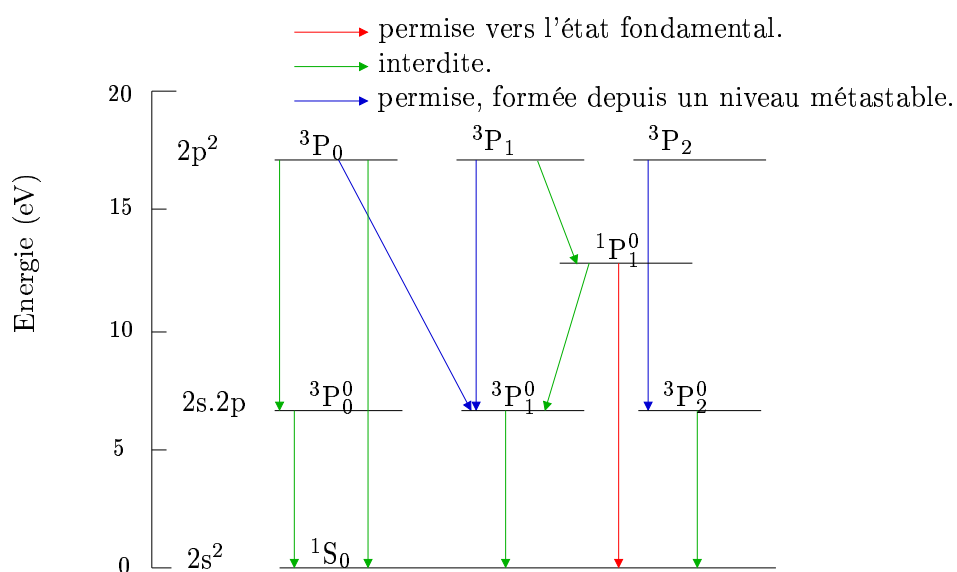
pour négliger les autres processus d'excitation du niveau 1). De telles raies, formées principalement par collision électronique à partir du niveau fondamental suivi d'une décroissance radiative spontanée vers ce niveau sont appelées raies de résonance. En revenant à l'équation 3.77, puisque le comportement de la fonction de contribution vis à vis de la concentration électronique dépend du terme $\frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{1}{n_e}$ (en supposant $\frac{n(H)}{n_e} \simeq cst$), on note alors que la fonction de contribution relative à ces raies est indépendante de la densité électronique, ce qui confirme notre discussion à la fin du paragraphe II.2.1.

Outre les raies de résonance (type 1), on peut distinguer deux autres catégories de raies d'émission en étudiant leur comportement avec la concentration électronique : les raies interdites (type 2), et les raies permises excitées à partir de niveau métastable (type 3). Les raies interdites correspondent à une transition radiative vers le niveau fondamental mais à partir d'un niveau qui a un grand temps de vie vis à vis de cette décroissance ; les termes collisionnels de décroissance ne sont alors plus négligeables. Quant aux raies dont le niveau supérieur est principalement excité à partir d'un niveau métastable (le temps de vie radiatif du niveau inférieur est grand), leur intensité dépend à la fois des collisions électroniques qui peuplent le niveau inférieur métastable, de celles qui peuplent le niveau supérieur, et enfin de la (non) stabilité de leur niveau inférieur. Un exemple pour chacune ces trois raies est montré sur la figure 3.5. La transition $2s2p(^3P_1^0) \rightarrow 2s^2(^1S_0)$ est permise (c'est à dire dipolaire électrique), et son niveau supérieur se forme principalement à partir du fondamental (même si tous les $C_{i,j}^e$ étaient du même ordre de grandeur, la supériorité du nombre d'ions dans le fondamental nous l'assure). C'est donc une raie d'émission de type 1. La raie $2s2p(^3P_1^0) \rightarrow 2s^2(^1S_0)$ (par exemple) est interdite car elle met en cause un changement du moment cinétique de spin total ; c'est une raie d'émission de type 2. Enfin, la transition $2p^2(^3P_1) \rightarrow 2s2p(^3P_1^0)$ est bien permise par les règles de sélection. Montrons maintenant qu'elle se forme principalement à partir de niveaux métastables ; il suffit pour cela de comparer les probabilités d'excitation électronique (proportionnelles à $C_{i,j}^e$) du niveau fondamental et des niveaux métastables vers le niveau $2p^2(^3P_1)$. on a :

niveau inférieur (1)	1S_0	$2s2p(^3P_0^0)$	$2s2p(^3P_1^0)$	$2s2p(^3P_2^0)$
$C_{1,2}^e (cm^3.s^{-1})$	1.9742937e-11	3.3075043e-08	8.6152039e-09	8.4647397e-09

Ainsi, si la population des niveaux $2p^2(^3P_x)$ est non-négligeable (ce qui devrait être assuré par leur nature métastable), le niveau $2p^2(^3P_1)$ se crée préférentiellement à partir de ceux-ci, et la raie d'émission est de type 3.

On a finalement calculé la fonction de contribution définie par 3.77 pour ces raies ; le résultat est montré dans la figure 3.6. Pour toutes ces raies, la dépendance de la fonction de contribution avec la température est de type gaussienne, avec une largeur conséquente ; elle est sensiblement la même dans les trois cas, puisque cette dépendance est dominée par le rapport $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$. La différence réside donc essentiellement dans la dépendance de ces trois fonctions avec la concentration électronique. Celle-ci est particulièrement faible, et même constante à partir d'une certaine concentration, pour les raies permises se créant à partir du fondamental. Les raies interdites, dont le temps de vie du niveau supérieur est long vis à vis de la décroissance radiative, perdent rapidement de leur intensité avec l'augmentation de la concentration ; logiquement, ce sont les raies formées à partir de niveau métastables qui en profitent.



Les transitions $2s2p\ (^3P_x^0) \rightarrow 2s^2\ (^1S_0)$, $2p^2\ (^3P_x) \rightarrow 2s2p\ (^1P_1^0)$, et $2p^2\ (^3P_x) \rightarrow 2s^2$ sont interdites à cause de la règle 3.20. La transition $2p^2\ (^3P_0) \rightarrow 2s2p\ (^3P_0^0)$ est interdite à cause de la règle 3.22. Toutes les transitions ne sont pas incluses sur la figure.

FIG. 3.5: Illustration des 3 types de transitions pour les 8 premiers niveaux de l'ion C III.

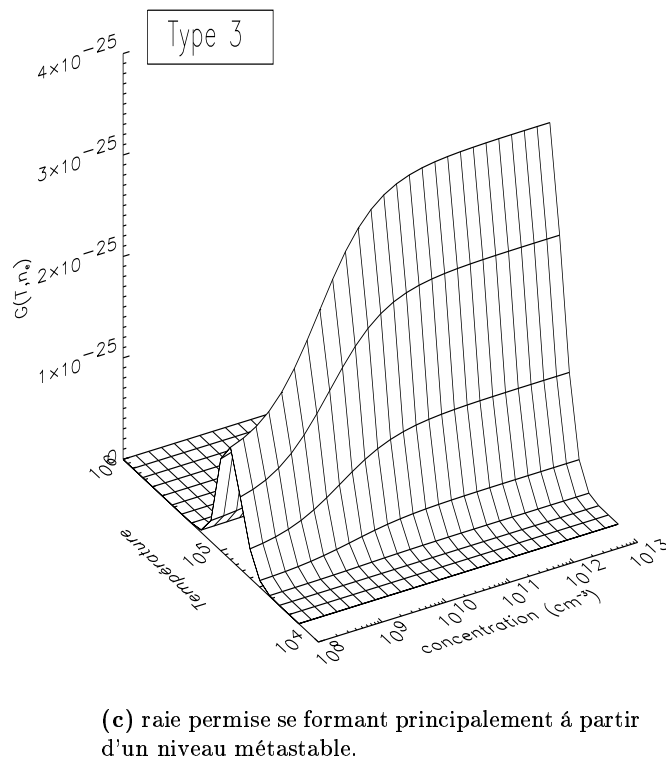
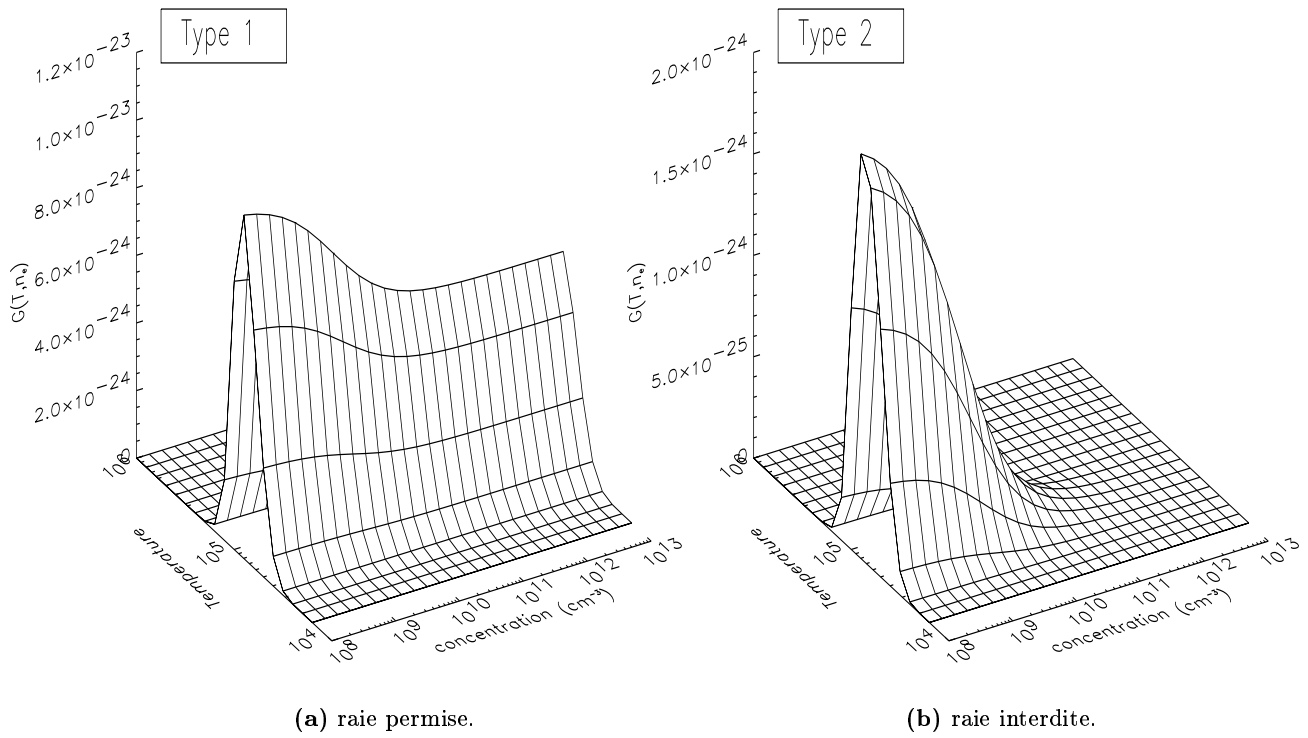


FIG. 3.6: Principales formes de la fonction de contribution des raies.

Troisième partie

Le spectromètre SUMER et le traitement des données.

Table des Matières

4	SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation)	71
I	Introduction	71
II	Description.	71
	II.1 L'optique.	71
	II.2 Détecteurs.	73
III	Données et Corrections.	73
	III.1 Format des données.	74
	III.2 Corrections.	76
	III.3 Étalonnage Radiométrique.	78
	III.4 Étalonnage en longueur d'onde.	79
5	Traitement des données.	81
I	Introduction.	81
II	Choix des zones.	81
III	Étalonnage en longueur d'onde.	83
	III.1 Étalonnage spectral des spectres de référence.	84
	III.2 Étalonnage spectral des autres spectres.	85
	III.3 Résultats et discussion.	86
IV	Identification et Ajustement des raies	89
	IV.1 Identification.	89
	IV.2 Ajustement et calcul d'intensité.	91

Chapitre 4

SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation)

I Introduction

Le satellite SOHO (Solar Heliospheric Observatory) a été lancé le 2 décembre 1995 et inséré dans son orbite autour du point de Lagrange L1 le 14 février 1996. Un point de Lagrange correspond à l'endroit où l'attraction gravitationnelle résultante de la Terre et du Soleil égale la force centripète requise pour tourner avec ces deux astres; il en existe 5 et le point L1 se situe à environ 1% ($1,5 \cdot 10^6$ km) de la distance Terre-Soleil. Comme ce point est instable, l'orbite du satellite est régulièrement corrigée (environ une fois par mois). Les douze instruments à bord de SOHO ont ainsi une vue ininterrompue du soleil.

Parmi les douze instruments, trois (CDS, EIT, SUMER) fournissent des informations sur le spectre solaire jusqu'à 1600 Å. Tout d'abord CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) qui prend des images partielles du soleil dans l'EUV correspondant à des longueurs d'onde coronales. Ensuite, EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) qui prend des images du soleil entier à quatre longueurs d'onde (171 Å : Fe IX-X; 195 Å : Fe XII; 284 Å : Fe XV; 304 Å : HeII). Et enfin SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation), qui est un spectromètre allant de 330 Å à 1600 Å.

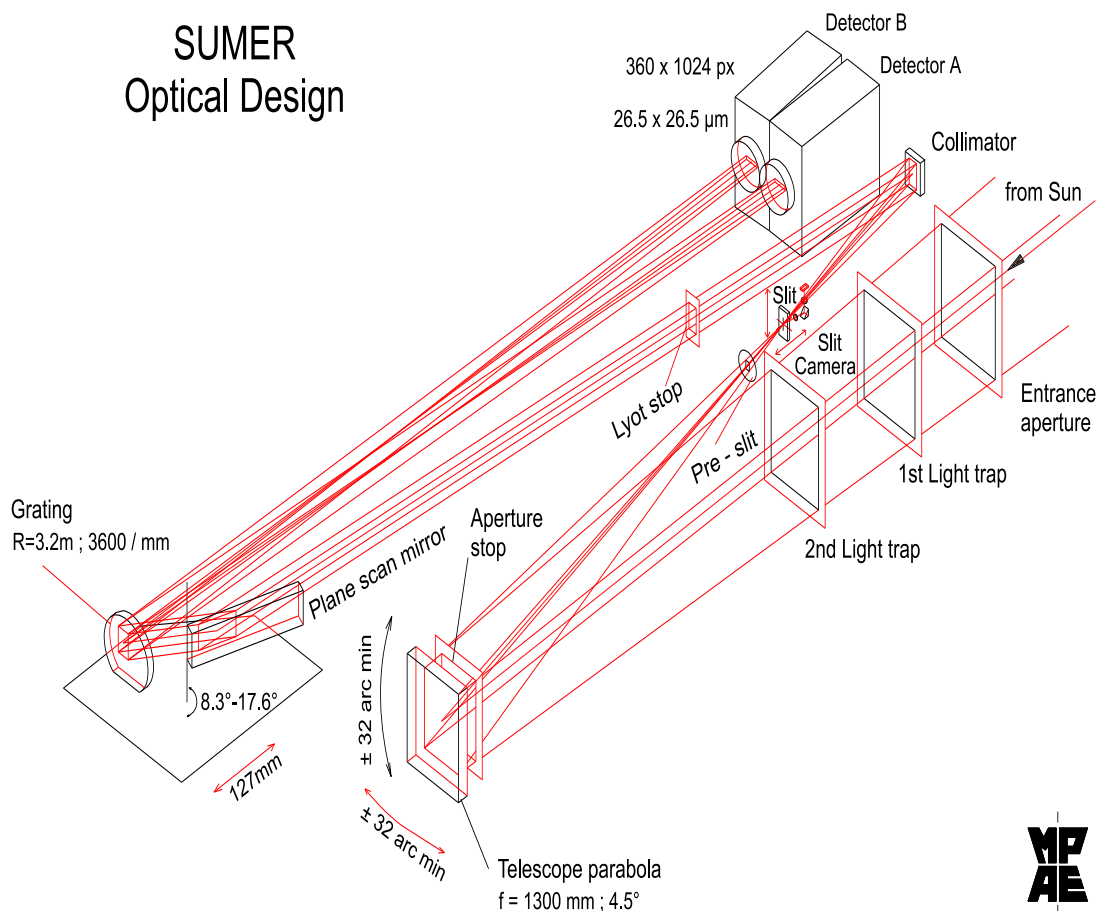
SUMER est un spectromètre et télescope ultraviolet, construit en coopération par plusieurs laboratoires dont le Max Planck institut pour l'aéronomie en Allemagne et l'Institut d'Astrophysique Spatiale en France. L'instrument, dont le directeur scientifique est Klaus Wilhelm, a été construit dans le but de contribuer à résoudre d'importantes questions en physique solaire qui ont des répercussions dans l'étude des relations Soleil-Terre : le chauffage de la couronne, l'accélération du vent solaire, la structure de la haute atmosphère solaire et sa dynamique. Pour cela, SUMER donne accès par l'analyse de ses observations spectroscopiques à hautes résolutions spatiales, temporelles, et spectrales, aux principaux paramètres du plasma et à leur évolution : la densité, la température, l'abondance des éléments, les champs de vitesses et la topologie du plasma.

Une description complète de l'instrument peut être trouvée dans Wilhelm et al. (1995).

II Description.

II.1 L'optique.

L'instrumentation optique de SUMER est basée sur 2 miroirs paraboliques, un miroir plan et un réseau sphérique, tous construits en SiC (silicate de carbone), dont les propriétés réduisent



l'intensité réfléchie pour un rayonnement inférieur à 500 \AA . Cette instrumentation est représentée sur la figure 4.1. Le premier axe du télescope construit l'image du soleil sur la fente d'entrée du spectromètre, orientée selon l'axe nord-sud du soleil. Le second axe sert à collimater le faisceau sortant de la fente (à en faire un faisceau parallèle). Le faisceau est alors dévié par un miroir plan sur le réseau, qui le réfléchit et le disperse spectralement. Finalement, deux détecteurs collectent les images monochromatiques de la fente d'entrée. Le détecteur A est centré sur la normale au réseau et couvre un intervalle spectral de $780\text{-}1610 \text{ \AA}$ au premier ordre de diffraction et $390\text{-}805 \text{ \AA}$ au deuxième ordre. Le détecteur B est décalé de $70,4 \text{ mm}$ et couvre un intervalle spectral de $660\text{-}1500 \text{ \AA}$ et $330\text{-}750 \text{ \AA}$ respectivement au premier et deuxième ordre de diffraction. Néanmoins, comme noté précédemment, la sensibilité de l'instrument au dessous de 500 \AA est très faible. Les différents ordres de diffraction sont superposés sur le détecteur. Le détecteur produit ainsi une image de la fente avec une dimension spatiale selon l'axe solaire nord-sud, et une dimension spectrale.

La rotation du miroir plan change l'angle d'incidence du faisceau et permet ainsi de modifier la position des longueurs d'onde sur les détecteurs. Le premier miroir parabolique peut aussi tourner, ce qui permet de construire des images monochromatiques successives de la fente dans la direction est-ouest solaire, avec une distance minimale entre chaque image de $0,3763 \text{ arcsec}$ ($1 \text{ arcsec} = 1'' = \frac{1}{3600} \text{ degré} \simeq 720 \text{ km}$ sur le soleil pour le point L1), ou de compenser la rotation solaire. Néanmoins, ce mécanisme n'a été possible que avant octobre 1996 et entre février et novembre 1999 pour des raisons techniques (Teriaca and Wilhelm, 2001).

Une fois en vol, les caractéristiques de l'instrument ont été testées et trouvées majoritairement conformes à celle prédites au sol (Wilhelm et al., 1997).

II.2 Détecteurs.

Un seul détecteur peut être utilisé à la fois, et chacun d'entre eux est constitué de 360×1024 pixels. Le revêtement des détecteurs change en fonction de la position horizontale (ou spectrale), comme montré sur la figure 4.2. Du Bromure de Potassium (KBr) recouvre l'aire centrale, ce qui augmente la sensibilité du détecteur dans l'intervalle spectral 900-1600 Å. Cette substance diminue aussi la sensibilité du détecteur aux longueurs d'onde du deuxième ordre. Sur les côtés de l'aire centrale, on trouve des photocathodes nues (sans revêtement), alors que les bords du détecteur sont recouverts d'un atténuateur qui diminue d'un facteur 10 le nombre de coups reçus.

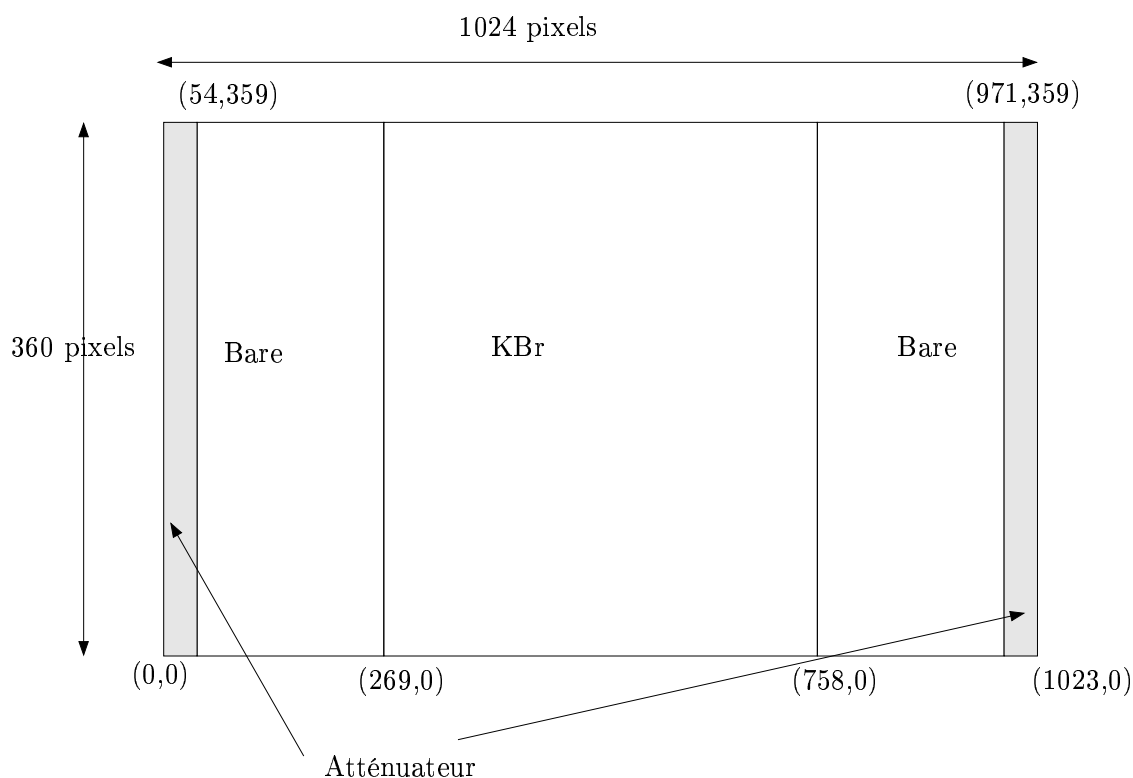


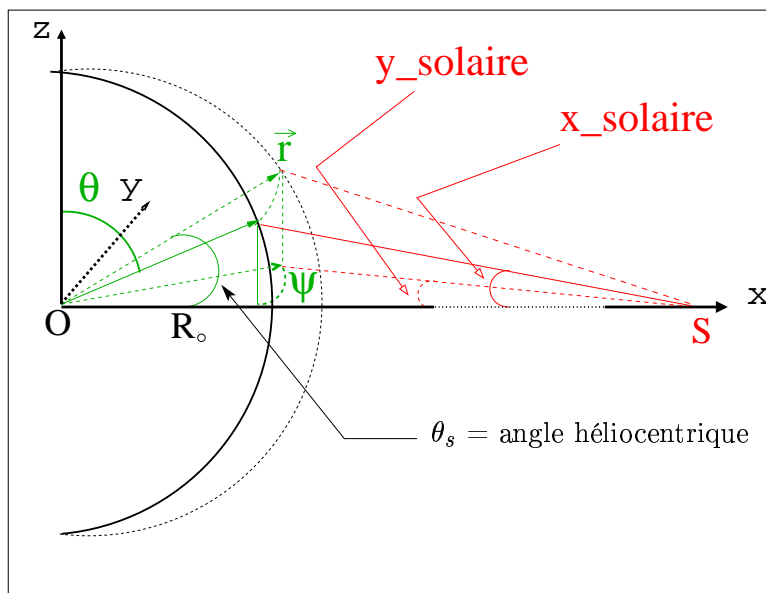
FIG. 4.2: Détecteur.

III Données et Corrections.

Les mesures acquises par SUMER sont transférées à la Terre par SOHO. Les données sont ensuite décompressées et mises à disposition sous forme de fichiers FITS (pour Flexible Image Transport System) bruts provisoires. De plus, SUMER a la "tête en bas" et les données brutes ont l'est et l'ouest inversés. Nous avons travaillé avec les fichiers bruts définitifs au format FITS et d'extension FTS, fournis par la base de données MEDOC (à l'institut d'astrophysique spatiale d'Orsay), qui sont corrigés de cet effet.

Typiquement, une mesure va être caractérisée par la date à laquelle elle a été effectuée, sa durée, la zone regardée (l'étendue longitudinale autour du point de référence repéré par les angles Y_{solaire} et X_{solaire} définis sur la figure 4.3), et l'intervalle spectral utilisé. Toutes ces informations (et bien d'autres) sont disponibles dans les fichiers de données.

Plusieurs corrections doivent être effectuées et nous les présentons ici. Des programmes de



Le point O représente le centre du soleil, et le point S représente l'emplacement de *SOHO*. Le point \vec{r} visé par *SUMER* sur le soleil est repéré par les angles x_{solaire} et y_{solaire} . On a aussi défini sur cette figure l'angle héliocentrique θ_s .

FIG. 4.3: Géométrie.

correction élaborés par l'équipe *SUMER* sont disponibles et nous les avons bien entendu utilisés.

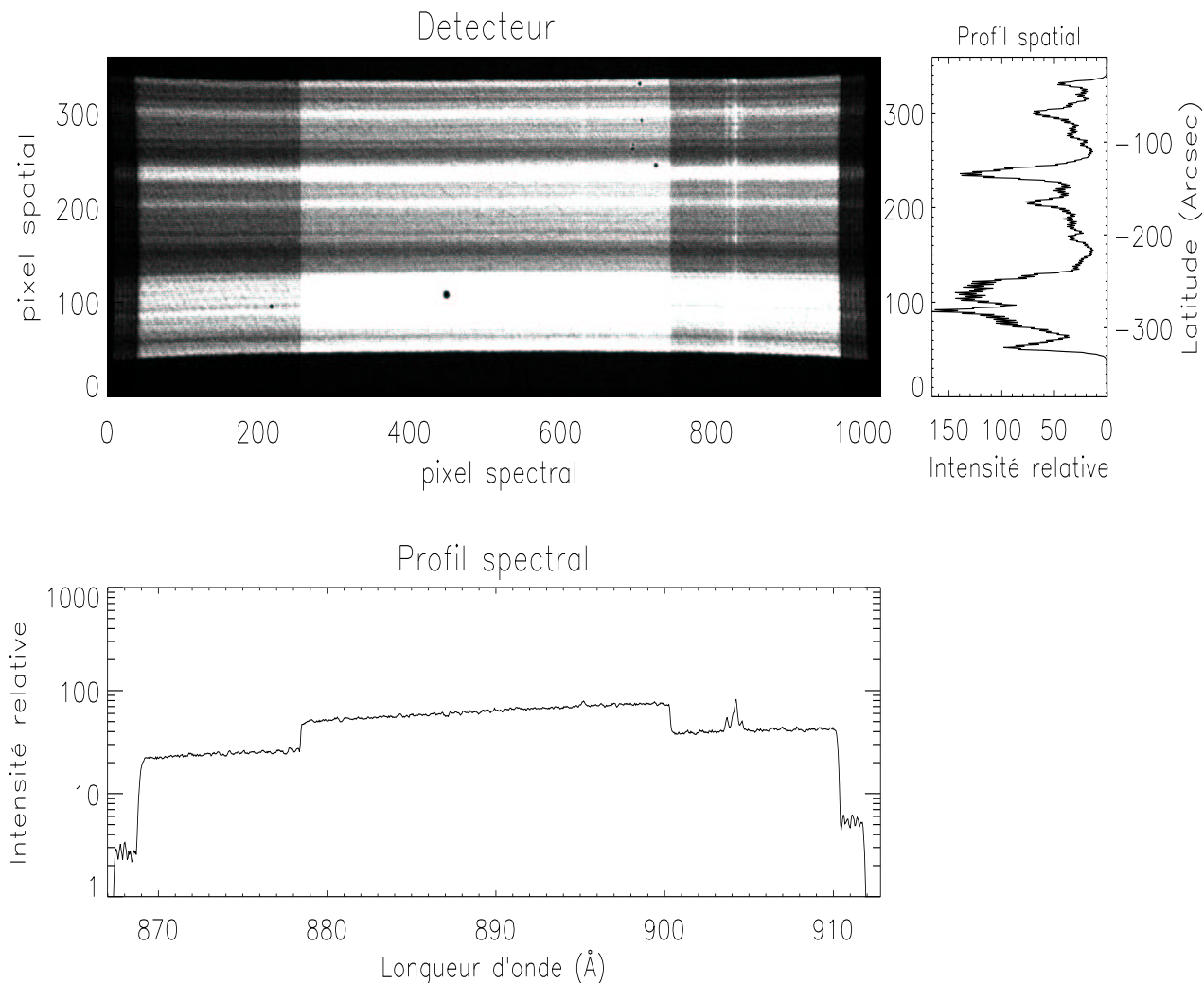
III.1 Format des données.

Les fichiers d'extension ".FITS" sont lisibles par le langage informatique IDL (Interactive Data Language). Chaque fichier est constitué d'un header ("en-tête") principal et d'une ou plusieurs tables binaires d'extension (BTE). Chaque BTE est elle-même constituée d'un header secondaire et des données associées, classées dans six à treize 'colonnes' (par convention, mais qui sont en fait des tableaux à 2 ou 3 dimensions) suivant le mode de transmission des données.

Le header principal contient des informations générales au fichier comme le numéro de la fente utilisée, la méthode de compression des données, le pointage en coordonnées solaires ou encore le détecteur utilisé. Dans chaque BTE, les données sont réparties comme suit :

* Les premières colonnes sont des tableaux à 2 ou 3 dimensions (spectrale, spatiale, et le cas échéant, temporelle -qui peut aussi avoir une composante spatiale) contenant les observations. Ainsi la valeur de l'élément (0,1,2) du tableau est le nombre de coups reçus par le détecteur pour la troisième image du détecteur (ou prise de vue) à l'intersection du 1^{er} pixel spectral (IDL compte à partir de zéro) et du deuxième pixel spatial.

* Les cinq dernières colonnes de la BTE contiennent des grandeurs spécifiques aux données de celle-ci, telles que le temps d'exposition de chaque image ou l'écart temporel entre chaque prise de données. On trouve notamment dans les informations du header secondaire relatives



En haut : Image du détecteur A brute (seule l'orientation Nord-Sud, et l'ordre des pixels spectraux avec les longueurs d'ondes croissantes ont été rétablis -voir texte) pour une exposition de 150 secondes, issue du fichier SUM_000312_074806.FTS. En haut à droite, le profil spatial moyenné sur les pixels spectraux, avec l'axe vertical de droite gradué en arcseconde. En bas, le spectre moyenné sur toute la fente ; l'abscisse est gradué en Angström. On y distingue des points noirs (par exemple, à l'adresse (448,110)) qui indiquent que le pixel rencontré n'a reçu aucun coup. Ceci peut être dû à un "gap" dans la télémétrie, ou encore à une absence de réponse pour ce pixel due à une surcharge précédente.

FIG. 4.4: Détecteur SUMER.

aux colonnes d'observation, la longueur d'onde de référence (en angstrom et en pixel) et la position de référence sur l'axe nord-sud (en arcseconde et en pixel), ainsi que la taille d'un pixel en longueur d'onde et en arcseconde, ce qui permet de passer des coordonnées en pixels aux coordonnées physiques. Notons que les pixels de références correspondent au milieu de la zone du détecteur utilisé, à l'exception du cas où les 1024 pixels ont été éclairés et où le pixel de référence en longueur d'onde peut se situer n'importe où. Des routines IDL spécifiques permettant de lire aussi bien les informations des headers que les données sont disponibles.

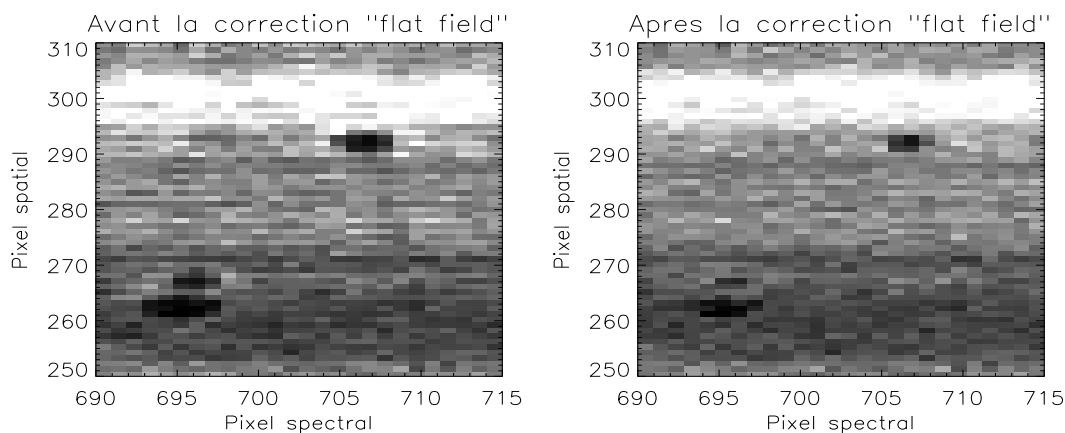


FIG. 4.5: Effet de la correction “Flat field”.

III.2 Corrections.

III.2.1 Non-homogénéité de la réponse du détecteur à petite échelle.

Au delà du changement de la réponse du détecteur en fonction de la longueur d’onde (effet bien entendu pris en compte pour la calibration radiométrique), cette réponse n’est pas uniforme sur des échelles inférieures ou égales à 20 pixels. Pour corriger cet effet, SUMER prend régulièrement une image floue du soleil dans le continu de Lyman (860-900 Å) -image “flat-field”- par laquelle on peut diviser (pour la corriger) une image du détecteur. Cette correction réduit aussi fortement une variation d’environ 20% de la réponse du détecteur tous les deux pixels spatiaux, créée lors de la conversion analogique-numérique des données.

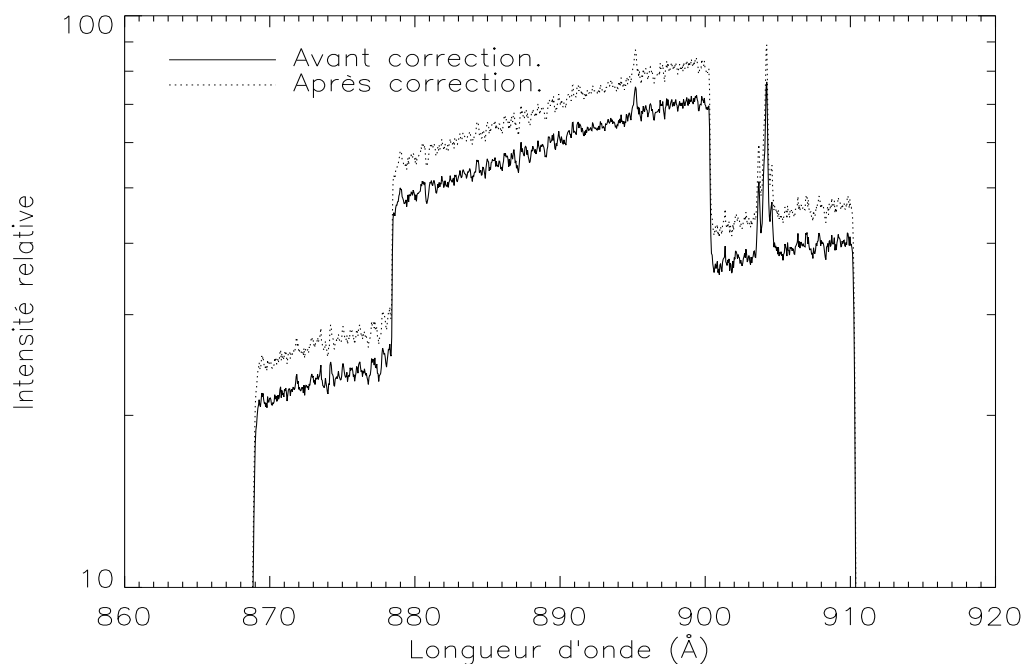
Pour le même fichier que la figure 4.4, nous montrons dans la figure 4.5 l’effet de la correction flat field pour une partie du détecteur. On voit bien l’effet de la correction, qui amoindrit les inhomogénéités du détecteur à petite échelle. Notons de plus que la mesure a été effectuée le 12 mars 2000, et par conséquent le détecteur a déjà plus de 4 ans d’utilisation.

Cet effet varie dans le temps, puisque la réponse des photocathodes est modifiée avec leur usage. Aussi, environ un fichier “flat-field” est enregistré par mois. Il est possible d’appliquer cette correction à bord de SOHO, avant l’envoi des données vers la Terre.

III.2.2 Effet de “temps mort”.

La réponse du détecteur diminue avec le nombre total de coups reçus. Lorsque ce dernier excède 5.10^4 coups/s, cet effet “temps mort” devient non-négligeable ; il a été mesuré en laboratoire (Hollandt et al., 1996) avant le lancement de SOHO et peut ainsi être corrigé. Le programme adapté a été écrit par Klaus Wilhelm du MPA (Lindau, Allemagne).

On peut voir sur la figure 4.6 que la correction est constante sur tout le spectre.



Correction de l'effet "temps mort" à l'aide du programme de K. Wilhelm DEADTIME_CORR.PRO. La correction à appliquer a été mesurée en laboratoire par Hollandt et al. (1996). La correction est ici appliquée à la quatrième prise de vue du détecteur, toujours pour le même fichier. Le nombre total de coups pour cette mesure excède le seuil d'application de la correction par un facteur 2.

FIG. 4.6: Correction de l'effet "temps mort".

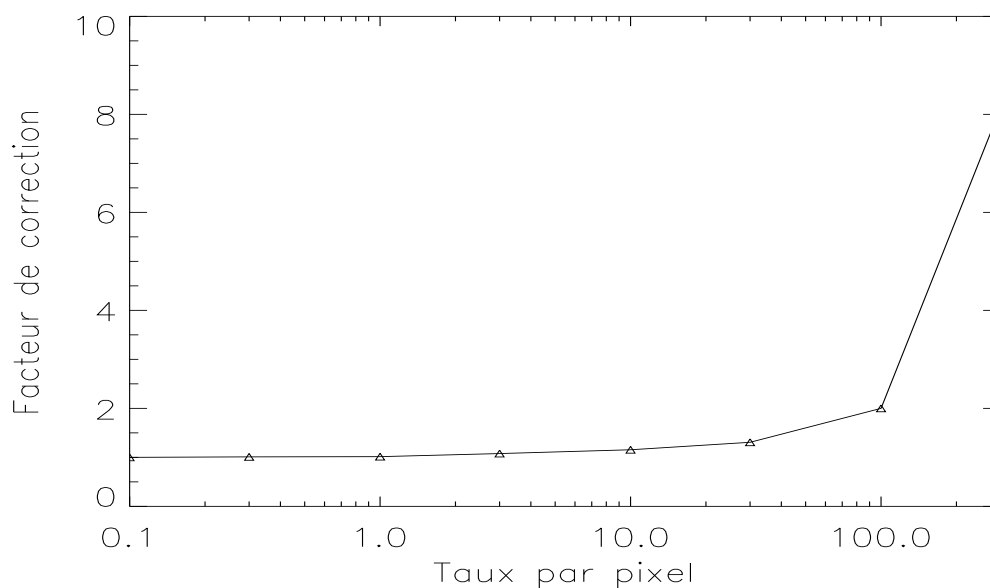
III.2.3 Baisse locale du gain.

La correction précédente est due au nombre de coups *total* reçu par le détecteur. Ici, il s'agit d'un effet similaire mais local. Il survient en général pour l'observation d'une raie d'émission intense (par exemple, la raie du carbone 2 fois ionisé à 977 Å). Cet effet mérite une correction lorsque le nombre de coups dépasse 10 coups par seconde et *par pixel*; de manière générale, plus le taux (nombre de coups reçus par un pixel par seconde) est grand, plus le gain du pixel diminue, et donc plus la correction est importante. Cette correction est illustrée sur la figure 4.7; on y montre le facteur par lequel on doit multiplier la valeur du nombre de coups reçus par un pixel en fonction de cette valeur.

III.2.4 Correction géométrique.

Il y a un effet dû à la configuration du spectromètre dans les deux directions du détecteur (spectrales et spatiales). Le détecteur déforme faiblement l'image dans la direction spectrale, et les raies spectrales sont inclinées par rapport à l'axe vertical du détecteur, à cause de l'orientation relative du réseau. Cette déformation géométrique peut être elle aussi corrigée par l'emploi du programme adéquat. (programme écrit par Tom Moran du GSFC - USA-).

D'autres corrections sont envisageables suivant ce que l'on souhaite faire des données. Ainsi, on peut corriger les raies spectrales de la largeur instrumentale. Finalement, la dernière "correc-



Le facteur de correction à appliquer à chaque pixel, en fonction du nombre de coups par seconde reçus par ce pixel. Cette courbe provient de mesures effectuées avec le détecteur A, mais elle s'applique aux 2 détecteurs.

FIG. 4.7: Baisse locale du gain.

tion” à effectuer est l'étalonnage radiométrique, et nous y consacrons la section suivante.

III.3 Étalonage Radiométrique.

L'étalonnage radiométrique traite de la précision sur le nombre de coups reçus par le détecteur ; ce problème est délicat. En effet, de sévères pertes de réponse ont été constatées lors des précédentes mission spatiale, comme en atteste le débat sur les données d'Amosphere Explorer E (voir section 2 du chapitre 2). Cette dégradation est principalement due au dégazage des substances organiques dont les matériaux qui constitue le satellite sont fait, et à leur dépôt sur le détecteur. Pour éviter cela, les détecteurs de SUMER sont régulièrement “nettoyés”, et un système visant à détourner les particules du vent solaire est en place.

En fait, avant la perte de contrôle de SOHO, aucune dégradation n'a été constatée ; cependant, la transformation de la réponse du détecteur en unité physique a subi des améliorations, ceci expliquant qu'il y ait plusieurs données disponibles pour cette opération. Les données les plus récentes sont alors les plus performantes. La perte du satellite a résulté en une baisse de réponse des détecteurs, estimée dans un premier temps à 43% (Wilhelm et al., 2000), puis révisé à 31% (Wilhelm et al., 2002). Les fichiers de calibrations des différentes époques sont choisis grâce à l'utilisation de mots-clé dans le programme de correction. L'incertitude sur les valeurs physiques (il s'agit le plus souvent de radiance, exprimée en quantité d'énergie par seconde, par unité de surface, et par unité d'angle solide) est estimée à :

- 15% avant la perte de SOHO et 33% après pour le détecteur A au premier ordre.
- 20% avant la perte de SOHO et 36% après pour le détecteur B au premier ordre.

Les courbes d'étalonnage ont initialement été mesurées avant le lancement du satellite à l'aide de rayonnement synchrotron (Hollandt et al., 1996). Les améliorations successives ont été obtenues

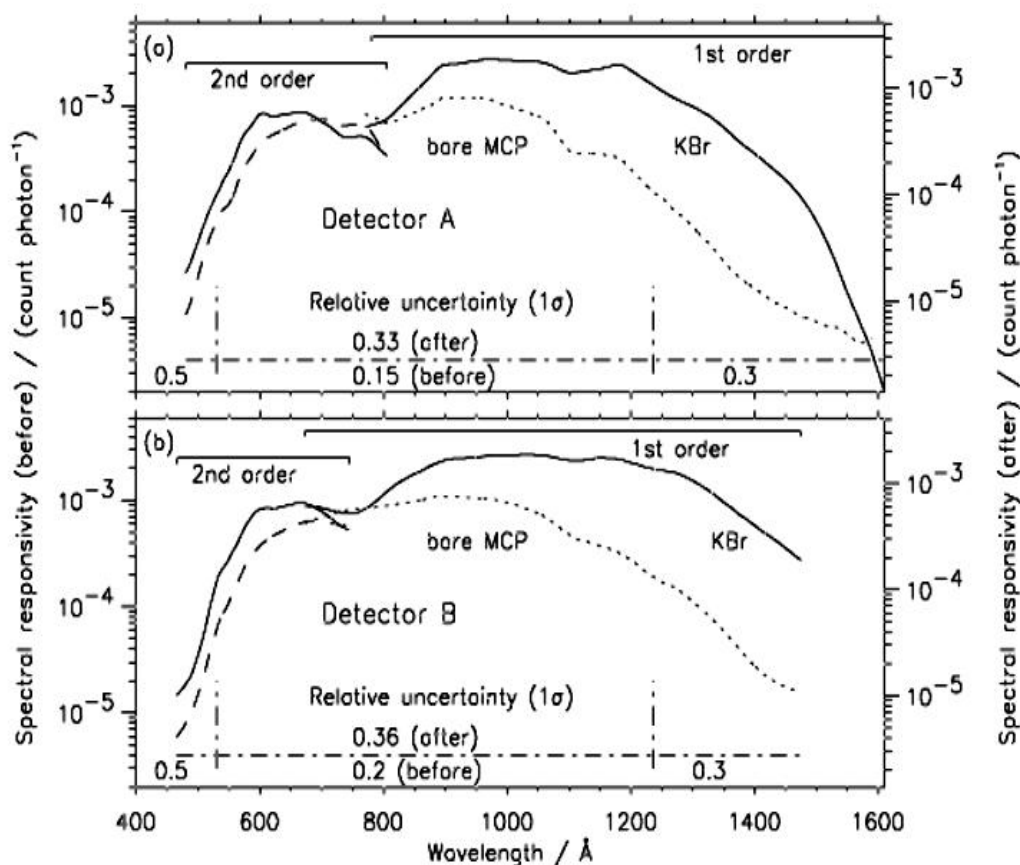


FIG. 4.8: Radiométrie de SUMER. Crédit :Teriaca and Wilhelm (2001)

en vol, à l'aide de flux d'étoiles, et de méthodes utilisant les rapports d'intensité de raies (Wilhelm et al., 1997). Une comparaison avec l'instrument SOLSTICE (Wilhelm et al., 1999) a aussi été utilisée. La figure 4.8 montre la réponse spectrale des détecteurs A et B et leur incertitude relative. Les barres horizontales indiquent l'ordre de diffraction. La réponse des photocathodes en Bromure de Potassium est en trait plein, celle des photocathodes nues en pointillés. Les indications after/before se réfèrent respectivement à avant et après la perte de SOHO.

Notons que l'instrument, en pointant loin du soleil, a mesuré un fond continu d'environ 2.10^{-5} coups/s/px qui est négligeable devant le flux solaire. La diffusion, elle aussi estimée d'après des mesures est de la même manière négligeable.

III.4 Étalonnage en longueur d'onde.

Il s'agit d'un problème particulier ; aucun système d'étalonnage spectral de SUMER n'est disponible à bord de SOHO. La nécessité de disposer d'un bon étalonnage se manifeste notamment si l'on désire obtenir des vitesses doppler *absolues* ; dans une moindre mesure, mais néanmoins essentielle, meilleur est l'étalonnage en longueur d'onde, plus l'identification des raies est précise et facile.

Théoriquement, la position du rayonnement sur le détecteur est gouvernée par l'équation de diffraction

$$m\lambda = l(\sin\theta + \sin\alpha) \quad (4.1)$$

où m est l'ordre de diffraction, l est la longueur caractéristique du réseau, θ est l'angle d'incidence sur le réseau, et α est l'angle que fait la normale du réseau avec la droite qui relie son centre à celui du détecteur. Pour le détecteur A, $\sin\alpha = 0$, et $\sin\alpha = \frac{d_{A,B}}{f_\lambda}$ pour le détecteur B avec $d_{A,B}$ la distance entre les centres des 2 détecteurs et f_λ la distance focale du réseau à λ . On peut relier la variation de la longueur d'onde à celle des pixels spectraux en différenciant l'équation 4.1 (et en supposant θ constant)

$$d\lambda = \frac{l \cos\alpha}{m} . d\alpha \quad (4.2)$$

Il suffit alors de relier $d\alpha$ à la taille des pixels spectraux P_x

$$f_\lambda \Delta\alpha = P_x \quad (4.3)$$

et de prendre en compte le changement de la distance focale avec la longueur d'onde

$$f_\lambda = \frac{r}{1 + \cos\theta} = \frac{r}{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{l} - \sin\alpha\right)^2}}. \quad (4.4)$$

La première égalité exprime la distance focale pour un réseau sphérique concave de rayon r , et la deuxième est exprimée à l'aide de l'équation 4.1.

Pour le détecteur A, $\alpha \simeq 0$, et

$$\Delta\lambda = \frac{l P_{xA}}{mr} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{l}\right)^2} \right]. \quad (4.5)$$

Cependant, la précision obtenue par cette méthode n'est pas suffisamment bonne, et l'étalonnage proposé par l'en-tête du fichier de donnée est basé sur l'identification de raies chromosphériques d'atomes neutres ou faiblement ionisés à partir de ces équations. Le positionnement des longueur d'ondes, ainsi déterminé à partir de plusieurs raies, localise les raies à l'intérieur d'une fenêtre de 25px (environ 1,1Å) (Wilhelm et al., 1997).

Nous avons présenté dans ce chapitre les caractéristiques du spectromètre SUMER et de ses données. Les corrections présentées sont courantes et ont été effectuées à l'aide des programmes distribués.

Nous décrivons dans le chapitre suivant le traitement propre à notre étude.

Chapitre 5

Traitement des données.

I Introduction.

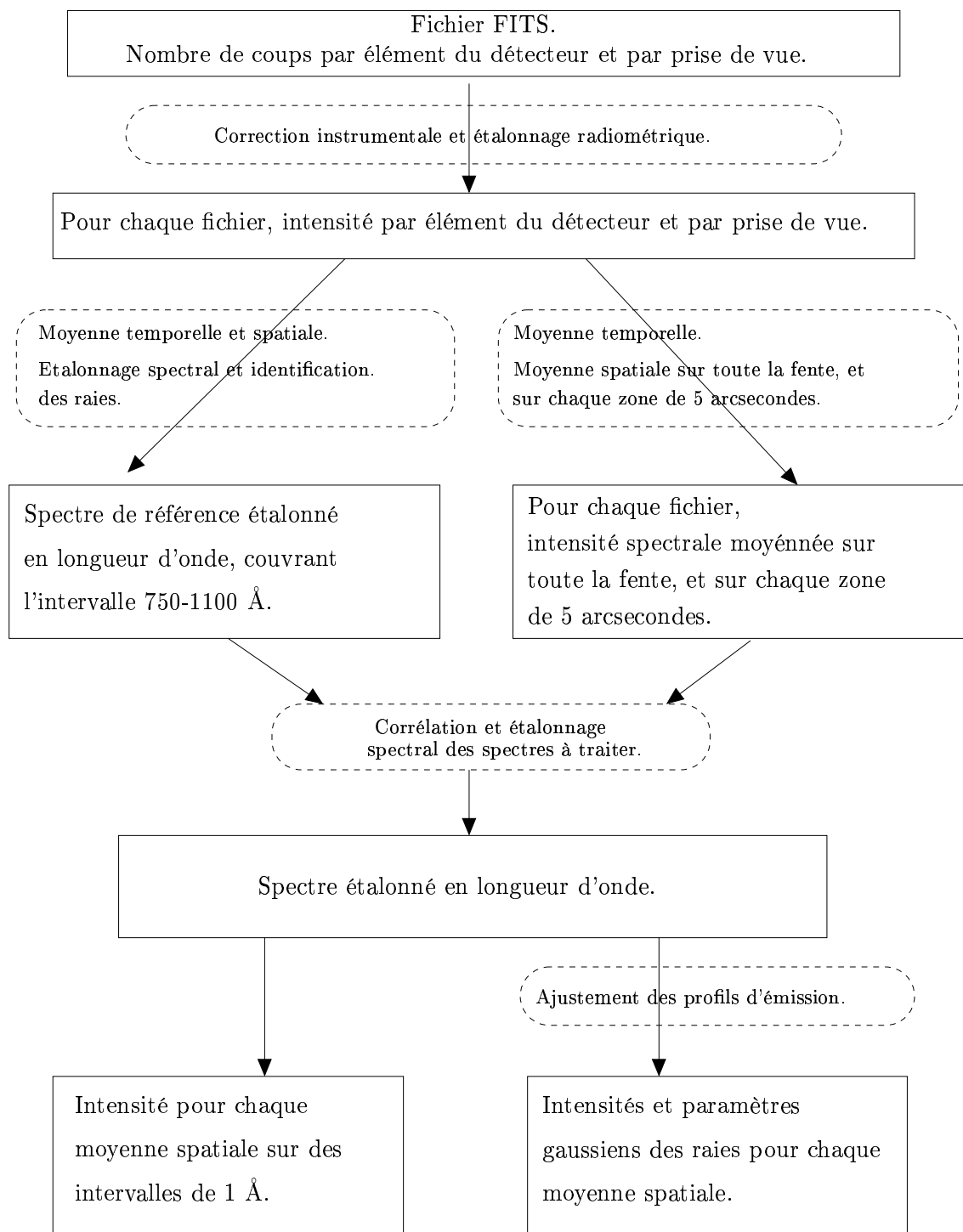
Outre les corrections instrumentales et l'étalonnage radiométrique présentés dans le chapitre 4, nous avons préparé les fichiers pour faciliter l'identification et l'ajustement des raies, dans un objectif propre à notre étude. A partir d'un fichier de données, on se trouve en général face à un tableau à 3 dimensions : une dimension spectrale, une dimension spatiale le long de la fente, et une dimension temporelle (les images successives). Souvent, seule une partie spectrale du détecteur est disponible. Les spectres sur lesquels nous avons travaillé sont tous moyennés sur l'ensemble des images disponibles. L'étalonnage en longueur d'onde, tel que décrit ci-dessous, a été réalisé sur les spectres moyennés sur l'ensemble de la fente (soit environ des aires de 120 arcsecondes² ou 300 arcsecondes²). Finalement, nous avons ajusté et calculé les caractéristiques principales des raies d'émission pour les spectres moyennés sur l'ensemble de la fente, mais aussi sur chaque zone de 5 arcsecondes le long de la fente disponible. La chaîne de traitement appliquée aux fichiers est schématisée dans la figure 5.1.

Vu le nombre de fichiers à traiter, il n'était pas pensable de traiter chacun d'eux individuellement et nous avons mis au point une procédure automatique, pour étalonner les fichiers en longueurs d'onde, identifier les raies, et les ajuster. La méthode employée est la suivante : nous avons sélectionné 9 spectres mesurés par SUMER, couvrant l'intervalle spectral 750-1100 Å, et jugés "représentatifs" c'est-à-dire qui ne présentaient pas d'originalité notables. Pour chacun de ces spectres, appelés dans la suite *spectre de référence*, nous avons effectué l'étalonnage spectral et l'identification des raies "à la main". Nous nous sommes ensuite appuyés sur ces spectres de référence pour le traitement des autres fichiers (cités parfois comme les *fichiers -ou spectres- à traiter*) durant la procédure automatique. L'ajustement des profils réels se fait sur une distance fixe et déterminée à partir des fichiers de référence, de part et d'autre de la position du pic de la raie. Cet intervalle sera parfois appelé dans ce qui suit *intervalle d'ajustement*.

Afin d'étudier le comportement de l'émission solaire EUV dans le temps, nous avons regardé 786 fichiers de SUMER représentant des mesures dans l'intervalle spectral qui nous intéresse de 1996 à 2000 (phase ascendante du cycle d'activité solaire actuel). Nous avons calculé la radiance de nombreuses raies et d'intervalles spectraux de 1 Angstrom à partir de ces données, puis classé ces résultats selon la zone d'émission, identifiée à partir des images du soleil entier prises par EIT, dans 4 longueurs d'onde extrême ultraviolettes.

II Choix des zones.

Le but initial de ce traitement s'inscrit dans la perspective d'obtenir des radiances typiques pour des zones d'émission solaire identifiables depuis la Terre. Nous avons choisi des zones reconnues dans la littérature depuis de nombreuses années (voir par exemple Vernazza and Reeves



Représentation schématique de la chaîne de traitement appliquée aux données SUMER. Les cadres en pointillés représentent les transformations effectuées, alors que les cadres en trait plein indiquent les étapes résultantes de ces transformations.

FIG. 5.1: Traitement effectué des données SUMER.

(1978)) et ne nécessitant pas pour leur observation de grandes résolutions spatiales. Nous traitons donc de 3 types de zones d'émission :

- les régions calmes, ou “soleil calme” : on se référera ici aux zones solaires sans activité magnétique particulière. Ces zones recouvrent la quasi-totalité du soleil (à l'exception des trous coronaux) au minimum du cycle. Notons cependant qu'à l'intérieur de ces zones, les propriétés du plasma ne sont pas homogènes. Tout d'abord, cette classification s'applique de la chromosphère à la couronne, et il est évident que le prolongement des structures horizontales de la basse atmosphère en altitude ne s'effectue pas par une translation le long de l'axe vertical. Il s'agit ici d'un effet dû à la ligne de visée, et qui est valable quelque soit la zone observée. Ensuite, en se plaçant à une même altitude, l'échelle de longueur sur laquelle les propriétés du plasma changent est de manière générale beaucoup plus faible que celle des zones définies ici. Notamment, la majeure partie de l'émission de la basse région de transition et de la chromosphère est concentrée dans le réseau magnétique ; à partir de la haute région de transition ($T > 700\,000\text{ K}$), le réseau disparaît et la structuration du plasma est moins bien connue. De plus, la résolution spatiale actuelle est de l'ordre de 700 km, et l'observation de la configuration du plasma sur cette distance (Feldman, 1983b) laisse penser qu'il est probable que le plasma soit structuré aussi sur des distances inférieures à la résolution actuelle. Les points brillants sont de petites zones d'émission intense qui se répartissent un peu partout sur la surface solaire. Ils sont inclus dans les régions calmes et les trous coronaux et participent à l'inhomogénéité de ces régions.
- Les trous coronaux : ils s'agit des zones solaires coronales où les lignes de champ magnétiques sont ouvertes sur l'espace interplanétaire, d'où s'échappe le vent solaire rapide. Par conséquent, le plasma subit moins de collisions et sa température est plus faible que celle des régions calmes. Les trous coronaux sont repérés sur les images solaires par une émission moins intense de la couronne. Il n'est pas encore tout à fait clair à partir de quelles altitudes (ou température) se forment les trous coronaux ; on considère de manière générale qu'ils sont observés à partir de la haute région de transition, bien que certains d'entre eux soient aussi visibles pour des raies se formant à des températures inférieures (par exemple la raie He I à 30,4 nm).
- Les régions actives : ce sont les zones qui concentrent l'activité magnétique. Le plasma y est plus chaud et l'émission plus forte. Souvent situées au dessus des taches photosphériques, elles prennent le nom de “plages” dans la chromosphère. Dans la couronne, la disposition des régions actives, vues en général sous forme de boucle de plasma chaud, est moins bien corrélée avec la présence des taches au niveau de la photosphère. L'instrument SUMER est très sensible, et peu de régions actives ont été observées pour préserver l'appareil (et les rares fois où c'est le cas, l'observation est le plus souvent au bord de cette région).

Ainsi, chaque spectre issu des données SUMER a été classé comme émis par une de ces 3 zones. Pour effectuer cette séparation, nous avons visionné les images obtenues par l'instrument EIT (Delaboudinière et al., 1995) les plus proches de la date des mesures SUMER. Le plus souvent, une image était disponible à moins de quelques heures de cette date. Le programme *image_tool* nous a permis de localiser précisément la zone de pointage de SUMER sur les images EIT et d'identifier ainsi la 'classe' dans laquelle ranger les mesures correspondantes.

III Étalonnage en longueur d'onde.

SUMER ne disposant pas d'un étalonnage en longueur d'onde absolu, le décalage entre la longueur d'onde théorique (calculée ou mesurée en laboratoire) d'une raie et celle donnée par l'instrument résulte à la fois d'effets physiques (effet doppler) et instrumentaux (rotation du miroir avant le réseau, distance entre le réseau et le détecteur). L'ensemble de ces effets est

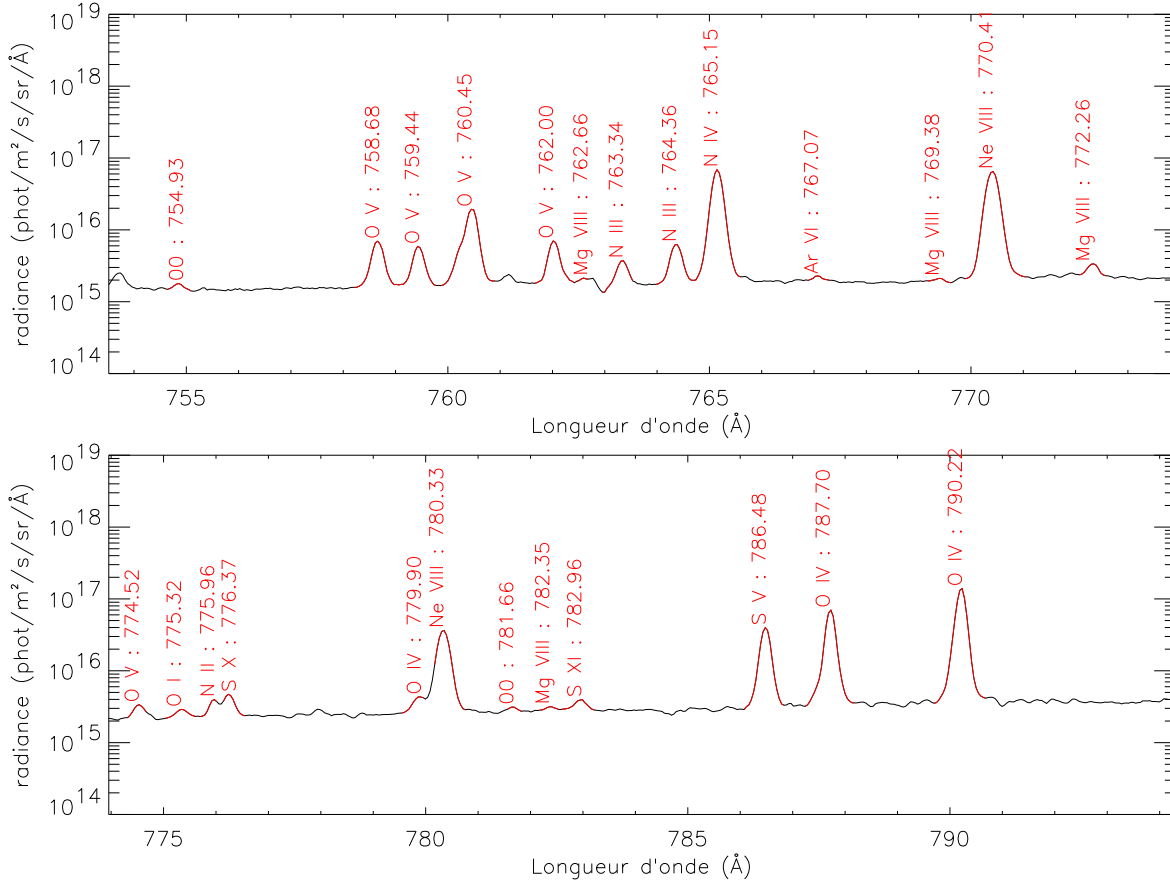


FIG. 5.2: Spectre de référence (990602_033716), étalonné en longueur d'onde de 754 Å à 794 Å.

difficilement quantifiable, et l'étalonnage proposé par l'en-tête des fichiers SUMER n'est souvent pas assez satisfaisant pour permettre l'identification fiable de raies. Nous décrivons ci-dessous la procédure développée pour palier ces effets. Typiquement, il s'agit dans un premier temps de calibrer spectralement des spectres mesurés par SUMER et jugés représentatifs, puis de leur "superposer" les spectres à traiter par corrélation et d'appliquer à ces derniers la graduation en longueur d'onde du spectre étalonné.

III.1 Étalonnage spectral des spectres de référence.

Nous avons effectué celui-ci sur la base suivante

1. Calculer une graduation spectrale initiale d'après les informations fournies par l'en-tête du fichier.
2. Repérer grâce à cette graduation des raies peu susceptibles d'être sujettes à un déplacement doppler. Il s'agit principalement de raies se formant à basse température c'est à dire dans la chromosphère ; cependant, il n'est pas toujours évident suivant le domaine spectral du fichier que l'on cherche à étalonner de trouver un nombre suffisant de raies répondant à ce critère. Dans ces cas là, un recours à d'autres raies a été nécessaire. Ensuite, un ajustement linéaire des longueurs d'onde théoriques de ces raies avec les pixels de détecteur où se trouve le pic de ces raies conduit à la nouvelle graduation.

Cette procédure revient principalement à calculer une nouvelle résolution spectrale (pas entre 2 pixels spectraux) à partir des raies utilisées pour l'étalonnage. Une vérification visuelle à posteriori permet de s'assurer du bon résultat. On retrouve effectivement les autres raies très bien

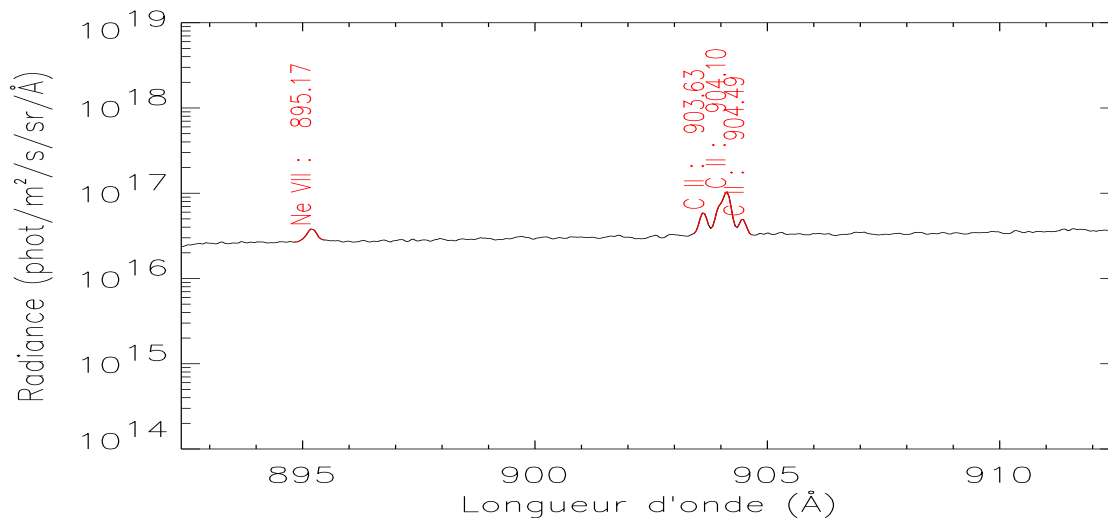


FIG. 5.3: Spectre de référence(970316_163635), étalonné en longueur d'onde de 893 Å à 912 Å.

connues du spectre à des positions très voisines (en tout cas plus cohérentes qu'avec la graduation initiale) de leur longueur d'onde théorique. Les en-têtes des fichiers SUMER permettent de localiser les raies à l'intérieur d'une fenêtre de 25 pixels ; nous estimons que notre procédure permet de réduire cet intervalle à environ 10 pixels. Notons cependant qu'il existe souvent un décalage entre les longueur théoriques et celles réellement observées par les missions solaires (par exemple entre celles disponibles dans la base de donnée CHIANTI et qui sont issues pour la plupart du National Institut of Standarts and Technology -NIST-, et celles mesurées par Feldman et al. (1997)).

Parmi les très nombreux fichiers dont nous disposons, nous avons choisi 9 spectres de références couvrant l'intervalle spectral de 753 Å à 1102 Å ; aucun spectre n'a été étalonné dans l'intervalle 794-892 Å. Ces spectres sont représentés sur les figures 5.2 à 5.10. Peu de mesures sur le disque sont faites dans cet intervalle spectral car il est principalement dominé par le très intense continu de Lyman (la recombinaison de l'atome d'hydrogène sur son niveau fondamental) et par conséquent, peu de raies d'émission sont observables. Pour chacun des fichiers de référence, un étalonnage spectral a été réalisé selon la procédure décrite. Pour vérifier la graduation calculée, une comparaison visuelle a été effectuée avec les listes de raies d'émission EUV mesurées par SUMER et identifiée par Feldman et al. (1997) et Curdt et al. (1997). Ces listes de raies contiennent les longueur d'onde observées et théoriques, ainsi que l'intensité au maximum de la raie ; elles constituent donc un outil très pratique et sûr pour vérifier notre étalonnage.

Finalement, selon les spectres, cet étalonnage peut mener à une graduation relativement différente que celle proposée par les informations contenues dans l'en-tête du fichier. Nous re-discutons de cette différence ci-dessous.

III.2 Étalonnage spectral des autres spectres.

Parce que le développement d'un algorithme capable de reconnaître et d'identifier automatiquement les raies d'émission dans un spectre nous paraissait une tâche compliquée et surtout coûteuse en temps, nous avons basé l'étalonnage de tous les autres spectres sur l'idée que ces spectres ressemblent suffisamment au spectre de référence, et que la (possible) influence de l'évolution de l'instrument au cours du temps est négligeable. Dans ce cas là, la corrélation entre un spectre non-étalonné et un spectre de référence doit fournir un moyen efficace de positionner les raies d'émission sur le détecteur.

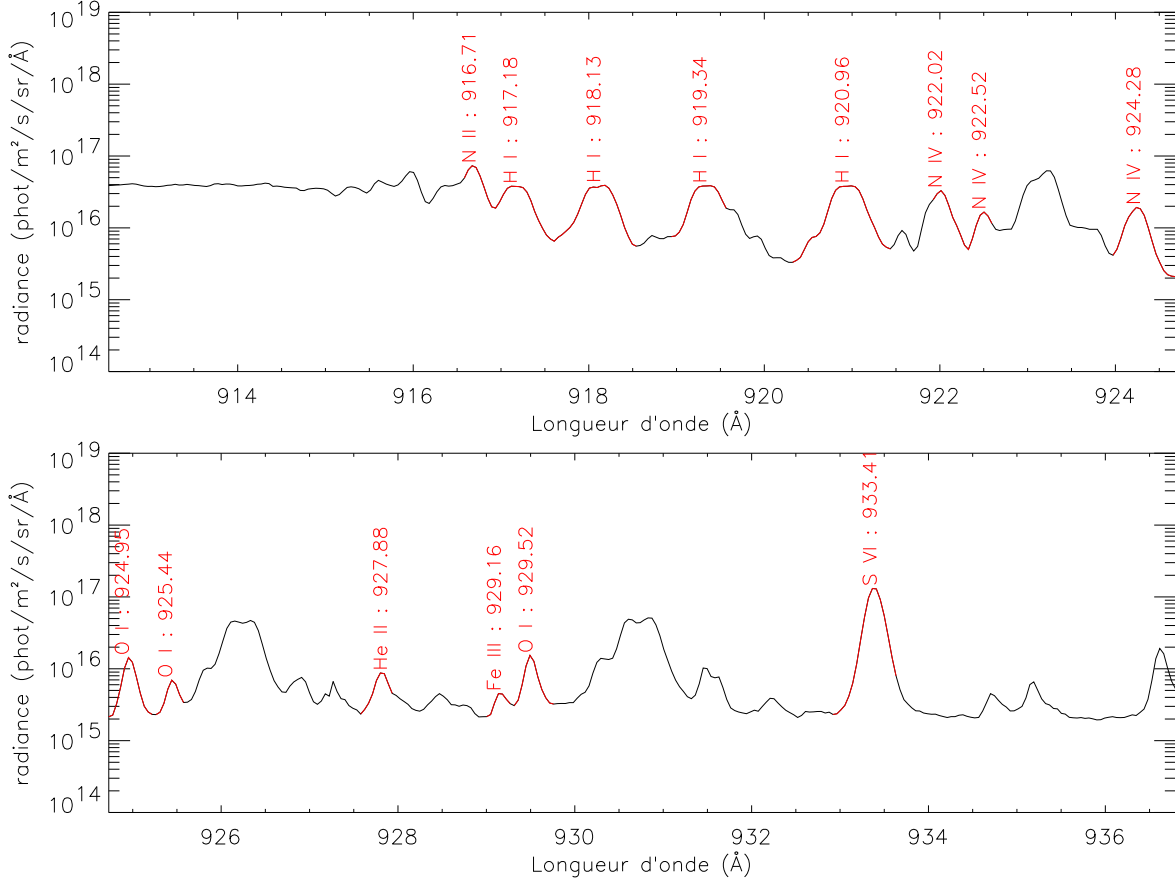


FIG. 5.4: Spectre de référence (991006_200918), étalonné en longueur d'onde de 912 Å à 936 Å.

On peut présenter le problème de la manière suivante :

Soit I^{ref} le spectre de référence et λ^{ref} sa graduation. I et λ sont le spectre et sa graduation initiale (déduite de l'en-tête du fichier) à traiter. Nous faisons l'hypothèse que ces 2 spectres enregistrés à des temps et endroits différents sur le soleil se ressemblent suffisamment pour qu'ils puissent se superposer une fois normalisés. Cette superposition a alors lieu lorsque le coefficient de corrélation $C_{I^{ref}, I}$ entre les 2 spectres est maximum. La première étape consiste à sélectionner la partie spectrale commune (par comparaison entre λ et λ^{ref}) aux deux spectres. Ensuite, il suffit de trouver le Δk qui maximise

$$C_{I^{ref}, I}(\Delta k) = \frac{\sum_{k=0}^{n-1-\Delta k} (I_k^{ref} - \overline{I^{ref}})(I_{k+\Delta k} - \overline{I})}{\sqrt{\sum_{k=0}^{n-1} (I_k^{ref} - \overline{I^{ref}})^2 \cdot \sum_{k=0}^{n-1} (I_k - \overline{I})^2}}$$

où la barre de recouvrement désigne la valeur moyenne et k les pixels spectraux. On a alors en théorie superposé les spectres, et on peut appliquer la graduation de référence au fichier à traiter. Cette manière de procéder suppose aussi que le pas entre 2 pixels spectraux, ou résolution spatiale, est le même dans les 2 fichiers. Celle-ci peut changer en fonction de l'état de l'instrument ; néanmoins, au vu des résultats, l'erreur possible commise en faisant cette hypothèse reste faible.

III.3 Résultats et discussion.

Cette méthode, si elle s'est révélée très utile et relativement efficace implique néanmoins quelques limitations ; elle ne fonctionne que si les spectres à traiter sont "suffisamment proches" (corrélés) avec les spectres de référence. Par conséquent, les spectres enregistrés au-dessus du

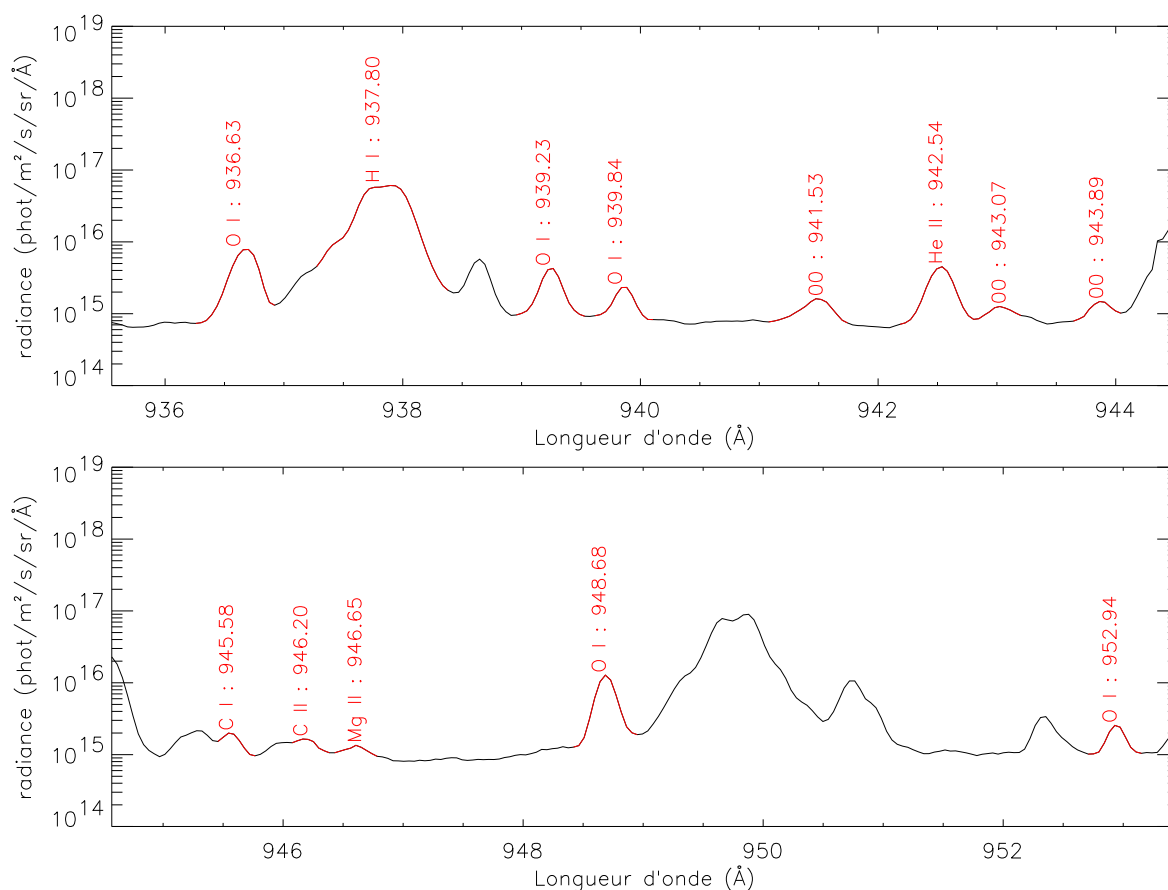


FIG. 5.5: Spectre de référence (970206_083412), étalonné en longueur d'onde de 936 Å à 953 Å.

limbe solaire ne peuvent pas être traités avec les spectres de références que nous avons calibré. De plus, il faut que la forme des spectres corrélés soit suffisamment singulière pour éviter toutes mauvaises corrélations ; il n'est pas forcément facile de distinguer 2 raies, et c'est pourquoi la corrélation est d'autant plus performante si l'on réduit les intervalles spectraux des 2 spectres à des valeurs similaires (sachant que l'erreur en longueur d'onde du spectre à traiter ne peut guère excéder 2 Å), et si cet intervalle est suffisamment grand pour contenir l'information nécessaire à cette bonne corrélation.

Nous montrons 2 exemples d'étalonnage par corrélation sur les figures 5.12 et 5.13. Les spectres en rouge sont les spectres des fichiers à traiter, alors que les spectres en noir sont les spectres de références utilisés pour la corrélation. La graduation de référence, celle qui est appliquée aux 2 spectres, est en bas alors que nous avons indiqué pour information la graduation initiale du spectre à traiter en rouge.

Les coefficients de corrélation obtenus pour ces 2 exemples sont respectivement 0.94 et 0.76 (la corrélation a été effectuée avec une échelle linéaire). L'étalonnage de tous les spectres pour lesquels le coefficient de corrélation était inférieur à 0.8 a été vérifié visuellement, ainsi que lorsque le coefficient de corrélation était supérieur à 0.8 mais que le décalage maximum entre la graduation initiale et celle déduite de la corrélation était supérieur à 0.3 Å, pour un intervalle de corrélation inférieur à 10 Å. Sur un total de 1369 corrélations réalisées, 134 ont été ainsi exclues de nos résultats.

Sur la figure 5.12, on note que le bon accord des 2 graduations à 780 Å se dégrade tel qu'il

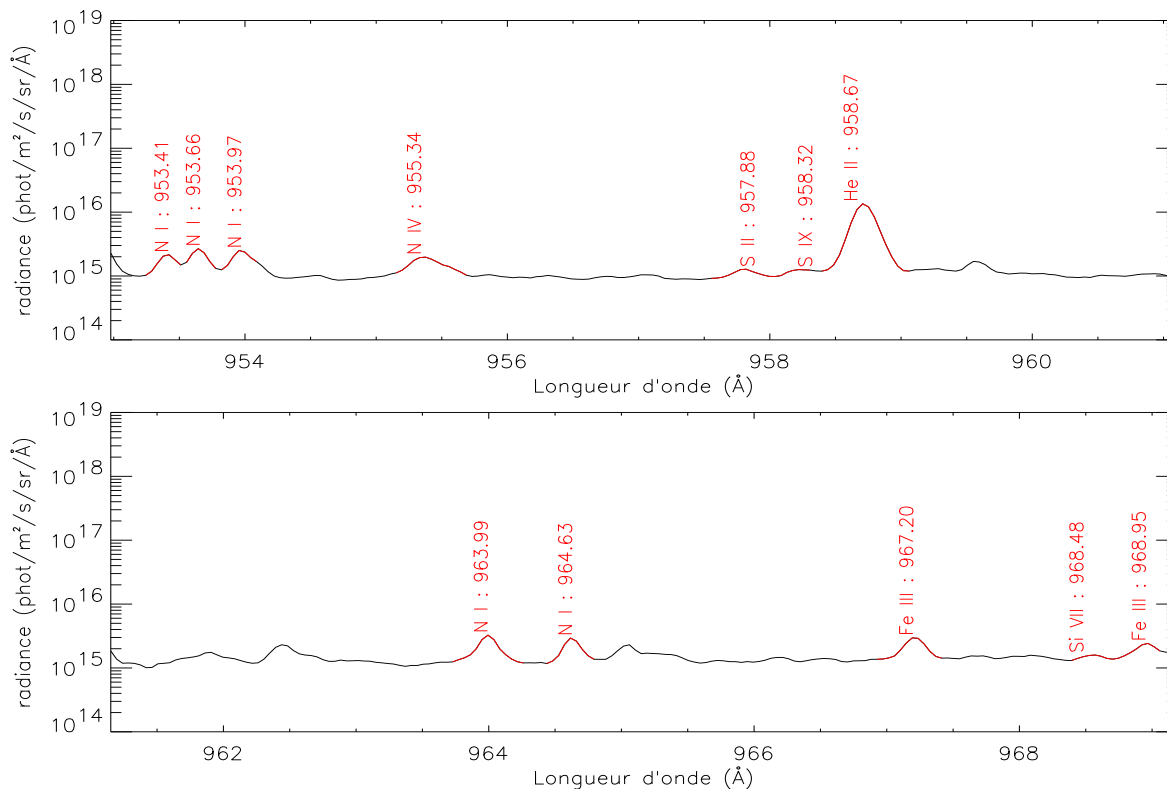


FIG. 5.6: Spectre de référence (991024_000108), étalonné en longueur d'onde de 953 Å à 989 Å.

existe une différence d'environ 0,2 Å vers 760 Å ; on comprend alors la nécessité d'étalonner les spectres afin d'identifier les raies. Les traits verticaux en pointillés représentent les longueurs d'onde (en accord avec la graduation du spectre de référence) des raies identifiées et à traiter ; il y a un très bon accord entre l'emplacement théorique des raies indiqués par ces traits et leur position réelle sur le spectre à traiter. Sur la figure 5.13, il y a un grand décalage entre les 2 graduations, d'environ 0,4 Å. Comme sur la figure 5.12, l'emplacement théorique des raies correspond très bien à leur position réelle.

Dans le but de déceler une éventuelle tendance dans l'étalonnage spectral contenu dans les en-têtes des fichiers SUMER, nous avons comparé la nouvelle graduation calculée par corrélation et appliquée par nos soins aux spectres avec les graduations déduites de l'en-tête des fichiers. Tout d'abord, la figure 5.11(a) montre les pas en longueur d'onde entre 2 pixels spectraux d'après l'en-tête des fichiers. Nous avons utilisé des triangles pour les spectres enregistrés sur le détecteur B, et des losanges pour les spectres enregistrés sur le détecteur A. La courbe en pointillé représente la relation de dispersion 4.5 du chapitre 4 pour le détecteur A. Enfin, les traits pleins horizontaux représentent les pas spectraux déduits de notre traitement ; la longueur de ces traits couvrent le domaine de longueur d'onde où ils sont appliqués.

Les pas spectraux contenus dans les en-têtes sont calculés à partir d'un étalonnage réalisé avec des raies chromosphériques. On note la même tendance pour ces valeurs que celle indiquée par la relation de dispersion ; par ailleurs, la majorité des valeurs est inférieure à la courbe (c'est le cas pour tous les spectres enregistrés sur le détecteur A) et il existe une plus grande disparité pour les pas spectraux des spectres enregistrés sur le détecteur B. Les valeurs déduites par corrélation avec les spectres étalonnés de notre traitement sont en bon accord. Sur la figure 5.11(b), nous avons tracé la différence entre les pas spectraux issus de notre traitement et ceux issus des en-têtes des fichiers, en fonction du temps. Les mêmes symboles que dans la courbe précédente

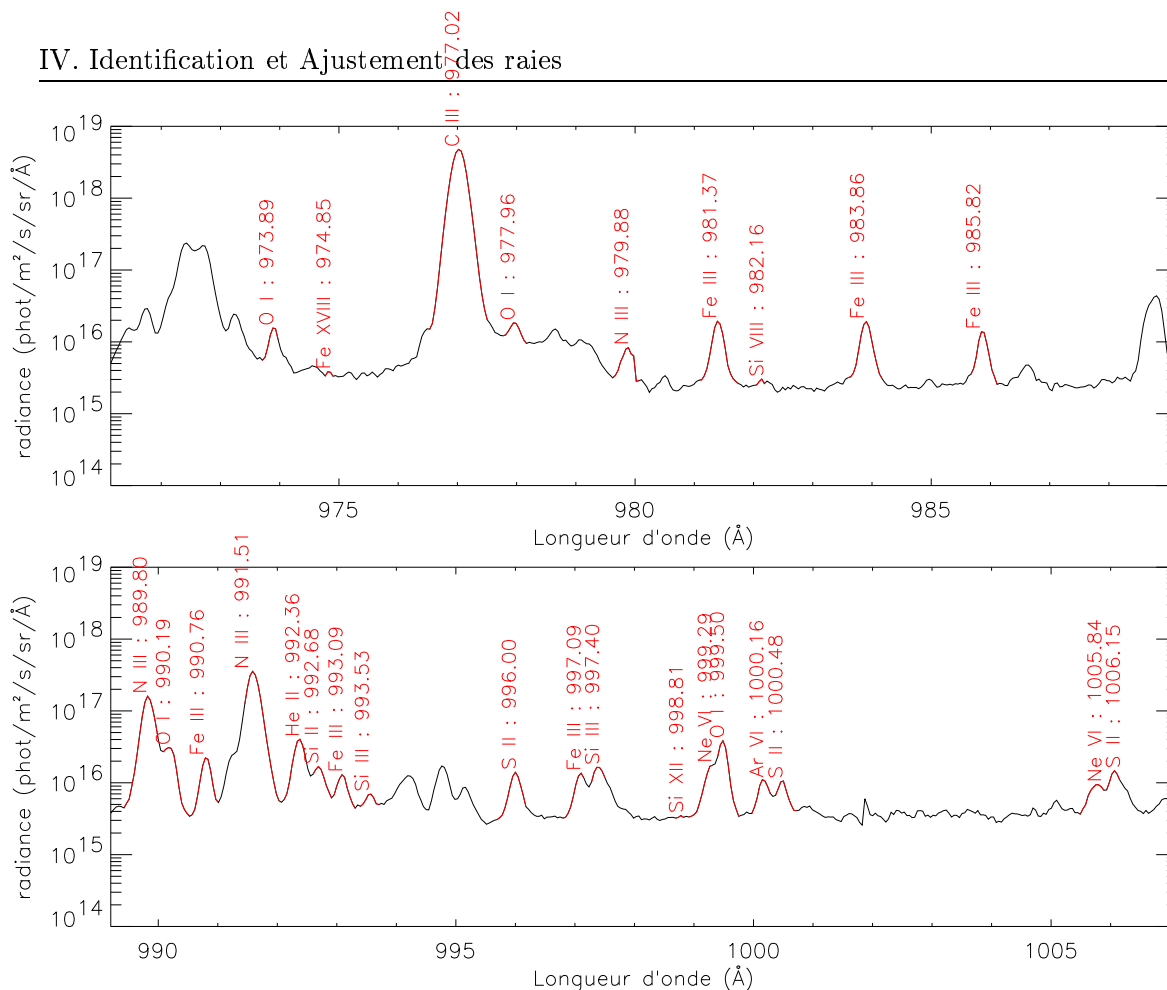


FIG. 5.7: Spectre de référence (991005_163038), étalonné en longueur d'onde de 971 Å à 1007 Å.

ont été choisis pour les détecteurs A et B. Si une différence de 5.10^{-3} Å peut sembler faible, il faut garder à l'esprit que sur 300 pixels, l'écart entre les deux graduations calculées avec ces pas spectraux atteint 0.15 Å. Même si l'on peut remarquer qu'aucun changement n'est visible entre avant et après la perte du satellite, il n'est pas possible sur cette figure de discerner une tendance. L'étude de cette différence en fonction de la longueur d'onde de référence et du pixel de référence ne nous a pas plus apporté d'indications. En fait, l'ensemble des facteurs contribuant à la relation de dispersion est trop compliqué pour être pris en compte de manière exacte.

IV Identification et Ajustement des raies

IV.1 Identification.

L'identification des raies a été réalisée sur les spectres de référence principalement d'après les travaux de Feldman et al. (1997), Judge et al. (1997b) et Kelly (1987). Une fois les spectres étalonnés, nous nous sommes servis des longueurs d'onde centrales et des intensités relatives des pics pour procéder à l'identification ; nous avons gardé les raies qui étaient identifiées dans au moins 2 des travaux précédemment cités, et pour lesquelles le moins d'ambiguïté était possible. Nous avons aussi vérifié qualitativement que les paramètres atomiques de la raie (notamment l'abondance et le coefficient d'émission spontanée) correspondaient à l'intensité observée. Ainsi, il subsiste peu d'incertitudes sur les raies identifiées. Postérieurement à ce travail, Curdt et al. (2001) ont publié des spectres mesurés par SUMER avec une liste de raies identifiées très complète ; les spectres et la liste de raies sont disponibles sur le web sous forme de fichiers binaires. La comparaison, cette fois-ci quantitative, de leur travaux avec notre étude montre un très bon

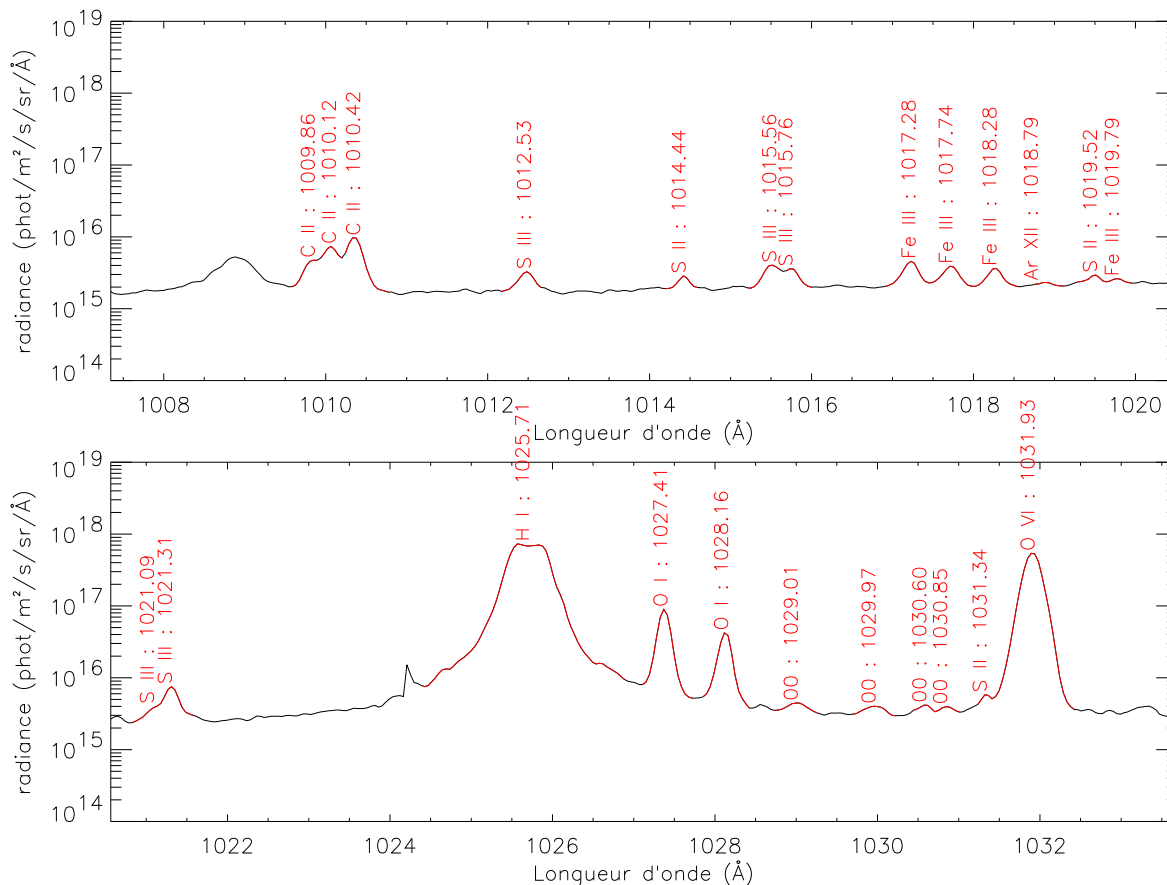


FIG. 5.8: Spectre de référence (961113_230507), étalonné en longueur d'onde de 1007 Å à 1033 Å.

accord.

Une fois que le spectre à traiter a été "superposé" avec le spectre de référence correspondant, on connaît théoriquement l'emplacement des raies d'émission. Cependant, pour prendre en compte les possibles décalages entre cet emplacement théorique et la position réelle du pic de la raie (dus par exemple à un effet doppler différent, ou à une erreur dans la procédure d'étalonnage), nous avons décidé d'encadrer la position du pic de la raie. Ainsi, le programme repère d'abord le maximum du pic de la raie, puis l'ajustement du profil de la raie se fait sur une distance fixe de part et d'autre de ce pic. Cette distance est signifiée sur les figures 5.2 à 5.10, par le surlignage en rouge des zones à ajuster. Ces figures montrent les spectres qui nous servent de spectre de référence pour le traitement automatique des autres fichiers. Ces spectres ont été corrigés des effets instrumentaux et ils représentent le nombre de coups moyenné sur toute la fente et en images, converti en photon/m²/s/sr/Å. Nous y avons indiqué en rouge de nombreuses raies ; la plupart d'entre elles sont identifiées, comme en témoigne le nom de l'ion émettant et la longueur d'onde centrale, tandis que certaines d'entre elles, indiquées par un '00' pour le nom de l'ion émettant, ne le sont pas. Nous avons cependant quand même décidé de les traiter, car si la présence de ces raies est confirmée lors du traitement des autres fichiers, il sera alors plus facile de les identifier (notamment en obtenant une information sur leur température de formation par comparaison avec d'autres raies du spectre déjà identifiées). Au total, 181 raies sont présentes.

Sur les spectres présentés (figures 5.2 à 5.10), plusieurs raies se démarquent assez peu du niveau du continu ; ce sont généralement des raies se formant à des températures assez élevées, et donc susceptibles d'avoir une intensité supérieure lorsqu'elles sont observées dans des régions

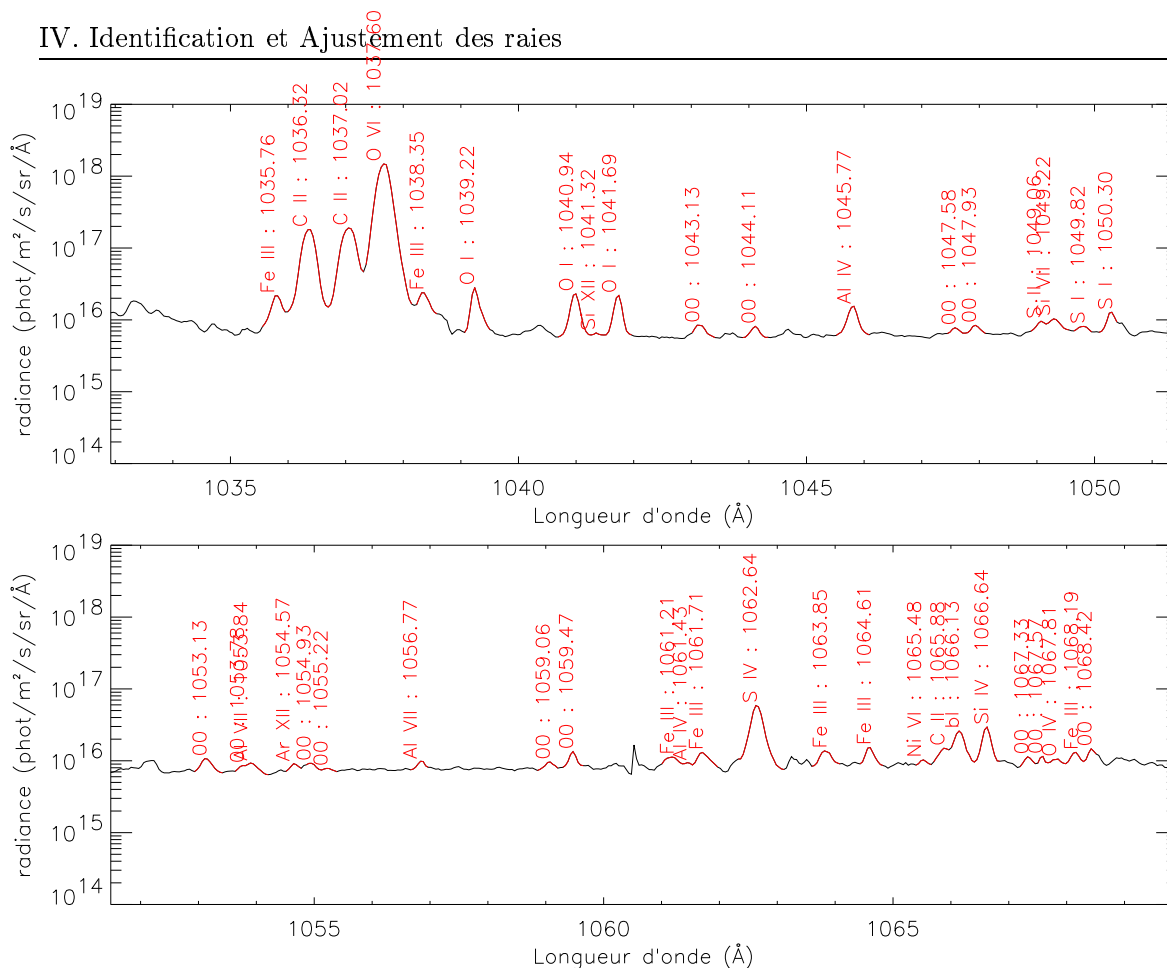


FIG. 5.9: Spectre de référence (991008_172303), étalonné en longueur d'onde de 1033 Å à 1070 Å.

plus actives. De nombreuses raies d'émission apparaissent très nettement et ce sont ces raies qui apporteront le plus d'information. Certaines raies sont susceptibles d'être mélangées avec d'autres; nous les présentons maintenant. La raie Mg VIII à 772,26 Å (figure 5.2) est mêlée à des raies de N III et Al VIII. La raie C II à 904,10 Å (figure 5.3) est mélangée à une autre raie C II à 903.99 Å. La raie N IV à 922,02 Å (figure 5.4) est mélangée avec une raie de O I. Les raies He II à 942.54 Å et S VI à 944.53 Å (figure 5.5) sont respectivement mélangées avec des raies de Fe III et Si VIII. La raie N I à 963,990 Å (figure 5.6) est mélangée avec une raie Fe III. Les raies N III à 991,51 Å et Ne VI à 1005,84 Å (figure 5.7) sont respectivement mélangées avec des raies de Fe III et de N III. La raie S III à 1012,53 Å (figure 5.8) est mélangée avec une raie de Fe III.

IV.2 Ajustement et calcul d'intensité.

IV.2.1 Le profil.

La méthode d'étalonnage en longueur d'onde présentée ci-dessus permet de borner l'emplacement des raies avec suffisamment de précision. Nous avons ensuite utilisé une procédure d'ajustement par moindres-carrés afin de déterminer les caractéristiques principales de la raie (longueur d'onde centrale, intensité, largeur doppler,..). Les fonctions que l'on peut ajuster sur des raies d'émission sont caractéristiques des conditions physiques où elles se forment; ainsi, le profil d'une raie optiquement mince de la haute atmosphère solaire correspond à un profil gaussien, la température du milieu l'emportant sur l'élargissement de la raie par collision. Néanmoins, toutes les raies que l'instrument SUMER peut mesurer ne sont pas nécessairement optiquement minces; par exemple, les photons émis lors des transitions d'un électron de l'atome d'hydrogène

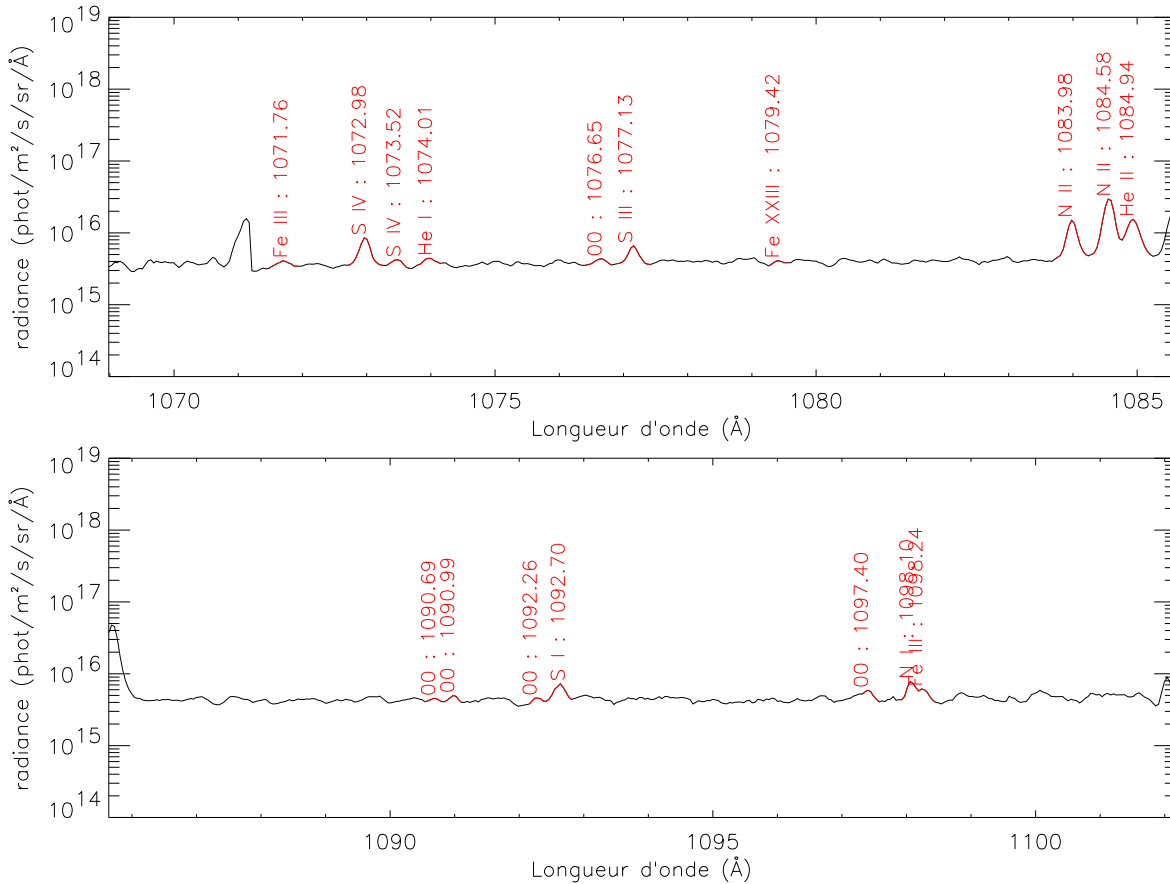


FIG. 5.10: Spectre de référence (961125_183456), étalonné en longueur d'onde de 1069 Å à 1102 Å.

peuvent être diffusés plusieurs fois avant de s'échapper de l'atmosphère. Dans ce cas là les photons émis au centre de la raie et dans ses ailes n'ont pas la même histoire (notamment parce que une fois émis, ils n'ont pas la même probabilité d'être absorbés par la transition inverse), et il faut alors traiter le transfert radiatif de la raie sur son profil spectral non-intégré. De même, les raies d'émission atomique (d'élément neutre, comme l'oxygène par exemple) se forment dans la basse et moyenne chromosphère et l'on peut alors s'attendre à ce que leur profil diffère (par exemple sous l'effet de collisions) d'un profil gaussien. On peut alors utiliser le profil de Voigt, qui prend à la fois en compte l'effet doppler, la largeur naturelle de la raie (en général négligeable à haute température), et l'élargissement par collision.

IV.2.2 Le fond continu.

Un de nos objectifs principaux est d'accéder à l'intensité émergente de l'atmosphère solaire de la raie; il faut pour cela intégrer le nombre de coups reçu par le détecteur sur le profil de la raie et donc connaître son profil. Il nous faut aussi prendre en compte le continu. Par "continu", nous appelons en fait le rayonnement de fond, constitué à la fois par une émission continue au sens physique du terme (une transition libre-libre ou libre-lié) et par la multitude de raies discrètes d'intensité relativement faibles, et dont la somme donne une allure continue à l'émission. L'ajustement doit donc nous permettre d'isoler (et de compter) les photons dus à la transition en question, de ceux du continu (à la fois physique et apparent) et de ceux des autres transitions spectralement suffisamment proches pour que les ailes de leur profil respectif puisse se superposer. Et finalement, puisque nous appliquons le traitement 'en chaîne', l'ajustement nous permet aussi de vérifier qu'il y a bien une raie (notamment par la qualité de la superposition du modèle avec

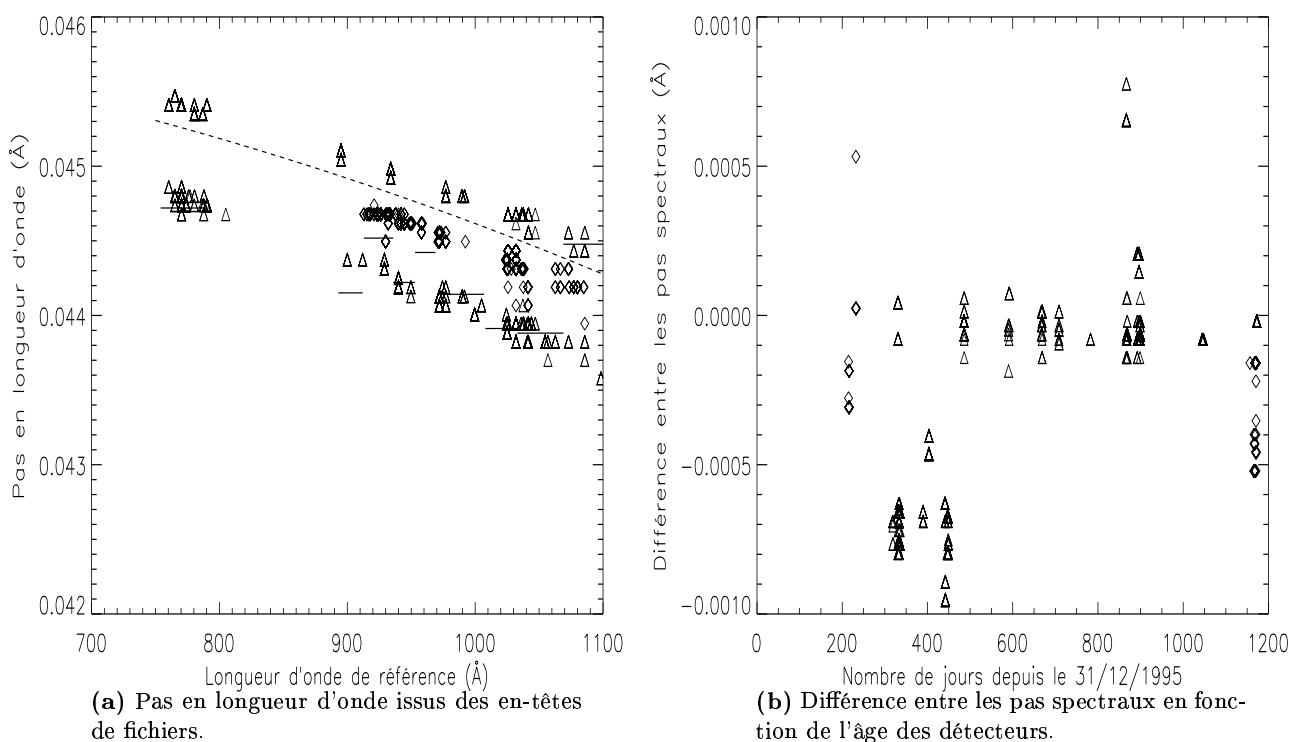


FIG. 5.11: Etude de la graduation spectrale.

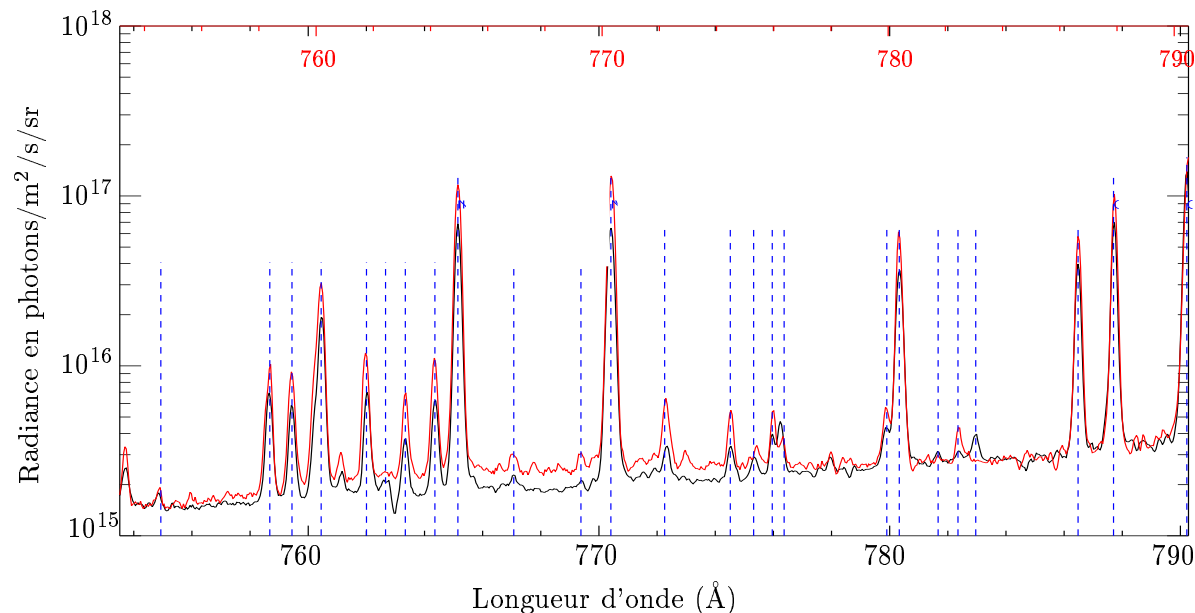


FIG. 5.12: Corrélation du spectre "970123,205751" avec le spectre de référence "990602,033716".

la mesure).

Ainsi, on peut choisir un profil gaussien ou de voigt plus un continu. La soustraction de la contribution du continu à l'intensité de la raie n'est pas un problème facile. Quelle valeur pour ce continu ? Si l'on 'laisse' la procédure d'ajustement choisir, celui-ci prendra la valeur tel que le profil total (continu + le profil en émission) s'ajuste au mieux avec le profil observé de la raie. Nous avons testé cette solution, et elle mène à des valeurs du continu extrêmement disparates

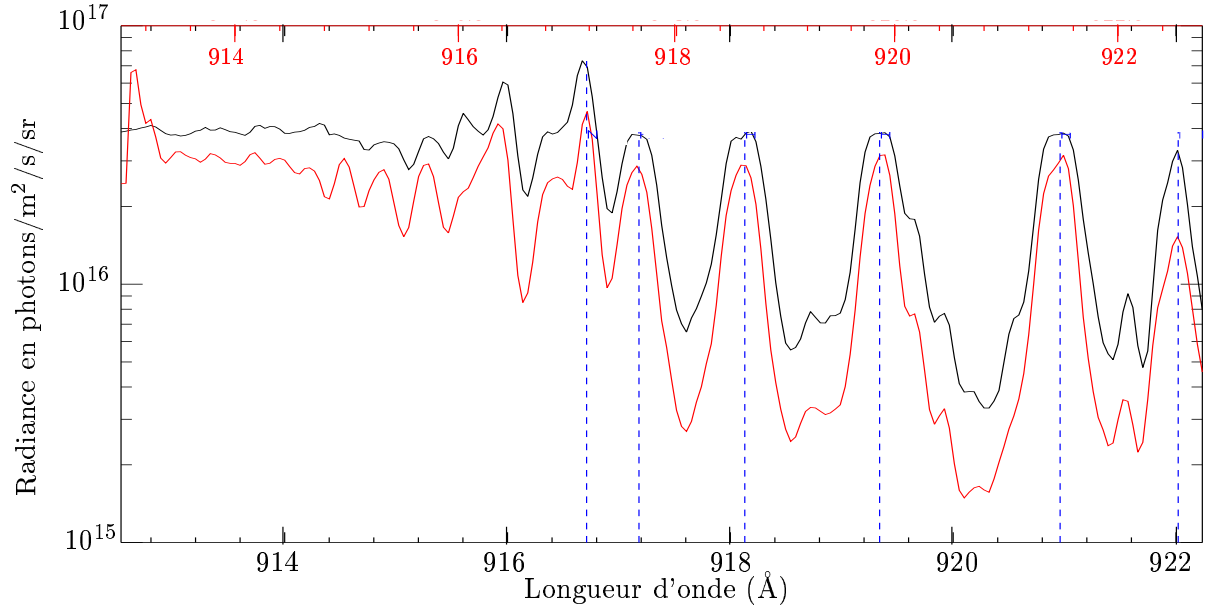


FIG. 5.13: Corrélation du spectre "970317,000603" avec le spectre de référence "991006,200918".

pour des raies différentes mais très proches les unes des autres, allant d'une valeur nulle à une valeur très proche de l'intensité à la base de la raie ; ces variations ne semblent pas être physiques mais plutôt dues à l'exigence de minimisation de l'écart entre le modèle et la mesure. Même si l'émission continue (par exemple celle du continu de Lyman de l'atome d'hydrogène) n'est pas constante en fonction de la longueur d'onde, on peut considérer que sa variation sur l'intervalle spectral de la raie est suffisamment faible et choisir alors un continu constant. Nous avons décidé de fixer la valeur du continu à la valeur du 'fond' observé à côté de la raie.

IV.2.3 Discussion.

Pour nombre de raies, l'hypothèse optiquement mince (tous les photons émis s'échappent de l'atmosphère sans absorption) à laquelle correspond un profil gaussien n'est qu'une approximation que nous faisons car elle est nécessaire pour le calcul de la mesure d'émission différentielle. Cependant, des écarts à ce profil existent et parfois tous les photons émis par la raie ne peuvent pas être pris en compte par un simple profil de Gauss ; un profil de Voigt est alors plus 'performant'. Théoriquement, si la raie est optiquement mince, le profil de Voigt tend vers un profil gaussien. Cependant, une valeur fixe du continu peut entraîner une augmentation 'artificielle' de la largeur de collision de la raie, si la valeur choisie du continu est en fait plus faible que sa vraie valeur. De même, l'existence de petites raies proches de la raie principale, et ne représentant à peine que quelques pour cents de l'intensité totale peut amener à une confusion entre les 2 profils (en augmentant par exemple les ailes de la raie).

L'étude détaillée d'un exemple individuel peut permettre de trancher entre les différents cas, mais dans le cas d'un traitement routinier, il nous faut choisir une procédure qui réponde à un compromis de *généralité* (la procédure doit être capable de traiter le maximum de raies) et de *précision*. Tout d'abord, une distance autour de la position du pic de la raie a été déterminée à partir des fichiers de référence. C'est sur cette distance fixe (*d'ajustement*) que nous recherchons l'accord entre le profil réel et la fonction théorique.

Nous avons testé l'ajustement de plusieurs raies d'émission par des profils de Gauss et de Voigt. Pour les raies les plus intenses, qui se démarquent bien du continu, les deux profils donnent des résultats similaires sur l'intensité de la raie et la largeur doppler. Pour les raies de faibles

intensités, le profil de Voigt donne de meilleurs résultats ; cependant, l'ajustement par ce profil est capable de donner des paramètres crédibles du profil, alors qu'une vérification visuelle montre que l'ajustement a échoué. Ainsi, lors du traitement routinier, l'ajustement des raies d'émission par un profil de Voigt donnerait de meilleurs résultats dans l'ensemble, mais conduirait aussi à des résultats faux. Un ajustement par un profil de Gauss échouera plus souvent, mais il sera plus sélectif. Pour résumer, le profil de Voigt permet d'ajuster plus de raies mais peut aussi fournir de mauvaises informations, alors que le profil de Gauss, tout en fournissant moins de résultats, permet d'obtenir des informations plus fiables. Cet argument est d'autant plus important, que nous avons aussi ajusté les raies sur des spectres moyennés uniquement sur 5 arcsecondes au lieu d'utiliser la longueur totale de la fente. Dans ces spectres, le bruit est plus important, et un ajustement par un profil de Gauss commet moins d'erreur. Nous avons donc ajusté les raies d'émission avec un continu constant et un profil de Gauss.

Les raies de la série Lyman de l'hydrogène sont très éloignées de gaussiennes. Certaines d'entre elles peuvent avoir leur pic en absorption. Ils ne faut donc pas s'attendre à un bon accord entre le profil réel et celui ajusté pour ces raies.

IV.2.4 Résultats.

La figure 5.14 présente le résultat de l'ajustement de raies pour le fichier "970123_205751". Le profil total est en rouge, le continu en bleu, et le simple profil de Gauss en vert. Premièrement, il faut remarquer l'aspect sensiblement différent de ce spectre avec celui de la figure 5.12 ; le spectre présenté ici est beaucoup plus bruité. La raison en est la zone spatiale sur lequel le nombre de coups reçus par le détecteur a été moyenné. Dans la figure 5.12, toute la zone solaire observée (soit environ 120 arcsecondes) est utilisée, tandis qu'ici le spectre est moyenné sur simplement 5 arcsecondes. Par conséquent, l'ajustement des raies les plus faibles en intensité a échoué (par exemple pour les raies émises par l'ion Mg VIII). Le cas de la raie O I à 775,32 Å est plus ambigu ; la procédure d'ajustement fournit les paramètres de la raie, alors que la courbe montre bien que l'ajustement a échoué. Dans ce cas là, on peut choisir des valeurs limites pour lesquelles on considère l'ajustement comme réussi. Notamment, la valeur de l'écart quadratique entre l'ajustement et le profil réel, ou la valeur de la largeur doppler de la raie indiquée par les paramètres du profil ajusté permet de manière assez rigoureuse de ne garder que les bons ajustements. L'échelle en logarithme peut s'avérer trompeuse, et nous avons reproduit en échelle linéaire sur la figure 5.15 les ajustements des raies émises par les ions N II, S X, et O IV. De manière générale et logiquement, plus la raie se démarque du continu et plus le rapport signal sur bruit est élevé, plus les paramètres de la raie fournis par l'ajustement seront représentatifs du profil réel.

Cependant, pour plusieurs raies, l'ajustement a systématiquement (ou presque) échoué. Ces raies ont en général un rapport (intensité au pic de la raie)/(intensité du continu) faible, ce qui est la principale raison de l'échec de l'ajustement ; certains intervalles sur lesquels ont lieu l'ajustement (et fixés d'après les fichiers de référence) sont trop peu importants pour permettre de résoudre correctement l'accord entre le profil théorique et celui observé. Pour ces raies (60 en tout), il subsiste la valeur de l'intensité intégrée directement sur les intervalles d'ajustement.

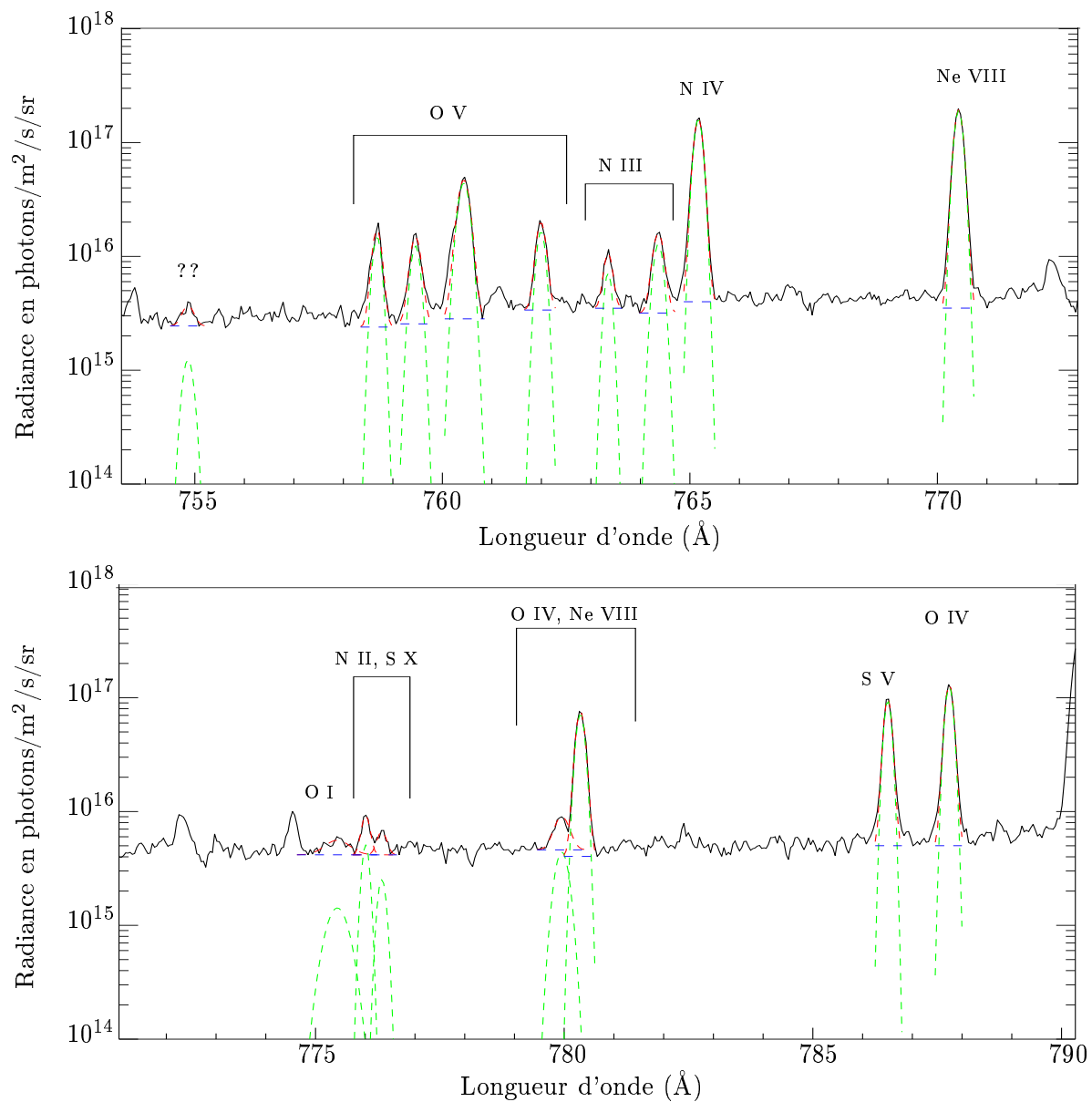


FIG. 5.14: Ajustement des raies du fichier "970123,205751". Echelle logarithmique.

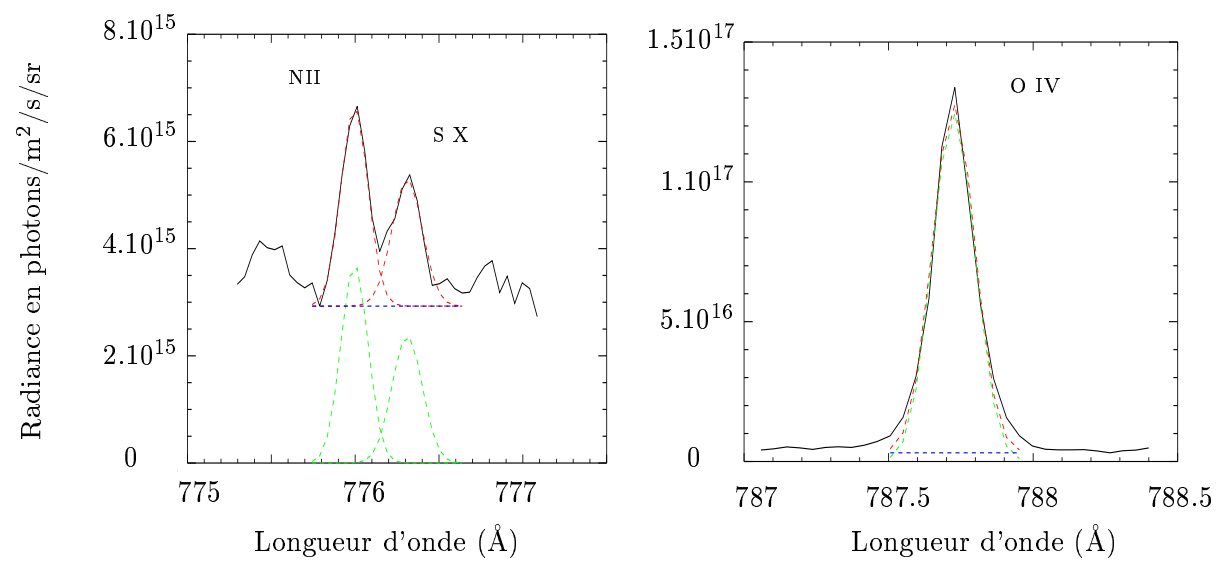


FIG. 5.15: Ajustement des raies du fichier "970123,205751". Echelle linéaire.

Conclusion.

Dans cette partie, nous avons présenté le télescope et spectromètre spatial SUMER et les données qu'il fournit. Nous avons ensuite décrit la procédure automatique utilisée pour obtenir les paramètres physiques observés qui nous intéressent, en en présentant les avantages et les inconvénients. Cette procédure a permis d'aborder les problèmes d'étalonnage spectral, d'identification des raies, ainsi que le problème classique mais non évident d'ajustement des raies. Finalement, ce traitement fournit l'intensité et les paramètres gaussiens des raies identifiées pour des mesures allant de 1996 à 2001, soit sur la phase ascendante du cycle solaire actuel. Pour chaque fichiers, l'intensité et les paramètres du profil sont obtenus à partir du nombre de coups reçus moyenné temporellement et sur l'ensemble de la zone observée, ainsi que sur chaque zone de 5 arcsecondes incluses. La température de formation des raies s'étend d'environ 4.10^4 K à 10^6 K.

Quatrième partie

Étude de l'émission solaire EUV dans les régions calmes.

Table des Matières

6	Le réseau.	105
I	Introduction.	105
II	Distribution des intensités et séparation réseau/cellules.	105
II.1	Introduction	105
II.2	Les données.	106
II.3	Distributions.	106
II.4	Distinction réseau/cellules.	108
III	Caractéristiques générales du réseau.	109
III.1	Validation des données.	109
III.2	Résultats.	109
IV	Largeur gaussienne et décalage Doppler dans le réseau.	111
V	Étude du réseau en fonction de la température (donc de l'altitude).	113
V.1	Corrélation des profils spatiaux.	113
V.2	Variation des paramètres.	114
7	Variation avec l'activité solaire.	121
I	Introduction.	121
II	Méthode.	121
III	Résultats et discussion.	124

Chapitre 6

Le réseau.

I Introduction.

La répartition de l'émission dans la région de transition (TR) est une contrainte importante pour la modélisation de cette région. La structure la plus visible est celle du réseau qui consiste en une alternance de zones sombres et brillantes. Les zones brillantes sont co-spatiales avec la frontière des cellules de supergranulation situées plus bas dans l'atmosphère, et constituent le *réseau*, ou les *éléments du réseau*. Les zones sombres sont appelées *cellules* ou *intra-réseau*. L'explication acceptée pour cette structure est la suivante : la supergranulation concentre le champ magnétique à ses frontières, champ qui confine alors le plasma. Lorsque l'on s'élève dans l'atmosphère, cette structure disparaît peu à peu pour laisser place à une configuration spatiale du plasma beaucoup moins claire. Plusieurs tentatives ont été effectuées pour modéliser la région de transition, dont le chauffage est souvent pensé pour être conduit par le réseau. Le modèle de Gabriel (1976) propose que l'émission de la zone de transition est concentrée dans des tubes de flux magnétiques (les "funnels") qui divergent avec l'altitude, le chauffage de la TR étant alors causé par la conduction de la chaleur de la couronne vers les altitudes inférieures. Cette vision est capable de reproduire les mesures d'émission différentielles au-dessus de 100 000 K mais échoue en dessous. Dowdy et al. (1986) ont proposé pour remédier à ce désaccord l'existence de boucles de taille inférieure à 1 arcseconde, dont les pieds se trouvent dans l'intra-réseau et qui contribuent plus à l'émission en-dessous de 100 000 K que les "funnels". D'autres auteurs ont suggéré de prendre en compte d'autres phénomènes physiques, comme la diffusion ambipolaire, pour résoudre ce désaccord. Finalement, Feldman (1983b) a introduit les UFS (Unresolved Fine Structure), petites régions non résolues par les instruments, isolées magnétiquement de la chromosphère et de la couronne, et responsables de la majorité de l'émission. Aussi, l'étude de la distribution de l'émission dans la zone de transition apporte des informations importantes pour les modélisateurs.

II Distribution des intensités et séparation réseau/cellules.

II.1 Introduction

La distribution des intensités EUV émises dans la région de transition a été premièrement étudiée avec les données de l'instrument Harvard (SKYLAB) par Reeves (1976). Celui-ci a montré que l'intensité moyenne des spectrohélogrammes étudiés constitue une bonne valeur seuil pour séparer le réseau des cellules. La distribution de l'intensité présente un pic marqué et une queue vers les grandes valeurs. Reeves (1976) présente aussi des valeurs moyennes sur les paramètres du réseau et nous les comparerons avec notre travail. Plus récemment, plusieurs auteurs se sont penchés sur la répartition de l'intensité dans la zone de transition à partir de données SUMER et CDS. Nous nous y référons dans notre étude.

II.2 Les données.

Ici, nous nous proposons d'étudier cette distribution à l'aide des données de SUMER que nous avons traitées. Parce que ce traitement est principalement destiné à l'étude entreprise dans la partie suivante, et qu'il est coûteux en temps, nous ne retraitions pas les données pour profiter de la bonne résolution spatiale de l'instrument, mais effectuons notre analyse à partir des intensités mesurées sur des zones de 5 arcsecondes. L'aptitude des données utilisées ici à déduire les paramètres du réseau est alors moindre au regard des spectrohélogrammes issus des instruments SUMER et CDS. Cependant, cette étude présente l'intérêt de disposer de données issues d'un même instrument et réparties sur un large éventail d'activité solaire. Ainsi, si nous pouvons valider les résultats obtenus par comparaison avec la littérature, on pourra accorder quelques crédits à l'étude de la variabilité de ces paramètres avec l'activité, que nous étudierons au chapitre suivant.

Pour chaque fichier, nous disposons de l'intensité de plusieurs raies EUV se formant à différentes températures et sur chaque zone de 5 secondes d'arc le long de la fente d'entrée de SUMER. Ceci nous donne des profils spatiaux à une dimension, comme présenté sur la figure 6.2. Ces données permettent d'étudier la variation spatiale de l'émission avec une résolution de 5 secondes d'arc, et son comportement au cours du cycle solaire.

II.3 Distributions.

L'étude statistique des intensités EUV émises par le soleil calme a souvent conduit les auteurs à discerner 2 distributions normales, respectivement représentatives des cellules et du réseau (Gallagher et al., 1998; Harra et al., 2000; Pauluhn et al., 2000). Pauluhn et al. (2000) ont testé 5 distributions : Rayleigh, Maxwell, 2 gaussiennes, Lognormale, Lognormale + gaussienne. Le meilleur résultat est obtenu en associant une distribution lognormal avec une gaussienne. Parmi les raies observées, les raies coronales y souscrivaient particulièrement bien. Cependant, ils ont observé une grande disparité dans la valeur des paramètres gaussiens. Les 2 autres bons résultats ont été obtenus avec une distribution lognormale seule, puis une double gaussienne. La distribution lognormale donne un meilleur ajustement mais n'est pas capable de séparer les contributions du réseau et des cellules. Finalement, l'association de 2 gaussiennes permet cette séparation, et la surface associée contient environ 80% des intensités ; seules la queue de distribution n'est pas reproduite. En dehors de ce travail, les autres auteurs ont utilisé un ajustement avec 2 gaussiennes ; puisque nous cherchons à isoler le réseau et l'intra-réseau, c'est aussi la distribution que nous allons employer.

Nous avons alors tracé l'histogramme de l'intensité pour y chercher un comportement bimodal. La figure 6.1 montre de telles courbes. Pour tous les spectres disponibles et enregistrés sur une zone spatiale d'au moins 20 secondes d'arc sur le disque (pour un rayon inférieur à $750''$ afin d'éviter de prendre en compte la variation centre-bord), nous avons normalisé les intensités disponibles (les valeurs moyennes sur des zones de 5 arcsecondes issues du traitement présenté au chapitre 5) par l'intensité moyenne du spectre, puis compté le nombre de fois où ces intensités normalisées étaient comprises dans différents intervalles. Ainsi, le pic à environ 0.052 en ordonnée dans l'histogramme en haut à droite de la figure 6.1 signifie que 5,2% des intensités avaient une valeur comprise entre 0,5 et 0,55 fois la valeur moyenne du spectre d'où elles sont issues.

Les 2 histogrammes de gauche montrent ce résultat pour un ensemble de 9 raies se formant à moyenne température : N III (763.34 Å, 764.36 Å) ; N IV (765.15 Å) ; O IV (787.70 Å, 790.22 Å) ; S V (786.48 Å) ; O V (758.68 Å, 759.44 Å, 762.0 Å). Ces ions existent principalement à des températures de 80000 K pour N III, 160000 K pour N IV, O IV, et S V, et 250 000 K pour O V, et le rayonnement qu'ils émettent provient donc principalement de la région de transition. L'histogramme du haut utilise des boîtes séparées par intervalles réguliers linéaires, alors que

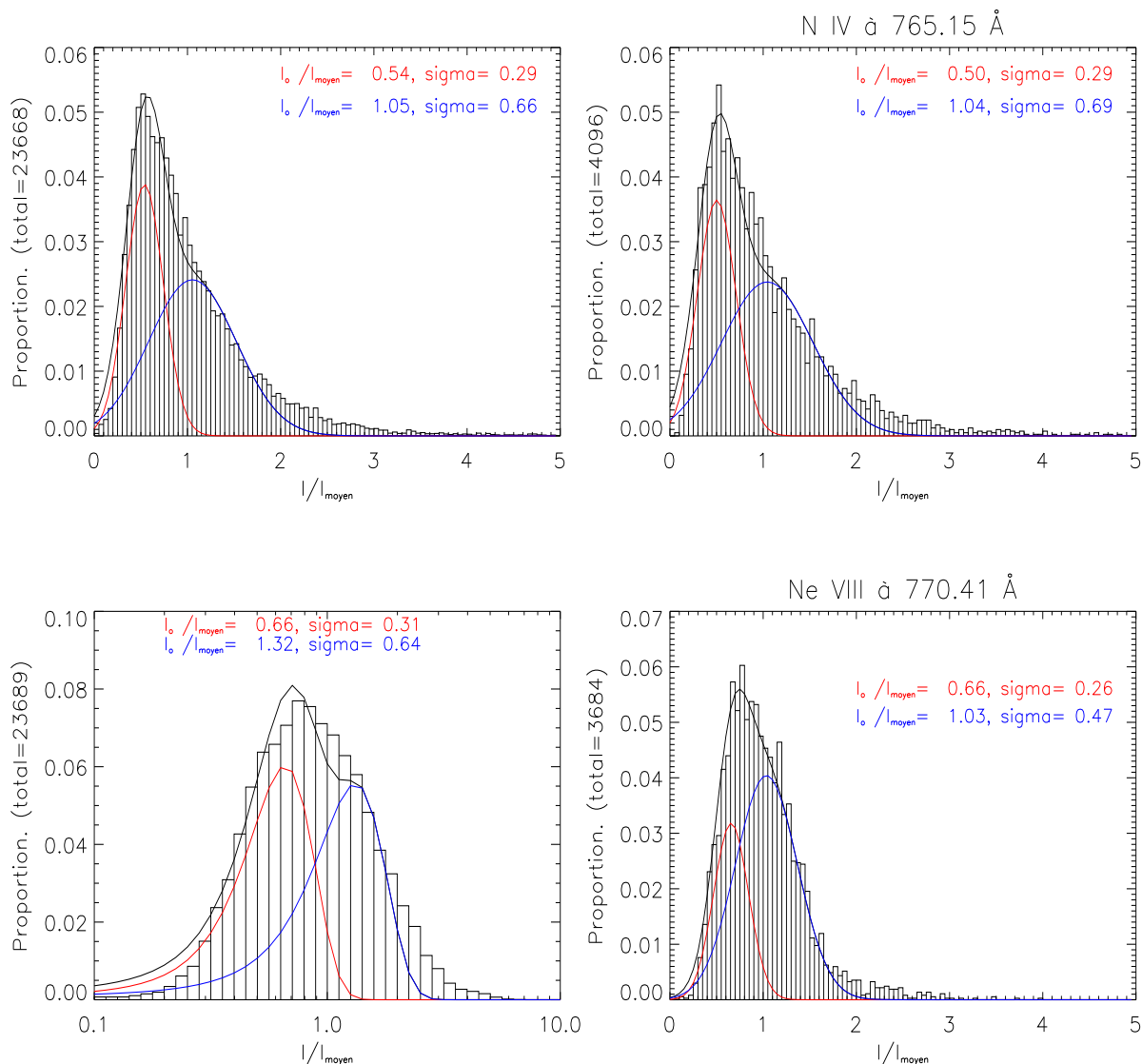
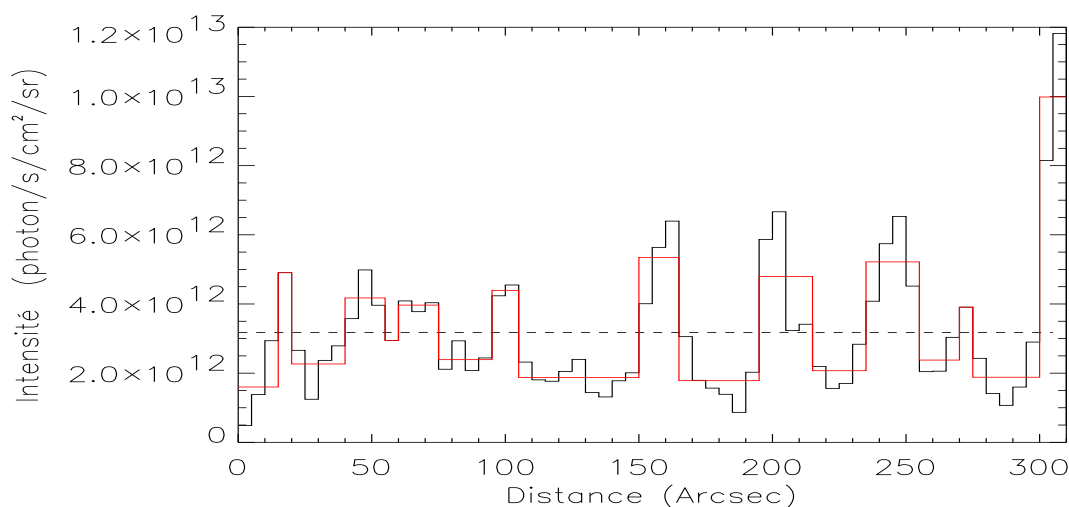


FIG. 6.1: Histogramme.

pour celui du bas, nous nous sommes servis d'intervalles réguliers en échelle logarithmique. Ces courbes ont été ajustées par deux gaussiennes représentées en rouge et bleu, tandis que la somme est en noir. L'ajustement est globalement bon, bien qu'il ne prend pas en compte la queue de distribution. Comme Pauluhn et al. (2000), nous avons observé qu'une loi de distribution lognormale produit le meilleur ajustement. On peut s'étonner de la différence entre les valeurs du pic de l'intensité normée du réseau, indiquées sur chaque courbe, selon si l'on a 'rangé' les intensités dans des boîtes de même intervalle (courbe en haut à gauche) ou non (courbe en bas à gauche). En fait, les boîtes utilisées dans le deuxième cas sont de plus en plus larges lorsqu'on s'éloigne de 1 vers les valeurs supérieures ; il en résulte que la proportion d'intensité y correspondant augmente par rapport au cas où les intervalles sont linéaires, et ainsi une partie de la queue de distribution est mieux prise en compte par la deuxième gaussienne (celle du réseau). Et inversement, la deuxième gaussienne prend alors plus en compte les grandes intensités et correspond mieux au réseau. Ceci se vérifie, en comparant les écarts entre les 2 ajustements et les histogrammes ; 89% des intensités sont comprises dans l'ajustement dans le premier cas, et 91% dans le deuxième. La valeur de l'aire totale des ajustements diffère de 4% et moins de 1 % par rapport à l'aire de l'histogramme respectivement pour le premier et le deuxième cas. Finalement, les valeurs du χ^2 indiquent un meilleur ajustement dans le deuxième cas.



A partir des intensités des raies moyennées, on dispose d'un profil spatial le long de la fente d'entrée de SUMER, avec une résolution de 5 arcsecondes.

FIG. 6.2: Réseau vu dans la raie N IV à 765.15 Å le 15 mars 1997.

Notons que dans la queue de distribution, se trouvent les intensités émises par le réseau, mais peuvent aussi y figurer des petites 'explosions radiatives', comme les points brillants. Cependant, peu de ces phénomènes ont été vus en inspectant les données et par conséquent ils ne jouent pas un rôle important.

Pour résumer, on constate que le meilleur ajustement de l'histogramme des intensités est réalisé lorsque les centres des 2 gaussiennes sont de part et d'autres de la valeur 1. De plus, la gaussienne qui correspond aux faibles valeurs possède un écart-type plus faible que celle qui correspond aux hautes valeurs. Et finalement, il existe une queue de distribution vers les grandes valeurs qui ne peut pas être reproduite par une loi normale. On retrouve ici les caractéristiques de l'émission du réseau et de ces cellules déjà décrites par Reeves (1976) et Schrijver et al. (1985), et rapportées par Mariska (1992). Les deux courbes de droite de la figure 6.1 montrent les histogrammes réalisés pour les raies N IV à 765.15 Å et Ne VIII à 770.41 Å. Alors que l'histogramme de l'ion N IV correspond tout à fait à celui déduit de plusieurs raies (courbe en haut à droite), celui de l'ion Ne VIII (qui se forme vers 630000 K) ne montre pas tout à fait la même allure ; notamment, la queue de distribution vers les grandes valeurs a nettement diminué. On atteint ici les températures où le réseau n'est quasiment plus visible.

II.4 Distinction réseau/cellules.

La principale différence entre les histogrammes présentés ici et ceux issus d'autres travaux provient des données utilisées. Nous utilisons des intensités qui sont issues de plusieurs mesures, et avec une résolution spatiale dans une seule dimension. Les autres travaux ont été réalisés à partir d'image du soleil à 2 dimensions spatiales, mesurées en une seule fois. Ici, seuls les spectres normalisés (par 'spectres normalisés', nous appelons les spectres où l'intensité de chaque zone a été divisée par l'intensité moyenne) sont directement comparables et peuvent former un ensemble de valeurs utiles pour en étudier les propriétés statistiques. Les histogrammes que nous

avons obtenus sont très similaires à ceux présents dans la littérature (par exemple Reeves (1976)).

Au vu de ce qui précède, l'intensité seuil séparant le réseau et les cellules peut être choisie comme l'intensité normée qui égalise les 2 gaussiennes (suivant Harra et al. (2000)), celle qui correspond au pic de la distribution associée aux cellules plus son écart quadratique (suivant Gallagher et al. (1998)), ou nous pouvons directement choisir la valeur moyenne dans chaque spectre, comme indiqué par Reeves. La définition choisie pour cette limite influence bien sûr les résultats. Puisque les zones 'réseau' et 'cellule' ont premièrement été définies à partir de l'observation visuelle de spectro-héliogramme, et qu'il n'existe pas de seuil, strict et généralement accepté, séparant les 2 types d'émission, nous allons nous servir de la valeur moyenne comme du *révélateur* permettant d'identifier les zones du réseau et les cellules.

On peut s'en convaincre en regardant la figure 6.2, où l'on a représenté les valeurs d'intensités de la raie à 765.15 Å en fonction de la distance. La barre horizontale à $3,2 \cdot 10^{12}$ photons/cm²/s/sr/Å représente l'intensité moyenne du spectre. En rouge, est représentée la valeur moyenne de l'intensité calculée sur chaque zone insécable située au dessus ou au dessous de la valeur moyenne. L'accord est suffisamment bon, et on aurait pu dire *pour chaque élément du réseau et chaque cellule*. Notons cependant que si cette méthode permet de séparer le réseau des cellules, certains échantillons de 5 arcsecondes dont l'intensité est proche de l'intensité moyenne de la zone observée peuvent basculer facilement d'une catégorie à l'autre. L'appartenance de ces échantillons à l'une ou l'autre des catégories n'est pas catégorique et il faudra garder à l'esprit ce fait pendant notre étude.

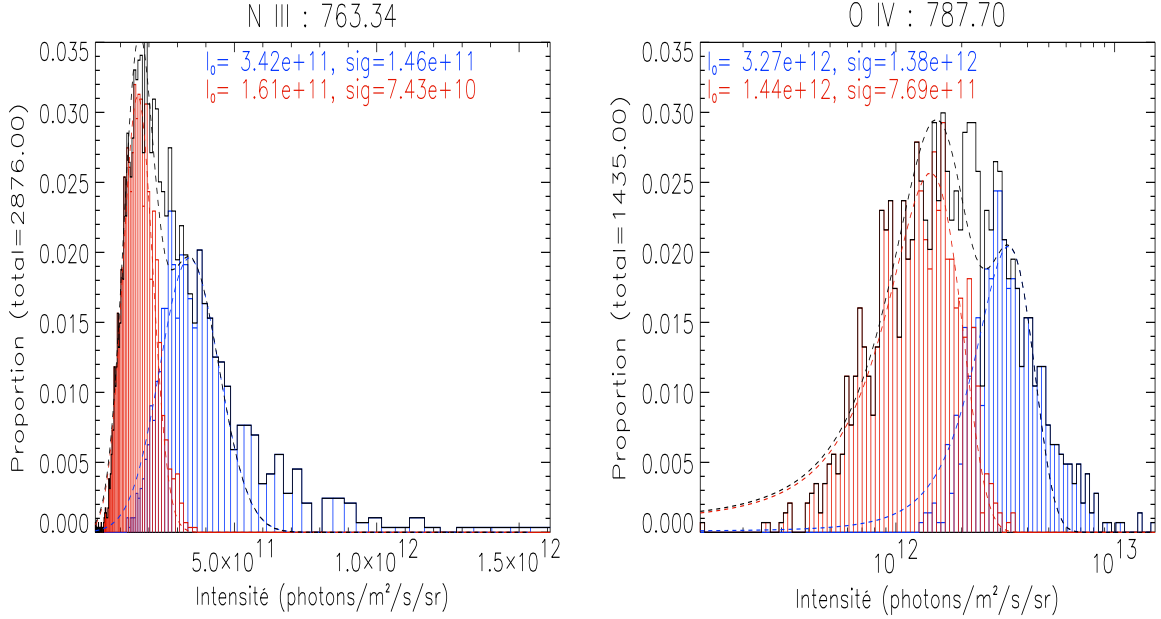
III Caractéristiques générales du réseau.

III.1 Validation des données.

Premièrement, on peut vérifier que ce moyen de distinguer les zones d'émission appartenant au réseau de celles appartenant aux cellules est valable. Pour cela, nous avons tracé dans la figure 6.3 la distribution de l'intensité non normalisée pour chaque zone de 5 arcsecondes observées et pour 2 raies. Nous avons représenté en rouge les intensités émises par les cellules et en bleu celles émises par le réseau. Pour toutes les raies où la statistique est suffisante, les histogrammes sont similaires et on retrouve la distribution symétrique pour les cellules, et celle avec la queue vers les grandes valeurs pour le réseau. Une autre manière de valider cette technique est d'étudier non plus l'intensité de chaque échantillon de 5 arcsecondes, mais l'intensité normalisée moyenne de chaque zone, quelle que soit leur taille, identifiée comme appartenant au réseau ou aux cellules. La figure 6.4 montre la distribution de ces intensités normées par la valeur moyenne des spectres auxquels elles se rapportent, pour 2 raies. On y retrouve une fois de plus, et de manière plus claire, les 2 distributions caractéristiques. Notamment, le fait que les 2 pics soient clairement éloignés de la valeur 1 montrent bien qu'il existe 2 régimes. Ainsi, l'on peut donner quelques crédits à la distinction effectuée par comparaison à l'intensité moyenne et étudier les caractéristiques du réseau.

III.2 Résultats.

Sur l'ensemble des résultats (voir table 6.1 pour les raies utilisées), nous trouvons que le réseau occupe environ 40% du disque solaire dans la zone de transition. Notons que si nous utilisons comme seuil d'intensité la valeur médiane des spectres à la place de la valeur moyenne, cette valeur devient 30%. Reeves (1976), en utilisant l'intensité moyenne comme seuil, a trouvé 46%. Gallagher et al. (1998), en prenant pour seuil l'intensité correspondant au pic de la distribution des cellules plus son écart type, trouvent eux aussi environ 50%. L'écart dans le dernier cas peut



La distribution de l'intensité des zones de 5 arcsecondes appartenant au réseau selon notre critère est en bleu, tandis que celle appartenant aux cellules est en rouge. Nous avons représenté dans les couleurs correspondantes l'ajustement de chacune de ces distributions par des gaussiennes. En noir, la distribution totale est la somme des 2 ajustements. L'abscisse de l'histogramme de 763,34 Å est en échelle linéaire, alors que nous avons présenté celui de 787,70 Å en échelle logarithmique pour comparaison.

FIG. 6.3: Histogramme des intensités pour les raies N III à 763,34 Å et O IV à 787,70 Å.

s'expliquer par la différence dans le choix de la valeur seuil ainsi que par la meilleure résolution spatiale de leur étude ; si l'on adopte leur critère, à partir de la courbe située en haut à gauche de la figure 6.1, nous trouvons 51%, en très bon accord avec leur valeur.

Notre étude indique que l'émission due au réseau contribue pour environ 60% de l'émission totale, alors que 40% est le fait des cellules. Ces valeurs sont en bon accord avec celles déduites des données de l'instrument Harvard à bord de SKYLAB (Reeves, 1976), qui trouve que la contribution du réseau est comprise entre 60 et 70 %. L'étude de la taille des éléments est soumise à une hypothèse d'isotropie spatiale puisque nous ne disposons de résolution spatiale que dans une direction ; néanmoins, nous trouvons que 60% des éléments du réseau observés ont une taille inférieure à 20 arcsecondes, alors qu'environ 2/5^{ième} d'entre eux ont une taille de 5 ou 10 arcsecondes. Seul environ 15% d'entre eux ont une taille supérieure à 30 arcsecondes. La taille moyenne des parties constituant le réseau a été estimée à 17,5 arcsecondes. Reeves (1976) a calculé la largeur à mi-hauteur du profil de l'émission dans une zone du réseau ; il trouve pour valeur moyenne 10 arcsecondes, avec une queue allant jusqu'à 30 arcsecondes. L'étude de la taille des cellules est encore plus biaisée par la méthode employée ; en effet, des échantillons isolés de 5 arcsecondes peuvent avoir une intensité inférieure au seuil et être alors comptés comme appartenant aux cellules. C'est le cas pour environ 19% des 'cellules' observées. Néanmoins, 60% des cellules ont une taille supérieure à 20 arcsecondes, et 46% une taille supérieure à 30 arcsecondes ; la taille moyenne est estimée à 26,5 arcsecondes. La taille des cellules est généralement estimée à 30 000 km, soit environ 40 arcsecondes ; la différence s'explique par le découpage employé. Ainsi, si l'on se réfère à la figure 6.2, la cellule comprise entre 305 et 350 arcsecondes se retrouve divisée en

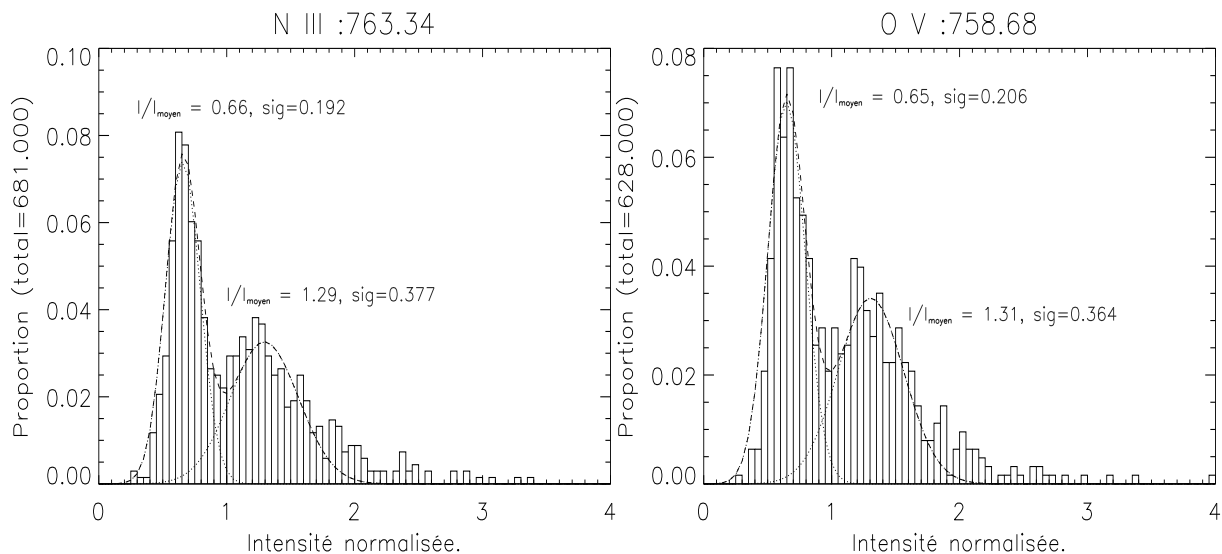


FIG. 6.4: Distribution de l'intensité normalisée moyenne de chaque zone insécable du réseau et des cellules.

deux cellules de taille inférieure à cause d'une zone dont l'intensité est légèrement supérieure au seuil. Nous pensons que la taille des cellules dans notre étude est sous-estimée à cause de ces échantillons.

Le contraste moyen entre le réseau et les cellules est de l'ordre de 2,5. Le contraste maximum (le rapport de la plus forte intensité du réseau à la plus faible intensité d'une cellule adjacente) moyen observé dans chaque spectre est environ 5,5. On observe aussi, qu'avec le 'découpage' employé, l'intensité moyenne des éléments du réseau augmente avec leur taille, alors que celle des cellules diminue avec leur taille. Ceci provient en partie par le fait déjà expliqué que des échantillons isolés de 5 arcsecondes, appartenant soit au réseau soit aux cellules, ont une intensité très proche de celle qui distingue l'une ou l'autre des catégories. De même, la résolution employée diminue la possible brusquerie du passage d'une catégorie à l'autre et ainsi, les zones de 5 arcsecondes très brillantes ou très sombres sont adjacentes à d'autres zones appartenant à la même catégorie, ce qui contribue alors à la mesure d'une taille non négligeable pour ces éléments.

Rappelons que ces résultats sont issus de l'ensemble de spectres répartis sur l'ensemble de la phase ascendante du cycle solaire actuel. Les raies les plus présentes dans nos données (dont la température de formation est inférieure à 350000 K) dominent le comportement total. De même, ces valeurs moyennes ne peuvent être représentatives que pour une activité solaire correspondante à celle de la majorité des mesures, caractérisée par un $f_{10.7}$ inférieur à 130. Nous étudions ci-dessous plus en détail le réseau, en fonction des raies (de la température, et donc de l'altitude), puis de l'activité solaire.

IV Largeur gaussienne et décalage Doppler dans le réseau.

En utilisant les paramètres gaussiens obtenus lors de l'ajustement des profils sur les zones de 5 arcsecondes, nous cherchons maintenant à déceler des tendances propres aux cellules et au réseau. Les paramètres que nous retenons pour notre étude sont la largeur de la raie et le décalage par rapport à la longueur d'onde théorique. Pour ce dernier, il est important de rappeler que l'étalonnage en longueur d'onde effectué sur les données SUMER n'est pas absolu ; par conséquent seule la *comparaison* des valeurs obtenues a du sens. La figure 6.5 montre les histogrammes des largeurs gaussiennes et du décalage obtenus dans le réseau et les cellules pour la raie S V à 786,48

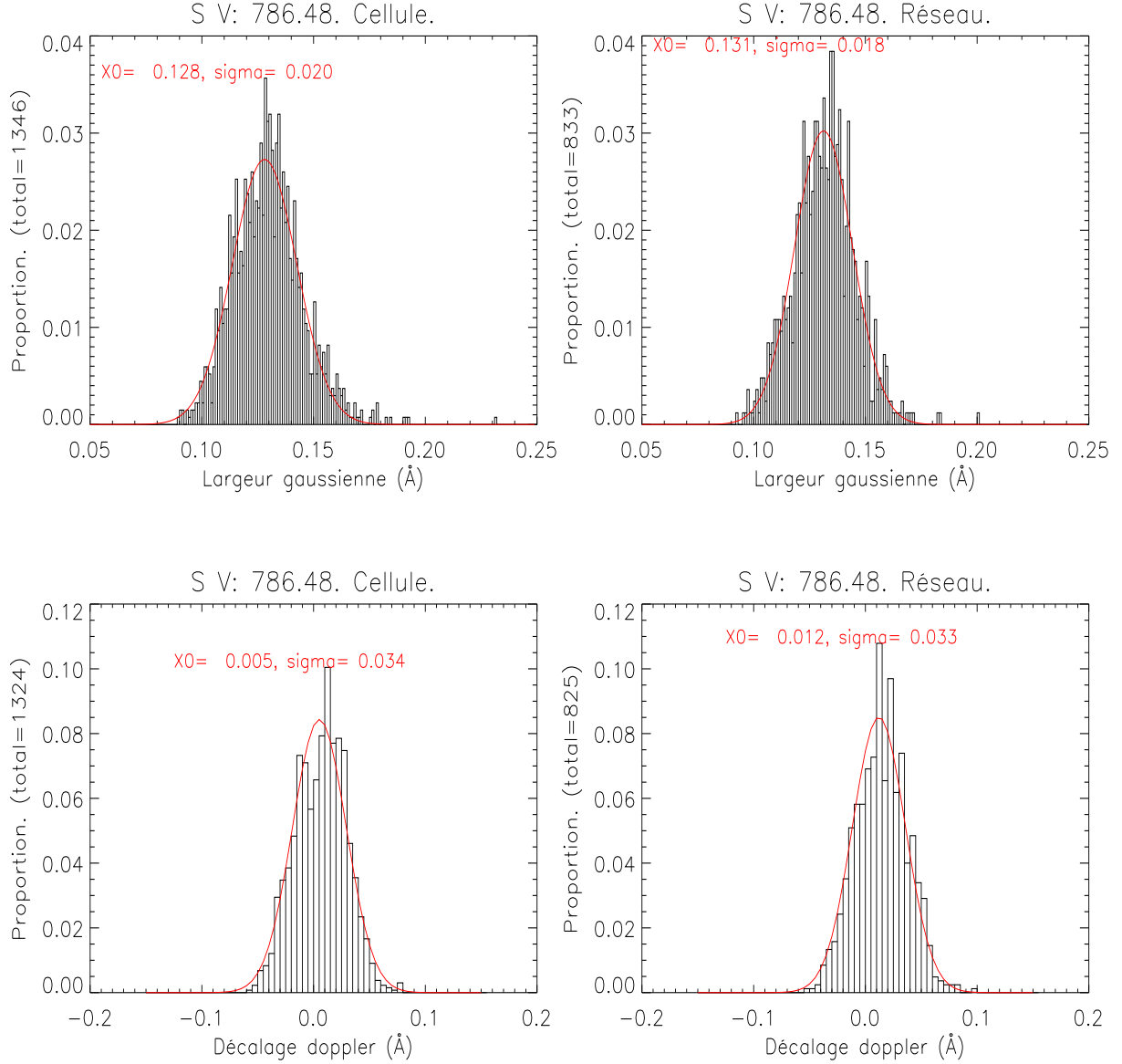


FIG. 6.5: Largeur gaussienne et décalage Doppler de la raie S V à 786,48 Å pour le réseau et les cellules.

Å. Nous y avons superposé en rouge un ajustement par une loi normale, qui nous donne une estimation de la moyenne et de l'écart-type de ces valeurs. Nous représentons ensuite dans la figure 6.6 le rapport

$$\frac{\Delta\lambda(\text{reseau})}{\Delta\lambda(\text{cellule})} \quad (6.1)$$

et la différence

$$\lambda_0^{\text{obs}}(\text{reseau}) - \lambda_0^{\text{obs}}(\text{cellule}) \quad (6.2)$$

où λ_0^{obs} est la longueur d'onde centrale du profil gaussien observé et $\Delta\lambda$ est la largeur gaussienne de la raie, pour les raies citées dans la table 6.1, et en fonction de leur température de formation. Le choix de ces raies est explicité dans la section suivante. La courbe de gauche de la figure 6.6 nous apprend qu'en moyenne, la largeur gaussienne des profils des raies est supérieure dans le réseau à celle des cellules. La largeur du profil pour les raies étudiées est une combinaison de la largeur naturelle de la raie (due à l'incertitude quantique) et de l'effet Doppler résultant de l'agitation thermique. Ainsi, d'après la courbe obtenue, la température est plus élevée dans le

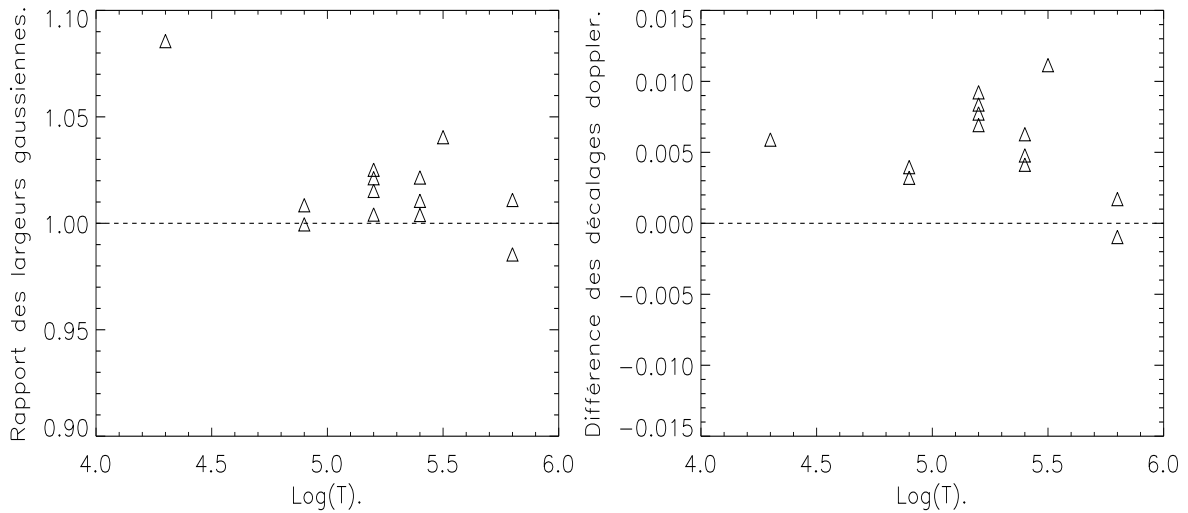


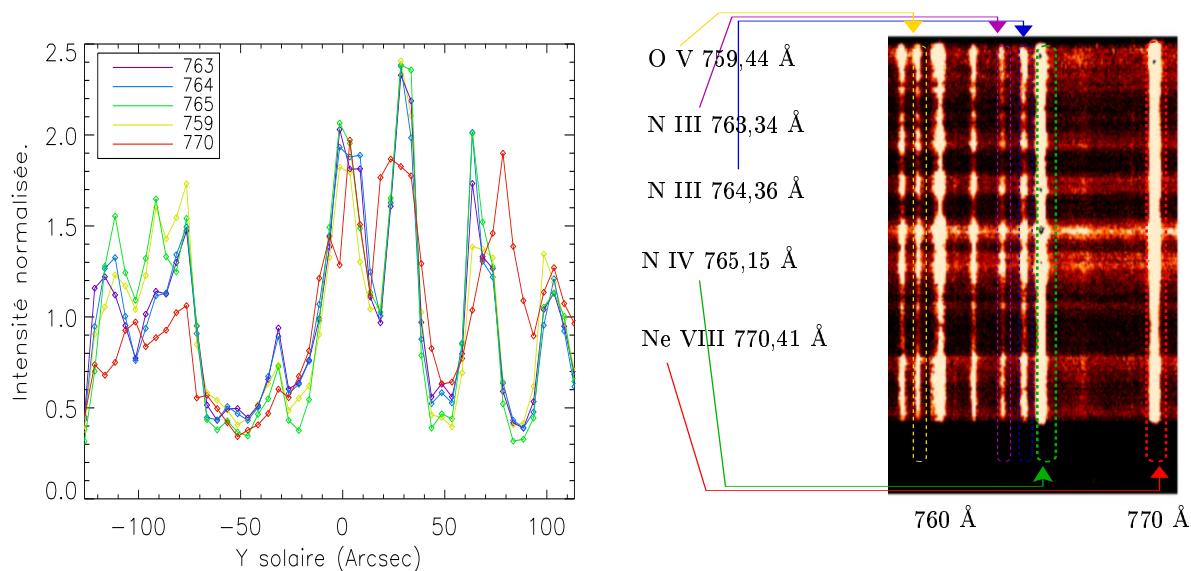
FIG. 6.6: Largeur Gaussienne et décalage Doppler en fonction de la température.

réseau que dans les cellules ; ceci n'est pas surprenant puisque le réseau est connu pour être un milieu plus rayonnant où le plasma est confiné par le champ magnétique. Comme déjà mentionné, l'étude réalisée sur le décalage Doppler ne nous permet pas de dire si les raies sont décalées vers le rouge ou vers le bleu. Néanmoins, puisqu'il est supposé qu'il existe un flux conductif de la couronne vers la chromosphère, il est naturel de penser que puisque les ions émettant s'éloignent de nous, les longueurs d'onde des raies observées sont décalées vers le rouge. Judge et al. (1997a) ont trouvé, en étudiant des données SUMER en période d'activité solaire calme, que les raies étaient plus décalées vers le rouge dans le réseau que dans les cellules. Nous confirmons ici ce résultat avec des données réparties sur un large éventail d'activité solaire, puisque la différence 6.2 est majoritairement positive pour les raies étudiées. Ce résultat est néanmoins plus ambigu pour les raies de l'ion Ne VIII, qui se forment vers $\text{Log}(T)=5,8$; ceci s'explique par le fait que la structure réseau/cellule s'amenuise à la température principale où cet ion émet. Une différence de 0.005 \AA dans le décalage Doppler correspond à une différence de vitesse d'environ 2 km/s à 765 \AA .

V Étude du réseau en fonction de la température (donc de l'altitude).

V.1 Corrélation des profils spatiaux.

Nous souhaitons ici étudier la structure du réseau en fonction de la température. Pour cela, on peut comparer les profils spatiaux (toujours à 5 arcsecondes de résolution) de l'intensité de raies se formant à des températures différentes. Nous montrons sur la figure 6.7 le profil spatial de l'intensité normée (l'intensité mesurée sur chaque zone de 5 arcsecondes divisée par l'intensité moyenne du profil) pour les raies N III à $763,34 \text{ \AA}$ et $764,36 \text{ \AA}$, N IV à $765,15 \text{ \AA}$, O V à $759,44 \text{ \AA}$ et Ne VIII à $770,41 \text{ \AA}$, se formant principalement à $100\,000 \text{ K}$ (pour les 2 raies de N III), $160\,000 \text{ K}$, $250\,000 \text{ K}$ et $630\,000 \text{ K}$. Ces spectres ont été mesurés le 10 juin 1998 au centre du disque solaire. Les 2 raies de l'ion N III ont un comportement très similaire, tant au niveau de la variation que de la force de cette variation. Ceci indique que ces raies sont certainement émises par le même milieu. Les intensités des raies de N IV et O V augmentent et diminuent en même temps que celles de l'ion N III mais avec des variations plus ou moins fortes. Ainsi, on retrouve sensiblement la même modulation du rayonnement de $80\,000 \text{ K}$ à $250\,000 \text{ K}$. Le comportement



A gauche, la valeur des intensités normalisées pour 5 raies, calculées sur des intervalles de 5 arcsecondes. A droite, l'image du détecteur correspondante, avec les 4 raies encadrées ; l'axe vertical correspond à la dimension spatiale, tandis que l'axe horizontal correspond à la dimension spectrale.

FIG. 6.7: Profils spatiaux comparés le long de la fente de SUMER pour 4 raies (mesures du 10/06/1998, au centre du disque).

de l'émission de l'ion Ne VIII est le plus différent. S'il suit les augmentations et diminutions générales, l'intensité de ces variations est nettement moindre, et son profil est assez décorrélé des autres de 60 à 95 arcsecondes. Et donc, s'il subsiste dans le plasma à cette température un rappel des structures vues dans le plasma plus froid, il possède aussi ses propres structures. Sur l'ensemble des fichiers SUMER où ces raies étaient simultanément mesurées, nous avons calculé le coefficient de corrélation de leurs profils spatiaux. Les profils des 4 premières raies sont dans l'ensemble très bien corrélés, avec des coefficients supérieurs à 0,9. Les valeurs moyennes des coefficients par couple de raies sont présentées dans le tableau 6.2, et confirment les observations de la figure 6.7. La corrélation est très bonne (0,99) entre les 2 raies de N III ; elle diminue un peu entre les raies de N III, N IV, et O V (0,96), et devient nettement moins bonne entre la raie de Ne VIII et toutes les autres (0,75). Aucune corrélation entre la variation de ces coefficients et l'activité solaire n'a été décelée.

V.2 Variation des paramètres.

V.2.1 Définitions.

Nous étudions maintenant la variabilité des paramètres du réseau (taille, contribution, contraste, ...) en fonction de la température. Pour cela, nous nous servons des résultats obtenus pour les raies listées avec leur température de formation dans le tableau 6.1. Notons que pour les raies comprises dans l'intervalle [755 Å, 790 Å], une majeure partie des mesures a été faite simultanément, et se prête donc particulièrement bien à la comparaison. Nous allons notamment étudier la contribution lumineuse (la proportion de photons émis par le réseau et les cellules par rapport à l'intensité totale, à ne pas confondre avec ce que nous avons appelé intensité normalisée) et la proportion d'espace occupée par chacune des 2 catégories ; en suivant Gallagher et al.

Lambda	Ion	T (K)	Spect.	Ech.	Zone insécable	Ech. réseau	Ech. cellule
1037.02	C II	45000	27	931	222	363	568
763.34	N III	90000	56	2876	681	1085	1791
764.36	N III	90000	58	2961	698	1142	1819
765.15	N IV	140000	77	4103	968	1562	2541
787.70	O IV	160000	31	1435	359	559	876
790.22	O IV	160000	27	1621	376	608	1013
786.48	S V	160000	43	2179	519	840	1339
758.68	O V	250000	53	2784	628	1069	1715
759.44	O V	250000	56	2859	648	1093	1766
762.00	O V	250000	56	2871	668	1096	1775
1031.93	O VI	280000	29	1123	272	454	669
770.41	Ne VIII	630000	70	3684	728	1596	2088
780.33	Ne VIII	630000	53	2744	571	1236	1508

Les trois première colonnes sont explicites - les longueur d'onde sont en \AA . La quatrième colonne indique le nombre de profils spatiaux utilisés. La cinquième colonne indique le nombre de zones de 5 arcsecondes (donc le nombre d'intensités, appelé dans la suite nombre d'échantillons) total. La sixième indique le nombre total (réseau et cellules) de zones insécables observées au dessous ou au-dessus de l'intensité moyenne dans tous les profils. Les colonnes 7 et 8 indiquent respectivement le nombre de zones de 5 arcsecondes identifiées comme appartenant au réseau et aux cellules.

TAB. 6.1: Raies utilisés pour l'étude du réseau.

(1998), nous les appellerons 'émission normalisée' et 'aire normalisée'. Définissons d'abord les paramètres :

- émission normalisée = $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\sum_{res=1}^{n_{res}} I_{ech}(res)}{\sum_{j=1}^{n_{tot}} I_{ech}(j)}$ où n est le nombre de profils étudiés, n_{res} et n_{tot} sont le nombre d'échantillons appartenant au réseau et le nombre total d'échantillons dans le profil i ; $I_{ech}(j)$ est l'intensité (en $phot/cm^2/s/sr$) de l'échantillon j .
- aire normalisée = $\frac{N_{res}}{N_{tot}}$ où N_{res} et N_{tot} sont les nombres d'échantillons appartenant au réseau et total observés dans tous les profils.
- intensité normalisée (ou normée) = $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\overline{I_{ech}(res)}}{\overline{I_{tot}}}$ avec n le nombre de profils, $\overline{I_{ech}(res)}$ est l'intensité moyenne des échantillons du réseau pour le profil i et $\overline{I_{tot}}$ est l'intensité moyenne totale du profil i .
- Les tailles du réseau et des cellules discutées ci-dessous sont simplement calculées en faisant la moyenne de la taille des zones insécables identifiées comme 'réseau' ou 'cellules', telles que celles présentées sur la figure 6.2.

V.2.2 Résultats et comparaison.

La variation de ces quantités avec la température est présentée sur la figure 6.8, avec les résultats obtenus par Gallagher et al. (1998). Lorsque plusieurs mesures sont disponibles à la même température, la courbe en pointillé passe par leur valeur moyenne. On peut se référer à la table 6.1 pour savoir à quelles raies correspondent les points. Comme eux, nous trouvons une

Raies	Température (K)	coef
763,34 ; 764,36	80 000, 80 000	0,99
763,34 ; 765,15	80 000, 160 000	0,96
763,34 ; 759,44	80 000, 250 000	0,97
763,34 ; 770,41	80 000, 630 000	0,73
764,36 ; 765,15	80 000, 160 000	0,97
764,36 ; 759,44	80 000, 250 000	0,96
764,36 ; 770,41	80 000, 630 000	0,72
765,15 ; 759,44	160 000, 250 000	0,96
765,15 ; 770,41	160 000, 630 000	0,71
759,44 ; 770,41	250 000, 630 000	0,77

TAB. 6.2: Corrélacion des profils spatiaux.

décroissance de l'aire normalisée de la chromosphère vers la basse région de transition, puis une remontée jusqu'à $\log(T)=5,8$. L'émission normalisée reste quasiment constante dans l'intervalle de température utilisé, même si il existe un léger pic vers $\log(T)=5,3$. Enfin, l'accord entre les 2 études est bon pour le rapport de l'émission normalisée à l'aire normalisée, qui présente un maximum compris entre $\log(T)=5$ et $\log(T)=5,5$, avant de décroître.

Il faut, pour pouvoir comparer les 2 études, se rappeler que les données que nous utilisons souffrent de 2 principaux 'maux' par rapport à celles employées par Gallagher et al. (1998) : la résolution spatiale moindre (5 arcsecondes contre environ 1 arcseconde pour les données non dégradées de SUMER et CDS), et la dimension spatiale (nous ne disposons que du profil le long de la fente, alors qu'ils disposent d'image spectrale à 2 dimensions). Malgré cela, nos résultats confirment la même tendance pour la variation des paramètres du réseau avec la température. La différence dans les valeurs absolues de ces données s'explique quant à elle surtout par la méthode utilisée pour séparer le réseau des cellules, comme déjà mentionné. Finalement, le fait que nous disposons de plusieurs valeurs pour une même température permet aussi de se faire une idée de l'erreur réalisée sur ces paramètres.

Nous avons aussi étudié la variation de la taille des zones insécables, ainsi que celle de l'intensité normalisée des échantillons ; elles sont représentées dans la figure 6.9. Nous trouvons que l'intensité normalisée du réseau varie de manière très similaire à celle du rapport de l'émission normalisée sur l'aire normalisée, tandis que celle des cellules varie de manière anti-corrélée ; la comparaison de ces courbes indiquent que le contraste maximum dû à la structure réseau/cellule se situe entre $\log(T)=4,9$ et $\log(T)=5,45$. Dans le même temps, nous trouvons une nette augmentation de la taille des zones 'réseau' au-dessus de 100 000 K, tandis que la taille des 'cellules' reste relativement constante. En fait, pour les raies de l'ion Ne VIII, les 2 tailles sont sensiblement égales. Patsourakos et al. (1999) ont étudié la taille du réseau en fonction de la température, en utilisant une technique d'auto-corrélation basée sur une analyse de Fourier. Dans leur résultat, celle-ci varie de 12 arcsecondes à 9,5 arcsecondes de 25000 K à 100000 K, se stabilise jusqu'à environ 250000 K, puis ré-augmente jusqu'à 15,5 arcsecondes à environ 900000 K. Les raies utilisées sont émises par les ions He I ($\log(T)=4,5$), O III ($\log(T)=5,07$), O V ($\log(T)=5,39$), Ne VI ($\log(T)=5,63$), Mg VIII ($\log(T)=5,91$), et Mg IX ($\log(T)=5,98$). Ils trouvent que cette variation s'accorde bien avec le modèle de Gabriel (1976). A nouveau, si les valeurs absolues diffèrent (nous trouvons des tailles supérieures d'environ 5 arcsecondes), la variation est similaire dans les 2 études. La comparaison des 4 courbes de la figure 6.9 indique que la structure réseau/cellule est la plus visible de $\log(T)=4,9$ à $\log(T)=5,4$ puis s'atténue (les intensités sont moins contrastées et les tailles s'égalisent) à plus fortes température, comme on pouvait s'y attendre.

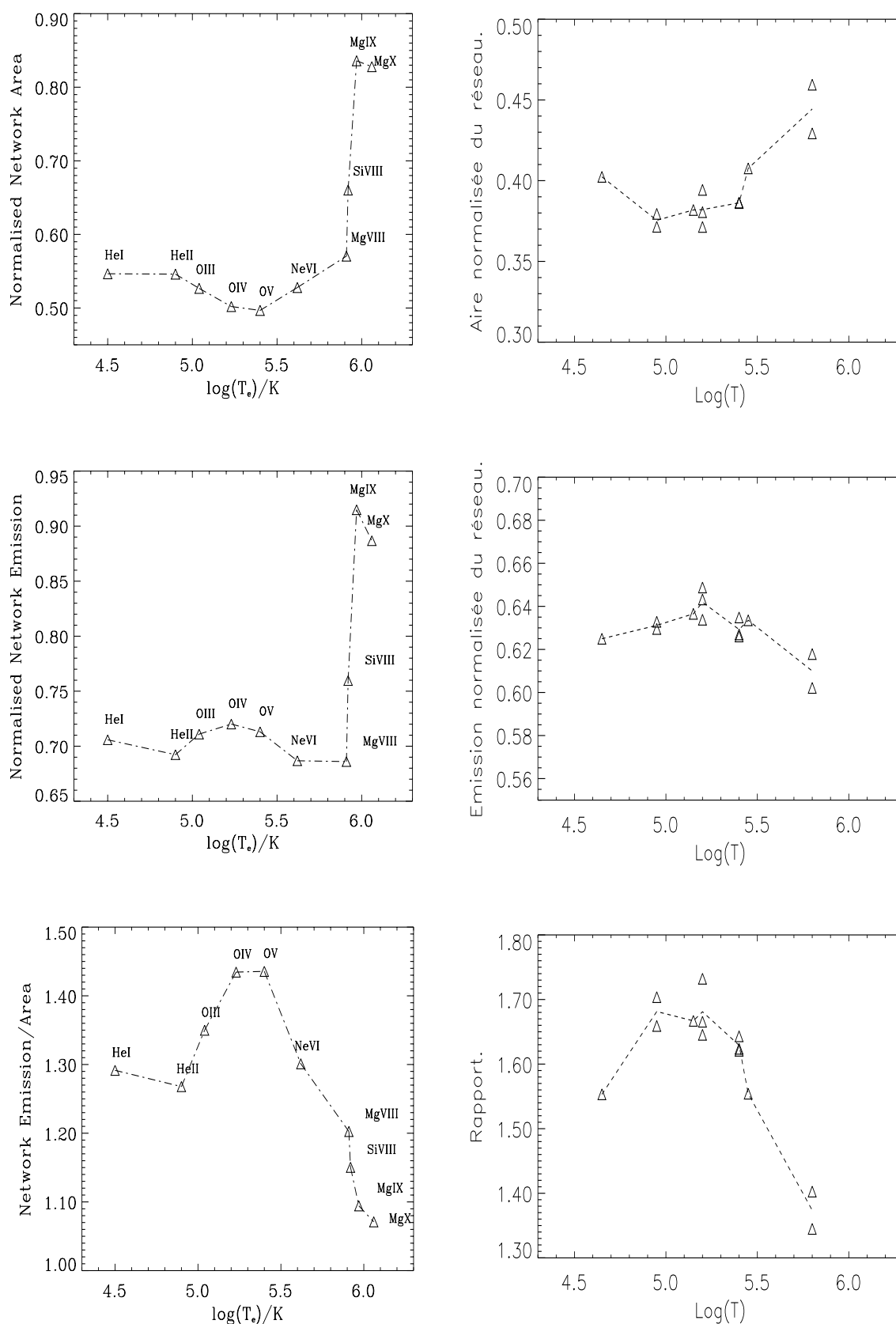


FIG. 6.8: Caractéristiques du réseau en fonction de la température. (courbes de gauche issues de Gallagher et al. (1998))

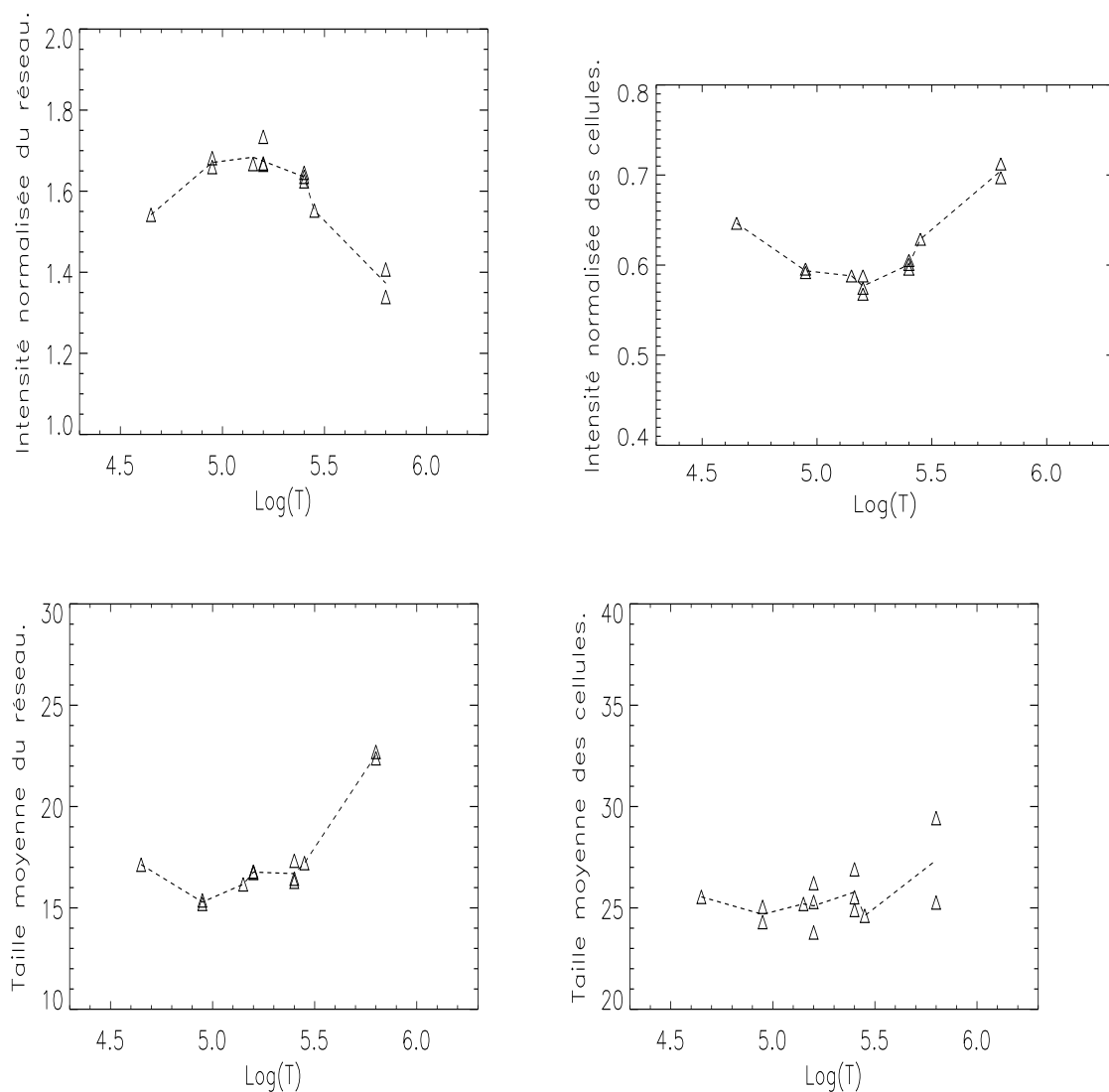


FIG. 6.9: Intensité normalisée et taille moyenne du réseau et des cellules.

Nous avons comparé la variation de l'aire normalisée du réseau avec celle de la taille des zones et il en résulte que la variation de l'espace occupé par le réseau dans l'intervalle de température étudié est quasi entièrement due à la variation de la taille des zones du réseau, et non aux nombres de ces zones, qui reste à peu près constant. Patsourakos et al. (1999) ont trouvé un facteur d'expansion de la taille du réseau d'environ 1,6 entre les températures $10^{5,4}$ K et 10^6 K. Ici, nous trouvons pour ce même facteur environ 1,4 de $10^{5,4}$ K à $10^{5,8}$ K. Si l'on cherche une explication au léger pic de l'émission normalisée (la contribution à l'intensité totale du soleil calme) du réseau, ce dernier est clairement dû au fait que l'on se trouve dans cet intervalle de température à l'endroit où le contraste entre le réseau et les cellules est le plus fort, comme indiqué par les 2 courbes du haut de la figure 6.9.

V.2.3 Discussion.

Jusqu'à présent, nous avons laissé de côté dans notre analyse les mesures effectuées pour la raie à $1037,02 \text{ \AA}$ émise par l'ion C II vers $T = 50\,000$ K. Elles diffèrent de celles effectuées pour les raies de la basse région de transition de la façon suivante : nous trouvons que l'aire normalisée

du réseau pour cette raie est plus grande, l'émission normalisée plus petite, le contraste moins fort et la taille du réseau plus petite. Les mesures à cette température obtenues par Gallagher et al. (1998) et Patsourakos et al. (1999) proviennent des raies He I à 584,33 Å et He II à 303,78 Å pour les premiers et de la raie He I à 584,33 Å pour les seconds. Comme on peut le voir sur la figure 6.9, elles ne sont pas en accord avec les autres mesures effectuées à plus forte température. Les auteurs ont proposé comme explication à ce décalage le processus suivant : l'hélium étant très abondant (relativement aux autres ions utilisés) dans l'atmosphère solaire, les raies qu'il émet ne sont pas optiquement minces (Gallagher et al. (1998) ont calculé une épaisseur optique d'environ 10000 ou plus pour les raie de l'hélium). Alors, puisque la densité du plasma est plus grande dans le réseau que dans l'intra-réseau, les photons s'échappent plus facilement vers les cellules, ce qui a pour conséquence d'augmenter la taille du réseau, et de diminuer le contraste. Dans notre étude, la situation est sensiblement différente, puisqu'il s'agit d'une raie émise par le carbone, bien moins abondant que l'hélium.

Brooks et al. (2000), dans une étude sur l'opacité des raies de C II et C III, ont trouvé cependant que le niveau excité de cette raie était directement influencé par l'auto-absorption des photons de cette transition. Nous avons estimé la profondeur optique des raies utilisée à l'aide de la formule suivante :

$$\tau = \frac{\pi e^2}{m_e c 4 \pi \epsilon_0} * f * \int \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} n(X_j^{+m}) dl \quad (6.3)$$

où τ est l'épaisseur optique, X_j^{+m} représente l'ion dans l'état *absorbant* (le niveau inférieur de la transition), f est la force d'oscillateur, $\Delta \nu_D$ est la largeur Doppler de la raie, et l'intégrale porte le long de la ligne de visée. Nous avons utilisé le modèle de Vernazza et al. (1981) pour un soleil calme moyen, qui donne directement la valeur de la température et de la concentration électronique en fonction de l'altitude (ces paramètres peuvent d'ailleurs servir à calculer la DEM). En utilisant ces valeurs, l'équation 6.3 devient

$$\tau = \frac{\pi e^2}{m_e c 4 \pi \epsilon_0} * f * \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} * \int \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \frac{n(X_j^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} n_e(h) dh \quad (6.4)$$

où le rapport $\frac{n(H)}{n_e}$ est pris à 0,8 et les notations sont conformes au chapitre 3. Nous avons utilisé les équilibres d'ionisation calculés par Mazzotta et al. (1998) et les abondances sont en accord avec Grevesse and Anders (1991). Les autres données atomiques utilisées sont issues de la base de donnée CHIANTI. Les profondeurs optiques trouvées avec ce modèle pour les raies C II à 1037,02 Å et He II à 303,78 Å sont respectivement 11,45 et 40,7. Ainsi, la profondeur optique de la raie à 1037,02 Å est inférieure à celle de l'hélium mais n'est néanmoins pas négligeable ; par comparaison, nous avons estimé de la même manière les profondeurs optiques des raies de l'ion N III ($\log(T) \simeq 4,9$) à 763,34 Å et 764,36 Å à 0,005 et 0,02. Finalement, le comportement observé pour la raie de C II semble bien être lui aussi relié au fait qu'il y ait une redistribution des photons émis dans les zones 'réseau' vers les cellules. Notons cependant que nous avons observé la même tendance sur les paramètres du réseau déduits de la raie C II à 1036,33 Å (comme on peut le voir sur le tableau 6.3) bien que nous estimons sa profondeur optique à 2,9.

aire normée	émission normée	rapport	inorm (res)	inorm (cel)	taille (res)	taille (cel)
0,38	0,62	1,63	1,6	0,62	16,55	27,82

TAB. 6.3: Paramètres pour la raie C II à 1036,33 Å.

Chapitre 7

Variation avec l'activité solaire.

I Introduction.

Si le comportement du réseau chromosphérique au cours du cycle solaire a pu être étudié à partir de mesures sol (comme les images solaires en $H\alpha$), la variation de l'émission (si variation il y a) des régions calmes de la région de transition est peu connue puisque aucune mission spatiale EUV avant SOHO n'a observé le soleil assez longtemps. Une des questions importantes posée ici est de savoir si l'augmentation du flux solaire EUV est seulement due à l'augmentation du nombre de régions actives au cours du cycle, ou s'il y a une contribution du soleil calme.

Kariyappa and Sivaraman (1994) ont étudié des spectrohéliogrammes pris dans la raie Ca II K (Kodaikanal) sur la période 1957-1983, soit 2 cycles solaires. Ils ont trouvé que l'aire occupée par le réseau chromosphérique est anti-corrélée avec l'activité solaire et augmente d'environ 24% du maximum au minimum du cycle. Selon eux, l'intensité moyenne du réseau diminue de 64% de 1957-58 (maximum du cycle) à 1963-64 (minimum), de 23% de 1969-1970 (maximum) à 1975-1976 (minimum), mais augmente de 16% de 1976 à 1979. White and Livingston (1981) ont trouvé que l'ensemble réseau/cellule ne participait pas à la variation de l'émission avec le cycle. Ce dernier résultat a été confirmé par Labonte and Howard (1982) à l'aide de magnétogrammes obtenus à l'observatoire du Mont Wilson. D'un autre côté, Schühle et al. (2000), en utilisant des mesures de SUMER faites au centre du disque solaire de 1996 à environ mi-1999, ont trouvé une augmentation de 45% à 100% pour les radiances 'soleil calme' des raies Mg X à 609 Å et 624 Å, Ne VIII à 770,41 Å, N V à 1238 Å, He I à 584 Å, et dans le continu de Lyman. L'observation spatialement résolue du réseau et des cellules ne distingue pas de différence dans la variation de leur radiance. Néanmoins, peu de mesures sont disponibles dans leur étude après la perte du satellite SOHO, soit à partir de mi-1998. De plus leur étude a été effectuée en utilisant une correction radiométrique qui surestime la perte de réponse des détecteurs de SUMER; depuis leur étude, cette correction a été révisée à la baisse (de +43% à +31%) (Wilhelm et al., 2000, 2002) et les radiances présentées après cette date sont donc surestimées d'environ 9%.

II Méthode.

A partir des données que nous avons traitées, nous allons chercher de possibles variations. Pour cela, nous disposons des mesures d'intensités des raies à des activités solaires diverses, à partir desquelles nous pouvons déduire certains paramètres du réseau; le principal problème qui se pose à nous pour l'étude des paramètres du réseau en fonction de l'activité est la validité des valeurs obtenues pour chaque activité. En effet, dans la section précédente, nous avons utilisé l'ensemble des profils mesurés à toutes activités solaires afin d'acquérir une statistique suffisante pour calculer des valeurs moyennes significatives; ici, il nous faut distinguer les profils à différentes activités. Nous avons procédé de 2 manières: la première est simplement d'effectuer

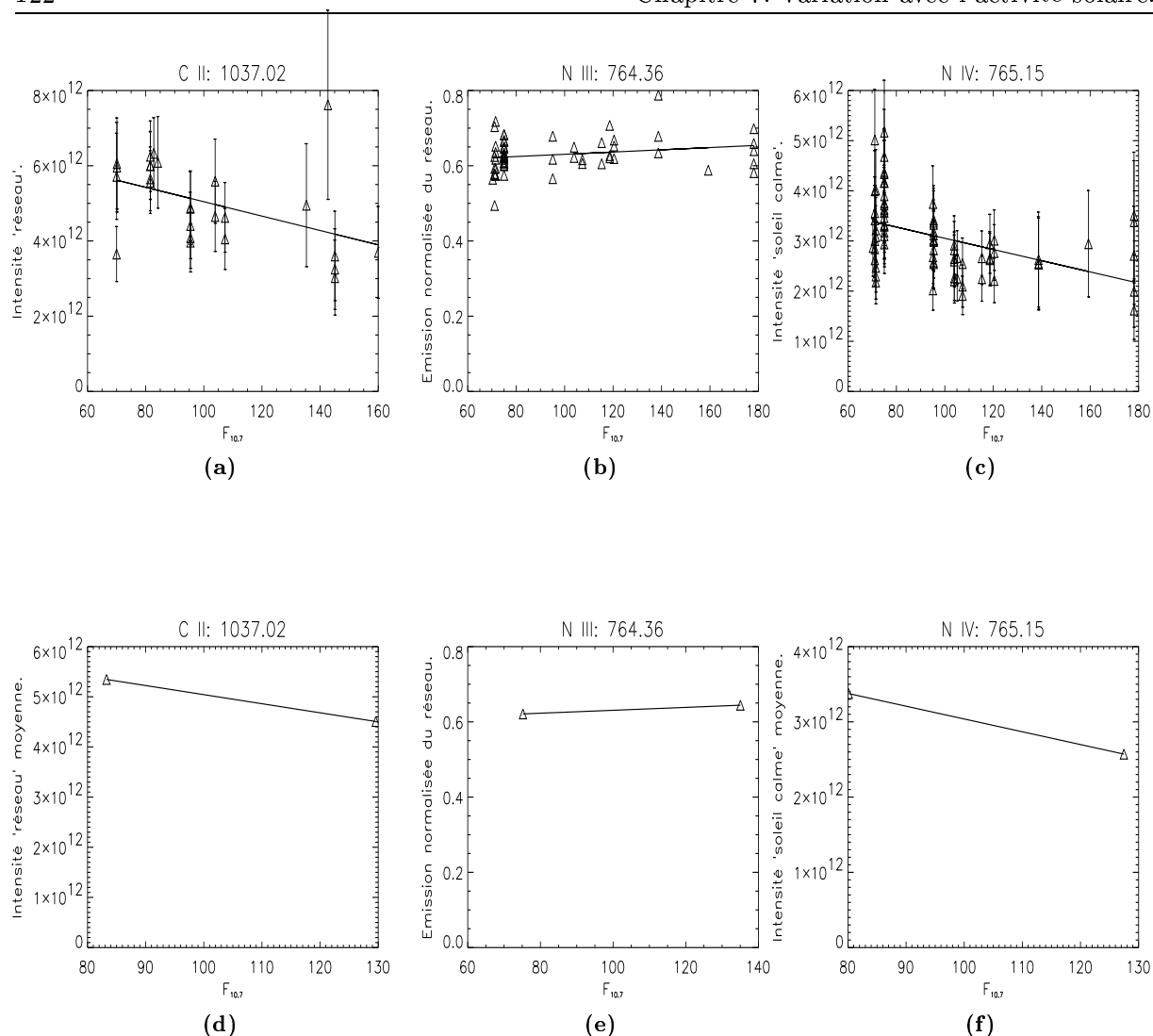


FIG. 7.1: Ajustement linéaire des paramètres en fonction de l'activité.

un ajustement linéaire sur les paramètres issus de chaque profil, en fonction de l'indice d'activité $f_{10.7}$ correspondant au jour où le profil a été enregistré. Ce cas est représenté sur les figures 7.1(a), 7.1(b), et 7.1(c) respectivement pour l'intensité moyenne du réseau de la raie C II à 1037,02 Å, pour l'émission normalisée de la raie N III à 764,36 Å, et pour l'intensité 'soleil calme' (l'intensité moyenne du profil) de la raie N IV à 765,15 Å. La deuxième manière consiste à calculer les paramètres moyens à faible et haute activité; tous les profils enregistrés à une date où $f_{10.7}$ était inférieur à 100 donnent lieu à une valeur moyenne pour chaque paramètre, et nous avons fait de même pour tous les profils où $f_{10.7}$ était supérieur à 100. Dans ce dernier cas, représenté sur les figures 7.1(d), 7.1(e), et 7.1(f) pour les mêmes exemples que précédemment, la valeur de $f_{10.7}$ utilisée pour tracer la courbe est simplement la valeur moyenne.

Finalement, nous effectuons aussi un ajustement linéaire sur ces 2 points. Nous obtenons ainsi une variation linéaire théorique (utilisée simplement pour tenter de discerner une tendance dans le comportement des paramètres du réseau avec l'activité) de la forme

$$P(f_{10.7}) = a * f_{10.7} + b$$

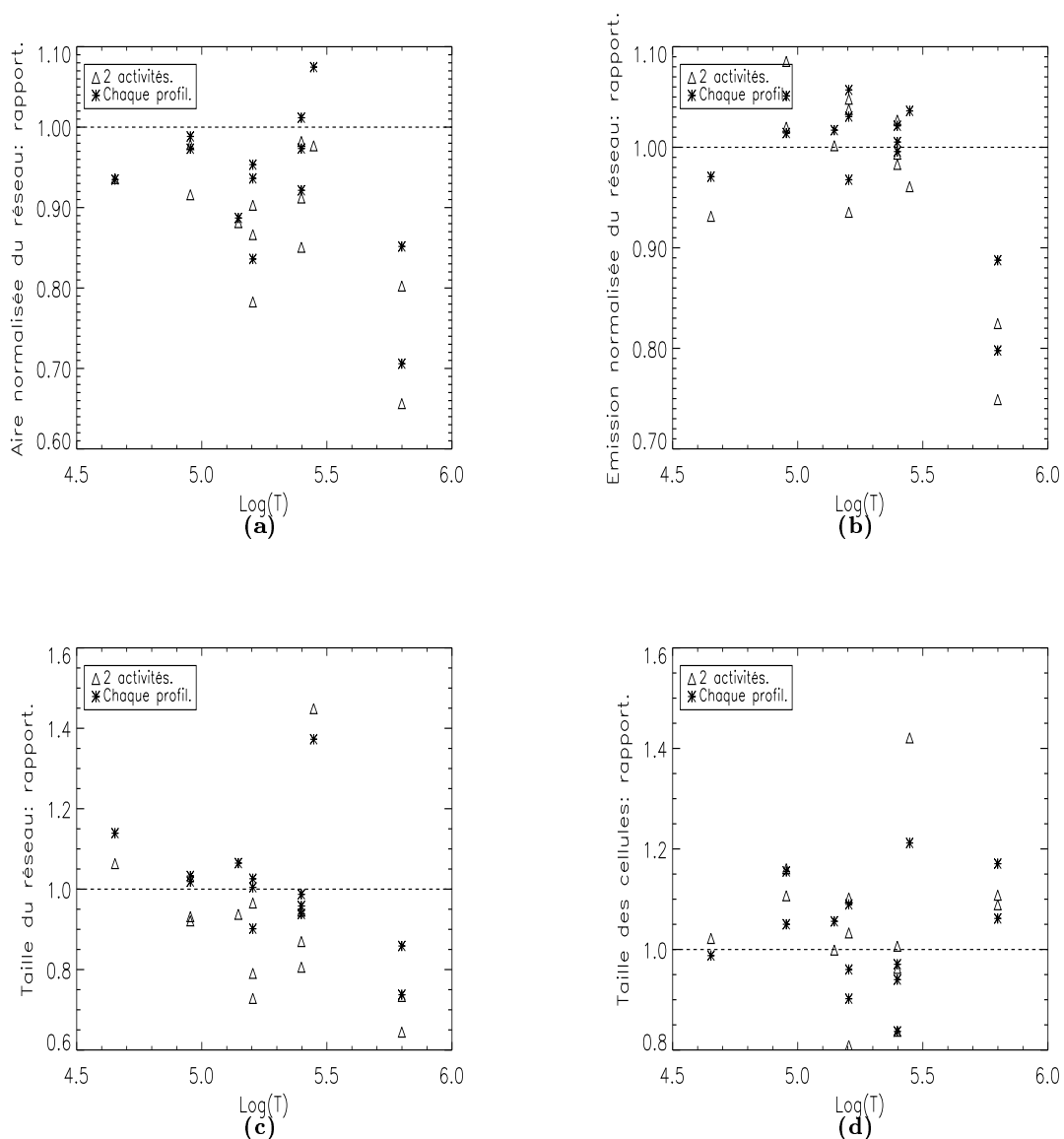


FIG. 7.2: Variation du réseau avec l'activité.

Pour représenter le résultat de ces ajustements linéaires, nous avons choisi de tracer les rapports

$$\frac{P(f_{10.7} = 230)}{P(f_{10.7} = 70)}$$

issus des 2 ajustements pour tous les paramètres et pour chaque raie en fonction du logarithme de la température de formation de ces dernières. Ce choix exacerbe les variations issues des ajustements; un rapport supérieur à 1 signifie une augmentation avec l'activité tandis qu'un rapport inférieur à 1 indique une diminution. Ce sont les figures 7.2(a) à 7.2(d), et 7.3(a) à 7.3(c). Sur chacune d'entre elles, nous avons tracé la limite séparant l'augmentation (au-dessus) ou la diminution (au-dessous) du paramètre avec l'activité représentée par l'indice décimétrique.

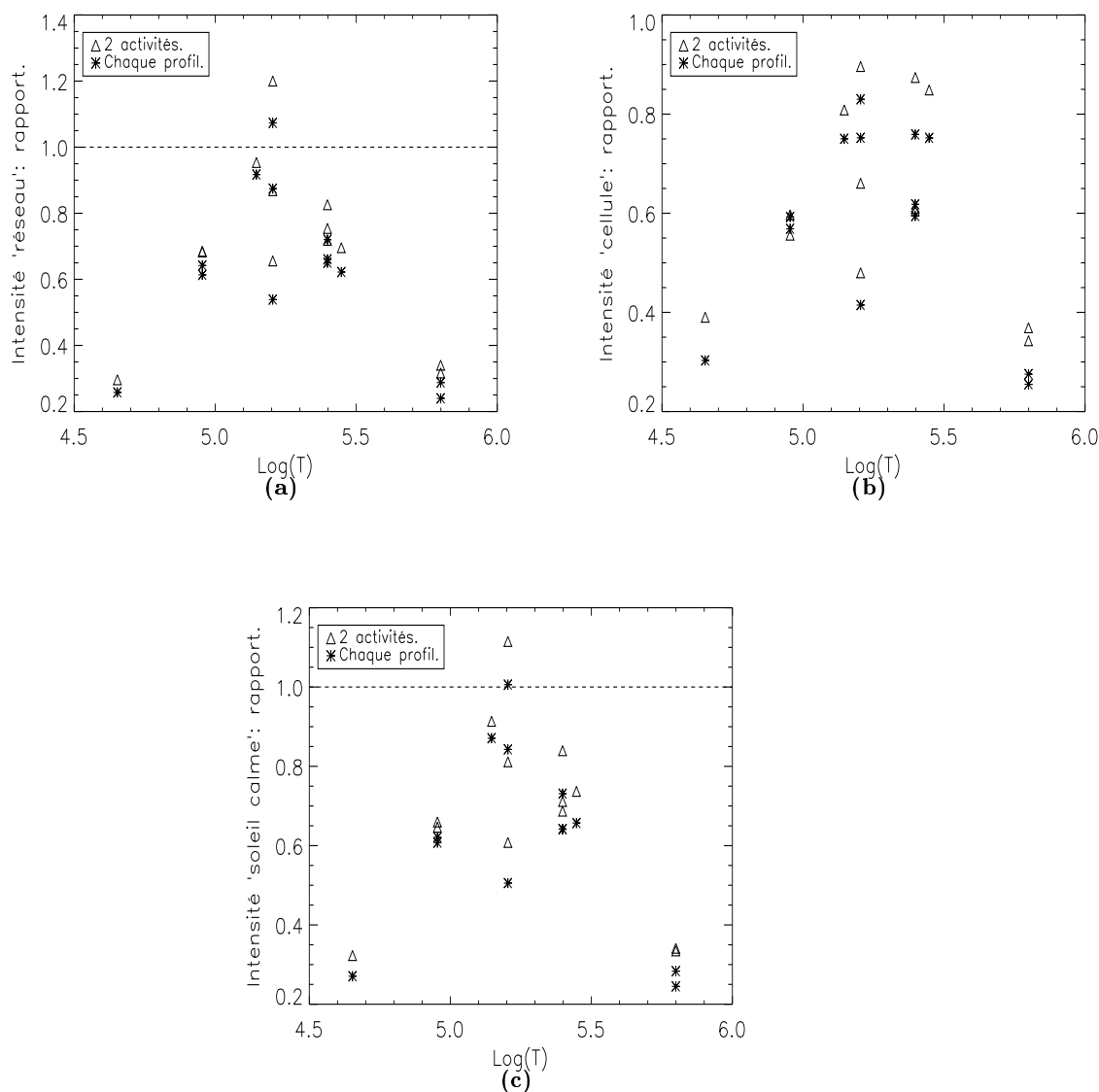


FIG. 7.3: Variation de l'intensité soleil 'calme' avec l'activité.

III Résultats et discussion.

Malgré la dispersion des résultats, il est possible d'obtenir diverses tendances sur la variation des paramètres du réseau avec l'activité. La première observation concerne la forte dispersion des intensités à l'intérieur des régions calmes, quelque soit l'activité, comme en témoigne les figures 7.1(a) et 7.1(c). Pour mieux s'en rendre compte, nous avons tracé les intensités pour chaque zone de 5 arcsecondes dans la figure 7.4 pour la raie N IV à $765,15 \text{ \AA}$; les 1600 premiers points sont les intensités des zones 'réseau', puis suivent les intensités des cellules. Pour chaque catégorie, on observe sans difficulté des écarts d'un facteur 3, et on atteint facilement un facteur 5 pour les intensités soleil calme. Cette dispersion est bien supérieure à l'incertitude des données.

Commentons maintenant les courbes 7.2(a) à 7.2(d). La courbe concernant l'aire normalisée montre en majorité une diminution avec l'activité. Ceci est en accord avec Kariyappa and Sivarman (1994). L'émission normalisée et les tailles du réseau et des cellules ne montrent pas de variation sensible. Nous concluons que nous n'observons donc pas de changements importants de

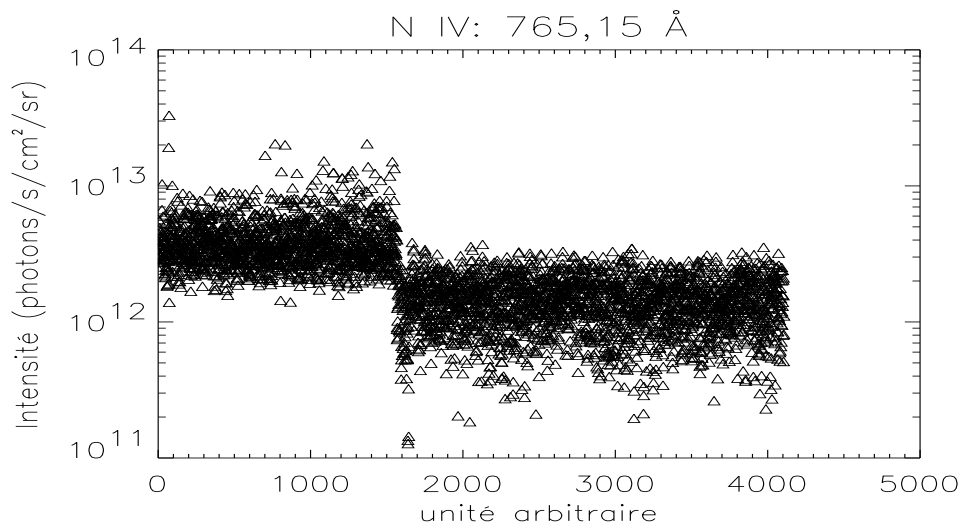


FIG. 7.4: Toutes les intensités observées de la raie N IV à 765,15 Å.

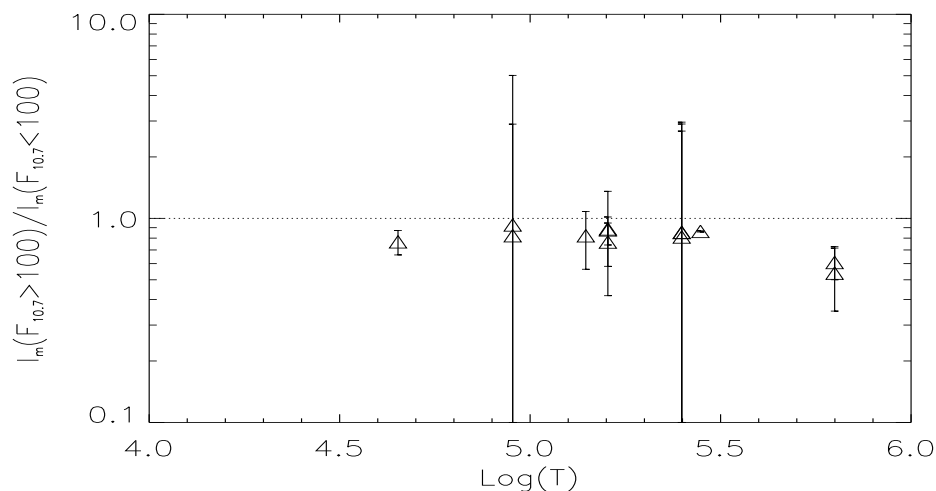


FIG. 7.5: Rapport des intensités moyennes du soleil calme à haute et faible activité solaire déduites d'une loi lognormale.

la structure réseau/cellule dans les zones calmes du soleil avec l'activité solaire, bien qu'il existe des indications pour une diminution de l'espace occupé par le réseau. Enfin, un comportement majoritaire apparaît pour les intensités du réseau et des cellules, et l'intensité 'soleil calme'; elles semblent toutes diminuer avec l'activité solaire, ce qui est pour le moins surprenant. Avant d'en discuter, notons que l'intensité de cette diminution est similaire pour les trois zones, ce qui indique qu'il n'existe pas de différence dans la variation de l'intensité avec l'activité entre le réseau et les cellules. Ceci est en accord avec Schühle et al. (2000). Pour discuter de la diminution des intensités avec l'activité observée, il convient de questionner la représentativité des données; pour cela, on peut observer la figure 7.1(c), où les intensités moyennes de chaque profil spatial vu dans la raie de l'ion N IV ont été tracées avec leurs barres d'erreur instrumentale de SUMER. Le cas de la raie N IV à 765 Å est représentatif des autres raies. On peut y voir que les mesures effectuées à faible activité ($f_{10.7}$ compris entre 70 et 80) sont la cause principale de la diminution observée, ou plus exactement de la pente négative de l'ajustement. La grande dispersion des intensités des zones calmes du soleil (déjà rapportée par exemple Vernazza and Reeves (1978) et Mariska (1992)) pourrait expliquer cette tendance si ces profils étaient mesurés par hasard

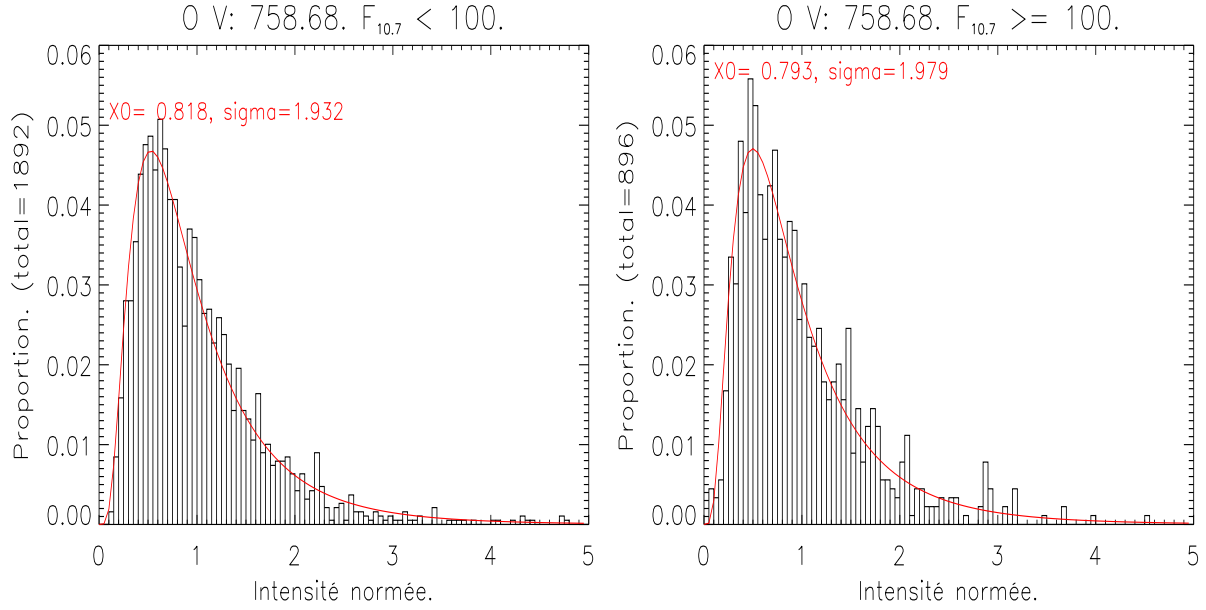


FIG. 7.6: Ajustement de la distribution des intensités normées à forte et faible activité.

dans une zone calme relativement rayonnante ; en fait, ces mesures proviennent néanmoins de 5 zones calmes différentes réparties de novembre 1996 à mars 1997 et il donc peu probable qu'un tel artefact explique nos observations. De plus, les mesures à basse activité des raies des ions C II et O VI ne proviennent pas des mêmes fichiers bien qu'elles conduisent elles aussi à une diminution. La méthode utilisée pour calculer les intensités, présentée dans le chapitre 5, est la même pour tous les fichiers traités, et ceci exclut donc une différence de traitement. Finalement, la diminution observée est inférieure aux barres d'erreur, et peut donc être tout à fait fictive. Rappelons cependant que Kariyappa and Sivaraman (1994) ont trouvé une diminution de l'intensité du réseau chromosphérique avec l'activité, et que les indications trouvées dans cette étude pour le réseau de la zone de transition vont dans le même sens. Notons aussi que même en tenant compte des barres d'erreur, il n'est pas possible de discerner une augmentation de l'intensité du réseau, des cellules, ou de l'ensemble, avec l'activité solaire.

Pour étudier plus en détail la variation de l'intensité avec l'activité, nous avons tracé les histogrammes des intensités du réseau et des cellules pour les profils correspondant à un $f_{10.7}$ inférieur et supérieur 100. Puis nous les avons ajustées avec une loi lognormale, qui ne permet pas de distinguer la contribution du réseau et des cellules, mais qui produit un meilleur ajustement que 2 gaussiennes. Rappelons l'expression de cette loi :

$$\rho(x) = \frac{N_0}{x} e^{-\frac{(\ln(x) - \ln(\mu))^2}{2\ln(\sigma)^2}} \quad (7.1)$$

où μ et σ sont la valeur moyenne et l'écart type. Notons qu'au contraire d'une loi normale, ici la valeur moyenne n'est pas égale à la valeur la plus probable (elle en générale plus grande, à cause de la queue de distribution) qui vaut $e^{\ln(\mu) - \ln(\sigma)^2}$. Nous disposons alors de la valeur moyenne et de son écart-type correspondant à une loi lognormale pour les intensités 'soleil calme' à faible et haute activité, puisque ces histogrammes sont construits à partir des intensités 'réseau' et 'cellule'. Le bon accord de l'ajustement avec les données nous indique que la statistique est suffisante. Nous avons tracé le rapport des 2 valeurs moyennes

$$\frac{I_m(f_{10.7} > 100)}{I_m(f_{10.7} < 100)}$$

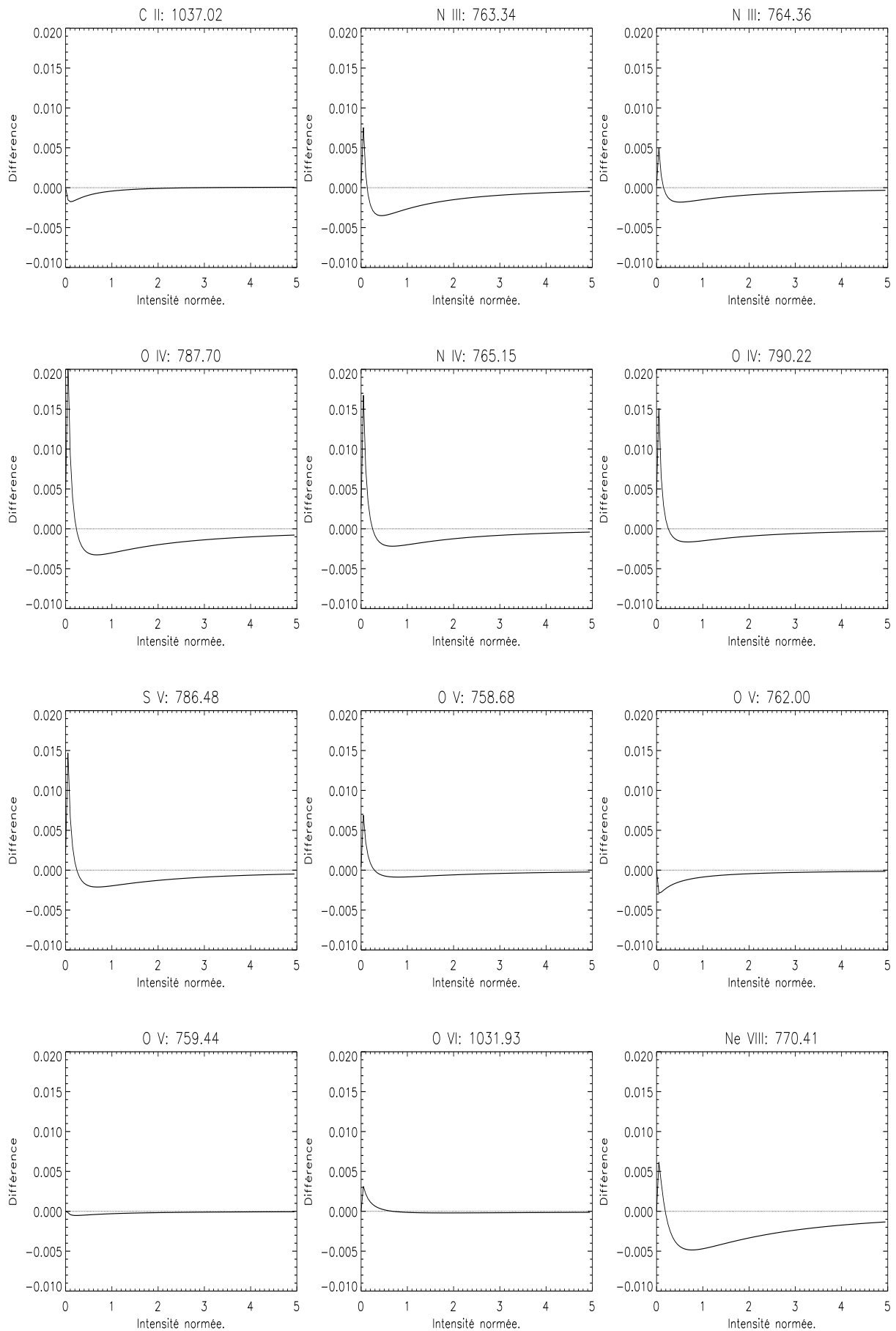


FIG. 7.7: Différence dans la distribution des intensités à forte et faible activité solaire.

et l'erreur sur ce rapport déduits des écart-type sur la figure 7.5. Nous retrouvons le résultat précédent, où les intensités mesurées à basse activité solaire sont supérieures à celles mesurées à plus forte activité. Pour voir si une partie de la distribution jouait un rôle particulier dans cette variation, nous avons effectué le même ajustement sur les intensités normées (divisées par l'intensité moyenne du profil auxquelles elles appartiennent) ; l'ajustement est représenté sur la figure 7.6 pour la raie O V à 758,68 Å, et est représentatif de l'ensemble. Sur la figure 7.7, nous avons tracé la différence entre la distribution obtenue à forte activité et celle obtenue à basse activité pour chaque raie (à l'exception de la raie Ne VIII à 780,33 Å pour des questions de présentation). On peut y voir que dans tous les cas, la queue de distribution est supérieure pour les mesures effectuées à faible activité, et pour la majorité des raies, le début de la distribution ($I_{norm} \lesssim 0,3$) est supérieur à forte activité. Ceci signifie que la proportion des zones de 5 arcsecondes qui contribuent peu à l'émission totale dans nos données est supérieure à forte activité, tandis que celle des zones qui contribuent plus est inférieure. Alors, la plus faible intensité 'soleil calme' à forte activité est due principalement à la baisse de contribution des zones pour lesquelles $I_{norm} \gtrsim 0,4$, c'est à dire principalement du réseau.

Conclusion.

Dans cette partie, nous nous sommes servis des données du spectromètre SUMER pour étudier la répartition de l'émission du soleil calme en fonction de la température et de l'activité solaire. Nous avons retrouvé les caractéristiques générales du réseau de la région de transition chromosphère-couronne, ainsi que leur évolution jusque vers des températures 'pré-coronales'. Nous avons montré que la variation de l'espace occupé par le réseau est principalement due à celle de la taille des zones 'réseau', et non à la variation de leur nombre. Nous n'avons pas trouvé de changements importants dans la structure du réseau à basse et forte activité solaire, malgré une indication pour la diminution de l'espace occupé par le réseau avec l'augmentation de l'activité. Finalement, nos données n'indiquent pas d'augmentation de l'émission des zones 'soleil calme' au cours du cycle solaire ; au contraire, il y a une indication pour une baisse d'intensité même si celle-ci est peut être conditionnée par les zones observées et peut s'expliquer par la dispersion intrinsèque de l'émission. Enfin, nous avons montré que cette baisse (réellement présente dans nos données, mais pas forcément représentative de l'ensemble des zones 'soleil calme' à différentes activités) d'intensité est due principalement à une diminution de la contribution des zones identifiées comme appartenant au réseau.

Cette étude est importante dans le cadre de la partie suivante. En effet, Warren et al. (1996, 1998a,b) ont suggéré de modéliser le rayonnement EUV solaire en déterminant un flux caractéristique pour 3 régions, quelque soit la période du cycle : région calme, trou coronal, et région active. Il était donc important de savoir si l'émission des régions calmes variait avec l'activité et de quelle manière. Notre étude ne montre pas de variation au cours du cycle supérieure à la variation entre région calme pour une même activité (voir par exemple les courbes 7.1(c) et 7.4) ; il semble par conséquent adapté de déterminer un flux caractéristique pour les régions calmes, sujet que nous entreprenons dans la suite de ce manuscrit.

Cinquième partie

Sur la modélisation du flux EUV solaire.

Table des Matières

8	Théorie	135
I	Introduction	135
II	La mesure d'émission différentielle.	137
II.1	Définition.	137
II.2	Hypothèses.	139
II.3	Résolution	142
III	Extrapolation à l'irradiance.	146
III.1	Variation centre-bord.	146
III.2	Extrapolation a 1 AU.	150
9	Modélisation : développement et résultats.	153
I	Introduction.	153
II	Correction de la variation centre-bord.	154
II.1	Modèle d'atmosphère.	154
II.2	Calcul théorique.	155
II.3	Application aux données.	156
III	Calcul des mesures d'émission différentielles.	159
III.1	Mesure d'émission différentielle "soleil calme".	160
III.2	Mesure d'émission différentielle "trou coronal".	164
III.3	Conclusion.	164
IV	Modéliser la variabilité du flux.	166
IV.1	Méthode.	166
IV.2	Données disponibles.	168
IV.3	Résultats et comparaison.	168
V	Conclusion.	171
10	Quelles mesures pour modéliser le flux solaire EUV ?	173
I	Détermination des raies pour une mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.	173
I.1	Introduction.	173
I.2	Étude.	173
II	Mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.	176
II.1	Principe.	176
II.2	Ajustement et calcul des irradiances observées.	176
II.3	Inversion.	177
III	Comparaison des spectres d'irradiance calculés et mesurés.	178
IV	Variation du flux.	180
V	Conclusion.	184

Chapitre 8

Théorie

I Introduction

Comme déjà mentionné dans le chapitre d'introduction, la modélisation du flux EUV solaire a souffert des difficultés technologiques d'observation ; à la fois la précision et la durée des mesures (il faudrait au moins couvrir un cycle avec un même instrument stable) du flux sont nécessaires pour acquérir une connaissance précise de sa variation. Les modèles les plus employés, décrits dans le chapitre 1, sont basés sur des ajustements empiriques entre des indices d'activités facilement mesurables (dont le plus utilisé est $f_{10.7}$) et les mesures disponibles. Malheureusement, il existe des désaccords entre eux et avec les mesures (Lean, 1990). Warren et al. (1996, 1998a,b) ont proposé une méthode de modélisation radicalement différente et relativement plus physique, basée sur le principe qu'il est possible de déterminer un spectre caractéristique pour chacune des 3 grandes structures de la haute atmosphère solaire : région calme, trou coronal, et région active. L'utilisation de ces zones, bien qu'aucune définition rigoureuse de leurs caractéristiques n'existe, présente l'avantage de pouvoir estimer leur taille de la Terre, par exemple à partir d'images de la chromosphère dans la raie du Ca II (Johannesson et al., 1995). Une autre possibilité serait d'utiliser les images solaires prises dans le domaine radio, par exemple avec le radio-héliographe de Nançay, à l'observatoire de Paris. La détermination des spectres caractéristiques repose sur le concept de la mesure d'émission différentielle (DEM) déjà introduit au chapitre 3. La modélisation repose alors principalement sur deux étapes (explicitées sur la figure 8.1) :

- déterminer un flux caractéristique de chaque zone par le biais d'une DEM représentative.
- déterminer la proportion du disque solaire occupée par chacune de ces zones. Une simple règle de 3 permet alors en principe de calculer le flux solaire EUV total.

Les questions soulevées par ce concept sont notamment la variabilité de l'émission de chaque zone, à la fois intrinsèque (par exemple, l'émission est-elle la même partout dans une région calme ? Comment celle-ci varie entre différentes régions calmes ?), en fonction de la position de ces régions (variation centre-bord) et en fonction de l'activité solaire. Ces questions ont été en grande partie traitées dans le chapitre précédent, et à partir des réponses que nous avons apportées nous discuterons de l'utilisation des données acquises par l'instrument SUMER dans ce contexte, ainsi que des résultats auxquels elle mène pour le calcul de DEM. Notons ici que l'intérêt principal de ces données provient de leur bonne calibration ainsi que du large éventail d'activités solaires qu'elles représentent. La deuxième (et prochaine) section est consacrée à l'étude théorique de la mesure d'émission différentielle, et à la résolution mathématique de l'équation qui y conduit. Nous verrons ensuite comment prendre en compte la variation de l'émission du centre au bord du disque solaire. Dans le chapitre suivant, nous présenterons les résultats obtenus et discuterons de leur pertinence. Enfin, le dernier chapitre propose une extension de la méthode en considérant le disque solaire sans résolution spatiale ; nous y chercherons une mesure d'émission différentielle pour le soleil entier obtenue à partir d'un minimum de raies, dans le contexte d'une application

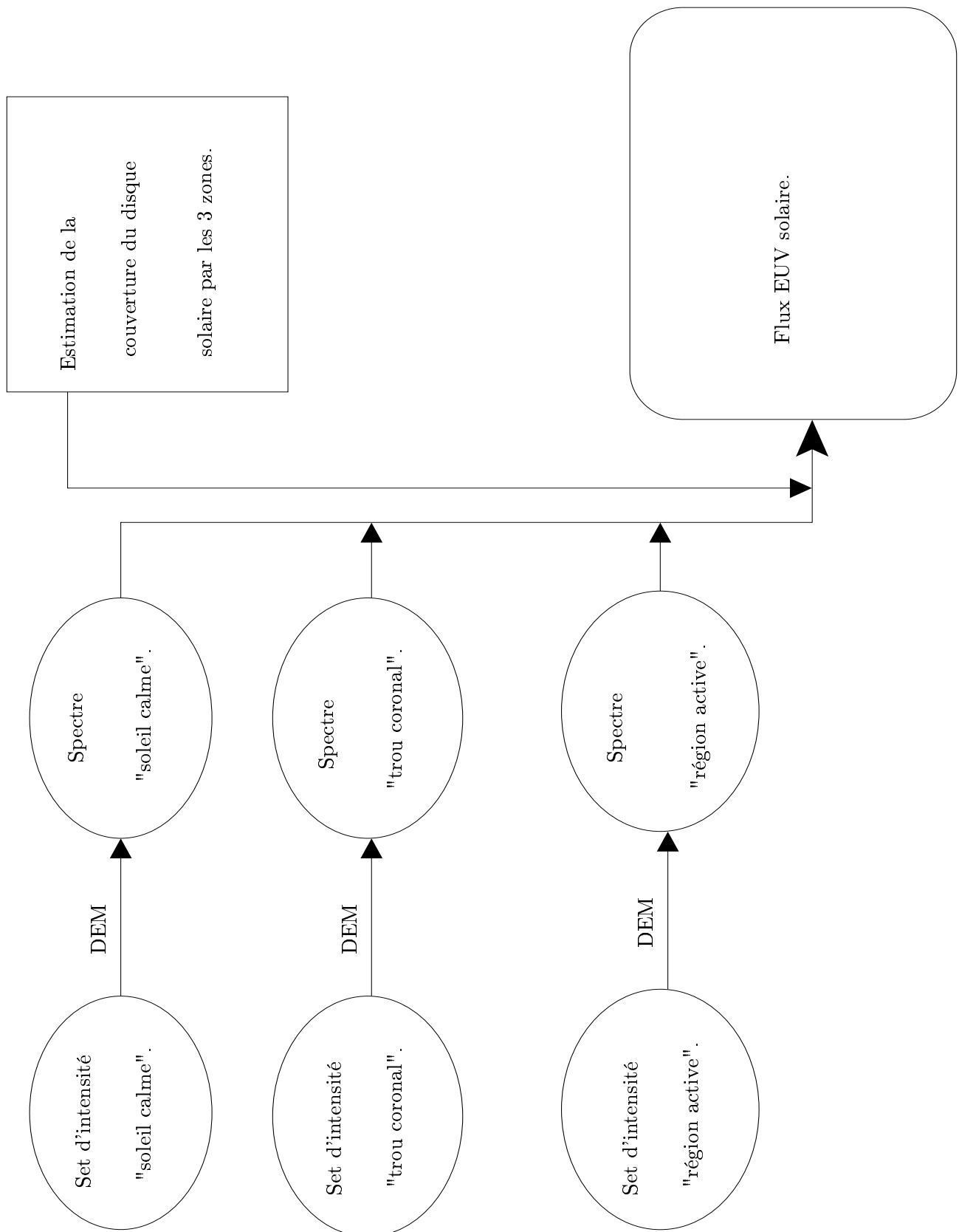


FIG. 8.1: Concept de la modélisation.

spatiale.

II La mesure d'émission différentielle.

II.1 Définition.

La mesure d'émission différentielle ζ est définie par l'équation

$$I(\lambda) = \int G(\lambda, T) \zeta(T) dT \quad (8.1)$$

déjà présentée dans le chapitre 3. Il suffit en principe d'inverser l'intégrale pour avoir ζ , qui dépend des conditions physiques le long de la ligne de visée. Une fois cette variable connue, on peut en théorie calculer l'intensité émergente d'autres raies vérifiant cette équation.

Nous discutons dans cette section de l'expression de ζ ; en reprenant l'expression 3.50 du chapitre 3 et en écrivant l'identité $ds = \frac{ds}{dT} dT$, l'équation 8.1 conduit à

$$\zeta = n_e^2 \frac{ds}{dT} = n_e^2 (\nabla T)^{-1} \quad (8.2)$$

¹ où ∇T et ds sont le gradient de température et l'élément de longueur le long de la ligne de visée. Cependant, cette définition suppose que l'on mesure l'intensité émise par unité de surface. Ce n'est bien entendu pas le cas, et il faut en toute rigueur prendre en compte l'aire observée, et diviser par conséquent le membre de gauche par cette aire. En fait, et suivant Craig and Brown (1976b), il faudrait écrire avec cette fois $I(\lambda)$ l'intensité émise par l'aire observée,

$$I(\lambda) = \int \int \int G(\lambda, T) n_e^2(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (8.3)$$

où $d^3\vec{r}$ est l'élément de volume

$$d^3\vec{r} = dS \cdot ds = dS \cdot \frac{ds}{dT} dT \quad (8.4)$$

avec dS l'élément de surface, s l'altitude (ou la distance à l'observateur le long de la ligne de visée), et T la température. Considérons, comme c'est le cas pour les raies de résonance, que la fonction $G(\lambda, T)$ est bien indépendante de la concentration électronique.

Si une seule structure est comprise dans la surface $A = \int \int dS$, alors

$$I(\lambda) = \int G(\lambda, T) \left[\int \int n_e^2 \frac{ds}{dT} dS \right] dT = A \int G(\lambda, T) n_e^2 \frac{ds}{dT} dT \quad (8.5)$$

Si ce n'est pas le cas, on peut les différencier en créant un élément de volume isotherme qui prend l'expression suivante (toujours selon Craig and Brown (1976b)) :

$$dV^T = \sum_i dV_i = \sum_i \left(\int \int_{A_i} \frac{ds}{dT} dS \right) dT \quad (8.6)$$

¹Notons que suivant l'expression utilisée pour $G(\lambda, T)$, la DEM peut s'exprimer comme $n_e n_H (\nabla T)^{-1}$, où n_H est la concentration de l'hydrogène; on passe de l'une à l'autre des définitions en utilisant l'égalité $n_H = \frac{n_H}{n_e} n_e$; le rapport $\frac{n_H}{n_e}$ vaut $\frac{9}{11} \simeq 0,82$ pour un plasma complètement ionisé et composé à 90% d'hydrogène et à 10% d'hélium. L'expression couramment employée est celle de l'équation 8.2, bien que l'autre expression permet de ne pas avoir à estimer le rapport n_H/n_e .

avec A_i les surfaces à température T_i . L'équation 8.3 devient alors

$$I(\lambda) = \int_T G(\lambda, T) \sum_i \left(\int_{A_i} n_e^2 \frac{ds}{dT} dS \right) dT \quad (8.7)$$

et la mesure d'émission différentielle s'écrit

$$\zeta(T) = \sum_i \left(\int_{A_i} n_e^2 \frac{ds}{dT} dS \right) \quad (8.8)$$

Cette définition prend en compte l'existence de sous-structures à différentes températures dans l'aire observée. On peut alors écrire

$$\zeta(T) = n_0^2 \frac{dV^T}{dT} \quad (8.9)$$

avec

$$n_0^2 = \frac{\sum_i \left(\int_{A_i} n_e^2 \frac{ds}{dT} dS \right)}{\sum_i \left(\int_{A_i} \frac{ds}{dT} dS \right)} \quad (8.10)$$

Pour retrouver la dimension usuelle de la DEM ($cm^{-5}K^{-1}$), on écrira

$$\zeta(T) = \frac{1}{A_i} \sum_i \left(\int_{A_i} n_e^2 \frac{ds}{dT} dS \right) \quad (8.11)$$

Pour expliciter la dépendance le long de la ligne de visée (ou en température) de la concentration électronique, Sylwester et al. (1980) ont introduit un volume à température et concentration électroniques constantes $v(n_e, T)$ tel que

$$\int_{T=0}^{\infty} \int_{n_e=0}^{\infty} v(n_e, T) dT dn_e = \int \int \int d^3\vec{r} = V \quad (8.12)$$

En introduisant la distribution des électrons $\mu(n_e, T)$, on obtient les relations suivantes

$$n_e v(n_e, T) = n_e d^3\vec{r} = dN(n_e, T) = N \mu(n_e, T) dn_e dT \quad (8.13)$$

où N est le nombre total d'électrons dans le volume vu par l'observateur, et $dN(n_e, T)$ est le nombre total d'électrons pour lesquels la concentration électronique est comprise entre n_e et $n_e + dn_e$ et la température entre T et $T + dT$. Alors, avec 8.13 et 8.2, on a

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= \int \int \int G(\lambda, T) n_e^2 d^3\vec{r} = \int \int G(\lambda, T) n_e N \mu(n_e, T) dn_e dT \\ &= \int_{T=0}^{\infty} G(\lambda, T) \left[N \int_{n_e=0}^{\infty} n_e \mu(n_e, T) dn_e \right] dT, \end{aligned} \quad (8.14)$$

soit

$$\zeta(T) = N \int_{n_e=0}^{\infty} n_e \mu(n_e, T) dn_e, \quad (8.15)$$

qui peut encore s'écrire sous la forme

$$\zeta(T) = N \overline{n_e(T)} \int_{n_e=0}^{\infty} \mu(n_e, T) dn_e \quad (8.16)$$

avec

$$\overline{n_e(T)} = \frac{\int n_e \mu(n_e, T) dn_e}{\int \mu(n_e, T) dn_e} \quad (8.17)$$

Exprimée sous cette forme, la DEM est le produit du nombre d'électrons à température T présents dans le volume vu par l'observateur, par leur concentration moyenne à cette température.

Enfin, dans le cas où la fonction de contribution dépend de la concentration électronique, il faut utiliser des éléments de volume basés sur des surfaces isothermes *et* isodenses. Brown et al. (1991) ont introduit cet élément de volume de la façon suivante

$$dV = dL_{n_e, T} \frac{dn_e dT}{|\nabla T| |\nabla n_e| \sin \theta_{n_e, T}} \quad (8.18)$$

où $L_{n_e, T}$ est la ligne d'intersection des surfaces à température constante S_T et à densité constante S_{n_e} , et $\theta_{n_e, T}$ est l'angle entre les vecteurs ∇T et ∇n_e (les gradients sont dans les directions perpendiculaires aux surfaces). Alors la mesure d'émission différentielle en température *et* en concentration électronique est définie par l'expression

$$I(\lambda) = \int_{n=0}^{\infty} \int_{T=0}^{\infty} G(\lambda, T, n_e) \Phi(T, n_e) dn_e dT \quad (8.19)$$

telle que

$$\Phi(T, n_e) = \int_{L_{n_e, T}} \frac{n_e^2 dL_{n_e, T}}{|\nabla T| |\nabla n_e| \sin \theta_{n_e, T}} \quad (8.20)$$

Si les surfaces S_T et S_{n_e} coïncident, $\theta_{n_e, T} = 0$ et on ne peut pas utiliser ces définitions, mais une alternative nécessitant le calcul de $n_e(T)$ est alors possible (Brown et al., 1991).

Le calcul des DEM dans ce chapitre n'est pas destiné à étudier le plasma qui émet le rayonnement mais à recalculer l'intensité émergente d'autres raies. Par conséquent, puisque le sens physique précis de la DEM est d'importance moindre dans notre cas, nous emploierons l'expression 8.2. Nous continuerons à utiliser l'équation 8.1 pour des raies dont la fonction de contribution dépend de la concentration électronique, malgré son inexactitude. Ce dernier cas est discuté dans la section suivante. Finalement, nous utiliserons souvent comme intensité émergente la valeur moyenne obtenue à partir de nombreuses mesures réparties dans le temps et à différents endroits du disque solaire. La DEM calculée avec ces intensités est alors elle aussi une mesure différentielle moyenne (l'opérateur intégrale est distributif vis à vis de l'addition).

II.2 Hypothèses.

Explicitons les hypothèses que nous allons faire en nous servant de l'équation 8.1. Tout d'abord, nous supposons qu'il n'y a pas d'absorption le long de la ligne de visée, c'est à dire nous faisons l'approximation d'un rayonnement optiquement mince. Cette dernière est rigoureusement exacte si la profondeur optique τ de la raie est nulle, mais est généralement considérée comme valable lorsque $\tau < 1$. La vérification de cette hypothèse dépend donc de la transition pour laquelle nous écrivons l'équation 8.1. Notons tout de suite qu'elle n'est pas vraie en générale pour les raies de l'hydrogène et de l'hélium, ces deux éléments étant trop abondants.

Finalement, nous faisons plusieurs autres hypothèses sur l'état du plasma, lors du calcul de la fonction de contribution : la distribution des électrons est mawxellienne ; cette hypothèse n'est pas tout à fait exacte dans la région de transition (Pinfield et al., 1999), mais nous l'utilisons car les calculs des paramètres atomiques s'en trouve grandement simplifiés. Nous supposons aussi que le degré d'ionisation des atomes et le peuplement des niveaux sont à l'équilibre. De plus, ces derniers sont calculés en négligeant certains processus, comme les collisions avec les protons ou les réactions d'échange de charge et nous supposons que les équilibres d'ionisation et d'excitation

peuvent être calculés séparément. Ces calculs sont explicités dans le chapitre 3. Enfin, nous supposerons les abondances élémentaires constantes dans l'atmosphère solaire; il existe cependant un effet "FIP" (pour First Ionization Potential) qui influe sur l'abondance des éléments dans l'atmosphère solaire en fonction de la valeur du potentiel d'ionisation de l'atome correspondant. Typiquement, certaines mesures montrent que les abondances coronales des éléments possédant un faible FIP ($\leq 10 \text{ eV}$) sont de l'ordre de 4 fois supérieures aux abondances photosphériques, tandis que l'abondance des éléments à fort FIP ($> 10 \text{ eV}$) reste constante (voir par exemple Mohan et al. (2000)).

Cas des raies pour lesquelles G dépend de n_e . Nous avons vu dans le chapitre 3 que pour des raies de résonance, dont le niveau excité se forme principalement par collisions à partir du niveau fondamental puis se dépeuple en majorité lors d'une transition dipolaire électrique vers un niveau inférieur, nous avons $G(\lambda, T, n_e) \simeq G(\lambda, T)$ en utilisant une distribution maxwellienne pour le calcul des paramètres atomiques. Pour ces raies-là, l'équation 8.1 est valable telle qu'elle est écrite. Pour les autres raies, nous utiliserons l'hypothèse supplémentaire qui consiste à considérer la pression constante dans le calcul de la fonction de contribution; alors la concentration électronique est parfaitement déterminée à partir de la température et de la pression. Cette hypothèse se vérifie en partie dans la région de transition, où comme montré dans le chapitre B, la distance sur laquelle change la pression est négligeable devant l'épaisseur de la région de transition. Pour choisir la valeur de cette pression, nous avons effectué un travail bibliographique; suivant Mariska (1992), les valeurs de concentrations électroniques présentes dans la littérature ont été répertoriées en fonction de la température en fonction de la région d'observation (région calme, trou coronal, ou région active). On trouvera la liste des travaux utilisés en annexe A. Les courbes qui en résultent sont montrées dans la figure 8.2 dans l'ordre suivant : région calme, trou coronal, et région active. Les droites en pointillés représentent les courbes à pression constante pour les valeurs $10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, $10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ et $10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (l'exposant correspondant est noté au-dessus de chacune d'elles). La courbe en trait plein correspond à la pression moyenne obtenue à partir de toutes les mesures; dans le même ordre que précédemment, ces valeurs sont : $10^{14,9} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, $10^{14,28} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, et $10^{16,02} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. Notons que le passage au Pascal (unité de pression conforme au système international, $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ kg/m/s}^2$) se fait par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann :

$$P(\text{Pascal}) = P(\text{cm}^{-3} \text{ K}) * k_b * 10^6$$

Comme on peut le voir, la pression n'est pas rigoureusement constante à travers l'atmosphère solaire, et ceci quelle que soit la région utilisée. La courbe concernant les mesures effectuées pour les régions calmes du soleil montre notamment une dispersion non-négligeable; nous avons repris pour cette courbe les mesures rapportées par Mariska (1992) et y avons ajouté celles publiées plus récemment. En fait, les données récentes (publiées depuis 1990) sont en bon accord entre elles puisque les 10 pressions issues de 5 travaux différents sont comprises entre $10^{14,7} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ et $10^{15,28} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (avec une moyenne de $10^{15,02} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$). Nous adopterons donc la valeur de $10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$. Un point semble en net désaccord avec les autres pour la courbe qui concerne les trous coronaux; d'un autre côté Warren and Hassler (1999) ont trouvé une pression très proche de $10^{14,2} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ à l'intérieur d'un trou coronal dans l'intervalle $10^{4,5} \text{ K} < T < 10^6 \text{ K}$. Puisque celle-ci est similaire à la valeur moyenne obtenue ici, nous l'utiliserons. Finalement, la pression à l'intérieur des régions actives semble relativement constante; les points de la figure sont issus de 8 travaux différents. Cette observation est peut être la plus surprenante puisque l'on pouvait s'attendre à ce que celle-ci varie en fonction par exemple de l'intensité des régions. Nous utiliserons, lorsque cela est nécessaire, une pression égale à $10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ pour les régions actives.

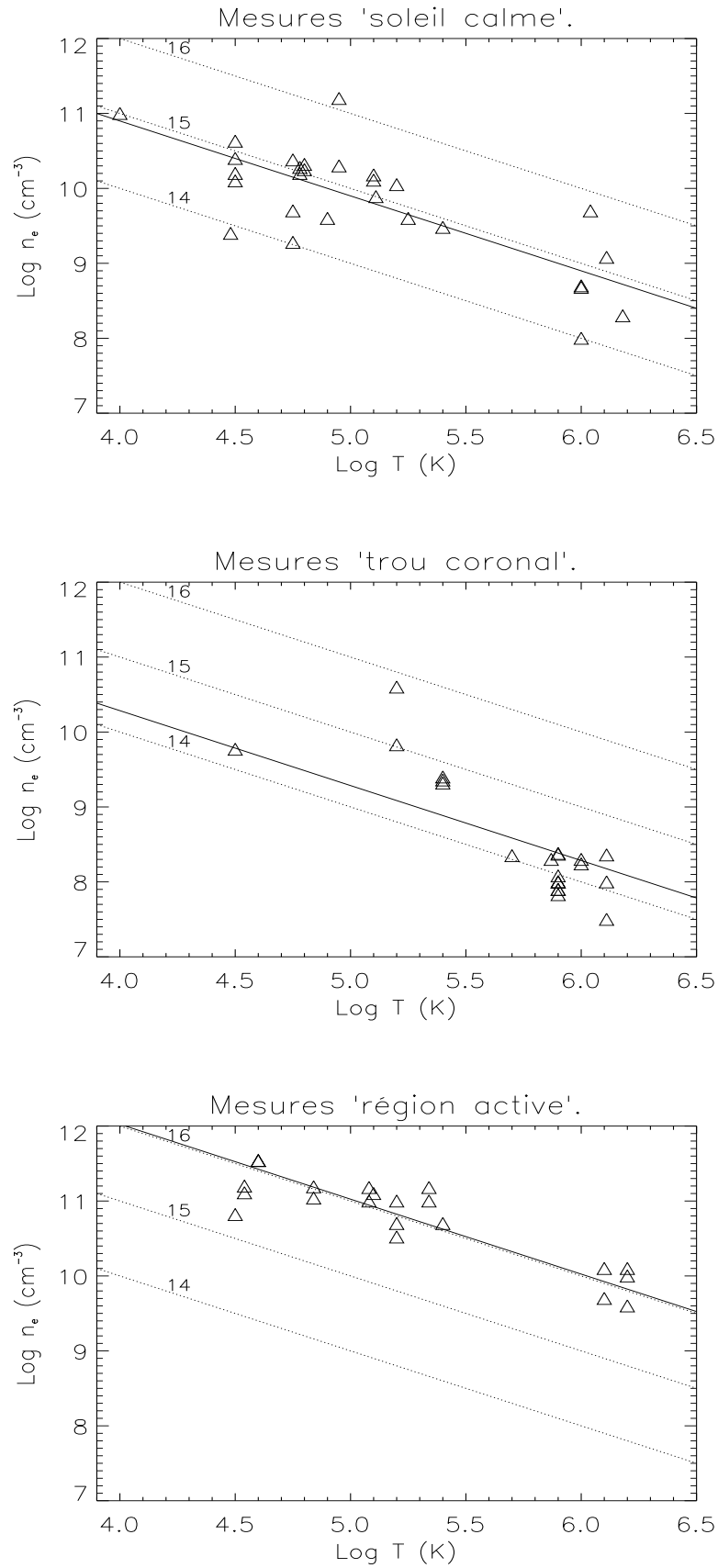


FIG. 8.2: Concentration électronique en fonction de la température.

II.3 Résolution

Avant d'aborder le problème mathématique précis qui nous concerne, nous introduisons brièvement la décomposition en valeurs singulières (SVD) d'une matrice et les notions associées qui seront utiles.

II.3.1 Résolution d'un système d'équations linéaire par SVD :

Soit un système de m équations linéaires à n inconnues. Le système peut se mettre sous la forme matricielle :

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{b} \quad (8.21)$$

où A est une matrice $m \times n$, x un vecteur à n composantes, et b un vecteur à m composantes. Choisissons A et b connus, x étant la fonction recherchée. Si une des équations linéaires est une combinaison linéaire des autres, la matrice est dégénérée en ligne, et si toutes les équations comprennent certaines variables sous exactement la même combinaison, alors la matrice A est dégénérée en colonne. Dans les deux cas, on dit que la matrice est singulière.

Théorème SVD : La matrice A peut se décomposer en valeurs singulières sous la forme suivante :

$$\mathbf{A} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{V}^T \quad (8.22)$$

où :

- U est une matrice $m \times n$.
- W est une matrice carrée $n \times n$ diagonale, et dont les éléments $w_j \equiv w_{jj}$ sont les valeurs singulières.
- V est une matrice carrée $n \times n$.

Si $m < n$, alors les éléments w_j pour $j=m+1, \dots, n$ sont nuls ainsi que les colonnes correspondantes de la matrice U .

Le nombre de conditions de la matrice A est défini comme le rapport du plus grand w_j sur le plus petit w_j . La matrice est singulière si ce nombre est infini, elle est mal-conditionnée si ce nombre est trop grand (donc si son inverse est trop petit par rapport à la précision de la machine). Si A est singulière, la solution est "sur conditionnée", et on peut trouver un x tel que $A \cdot x = 0$. Le sous-espace de x correspondant est l'espace nul, et sa dimension s'appelle la nullité de A . Néanmoins, il existe aussi un sous-espace de b qui peut être atteint parfaitement par A . Ce sous-espace s'appelle le range de A , et sa dimension le rank de A . On a :

$$nullite(\mathbf{A}) + rank(\mathbf{A}) = N \quad (8.23)$$

La décomposition en valeurs singulières de A construit des bases orthonormales de ces deux sous-espaces : les colonnes de U correspondant aux w_j différents de 0 forment une base du range de A . Les colonnes de V correspondant aux w_j égaux à 0 forment une base de l'espace nul de A . Si b est dans le range de A , comme la matrice est singulière, il existe plusieurs solutions possibles pour x (puisqu'on peut lui rajouter une combinaison des vecteurs de base de l'espace nul de A sans modifier le résultat). La SVD permet de calculer la solution x tel que $\|A \cdot x - b\|^2$ soit le plus petit possible par l'équation :

$$\mathbf{x} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot (\mathbf{U}^T \mathbf{b}) \quad (8.24)$$

où W^{-1} est la matrice diagonale d'éléments $1/w_j$, et où on a remplacé les éléments où w_j est très petit par 0 (dans la pratique, le choix des w_j qui sont mis à zéro se fait de manière empirique). Si b n'est pas dans le range de A , on peut quand même trouver la meilleure solution au sens des

moindres carrés en utilisant la même équation.

La décomposition en valeurs singulières permet d'extraire la base d'un sous espace associé à un ensemble de vecteur : pour connaître la base du sous espace engendré par n vecteurs dans un espace à m dimensions, on peut effectuer la SVD sur une matrice A de dimension $m \times n$ dont les n colonnes sont les vecteurs en question. Alors les colonnes de la matrice U sont les vecteurs de base du sous-espace. Si certaines valeurs singulières sont nulles (ou très petites), alors le sous-espace n'était pas de dimension n , et les colonnes de U correspondantes doivent être écartées pour construire la base.

II.3.2 Formulation.

Il s'agit de résoudre le système d'équations intégrales suivant :

$$\left\{ I(\lambda_j) = \int G(\lambda_j, T) \zeta(T) dT \right\}_{j=1, \dots, m} \quad (8.25)$$

On discrétise le problème :

$$\left\{ I(\lambda_j) = \sum_{i=1}^n G(\lambda_j, T_i) \zeta(T_i) \Delta T_i \right\}_{j=1, \dots, m} \quad (8.26)$$

$$\left\{ I(\lambda_j) = \sum_{i=1}^n K(\lambda_j, T_i) \zeta(T_i) \right\}_{j=1, \dots, m}$$

qui se ramène ainsi à un système d'équations linéaires à n inconnues. Si $m > n$, le système est théoriquement soluble. L'équation matricielle s'écrit

$$\mathbf{I} = \mathbf{K} \zeta \quad (8.27)$$

où \mathbf{I} est le vecteur intensité à m composantes, \mathbf{K} la matrice $m \times n$, et ζ le vecteur à n composantes recherché.

La matrice \mathbf{K} n'est pas directement inversable ; on multiplie d'abord par la matrice transposée, afin d'obtenir une matrice carrée inversable. Ainsi, l'équation est théoriquement résolue par

$$\zeta = (\mathbf{K}^T \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{I} \quad (8.28)$$

ou encore, en terme de minimisation,

$$|(\mathbf{K}^T \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{I} - \zeta|^2 = \min \quad (8.29)$$

Malheureusement, la matrice \mathbf{K} , bien que dépendant des raies choisies pour l'inversion, est singulière. Par conséquent, la résolution du système par l'équation 8.29 échoue souvent et des stratégies plus compliquées doivent être mises en place.

II.3.3 Régularisation du second ordre.

Outre la singularité de la matrice \mathbf{K} , l'indétermination sur les variables connues engendre une erreur sur la fonction recherchée. Nous discutons ici les possibles oscillations non-physiques induites dans la solution par cette indétermination et le moyen de les contraindre.

En supposant \mathbf{K} exacte ($\delta\mathbf{K} = 0$), mais une erreur $\delta\mathbf{I}$ sur les intensités, on introduit une erreur $\delta\zeta$ sur la fonction (ou le vecteur) recherchée. Notre équation s'écrit alors

$$\mathbf{K}(\zeta + \delta\zeta) = \mathbf{I} + \delta\mathbf{I} \quad (8.30)$$

soit,

$$\mathbf{K}\delta\zeta = \delta\mathbf{I} \quad (8.31)$$

puisque l'on a choisi ζ étant la solution physique exacte pour \mathbf{I} (nous supposons ici que le problème posé est exact, et la solution unique).

Lemme de Riemann-Lebesque. (voir par exemple Craig and Brown (1976a))

$$\int_a^b f(\nu) \cdot A \sin(m\nu) d\nu \rightarrow 0 \text{ pour } m \rightarrow \infty \quad (8.32)$$

Ce lemme implique que l'on peut trouver une infinité de fonction $z(T)$ telle que

$$\int_a^b G(\lambda, T)(\zeta(T) + z(T)) dT = I(\lambda) + \delta I(\lambda) \quad (8.33)$$

même pour des faibles valeurs de $\delta I(\lambda)$. Ainsi, plus $G(\lambda, T)$ est plat et doux, plus la fonction $z(T)$ a la "place" d'osciller, et plus l'on peut rajouter du bruit à basse fréquence (m ne tend plus nécessairement vers l'infini pour que l'équation 8.32 soit vérifiée). Au contraire, si $G(\lambda, T) = A(\lambda)\delta(T - T_0)$, le lemme 8.32 n'est vérifié que si m est infini. Le problème est alors bien conditionné.

Pour limiter les oscillations non-physiques possibles de la fonction à déterminer, on contraint la fonction recherchée en lui rajoutant une condition de "douceur" sous la forme d'une fonctionnelle. On peut choisir d'imposer que la dérivée seconde de ζ ne soit pas trop grande. On réécrit alors l'équation 8.28 de la manière suivante :

$$(\mathbf{K}^T \mathbf{K} + \mu \mathbf{H})\zeta = \mathbf{K}^T \mathbf{I} \quad (8.34)$$

où \mathbf{H} est la fonctionnelle définie telle que l'équation précédente corresponde à

$$\sum_{i=1}^m (|\sum_{j=1}^n K_{ij}\zeta_j - I_i|^2) + \mu \sum_{j=1}^m |\zeta_{j+1} - 2\zeta_j + \zeta_{j-1}|^2 = \min \quad (8.35)$$

puisque

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial T^2} |_{T_j} \equiv \zeta_{j+1} - 2\zeta_j + \zeta_{j-1} \quad (8.36)$$

II.3.4 Modèle pour la DEM; moindre carré non-linéaire.

Vu les difficultés de l'inversion, qui sont dues au manque d'information, ou encore à de l'information récurrente, on peut envisager de résoudre le problème en proposant un modèle (c'est à dire une forme analytique) pour la fonction recherchée $\zeta(T)$. ζ doit être positive quelle que soit la température à laquelle on l'évalue, puisqu'il est très improbable que la température diminue lorsqu'on s'élève au dessus de la chromosphère dans l'atmosphère solaire. On choisira le modèle suivant

$$\zeta(T) = \exp\{f(T)\} \quad (8.37)$$

où $f(T)$ est une fonction de la température approximée par un développement sur les polynômes de Chebyshev $T_k(x)$, tronqué au rang p :

$$T_k(x) = \cos(k.\arccos(x)) \quad (8.38)$$

et

$$f(T) = \sum_{k=1}^p a_k T_{k-1}(T') \quad (8.39)$$

où T' est une température réduite qui varie de -1 à +1 pour appartenir au domaine de définition des T_k .

Le modèle choisi n'est pas linéaire par rapport aux coefficients $\{a_k\}$, et par conséquent il faut déterminer les meilleurs coefficients, c'est à dire ceux qui minimisent

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{I(\lambda_i) - \sum_{j=1}^m G(\lambda_i, T_j) \exp\{\sum_{k=1}^p a_k T_{k-1}(T')\}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (8.40)$$

par itération². La méthode couramment employée et reconnue comme "efficace" est la méthode de Levenberg-Marquardt. Nous la décrivons brièvement ci-dessous.

Méthode de Levenberg-Marquardt. D'une itération à l'autre, la détermination des nouveaux coefficients par rapport aux coefficients actuels est basée sur l'approximation quadratique du χ^2 suivante

$$\chi^2(\mathbf{a}) \approx \chi^2(\mathbf{a}_0) - \mathbf{d} \cdot \mathbf{a} + \mathbf{a} \cdot \alpha \cdot \mathbf{a} \quad (8.41)$$

soit

$$\nabla \chi^2(\mathbf{a}) = \alpha \cdot \mathbf{a} - \mathbf{d} \quad (8.42)$$

où \mathbf{a} est le vecteur comprenant les paramètres a_k , \mathbf{d} est le vecteur à p composantes $\{-\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k}\}_{k=1, \dots, p}$ au point \mathbf{a}_0 , et α est la matrice des dérivées secondes $\alpha_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j}$ évaluée en \mathbf{a}_0 ; en pratique, on garde dans cette dernière matrice les termes ne contenant que les dérivées premières de $\exp\{f(T)\}$ par rapport aux a_k .

Suffisamment près du minimum, cette approximation (qui est un développement en série de Taylor) est valable. En notant \mathbf{a}_{min} les paramètres a_k qui minimisent χ^2 , on a $\nabla \chi^2(\mathbf{a}_{min}) = 0$ et la combinaison de l'équation 8.41 pour un point \mathbf{a} suffisamment proche du minimum et pour le point minimum donne

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{min} &= \mathbf{a} + \alpha^{-1}(-\nabla \chi^2(\mathbf{a})) \\ &= \mathbf{a} + \alpha^{-1} \cdot \mathbf{d} \end{aligned} \quad (8.43)$$

Par contre, loin du minimum, l'équation 8.41 n'est plus valable et l'on peut simplement écrire

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{new} &= \mathbf{a}_{old} - cste \times \nabla \chi^2(\mathbf{a}_{old}) \\ &= \mathbf{a}_{old} + cste \times \mathbf{d} \end{aligned} \quad (8.44)$$

où $cste$ peut dépendre des paramètres (alors $cste$ est un vecteur à p composantes).

²Dans le cas d'un modèle linéaire, la somme sur les k et sur les j peut être inversée, si bien qu'on se retrouve de nouveau avec un problème d'inversion de matrice.

La méthode de Levenberg-Marquardt utilise les deux relations 8.43 et 8.44 lorsqu'on se situe respectivement près et loin du minimum grâce à l'expression suivante pour la constante

$$cste_k = \frac{1}{\mu\alpha_{kk}} \quad (8.45)$$

où μ est un paramètre variable sans dimension, et les α_{kk} sont les éléments diagonaux de la matrice α choisis pour satisfaire l'équation aux dimensions de la relation 8.44. En utilisant l'équation 8.45, on peut alors combiner les équations 8.43 et 8.44 de la manière suivante

$$\mathbf{a}_{new} = \mathbf{a}_{old} + \alpha'^{-1} \cdot \mathbf{d} \quad (8.46)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha'_{jj} &= \alpha_{jj}(1 + \mu) \\ \alpha'_{ij} &= \alpha_{ij} \quad \text{pour } i \neq j \end{aligned}$$

En effet, quand μ est grand, les termes diagonaux dominant et l'on tend vers l'expression 8.44 avec pour constante l'expression 8.45 ; lorsque μ tend vers 0, on s'approche de l'expression 8.43. L'algorithme repose alors sur la valeur de μ . Si à une nouvelle estimation des paramètres, on obtient un χ^2 supérieur au précédent, on augmente la valeur de μ et l'on re-estime ces paramètres ; si au contraire, la nouvelle valeur de χ^2 est inférieure à la précédente, on enregistre les nouveaux paramètres et le nouveau χ^2 , on diminue la valeur de μ , puis on retourne à l'estimation. L'algorithme s'arrête lorsque la progression vers la valeur minimum n'est plus significative.

III Extrapolation à l'irradiance.

Si la DEM nous permet, moyennant quelques approximations, de recalculer l'intensité émergente des autres raies EUV, il nous faut maintenant intégrer ces valeurs sur l'ensemble du disque solaire et prendre par conséquent en compte la variation de l'émission avec la distance au centre du disque. La prochaine section aborde cette variation d'un point de vue idéale, ce qui permettra de comprendre sa raison physique : plus l'on 'pointe' loin du centre du disque, plus la quantité de plasma (et donc l'émission) comprise le long de la ligne de visée augmente. Dans cette section, nous utilisons la notation $I(0, \theta_{\odot})$ pour indiquer l'intensité (ou la radiance) émergente au sommet de l'atmosphère solaire, dans la direction de l'observateur, et à la position repérée par l'angle héliocentrique θ_{\odot} .

III.1 Variation centre-bord.

III.1.1 Bibliographie.

Mariska and Withbroe (1975) et Withbroe and Mariska (1976) ont étudié la variation centre-bord en comparant des calculs théoriques prenant en compte l'épaisseur optique de la raie (la variation est alors inférieure, quoique proche, à $1/\cos(\theta_{\odot})$) avec des observations faites à bord du satellite OSO-IV. Cette étude nécessite de se servir d'un modèle d'atmosphère. Ils ont trouvé un bon accord pour les raies émises par des ions de la séquence du Lithium ; notamment, il est montré que les raies avec une profondeur optique proche de 1 ont une variation plus faible. Mariska and Withbroe (1975); Withbroe and Mariska (1976) proposent aussi, pour expliquer la faible variation de certaines raies près du limbe, qu'une partie des photons est absorbée par les spicules, colonnes de plasma chromosphérique qui s'élèvent jusque dans la couronne. Plus récemment, Wilhelm et al. (1998) ont présenté des observations faites avec SUMER pour des raies émises par la chromosphère, la région de transition et la couronne. Aucune variation n'a

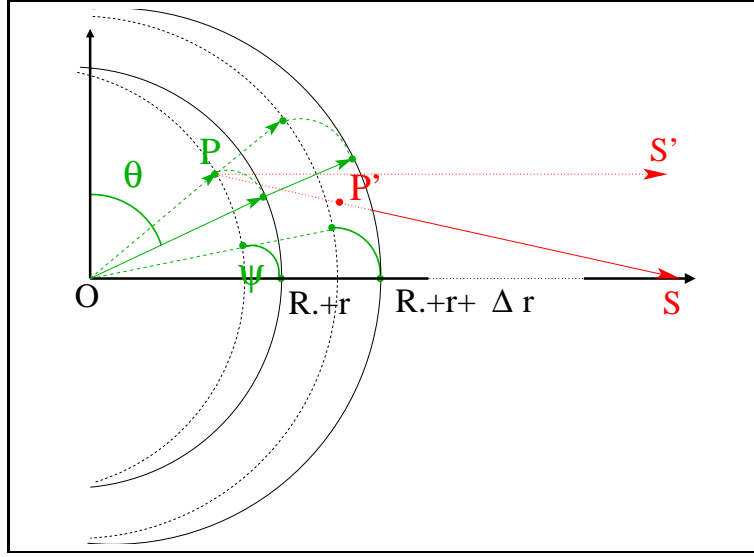


FIG. 8.3: Géométrie sphérique.

été observée pour les raies chromosphériques (comme celles de l'hydrogène). Pour la variation des raies de la zone de transition et de la couronne, ils ont noté un bon accord général avec la variation théorique en $1/\cos(\theta_{\odot})$ en prenant $\theta_{\odot} = \frac{\pi}{2}$ à 10 arcsecondes au-dessus du limbe; néanmoins, la position et la force du maximum d'augmentation de l'intensité changent pour différentes raies, et si l'observation est faite dans une région calme ou dans un trou coronal. Une variation inférieure à $1/\cos(\theta_{\odot})$ a été trouvée pour la raie à 770 \AA émise par l'ion Ne VIII. Ainsi, s'il y a un accord général avec une variation en $1/\cos(\theta_{\odot})$, cette dernière échoue cependant à reproduire parfaitement les observations à une date donnée.

Comme nous allons voir dans la section suivante, cela ne doit pas être surprenant, puisque la variation théorique est obtenue en supposant une atmosphère plane parallèle.

III.1.2 Étude théorique.

Nous supposons dans cette section que l'atmosphère est stratifiée radialement, et que donc, les propriétés du plasma sont les mêmes à une altitude donnée. Cette vision est représentée sur la figure 8.3. O représente le centre du soleil (dans le plan du dessin) et P , de coordonnées sphériques $(R_{\odot} + r, \theta, \psi)$ (en 'arrière-plan' et avec R_{\odot} le rayon solaire), est le centre de la zone pointée. Nous considérons que le rayonnement est émis par le plasma compris entre les sphères de rayon $R_{\odot} + r$ et $R_{\odot} + r + \Delta r$. Dans le cas d'une raie EUV émise dans la zone de transition, on pourra par exemple prendre $r = 2000 \text{ km}$ et $\Delta r = 1000 \text{ km}$, en accord avec le modèle de Vernazza et al. (1981). Nous allons envisager 2 cas de figure : le premier consiste à considérer l'observateur en S' , ce qui revient à négliger l'angle $\widehat{S'PS}$ (celui-ci est effectivement très petit si l'observateur est très loin devant les dimensions du soleil, ce qui est généralement le cas), le deuxième prend pleinement en compte la géométrie du problème et considère l'observateur en S . Nous appelons z l'axe de l'altitude et soit \vec{ds} et \vec{ds}' les vecteurs unitaires respectifs des vecteurs \vec{PS} et \vec{PS}' .

Supposons dans un premier temps l'observateur en S' . Nous voulons calculer l'intensité émergente au sommet de l'atmosphère et partons pour cela de l'équation du transfert radiatif présentée au chapitre 3 :

$$\vec{ds}' \cdot \vec{\nabla} I = J - \chi I \quad (8.47)$$

où J est le coefficient d'émission, χ le coefficient d'absorption et I l'intensité. Nous supposons qu'il n'y a pas d'absorption, soit $\chi = 0$. D'après notre hypothèse sur la stratification de l'atmosphère, seul le terme en $\frac{\partial I}{\partial z}$ est non nul dans le membre de gauche. Il est alors facile de voir que

$$\vec{ds}' \cdot \vec{\nabla} I = \sin \theta \cos \psi \frac{\partial I}{\partial z} \quad (8.48)$$

Introduisons l'angle héliocentrique $\theta_{\odot} = \widehat{SOP}$ relié à θ et ψ par

$$\cos \theta_{\odot} = \sin \theta \cos \psi \quad (8.49)$$

Nous obtenons alors pour l'intensité émergente (symbolisée par le '0')

$$I(0, \theta_{\odot}) = \int_r^{r+\Delta r} J(z) \frac{dz}{\cos \theta_{\odot}} \quad (8.50)$$

et pour la variation centre-bord

$$\rho(\theta_{\odot}) = \frac{I(0, \theta_{\odot})}{I(0, \theta_{\odot} = 0)} = \frac{1}{\cos \theta_{\odot}} \quad (8.51)$$

Cette variation a été observée par différents auteurs (voir par exemple Mariska (1992)); elle pose cependant le problème de ne plus être valable au bord du disque solaire puisque dans ce cas

$$\frac{1}{\cos \theta_{\odot}} \rightarrow \infty \quad (8.52)$$

Pour éviter ce comportement (et comprendre d'où il vient), nous avons effectué la même démarche en considérant l'observateur en S . Cette fois-ci, $\vec{ds} = \frac{\vec{PS}}{|\vec{PS}|}$, et en le projetant sur l'axe radial on obtient :

$$\vec{ds} \cdot \vec{\nabla} I = \frac{(R_{\odot} + D) \cos \psi \sin \theta - (R_{\odot} + z)}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + z)(R_{\odot} + D) \cos \psi \sin \theta + (R_{\odot} + z)^2}} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (8.53)$$

où $R_{\odot} + D$ représente la distance entre le centre du soleil et l'observateur et $z = r$ lorsque l'on calcule le produit scalaire au point P . Avec 8.49, l'équivalent de l'équation 8.50 devient

$$I(0, \theta_{\odot}) = \int_r^{r+\Delta r} J(z) * \frac{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + z)(R_{\odot} + D) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot} + z)^2}}{(R_{\odot} + D) \cos \theta_{\odot} - (R_{\odot} + z)} dz \quad (8.54)$$

Le terme par lequel $J(z)$ est multiplié varie de manière très similaire à $1/\cos \theta_{\odot}$ pour toutes les valeurs réalistes de z . Sortons $J(z)$ de l'intégrale pour évaluer son effet lorsqu'il est intégré le long de la ligne de visée. Pour cela supposons

$$J(z) = \begin{cases} J_0 \text{ pour } z \in [r; r + \Delta r] \\ 0 \text{ ailleurs} \end{cases} \quad (8.55)$$

En effectuant les changements de variables

$$x = (R_{\odot} + D) \cos \theta_{\odot} - (R_{\odot} + z) \quad (8.56)$$

$$a = (R_{\odot} + D) \sin \theta_{\odot}$$

on obtient l'expression

$$I(0, \theta_{\odot}) = J_0 \int_{(R_{\odot} + D) \cos \theta_{\odot} - (R_{\odot} + r + \Delta r)}^{(R_{\odot} + D) \cos \theta_{\odot} - (R_{\odot} + r)} \frac{\sqrt{x^2 + a^2}}{x} dx \quad (8.57)$$

La primitive de l'intégrale est

$$\sqrt{x^2 + a^2} - a \cdot \ln\left(\frac{a + \sqrt{x^2 + a^2}}{x}\right), \quad (8.58)$$

ce qui mène pour la variation centre-bord à une expression compliquée dont l'écart avec une variation en $1/\cos\theta$ est inférieur à 10% jusqu'à $\theta=85^\circ$. La divergence n'est donc pas due au fait de considérer l'observateur en S' plutôt qu'en S , et les 2 lois obtenues divergent lorsque $\theta_\odot \rightarrow \frac{\pi}{2}$.

Considérons maintenant le problème de la manière suivante :

$$I(0, \theta_\odot) = J_0 * \Delta S \quad (8.59)$$

où ΔS est la distance parcourue *le long de la ligne de visée* entre les sphères de rayon $R_\odot + r$ et $R_\odot + r + \Delta r$ et dont l'origine est au centre du soleil. Si l'observateur est en S sur la figure 8.3, alors $\Delta S = \|\vec{PP'}\|$. Nous supposons donc que les conditions physiques ne varient que radialement, que la raie étudiée n'est émise *qu'entre* les altitudes r et $r + \Delta r$ et que l'émission est constante dans cette couche. Nous avons dans ce cas-là

$$\rho(\theta_\odot) = \frac{I(0, \theta_\odot)}{I(0, \theta_\odot = 0)} = \frac{\Delta S}{\Delta r} \quad (8.60)$$

Des considérations géométriques, que nous détaillons en annexe C, donnent pour $\rho(\theta_\odot)$ l'expression suivante pour le cas où l'observateur est en S' :

$$\rho(\theta_\odot) = \sqrt{\left(\frac{R_\odot + r}{\Delta r}\right)^2 \cos^2 \theta_\odot + 2\frac{R_\odot + r}{\Delta r} + 1} - \frac{R_\odot + r}{\Delta r} \cos \theta_\odot \quad (8.61)$$

Notons qu'alors

$$\rho(\theta_\odot = 0) = 1 \text{ et } \rho(\theta_\odot = \frac{\pi}{2}) = \sqrt{2\frac{R_\odot + r}{\Delta r} + 1} \quad (8.62)$$

et la variation centre-bord ne diverge plus près du disque. Dans le cas plus exact où l'observateur est considéré en S , cette expression devient (voir annexe C)

$$\rho(\theta_\odot) = \frac{\frac{(R_\odot + r)^2}{\Delta r} - (R_\odot + D)\frac{R_\odot + r}{\Delta r} \cos \theta_\odot}{\sqrt{(R_\odot + D)^2 - 2(R_\odot + D)(R_\odot + r) \cos \theta_\odot + (R_\odot + r)^2}} + \frac{\sqrt{\left(\frac{R_\odot + r + \Delta r}{\Delta r}\right)^2 - \frac{(R_\odot + D)^2 \left(\frac{R_\odot + r}{\Delta r}\right)^2 \sin^2 \theta_\odot}{(R_\odot + D)^2 - 2(R_\odot + D)(R_\odot + r) \cos \theta_\odot + (R_\odot + r)^2}}}{\sqrt{(R_\odot + D)^2 - 2(R_\odot + D)(R_\odot + r) \cos \theta_\odot + (R_\odot + r)^2}} \quad (8.63)$$

Les 2 expressions 8.61 et 8.63 sont similaires pour $D \simeq 1AU$, et seules de petites différences apparaissent à partir de $\theta_\odot = 60^\circ$. Notons que la première expression est indépendante de la distance à laquelle se situe l'observateur. Nous nous contentons de représenter la deuxième variation obtenue sur la figure 8.4, et la comparons avec une variation en $1/\cos\theta_\odot$ pour différentes valeurs de Δr et avec $r = 2200\text{km}$. La divergence en $\theta_\odot = \frac{\pi}{2}$ a été levée en imposant des limites à la zone émettrice et la spécificité de la raie étudiée, par l'intermédiaire de ses paramètres r et Δr , est prise en compte.

Plus Δr est petit, et plus la variation calculée est grande; en effet avec un Δr petit, l'accroissement relatif de ΔS est plus grand. En fait, faire l'approximation en $1/\cos\theta_\odot$ revient à considérer que l'atmosphère est localement plane-parallèle; on peut s'en apercevoir sur la figure 8.5 où nous avons hachuré le surplus de surface (ou de volume) pris en compte dans ce cas. Il devient effectivement infini lorsque $\theta_\odot = \frac{\pi}{2}$. La projection à appliquer entre Δr et ΔS doit être effectuée en conformité avec la géométrie choisie (atmosphère stratifiée radialement), or ce n'est pas le cas

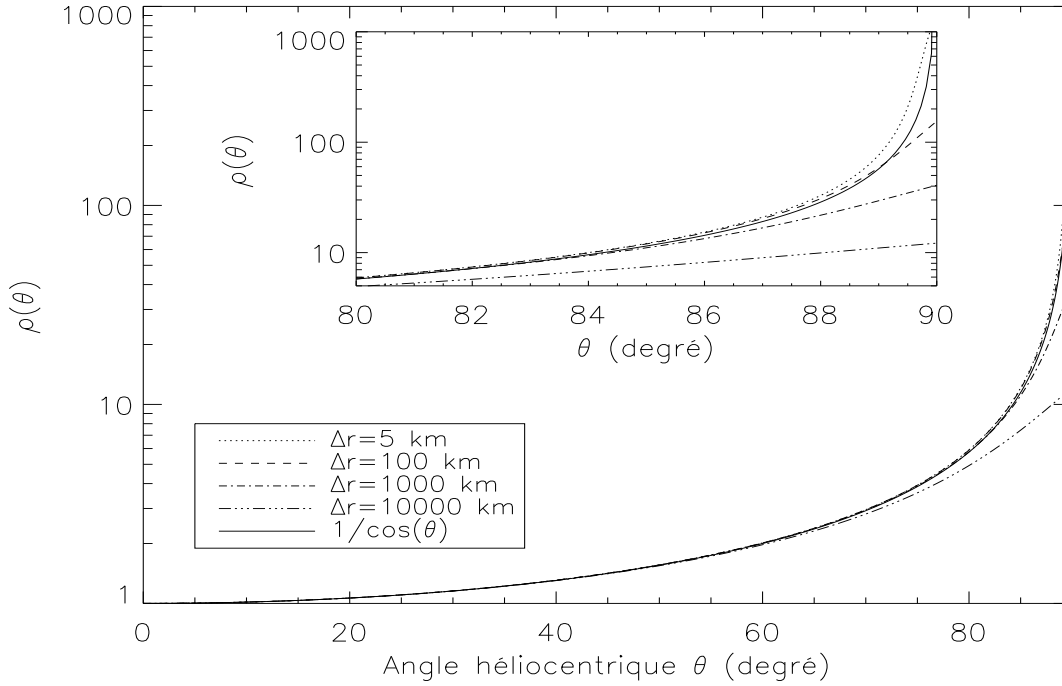


FIG. 8.4: Variation centre-bord.

avec une projection en $\cos \theta_{\odot}$.

Ainsi, si l'on dispose d'un profil de température en fonction de l'altitude, il est possible d'estimer la variation centre-bord de raies EUV à partir de leur fonction de contribution, y compris près du limbe. Les raies dont la fonction de contribution est non-négligeable sur un domaine de température compris dans celui de la zone de transition (disons entre 50000 K et 800000 K) devraient alors avoir une variation centre-bord supérieure à celles émises par la chromosphère ou la couronne, puisque ces zones sont plus étendues.

Revenons à l'étude de la variation centre-bord de la raie Ne VIII à 770 Å réalisée par Wilhelm et al. (1998) et introduite dans la section III.1.1. Le pic de la fonction de contribution de cette raie se situe vers 650 000 K, mais environ un tiers de son aire est situé au-dessus de 1 million de degré. Ainsi, une bonne partie de cette raie est émise par la couronne, et la zone émettant cette raie est par conséquent supérieure à celle des raies émises uniquement dans la zone de transition, très fine. L'observation d'une variation centre-bord plus petite pour cette raie peut alors être expliquée par notre calcul.

III.2 Extrapolation à 1 AU.

Une fois que l'on dispose d'un spectre de radiance, le passage à l'irradiance se fait en intégrant sur le disque, et en prenant en compte l'angle solide. Si l'on suppose un soleil uniforme, on a alors pour l'intensité émise par le soleil entier vers l'observateur :

$$I_{\odot} = \int_{\text{soleil}} I(0, \theta_{\odot}) \cos \theta_{\odot} ds = I(0, \theta_{\odot} = 0) \int_{\text{soleil}} \rho(\theta_{\odot}) \cos \theta_{\odot} ds$$

où $\rho(\theta_{\odot})$ est la variation centre-bord et ds est l'élément de surface à intégrer et $\cos \theta_{\odot}$ prend en compte la projection de la surface sur la ligne de visée. Nous avons choisi pour ds l'expression suivante

$$ds = 2\pi R_{\odot} \sin \theta_{\odot} \times R_{\odot} d\theta_{\odot} \quad (8.64)$$

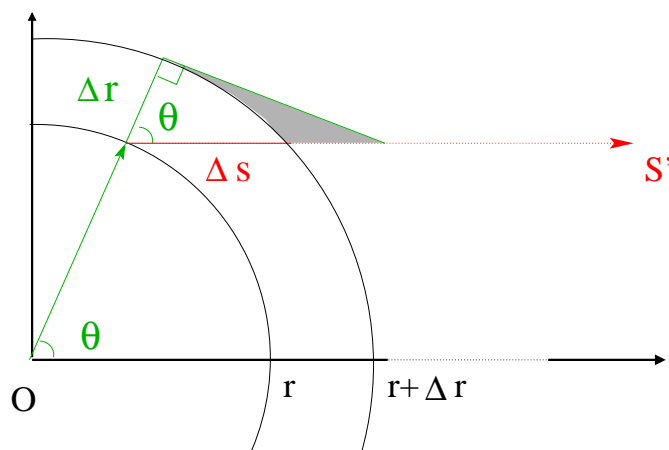


FIG. 8.5: Erreur commise en supposant localement une atmosphère plane.

qui représente l'aire d'une 'bandelette' de rayon $R_{\odot} \sin \theta_{\odot}$ et de largeur $R_{\odot} d\theta_{\odot}$; sa normale fait un angle θ_{\odot} avec la direction de l'observateur. Alors,

$$I_{\odot} = 2\pi R_{\odot}^2 I(0, \theta_{\odot} = 0) \int_{\theta_{\odot}=0}^{\pi/2} \rho(\theta_{\odot}) \cos \theta_{\odot} \sin \theta_{\odot} d\theta_{\odot} \quad (8.65)$$

Il faut séparer le cas du rayonnement qui n'est pas optiquement mince de celui qui l'est, et nous prenons une variation centre-bord usuelle (Warren et al., 1998a; Wilhelm et al., 1998) dans un premier temps :

$$\rho(\theta_{\odot}) = \begin{cases} 1 & \text{rayonnement non optiquement mince.} \\ \frac{1}{\cos(\theta_{\odot})} & \text{rayonnement optiquement mince.} \end{cases} \quad (8.66)$$

Et puisque $I(\theta_{\odot}) = I(\theta_{\odot} = 0)\rho(\theta_{\odot})$, on obtient

$$I_{\odot} = \begin{cases} \pi R_{\odot}^2 I(\theta_{\odot} = 0) & \text{rayonnement non optiquement mince.} \\ 2\pi R_{\odot}^2 I(\theta_{\odot} = 0) & \text{rayonnement optiquement mince.} \end{cases} \quad (8.67)$$

Dans le cas d'une variation centre-bord obtenue pour une atmosphère stratifiée radialement, nous avons obtenu pour un rayonnement optiquement mince la formule suivante (en utilisant l'équation 8.61)

$$I_{\odot} = 2\pi R_{\odot}^2 \left\{ 1 + \frac{\Delta r}{R_{\odot} + r} \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta r}{R_{\odot} + r} \right)^2 - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\Delta r}{R_{\odot} + r}} \left(2 + \frac{\Delta r}{R_{\odot} + r} \right)^{3/2} \right) \right\} \quad (8.68)$$

ce qui représente par rapport à l'expression 8.67 une différence négligeable pour les raies de la région de transition. Finalement, le gain en précision obtenue sur l'intensité émise par l'ensemble du disque solaire n'est pas significatif (en ce sens qu'elle est inférieure aux précisions de mesures), et l'intérêt principal des expressions 8.61 et 8.63 réside dans l'étude de la variation spatiale de l'émission près du limbe, ainsi que dans la prise en compte de la spécificité de la raie étudiée. Nous utiliserons l'expression classique 8.67 pour convertir les radiances en irradiances.

La définition couramment utilisée en aéronomie pour la valeur de l'irradiance (et qui est repris dans le projet de norme ISO WD21348 (Nusinov and Tobiska, 2002)) est le flux du soleil entier

à 1 unité astronomique et c'est donc aussi celle que nous emploierons. Finalement et en tenant compte de la décroissance du flux en $1/r^2$, on a

$$F_{\odot} = \begin{cases} \frac{\pi R_{\odot}^2}{d^2} I(0, \theta_{\odot} = 0) \text{ rayonnement non optiquement mince.} \\ \frac{2\pi R_{\odot}^2}{d^2} I(0, \theta_{\odot} = 0) \text{ rayonnement optiquement mince.} \end{cases} \quad (8.69)$$

Un moyen équivalent d'obtenir le flux à partir de l'intensité est d'utiliser l'angle solide. Alors, $F_{\odot} = \int_{\Omega_{\odot}} I(0, \theta_{\odot}) d\Omega$. L'angle solide vaut $d\Omega = \frac{ds \cos \theta_{\odot}}{d^2}$ et en utilisant l'expression 8.64, on retrouve 8.69.

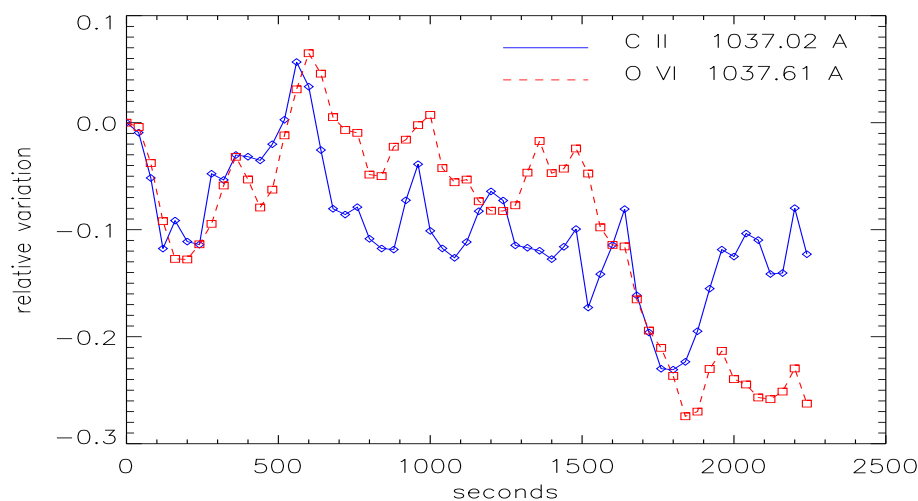
Chapitre 9

Modélisation : développement et résultats.

I Introduction.

Les chapitres 4 et 5 présentent les données de l'instrument SUMER et l'usage que nous en avons fait ; nous utilisons maintenant ces données dans le but d'obtenir des mesures d'émission différentielles (DEM) typiquement représentatives des 3 grandes régions de l'atmosphère solaire : région calme, trou coronal, et région active. Notons tout de suite que le nombre très faible de mesures effectuées dans des régions actives par l'instrument SUMER ne permet pas de calculer une DEM représentative pour cette région ; c'est à cause de la sensibilité de l'instrument qu'il existe peu d'observations sur les régions actives. De plus, lorsque celles-ci existent, la zone pointée se situe en général en bordure de la région, là où l'émission est moindre. Les données récupérées sont par contre suffisantes pour entreprendre le calcul de DEM pour une région calme et un trou coronal.

Il est connu que l'émission EUV solaire varie considérablement à petite échelle de temps et



Cette figure montre la variation relative de l'intensité des raies C II à 1037, 02 Å et O VI à 1037, 61 Å en fonction du temps, issue d'une mesure de SUMER située dans une région calme. L'axe des abscisses est gradué en secondes.

FIG. 9.1: Exemple de variation temporelle de l'émission EUV.

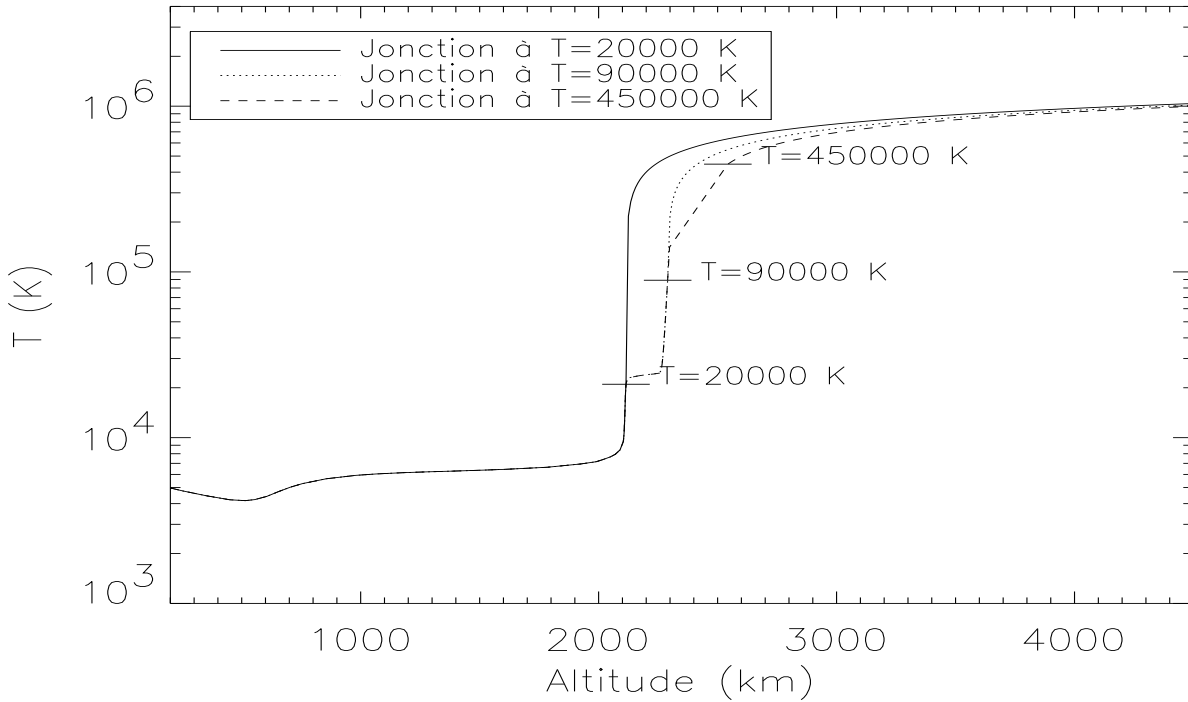


FIG. 9.2: Profil de température pour un soleil calme. Conjugaison de deux modèles.

d'espace. L'étude entreprise dans la précédente partie montre en particulier la variation spatiale de l'émission des régions calmes, bien sûr en fonction du réseau magnétique, mais aussi entre différentes cellules et éléments du réseau ainsi qu'à l'intérieur de chaque structure. L'existence de points brillants est une manifestation de la variation temporelle rapide de l'émission, due à l'évolution de la configuration du plasma. Les fichiers de données SUMER, qui comportent souvent plusieurs expositions consécutives d'une même zone et que nous avons moyennées, révèlent aussi une variation rapide de l'émission comme l'illustre la figure 9.1. Aussi, nous moyennerons toutes les intensités observées dans le même type de région pour chaque raie, afin d'obtenir une DEM, et donc un spectre, aussi caractéristique que possible. Par ailleurs, il est important de rappeler que cette moyenne s'effectue aussi à grande échelle de temps et donc d'activité solaire puisque les données sont réparties sur la phase ascendante du cycle solaire actuel.

II Correction de la variation centre-bord.

II.1 Modèle d'atmosphère.

La correction de la variation centre-bord requiert la connaissance de l'altitude à laquelle se situe la couche émettrice (le paramètre r de l'équation 8.63), ainsi que son étendue spatiale (paramètre Δr). Les fonctions de contribution de chaque raie nous informent sur le domaine de température dans lequel elles sont émises. Nous devons donc disposer d'un profil de température en fonction de l'altitude, de la chromosphère à la couronne; pour cela, nous allons conjuguer le modèle de Vernazza et al. (1981) pour un soleil calme (référéncé ci-après comme le modèle VALC) et le profil de température calculé selon la section II de l'annexe B. Pour calculer ce profil, nous utilisons les intensités 'soleil calmes' moyennes obtenues avec les données SUMER et pour les raies présentées dans la table 6.1 du chapitre 6. Le flux conductif (calculé selon l'équation B.7) moyen est $1,5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$; il suffit pour accorder le profil correspondant au modèle VALC de choisir un couple de constante (h_0, T_0) adéquat dans la formule B.8. Le profil de température

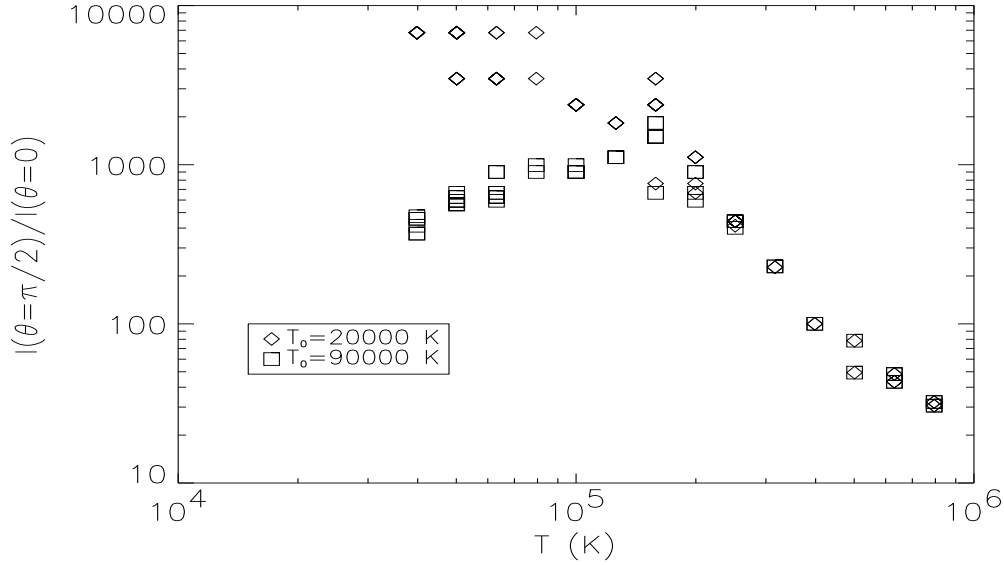


FIG. 9.3: Rapport de l'intensité émergente au limbe ($\theta_{\odot} = \frac{\pi}{2}$) à celle au centre du disque ($\theta_{\odot} = 0$).

résultant est présenté sur la figure 9.2 en fonction de la température T_0 , h_0 étant pris en accord avec le modèle VALC ; ainsi la partie du profil située en dessous de T_0 est due au modèle de Vernazza et al. (1981), tandis que la partie située à des températures supérieures est construite à partir de l'hypothèse d'un flux conductif constant. Selon le point de jonction entre les deux modèles (T_0), le profil change légèrement et le petit plateau à environ $T \simeq 21000 K$ présent dans le modèle VALC augmente la taille de la région de formation des raies dans ce domaine de température. Ces profils en température permettent de calculer l'altitude et l'étendue spatiale de la région de formation d'une raie en se basant sur sa fonction de contribution ; nous avons limité la zone émettrice au domaine de température où la fonction de contribution est supérieure à la moitié de sa valeur maximum, soit pour une transition à λ ,

$$\Delta r = z_{max} - z_{min} \quad (9.1)$$

avec

$$G(\lambda, T(z_{max})) = G(\lambda, T(z_{min})) = 0.5 * max(G(\lambda, T)) \quad (9.2)$$

Le gradient de température est parfois si important que l'épaisseur est inférieure à 1 km. Pour des raisons de simplicité, nous avons fixé l'épaisseur minimale à 1 km.

II.2 Calcul théorique.

Nous avons déterminé le rapport

$$\frac{I(\theta_{\odot} = \frac{\pi}{2})}{I(\theta_{\odot} = 0)} \quad (9.3)$$

pour de nombreuses raies que nous avons traitées dans les données de SUMER, et pour deux profils de température différents : le premier utilise le modèle VALC jusqu'à la température $T_0=20\ 000 K$, et le deuxième jusqu'à $T_0=90\ 000 K$ de manière à ce que le plateau en température prévu par Vernazza et al. (1981) apparaisse. Le résultat d'un tel calcul est montré sur la figure 9.3 pour les deux cas, en fonction de la température maximale de formation des raies. Les losanges correspondent au calcul effectué sans le plateau en température (modèle VALC jusqu'à 20 000 K), tandis que celui-ci est pris en compte pour les carrés (modèle VALC jusqu'à 90 000 K). L'ensemble des paramètres de ce calcul est montré en annexe D. Comme prévu, les raies se

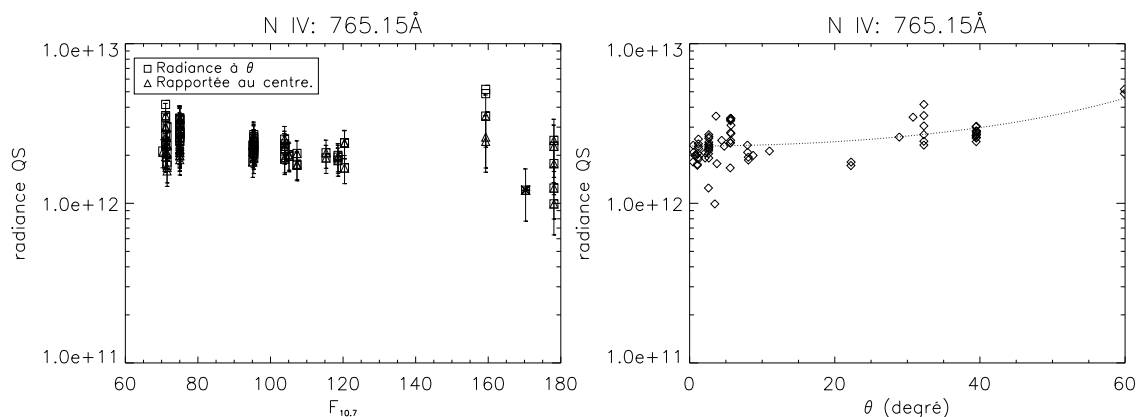


FIG. 9.4: Variation de la raie N IV à 765,15 Å en fonction de $F_{10.7}$ et de l'angle héliocentrique θ_{\odot} . Mesures 'soleil calme'.

formant à des températures correspondant à la zone de transition ont une région d'émission très fine, ce qui conduit à un grand rapport 9.3, tandis que les raies se formant en partie dans la couronne ont un rapport plus petit. Enfin, la différence entre les deux profils se fait sentir pour les raies dont la température de formation est inférieure à environ 150 000 K.

II.3 Application aux données.

Avant de moyenniser les intensités disponibles, nous avons vérifié la pertinence de la correction effectuée, en représentant graphiquement son résultat pour toutes les raies possibles. Si l'accord est suffisant, c'est la valeur moyenne des radiances rapportées au centre du disque qui a été retenue; dans le cas contraire, nous avons gardé la moyenne des radiances 'brutes' (non-corrigée de la variation).

II.3.1 Données 'soleil calme'.

Nous montrons sur la figure 9.4 une telle représentation pour la raie N IV à 765,15 Å, et pour les intensités 'soleil calme'. Sur la figure de gauche, les radiances observées à θ_{\odot} (carré) et corrigées de la variation centre-bord (triangle) sont tracées en fonction de l'indice d'activité solaire $F_{10.7}$, avec leur erreur instrumentale pour les 'triangles'. Lorsqu'une croix est superposée sur les symboles précédents, ceci indique une mesure effectuée au-dessus du limbe. La courbe de droite montre les radiances mesurées à θ_{\odot} -non-corrigées- en fonction de l'angle héliocentrique. La courbe en pointillé, illustrant la correction centre-bord appliquée, est obtenue en multipliant l'intensité moyenne au centre du disque (soit la moyenne des intensités corrigées) par la valeur de la variation centre-bord déduite de la formule 8.63; par conséquent, plus la courbe passe près des points de mesure, plus la variation théorique est en accord avec celle observée. La première constatation est la grande disparité de la valeur des radiances, quelle que soit l'activité solaire ou l'angle héliocentrique. Ceci vient confirmer notre propos du chapitre 6. Ensuite, la majeure partie des données provient de période à basse activité solaire et relativement près du disque; ceci étant, on peut tout de même observer le bon accord entre la variation centre-bord théorique et celle observée. Si l'on se ramène alors à la courbe de gauche, on note qu'il n'y a pas de variation visible des radiances ramenées au centre du disque (les seules comparables) avec l'activité. Une fois de plus, ceci confirme la tendance observée au chapitre 7.

La figure 9.5 montre les mêmes courbes pour 4 raies différentes; sur ces 4 raies, l'accord sur la variation centre-bord a été jugé suffisant, et la valeur moyenne retenue est alors indiquée par la position de la courbe en pointillée pour $\theta = 0$. Bien que ces raies n'ont pas la même température

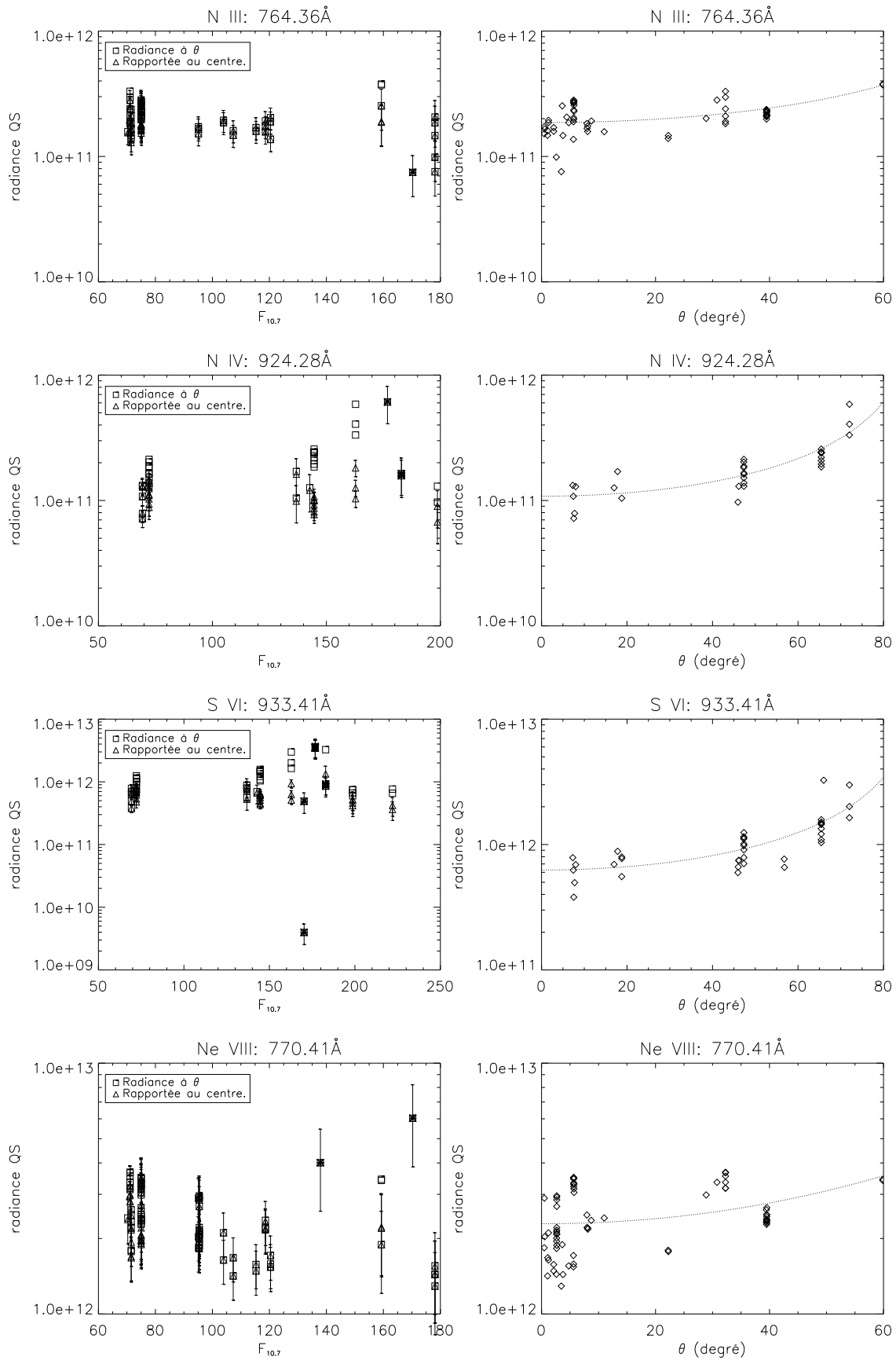


FIG. 9.5: Exemples de variation centre-bord jugée en accord avec la théorie. Mesures 'soleil calme'.

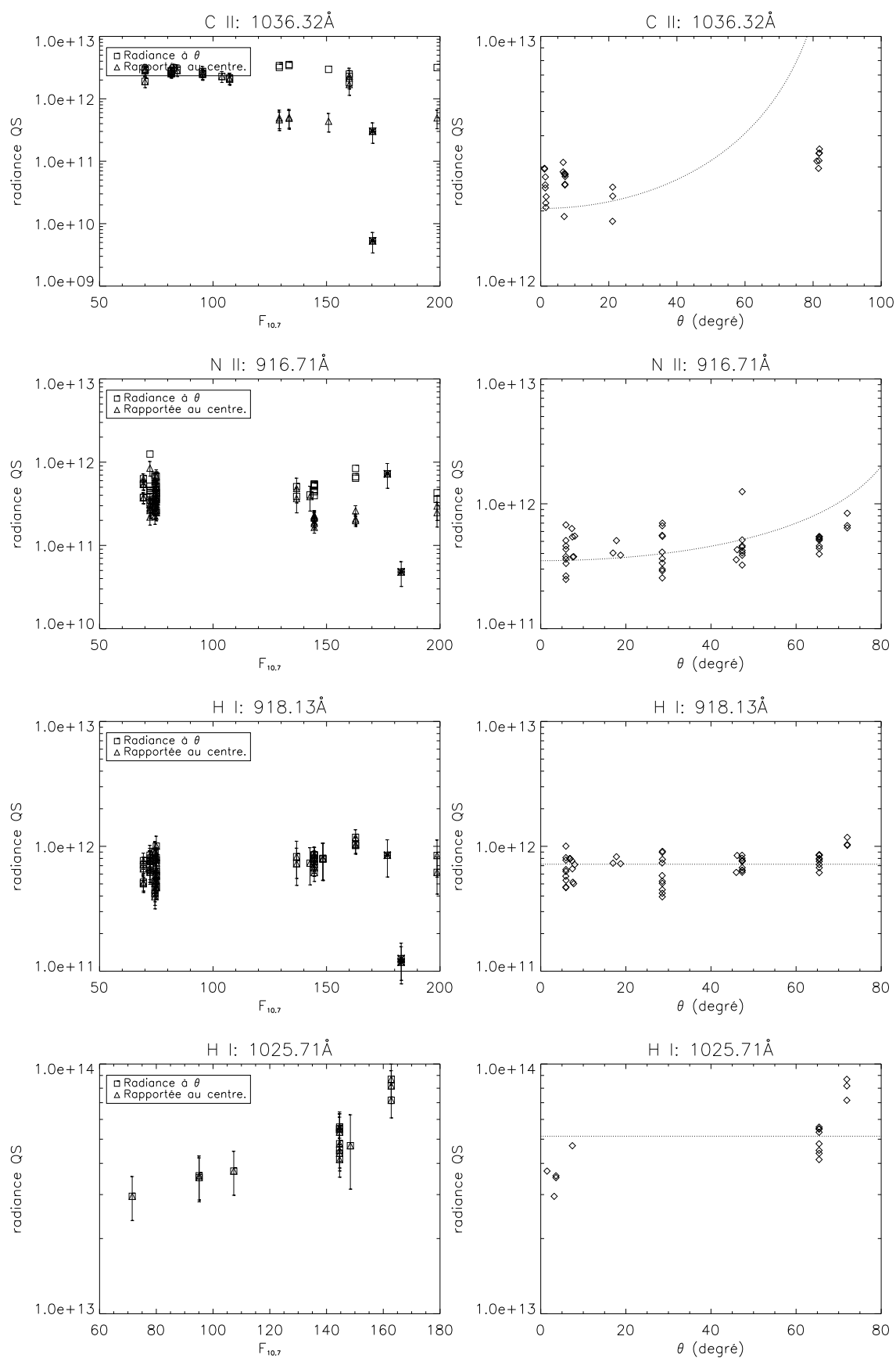


FIG. 9.6: Exemples de variation centre-bord jugée en désaccord avec la théorie. Mesures 'soleil calme'.

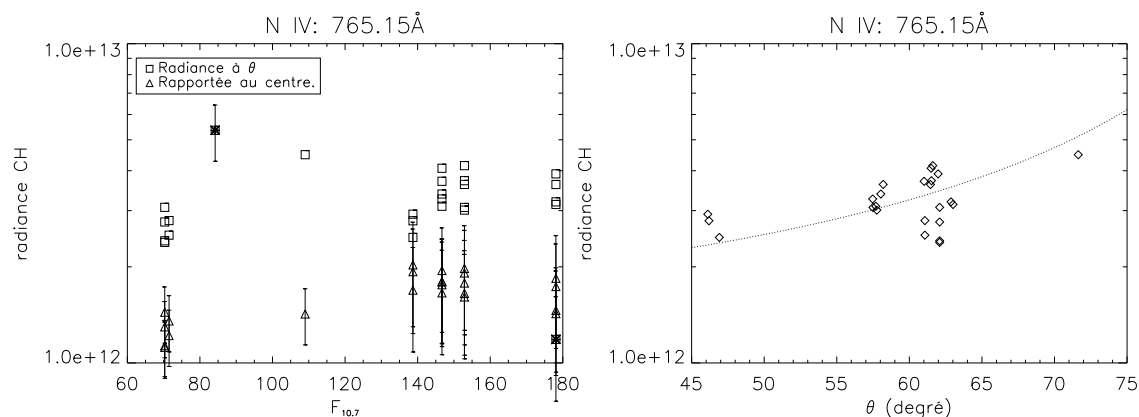


FIG. 9.7: Variation de la raie N IV à 765,15 en fonction de $F_{10.7}$ et de l'angle héliocentrique θ_{\odot} . Mesures 'trou coronal'.

de formation et ne proviennent pas du même domaine spectral, les conclusions de la figure 9.4 restent valables pour chacune d'elle.

La figure 9.6 montre quant à elle les mêmes représentations pour 4 raies où l'accord a été jugé insuffisant. Parmi ces 4 raies, 2 sont le fait d'ions présents dans la haute chromosphère et basse région de transition (ion C II et N II). Les deux autres raies proviennent de l'atome d'hydrogène, et peuvent donc être considérées comme optiquement épaisses. Dans les deux premiers cas, la variation calculée est supérieure aux observations. La radiance de la raie à 918,13 Å de l'atome d'hydrogène ne montre pas de variation avec sa position, comme supposé pour les raies optiquement épaisses. Pour ces 3 raies, il n'est pas non plus possible d'observer une variation de leur radiance *non-corrigée* avec $F_{10.7}$.

Le cas de la raie Lyman β est différent. Sa radiance montre une augmentation à la fois avec l'indice d'activité et l'angle héliocentrique. Puisque cette raie est optiquement épaisse, il semblerait plus probable que sa variation soit le fait de l'augmentation de l'activité solaire. Il n'est cependant pas possible de conclure définitivement.

L'ensemble des courbes que nous venons de discuter est généralement représentatif des résultats obtenus pour les autres raies. Le fait que nous n'observons pas de variation avec l'activité pour les intensités 'soleil calmes' des raies optiquement minces va dans le sens d'une modélisation du flux solaire EUV en utilisant le concept de 'zone' (si l'émission d'une zone variait avec le cycle solaire, il faudrait alors en tenir compte).

II.3.2 Données 'trou coronal'.

Cette étude est moins évidente dans le cas des trous coronaux ; en effet, comme le montre la figure 9.7 pour la raie N IV à 765,15 Å, il y a peu d'observations de trous coronal près du centre du disque solaire, et il est donc difficile d'étudier la variation de l'émission du centre au bord du disque. Aussi, nous n'appliquerons pas de correction centre-bord pour les intensités 'trou coronal' utilisées dans le calcul de la DEM.

III Calcul des mesures d'émission différentielles.

Comme nous l'avons décrit précédemment, l'inversion de l'équation intégrale 8.1 est un problème délicat tant elle est mal conditionnée. Plusieurs études ont cherché à dégager une méthode performante et sûre, sans qu'aucune n'ait fait l'unanimité. Certaines raies ont été identifiées

comme ne 'fonctionnant' pas dans le cadre de la mesure d'émission différentielle; c'est le cas pour les raies émises par les ions de la séquence du Lithium et du Sodium (Judge et al., 1995). McIntosh et al. (2000), en utilisant un algorithme génétique, ont étudié l'influence de nombreuses raies EUV dans le domaine spectral de SUMER et CDS sur le calcul des DEM. Ils indiquent que l'approche du 'maximum de raies', qui consiste à utiliser toutes les raies possibles et qui intuitivement devrait mieux conditionner le problème, ne donne pas les meilleurs résultats. De plus, leur étude montre que la bonne (ou mauvaise) influence de raies sur l'inversion dépend des autres raies auxquelles elles sont associées. Ainsi, plus que de 'bonnes' raies pour résoudre ce problème, il existe de 'bons ensembles' de raies. Gardant en tête que la première des priorités est de disposer d'un ensemble de raies couvrant l'intervalle de température sur lequel on veut calculer la DEM, et suivant l'approche proposée par McIntosh et al. (2000), nous avons choisi pour calculer la DEM de tester tous les ensembles de raies couvrant l'intervalle de température $\simeq [10^{4,5}\text{K}; 10^6\text{K}]$ avec les deux méthodes d'inversion présentées précédemment.

Une fois la DEM obtenue, nous pouvons recalculer les intensités et les comparer avec les intensités observées; la sélection de la DEM définitive a reposé sur le bon écart entre les intensités observées et calculées utilisées pour l'inversion, ainsi que sur l'accord général entre la DEM obtenue et celles issues d'autres travaux. Finalement, nous avons aussi prêté attention à l'accord entre les intensités que nous avons obtenues à partir des données, non-utilisées pour le calcul, et celles calculées avec la DEM; notons, que certaines DEM conduisaient à un très bon accord pour les intensités utilisées dans le calcul, mais à un mauvais accord avec les autres intensités. Ces différences obtenues résultent à la fois de la difficulté du problème mathématique et de la 'non-simultanéité' des mesures, puisque l'ensemble des mesures ne sont pas communes à toutes les raies. L'incertitude sur la valeur des paramètres atomiques et sur l'abondance relative des éléments sont deux sources d'erreur supplémentaire. De plus, parce que peu de raies chaudes étaient disponibles dans nos données, nous avons utilisé l'intensité des raies chaudes Si XII à 499.41 Å pour le soleil calme et Mg X à 624.94 Å pour les trous coronaux, toutes deux publiées par Vernazza and Reeves (1978).

Notons que le calcul d'une mesure d'émission différentielle nécessite de calculer les fonctions de contribution des raies en jeu. Pour cela, nous avons fait un usage extensif de la base de données CHIANTI; les valeurs des populations relatives des niveaux ionisés ont été choisies selon Mazzotta et al. (1998), tandis que les valeurs d'abondance relative à l'hydrogène des éléments (que nous avons prises identiques pour les deux régions) proviennent de Meyer (1985).

III.1 Mesure d'émission différentielle "soleil calme".

III.1.1 Résultat.

La DEM obtenue est représentée sur la figure 9.8, avec pour comparaison celles dérivées par Warren et al. (2001) (labellé NRLEUV) et Dupree et al. (1973). Elle a été calculée par la méthode de moindre carré non-linéaire en présupposant que sa forme pouvait être représentée par l'exponentielle d'un polynôme de Chebyshev de degré 5. A basse température, les hypothèses sous-jacentes au calcul ne sont plus respectées, et le comportement de la DEM en dessous de typiquement $\text{Log}(T)=4,5$ est déterminé par les ailes de la fonction de contribution de raies plus chaudes. Le comportement à haute température est fortement dépendant des raies utilisées; en effet, nous disposons de peu de raies chaudes et il n'est de toutes façons pas possible de connaître la température maximale le long de la ligne de visée.

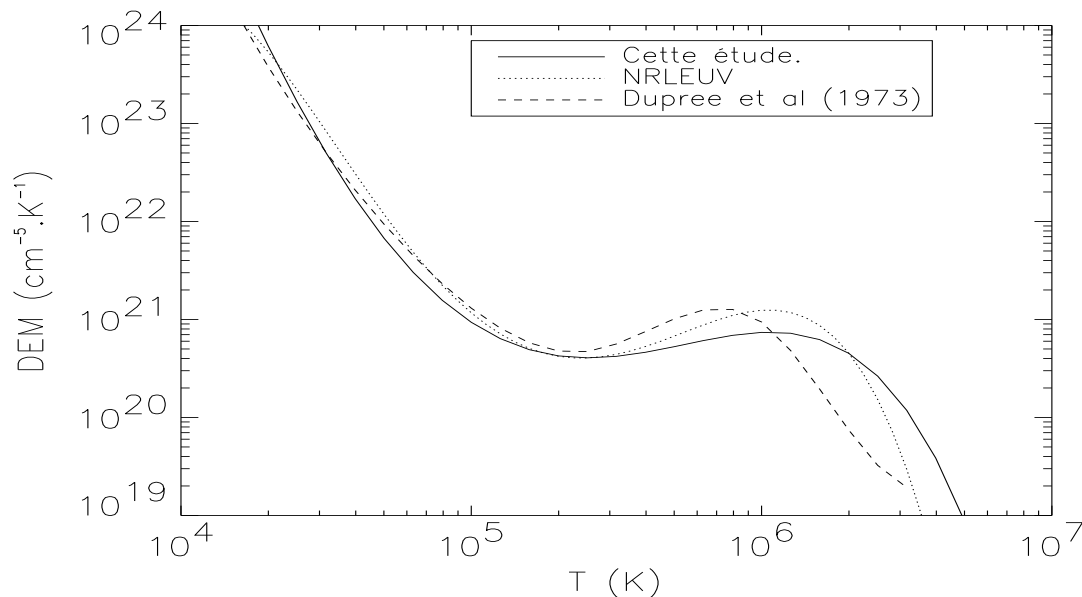


FIG. 9.8: DEM soleil calme.

III.1.2 Comparaison des radiances.

Finalement, nous pouvons comparer les intensités moyennes 'soleil calme' obtenues avec SUMER à celles calculées avec la DEM. La table 9.1 montre cette comparaison avec le rapport des intensités et la déviation $\delta = \frac{\|I_{calc} - I_{obs}\|}{I_{obs}}$ en valeur absolue. Les raies marquées d'un '*' ont été utilisées dans le calcul de la DEM, et la raie marquée d'un '**' provient de Vernazza and Reeves (1978). Les intensités sont exprimées en $photons/s/cm^2/sr$, I_{obs} représente les intensités observées, tandis que I_{calc} indiquent les intensités calculées à partir de la DEM. Le rapport moyen pour l'ensemble des raies vaut 1,12 et nous obtenons 0,47 pour la déviation. On peut noter que l'accord n'est pas forcément meilleur pour les raies utilisées lors de l'inversion ; ceci est dû à notre exigence lors de la sélection de la DEM pour retrouver l'intensité des autres raies. Finalement, nous retrouvons les intensités observées dans un facteur 2.

Plusieurs écarts peuvent être discutés. Nous obtenons un mauvais accord pour les raies de l'ion C II ; de plus, les intensités calculées sont parfois supérieures, parfois inférieures à celles observées. Ce désaccord provient certainement du non respect de l'hypothèse optiquement mince pour ces raies, ainsi que de la proximité du continuum de Lyman pour la raie à 904,10 Å. En utilisant le modèle d'atmosphère VALC déjà présenté, nous estimons de manière simple (formule V.2 du chapitre 7) la profondeur optique à 2,78 pour la raie à 1037,02 Å, utilisée dans le calcul de la DEM. Ceci pourrait expliquer ce désaccord, finalement peu surprenant puisque nous nous trouvons à des températures où le formalisme de la DEM n'est plus correct.

Le désaccord pour la raie N II à 775,96 Å peut être expliqué de la même façon, en rajoutant la possibilité d'une mauvaise évaluation de l'intensité de cette raie puisqu'elle est mélangée avec la raie S X à 776,37 Å.

III.1.3 Comparaison des irradiances.

En supposant le soleil totalement couvert par des régions calmes, comme il peut l'être au minimum du cycle d'activité, nous pouvons calculer à partir de la DEM les valeurs d'irradiance pour les raies optiquement minces (formule 8.69). Nous comparons un tel calcul avec des valeurs d'irradiance mesurées par les instruments SUMER (Wilhelm et al. (1998), repérées par un '(S)') et CDS (Brekke et al. (2000), repérées par un '(C)'). L'instrument SUMER peut mesurer le

$\lambda(\text{\AA})$	Ion	I_{obs}	I_{calc}	I_{calc}/I_{obs}	δ
1014.44	S II	1.84e+10	1.74e+10	0.94	0.06
996.00*	S II	4.42e+10	3.09e+10	0.70	0.30
1010.42	C II	2.12e+11	4.89e+11	2.31	1.31
1037.02*	C II	2.84e+12	4.27e+12	1.50	0.50
904.10	C II	9.80e+11	7.52e+12	7.67	6.67
1036.32	C II	2.71e+12	2.14e+12	0.79	0.21
916.71*	N II	4.80e+11	4.25e+11	0.89	0.11
775.96	N II	5.01e+10	1.28e+11	2.56	1.56
1085.68	N II	3.01e+12	1.42e+12	0.47	0.53
997.40	Si III	6.66e+10	1.01e+11	1.52	0.52
1021.31	S III	1.58e+11	1.28e+11	0.81	0.19
1012.53	S III	3.14e+10	3.47e+10	1.11	0.11
1077.13*	S III	1.36e+11	1.65e+11	1.21	0.21
977.02	C III	6.22e+13	3.03e+13	0.49	0.51
979.88	N III	2.83e+10	2.49e+10	0.88	0.12
989.80	N III	9.36e+11	5.58e+11	0.60	0.40
991.51	N III	1.84e+12	1.12e+12	0.61	0.39
763.34	N III	9.68e+10	8.97e+10	0.93	0.07
764.36*	N III	1.86e+11	1.74e+11	0.93	0.07
1062.64	S IV	2.78e+11	1.84e+11	0.66	0.34
1072.98*	S IV	3.61e+11	2.86e+11	0.79	0.21
790.22*	O IV	3.52e+12	3.47e+12	0.99	0.01
787.70	O IV	1.75e+12	1.91e+12	1.10	0.10
786.48	S V	1.05e+12	8.39e+11	0.80	0.20
765.15	N IV	2.29e+12	1.97e+12	0.86	0.14
924.28	N IV	1.08e+11	6.15e+10	0.57	0.43
922.52	N IV	5.15e+10	4.95e+10	0.96	0.04
922.02	N IV	1.86e+11	6.37e+10	0.34	0.66
944.53*	S VI	3.46e+11	1.73e+11	0.50	0.50
933.41	S VI	6.26e+11	3.41e+11	0.55	0.45
759.44	O V	1.41e+11	1.77e+11	1.25	0.25
758.68	O V	1.86e+11	2.29e+11	1.23	0.23
762.00	O V	1.82e+11	2.19e+11	1.20	0.20
760.45	O V	6.35e+11	8.14e+11	1.28	0.28
1031.93	O VI	1.58e+13	9.17e+12	0.58	0.42
1037.60	O VI	7.34e+12	4.60e+12	0.63	0.37
1005.84*	Ne VI	4.63e+10	5.72e+10	1.23	0.23
895.17*	Ne VII	1.72e+11	2.09e+11	1.21	0.21
780.33	Ne VIII	1.08e+12	1.05e+12	0.97	0.03
770.41*	Ne VIII	2.29e+12	2.07e+12	0.91	0.09
769.38*	Mg VIII	1.93e+10	1.22e+10	0.63	0.37
776.37*	S X	3.63e+10	3.18e+10	0.88	0.12
499.41**	Si XII	1.29e+12	1.40e+12	1.09	0.09

TAB. 9.1: Comparaison des radiances observées et calculées pour le soleil calme.

$\lambda(\text{\AA})$	Ion	E_{obs}	E_{calc}	E_{calc}/E_{obs}	δ
629.74 (S)	O V	1.00e+09	1.51e+09	1.51	0.51
770.41 (S)	Ne VIII	3.20e+08	2.82e+08	0.88	0.12
786.47 (S)	S V	1.03e+08	1.14e+08	1.11	0.11
787.72 (S)	O IV	1.94e+08	2.60e+08	1.34	0.34
933.39 (S)	S VI	1.08e+08	4.64e+07	0.43	0.57
944.52 (S)	S VI	6.54e+07	2.35e+07	0.36	0.64
977.02 (S)	C III	5.63e+09	4.12e+09	0.73	0.27
315.02 (C)	Mg VIII	1.14e+08	1.11e+08	0.98	0.02
319.84 (C)	Si VIII	1.14e+08	1.74e+08	1.53	0.53
328.25 (C)	Al VIII	1.72e+07	4.91e+06	0.29	0.71
332.78 (C)	Al X	5.65e+07	2.68e+07	0.47	0.53
334.17 (C)	Fe XIV	3.20e+07	1.00e+08	3.13	2.13
341.15 (C)	Fe XI	3.75e+07	1.09e+07	0.29	0.71
345.10 (C)	Si IX	1.03e+08	4.84e+07	0.47	0.53
347.40 (C)	Si X	1.11e+08	7.35e+07	0.66	0.34
368.06 (C)	Mg IX	4.93e+08	4.14e+08	0.84	0.16
525.80 (C)	O III	4.07e+07	4.41e+07	1.08	0.08
543.88 (C)	Ne IV	1.90e+07	2.24e+07	1.18	0.18
550.05 (C)	Al XI	1.43e+07	1.97e+07	1.38	0.38
554.51 (C)	O IV	3.56e+08	3.59e+08	1.01	0.01
558.60 (C)	Ne VI	2.68e+07	3.83e+07	1.43	0.43
561.72 (C)	Ne VII	1.36e+07	1.40e+07	1.03	0.03
572.31 (C)	Ne V	2.29e+07	2.46e+07	1.08	0.08
574.05 (C)	Ca X	2.20e+07	1.68e+07	0.76	0.24
580.90 (C)	Si XI	2.14e+07	1.47e+07	0.69	0.31
585.69 (C)	Ar VII	1.33e+07	2.90e+07	2.18	1.18
609.79 (C)	Mg X	3.45e+08	3.16e+08	0.92	0.08
629.74 (C)	O V	8.65e+08	1.51e+09	1.75	0.75

TAB. 9.2: Comparaison des irradiances observées et calculées pour le soleil calme.

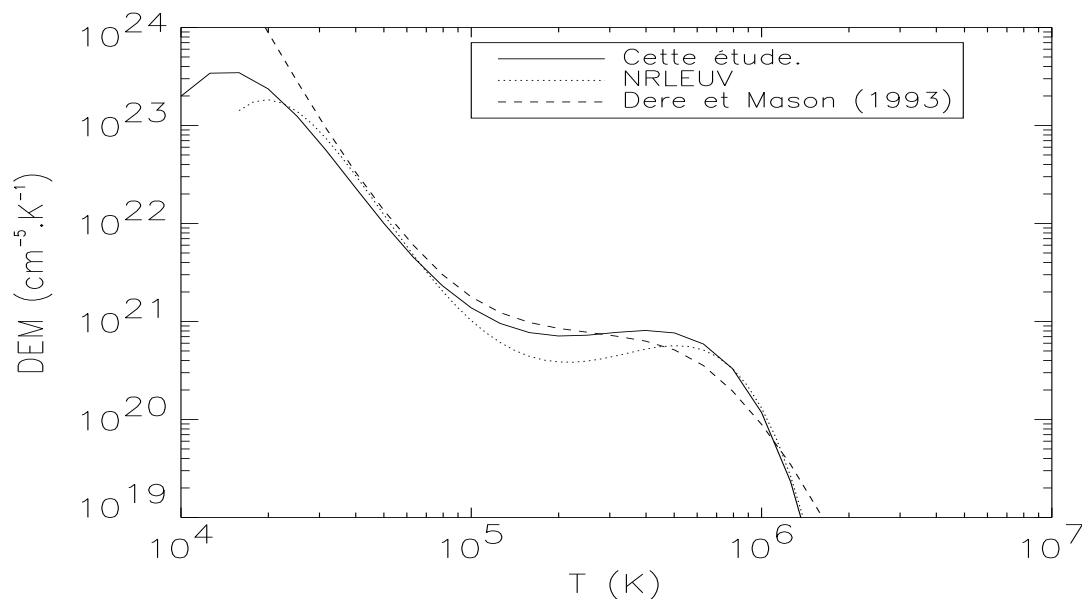


FIG. 9.9: DEM trou coronal.

flux du soleil entier lorsque le satellite effectue une rotation sur lui même; SUMER éloigne progressivement sa zone de pointage du centre du disque solaire à chaque rotation, et obtient ainsi une image du soleil entier. L'instrument CDS peut effectuer ce type de mesure plus fréquemment. La table 9.2 résume les comparaisons effectuées. Les irradiances F_{obs} (pour observée) et F_{calc} (pour calculée) sont exprimées en $photons/s/cm^2$. Le rapport moyen des irradiances calculées à celles observées est de 1,05 tandis que la déviation moyenne est de 0,43 en valeur absolue, ce qui constitue un bon accord.

III.2 Mesure d'émission différentielle "trou coronal".

III.2.1 Résultats.

La figure 9.9 montre la DEM obtenue pour les intensités 'trou coronal', avec pour comparaison celles dérivées par Warren et al. (2001) (labellé NRLEUV) et Dere and Mason (1993). Il y a un bon accord sur l'allure générale. Ici aussi, le meilleur résultat a été obtenu avec la méthode d'ajustement. Les raies utilisés dans le calcul sont marquées d'un '*' dans la table 9.4. Il faut noter que par rapport à la DEM 'soleil calme', la DEM correspondant aux trous coronaux décroît plus vite vers les hautes température, ce qui correspond bien à la description des trous coronaux. En dessous de $\text{Log}(T) \simeq 5,7$ les 2 DEM sont similaires.

III.2.2 Comparaison des radiances.

La table 9.4 montre la comparaison des intensités mesurées par SUMER avec celles calculées grâce à la DEM 'trou coronal'. Les notations sont similaires à celles utilisées pour la table 9.1. Le rapport moyen des intensités est de 0,81 tandis que l'écart absolu relatif moyen est de 0,41. Nous retrouvons la même précision que dans le cas du soleil calme, à savoir environ un facteur 2. Puisque le disque solaire n'est jamais totalement recouvert de trous coronaux, il n'est pas possible de comparer des irradiances.

III.3 Conclusion.

A l'aide d'intensités mesurées par SUMER et moyennées sur un large éventail d'activité solaire, nous avons obtenus deux mesures d'émission différentielles, pour les régions calmes du soleil

$\lambda(\text{\AA})$	Ion	I_{obs}	I_{calc}	I_{calc}/I_{obs}	δ
1036.32	C II	2.91e+12	1.85e+12	0.64	0.36
1037.02*	C II	3.64e+12	3.69e+12	1.01	0.01
775.96	N II	7.08e+10	1.64e+11	2.32	1.32
916.71*	N II	4.51e+11	4.44e+11	0.98	0.02
763.34*	N III	1.27e+11	1.40e+11	1.11	0.11
764.36	N III	2.47e+11	2.72e+11	1.10	0.10
1062.64*	S IV	4.68e+11	2.75e+11	0.59	0.41
790.22*	O IV	5.93e+12	5.62e+12	0.95	0.05
787.70	O IV	2.59e+12	3.09e+12	1.19	0.19
786.48	S V	1.47e+12	1.33e+12	0.91	0.09
924.28	N IV	1.53e+11	6.80e+10	0.44	0.56
765.15	N IV	3.23e+12	3.31e+12	1.02	0.02
922.52	N IV	7.86e+10	5.47e+10	0.70	0.30
922.02	N IV	2.32e+11	7.22e+10	0.31	0.69
955.34	N IV	1.97e+10	1.24e+10	0.63	0.37
944.53	S VI	5.39e+11	2.77e+11	0.51	0.49
933.41*	S VI	9.22e+11	5.47e+11	0.59	0.41
762.00	O V	2.73e+11	3.61e+11	1.33	0.33
758.68	O V	3.02e+11	3.79e+11	1.26	0.26
760.45*	O V	9.46e+11	1.35e+12	1.42	0.42
759.44	O V	1.92e+11	2.92e+11	1.52	0.52
1037.60*	O VI	1.00e+13	6.91e+12	0.69	0.31
1031.93	O VI	1.98e+13	1.38e+13	0.70	0.30
895.17*	Ne VII	2.49e+11	2.52e+11	1.01	0.01
780.33	Ne VIII	1.31e+12	6.44e+11	0.49	0.51
770.41*	Ne VIII	2.43e+12	1.26e+12	0.52	0.48
769.38	Mg VIII	2.59e+10	6.30e+09	0.24	0.76
776.37	S X	3.25e+10	1.22e+09	0.04	0.96
624.94**	Mg X	8.18e+10	8.62e+10	1.05	0.05

TAB. 9.4: Comparaison des radiances observées et calculées pour les trous coronaux.

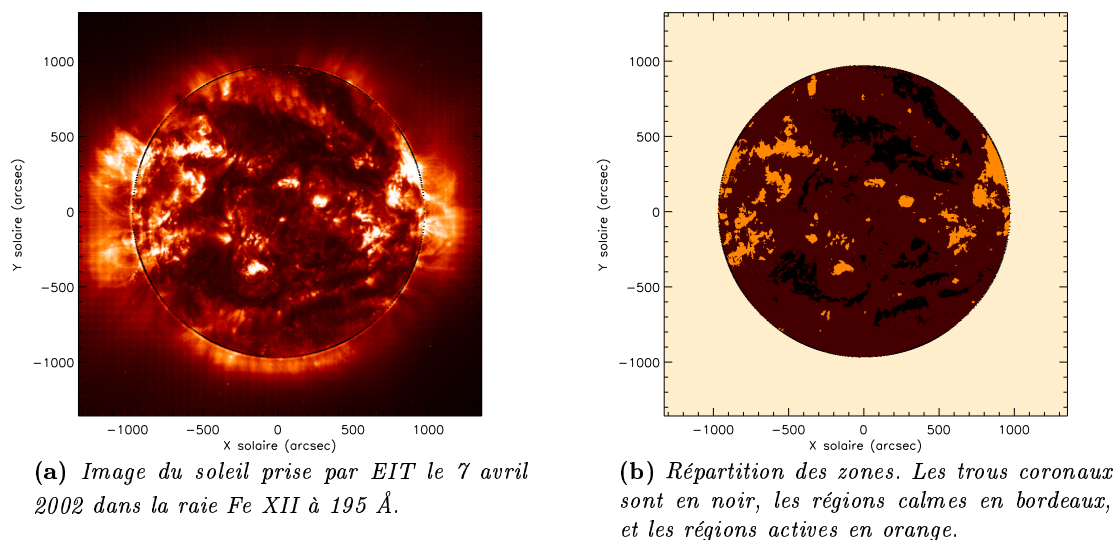


FIG. 9.10: Répartition des zones sur le disque solaire le 7 avril 2002.

et pour les trous coronaux. Ces DEM sont en bon accord avec celles présentées dans la littérature et permettent de retrouver les intensités mesurées par SUMER avec une erreur inférieure à environ 50%. En utilisant des intensités mesurées avec une bonne précision et largement moyennées, nous espérons que les DEM calculées soient 'représentatives' des deux classes de région étudiées. Les comparaisons effectuées semblent aller dans notre sens, et l'on peut alors entreprendre de modéliser le flux solaire EUV à l'aide de ces DEM. C'est ce que nous faisons dans la section suivante.

IV Modéliser la variabilité du flux.

Les comparaisons effectuées dans la section précédente montrent que l'on retrouve au pire dans un facteur 2 les irradiances de raies EUV optiquement mince mesurées par les instruments SUMER et CDS, pour un jour où le soleil est calme. Nous regardons dans cette section dans quelle mesure on peut retrouver l'irradiance EUV solaire lorsque le soleil est partiellement recouvert de région actives et de trous coronaux. Pour cela, nous allons utiliser les images du soleil prises par l'instrument EIT et y séparer la surface solaire en zones 'soleil calme', trous coronaux, et régions actives. Nous aurons besoin d'un spectre caractéristique des régions actives, et utiliserons pour cela la DEM dérivée par Warren et al. (2001) à partir des données publiées par Vernazza and Reeves (1978). La contribution des régions calmes et des trous coronaux sera déduite des DEM dérivées dans cette étude.

IV.1 Méthode.

IV.1.1 Détermination des zones à une date donnée.

Il nous faut maintenant choisir une date et découper le soleil en différentes zones correspondant à nos catégories : soleil calme, trou coronal, et région active. Nous allons étudier le cas précis du 07 avril 2002, une date récente pour laquelle il existe des mesures du flux solaire EUV réalisées par l'instrument SEE, à bord du satellite TIMED. L'activité solaire à cette date est importante, et l'indice $F_{10.7}$ valait environ 208.

Pour ce jour, la classification des zones du soleil dans l'une des trois catégories se fait de manière empirique. Nous utilisons les images de l'instrument EIT qui nous ont aussi servi pour classer les

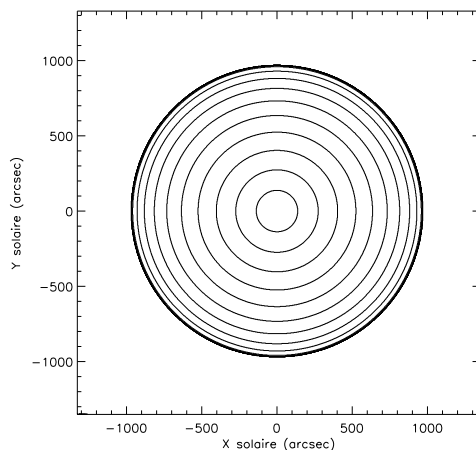


FIG. 9.11: Découpage en couronnes.

intensités lors du traitement des données. A la simple vue de l'image, nous ajustons les valeurs seuil séparant l'émission des trous coronaux de celle des régions calmes, puis celle des régions calmes des régions actives, de manière à ce que le découpage résultant nous paraisse satisfaisant. Rappelons ici que ces catégories ont été déterminées empiriquement et sont toujours utilisées de la même manière dans la littérature; un traitement d'image plus sophistiqué permettrait sans doute une discrimination plus fine, mais un tel traitement sort du cadre de cette étude. Les résultat du découpage pour la date choisie, avec l'image originale est visible sur la figure 9.10.

IV.1.2 Prise en compte de la variation centre-bord.

Comme nous l'avons vu, la variation du centre au bord du disque solaire de l'émission dépend de la transition électronique mise en jeu par le biais de la température de formation de la raie. Ainsi, pour appliquer la variation centre-bord, nous devrions en principe calculer celle-ci pour chaque raie et chaque pixel de l'image. Afin d'économiser du temps de calcul, nous utiliserons la même variation centre-bord pour toutes les raies d'un même ion, en choisissant la température de formation de celles-ci comme la température maximisant l'équilibre d'ionisation. Cette approximation n'introduit que peu d'erreur tant les deux températures sont en général proches.

De plus, nous avons choisi de découper le soleil en plusieurs couronnes et d'attribuer à chacune d'elle une valeur de l'angle héliocentrique. Ceci évite de calculer cette variation pour chaque pixel et réduit donc à nouveau le temps de calcul. Puisque l'effet centre-bord est plus important près du limbe, nous resserrons les couronnes à mesure que leur distance au centre du disque solaire augmente. Pour cela, nous avons utilisé la méthode suivante. Nous divisons d'abord le rayon solaire en autant d'intervalles réguliers que nous voulons de couronnes, puis nous utilisons le sinus de la limite entre chaque intervalle comme séparateur réel entre deux couronnes. La fonction exacte appliquée aux intervalles est

$$R_{\odot} \sin\left(\frac{\pi}{2R_{\odot}}x\right) \quad (9.4)$$

où R_{\odot} est le rayon solaire et x est la valeur de la limite entre chaque intervalle. Un découpage en 12 couronnes nous a semblé suffisant; nous le montrons sur la figure 9.11. Notre étude de la variation centre-bord a montré que la variation calculée s'appliquait bien aux données soleil calme; nous n'avons par contre pas pu valider les cas des trous coronaux et des régions actives. Par conséquent, nous n'appliquons dans un premier temps la variation définie par l'équation 8.63 qu'à l'émission 'soleil calme' des raies.

IV.1.3 Irradiance.

Finalement, la contribution $F_{\odot}(px, \lambda)$ de chaque pixel px à l'irradiance solaire totale est déterminée pour une longueur d'onde donnée par

$$F_{\odot}(px, \lambda) = I^{reg}(\lambda) * \rho(px, \lambda, reg) * \frac{\Delta px}{d^2} \quad (9.5)$$

où

- $I^{reg}(\lambda)$ est la radiance caractéristique de la région reg associée au pixel.
- $\rho(px, \lambda, reg)$ est la variation centre-bord qui dépend de la position sur le disque solaire (de la couronne à laquelle il appartient en pratique), de la longueur d'onde, et du type de région. ρ est définie par l'équation 8.63 pour les raies émises dans le soleil calme et vaut 1 pour le continu et les autres régions.
- Δpx est l'aire contenue dans un pixel de l'image.
- d vaut une unité astronomique, puisque nous calculons le flux solaire à cette distance.

L'irradiance solaire à λ est alors donnée par

$$F_{\odot}(\lambda) = \sum_i F_{\odot}(px_i, \lambda) \quad (9.6)$$

IV.2 Données disponibles.

Avant d'étudier les résultats de notre calcul, nous présentons les données utilisées pour la comparaison.

IV.2.1 TIMED

Le satellite TIMED (pour Thermosphere * Ionosphere * Mesosphere * Energetics and Dynamics) est une mission programmée pour deux ans faisant partie du programme Soleil-Terre de la NASA. Lancé le 7 décembre 2001, il a pour objectif l'étude de la mésosphère et de la basse thermosphère/ionosphère, c'est à dire l'atmosphère terrestre entre approximativement 60 km et 180 km.

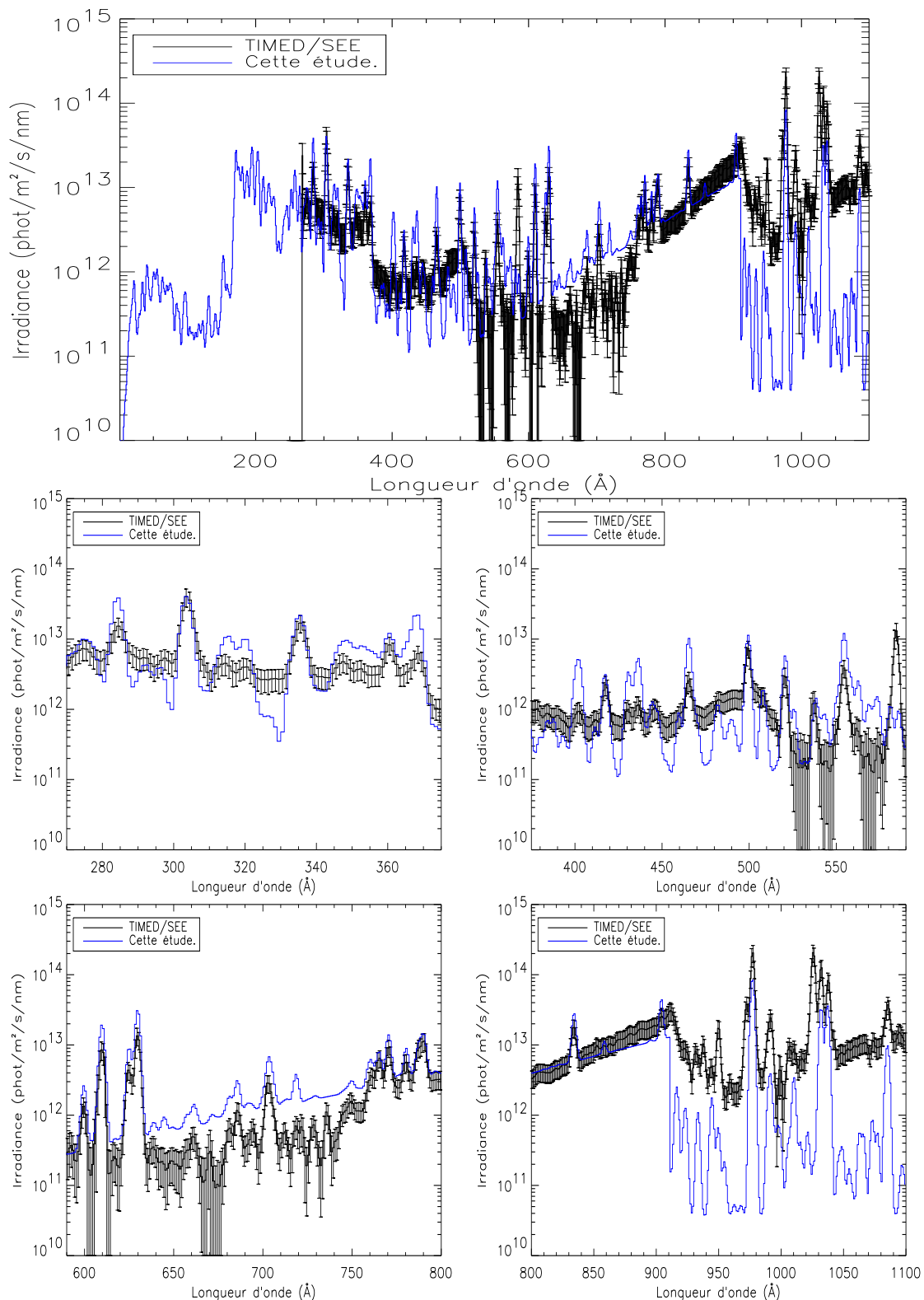
Le satellite est équipé de 4 expériences principales, dont l'une consiste à mesurer l'irradiance solaire des rayons X mous à l'EUV (expérience SEE, pour Solar Extreme Ultraviolet Experiment). Les deux instruments disponibles consistent en un spectrographe EUV (instrument EGS) et une suite de photomètres dans le domaine des rayons X mous (instrument XPS). Chaque instrument observe le soleil environ 3 minutes par orbite et fournit à peu près 15 mesures par jour. Les données pour l'instant disponibles¹ sont les irradiances spectrales moyennées sur chaque jour et rapportée à une unité astronomique du soleil. Le rayonnement provenant d'éruption (flare) a été soustrait des données.

Ainsi, EGS fournit un flux moyen par intervalle de 1 Å (avec un pouvoir de résolution de 4 Å) dans la bande spectrale 260-1950 Å, tandis que XPS fournit les flux moyens intégrés dans les intervalles spectraux 0-70 Å, 170-270 Å, 0-100 Å, 60-120 Å, 170-210 Å, 280-340 Å, et 1210-1220 Å. Depuis le 24 juillet 2002, les seules mesures effectuées sont pour les intervalles spectraux 0-70 Å, 0-100 Å, et 280-340 Å en raison d'un problème technique. Notons que si ces données sont accessibles librement sur internet, elles ne sont pas encore complètement validées.

IV.3 Résultats et comparaison.

Nous avons calculé le flux solaire pour le 7 avril 2002 par la méthode décrite précédemment. Rappelons que le rayonnement continu (libre-libre et libre-lié, voir chapitre 3) est calculé dans

¹http://lasp.colorado.edu/see/see_dat.html



En noir, le flux le flux mesuré par TIMED/SEE avec une résolution de 1 Å et moyenné sur la journée du 7 avril 2002. En bleu, le flux calculé dans cette étude avec la même résolution. Une largeur à mi-hauteur de 3 Å a été utilisée pour les raies calculées, une valeur qui reproduit au mieux la forme du spectre mesuré par TIMED/SEE.

FIG. 9.12: Comparaison des flux calculés et observés le 7 avril 2002.

notre étude en le traitant comme un rayonnement optiquement mince, ce qui n'est pas exact. Le résultat est montré par intervalles de 1 \AA sur la figure 9.12, avec pour comparaison le flux moyen mesuré par l'instrument SEE le jour même. Pour reproduire au mieux l'aspect du spectre observé, nous avons convolué l'intensité calculée de chaque raie avec un profil gaussien de largeur à mi-hauteur égale à 3 \AA . Tous les flux sont rapportés à une unité astronomique du soleil. La comparaison est riche d'enseignements ; nous l'effectuons des grandes longueurs d'onde vers les petites.

Premièrement, il y a un bon accord global sur l'ordre de grandeur des flux et l'allure générale de leur variation spectrale. Ceci nous indique pour l'instant que la méthode utilisée est valide pour reproduire qualitativement le flux solaire.

Nous notons le fort désaccord pour la bande spectrale $912\text{-}1100 \text{ \AA}$; il est notamment dû au fait que les raies de l'hydrogène dominent cette partie du spectre et que ces dernières ne sont pas prises en compte dans notre étude. Une contribution du rayonnement de corps noir à 5777 degrés, émis par la photosphère peut aussi être envisagée. Néanmoins, la nouvelle version de la base de donnée CHIANTI (annoncée en septembre 2002) inclut les données nécessaires pour calculer les raies de l'hydrogène neutre. Il est aussi envisageable que nous ayons négligé une autre source de rayonnement continu dans ce domaine spectral. On peut par ailleurs observer le bon accord pour les raies C III à 977.02 \AA , O VI à 1031.93 \AA et 1037.61 \AA (la raie précédent ces 2 raies provient de l'hydrogène), et N II à $1085,71 \text{ \AA}$.

Le continu de Lyman calculé dans notre étude à une pente inférieure à celui observé par TIMED. En fait, l'influence du continu de Lyman est clairement visible dans notre calcul jusqu'à 650 \AA , alors que celle-ci n'est aussi nette sur le spectre mesuré par TIMED que jusqu'à environ 760 \AA . Nous avons supposé que tout photons émis lors d'une recombinaison de l'atome d'hydrogène s'échappe de l'atmosphère sans interaction ; cette hypothèse est sans aucun doute fautive, et il faudrait en toute rigueur traiter le transfert de ces photons. Néanmoins, la rupture franche du continu de Lyman vers 760 \AA , observable sur le spectre mesuré par SEE, est surprenante ; notre calcul (et ses hypothèses simplificatrices) indique que la température dominante des électrons participant à la recombinaison se situe vers $\text{Log}(T)=4,2$, quelle que soit la longueur d'onde du photons émis au-dessus de 600 \AA . Ce n'est donc pas l'absence d'une population électronique d'énergie suffisante qui explique cette chute. Nous n'avons pas trouvé de processus physiques particuliers (comme l'absorption des photons suite à une photo-ionisation ou une photo-excitation d'un élément particulier, le seuil de réaction correspondant à une longueur d'onde proche de 760 \AA) expliquant ce comportement.

De environ 510 \AA à 640 \AA , seules les raies de l'hélium neutre, absentes de notre calcul, empêchent un meilleur accord entre les deux spectres. La raie très intense à 584 \AA visible sur le spectre de SEE et absente dans notre étude est une raie de l'hélium neutre ; à nouveau, les paramètres pour la calculer sont disponibles dans la nouvelle version de CHIANTI.

Le flux mesuré par SEE montre deux augmentations brusques du flux vers 500 \AA et 370 \AA . La première, située entre 500 \AA et 530 \AA est le fait de la recombinaison de l'ion He II avec un électron. Le seuil de ce processus se situe à $504,26 \text{ \AA}$, et l'émission juste au-dessus de cette longueur d'onde devrait être aussi marquée par des raies de l'ion He I. La recombinaison de l'ion C III peut aussi intervenir, la longueur d'onde initiale de ce processus, correspondant à la valeur du potentiel d'ionisation de l'ion C II, se situant à $508,48 \text{ \AA}$. Le premier potentiel d'ionisation du carbone vaut $11,26 \text{ eV}$, valeur qui se situe proche de la limite séparant les éléments dont on observe un enrichissement dans la couronne de ceux dont l'abondance reste constante (FIP effet).

Ainsi, pour $\lambda \lesssim 500 \text{ \AA}$, notre calcul a tendance à sous estimer le rayonnement continu dû à la recombinaison de l'ion He II; dans le même temps, nos résultats distinguent très bien les raies intenses du spectre (citons par exemple les raies He II à 304 Å, Fe XVI à 335,4 Å, ou Ne VII à 465 Å) bien qu'ils surestiment parfois leur intensité. Ces deux observations mêlées pourraient indiquer qu'une partie des photons émis dans les raies sert à ioniser l'ion He I, augmentant alors le nombre de recombinaison de l'ion He I; quoiqu'il en soit, ce désaccord est une conséquence des limites de l'hypothèse du rayonnement optiquement mince. Dans le but précis de retrouver la bonne valeur de l'irradiance EUV spectrale, on peut imaginer la détermination d'un coefficient semi-empirique (lié à la profondeur optique des raies) permettant de corriger cet effet.

L'augmentation à 370 Å est bien reproduite par notre calcul. En fait, nous sommes capables de la reproduire en supposant une largeur à mi-hauteur des raies de 3 Å; avec une largeur inférieure, le spectre calculé ne montre pas cette augmentation nette, mais plutôt une alternance de pics de fortes et faibles intensités. Aussi, cette augmentation est plus certainement due aux effets conjugués de la présence de raies intenses et de la largeur de raies instrumentales de SEE, qu'à la présence d'un rayonnement continu à cette longueur d'onde. En effet, en supposant que cette augmentation est due à un rayonnement continu libre-lié, alors le processus le plus vraisemblable serait la recombinaison de l'ion Si IV avec un électron (pour donner un ion Si III) dont le seuil se situe à 370,18 Å. Cet élément (et encore moins deux fois ionisé) n'est pas assez abondant pour être le responsable de l'augmentation observée.

Rappelons que la détermination des zones sur l'image d'EIT a été effectuée en fixant empiriquement des seuils. L'application des mêmes seuils sur d'autres images d'EIT n'a pas donné de résultats cohérents, empêchant ainsi l'étude de la variabilité du flux de manière cohérente. Il est important que les critères utilisés pour déterminer la 'classe' (région calme, trou coronal, et région active) des zones d'émission soit précis et surtout identiques pour les différentes dates et types d'activité étudiés.

V Conclusion.

L'étude présentée ici, qui nécessite un approfondissement avant d'être entièrement validée (il reste notamment à réduire les désaccords entre la grandeur des flux modélisés et observés et à étudier dans quelles mesures nous pouvons reproduire la variation de ce flux), peut aboutir à un modèle de flux solaire EUV. Pour cela, il reste à déterminer de quelles façons nous obtenons la proportion du disque solaire occupée par chaque zone. Nous proposons deux solutions à envisager :

1. **A partir d'images solaires prises au sol.** Puisque le rayonnement EUV ne parvient pas à la surface terrestre, seules sont disponibles des images de la chromosphère dans le domaine visible (dans la raie $H\alpha$ par exemple) ou des images coronales dans le domaine radio. L'utilisation d'images chromosphériques nécessiterait une extrapolation des surfaces observées pour chaque zone à des altitudes supérieures, où le rayonnement de la zone de transition et de la couronne prend place. Les images coronales dans le domaine des ondes radio, telles celles prises par le radio héliographe de Nançay ne disposent pas en général d'une très bonne résolution; une étude serait nécessaire pour déterminer dans quelles mesures l'utilisation de ces images permet d'accéder à une détermination des zones suffisamment fiable.
2. L'autre solution serait de **mettre en orbite un instrument observant le soleil dans une longueur d'onde significative.** Nous avons utilisé dans notre étude la raie du Fe XII à 195 Å qui permet d'identifier d'une manière relativement fiable les 3 types de zone. La résolution des images utilisées est de 2,61 arc secondes (environ 1800 km); elle paraît largement suffisante. Il serait intéressant d'étudier, dans le cadre de cette application

spatiale, la résolution nécessaire ; cette étude pourrait se faire en dégradant la résolution des images d'EIT, jusqu'à l'obtention d'une résolution minimale permettant de retrouver les 3 classes de régions.

Chapitre 10

Quelles mesures pour modéliser le flux solaire EUV ?

Finalement, nous étudions maintenant la possibilité d'obtenir le flux EUV solaire avec un minimum d'observations. Le principe est le suivant : mesurer le flux solaire sans résolution spatiale dans plusieurs raies EUV, puis calculer à partir de ces raies une mesure d'émission différentielle qui donne alors accès au flux dans l'ensemble du domaine spectral EUV.

Pour cela, il faut trouver un ensemble de raies identifiables dans le spectre d'irradiance qui soit propice au calcul d'une DEM, quelle que soit l'activité solaire. Moins il y a de raies nécessaires à l'inversion, plus l'instrument en orbite (puisque ces raies ne sont mesurables qu'au-dessus de l'atmosphère terrestre) chargé de les mesurer sera simple à réaliser. Nous étudions maintenant la faisabilité d'un tel projet.

I Détermination des raies pour une mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.

I.1 Introduction.

Nous étudions tout d'abord quelles sont les raies facilement identifiables dans un spectre solaire d'irradiance EUV ; il n'est pas évident que l'allure d'un tel spectre soit similaire à celle d'un spectre obtenu à partir d'une zone restreinte sur le disque solaire, comme ceux observés avec SUMER. Les conditions physiques dans lesquelles se forme l'émission peuvent suffisamment varier en des endroits différents du soleil (par exemple entre une région calme et une région active), pour que l'addition de la contribution à l'irradiance de chacun de ces endroits modifie considérablement la distribution spectrale de l'émission observée localement.

Par exemple, l'addition d'une même raie émise avec un décalage et une largeur Doppler différents peut résulter en un profil spectral de la raie émise par le soleil entier plus large que celui mesuré sur une zone restreinte et plus homogène. Finalement, et peut être plus important, la résolution spectrale de l'observation modifie évidemment l'allure du spectre.

I.2 Étude.

Nous avons à notre disposition les mesures de TIMED/SEE avec une résolution de 1 Å. Nous représentons le spectre d'irradiance moyennée sur la journée du 7 avril 2002 obtenu par cet instrument sur la figure 10.1. Nous y avons identifié les raies très intenses susceptibles de dominer le spectre à la résolution de SEE en accord avec le spectre d'irradiance mesuré par Brekke et al. (2000) et le spectre de radiance obtenu par Vernazza et al. (1981). Les autres raies visibles sont majoritairement soit des raies optiquement épaisses (de l'hydrogène ou de l'hélium neutre), soit

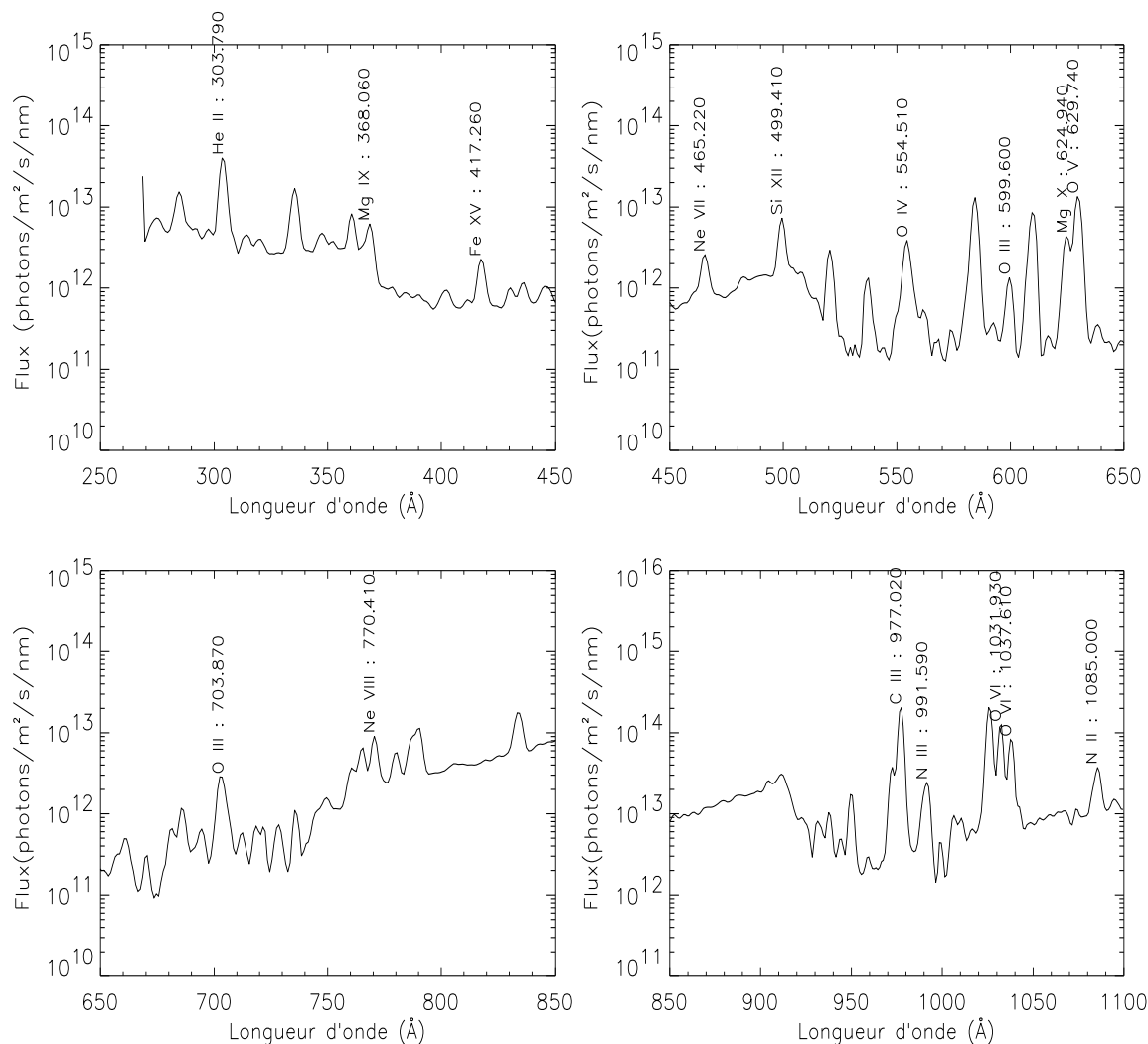


FIG. 10.1: Spectre d'irradiance mesuré par TIMED/SEE avec les raies identifiées comme possible pour calculer une DEM.

des raies mélangées. A cette résolution, ce spectre ne ressemble plus vraiment à ceux observés par SUMER et présentés au chapitre 5. Nous pouvons comparer ce spectre avec celui obtenu par Brekke et al. (2000) avec l'instrument CDS/NIS¹. NIS est un spectromètre avec une résolution spectrale de 0,3 Å et 0,6 Å ; le spectre d'irradiance a été obtenu en additionnant les spectres intégrés spatialement sur des zones de 4"x240" séparées entre elles par 24" et balayant l'ensemble du soleil. L'allure de ce spectre est montrée sur les figures 3 et 4 de leur article, reproduites ici sur la figure 10.2.

Il est clair que le spectre obtenu par CDS permet de mieux séparer les raies. Regardons le cas des raies Mg X à 624,94 Å et O V à 629,74 Å. Si leur profil est nettement séparé dans le spectre obtenu par NIS, ce n'est pas le cas dans celui de SEE. On peut aussi voir que la dégradation du spectre de NIS à une résolution spectrale de 1 Å ne donnerait pas l'allure du spectre observé par SEE. Plusieurs explications sont possibles ; parmi elles, la méthode employée par Brekke et al. (2000) peut mal prendre en compte comment les contributions des différentes zones s'ajoutent, ou la largeur instrumentale des raies mesurées par SEE est assez grande. En fait, comme indiqué plus haut, la meilleure reproduction de l'allure du spectre mesuré par SEE à partir de notre calcul s'effectue lorsque nous convoluons l'intensité intégrée de chaque raie avec un profil gaussien de

¹NIS=Normal Incidence Spectrometer. CDS comprend aussi l'instrument GIS (Grazing Incidence Spectrometer).

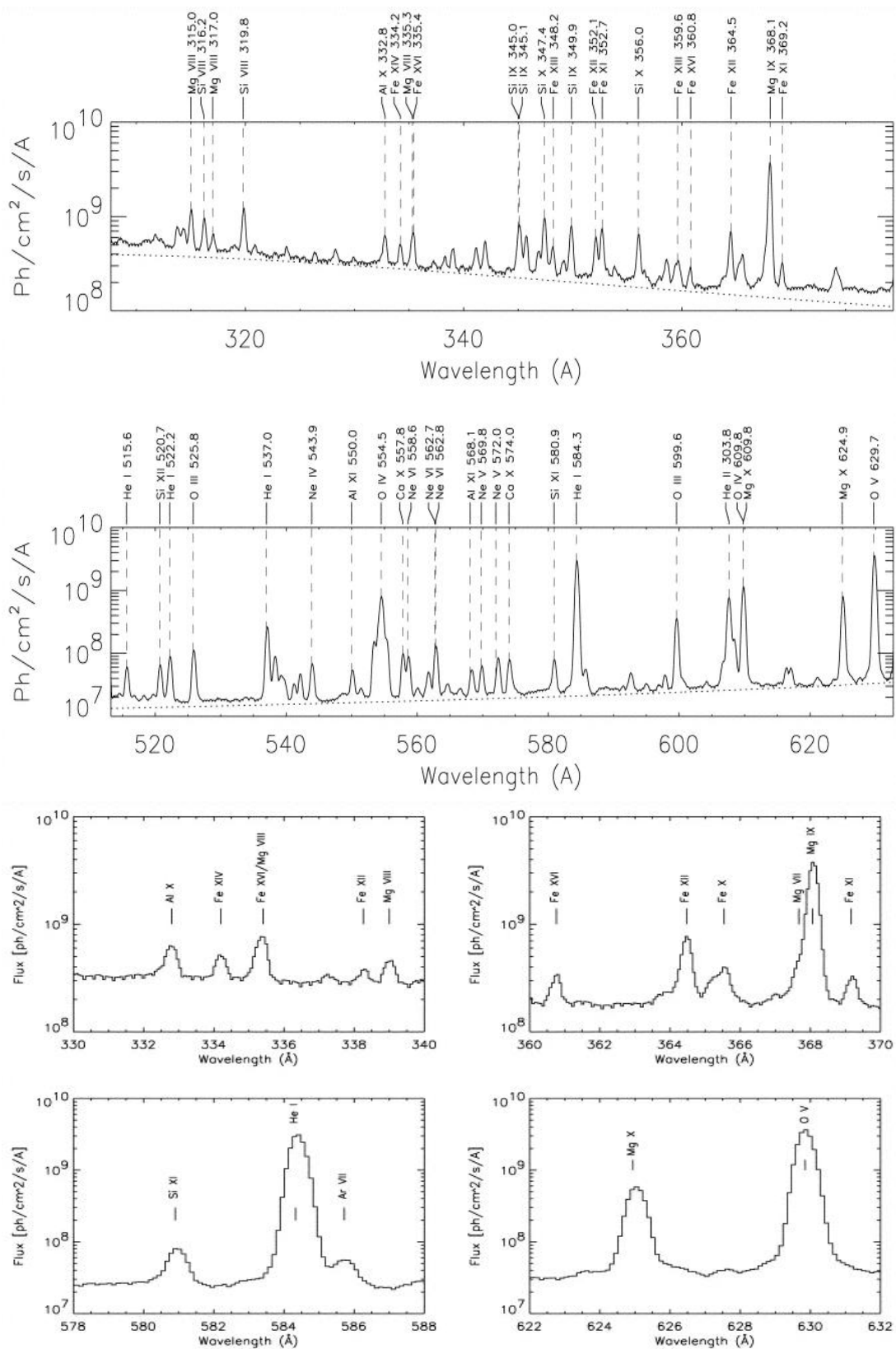


FIG. 10.2: Spectre d'irradiance mesuré par CDS/NIS le 15 mai 1997

λ (Å)	Ion	transition	T_{ion}
1085.00^m	N II	2s2 2p2 3P2 - 2s 2p3 3D3	4.4
303.79 ^m	He II	1s 2S1/2 - 2p 2P3/2	4.7
977.02	C III	2s2 1S0 - 2s.2p 1P1	4.8
991.59 ^m	N III	2s2.2p 2P3/2 - 2s.2p2 2D5/2	4.9
703.87 ^m	O III	2s22p2 3P2 - 2s2p3 3P2	5.0
599.60	O III	2s22p2 1D2 - 2s2p3 1D2	5.0
554.51	O IV	2s2.2p 2P3/2 - 2s.2p2 2P3/2	5.2
629.74	O V	2s2 1S0 - 2s.2p 1P1	5.4
1031.93	O VI	1s2.2s 2S1/2 - 1s2.2p 2P3/2	5.5
1037.61	O VI	1s2.2s 2S1/2 - 1s2.2p 2P1/2	5.5
465.22	Ne VII	2s2 1S0 - 2s2p 1P1	5.7
770.41	Ne VIII	1s2.2s 2S1/2 - 1s2.2p 2P3/2	5.80
624.94	Mg X	1s2.2s 2S1/2 - 1s2.2p 2P1/2	6.0
368.06	Mg IX	2s2 1S0 - 2s.2p 1P1	6.0
4 17.26	Fe XV	3s2 1S0 - 3s3p 3P1	6.3
499.41	Si XII	1s2.2s 2S1/2 - 1s2.2p 2P3/2	6.3

Liste des raies utilisées pour le calcul de la DEM. Les raies en gras font partie du groupe de 5 raies. "m" indique que plusieurs transitions du même ion sont comprises dans la raie. La température T_{ion} est la température qui maximise la proportion de l'état ionisé relative à la population totale de l'élément.

TABLE. 10.1: Liste des raies utilisées.

largeur à mi-hauteur égale à 3 Å. Cette très grande valeur (les largeurs Doppler thermiques sont majoritairement inférieures à 0,3 Å) fait fortement pencher pour la deuxième proposition. Nous allons nous servir des spectres mesurés par SEE en considérant que les larges profils de raie observés ne contiennent en grande majorité que les photons émis lors de la transition électronique identifiée, intégrés sur l'ensemble du soleil.

II Mesure d'émission différentielle 'soleil entier'.

II.1 Principe.

Pour déterminer une mesure d'émission différentielle à partir d'un spectre d'irradiance, nous avons simplement converti les irradiances en radiances (ou intensités émergentes par unité de surface au sommet de l'atmosphère solaire) au centre du disque en utilisant la formule 8.69. Nous supposons ces raies optiquement minces (la raie He II à 304 Å est la plus susceptible de ne pas répondre à ce critère, mais nous le lui appliquons tout de même). La technique de calcul est alors identique à celle déjà présentée précédemment.

II.2 Ajustement et calcul des irradiances observées.

Nous avons déjà présenté les raies identifiées dans le spectre mesuré par SEE sur la figure 10.1. Pour obtenir l'irradiance de chaque raie identifiée, puis la convertir en radiance, il nous faut intégrer le nombre de photons contenus à l'intérieur du profil de chaque raie et soustraire le fond continu. Comme au chapitre 5, nous avons utilisé un profil gaussien superposé à un continu que nous supposons cette fois non-fixé et quadratique. Puisque nous ne nous intéressons qu'aux raies très intenses, nous évitons nombre de problèmes discutés au chapitre 5, et la procédure

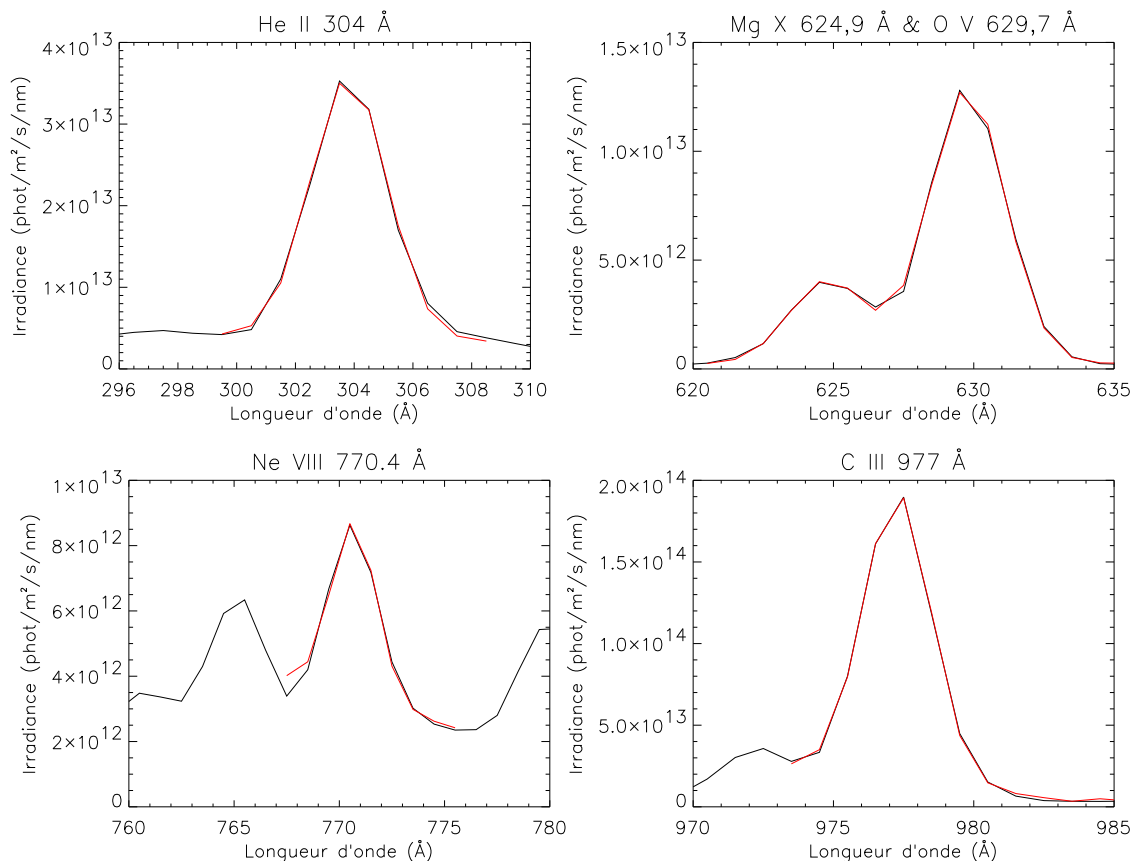


FIG. 10.3: Ajustement des raies sur le spectre de SEE.

d'ajustement donne dans l'ensemble de bons résultats ; la figure 10.3 montre ces résultats pour 5 raies. Les raies Mg X à 624,9 Å et O V à 629,7 Å ont été ajustées ensemble par une double gaussienne. Il est important de choisir des raies faciles à ajuster pour minimiser l'erreur introduite par cette procédure lorsque l'on voudra comparer des flux à différentes dates.

Puisque la largeur des raies est très grande, la longueur d'onde théorique du pic de la raie permet de localiser sans ambiguïté son profil sur le spectre mesuré. Une procédure automatique pour l'ajustement est alors possible ; une fois sur le profil de la raie, les bornes d'ajustement sont fixées à ses extrémités, repérées par un changement de signe de la dérivée. La valeur intégrée du profil, sans le continu, est alors déduite des paramètres gaussiens.

II.3 Inversion.

La mesure d'émission différentielle a été calculée comme précédemment par deux méthodes : une inversion régularisée (c'est-à-dire avec une contrainte de minimisation pour la dérivée seconde de la fonction recherchée), et un moindre-carré non-linéaire en utilisant l'exponentielle d'un polynôme de Chebyshev d'ordre 5. Les rapports de population pour chaque état d'ionisation ont été pris selon Mazzotta et al. (1998), tandis que l'abondance solaire, toujours constante, est en accord avec Meyer (1985). La DEM obtenue par moindres-carrés est la plus satisfaisante.

Premièrement, nous avons déterminé une DEM à partir des 16 raies identifiées sur la figure 10.1. Ensuite, puisqu'il est intéressant de réduire ce nombre de raies dans le cadre d'une application spatiale, nous avons testé de nombreux ensembles de 5 raies couvrant l'intervalle de température le plus large possible. Dans la détermination de l'ensemble de raies propices à l'inversion, nous introduisons un critère supplémentaire par rapport à l'étude du chapitre précédent ; il faut que nous puissions recalculer une DEM à partir de valeurs d'irradiance 'modifiées' de ces mêmes raies.

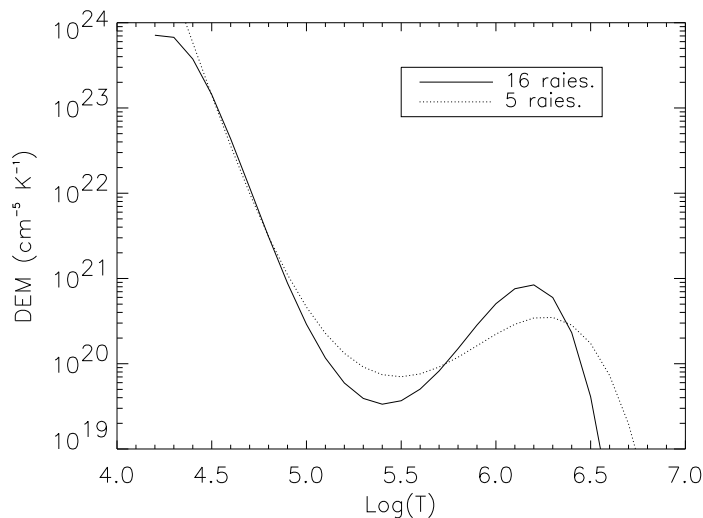


FIG. 10.4: DEM obtenues avec les données TIMED/SEE du 30 mai 2002.

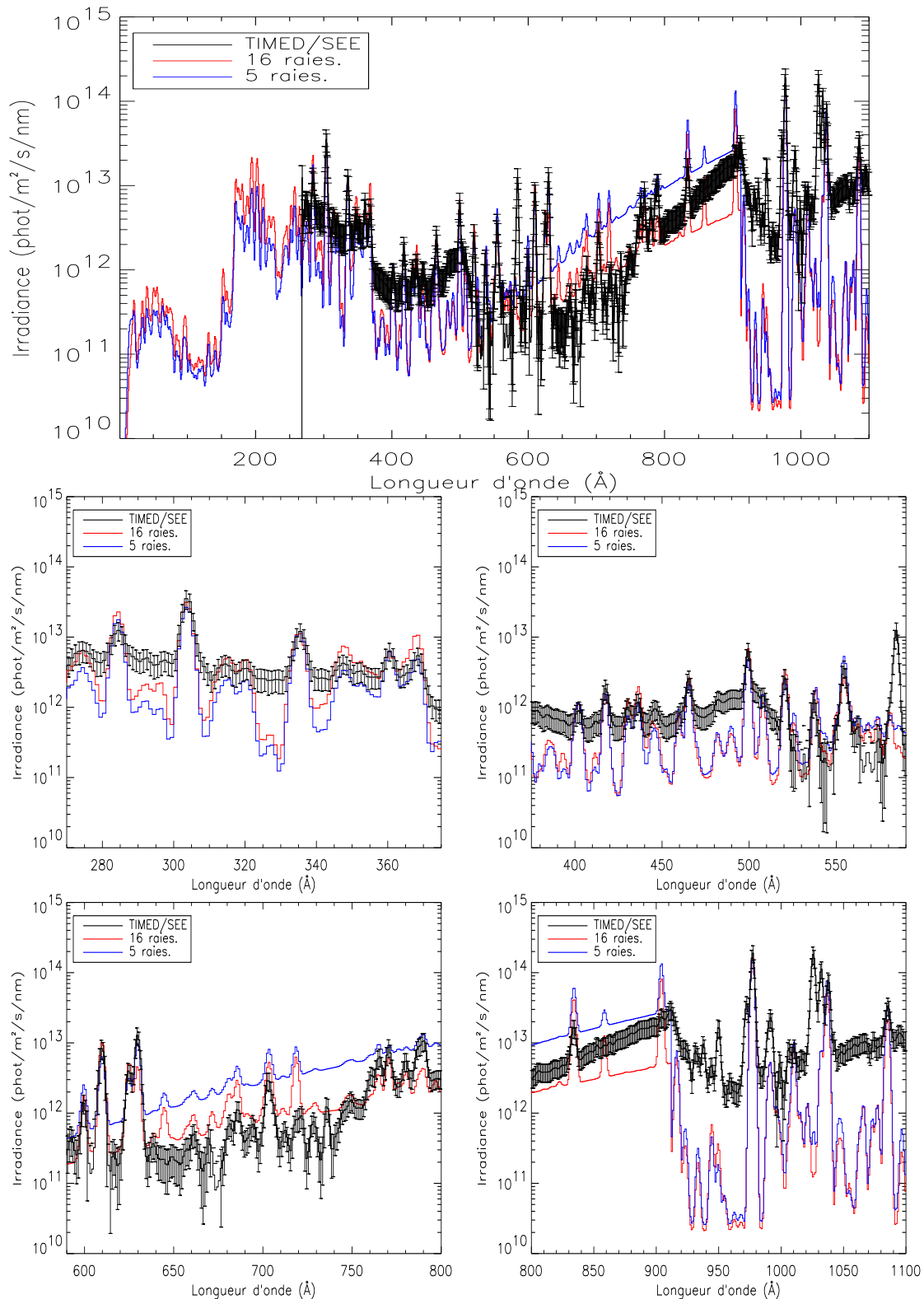
En effet, il faut pouvoir calculer la DEM quelle que soit l'activité solaire, et donc l'irradiance de ces raies, si l'on veut déterminer le flux EUV solaire à partir de leurs mesures.

Les mesures d'émission différentielles obtenues pour le 30 mai 2002, à partir de 16 et 5 raies sont montrées sur la figure 10.4. Elles ne sont pas tout à fait similaires ; ceci se comprend puisque nous imposons plus de contraintes sur la DEM calculées avec 16 raies (elle doit reproduire au mieux 16 raies au lieu de 5). On peut alors se demander si la DEM calculée avec 5 raies est représentative. En fait, ce qui nous importe dans cette étude n'est pas la 'réalité' de la DEM mais sa capacité à re-calculer l'ensemble de l'émission solaire. Par ailleurs, deux DEM de formes légèrement différentes peuvent aboutir à des valeurs d'intensités calculées très proches. Par exemple, sur la figure 10.4, la DEM calculée avec 5 raies est supérieure à la première vers $\text{Log}(T)=5,5$ mais inférieure vers $\text{Log}(T)=6$. Puisque les fonctions de contribution des raies sont relativement larges, le domaine de température où une raie est émise peut être suffisamment grand pour que les deux différences se compensent et qu'au total on retrouve sensiblement la même intensité. Dans la suite de notre étude, nous comparons les résultats obtenus avec les deux ensembles de raies.

III Comparaison des spectres d'irradiance calculés et mesurés.

Les spectres d'irradiance calculés à partir des deux DEM présentées sur la figure 10.4 sont montrés avec les observations de TIMED/SEE sur la figure 10.5. Rappelons le principe. Nous avons extrait deux ensembles de raies sur le spectre observé le 30 mai 2002. Pour chacun des ensembles (l'un de 16 raies, l'autre de 5), nous avons déterminé une mesure d'émission différentielle qui nous permet alors de recalculer l'ensemble du spectre d'irradiance. Comme précédemment, nous avons convolué chaque intensité de raie avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 3 Å.

La comparaison est semblable à celle effectuée au chapitre précédent sur de nombreux points, et nous ne la re-détaillons donc pas. Tout d'abord, les continus de l'hélium et de l'hydrogène sont mal reproduits, pour les raisons déjà invoquées tandis que les raies sont dans l'ensemble en très bon accord quel que soit l'ensemble de raies utilisé. Le continu de l'hélium est sous-estimé dans les deux cas de notre calcul. Nous notons que le continu de Lyman calculé avec l'ensemble de 5 raies est nettement supérieur à celui mesuré et à celui calculé avec les 16 raies. Dans notre calcul, ce continu se forme principalement vers $\text{Log}(T)=4,2$, et est donc déterminé par l'extrémité de



En noir, le flux mesuré par TIMED/SEE par intervalle de 1 \AA et moyenné sur la journée du 30 mai 2002. En bleu, le flux obtenu dans cette étude avec la même résolution et provenant d'une DEM calculée avec 5 raies. Même chose en rouge, mais avec une DEM calculée avec 16 raies. Une largeur à mi-hauteur de 3 \AA a été utilisée pour les raies calculées, une valeur qui reproduit au mieux la forme du spectre mesuré par TIMED/SEE.

FIG. 10.5: Comparaison des flux calculés et observés le 30 mai 2002.

la DEM. A cette température, la DEM est incertaine, puisque principalement déterminée par les ailes des fonctions de contribution de raies plus chaudes. La DEM calculée avec 5 raies est la plus forte à cette température, en accord donc avec cette observation. Pour conclure, à l'exception du rayonnement continu, il y a un bon accord global. Comme déjà mentionné, la tentation est grande de réajuster la valeur des continus de Lyman et de l'hélium par un coefficient empirique. Une étude plus poussée à ce sujet serait intéressante.

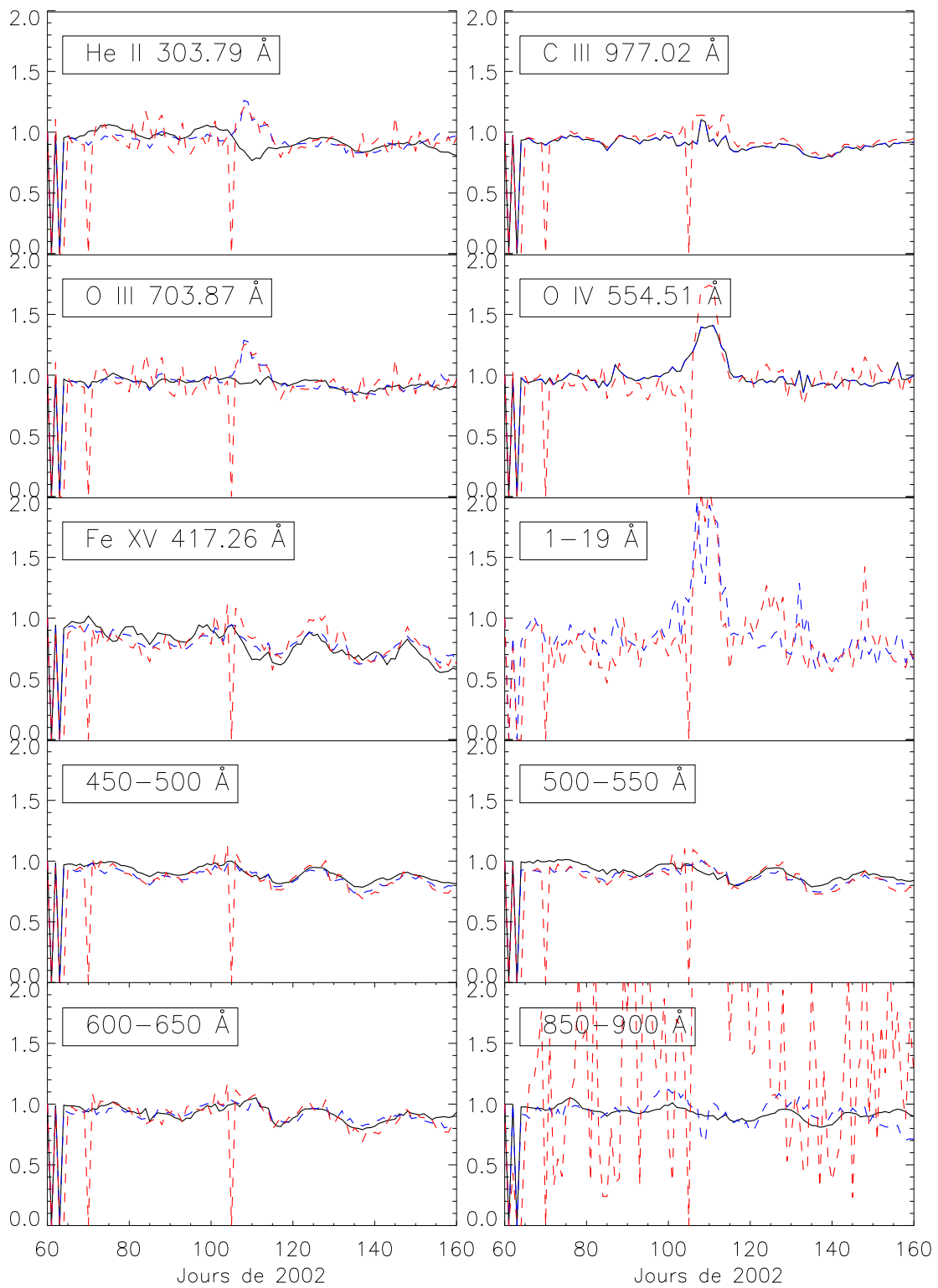
IV Variation du flux.

Nous étudions maintenant dans quelle mesure cette méthode peut reproduire la variation du flux. Puisque TIMED/SEE n'effectue des mesures que depuis février 2000, il n'est pas possible d'étudier cette variation sur le cycle d'activité solaire. Par contre, nous pouvons étudier la variation due à la rotation solaire, d'amplitude moindre et qui a pour principal effet de modifier la surface du disque solaire occupée par des régions actives. Ceci constituera un bon indicateur de la capacité de notre modèle à reproduire la variation à plus long terme. Pour cela, nous avons extrait les données de l'instrument EGS du 1 mars 2002 au 9 juin 2002, soit 100 jours. Pour chacun de ces spectres, nous ajustons les profils des raies, calculons l'irradiance de chacune d'elle, en déduisons une DEM à partir des deux ensembles de raies, puis recalculons l'ensemble du spectre d'irradiance. Toute cette procédure est automatisée. Nous montrons les résultats de ce calcul pour plusieurs des raies identifiées et intervalles de longueur d'onde de 50 Å; notons que ces intervalles correspondent aux 'boîtes' de longueur d'onde des modèles de flux EUV utilisés en aéronomie (voir chapitre 2). Les irradiances mesurées par SEE proviennent de l'ajustement des raies sur le spectre, tandis que nous utilisons les irradiances des raies calculées avant de convoluer celles-ci avec un profil gaussien.

La figure 10.6 montre la variation des irradiances observées et calculées; les irradiances ont été normées à 1 au 1^{er} mars 2002 de manière à pouvoir se focaliser sur l'aptitude de notre modèle à reproduire l'amplitude des variations de flux dues à la rotation solaire. Tout d'abord, indiquons les erreurs possibles sur les variations obtenues avec les données TIMED; elles proviennent essentiellement de la procédure d'ajustement ainsi que de possibles problèmes de mélange de raies. Ceci dit, la variation de ces irradiances possède bien une période d'environ 27 jours, et est plus marquée pour le rayonnement émis à haute température, comme en témoigne la variation de la raie du Fe XV au regard de celle du C III. Il y a des jours où soit les données de TIMED/SEE n'étaient pas disponibles, soit le calcul de la DEM a échoué; ces jours correspondent aux pics en 0 sur la figure; il n'y a pas de données SEE pour les jours 61 et 63, et le calcul de la DEM avec 16 raie (en rouge) a échoué les jours 10 et 45. Notons qu'il a été possible de calculer une DEM avec les 5 raies pour ces jours là; cela nous rappelle que plus on impose de contraintes à la DEM, plus celle-ci est instable. Un autre exemple de cet effet est l'allure générale plus bruitée des variations obtenues avec 16 raies que celles obtenues avec seulement 5 raies.

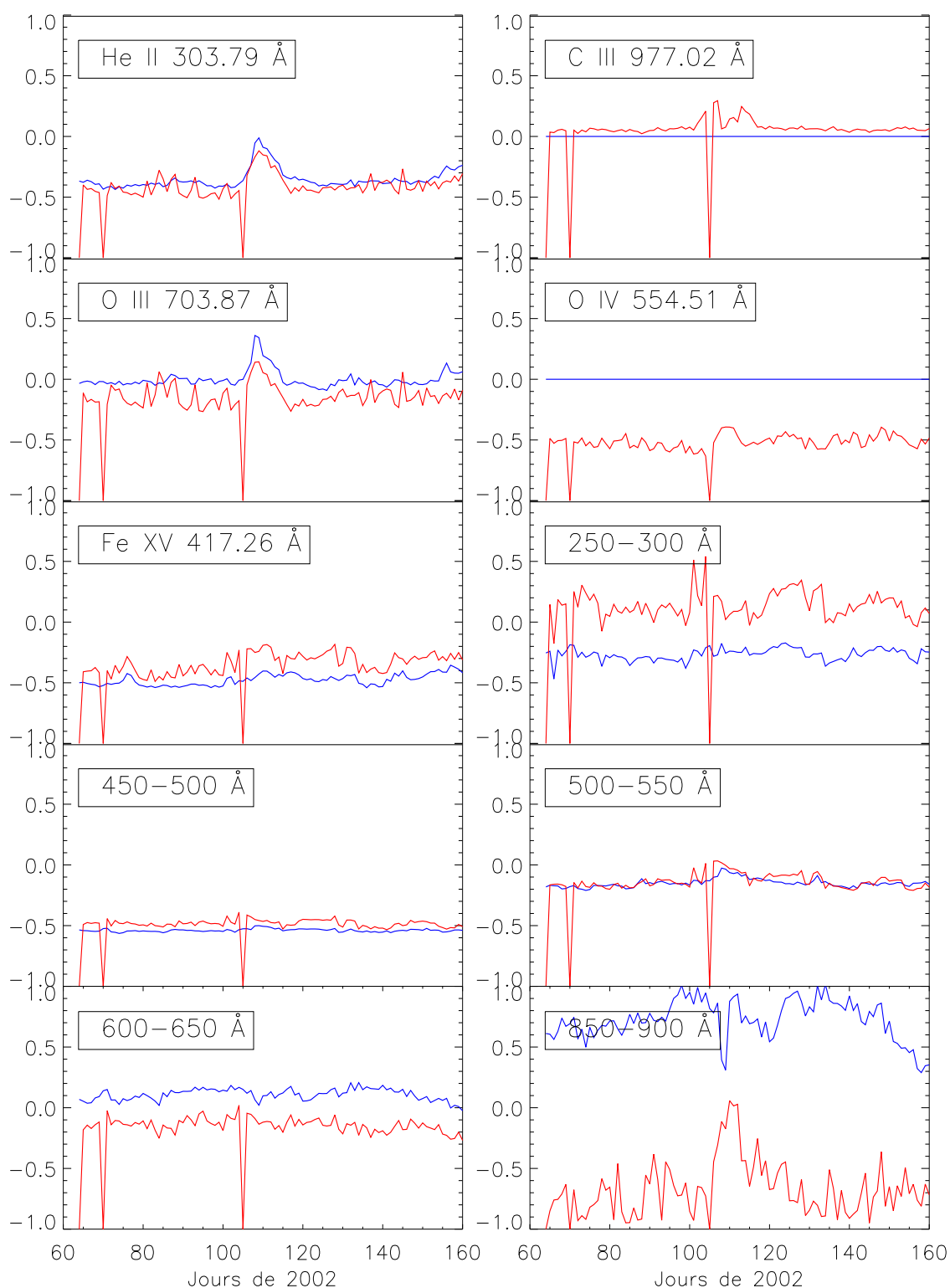
Les deux raies de C III et O IV ont servi pour l'inversion à 5 raies, et l'accord est parfait pour les irradiances calculées avec cette DEM. Notons que l'augmentation observée vers le 20 avril (jour 110) dans la raie de O IV ($\text{Log}(T)=5,2$) se répercute dans nos calculs sur la raie O III ($\text{Log}(T)=5,0$) alors que ce n'est pas le cas avec les données. La variation obtenue avec la DEM à 5 raies à cette période pour la raie de l'ion O III semble notamment être un compromis logique entre celle des raies émises par les ions O IV et C III.

Pour les flux obtenus dans les 'boîtes' de longueur d'onde correspondant à des intervalles spectraux de 50 Å, l'accord est très bon de 300 Å à 650 Å. Au-dessus, les flux calculés sont dominés par le continu de Lyman, émis principalement vers $\text{Log}(T)=4,2$; comme précédemment, la DEM



Nous montrons la variation des irradiances mesurées (en noir), calculées avec la DEM déduite à partir de 16 raies (en rouge), et calculées avec la DEM déduite de 5 raies (en bleu). Pour chaque raie ou intervalle de longueur d'onde, l'irradiance a été normée par sa valeur au 60^{ième} jour de 2002 tel que le premier point vaut 1. L'abscisse indique le nombre de jour de l'année 2002 (60≡01/03/2002).

FIG. 10.6: Variation relative des irradiances du 01/03/2002 au 09/06/2002.



Nous montrons la variation de l'écart relatif $(\frac{F_{calc} - F_{obs}}{F_{calc}})$ des irradiances calculées avec les DEM déduites à partir de 16 raies (en rouge), et 5 raies (en bleu), par rapport aux irradiances mesurées. L'abscisse indique le nombre de jour de l'année 2002 (60 \equiv 01/03/2002).

FIG. 10.7: Écarts relatifs des irradiances calculées et observées du 01/03/2002 au 09/06/2002.

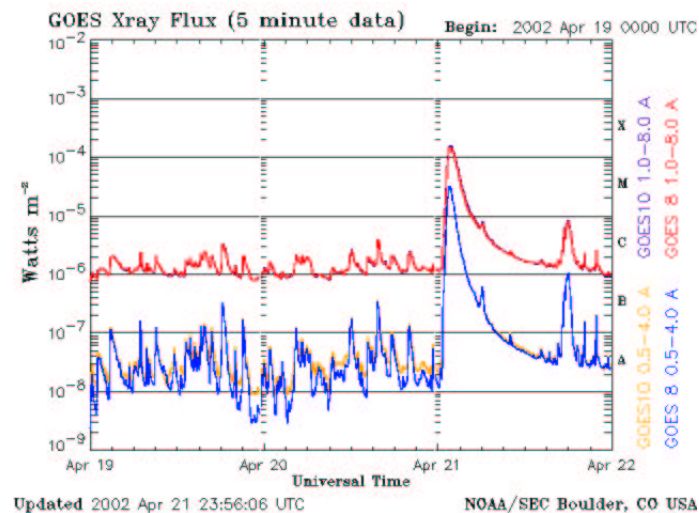


FIG. 10.8: Flux mesuré par le satellite GOES. (crédit : Space Environment Center)

obtenue avec 16 raies est très instable à cet endroit, ce qui engendre une variation tout à fait disproportionnée. Les flux provenant de la DEM à 5 raies sont plus stables mais montrent tout de même une variation supérieure à celle des données ; nous considérons qu'il s'agit ici d'une manifestation de plus de l'inadéquation entre les hypothèses faites pour calculer la DEM et le rayonnement provenant de l'hydrogène.

Nous notons maintenant la forte augmentation du flux entre 1 Å et 19 Å calculés avec les deux DEM vers le 20 avril. L'émission émise à ces longueurs d'onde provient de zone où la température est élevée, et la variation montrée sur la figure est donc déduite des raies chaudes qui conditionnent la DEM. Pour la DEM à 5 raies, il s'agit notamment de la raie Si XII à 499,41 Å. Pour voir si cette augmentation est exacte nous montrons sur la figure 10.8 le flux mesuré par GOES² de 1 à 8 Å ; il y correspond bien une augmentation importante du flux, indiquant qu'il est possible d'estimer les variations de cette zone extrême du spectre EUV (le début des rayons X mous) sans les mesurer, à partir d'autres raies 'chaudes' telles que celles employées ici.

La figure 10.7 montre l'écart relatif des irradiances calculées par rapport à celles provenant des données TIMED/SEE. A nouveau, on observe de plus grandes fluctuations pour les irradiances calculées avec la DEM obtenues avec 16 raies, ainsi que l'accord parfait pour les raies ayant servi à l'inversion avec les 5 raies. Dans l'ensemble les différents résultats s'accordent à 50% près. La raie de He II est sous-estimée quel que soit le calcul ; la cause en est peut être à nouveau les effets de diffusion. La raie du Fe XV est elle aussi sous-estimée dans les deux cas ; en fait, cette raie est très proche d'autres raies intenses (Ne V à 416,2 Å, et S XIV à 417,6 Å) et leur émission est prise en compte lors de l'ajustement sur le spectre de SEE. Nous avons effectué une autre comparaison avec les irradiances de la raie du Fe XV déduites d'un ajustement sur les spectres synthétiques, et l'accord est alors bon à environ 30% près.

La raie de l'ion O IV est sous-estimée avec le calcul à 16 raies ; en effet, la DEM correspondante est relativement faible entre $10^{5,1}$ et $10^{5,5}$, ce qui explique ce désaccord.

On peut aussi observer les effets déjà mentionnés du continu de l'hélium et de Lyman. Le flux de l'intervalle 450 Å-500 Å est sous-estimé de 50% par les deux calculs, puis nous retrouvons très bien les observations en l'absence de ce continu (500 Å- 650 Å), avant que le continu de Lyman ne vienne à nouveau perturber notre estimation (850 Å- 900Å).

²GOES est un satellite de la NASA, qui outre des observations de météorologie, effectue des mesures du flux de protons et d'électrons solaires, ainsi que des rayons X.

V Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité de retrouver le flux solaire EUV à partir d'un faible nombre de mesures. A partir de 16 et 5 irradiances de raies extraites des données de TIMED/SEE, nous avons recalculé le flux solaire sur une période de 100 jours. Les résultats obtenus sont encourageants. Notamment, nous avons montré qu'il est possible de retrouver la quasi-totalité du spectre avec une précision d'environ 50% à partir uniquement de la mesure de 5 raies; de même, la méthode employée semble capable de reproduire les variations du flux observées avec une bonne précision. Le calcul à partir de 5 raies semble le plus apte à reproduire les variations observées, puisque la mesure d'émission différentielle qui en est déduite est la plus stable. Nous avons noté les désaccords entre les flux observés et calculés; notamment, l'absence dans notre calcul des raies de l'hydrogène et de l'hélium neutre et le désaccord sur la valeur des continus calculés et observés. Dans les deux cas, une étude pourrait réduire ces désaccords; pour cela, on pourrait utiliser la nouvelle version de CHIANTI pour calculer le rayonnement dû à l'hydrogène et l'hélium, et nous avons mentionné la possibilité d'un ajustement empirique entre le rayonnement optiquement épais calculé à partir d'une DEM (donc avec l'hypothèse d'un rayonnement optiquement mince) et celui observé.

Conclusion.

Cette partie était dédiée à la modélisation du flux solaire EUV. Nous avons dans un premier temps exposé le concept de la modélisation, basé sur le travail de Warren et al. (1996), et les outils nécessaires à sa réalisation. En utilisant les données du spectromètre SUMER de 1996 à 2001, réparties en zones d'émission à l'aide de l'imageur EIT, nous avons calculé une mesure différentielle typique pour les régions calmes du soleil et les trous coronaux. A cette occasion, nous avons discuté de la variation de l'émission des régions calmes avec l'activité solaire et du centre au bord du disque; comme au chapitre 7, aucune évidence pour une augmentation de l'émission 'soleil calme' avec l'activité n'a été trouvée. Par ailleurs, une expression originale de la variation centre-bord, qui prend en compte l'altitude et l'épaisseur de la région de formation de la raie étudiée, a été dérivée.

A l'aide des DEM calculées, nous avons montré sur un exemple que nous étions capable de reproduire avec un bon accord le spectre solaire EUV à une date donnée. Finalement, nous avons étudié la possibilité de déduire le flux solaire à partir de la mesure d'un minimum de raies. Deux cas ont été traités, l'un avec 16 raies et l'autre avec 5. La méthode étudiée apporte de bons résultats, et nous avons pu reproduire avec une précision raisonnable le flux sur une période de 100 jours. Cette dernière étude laisse envisager la possibilité d'une application spatiale.

CONCLUSION

Tout au cours de cette thèse, on aura vu que le travail réalisé consiste à étudier et modéliser le flux solaire extrême ultraviolet à des fins aéronomiques. Bien que l'influence du Soleil sur les planètes soit éminente, l'étude des planètes et de notre étoile donne lieu à 2 domaines scientifiques relativement différents, la planétologie et la physique solaire. Néanmoins, l'importance grandissante des conséquences des interactions Soleil-Terre conduit à rapprocher les 2 domaines et leur communauté. C'est dans ce cadre que cette thèse, qui s'attarde notamment sur les processus d'émission EUV dans l'atmosphère solaire et son observation, a été réalisée au Laboratoire de Planétologie de Grenoble. Je reviens maintenant sur le travail réalisé, c'est-à-dire les outils mis en place et les résultats obtenus.

La physique de l'émission solaire EUV.

Pour modéliser le flux solaire EUV, la connaissance des processus qui sont la cause de cette émission, ainsi que les méthodes de calcul des grandeurs associées ont dues être acquises. Le chapitre 3, qui expose la physique utile, est associé à l'installation et l'utilisation de la base de données pour l'analyse spectroscopique des plasmas en astrophysique CHIANTI. A partir de cette dernière, qui compile les données nécessaires au calcul de l'émission des raies ainsi que les programmes capables de les utiliser, j'ai écrit les programmes spécifiques à notre étude. Par conséquent, une étude approfondie de la base de données et des routines IDL associées, qui a inclut une étude théorique et bibliographique des phénomènes mis en jeu, a été effectuée.

Les données de l'instrument SUMER.

La majeure partie de cette thèse est basée sur les données du spectromètre SUMER, embarqué à bord du satellite SOHO. L'analyse de ces données, qui avait commencé à l'institut d'astrophysique spatial d'Orsay, s'est finalement déroulée au LPG, ce qui a inclut le rapatriement des données et l'installation de l'architecture software incluant les programmes de lecture et de traitement. A cette occasion, le package SOLARSOFT, qui regroupe notamment des routines IDL largement utilisées en physique solaire, a aussi été installé et adapté à notre travail. J'ai ensuite sélectionné et appliqué les corrections instrumentales aux données (chapitre 4).

Le traitement 'en chaîne' des données SUMER.

Plus de 700 fichiers SUMER regroupant des mesures effectuées de 1996 à 2001 et contenant chacun plusieurs spectres ont été traités, et un traitement routinier a été mis au point afin d'étalonner spectralement chaque spectre, d'y identifier les raies, de les ajuster et de calculer leur intensité. La méthode que j'ai mise au point (chapitre 5) est basée sur la corrélation de spectres de référence, étalonnés et identifiés par nos soins 'à la main', avec l'ensemble des autres spectres. Elle s'est avérée fructueuse pour toutes les raies se distinguant nettement du fond continu, ce qui indique que l'allure des spectres solaires des régions calmes et des trous coronaux sur le disque solaire est 'reproductible' au cours du cycle. L'incorporation de cette méthode à l'ensemble des programmes usuels destinés au traitement des données SUMER est envisagée; elle permettra

d'identifier et d'ajuster de nombreuses raies, et de corriger l'étalonnage approximatif en longueur d'onde contenu dans les en-têtes des fichiers de données. Notons cependant que cette méthode fonctionne à condition que le rapport signal sur bruit des spectres soit suffisamment élevé, c'est-à-dire pour des spectres soit issus d'une exposition suffisamment longue, soit moyennés sur au minimum 5 arcsecondes. Cette étude a permis d'obtenir les radiances EUV de nombreuses raies solaires sur la phase ascendante du cycle d'activité actuel ; ces radiances ont été classées selon leur zone d'émission (soleil calme, région active ou trou coronal) à l'aide de l'imageur EIT. J'ai disposé ainsi d'intensités largement moyennées sur différentes régions solaires calmes et trous coronaux pour un large éventail d'activité, et pour la plupart des raies EUV intenses comprises dans l'intervalle spectral étudié.

Etude de l'émission EUV dans les régions calmes de l'atmosphère solaire.

Suite au traitement effectué, il m'a été possible d'entreprendre l'étude de la distribution spatiale de l'émission EUV à une résolution de 5 arcsecondes dans les zones calmes de la zone de transition, ainsi que celle de sa variation en fonction de la température et de l'activité solaire. A partir de la distribution statistique des intensités mesurées, j'ai mis en évidence la séparation réseau/cellule ; le réseau, qui correspond à la concentration du plasma par le champ magnétique, occupe environ 40% des zones calmes et contribue pour environ 60% à l'émission totale. La structure du réseau est la plus nette vers $T=10^{5,2}$ K et elle s'amenuise à plus forte température. J'ai trouvé que les largeurs gaussiennes des raies étaient plus importantes dans le réseau que dans les cellules, et que les raies émises dans le réseau étaient décalées vers le rouge relativement à celles émises dans les cellules. L'étude de cette structure en fonction de l'activité solaire n'a pas mis en évidence une augmentation de l'émission EUV avec le cycle d'activité. Au contraire, les données utilisées indiquent une diminution de cette émission, bien qu'il n'a pas été possible de conclure de manière générale, c'est-à-dire en dehors du cadre des données disponibles. Par ailleurs, une indication pour une diminution de l'espace occupé par le réseau, par rapport à celui des cellules, a été trouvée. Cette dernière étude mériterait un approfondissement. En effet, il n'est toujours pas clair si l'émission des régions calmes participe à l'augmentation de l'intensité solaire totale avec le cycle, ou si cette dernière est simplement due aux régions actives. Des résultats contradictoires existent (citons Schühle et al. (2000) pour la première option, et notre étude et le travail de Kariyappa and Sivaraman (1994) pour la deuxième option) ; il n'est malheureusement pas évident de distinguer les variations de l'émission dues à la dispersion des intensités dans les régions calmes quelle que soit l'activité, de celles qui seraient uniquement dues à l'augmentation de l'activité. Une étude du même type que celle entreprise dans cette thèse devrait être envisagée, mais avec une statistique plus importante à forte activité, et si possible des mesures ne provenant que de régions calmes situées près du centre du disque afin de s'affranchir de la variation centre-bord. Il n'a malheureusement pas été possible d'obtenir une statistique significative pour les régions actives à cause de la sensibilité de l'instrument SUMER. A nouveau, l'utilisation de mesures similaires à celles utilisées ici, mais provenant d'un instrument moins sensible (l'instrument CDS à bord de SOHO pourrait par exemple être utilisé), permettrait d'effectuer cette étude.

Modélisation du flux solaire EUV.

L'étude précédente m'a permis d'aborder le problème de la variation de l'émission des régions calmes avec l'activité. Cette question prend notamment son importance dans le cadre de la modélisation du flux solaire EUV à partir de spectres caractéristiques des 3 grandes zones de l'atmosphère solaire : régions calmes, trous coronaux, et région actives. Ainsi, les données disponibles ne nous ont pas permis d'observer une augmentation de l'émission des régions calmes avec l'activité ; néanmoins, nous avons pu noter la grande dispersion de l'émission à l'intérieur même des zones. Ceci m'a conduit à déterminer des mesures d'émission différentielles (DEM)

pour les zones calmes et les trous coronaux à partir des intensités de raie largement moyennées, sur différentes régions calmes et trous coronaux, ainsi que sur un large domaine d'activité solaire. Ces DEM ont alors permis d'obtenir des spectres moyens, espérés donc représentatifs de l'émission des zones calmes et des trous coronaux. Il n'a malheureusement pas été possible de déterminer une telle DEM pour les régions actives, à cause du nombre trop faible d'observations par l'instrument SUMER de ces régions. L'étape suivante a consisté à calculer l'émission EUV du soleil entier à une date donnée, en fonction de la proportion du disque solaire occupée par chacune des zones. Pour cela j'ai premièrement, et de manière empirique, repéré ces zones pour le 7 avril 2002 à partir d'une image de l'instrument EIT. J'ai ensuite combiné simplement les spectres caractéristiques, en tenant compte de la distance au centre du disque des zones. A cette occasion, une expression pour la variation de l'équation centre-bord qui tient compte de la spécificité de la transition émettrice a été dérivée. J'ai finalement comparé le résultat obtenu avec les mesures de l'instrument SEE/EGS, à bord du satellite TIMED, et ai conclu à un bon accord général. Cependant, plusieurs différences entre ma modélisation et les données de SEE ont été mises en évidence, et des explications ont été proposées pour la plupart d'entre elles ; les désaccords surviennent le plus souvent lorsque nous atteignons les limites de validité de l'hypothèse d'un rayonnement optiquement mince. Une solution, qui mérite d'être approfondie, serait d'ajuster empiriquement le calcul aux données ; en effet, la nature des désaccords laisse à penser que ces derniers peuvent rester relativement constants quelle que soit l'activité solaire. Par ailleurs, parce que nous ne disposons pas d'algorithme capable de repérer sur une image du soleil les 3 types de zones, nous n'avons pas pu évaluer dans quelles mesures la modélisation pouvait reproduire la variation du flux solaire. Ceci doit être entrepris et constitue une suite importante à donner à cette thèse.

Etude pour une application spatiale.

Le dernier chapitre de cette thèse s'intéresse à la possibilité d'obtenir le flux solaire EUV dans toute sa gamme à partir de la mesure d'irradiance d'un minimum de raies. En utilisant les données TIMED/SEE, j'ai calculé une mesure d'émission différentielle pour le soleil entier avec respectivement 16 puis 5 raies. Les DEM obtenues permettent alors de calculer le flux solaire aux autres longueurs d'onde. Dans les 2 cas, un bon accord général avec les données a à nouveau été obtenu. J'ai par cette méthode calculé le flux solaire EUV sur une période de 100 jours, allant du 1^{er} mars au 9 juin 2002. Premièrement, les différences entre les flux calculés et observés sont similaires à celles trouvées lors de l'étude précédente pour tous les jours étudiés, ce qui conforte la possibilité d'appliquer des facteurs correctifs pour y remédier. Ensuite, la variation du flux, principalement due à la rotation solaire, est bien reproduite ; le calcul effectué avec 5 raies semble plus apte à reproduire fidèlement cette variation car l'utilisation d'un faible nombre de raies augmente la 'reproductibilité' de la DEM. Par ailleurs, alors que nous ne disposons pas d'informations sur la valeur de l'irradiance aux petites longueurs d'onde (les rayons X mous), il a été possible de retrouver une forte augmentation du flux observée par le satellite GOES dans ce domaine spectral. Les perspectives de ce dernier chapitre s'inscrivent clairement dans le cadre d'une application spatiale ; un petit satellite mesurant sans résolution spatiale le flux solaire de 5 raies permettrait d'obtenir l'ensemble du flux au moment de la mesure.

ANNEXE

Annexe A

Température et Concentration électronique dans la littérature.

Pour estimer dans quelle mesure on peut supposer la pression constante dans les 3 zones (région calme, trou coronal, et région active) de la haute atmosphère solaire utilisées ici, nous avons effectué une étude bibliographique recensant les mesures de pression ou les mesures de concentration électronique à une température donnée. Dans ce dernier cas, la valeur de la pression (en $cm^{-3}K$) a été simplement prise égale à

$$P_e = n_e T \quad (\text{A.1})$$

où n_e est la concentration électronique et T la température. Les valeurs obtenues sont représentées sur la figure 8.2 du chapitre 8.

Nous faisons ici la liste des travaux utilisés pour les trois régions.

– **Régions calmes :**

- Cook and Nicolas (1979)
- Keenan and Berrington (1985)
- Dufton et al. (1979)
- Keenan (1990)
- Dufton et al. (1983)
- Keenan et al. (1989)
- Vernazza and Mason (1978)
- Doschek et al. (1976)
- Dere et al. (1982)
- Dufton et al. (1982)
- Dufton and Kingston (1985)
- Feldman et al. (1978)
- Doschek et al. (1978)
- Doschek et al. (1998)
- Fludra et al. (1999)
- Pérez et al. (1999)
- Griffiths et al. (1999)

– **Trous coronaux :**

- Doschek et al. (1998)
- Warren and Hassler (1999)

Doschek et al. (1997)
Keenan et al. (1994)
Gallagher et al. (1999)
Fludra et al. (1999)
Pérez et al. (1999)

– **Régions actives :**

Tayal et al. (1989)
Dere et al. (1982)
Feldman and Doschek (1978)
Nicolas et al. (1979)
O'Shea et al. (1998)
Keenan et al. (1994)
Doschek et al. (1998)
Pérez et al. (1999)

Annexe B

Description empirique de la zone de transition Chromosphère-Couronne.

Il ne s'agit pas ici de faire un état de l'art de la modélisation de la zone de transition ; nous décrirons simplement une représentation physique empirique de cette région. Celle-ci est basée sur des hypothèses fortes que nous discuterons.

L'émission EUV s'observe principalement sous forme de raies d'émission. Nous montrons ici, comment à partir d'un ensemble de raies se formant à différentes températures et dont on mesure l'intensité, on peut déduire un profil de température.

I Hauteur d'échelle

Premièrement, nous faisons abstraction des inhomogénéités de l'atmosphère solaire et la considérons comme plane-parallèle. On suppose de plus un plasma en équilibre hydrostatique :

$$\frac{dP}{dh} = -\rho g_o \quad (\text{B.1})$$

P est la pression, h l'altitude, ρ la masse volumique du plasma, et g_o l'accélération gravitationnelle du Soleil (274 m/s^2). En supposant que le plasma se comporte comme un gaz parfait, on peut écrire¹

$$P = \frac{k_b}{\mu \cdot m_H} \rho T \quad (\text{B.2})$$

Alors,

$$\frac{dP}{dh} = -\frac{\mu m_H g_o}{k_b T} P \quad (\text{B.3})$$

et la combinaison des équations B.1 et B.2 donne

$$P = P_0 e^{-\frac{h}{H_p}} \quad (\text{B.4})$$

où $H_p = \frac{k_b T}{\mu m_H g_o} \simeq 30 \cdot T$ mètres.

Ainsi, à 100000 K , $H_p \simeq 3000 \text{ km}$ ce qui est grand devant l'épaisseur de la zone de transition. On peut alors utiliser cet argument pour considérer que la pression est constante dans la zone de transition chromosphère-couronne.

¹vient de la forme traditionnelle $P = \frac{N k_b T}{V}$; $\frac{1}{\mu \cdot m_H}$ (μ est le nombre de masse moyen du gaz, m_H , la masse de l'atome d'hydrogène) est le nombre de particule par unité de masse ; $\mu \cdot m_H$ est la masse moyenne d'une particule ; ρ est la masse par unité de volume (donc $\frac{\rho}{\mu \cdot m_H} = \frac{N}{V}$).

II Dédution théorique du profil de température.

Nous considérons pour l'instant la fonction de contribution du paragraphe II.2 G comme dépendant uniquement de la température, et de forme piquée autour de la température T_0 qui maximise la formation de la raie. G est donc nulle au-delà d'un intervalle ΔT centré autour de T_0 . Son calcul ne dépend que de la connaissance des paramètres atomiques qui la composent.

On peut récrire 3.50 de la manière suivante

$$I(\lambda_{ij}) = \int_{\Delta \log(T)} G(\lambda_{ij}, T) \frac{P^2}{T^2} \frac{ds}{d \log(T)} d \log(T) \quad (\text{B.5})$$

où $\Delta \log(T)$ correspond à l'intervalle de température $[T_0 - \frac{\Delta T}{2}; T_0 + \frac{\Delta T}{2}]$, et $P = n_e T$ est la pression (en $\text{cm}^{-3} \text{K}$).

En supposant celle-ci constante (cf eq. B.4) et en tenant alors compte de la forme de $G(\lambda_{ij}, T)$, on peut approximer l'intégrale (Mariska, 1992) de la manière suivante :

$$I(\lambda_{ij}) \simeq \langle G(\lambda_{ij}) \rangle_{T_0} \frac{P^2}{T_0^2} \frac{ds}{d \log(T)} \Big|_{T_0} \Delta \log(T) \quad (\text{B.6})$$

où $\langle G(\lambda_{ij}) \rangle_{T_0} = 0.7 G(\lambda_{ij}, T_0)$.

Ainsi, chaque raie mesurée donne une approximation du gradient de température à la température qui maximise la formation de cette raie. Pour un ensemble de raies mesurées se formant à des températures recouvrant le domaine d'énergie de la zone de transition, on peut alors calculer le flux de conduction thermique F_c le long de cette zone, dont la composante le long des lignes de champ magnétique se dérive à partir de l'équation de Boltzmann (Spitzer, 1962; Ulmschneider, 1970) :

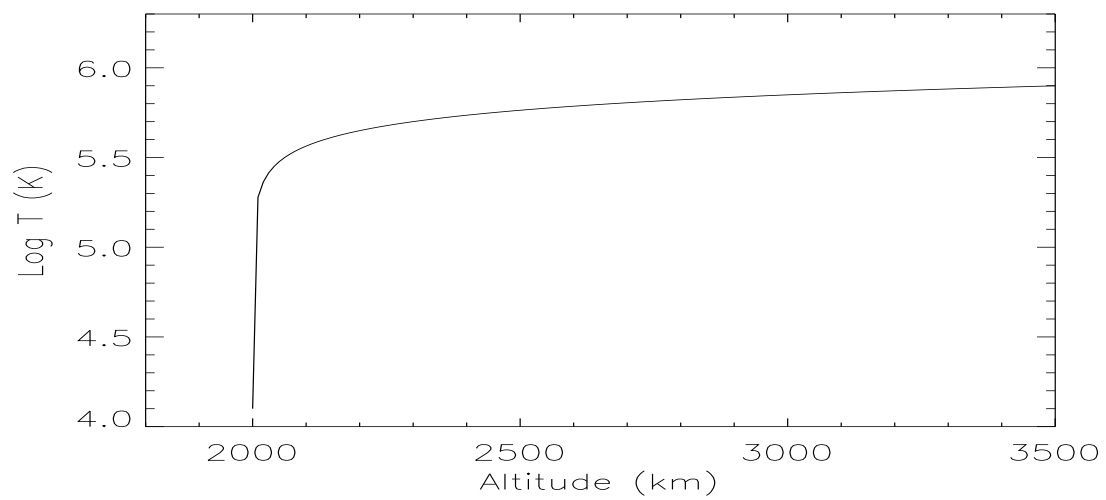
$$F_c = K T^{5/2} \frac{dT}{dh} \quad (\text{B.7})$$

où $K T^{5/2}$ ($K = 1, 1.10^{-6}$ en unité CGS) représente le coefficient de conductivité thermique qui est principalement déterminé par les collisions électroniques. Si les résultats obtenus permettent de considérer F_c constant, on peut alors calculer un profil en température de la zone de transition en fonction du couple de constante $\{T_0, h_0\}$ et de la valeur de F_c :

$$T = [T_0^{7/2} + \frac{7F_c}{2K}(h - h_0)]^{2/7} \quad (\text{B.8})$$

III Application avec les données SUMER

Nous avons effectué un tel calcul avec les données de l'instrument SUMER à bord de SOHO. Le traitement et l'analyse de ces données sera décrit ultérieurement, dans les chapitre 5 et 4; indiquons simplement que les raies utilisées pour le calcul sont celles présentées dans la table 6.1 du chapitre 6, et que leur émission provient de l'intra-réseau. A partir de ces raies, nous avons calculé le flux conductif F_c à différentes température; celui-ci est presque constant au-delà de $\text{Log}(T) = 5,1$ (sa valeur moyenne est $9,34.10^5 \text{ erg.cm}^{-2}.s^{-1}$, soit $9,34.10^2 \text{ W.m}^2$). L'équation B.8 conduit alors à la figure B.1, où nous avons choisi $\text{Log}(T) = 4,1$ à 2000 km, en accord avec Mariska (1992). Malgré les hypothèses fortes faites, on retrouve la structure connue de la haute atmosphère solaire, à savoir un très fort gradient de température sur une faible distance (la zone de transition) suivi d'un plateau aux environs de $T=1000000 \text{ K}$ (la couronne).



Pour ce calcul, nous avons supposé $\text{Log}(T)=4,1$ à 2000km.

FIG. B.1: Profile de température en fonction de l'altitude pour le réseau.

Annexe C

Calcul de la variation centre-bord.

Nous dérivons ici les expressions 8.61 et 8.63.

I Principe.

Rappelons nos hypothèses de départ : l'augmentation de l'intensité émergente observée avec l'angle héliocentrique qui repère sa position est due à l'augmentation de l'épaisseur de la couche émettrice le long de la ligne de visée. Soit $I(0, \theta_{\odot})$ cette intensité émergente à la position repérée par l'angle héliocentrique θ_{\odot} . Nous démarrons avec l'expression qui se déduit de l'équation de transfert en l'absence d'absorption :

$$I(0, \theta_{\odot}) = \int_0^{\infty} J(s) ds \quad (\text{C.1})$$

où J est le coefficient d'émission et ds est l'élément de longueur le long de la ligne de visée. Par ailleurs nous supposons que la raie n'est émise qu'entre les altitudes r et $r + \Delta r$, et que le coefficient d'émission, qui ne dépend que de l'altitude, est constant et vaut J_0 sur cet intervalle tandis qu'il est nul en dehors. L'équation C.1 s'écrit alors

$$I(0, \theta_{\odot}) = J_0 \int_r^{r+\Delta r} ds = J_0 \int_r^{r+\Delta r} \frac{ds}{dr} dr = J_0 (S(r + \Delta r) - S(r)) = J_0 \Delta S \quad (\text{C.2})$$

où S représente une distance le long de la ligne de visée, et ΔS est donc la distance sur la ligne de visée correspondant à l'intervalle d'altitude $[r; r + \Delta r]$. Par conséquent, ΔS dépend de θ_{\odot} .

En prenant pour définition de la variation centre-bord $\rho(\theta_{\odot})$ l'expression suivante :

$$\rho(\theta_{\odot}) = \frac{I(0, \theta_{\odot} = \frac{\pi}{2})}{I(0, \theta_{\odot} = 0)} \quad (\text{C.3})$$

et, puisque $S(r) = r$ pour $\theta_{\odot} = 0$, nous avons

$$\rho(0, \theta_{\odot}) = \frac{\Delta S}{\Delta r} \quad (\text{C.4})$$

II Calcul de ΔS pour un observateur en S' .

Le cas de l'observateur en S' sur la figure 8.3 revient à étudier la configuration géométrique exposée sur la figure C.1. Il nous faut déterminer ΔS .

Nous nous plaçons dans le triangle OPP' et appliquons le théorème de Thalès :

$$\frac{PP'}{AB} = \frac{OP}{OA} = \frac{OP'}{OB} \quad (\text{C.5})$$

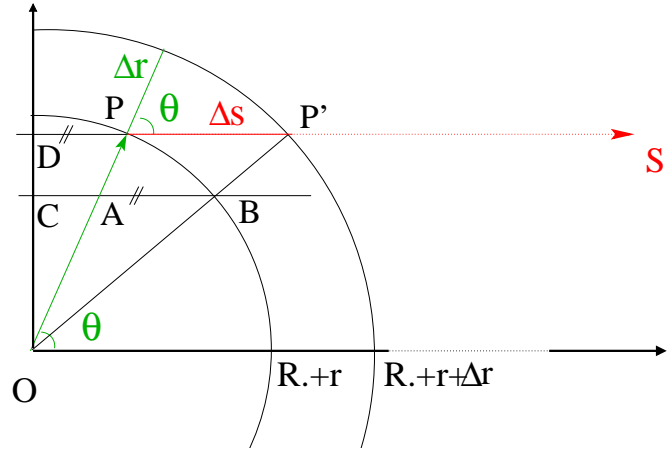


FIG. C.1: Configuration géométrique pour l'observateur en S'.

Nous avons $OP' = R_{\odot} + r + \Delta r$, $OB = R_{\odot} + r$, et $PP' = \Delta S$. Alors,

$$\Delta S = AB \times \frac{R_{\odot} + r + \Delta r}{R_{\odot} + r} \quad (\text{C.6})$$

et il reste donc à déterminer AB . Nous allons utiliser la relation $AB = CB - CA$.

Pour déterminer CA , appliquons à nouveau le théorème de Thalès au triangle ODP :

$$\frac{DP}{CA} = \frac{OD}{OC} = \frac{OP}{OA} \quad (\text{C.7})$$

Avec l'équation C.5, il est facile de voir que

$$CA = DP \times \frac{OA}{OP} = DP \times \frac{OB}{OP'} = DP \times \frac{R_{\odot} + r}{R_{\odot} + r + \Delta r} \quad (\text{C.8})$$

DP est simplement la projection de OP sur l'axe dirigé vers l'observateur :

$$DP = (R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} \quad (\text{C.9})$$

et nous connaissons donc CA .

Nous utilisons maintenant, pour déterminer CB , le théorème de Pythagore dans le triangle OCB :

$$CB^2 = OB^2 - OC^2 \quad (\text{C.10})$$

OB est connu et nous obtenons OC à l'aide de la relation C.7 :

$$OC = OD \times \frac{OA}{OP} = OD \times \frac{R_{\odot} + r}{R_{\odot} + r + \Delta r} = (R_{\odot} + r) \sin \theta_{\odot} \times \frac{R_{\odot} + r}{R_{\odot} + r + \Delta r} \quad (\text{C.11})$$

Nous pouvons maintenant exprimer CB :

$$CB = (R_{\odot} + r) \sqrt{1 - \frac{(R_{\odot} + r)^2 \sin^2 \theta_{\odot}}{(R_{\odot} + r + \Delta r)^2}} \quad (\text{C.12})$$

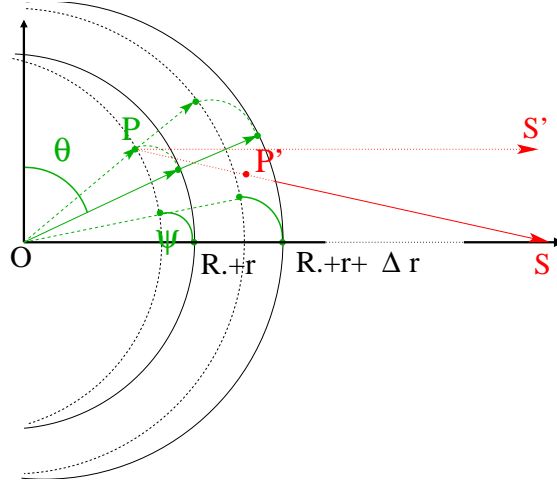


FIG. C.2: Configuration géométrique pour l'observateur en S.

et AB :

$$\begin{aligned}
 AB &= CB - CA \\
 &= \frac{R_{\odot} + r}{R_{\odot} + r + \Delta r} \left(\sqrt{(R_{\odot} + r + \Delta r)^2 - (R_{\odot} + r)^2 \sin^2 \theta_{\odot}} - (R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} \right)
 \end{aligned} \tag{C.13}$$

Nous avons maintenant tout ce qu'il faut, et l'équation C.6 conduit à

$$\begin{aligned}
 \Delta S &= \sqrt{(R_{\odot} + r + \Delta r)^2 - (R_{\odot} + r)^2 \sin^2 \theta_{\odot}} - (R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} \\
 &= \sqrt{(R_{\odot} + r)^2 \cos^2 \theta_{\odot} + 2(R_{\odot} + r)\Delta r + (\Delta r)^2} - (R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot}
 \end{aligned} \tag{C.14}$$

III Calcul de ΔS pour un observateur en S.

Dans ce cas, nous nous appuyons sur la figure C.2, et $\Delta S = |\overrightarrow{PP'}|$. Exprimons le vecteur \overrightarrow{OP} :

$$\overrightarrow{OP} = (R_{\odot} + r) \sin \theta \cos \varphi \vec{x} + (R_{\odot} + r) \sin \theta \sin \varphi \vec{y} + (R_{\odot} + r) \cos \theta \vec{z}, \tag{C.15}$$

et le vecteur unitaire le long de la ligne de visée :

$$\begin{aligned}
 \vec{ds} = \frac{\overrightarrow{PS}}{|\overrightarrow{PS}|} &= \frac{1}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \sin \theta \cos \varphi + (R_{\odot} + r)^2}} \{ \\
 &\quad ((R_{\odot} + D) - (R_{\odot} + r) \sin \theta \cos \varphi) \vec{x} \\
 &\quad - (R_{\odot} + r) \sin \theta \sin \varphi \vec{y} \\
 &\quad - (R_{\odot} + r) \cos \theta \vec{z} \}
 \end{aligned} \tag{C.16}$$

où nous avons utilisé la relation $\overrightarrow{PS} = \overrightarrow{OS} - \overrightarrow{OP}$.
Alors nous pouvons exprimer le vecteur $\overrightarrow{OP'}$

$$\overrightarrow{OP'} = \overrightarrow{OP} + \Delta S \vec{ds} \tag{C.17}$$

Par ailleurs, sa norme est connue par définition

$$|\overrightarrow{OP'}| = R_{\odot} + r + \Delta r, \quad (\text{C.18})$$

et l'accord entre les expressions C.17 et C.18 conduit à une équation du second degré en ΔS :

$$\Delta S^2 + \Delta S \frac{2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \sin \theta \cos \varphi - 2(R_{\odot} + r)^2}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \sin \theta \cos \varphi + (R_{\odot} + r)^2}} + (R_{\odot} + r)^2 - (R_{\odot} + r + \Delta r)^2 = 0 \quad (\text{C.19})$$

La résolution de cette équation apporte 2 solutions pour ΔS . Une seule est positive, et après avoir remplacé $\sin \theta \cos \varphi$ par $\cos \theta_{\odot}$, on obtient :

$$\Delta S = \frac{(R_{\odot} + r)^2 - (R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot}}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot} + r)^2}} + \quad (\text{C.20})$$

$$\sqrt{(R_{\odot} + r + \Delta r)^2 - \frac{(R_{\odot} + D)^2 (R_{\odot} + r)^2 \sin^2 \theta_{\odot}}{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot} + r)^2}} \quad (\text{C.21})$$

Et il ne reste plus qu'à appliquer la relation C.4 pour retrouver l'équation 8.63.

Annexe D

Variation centre-bord et profil de température de l'atmosphère solaire.

Pour utiliser la relation 8.63,

$$\rho(\theta_{\odot}) = \frac{\frac{(R_{\odot}+r)^2}{\Delta r} - (R_{\odot} + D)\frac{R_{\odot}+r}{\Delta r} \cos \theta_{\odot}}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot} + r)^2}} + \frac{\sqrt{\left(\frac{R_{\odot}+r+\Delta r}{\Delta r}\right)^2 - \frac{(R_{\odot}+D)^2\left(\frac{R_{\odot}+r}{\Delta r}\right)^2 \sin^2 \theta_{\odot}}{(R_{\odot}+D)^2 - 2(R_{\odot}+D)(R_{\odot}+r) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot}+r)^2}}}{\sqrt{(R_{\odot} + D)^2 - 2(R_{\odot} + D)(R_{\odot} + r) \cos \theta_{\odot} + (R_{\odot} + r)^2}} \quad (\text{D.1})$$

décrivant la variation centre-bord de l'intensité émergente d'une raie optiquement mince en fonction de l'angle héliocentrique θ_{\odot} , nous avons besoin des paramètres suivant :

- r , l'altitude à partir de laquelle la raie se forme.
- Δr , l'épaisseur sur laquelle se forme la raie, ou encore le domaine où la température est la plus favorable à cette formation.

Les autres symboles présents dans l'équation D.1 sont D , la distance entre l'observateur et le soleil, et R_{\odot} , le rayon solaire.

Le calcul de r et Δr pour chaque raie nécessite de disposer d'un profil de température en fonction de l'altitude ainsi que de la température de formation de la raie, T_{max} . Le profil, qui s'étend de la chromosphère à la couronne, est déduit du modèle de Vernazza et al. (1981) (nommé VALC) qui va de la surface à 2500 km (soit jusqu'à environ 440 000 K), et du calcul présenté dans le chapitre B qui couvre la zone de transition et la couronne. La jonction entre ces 2 modèles peut donc se faire à l'intérieur d'un intervalle de température relativement grand. Nous présentons ici les résultats de la variation centre-bord en fonction de cette '*température de jonction*'. Dans les 2 cas, la température de formation de la raie a été prise comme celle qui maximise la fonction de contribution $G(\lambda, T)$, en utilisant les calculs présentés au chapitre 3. Les paramètres r et Δr ont été pris tel que

$$r = z_{min} \quad (\text{D.2})$$

$$\Delta r = z_{max} - z_{min} \quad (\text{D.3})$$

avec

$$G(\lambda, T(z_{max})) = G(\lambda, T(z_{min})) = 0.5 * \max(G(\lambda, T)) \quad (\text{D.4})$$

où z_{min} et z_{max} représentent donc les altitudes minimales et maximales auxquelles se forme la raie.

Nous avons alors pu déterminer le rapport

$$\rho(\theta_{\odot} = \frac{\pi}{2}) = \frac{I(\theta_{\odot} = \frac{\pi}{2})}{I(\theta_{\odot} = 0)} \quad (\text{D.5})$$

pour de nombreuses raies que nous avons traitées dans les données de SUMER, et pour 2 températures de jonction :

- $T_0=20\ 000$ K, indiquant que le modèle VALC a été pris jusqu'à cette température. Les paramètres déduits de ce profil sont indiqués avec un " 1".
- $T_0=90\ 000$ K, de manière à ce que le plateau en température prévu par Vernazza et al. (1981) apparaisse. Les paramètres déduits de ce profil sont indiqués avec un " 2".

La table D.1 présente les résultats de ces calculs. Les trois premières colonnes indiquent l'ion émettant, la longueur d'onde de la transition en angstrom, et la température maximale de formation de la raie. Nous avons ensuite, pour chaque température de jonction T_{0i} , l'altitude du début de la zone de formation de la raie, r_i , son épaisseur, Δr_i , et la valeur du rapport D.5, $\rho_i(\frac{\pi}{2})$. Toutes les longueurs sont exprimées en km. Et pour des raisons pratiques, nous avons mis une borne inférieure pour l'épaisseur Δr , égale à 1 km.

Ion	λ (Å)	T_{max}	r_1	Δr_1	$\rho_1(\frac{\pi}{2})$	r_2	Δr_2	$\rho_2(\frac{\pi}{2})$
1019.52	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2264	21	457
1006.15	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2256	28	369
1000.48	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2264	20	474
1014.44	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2264	21	457
1049.06	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2256	28	369
996.00	S II	3.98e+04	2116	1	6755	2260	24	413
1010.12	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2273	14	627
1036.32	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2271	16	564
1009.86	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2273	14	627
1037.02	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2271	16	564
1083.98	N II	5.01e+04	2116	2	3475	2272	16	564
903.63	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2272	15	593
1010.42	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2274	13	665
904.10	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2272	15	593
904.49	C II	5.01e+04	2116	1	6755	2272	15	593
916.71	N II	5.01e+04	2116	2	3475	2274	16	564
1085.68	N II	5.01e+04	2116	2	3475	2272	16	564
1084.58	N II	5.01e+04	2116	2	3475	2272	16	564
1012.53	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2277	14	627
1021.09	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2277	14	627
1021.31	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2277	14	627
997.40	Si III	6.31e+04	2116	1	6755	2278	9	900
1065.88	C II	6.31e+04	2116	2	3475	2275	15	593
775.96	N II	6.31e+04	2117	2	3475	2277	13	665
993.53	Si III	6.31e+04	2116	1	6755	2278	9	900
1077.13	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2278	13	665
1015.76	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2277	14	627
1015.56	S III	6.31e+04	2117	2	3475	2277	14	627
977.02	C III	7.94e+04	2117	2	3475	2282	9	900
1066.64	Si IV	7.94e+04	2118	1	6755	2283	8	994
764.36	N III	1.00e+05	2118	3	2378	2285	9	900
1084.94	He II	1.00e+05	2118	3	2378	2285	9	900

continue sur la page suivante...

<i>...suite de la page précédente</i>								
Ion	λ	T_{max}	z_1	Δz_1	R_1	z_2	Δz_2	R_2
763.34	N III	1.00e+05	2118	3	2378	2285	9	900
991.51	N III	1.00e+05	2118	3	2378	2284	9	900
979.88	N III	1.00e+05	2118	3	2378	2287	8	994
989.80	N III	1.00e+05	2118	3	2378	2284	9	900
1073.52	S IV	1.26e+05	2118	4	1828	2288	7	1114
1072.98	S IV	1.26e+05	2118	4	1828	2288	7	1114
1062.64	S IV	1.26e+05	2118	4	1828	2288	7	1114
924.28	N IV	1.58e+05	2120	3	2378	2292	5	1497
922.02	N IV	1.58e+05	2120	3	2378	2292	5	1497
786.48	S V	1.58e+05	2121	2	3475	2293	4	1828
790.22	O IV	1.58e+05	2121	11	761	2293	13	665
955.34	N IV	1.58e+05	2121	2	3475	2293	4	1828
765.15	N IV	1.58e+05	2120	3	2378	2292	5	1497
922.52	N IV	1.58e+05	2120	3	2378	2292	5	1497
933.41	S VI	2.00e+05	2122	7	1114	2295	9	900
779.90	O IV	2.00e+05	2121	13	665	2294	15	593
944.53	S VI	2.00e+05	2122	7	1114	2295	9	900
787.70	O IV	2.00e+05	2121	11	761	2293	13	665
762.00	O V	2.51e+05	2124	22	441	2299	22	441
774.52	O V	2.51e+05	2125	24	413	2299	25	401
759.44	O V	2.51e+05	2124	22	441	2299	22	441
760.45	O V	2.51e+05	2124	22	441	2299	22	441
758.68	O V	2.51e+05	2124	22	441	2299	22	441
1037.60	O VI	3.16e+05	2130	56	226	2305	55	229
1031.93	O VI	3.16e+05	2130	56	226	2305	55	229
999.29	Ne VI	3.98e+05	2147	205	100	2322	205	100
1005.84	Ne VI	3.98e+05	2147	205	100	2322	205	100
895.17	Ne VII	5.01e+05	2222	311	78	2396	311	78
1049.22	Si VII	5.01e+05	2206	705	49	2380	706	49
1056.77	Al VII	6.31e+05	2231	898	43	2405	899	43
1053.84	Al VII	6.31e+05	2231	898	43	2405	899	43
770.41	Ne VIII	6.31e+05	2318	732	48	2492	733	48
780.33	Ne VIII	6.31e+05	2318	732	48	2492	733	48
762.66	Mg VIII	7.94e+05	2501	1709	30	2676	1708	30
769.38	Mg VIII	7.94e+05	2501	1547	32	2676	1546	32
782.35	Mg VIII	7.94e+05	2501	1709	30	2676	1708	30
772.26	Mg VIII	7.94e+05	2501	1547	32	2676	1546	32

TAB. D.1: Altitude de formation et variation centre-bord.

Bibliographie

Bibliographie

- M. Arnaud and J.C. Raymond. Iron ionization and recombination rates and ionization equilibrium. *Astrophysical Journal*, 398 :394–406, 1992.
- M. Arnaud and R. Rothenflug. An updated evaluation of recombination and ionization rates. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 60 :425–457, 1985.
- W. A. Baum, F. S. Johnson, J. J. Oberly, C. C. Rockwood, C. V. Strain, and R. Tousey. Solar ultraviolet spectrum to 88 kilometer. *Physical Review*, 70, 1946.
- E. Belorizky. *Cours de Mécanique Quantique*. DEA PMR, Grenoble, 1997.
- Claude F. Boutron, editor. *Topics in Atmospheric and Interstellar Physics and Chemistry*, number 1 in European Research Course on Atmospheres, 1991. Les Editions de la Physique.
- Claude F. Boutron, editor. *Physics and Chemistry of the atmospheres of the earth and other objects of the solar system*, number 2 in European Research Course on Atmospheres, 1996. Les Editions de la Physique.
- Claude F. Boutron, editor. *From urban air pollution to extra-solar planets*, number 3 in European Research Course on Atmospheres, 1998. Les Editions de la Physique.
- Claude F. Boutron, editor. *From weather forecasting to exploring the solar system*, number 4 in European Research Course on Atmospheres, 2000. Les Editions de la Physique.
- P. Brekke, W. T. Thompson, T. N. Woods, and F. G. Eparvier. The Extreme-Ultraviolet Solar Irradiance Spectrum Observed with the Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS) on SOHO. *Astrophysical Journal*, 536 :959–970, June 2000.
- D.H. Brooks, G.A. Fischbacher, A. Fludra, R.A. Harrison, D.E. Innes, E. Landi, M. Landini, J. Lang, A.C. Lanzafame, S.D. Loch, R.W.P. McWhirter, and H.P. Summers. A study of opacity in SOHO-SUMER and SOHO-CDS spectral observations. I. Opacity deduction at the limb. *Astronomy and Astrophysics*, 2000.
- J. C. Brown, B. N. Dwivedi, and P. A. Almlaky, Y. M. and Sweet. The interpretation of density sensitive line diagnostics from inhomogeneous plasmas. ii - non-isothermal plasmas. *Astronomy and Astrophysics*, 249 :277–283, September 1991.
- M. J. Buonsanto, S. C. Solomon, and W. K. Tobiska. Comparison of measured and modeled solar euv flux and its effect on the e-f1 region ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 97 :10513, July 1992.
- A. Burgess and A. Tully. On the analysis of collision strengths and rate coefficients. *Astronomy and Astrophysics*, 254 :436–453, 1992.
- C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique Quantique. II*. Enseignement des Sciences. Hermann, 1973.
- J. W. Cook and K. R. Nicolas. Solar C III line intensity ratios observed from SKYLAB. *Astrophysical Journal*, 229 :1163–1178, May 1979.
- I. J. Craig and J. C. Brown. Fundamental limitations of x-ray spectra as diagnostics of plasma temperature structure. *Astronomy and Astrophysics*, 49 :239–250, 1976a.

- I. J. D. Craig and J. C. Brown. Fundamental limitations of x-ray spectra as diagnostics of plasma temperature structure. *Astronomy and Astrophysics*, 49 :239–250, June 1976b.
- W. Curdt, P. Brekke, U. Feldman, K. Wilhelm, B. N. Dwivedi, U. Schuehle, and P. Lemaire. The sumer spectral atlas of solar-disk features. *Astronomy and Astrophysics*, 375 :591, August 2001.
- W. Curdt, U. Feldman, J.M. Laming, K. Wilhelm, U. Schuehle, and P. Lemaire. The solar disk spectrum between 660 and 1175 angstroms (first order) obtained by sumer on soho. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 126 :281, December 1997.
- J.-P. Delaboudiniere, G. E. Artzner, J. Brunaud, A. H. Gabriel, J. F. Hochedez, F. Millier, X. Y. Song, B. Au, K. P. Dere, R. A. Howard, R. Kreplin, D. J. Michels, J. D. Moses, J. M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J. P. Chauvineau, J. P. Marioge, R. C. Catura, J. R. Lemen, L. Shing, R. A. Stern, J. B. Gurman, W. M. Neupert, A. Maucherat, F. Clette, P. Cugnon, and E. L. van Dessel. EIT : Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. *Solar Physics*, 162 :291–312, 1995.
- E. Dere, K.P. Landi, P.R. Young, and G. Del Zanna. Chianti - an atomic database for emission lines iv. extension to x-ray wavelengths. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 134 : 331–354, 2001.
- K. P. Dere, J.-D. F. Bartoe, and G. E. Brueckner. Solar transition zone pressures from EUV observations of O IV and N IV. *Astrophysical Journal*, 259 :366–371, August 1982.
- K. P. Dere and H. E. Mason. Nonthermal velocities in the solar transition zone observed with the high-resolution telescope and spectrograph. *Solar Physics*, 144 :217–241, April 1993.
- K.P. Dere, E. Landi, H.E. Mason, B.C. Monsignori Fossi, and P.R. Young. Chianti - an atomic database for emission lines i. wavelenghts greater than 50 a. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 125 :149–173, 1997.
- R. F. Donnelly, H. E. Hinteregger, and D. F. Heath. Temporal variations of solar euv, uv, and 10,830-a radiations. *Journal of Geophysical Research*, 91 :5567, May 1986.
- G. A. Doschek, U. Feldman, A. K. Bhatia, and H. E. Mason. Densities in the quiet sun and polar coronal holes from EUV line ratios involving O III 1666.15 A. *Astrophysical Journal*, 226 :1129–1134, December 1978.
- G. A. Doschek, U. Feldman, J. M. Laming, H. P. Warren, U. Schüle, and K. Wilhelm. The Electron Pressure in the Solar Lower Transition Region Determined from O V and Si III Density-sensitive Line Ratios. *Astrophysical Journal*, 507 :991–996, November 1998.
- G. A. Doschek, M. E. Vanhoosier, J.-D. F. Bartoe, and U. Feldman. The emission-line spectrum above the limb of the quiet sun - 1175-1940 A. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 31 : 417–443, July 1976.
- G. A. Doschek, H. P. Warren, J. M. Laming, J. T. Mariska, K. Wilhelm, P. Lemaire, U. Schuehle, and T. G. Moran. Electron Densities in the Solar Polar Coronal Holes from Density Sensitive Line Ratios of Si VIII and Si X. *Astrophysical Journal Letters*, 482 :L109–+, June 1997.
- J.F. Dowdy, D. Rabin, and R.L. Moore. On the magnetic structure of the quiet transition region. *Solar Physics*, 105 :35, May 1986.
- P. L. Dufton, J. G. Doyle, and A. E. Kingston. The interpretation of N IV and Ne VII emission line ratios in the sun. *Astronomy and Astrophysics*, 78 :318–322, October 1979.
- P. L. Dufton, A. Hibbert, A. E. Kingston, and G. A. Doschek. S IV emission-line ratios in the sun. *Astrophysical Journal*, 257 :338–344, June 1982.
- P. L. Dufton, A. Hibbert, A. E. Kingston, and G. A. Doschek. Si III line ratios in the sun. *Astrophysical Journal*, 274 :420–428, November 1983.

- P. L. Dufton and A. E. Kingston. Si II line ratios in the sun. *Astrophysical Journal*, 289 :844–848, February 1985.
- A.K. Dupree, M.C.E. Huher, R.W. Noyes, W.H. Parkinson, E.M. Reeves, and G.L. Withbroe. The Extreme-Ultraviolet Spectrum of a Solar Active Region. *Astrophysical Journal*, 182 :321, May 1973.
- B. Edlen. *Arkiv. Mat. Astron. Fysik.*, 28, 1941.
- U. Feldman. On the unresolved fine structures of the solar atmosphere in the 30,000-200,000 k temperature region. *Astrophysical Journal*, 275 :367–373, 1983a.
- U. Feldman. On the unresolved fine structures of the solar atmosphere in the 30,000-200,000 K temperature region. *Astrophysical Journal*, 275 :367, December 1983b.
- U. Feldman, W.E. Behring, W. Curdt, U. Schuehle, K. Wilhelm, P. Lemaire, and T.M. Moran. A coronal spectrum in the 500–1610 angstrom wavelength range recorded at a height of 21,000 kilometers above the west solar limb by the sumer instrument on solar and heliospheric observatory. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 113 :195, November 1997.
- U. Feldman and G. A. Doschek. Emission-line spectra of two active regions on the solar limb - 1175-1940 A. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 37 :443–458, August 1978.
- U. Feldman, G. A. Doschek, J. T. Mariska, A. K. Bhatia, and H. E. Mason. Electron densities in the solar corona from density-sensitive line ratios in the N I isoelectronic sequence. *Astrophysical Journal*, 226 :674–678, December 1978.
- A. Fludra, G. del Zanna, D. Alexander, and B. J. I. Bromage. Electron density and temperature of the lower solar corona. *Journal of Geophysical Research*, 104 :9709–9720, May 1999.
- M. Forestini. *Principes fondamentaux de structure stellaire*. Gordon and Breach Science Pub., 1999.
- A.H. Gabriel. A magnetic model of the solar transition region. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 281 :339, May 1976.
- P. T. Gallagher, M. Mathioudakis, F. P. Keenan, K. J. H. Phillips, and K. Tsinganos. The Radial and Angular Variation of the Electron Density in the Solar Corona. *Astrophysical Journal Letters*, 524 :L133–LL137, October 1999.
- P.T. Gallagher, K.J.H. Phillips, L.K. Harra-Murnion, and F.P. Keenan. Properties of the quiet sun EUV network. *Astronomy and Astrophysics*, 335 :733, 1998.
- J.A. Gaunt. *Phil. Trans. R. Soc.*, 229 :163, 1930.
- N. Grevesse and E. Anders. Solar element abundances. In *Solar interior and atmosphere*. Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1991, 1429 p. For individual items see A92-36202 to A92-36240., 1991.
- N. W. Griffiths, G. H. Fisher, D. T. Woods, and O. H. W. Siegmund. SUMER Observations of the Quiet-Sun Transition Region. *Astrophysical Journal*, 512 :992–1005, February 1999.
- N.W. Griffiths, G.H. Fisher, D.T. Woods, and O.H.W. Siegmund. Sumer observations of the quiet-sun transition region. *Astrophysical Journal*, 512 :992–1005, 1999.
- L.K. Harra, P.T. Gallagher, and Phillips K.J.H. Characteristics of quiet sun cell and network brightenings. *Astronomy and Astrophysics*, 362 :371, 2000.
- R. A. Harrison, E. C. Sawyer, M. K. Carter, A. M. Cruise, R. M. Cutler, A. Fludra, R. W. Hayes, B. J. Kent, J. Lang, D. J. Parker, J. Payne, C. D. Pike, S. C. Peskett, A. G. Richards, J. L. Culhane, K. Norman, A. A. Breeveld, E. R. Breeveld, K. F. Al Janabi, A. J. McCalden, J. H. Parkinson, D. G. Self, P. D. Thomas, A. I. Poland, R. J. Thomas, W. T. Thompson, O. Kjeldseth-Moe, P. Brekke, J. Karud, P. Maltby, B. Aschenbach, H. Brauninger, M. Kuhne,

- J. Hollandt, O. H. W. Siegmund, M. C. E. Huber, A. H. Gabriel, H. E. Mason, and B. J. I. Bromage. The coronal diagnostic spectrometer for the solar and heliospheric observatory. *Solar Physics*, 162 :233–290, 1995.
- M.H. Hebb and D.H. Menzel. Physical processes in gaseous nebulae. x. collisional excitation of nebulium. *Astrophysical Journal*, 92 :408–423, 1940.
- L. Heroux and J. E. Higgins. Summary of full-disk solar fluxes between 250 and 1940 Å. *Journal of Geophysical Research*, 82 :3307, August 1977.
- L. Heroux and H. E. Hinteregger. Aeronomical reference spectrum for solar uv below 2000 Å. *Journal of Geophysical Research*, 83 :5305, November 1978.
- H. E. Hinteregger. Development of solar cycle 21 observed in euv spectrum and atmospheric absorption. *Journal of Geophysical Research*, 84 :1933, May 1979.
- H. E. Hinteregger. Representations of solar euv fluxes for aeronomical applications. *Advances in Space Research*, 1 :39, 1981.
- H. E. Hinteregger, K. Fukui, and B. R. Gilson. Observational, reference and model data on solar euv, from measurements on ae-e. *Geophysical Research Letter*, 8 :1147, November 1981.
- H.E. Hinteregger. *Annls Geophys.*, 26 :547, 1970.
- H.E. Hinteregger. Euv fluxes in the solar spectrum below 2000 Å. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38 :791–806, August 1976.
- J. Hollandt, U. Schühle, W. Paustian, W. Curdt, M. Kühne, B. Wende, and K. Wilhelm. Radiometric calibration of the telescope and ultraviolet spectrometer SUMER on SOHO. *Applied Optics*, 35 :5125–5133, September 1996.
- A. Johannesson, W. Marquette, and H. Zirin. Reproduction of the Lyman α Irradiance Variability from Analysis of Full-Disk Images in the CaII K-Line. *Solar Physics*, 161 :201–204, 1995.
- F. S. Johnson, H. H. Malitson, J. D. Purcell, and R. Tousey. Emission lines in the solar ultraviolet spectrum. *Astronomical Journal*, 60 :166, 1955.
- F. S. Johnson, H. H. Malitson, J. D. Purcell, and R. Tousey. Emission lines in the solar ultraviolet spectrum of the sun. *Astrophysical Journal*, 127 :80–95, 1958.
- P. Judge, M. Carlsson, and K. Wilhelm. SUMER observations of the quiet solar atmosphere : the network chromosphere and lower transition region. *Astrophysical Journal*, 490, 1997a.
- P. G. Judge, V. Hubeny, and J. C. Brown. Fundamental limitations of emission-line spectra as diagnostics of plasma temperature and density structure. *Astrophysical Journal*, 475 :275+, January 1997b.
- P. G. Judge, T. N. Woods, P. Brekke, and G. J. Rottman. On the Failure of Standard Emission Measure Analysis for Solar Extreme-Ultraviolet and Ultraviolet Irradiance Spectra. *Astrophysical Journal Letters*, 455 :L85+, December 1995.
- R. Kariyappa and K.R. Sivaraman. Variability of the Solar Chromospheric network over the solar cycle. *Solar Physics*, 152 :139, 1994.
- T. Kato. Radiation from hot, thin plasma from 1 to 250 Å. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 30 :397–449, 1976.
- F. P. Keenan. N IV line ratios in the sun. *Solar Physics*, 126 :311–317, April 1990.
- F. P. Keenan and K. A. Berrington. Improved theoretical line ratios for C III in the sun. *Solar Physics*, 99 :25–30, September 1985.
- F. P. Keenan, P. L. Dufton, A. E. Kingston, and J. W. Cook. Solar Si III line ratios from the high-resolution telescope and spectrograph on board Spacelab 2 - The effects of non-Maxellian electron distribution functions. *Astrophysical Journal*, 340 :1135–1139, May 1989.

- F. P. Keenan, L. K. Harra, G. A. Doschek, and J. W. Cook. The determination of electron densities in the solar atmosphere from the 1718.56 Å/1486.51 Å emission-line ratio in N IV. *Astrophysical Journal*, 432 :806–808, September 1994.
- R. L. Kelly. *Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Angstroms. Hydrogen through Krypton*. New York : American Institute of Physics (AIP), American Chemical Society and the National Bureau of Standards, 1987, 1987.
- H.A. Kramer. *Phil. Mag.*, 46 :836, 1923.
- B. J. Labonte and R. Howard. The magnetic flux in the quiet sun network. *Solar Physics*, 80 : 15–19, September 1982.
- E. Landi, M. Landini, K.P. Dere, P.R. Young, and H.E Mason. Chianti - an atomic database for emission lines iii. continuum radiation and extension of the ion database. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 135 :339–346, 1999.
- E. Landi, H. E. Mason, P. Lemaire, and M. Landini. Sumer observations of transition region fine structures. *Astronomy and Astrophysics*, 357 :743–756, 2000.
- M. Landini and B.C. Monsignori Fossi. The x-uv spectrum of thin plasma. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 82 :229–260, 1990.
- P. Lantos. *Le soleil*. Collection Que sais-je (Presses Universitaires de France), 1994.
- P. Lantos. *Le soleil en face*. Masson, 1997.
- J. Lean. Solar euv irradiances and indices. *Advances in Space Research*, 8 :263, 1988.
- J. Lean. A comparison of models of the sun's extreme ultraviolet irradiance variations. *Journal of Geophysical Research*, 95 :11933, August 1990.
- J. Lean. The sun's variable radiation and its relevance for earth. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35 :33–67, 1997.
- J. L. Lean, W. C. Livingston, D. F. Heath, R. F. Donnelly, A. Skumanich, and O. R. White. A three-component model of the variability of the solar ultraviolet flux 145-200 nm. *Journal of Geophysical Research*, 87 :10307, December 1982.
- J. Lilensten and P.L. Blelly. *Du Soleil à la Terre*. Presse Universitaire de Grenoble, 1999.
- J. Lilensten and J. Bornarel. *Sous les feux du Soleil*. EDP Sciences, 2001.
- S. A. Mango, J. D. Bohlin, D. L. Glackin, and J. L. Linsky. The solar xuv he i and he ii emission lines. i - intensities and gross center-to-limb behavior. *Astrophysical Journal*, 220 :683, March 1978.
- J. T. Mariska. *The solar transition region*. Cambridge Astrophysics Series, New York : Cambridge University Press, 1992.
- J. T. Mariska and G. L. Withbroe. Analysis of EUV limb-brightening observations from ATM. I - Model for the transition layer and the corona. *Solar Physics*, 44 :55–68, September 1975.
- W.C. Martin, G.R. Dalton, J.R. Fuhr, D.E. Kelleher, A. Kramida, P.J. Mohr, A. Musgrove, J. Reader, E.B. Saloman, C.J. Sansonetti, J. Sugar, G.G. Wiersma, W.L. Wiese, D. Zucker, J. Blaise, J.-F. Wyart, G. Eichhorn, and C.S. Grant. Nist laboratory program on atomic spectroscopic data for astronomy. In *ASP Conf. Ser. 81 : Laboratory and Astronomical High Resolution Spectra*, pages 597–601, 1995.
- P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco, and N. Vittorio. Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to NI. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 133 :403–409, December 1998.
- S. W. McIntosh, P. Charbonneau, and J. C. Brown. Preconditioning the differential emission measure inverse problem. *Astrophysical Journal*, 529 :1115–1130, February 2000.

- J.-P. Meyer. Solar-stellar outer atmospheres and energetic particles, and galactic cosmic rays. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 57 :173–204, January 1985.
- A. Mohan, E. Landi, and B. N. Dwivedi. FIP effect measurements in the off-limb corona observed by SUMER on SOHO. *Astronomy and Astrophysics*, 364 :835–844, December 2000.
- U. Narain and P. Ulmschneider. Chromospheric and coronal heating mechanisms. *Space Science Reviews*, 54 :377–445, 1990.
- K. R. Nicolas, J.-D. F. Bartoe, G. E. Brueckner, and M. E. Vanhoosier. The energy balance and pressure in the solar transition zone for network and active region features. *Astrophysical Journal*, 233 :741–743, October 1979.
- A.A. Nusinov and W.K. Tobiska. Wd 21348 : Space environment (natural and artificial) - process for determining solar irradiances. working draft standard, ISO Technical Committee 20, SubCommittee 14, Working Group 4., 2002.
- E. O'Shea, J. G. Doyle, and F. P. Keenan. The solar transition region : a time-varying interface between the chromosphere and corona? *Astronomy and Astrophysics*, 338 :1102–1108, October 1998.
- M. E. Pérez, J. G. Doyle, E. O'Shea, and F. P. Keenan. Temporal variability in the electron density at the solar transition region. *Astronomy and Astrophysics*, 351 :1139–1148, November 1999.
- S. Patsourakos, J.-C. Vial, A.H. Gabriel, and N. Bellamine. Transition-region network boundaries in the quiet sun : width variation with temperature as observed with CDS on SOHO. *Astrophysical Journal*, 522 :540, 1999.
- A. Pauluhn, S.K. Solanski, I. Rüedi, E. Landi, and U. Schüle. Statistics of quiet sun extreme ultraviolet intensities. *Astronomy and Astrophysics*, 362 :737, 2000.
- D. J. Pinfield, F. P. Keenan, M. Mathioudakis, K. J. H. Phillips, W. Curdt, and K. Wilhelm. Evidence for Non-Maxwellian Electron Energy Distributions in the Solar Transition Region : Si III Line Ratios from SUMER. *Astrophysical Journal*, 527 :1000–1008, December 1999.
- M. Planck. On the theory of thermal radiation. *Ann. Phys.*, 4 :553–563, 1901.
- S.R. Pottasch. The lower solar corona : interpretation of the ultraviolet spectrum. *Astrophysical Journal*, 137 :945–966, 1963.
- E.M. Reeves. The EUV chromospheric network in the quiet sun. *Solar Physics*, 46 :53, January 1976.
- P. G. Richards, J. A. Fennelly, and D. G. Torr. Euvac : A solar euv flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research*, 99 :8981, May 1994.
- G.B. Rybicki and A.P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. New York Wiley-Interscience, 1979.
- M.N. Saha. On the action of ultraviolet sunlight upon the upper atmosphere. *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, 160 :155–173, 1937.
- U. Schühle, K. Wilhelm, J. Hollandt, P. Lemaire, and A. Pauluhn. Radiance variations of the quiet Sun at far-ultraviolet wavelengths. *Astronomy and Astrophysics*, 2000.
- G. Schmidtke, Rawer K., Botzek H., Norbert D., and Holzer K. Solar euv photon fluxes measured aboard aeros a. *Journal of Geophysical Research*, 82 :2423, June 1977.
- C. J. Schrijver, C. Zwaan, C. W. Maxson, and R. W. Noyes. A study of ultraviolet and X-ray emissions of selected solar regions. *Astronomy and Astrophysics*, 149 :123, August 1985.
- M.J. Seaton. *Proceeding of the Royal Society*, 1953.
- L. Jr. Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases*. New York : Interscience, 1962.

- J. Sylwester, J. Schrijver, and R. Mewe. Multitemperature analysis of solar x-ray line emission. *Solar Physics*, 67 :285–309, September 1980.
- S. S. Tayal, R. J. W. Henry, F. P. Keenan, S. M. McCann, and K. G. Widing. Electron density diagnostics for Fe XII in the solar plasma. *Astrophysical Journal*, 343 :1004–1006, August 1989.
- L. Teriaca and K. Wilhelm. Reduction and analysis of sumer data. Technical report, Max Planck Institut für Aeronomie, 2001.
- G. Thuillier. The sun : an overview of our variable star. In *Volume 4 of European Research Course on Atmospheres*. Les Editions de la Physique, 2000.
- W. K. Tobiska. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53 :1005, December 1991.
- W. K. Tobiska and A. Barth, C. A solar evf flux model. *Journal of Geophysical Research*, 95 : 8243, June 1990.
- W. K. Tobiska and S. D. Bouwer. Intermediate-term variations of chromospheric and coronal solar flux during high solar cycle 21 activity. *Geophysical Research Letter*, 16 :779, August 1989.
- W. K. Tobiska and F. G. Eparvier. Euv97 : Improvements to evf irradiance modeling in the soft x-rays and fuv. *Solar Physics*, 177 :147, 1998.
- W. K. Tobiska, T. Woods, F. Eparvier, R. Viereck, L. Floyd, D. Bouwer, G. Rottman, and O. R. White. The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 62 :1233–1250, September 2000.
- M. R. Torr and D. G. Torr. Ionization frequencies for solar cycle 21 - revised. *Journal of Geophysical Research*, 90 :6675, July 1985.
- M. R. Torr, D. G. Torr, R. A. Ong, and H. E. Hinteregger. Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21. *Geophysical Research Letter*, 6 :771, October 1979.
- R. Tousey, K. Watanabe, and J. D. Purcell. Measurements of solar extreme ultraviolet and x-rays from rockets by means of a coso4 :mn phosphor. *Physical Review*, 83 :792–797, 1951.
- P. Ulmschneider. Thermal conductivity in stellar atmospheres i. without magnetic field. *Astronomy and Astrophysics*, 4 :144, 1970.
- J. E. Vernazza and H. E. Mason. Density sensitivity of the solar EUV emission from boron-like ions. *Astrophysical Journal*, 226 :720–728, December 1978.
- J.E. Vernazza, E.H. Avrett, and R. Loeser. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1981.
- J.E. Vernazza and E.M. Reeves. Extreme ultraviolet composite spectra of representative solar features. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 37 :485, August 1978.
- H. P. Warren and D. M. Hassler. The density structure of a solar polar coronal hole. *Journal of Geophysical Research*, 104 :9781–9790, May 1999.
- H. P. Warren, J. T. Mariska, and J. Lean. A new reference spectrum for the evf irradiance of the quiet sun 1. emission measure formulation. *Journal of Geophysical Research*, 103 :12077, June 1998a.
- H. P. Warren, J. T. Mariska, and J. Lean. A new reference spectrum for the evf irradiance of the quiet sun 2. comparisons with observations and previous models. *Journal of Geophysical Research*, 103 :12091, June 1998b.
- H. P. Warren, J. T. Mariska, and J. Lean. A new model of solar evf irradiance variability : 1. model formulation. *Journal of Geophysical Research*, 106 :15745, August 2001.

- H. P. Warren, J. T. Mariska, J. Lean, W. Marquette, and A. Johannesson. Modeling solar extreme ultraviolet irradiance variability using emission measure distributions. *Geophysical Research Letter*, 23 :2207, 1996.
- O.R. White and W.C. Livingston. Solar luminosity variation. III - Calcium K variation from solar minimum to maximum in cycle 21. *Astrophysical Journal*, 249 :798, October 1981.
- K. Wilhelm, W. Curdt, E. Marsh, U. Schühle, P. Lemaire, A. Gabriel, J.C. Vial, M. Grewing, M.C.E. Huber, S.D. Jordan, A.I. Poland, R.J. Thomas, M. Kühne, J.G. Timothy, D.M. Hassler, and O.H.W. Siegmund. Sumer - solar ultraviolet measurements of emitted radiation. *Solar Physics*, 162 :189–231, 1995.
- K. Wilhelm, P. Lemaire, W. Curdt, U. Schühle, E. Marsch, A.I. Poland, S.D. Jordan, R.J. Thomas, D.M. Hassler, M.C.E. Huber, J.-C. Vial, M. Kühne, O.H.W. Siegmund, A. Gabriel, J.G. Timothy, M. Grewing, U. Feldman, J. Hollandt, and P. Brekke. First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO - I. Spectra and Spectroradiometry. *Solar Physics*, 170 :75–104, 1997.
- K. Wilhelm, P. Lemaire, I. E. Dammasch, J. Hollandt, U. Schühle, W. Curdt, T. Kucera, D. M. Hassler, and M. C. E. Huber. Solar irradiances and radiances of UV and EUV lines during the minimum of sunspot activity in 1996. *Astronomy and Astrophysics*, 334 :685–702, June 1998.
- K. Wilhelm, U. Schühle, W. Curdt, I.E. Dammasch, J. Hollandt, P. Lemaire, and M.C.E. Huber. Solar spectroradiometry with the telescope and spectrograph SUMER on the Solar and Heliospheric Observatory SOHO. *Metrologia*, 37 :393–398, 2000.
- K. Wilhelm, U. Schühle, W. Curdt, I.E. Dammasch, J. Hollandt, P. Lemaire, and M.C.E. Huber. Solar vacuum-ultraviolet radiometry with SUMER. In *The Radiometric Calibration of SO ISSI scientific report*, 2002.
- K. Wilhelm, T.N. Woods, U. Schühle, W. Curdt, P. Lemaire, and G.J. Rottman. The solar ultraviolet spectrum from 1200 Å to 1560 Å : a radiometric comparison between SUMER/SOHO and SOLSTICE/UARS. *Astronomy and Astrophysics*, 352 :321–326, 1999.
- G. L. Withbroe and J. T. Mariska. Analysis of EUV limb brightening observations from ATM. II - Influence of spicules. *Solar Physics*, 48 :21–40, May 1976.
- T. N. Woods, Bailey S. M., Eparvier F. G., Lawrence G. M., J. Lean, McClintock W. E., R. G. Roble, G. J. Rottman, Solomon S. C., W. K. Tobiska, Ucker G. J., and O. R. White. Timed solar euv experiment. In *Proc. SPIE Vol. 3442, p. 180-191, Missions to the Sun II, Clarence M. Korendyke ; Ed.*, volume 3442, page 180, November 1998.
- T. N. Woods and G. J. Rottman. Solar euv irradiance derived from a sounding rocket experiment on november 10, 1988. *Journal of Geophysical Research*, 95 :6227, May 1990.
- O.R. Wulf and L.S. Deming. *Terr. Mag. Atmos. Elec.*, 43 :283, 1938.
- P.R. Young. *EUV spectroscopy of solar and stellar atmosphere*. PhD thesis, University of Cambridge, 1998.
- P.R. Young, E. Landi, and R.J. Thomas. Chianti - an atomic database for emission lines ii. comparison with the serts-89 active region spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, 329 :291–314, 1998.