



HAL
open science

Modélisation du spectre de l'hélium dans les protubérances solaires

Nicolas Labrosse

► **To cite this version:**

Nicolas Labrosse. Modélisation du spectre de l'hélium dans les protubérances solaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT: . tel-00003651

HAL Id: tel-00003651

<https://theses.hal.science/tel-00003651>

Submitted on 28 Oct 2003

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.

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES**
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Nicolas LABROSSE

**Modélisation du spectre de l'hélium
dans les protubérances solaires**

Soutenue le 10 Décembre 2001 devant la commission d'examen :

M. Vincenzo ANDRETTA	Examineur
Mme. Françoise BELY-DUBAU	Examinatrice
M. Pierre GOUTTEBROZE	Directeur de thèse
M. Petr HEINZEL	Rapporteur
M. Pierre MEIN	Rapporteur
M. Jacques SOLOMON	Président

Résumé

Cette thèse porte sur la modélisation du spectre de l'hélium dans les protubérances solaires quiescentes. Les protubérances sont des structures magnétiques confinant un plasma froid et dense par rapport au plasma coronal environnant. Malgré sa très grande importance, aucun calcul théorique hors Equilibre Thermodynamique Local (ETL) n'a été mené sur une large gamme du spectre de l'hélium observable dans les protubérances depuis les travaux de Heasley et ses collègues, parus entre 1974 et 1983. Cette étude s'attache donc à effectuer de nouveaux calculs hors ETL, en éliminant de nombreuses restrictions présentes dans les travaux de Heasley et al. On obtient le spectre émergent de l'hélium dans une protubérance à une dimension, isotherme et isobare, pour un modèle d'hélium à 34 niveaux d'énergie (He I + He II + He III). Les études théoriques menées ici montrent les différents effets que peuvent avoir les paramètres physiques de nos modèles sur les populations des principaux niveaux d'énergie de l'hélium ainsi que sur les intensités émises. Une partie du travail est également consacrée à la comparaison avec des observations faites avec les spectromètres SUMER et CDS embarqués à bord de SoHO, ce qui permet un diagnostic de la structure observée.

Cette étude a uniquement porté sur les protubérances solaires quiescentes pour des modèles isothermes et isobares. L'outil de diagnostic hors ETL dont nous disposons maintenant constitue un apport considérable pour l'interprétation des observations. Les perspectives seraient d'améliorer notre compréhension de la formation du spectre de l'hélium dans d'autres conditions physiques, et d'appliquer notre méthode de diagnostic à d'autres objets de l'atmosphère solaire et à d'autres situations astrophysiques.

Mots-Clés : Soleil – Protubérance – Hélium – Transfert de rayonnement – Raies : formation – Raies : profil – SoHO

Abstract

This thesis deals with the modelling of the helium spectrum in solar quiescent prominences. Prominences are magnetic structures confining a cold, dense plasma in the hot, tenuous surrounding solar corona. Despite its great importance, no theoretical calculations on a large range of the observed helium spectrum in quiescent prominences have been performed out of Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) since previous work by Heasley and co-workers (published between 1974 and 1983). This study aims at carrying out new non LTE computations, removing several restrictions that were present in the work of Heasley et al. We get the helium emergent spectrum of a one-dimensional, isothermal and isobaric prominence, considering 34 energy levels in our multi-ion helium model (He I + He II + He III). The present theoretical study shows the different effects of the physical parameters of our models on the main helium level populations, as well as on the emitted intensities. Part of this work has also been devoted to the comparisons with observations taken by the SUMER and CDS spectrometers onboard SoHO, thus leading to a diagnostic of the observed structure.

This study deals only with quiescent solar prominences, for isothermal and isobaric models. The non LTE diagnostic tool which is now available brings a considerable improvement for the interpretation of observations. Some perspectives would be to have a better understanding of the helium spectrum formation under different physical conditions, and to apply our diagnostic method to other solar atmosphere structures and to other astrophysical situations.

Key words : Sun – Prominence – Helium – Radiative transfer – Lines : formation – Lines : profile – SoHO

Remerciements

Je voudrais ici remercier tous ceux qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout de cette thèse. Ils sont nombreux, et j'espère que ceux qui ne seraient pas nommés ici savent que je ne les oublie pas !

Mes premières pensées vont vers mes parents sans qui je n'aurai jamais effectué toutes ces années d'études, et qui m'ont toujours soutenu et fait confiance. C'est un grand plaisir pour moi de leur dédier ce travail. Christophe et Sandra, puis Zoé, m'ont également encouragé depuis longtemps. Ma grand-mère m'a toujours supporté, et je suis très heureux qu'elle puisse voir le résultat de ce travail. Annette et Jean Langlassé m'ont apporté par leur extrême gentillesse et leur disponibilité une aide infinie et précieuse, qui a aussi été beaucoup appréciée lors du pot de thèse ! Merci aussi à Karine, Fabrice, Clément et Romain.

Bien entendu, un thésard n'est plus vraiment un thésard sans son laboratoire ! Je voudrai donc remercier Pierre Gouttebroze, qui a accepté de diriger cette thèse et qui m'a fait confiance pendant ces trois années, ainsi que Jean-Claude Vial, qui m'a accueilli dans l'équipe de Physique Solaire et qui m'a toujours donné les moyens nécessaires pour mener à bien mon travail.

Mes chers amis anciens thésards Valérie, Sabrina, Nour-Eddine, et Spiros, ont été pour moi des compagnons de route (et de galères) avec qui j'ai pris plaisir à discuter, rire, chanter... et travailler un peu aussi. Bien qu'ils m'aient abandonné en cours de route, je garde un excellent souvenir de tous les moments que nous avons passé ensemble. A eux, comme à Stéphane, Jérémie, Thierry, Daniela, Rym, Ina et tous les autres, je souhaite beaucoup de bonheur.

Tous les collègues de l'équipe ont beaucoup contribué à ce que je me sente dans mon environnement à l'IAS. Mais je remercie plus particulièrement Karine Bocchialini et Patrick Boumier qui n'ont pas compté les heures pendant lesquelles ils m'ont aidé, que ce soit pendant ou en dehors du travail. Frédéric Baudin a été aussi d'une grande aide morale et scientifique durant tout ce temps, et je les remercie tous les trois vivement et profondément. Dans la famille des jeunes chercheurs je n'oublie pas Suzanna Parenti qui a su m'encourager et me rassurer dans la dernière ligne droite (qu'est-ce que c'est long une ligne droite) ! Sébastien Galtier a eu la patience de me supporter tous les jours, quelle que soit mon humeur, et quelle que soit la durée de mes coups de téléphone, et je lui en suis reconnaissant. Je veux remercier Philippe Lemaire pour sa gentillesse et sa patience lorsque j'ai participé à la planification des observations SUMER pendant la campagne MEDOC de mai 2000. Merci à Guy Artzner de m'avoir donné l'occasion de donner un séminaire à la Commission Soleil de la Société Astronomique de France. Je souhaite enfin remercier Maria Madjarska pour sa gentillesse, son accueil formidable en Bulgarie, et ses précieux conseils pour le traitement des données SUMER.

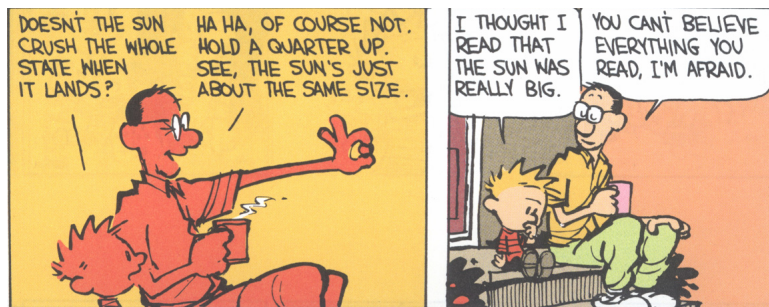
Il a fallu beaucoup de patience et de gentillesse à tout le personnel technique de MEDOC pour répondre à toutes mes attentes, et je suis donc particulièrement reconnaissant envers Jean-Luc Orcesi, Isabelle Scholl, Regis Wettling et Nicolas Monier pour leur aide.

Enfin, de nombreuses autres personnes à l'Institut m'ont beaucoup aidé, et je veux en particulier citer Catherine Cougrand, dont la bonne humeur et le dynamisme permettent à la Science d'avancer! Ghislaine Renoux, Marie-Thérèse Dorin-Gerald, et de nombreuses autres personnes de l'administration du laboratoire, ont également beaucoup agi pour moi.

Un grand merci à tous les membres du jury qui ont accepté de prendre du temps pour lire cette thèse. En particulier, j'ai eu le plaisir d'avoir deux rapporteurs de qualité, Petr Heinzl et Pierre Mein. J'ai été très heureux que Vincenzo Andretta accepte d'être examinateur, et je le remercie pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Merci également à Françoise Bely-Dubau d'avoir examiné ce travail, et à Jacques Solomon d'avoir présidé le jury.

Je souhaite remercier mes amis qui ont su patienter et m'attendre pendant que je me terrais dans ma tanière afin de mettre un point final à ce travail.

Finalement, je ne sais comment exprimer tout ce que je dois à Audrey, qui m'a réellement porté de toutes ses forces et qui a beaucoup donné pour que je puisse terminer cette petite histoire. Je n'aurai jamais conclu ma thèse sans ce rayon de soleil qui m'a nourri.



Tiré de "The Indispensable CALVIN and HOBBS", by Bill Watterson. Andrews and McMeel, A Universal Press Syndicate Company. Kansas City

A mes parents

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	Le Soleil : l'étoile la mieux connue	1
1.1.1	L'intérieur du Soleil	1
1.1.2	La photosphère	2
1.1.3	La chromosphère	4
1.1.4	La région de transition et la couronne	5
1.1.5	Le vent solaire	6
1.1.6	En résumé	6
1.2	Les protubérances solaires	9
1.2.1	Qu'est-ce qu'une protubérance ?	10
1.2.2	Contexte historique	11
1.2.3	Classification des différents types de protubérance	12
1.3	L'hélium dans le Soleil	14
1.4	Plan de l'étude	14
2	Physique et spectroscopie atomiques	17
2.1	Introduction	18
2.2	Le rayonnement	18
2.2.1	Etablissement de l'équation de transfert de rayonnement	19
2.2.2	Autres formes de l'équation de transfert	21
2.2.3	Solution formelle	21
2.2.4	Approximation d'Eddington	23
2.2.5	Absorption due aux raies et absorption continue	23
2.3	Transitions discrètes	24
2.3.1	Les coefficients d'Einstein	24
2.3.2	Nouvelle expression de la fonction source	26
2.4	Transitions continues	26
2.4.1	Processus inélastiques	26
2.4.2	Processus élastiques	27
2.5	L'équilibre thermodynamique local (ETL)	28
2.5.1	La matière à l'ETL	28
2.5.2	Le rayonnement à l'ETL	29
2.6	Description de l'équilibre thermodynamique non-local	30
2.6.1	Coefficients d'écart à l'ETL	30
2.6.2	Températures décrivant l'état physique du milieu	30

2.7	Redistribution spectrale des photons	31
2.7.1	Redistribution complète	32
2.7.2	Diffusion cohérente du rayonnement	33
2.7.3	Redistribution partielle	33
2.8	Equilibre statistique	34
2.8.1	Equations de populations	34
2.8.2	Couplage avec l'équation de transfert	36
2.8.3	Atome à deux niveaux	37
2.8.4	Approche équivalente à l'atome à 2 niveaux	37
3	Calcul du spectre de l'hydrogène et de l'hélium	39
3.1	Considérations atomiques et spectroscopiques	39
3.1.1	L'hydrogène	39
3.1.2	L'hélium	42
3.2	Modélisation	45
3.2.1	Introduction	45
3.2.2	Procédure numérique	47
3.2.3	Modèle de protubérance	47
3.2.4	Modèles atomiques	48
3.2.5	Intensités incidentes	49
3.3	Comparaisons avec les précédents travaux théoriques	51
3.3.1	Heasley, Mihalas, & Poland (1974)	53
3.3.2	Heasley & Milkey (1978)	54
3.4	Conclusion	56
4	Résultats	59
4.1	Effet des paramètres physiques sur les populations moyennes des niveaux d'hélium et sur les intensités émergentes	59
4.1.1	Influence de l'épaisseur de la couche	61
4.1.2	Influence de la température	64
4.1.3	Influence de la pression	67
4.1.4	Influence de l'abondance d'hélium	70
4.2	Corrélations entre les raies	74
4.2.1	Raies triplets : $E(10\ 830)$ et $E(D3)$	74
4.2.2	Raies singulets : $E(6\ 678)$ et $E(584)$	75
4.2.3	Raies triplet et singulet : $E(6\ 678)$ et $E(D3)$	76
4.2.4	He II et He I : $E(304)$ et $E(584)$	77
4.2.5	He I et H : $E(D3)$ et $E(H\beta)$	77
4.3	Conclusion	79
5	Observations EUV et comparaisons préliminaires	81
5.1	Introduction	82
5.2	Les instruments utilisés	83
5.2.1	SUMER : Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation . . .	83
5.2.2	CDS : Coronal Diagnostics Spectrometer	85
5.3	Traitement des données : observations du 6 Juin 1997	86

5.3.1	SUMER	87
5.3.2	CDS	88
5.4	Exploitation et interprétation des observations	89
5.4.1	Données SUMER : identification de la protubérance	89
5.4.2	Caractéristiques de la raie He I λ 584 Å	94
5.4.3	Données CDS : observations de la protubérance et du disque	96
5.5	Comparaisons avec les calculs	98
5.5.1	Nouveaux paramètres pour les calculs	98
5.5.2	Détermination des paramètres physiques à partir des observations	99
5.6	Conclusion	101
6	Conclusion et perspectives	103
6.1	Conclusion	103
6.2	Perspectives	104
6.2.1	Introduction d'une interface protubérance - couronne dans les modèles	104
6.2.2	Les filaments et protubérances actives et éruptives	105
6.2.3	Les protubérances stellaires	106
A	Publications	107
	Références bibliographiques	147

Table des figures

1.1	Coupe schématique du Soleil	2
1.2	Tache solaire observée avec le Dutch Open Telescope	3
1.3	Soleil entier vu avec SoHO/EIT à 304 Å	4
1.4	La couronne solaire lors de l'éclipse du 11 août 1999	5
1.5	Variation de la température et de la densité électroniques dans l'atmosphère solaire	7
1.6	Observation multi-spectrale du Soleil le 9 mars 1997	8
1.7	Ejection de masse coronale observée par LASCO C2	9
1.8	Cliché pris par L. Duriez lors de l'éclipse du 11 août 1999	12
2.1	Angle solide en coordonnées polaires	18
2.2	Schéma d'une couche plan-parallèle d'épaisseur optique τ_1	22
3.1	Représentation schématique des processus d'excitation du spectre de l'hélium dans l'atmosphère solaire	43
3.2	Représentation d'un modèle de protubérance	49
3.3	Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium neutre pris en compte	50
3.4	Comparaison entre nos calculs et ceux de HM3 pour $E(D3)$ et $E(6678)/E(D3)$ en fonction de $E(H\beta)$	55
4.1	Densités de population moyennes en fonction de l'épaisseur de la couche	61
4.2	Demi-profils émergents pour trois valeurs de l'épaisseur de la couche	62
4.3	Intensités intégrées en fonction de l'épaisseur de la couche	63
4.4	Densités de population moyennes en fonction de la température	64
4.5	Demi-profils émergents pour huit valeurs de la température	65
4.6	Intensités intégrées en fonction de la température	66
4.7	Densités de population moyennes en fonction de la pression	67
4.8	Demi-profils émergents en fonction de la pression	68
4.9	Intensités intégrées en fonction de la pression	69
4.10	Densités de population moyennes en fonction de l'abondance d'hélium	70
4.11	Demi-profils émergents en fonction de l'abondance	71
4.12	Intensités intégrées en fonction de l'abondance	72
4.13	$E(\text{He I } \lambda 10\ 830)$ vs $E(D3)$	74
4.14	$E(\text{He I } \lambda 6\ 678)$ vs $E(\text{He I } \lambda 584)$	75
4.15	$E(\text{He I } \lambda 6\ 678)$ vs $E(D3)$	76
4.16	$E(\text{He II } \lambda 304)$ vs $E(\text{He I } \lambda 584)$	77

4.17	$E(D3)/E(H\beta)$ en fonction de l'épaisseur de la couche, la température, la pression, et l'abondance d'hélium	78
5.1	Observation effectuée le 1er Mai 2000 par CDS dans différentes raies.	82
5.2	Sélection de raies d'émission observées par CDS donnant leur température de formation.	84
5.3	Plan focal du spectromètre SUMER montrant les deux détecteurs.	85
5.4	Protubérance observée le 06 Juin 1997 par EIT.	87
5.5	Image du flat-field pour le détecteur B de SUMER prise le 10 Juin 1997 . . .	88
5.6	Protubérance observée le 06 Juin 1997 dans 15 longueurs d'onde par CDS . .	89
5.7	Fente SUMER dans le champ de vue de CDS à 584 Å	91
5.8	Superposition des profils d'intensité intégrée obtenus par CDS et SUMER le long de leur fente	92
5.9	Définition des pixels représentant la protubérance à partir des profils d'intensité de CDS à $X=734''$ et de SUMER le long de leur fente	93
5.10	Profil d'intensité, position du centre de la raie, et FWHM à 584 Å dans la protubérance	95
5.11	Profils moyens à 584 Å dans la protubérance et sur le disque	96
5.12	Images et profils moyens du disque et de la protubérance observés par CDS dans trois raies de l'hélium	97
5.13	Histogrammes de la température et de la pression calculées	99
5.14	Températures et pressions calculées en fonction de la position le long de la fente de SUMER	99
5.15	Comparaison de deux profils observés et calculés	100

Liste des tableaux

1.1	Carte d'identité du Soleil	3
1.2	Atmosphère de référence de Hvar pour les protubérances quiescentes	13
3.1	Principales raies de l'hélium observées dans les protubérances quiescentes . .	45
3.2	Comparaison des paramètres de modélisation avec les travaux d'Heasley et collaborateurs	52
3.3	Comparaison des propriétés physiques pour les modèles de HMP	53
3.4	Comparaison des intensités émergentes pour les modèles de HMP	53
4.1	Paramètres physiques adoptés pour les 480 modèles de protubérance	60
4.2	Paramètres des deux modèles considérés pour l'étude de l'abondance	73
4.3	Rapports de raies triplets calculés	75
5.1	Domaines spectraux observables par CDS	86
5.2	Raies observées par CDS et températures de formation	90

Chapitre 1

Introduction générale

L'étude du spectre de l'hélium dans les protubérances solaires recouvre de nombreux domaines de la physique solaire. Nous allons nous efforcer pour introduire ce sujet de décrire quelles sont les connaissances dont nous aurons besoin pour aborder cette question.

1.1 Le Soleil : l'étoile la mieux connue

Nous savons que le Soleil est une sphère composée de gaz comprenant plusieurs éléments chimiques comme l'hydrogène (à 90 % en nombre d'atomes), l'hélium (à 9 %) et des traces de "métaux" (en fait tous les autres éléments chimiques que l'on peut y trouver) comme le fer, l'oxygène, le silicium, le calcium, le magnésium, etc... Ces différents éléments chimiques peuvent se trouver dans différents états d'ionisation (atome neutre ou ionisé plusieurs fois). On peut désigner un élément par son symbole chimique et un chiffre romain indiquant son état d'ionisation : H I correspond par exemple à l'hydrogène neutre ; l'hélium ionisé une fois (ayant perdu un électron) sera représenté par He II, etc... L'existence de particules ionisées et donc d'électrons libres font de ce gaz un plasma où existent des champs électromagnétiques. Le champ magnétique, comme nous le verrons dans la suite de ce document, joue un rôle très important. L'une des principales conséquences est le gel du champ, en première approximation, dans la matière. En d'autres termes, un mouvement de matière entraîne un mouvement des lignes de champ qui lui sont associées, et inversement.

Le Soleil, de par son importance sur Terre, est observé depuis bien longtemps, et de par sa proximité (150 millions de kilomètres, soit 8 min.lumière), a permis assez tôt la découverte et l'étude de nombreux phénomènes à sa surface. Mais au fait : qu'est-ce que la surface du Soleil ?

1.1.1 L'intérieur du Soleil

Le centre du Soleil est le siège des réactions de fusion nucléaire qui fournissent l'essentiel de l'énergie qui nous parvient. Ces réactions de fusion sont rendues possibles par une température extrêmement élevée (environ 15 millions de degrés Kelvin – voir le Tableau 1.1) et une densité de matière très importante. A cette température et cette pression extrêmes, la matière est complètement ionisée. Lors de la phase principale de la vie d'une étoile, phase dans laquelle le Soleil se trouve actuellement pour encore environ cinq milliards d'années, la réaction de

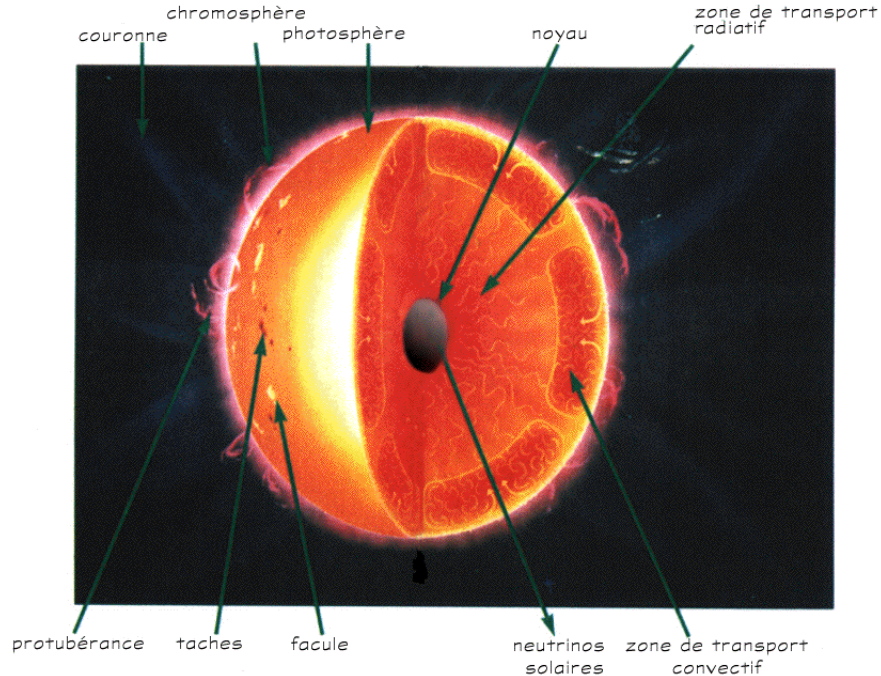


Figure 1.1 – Coupe schématique du Soleil. Les facules et les taches sont principalement visibles dans la photosphère, les protubérances appartiennent à la chromosphère et à la couronne. Les structures visibles dans la couronne sont des *streamers* (jets coronaux).

fusion la plus efficace est celle dite *proton - proton* : 4 noyaux d'hydrogène (les protons) vont donner un noyau d'hélium. A la fin de cette phase principale de la vie du Soleil, environ 0.7 % de sa masse aura été transformée en énergie. L'énergie dégagée est évacuée par les neutrinos, qui quittent le Soleil pratiquement sans avoir interagi avec la matière, et surtout par les photons qui eux subissent de nombreux cycles d'absorption - réémission avant de parvenir à la surface. Dans un premier temps, le transport d'énergie se fait par transfert de rayonnement (zone de transport radiatif). Mais à partir d'une certaine distance du cœur (environ $0.7R_{\odot}$), la température moins élevée permet plus facilement la capture des électrons libres par les ions, et le nombre d'atomes neutres augmentant, l'opacité croît considérablement, rendant impossible la poursuite du transport de l'énergie par le rayonnement. C'est alors la convection qui prend le relais : l'énergie continue d'être évacuée vers l'extérieur par les mouvements convectifs turbulents de la matière (zone de transport convectif). La convection donne naissance à la surface du Soleil à des cellules de granulation ayant typiquement une dimension de 1 500 kilomètres de côté. La figure 1.1 présente schématiquement les différentes couches du Soleil, du noyau en son centre jusqu'à la couronne, partie la plus externe de l'atmosphère solaire.

1.1.2 La photosphère

La photosphère est une mince couche (quelques centaines de kilomètres d'épaisseur) qui désigne communément la surface du Soleil. A la base de la photosphère, la température et la densité sont telles que les photons peuvent de nouveau s'échapper pour emporter de l'énergie.

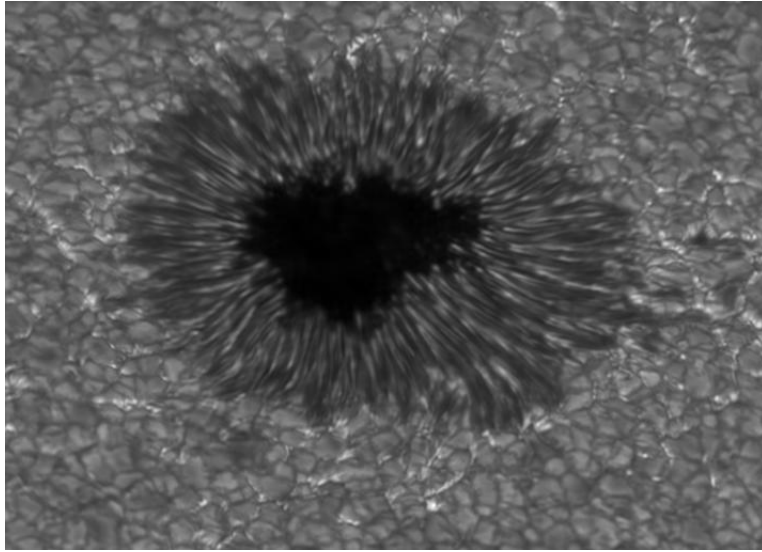


Figure 1.2 – Cette tache solaire, observée le 20 Septembre 1999 avec le Dutch Open Telescope, s'étend sur 25 000 kilomètres (région active NOAA 8704). Le centre sombre de la tache est plus froid que l'extérieur. On voit autour ce que l'on appelle les filaments de la pénombre, et au-delà, les cellules de granulation.

Elle émet 99 % du rayonnement total, principalement dans le visible, et c'est elle que l'œil humain perçoit. La température y décroît de 6 600 à 4 300 K, et la densité électronique, de 10^{13} cm^{-3} à sa base, décroît également. Les tubes de flux du champ magnétique, probablement créés à la base de la zone de convection, émergent au centre des granules. Les mouvements de convection entraînent ces tubes vers le bord des cellules, et créent donc des zones de

Tableau 1.1 – Carte d'identité du Soleil. M_T et D_T sont respectivement la masse et le diamètre de la Terre. Les températures sont en °K. La magnitude absolue est la magnitude de l'étoile si elle était à une distance de 10 parsecs, soit environ 33 années lumière. La rotation différentielle du Soleil est mise en évidence par les différents temps de rotation de l'astre à l'équateur et à 60° de latitude.

Masse	$1.9891 \times 10^{30} \text{ kg} \simeq 333\,000 \times M_T$
Diamètre	$1\,392\,000 \text{ km} \simeq 109 \times D_T$
Température (surface)	5 785 K
Température (couronne)	$\gtrsim 10^6 \text{ K}$
Température (cœur)	$15 \times 10^6 \text{ K}$
Magnitude absolue	4.79
Magnitude apparente	- 26.78
Temps de rotation (équateur)	25 jours
Temps de rotation (60°)	29 jours

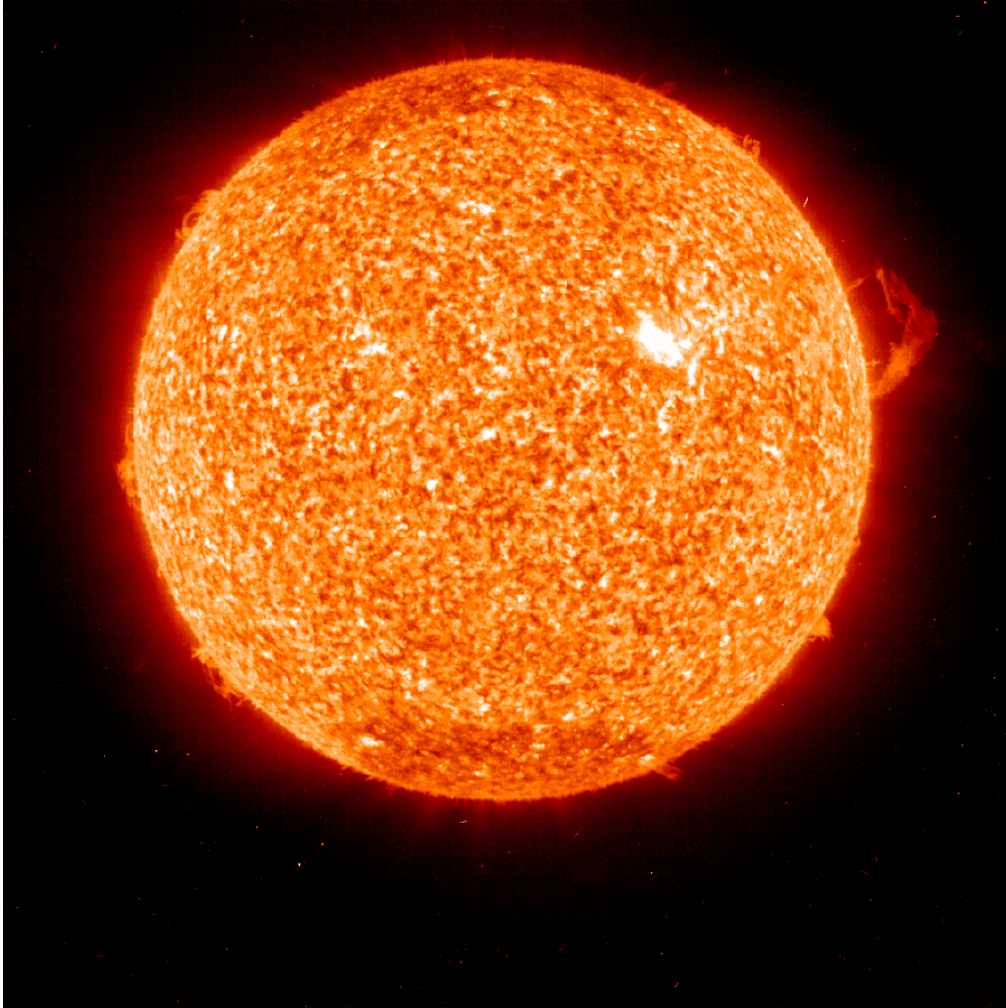


Figure 1.3 – Soleil entier vu avec SoHO/EIT dans la bande passante à 304 Å. On aperçoit de nombreuses protubérances au bord du limbe, principalement à moins de 60° de latitude, dont une particulièrement grande en phase d'éruption. Aux pôles on devine les trous coronaux (région de faible émissivité) et des spicules. Une région active est bien visible dans le quart nord-ouest du disque, et le réseau chromosphérique qui donne un aspect granuleux est bien apparent.

concentration du champ magnétique : ce sont les taches solaires (voir Fig. 1.2), déjà observées par les astronomes chinois au quatrième millénaire avant notre ère.

1.1.3 La chromosphère

Au-dessus de la photosphère se trouve la chromosphère, observée depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge. Elle est épaisse d'environ 2 500 km. La densité électronique continue d'y décroître, mais la température augmente jusqu'à 10 000 K. Le minimum de température de l'atmosphère solaire se trouve donc à la jonction entre la photosphère et la chromosphère. On peut observer de nombreuses structures chromosphériques au limbe comme les protubérances,



Figure 1.4 – Image de la couronne solaire lors de l'éclipse du 11 août 1999 à 12h03 TU. Cette couronne avec ses nombreuses structures s'éloignant loin du bord est typique d'une activité du Soleil proche de son maximum. Grâce au traitement d'image, on peut identifier le rôle du champ magnétique dans cette zone de l'atmosphère : on observe la présence de cavités coronales, d'arches, et de jets coronaires. (Observateur : J. Mouette, IAP)

les spicules, et sur le disque les filaments, les plages, les régions actives, et le réseau chromosphérique, corrélé spatialement avec le réseau de granulation photosphérique. La figure 1.3 nous montre une vue du Soleil entier dans la bande passante à 304 \AA de l'instrument SoHO/EIT, correspondant principalement à l'émission de l'hélium ionisé (raie $\text{He II } \lambda 303.78 \text{ \AA}$). La température de formation de cette raie est entre $60\,000$ et $80\,000 \text{ K}$, ce qui correspond à la haute chromosphère et à la région de transition chromosphère – couronne. On y aperçoit les structures que je viens de citer. On peut également apercevoir la chromosphère pendant les éclipses comme un anneau rouge brillant autour du disque (voir la figure 1.8).

1.1.4 La région de transition et la couronne

La couronne est la couche externe de l'atmosphère solaire et s'étend très loin du Soleil par l'intermédiaire du vent solaire jusqu'à ce que les densités du plasma solaire et de l'espace interplanétaire s'égalisent. On se trouve alors à la limite entre l'héliosphère et l'espace interstellaire. A la base de la couronne, la densité électronique est encore de 10^8 cm^{-3} , et la

température y est de quelques millions de degrés. Entre la chromosphère et la basse couronne, les conditions physiques sont très différentes, et il existe donc une région de transition très mince dans laquelle la température croît et la densité décroît de manière drastique. Cette température élevée reste encore l'un des problèmes majeurs de la physique solaire, et les différents scénarios proposés pour expliquer ce chauffage de la couronne ne sont pas encore totalement satisfaisants. On peut trouver dans la couronne différentes structures, comme au limbe les plus hautes protubérances, les boucles, les jets coronaux, les plumes polaires, et sur le disque les régions actives, qui correspondent aux taches solaires en lumière visible et où peuvent se produire de violentes explosions (les *flares*) et éruptions, les points brillants, mais également des zones de faible émission dénommées trous coronaux.

La luminosité de la couronne est beaucoup plus faible que celle de la photosphère qui la rend invisible à l'œil nu. Avant l'apparition de la spectroscopie, les seules occasions de l'observer se produisaient lors des éclipses. Comme les diamètres apparents de la Lune et du Soleil sont quasiment identiques, le disque solaire, brillant, est caché momentanément par notre satellite. Pendant les quelques minutes de totalité, la couronne est révélée dans toute sa splendeur et sa complexité (voir la Fig. 1.4 montrant la couronne solaire lors de l'éclipse du 11 août 1999). D'une éclipse à l'autre, on a pu s'apercevoir que l'allure de la couronne change. Mais c'est l'invention par Bernard Lyot en 1930 du coronographe, instrument permettant de masquer artificiellement le disque solaire, qui va révolutionner l'étude et les connaissances portant sur la couronne, puisqu'elle devient observable en lumière blanche en dehors des éclipses. On constatera que la complexité de la couronne augmente avec le cycle d'activité du Soleil.

1.1.5 Le vent solaire

Le vent solaire est ce flux de particules chargées qui s'échappent du Soleil principalement dans les zones où les lignes de champ sont ouvertes. C'est lui qui dirige la queue des comètes dans la direction opposée au Soleil ; c'est également lui qui, en interagissant avec le champ magnétique terrestre, provoque des aurores boréales (voir la figure 1.5 qui résume les propriétés de température et de densité de l'atmosphère solaire, depuis la photosphère jusqu'à la Terre). Il existe deux types de vent : le vent solaire rapide, qui prend son origine dans les trous coronaux polaires et dont la vitesse peut dépasser 700 km/s à 1 UA¹, et le vent solaire lent (moins de 400 km/s à 1 UA). Leurs densités respectives sont de l'ordre de 5 et 10 cm⁻³. Les mécanismes d'accélération du vent solaire ne sont pas encore bien connus.

1.1.6 En résumé

La figure 1.6 nous permet de voir les différentes couches de l'atmosphère du Soleil depuis la photosphère jusqu'à la couronne grâce à une vue quasi-simultanée de l'étoile dans plusieurs longueurs d'onde. La photosphère est vue dans l'aile bleue de la raie K3 de CaII. La raie H α de l'hydrogène (première raie de Balmer, c'est-à-dire transition entre les niveaux $n = 3$ et $n = 2$) nous présente la chromosphère. On continue à monter dans l'atmosphère solaire avec les 3 images obtenues par EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope) à bord de SoHO (Solar Heliospheric Observatory) dans les canaux HeII 304 Å (région de transition),

¹L'UA (unité astronomique) est la distance moyenne séparant le Soleil et la Terre, soit 149.6 millions de kilomètres.

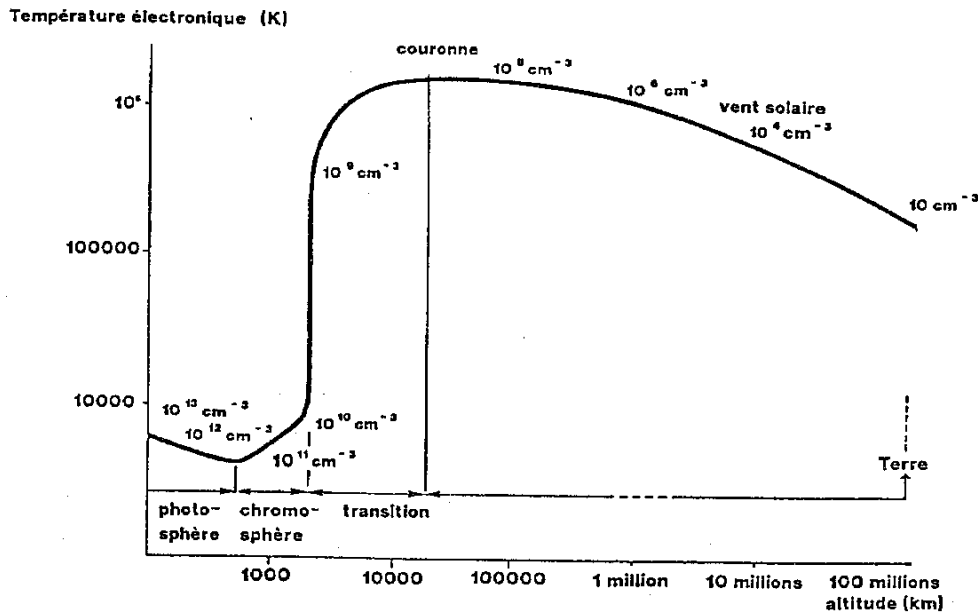


Figure 1.5 – Température et densité électroniques de l'atmosphère solaire depuis la photosphère jusqu'à la Terre (tiré de Lantos 1994).

Fe XII 195 Å et Fe XV 284 Å (couronne) et enfin l'image en rayons X-mous avec le satellite YOHKOH, à 20 Å. Il est intéressant de noter la continuité en altitude de ces images : les mêmes structures présentent différents aspects suivant la longueur d'onde d'observation (par exemple, la région active dans la partie nord-est, ou la protubérance apparaissant au limbe nord-ouest sur l'image EIT à 304 Å).

L'étude détaillée et quotidienne de notre astre, en particulier depuis l'apparition de la spectroscopie et de la photographie d'une part, puis par l'avènement des observations satellitaires d'autre part, a permis de comprendre progressivement quels processus physiques sont à l'œuvre du cœur de l'étoile à l'espace interplanétaire, en passant par l'environnement terrestre. Le satellite SoHO, opérationnel depuis février 1996, a apporté déjà de très nombreuses réponses aux questions que se posent les scientifiques. Mais de nombreux points sont encore mal compris, voire inexpliqués. Parmi les questions en suspens, nous pouvons relever les suivantes (Vial, Baudin, & Boumier, 2001) :

- quels sont les mécanismes de chauffage de la couronne ? Il semblerait que la reconnexion magnétique joue un rôle non-négligeable, mais nous avons besoin d'observations à plus haute résolution spatiale ;
- quels sont les processus d'accélération du vent solaire ? SUMER, sur SoHO, a permis de découvrir que l'accélération commence très tôt dans l'atmosphère (Hassler *et al.*, 1999) ;
- comment s'expliquent le cycle d'activité solaire et le changement de polarité du champ magnétique tous les 11 ans ? SoHO a montré l'importance de la tachocline (zone de transition entre la zone radiative et la zone convective à l'intérieur du Soleil), mais sans fournir encore d'explications.

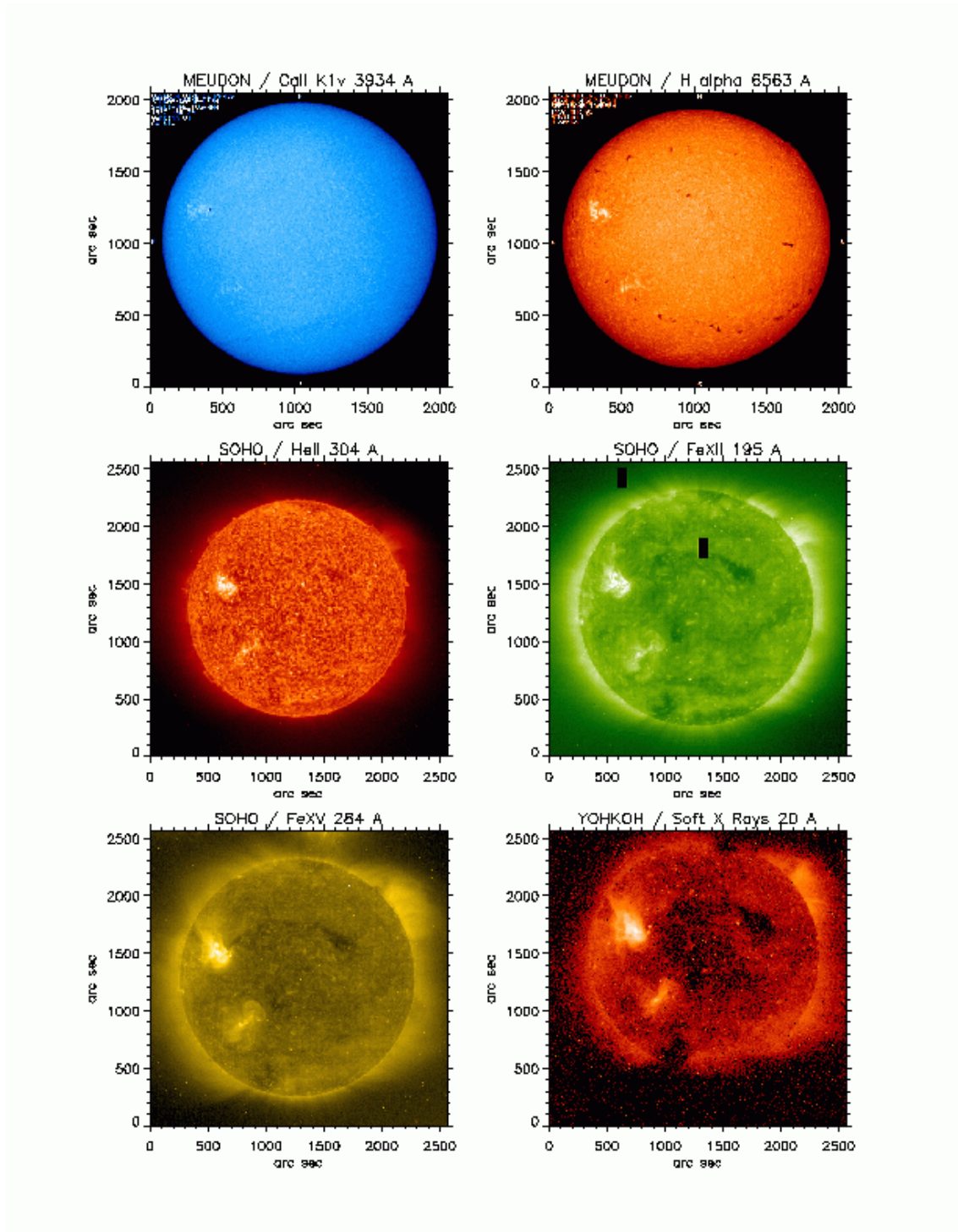


Figure 1.6 – Observation multi-spectrale du Soleil le 9 mars 1997, obtenue par le spectrohéliographe de Meudon (CaII K 1 ν et H α), SoHO/EIT (canaux à 304, 195, et 284 Å) et YOHKOH/SXT (20 Å). Le nord est en haut, l'est est à gauche.

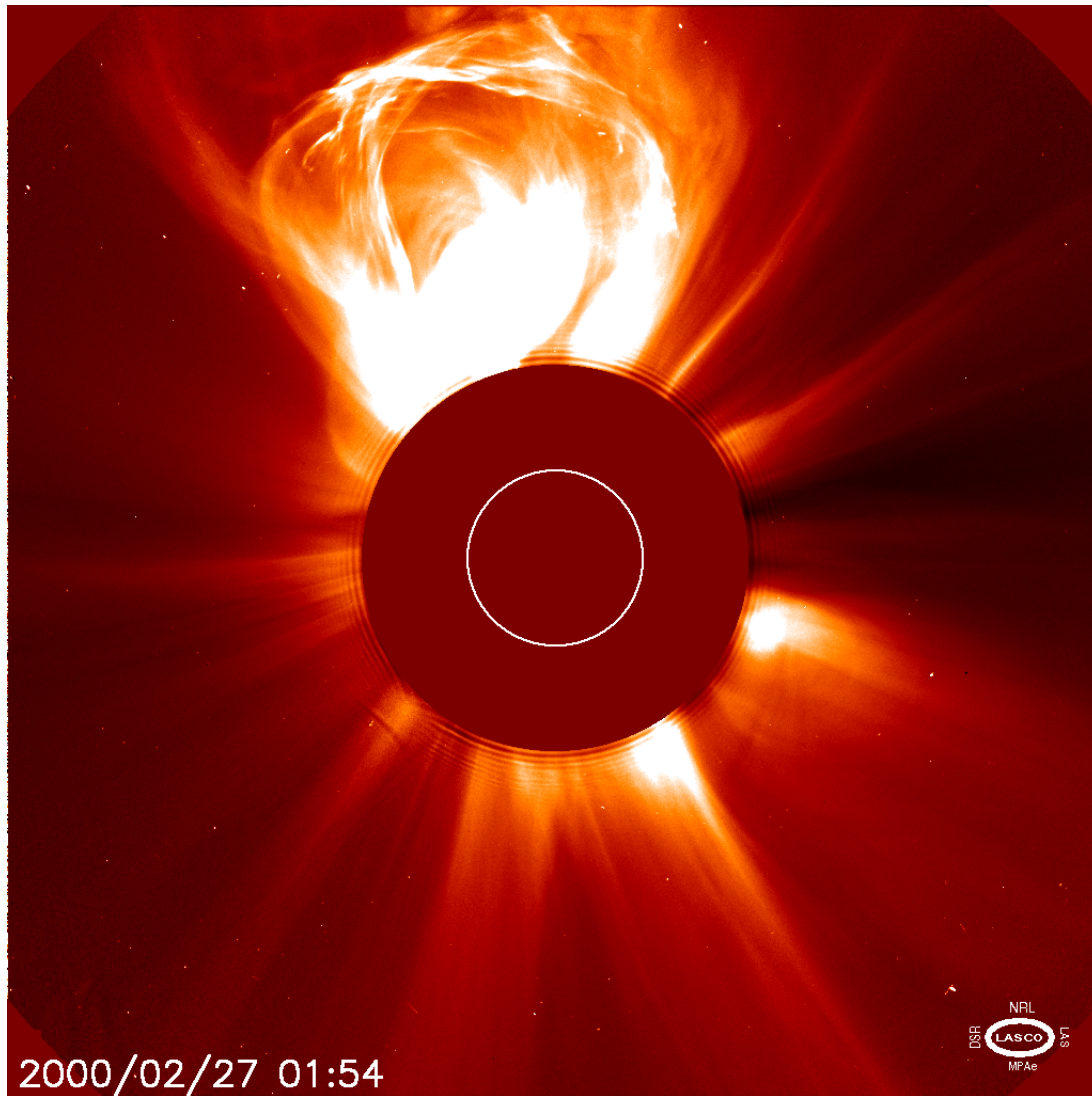


Figure 1.7 – Ejection de masse coronale (CME) faisant suite à une éruption de filament, vue par le coronographe LASCO C2 embarqué à bord de SoHO. La lumière du disque solaire est masquée pour pouvoir observer la couronne. Le disque est représenté par le cercle blanc sur l'image. Le champ de vue s'étend au-delà de 2 millions de kilomètres. La fréquence des CMEs varie de environ une par semaine en minimum d'activité solaire, à plusieurs par jour au maximum d'activité.

1.2 Les protubérances solaires

Dans cette partie je voudrais donner quelques indications sommaires de l'état actuel de nos connaissances concernant les protubérances solaires. Le but n'est pas, bien sûr, de prétendre en faire le tour complet. En effet, je laisserai volontairement de côté certaines questions passionnantes comme la structure du champ magnétique à l'intérieur et autour de ces objets. Les modèles que nous utiliserons dans cette étude ne prennent pas en compte

les effets du champ magnétique. Nous ignorons l'histoire passée et future de la structure dont nous essayons de reproduire le rayonnement, et nous bornons à considérer une phase de stabilité. Cette stabilité est obtenue en considérant que les forces de pression exercées par les différentes particules du plasma sont en équilibre avec les forces de gravité. Cette approche simple donne de très bons résultats pour la reproduction du spectre des protubérances. La prise en compte du champ magnétique dans l'équilibre des forces se fera dans des modèles plus complexes (Heinzel & Anzer, 2001, par exemple).

Le rôle du champ magnétique dans les protubérances est en réalité primordial, puisque c'est par un jeu d'équilibre entre les forces magnétiques et les forces radiatives qu'une protubérance va se créer, se mouvoir, et disparaître d'une manière plus ou moins violente. Dans certains cas, la matière contenue à l'intérieur de la protubérance sera éjectée dans l'espace, échappant ainsi au fort champ gravitationnel régnant à la surface du Soleil, et ce phénomène peut être parfois associé à une éjection de masse coronale (CME – voir Fig. 1.7). Au § 6.2.2, je rapporte très brièvement quelques résultats récents sur les liens entre les CMEs et les éruptions de protubérances. On peut également consulter, par exemple, l'article de Gilbert *et al.* (2001). Dans d'autres cas, le changement de topologie du champ magnétique supportant le plasma protubérantiel, s'il ne dégage pas trop d'énergie, aboutira simplement à une *retombée* du plasma vers la surface solaire sous l'effet de la gravité.

Un des ouvrages de référence sur les protubérances solaires à l'heure actuelle est celui de Tandberg-Hanssen (1995). Ce livre constitue une très bonne introduction sur la physique des protubérances pour qui veut en savoir plus sur ce domaine. Je m'en suis largement inspiré pour présenter les trois sous-sections suivantes, et je ne peux que conseiller une lecture extensive de cet excellent ouvrage.

1.2.1 Qu'est-ce qu'une protubérance ?

Les protubérances sont des structures magnétiques complexes confinant un plasma froid (typiquement de 4 300 à 12 000 K) et dense (densité électronique de l'ordre de 10^{10} - 10^{11} cm^{-3}) par rapport au plasma chaud et ténu de la couronne solaire environnante. On peut garder à l'esprit des ordres de grandeur simples : la température d'une protubérance est 100 fois plus faible que la température de la couronne, et sa densité est 100 fois plus élevée. On parle de protubérance lorsque cette structure est vue en émission au limbe, mais lorsqu'elle est vue par projection sur le disque, on la désigne par le terme de *filament*. Un filament apparaîtra le plus souvent en absorption. En effet, le plasma froid qu'il contient va absorber une partie du rayonnement provenant des couches sous-jacentes, plus chaudes. Les protubérances sont le plus couramment observées dans la raie $H\alpha$ de l'hydrogène, de par l'intensité de cette raie et sa longueur d'onde (6 564 Å) qui la situe dans le visible. Leur altitude peut varier, mais les filaments situés à proximité ou au-dessus des régions actives, sont généralement plus bas que ceux situés dans des régions calmes du Soleil. Les tubes de flux magnétique, supportant le plasma protubérantiel contre la gravité, sont *ancrés* dans la photosphère. A ce niveau, leurs *pieds* sont sensibles aux mouvements de matière. Par conséquent, la structure magnétique d'une protubérance a une durée de vie plus ou moins longue selon que ces mouvements de matière affectent la topologie du champ ou non. On fait donc la distinction entre :

- les protubérances *quiescentes* dont la durée de vie peut atteindre plusieurs rotations solaires. Leurs dimensions sont typiquement de 60 000 à 600 000 km (presque un rayon

- solaire) de long, une altitude de 10 000 à 100 000 km, et une épaisseur allant de quelques centaines de kilomètres, à environ 15 000 km ;
- les protubérances *actives* ont une durée de vie beaucoup plus courte, de l'ordre de quelques jours. Elles se situent généralement au voisinage de régions actives et ont une altitude moins élevée que les quiescentes. Dans cette catégorie, on peut distinguer les protubérances *éruptives*, dont la durée de vie est de quelques heures. Les éruptions de protubérances sont des phénomènes spectaculaires qui peuvent parfois donner lieu à des *éjections de masse coronale*. Elles sont dues à des réorganisations du champ magnétique (reconnexion des lignes de champ) provoquées par des instabilités locales. Gilbert *et al.* (2000) ont proposé une différenciation entre les protubérances actives et les protubérances éruptives à partir des nombreuses observations effectuées en $H\alpha$ à l'Observatoire Solaire de Mauna Loa. Une protubérance est dite éruptive lorsque tout ou partie de la matière protubérantielle apparaît échapper au champ gravitationnel solaire dans leurs observations $H\alpha$. Une protubérance est dite active lorsqu'aucune portion de la protubérance ne s'échappe du Soleil. Ainsi, les protubérances éruptives s'éloignant du Soleil sont caractérisées par une forte composante radiale de vitesse.

1.2.2 Contexte historique

Les premières descriptions quasi-scientifiques de protubérances ont été faites après l'éclipse de Soleil du 2 mai 1733 et lors des éclipses suivantes. Vassenius (1733) interprète les flammes rouges qu'il a observées comme des nuages dans l'atmosphère solaire. La figure 1.8 illustre bien cette idée des flammes rouges évoquées par Vassenius. On distingue sur cette image trois grandes protubérances dans la couronne solaire. Leur aspect rougeoyant provient de la lumière émise par l'hydrogène et l'hélium dans la partie rouge du spectre visible. En 1779, Ulloa parle de trous dans la lune. Ces observations furent oubliées et on n'a aucune trace de description de protubérance jusqu'à l'éclipse du 8 juillet 1842 (France et Italie) où certains observateurs pensent voir des montagnes sur le Soleil ! A partir des années 1840, l'observation des éclipses solaires devient une priorité de plus en plus importante pour les scientifiques européens. En effet, la constitution physique et chimique du Soleil est en train de devenir un sujet majeur de l'astronomie, donnant naissance à l'astrophysique. Les éclipses étaient les seules occasions, avec l'étude des taches solaires, de percer les mystères du Soleil.

Les premières interprétations correctes de l'observation de protubérances lors d'une éclipse ne furent données qu'à partir de l'introduction de la photographie en 1860 (Espagne), puis de la spectrographie en 1868 (Inde). La question de l'appartenance des protubérances au Soleil ou à la Lune ne fut définitivement élucidée que par la comparaison de clichés pris à plusieurs endroits distants en Espagne par Angelo Secchi et Warren De la Rue. La spectrographie a permis quant à elle de comprendre que les protubérances sont un gaz incandescent dans l'atmosphère du Soleil, et qu'elles sont principalement composées d'hydrogène. Grâce à ces nouvelles techniques, Janssen et Lockyer vont réaliser des observations de protubérances en dehors des éclipses. La méthode mise au point par Janssen consiste à placer la fente du spectroscopie au bord du disque solaire, ce qui permet de rendre les raies photosphériques moins intenses et de distinguer les raies les plus brillantes des protubérances.

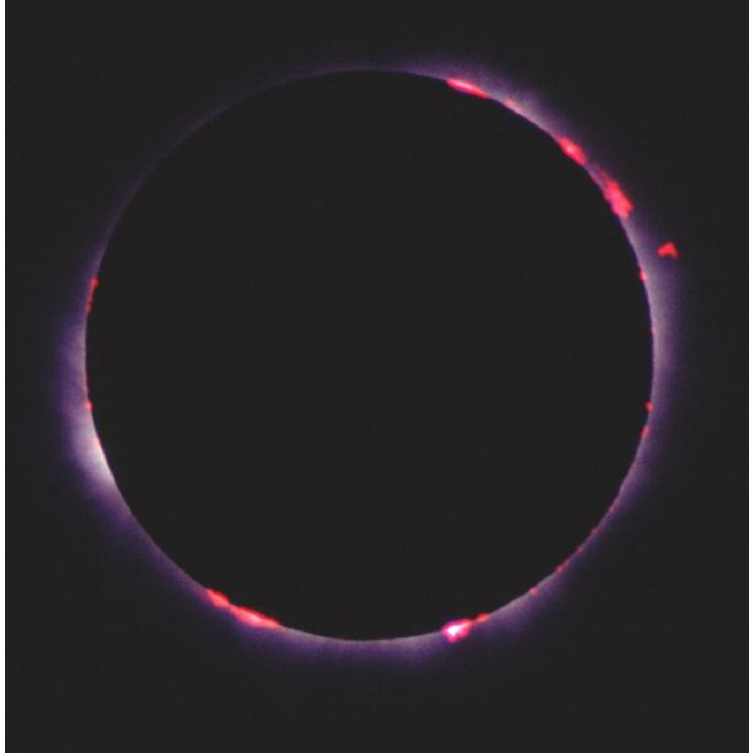


Figure 1.8 – Cliché pris par L. Duriez lors de l'éclipse du 11 août 1999. Image disponible sur le site http://www.univ-lille1.fr/ustl.nt/recherche/labos/laesd/Eclipse99_St-Germer.htm .

1.2.3 Classification des différents types de protubérance

Nous l'avons vu, une distinction entre protubérance quiescente et protubérance active paraît assez naturelle. Cependant, cette distinction n'est pas toujours aisée. On peut prendre d'autres critères comme les propriétés spectrales. Historiquement, il y a eu plusieurs tentatives pour élaborer des classes de plus en plus précises, en s'appuyant par exemple sur les mouvements de matière observés ou bien sur la localisation dans l'atmosphère solaire. Menzel & Evans (1953) ont par exemple proposé deux classes de protubérances selon que le plasma protubérantiel est d'origine coronale (formation par *condensation*) ou photosphérique (formation par *injection*), ces deux classes étant elles-mêmes divisées en deux, suivant la présence ou non de régions actives à proximité de la protubérance.

La structure des protubérances quiescentes n'est pas facile à déterminer, surtout si on veut être précis. La haute résolution spatiale des différents instruments, qu'ils soient sur terre ou dans l'espace, permet de progresser dans ce domaine, mais cela pose aussi de nouvelles questions sur les plus petites échelles. On peut les décrire en première approximation de la manière suivante : une partie centrale, froide et dense, est entourée par une région plus chaude et de densité plus faible. C'est ce qui constitue le corps de la protubérance. Il existe aussi une région de transition entre ce corps et la couronne, analogue à la région de transition entre la chromosphère et la couronne. Les propriétés physiques, on s'en doute, ne sont pas identiques dans ces différentes régions. Le tableau 1.2 présente les caractéristiques

principales des protubérances quiescentes, adoptées lors du colloque qui s'est déroulé à Hvar (ex-Yougoslavie) en 1989, et déduites de nombreuses observations. La température T_e et la densité n_e concernent les électrons. Le paramètre ξ_t est la vitesse de microturbulence, ou vitesse non thermique. Il résulte des mouvements non résolus de la matière, et agit principalement sur la largeur des raies observées. On détermine assez facilement ces grandeurs par l'étude de raies optiquement minces, c'est-à-dire dont le profil est gaussien. P_g est la pression du gaz ; $n(\text{H II})/n(\text{H I})$ donne le rapport d'hydrogène ionisé sur l'hydrogène neutre et reflète donc l'état d'ionisation de cet élément ; B est l'intensité du champ magnétique, dont la composante verticale est quasi-nulle dans les protubérances. Enfin, V est la vitesse d'ensemble des particules. Il faut noter que dans la pratique, l'interprétation des observations spectroscopiques est rarement aisée, même dans le cas de raies optiquement minces, car on intègre sur la ligne de visée plusieurs structures pouvant avoir des caractéristiques différentes.

Les protubérances actives ont des caractéristiques sensiblement différentes des quiescentes. Une caractéristique commune est tout de même la présence forte de raies de l'hydrogène (surtout les raies de Balmer, dont le niveau inférieur de la transition est le niveau $n = 2$) et de Ca II (surtout les raies H et K). Mais on peut les distinguer par l'intensité relative de raies de l'hélium et de certains métaux (Zirin & Tandberg-Hanssen, 1960, proposent une telle classification). La densité électronique dans les protubérances actives est de l'ordre de $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. La vitesse d'ensemble des particules est également plus élevée que dans les quiescentes.

En résumé, il devient évident au vu du tableau 1.2 et des quelques caractéristiques évoquées ci-dessus qu'il est impossible de parler de l'existence d'une protubérance *canonique*. En réalité, on observe une grande variation des paramètres physiques à l'intérieur d'une protubérance, et surtout d'une protubérance à une autre. Le développement des méthodes de diagnostic, tant observationnelles que théoriques, est toujours un point clé pour l'amélioration de nos connaissances et de notre compréhension de ces structures (cette remarque étant en fait valable pour toutes les autres questions en astrophysique). Différentes méthodes de diagnostic sont passées en revues dans Tandberg-Hanssen (1995) et Vial (1998).

Tableau 1.2 – Atmosphère de référence de Hvar pour les protubérances quiescentes. D'après Engvold *et al.* (1990).

	Protubérance		Région de transition
	Partie centrale	Bord	
T_e (K)	4 300 - 8 500	8 000 - 12 000	$10^4 - 10^6$
ξ_t (km/s)	3 - 8	10 - 20	30
n_e (cm^{-3})	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{9.6}$	$3 \times 10^{10} - 10^8$
P_g (dyn cm^{-2})	0.1 - 1	~ 0.02	~ 0.2
$n(\text{H II})/n(\text{H I})$	0.2 - 0.9		
B (Gauss)		4 - 20	
V (km/s)		± 5	~ 10

1.3 L'hélium dans le Soleil

On lit encore parfois que la découverte de l'hélium est due à Janssen. La réalité est plus nuancée. Lors de l'éclipse de 1868, plusieurs observateurs détectent une raie intense dans le jaune² du spectre solaire, identique à la raie jaune du sodium qui était déjà identifiée. Janssen, Rayet et Secchi se sont simplement attachés à dire que la substance émettant cette raie était inconnue. C'est l'anglais Lockyer qui propose de l'appeler *hélium*, puisqu'on ne semble l'observer que dans le Soleil. Ce n'est qu'en 1895 que le chimiste W. Ramsey détectera la présence d'hélium dans des minerais (Aubin, 1999).

De par son abondance qui en fait l'élément le plus répandu dans notre astre après l'hydrogène, l'hélium est un élément intéressant à plus d'un titre. C'est ce qui nous a incité à mener cette étude sur le spectre de l'hélium dans les protubérances solaires. Aucun travail de modélisation hors équilibre thermodynamique local n'a été entrepris depuis les derniers travaux de Heasley & Milkey (1983) sur une large gamme du spectre dans les protubérances. Je développerai donc différentes questions qui se posent à son sujet dans un autre chapitre (§ 3.1.2).

1.4 Plan de l'étude

Le chapitre suivant est consacré aux bases théoriques sur le transfert de rayonnement et l'équilibre statistique. Je présenterai quelques rappels sur les notions d'équilibre thermodynamique local (ETL), et les situations nous éloignant des conditions ETL. Je décris également le problème de la redistribution des photons lors des processus de diffusion, pour expliciter la prise en compte de la redistribution partielle en fréquence (PRD) dans nos calculs. Notre travail en effet prend en compte la PRD dans le processus de formation des raies $L\alpha$ et $L\beta$ de l'hydrogène, et des raies $\text{He I } \lambda 584 \text{ \AA}$ et $\text{He II } \lambda 304 \text{ \AA}$. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'équilibre statistique, et au couplage entre les équations de transfert radiatif et les équations de l'équilibre statistique, autrement dit le couplage entre le rayonnement et la matière.

Après une petite revue (non exhaustive) des travaux passés traitant de l'hélium dans les protubérances, je parlerai au chapitre 3 de quelques aspects de modélisation dans notre approche : modèles atomiques de l'hydrogène et de l'hélium ; modèle de protubérance ; procédure numérique ; conditions aux limites. J'en profiterai notamment pour présenter un peu plus en détail dans la section 3.1.2 différentes caractéristiques du spectre de l'hélium. Une comparaison avec quelques-uns des résultats obtenus par Heasley, Mihalas, & Poland (1974) et Heasley & Milkey (1978) sera présentée.

Le chapitre 4 nous donnera les résultats de nos calculs tels que présentés dans Labrosse & Gouttebroze (2001), et suivant l'approche décrite § 3. On étudie l'influence de différents paramètres de notre modélisation (température, pression, épaisseur de la protubérance, abondance de l'hélium) sur les populations de quelques niveaux de l'hélium neutre et de l'hélium ionisé, ainsi que sur les profils émergents des principales raies. On présentera également les

²Il s'agit de la raie $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$, dite raie D3 de l'hélium neutre.

corrélations existant entre différentes raies émises par la protubérance.

Le chapitre 5 est consacré aux observations faites avec les spectromètres SUMER et CDS embarqués à bord de SoHO. Après une brève présentation de ces instruments et du traitement des données, je montrerai un exemple d'observation de protubérance. Je me concentrerai sur les raies d'hélium, afin de proposer une comparaison avec les calculs décrits aux chapitres 3 et 4, permettant ainsi un diagnostic des structures observées.

Le chapitre 6 donnera finalement une conclusion à ce travail et présentera quelques développements possibles pour nos calculs hors-ETL du spectre de l'hélium.

Chapitre 2

Physique et spectroscopie atomiques

Nous allons nous efforcer dans ce chapitre de rappeler les principales lois qui gouvernent la formation du spectre de l'hélium dans les protubérances. Il faut commencer par rappeler l'importance de la spectroscopie et du transfert de rayonnement. En effet, c'est par l'analyse du spectre du rayonnement solaire qui nous parvient que se font tous les diagnostics en température, densité, vitesse, et champ magnétique. Ce diagnostic peut se faire *a priori* par deux méthodes. La première est de développer une théorie nous permettant de calculer le spectre émergent d'un plasma ayant des conditions physiques déterminées. La comparaison des résultats théoriques avec un spectre observé doit alors permettre d'ajuster le modèle (modification de la structure physique du gaz, ou de la théorie, ou des données atomiques utilisées) si l'accord n'est pas satisfaisant. Toutefois, cet ajustement est difficile car très flexible : il se peut qu'un accord apparent entre les calculs et les observations soit atteint, malgré l'utilisation, par exemple, d'un modèle théorique erroné. La seconde méthode est de dériver directement des observations les propriétés du gaz. Cependant, cette solution n'est pas indépendante de la première, puisqu'il est nécessaire d'avoir résolu certains des problèmes posés dans la première méthode avant de pouvoir interpréter directement les observations. Il faudra donc souvent que cette première étape ait été effectuée avant de pouvoir comprendre les observations. C'est particulièrement vrai si l'on observe un plasma qui ne se trouve pas à l'équilibre thermodynamique, ou pour des raies intenses ayant des processus de formation non triviaux (raies optiquement épaisses). Le transfert de rayonnement doit être étudié dès lors que nous observons un plasma suffisamment optiquement épais pour que les photons émis par ou incidents sur ce milieu soient en partie absorbés. Dans le cas le plus général, l'équation de transfert tient compte de la polarisation du rayonnement et est donc une équation vectorielle sur quatre composantes (par exemple les quatre composantes du vecteur de Stokes). On obtient alors des grandeurs vectorielles comme le champ magnétique. Dans notre étude, nous ne nous intéressons qu'à l'intensité du champ de rayonnement, c'est-à-dire son amplitude. L'équation de transfert se réduit ainsi à une équation scalaire. Nous considérons de plus un problème indépendant du temps (la structure étudiée est dans un état stable).

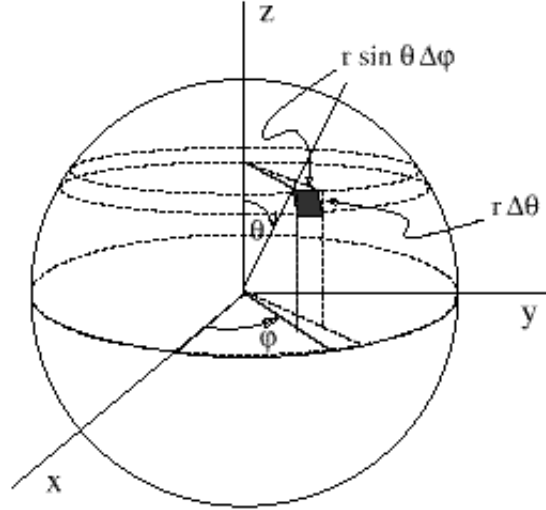


Figure 2.1 – L'aire de la région de la sphère de rayon r , limitée par $(\theta, \theta + \Delta\theta)$ et $(\varphi, \varphi + \Delta\varphi)$, est $r^2 \sin\theta \Delta\theta \Delta\varphi$. L'angle solide en coordonnées polaires est donc $\Delta\Omega = \sin\theta \Delta\theta \Delta\varphi$. Tiré de Rutten (1999).

2.1 Introduction

La formation d'une raie trouve généralement son origine dans deux processus distincts : un processus *thermique* où les collisions vont générer l'émission de photons, et un processus de *diffusion*, où un photon est absorbé par le niveau inférieur d'une transition puis réémis par désexcitation spontanée du niveau supérieur. Dans l'atmosphère solaire, les conditions de formation des raies et des continus varient d'une région à l'autre. Pour certaines raies faibles de la photosphère, on peut faire l'approximation d'une formation purement thermique. Dans ce cas le milieu se trouve à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et l'émission est proportionnelle à la fonction de Planck. Mais le cas général qu'il faut considérer le plus souvent, en particulier dans les protubérances, est lorsque le milieu est hors ETL et qu'il y a en partie absorption du rayonnement ambiant. Cela se produit lorsque le taux de désexcitation par collisions (qui dépend des propriétés du milieu) du niveau supérieur de la transition est petit devant le taux de désexcitation spontanée (qui est une propriété atomique indépendante du milieu). Dans ce cas la réémission du photon peut se faire à une fréquence et dans une direction différentes de celles du photon absorbé.

2.2 Le rayonnement

L'intensité spécifique I_ν est définie par :

$$dE_\nu = I_\nu(\vec{r}, \vec{l}, t)(\vec{l} \cdot \vec{n}) dA dt d\nu d\Omega \quad (2.1)$$

$$= I_\nu(x, y, z, \theta, \phi, t) \cos\theta dA dt d\nu d\Omega, \quad (2.2)$$

où \vec{n} est la normale à la surface dA se trouvant en \vec{r} , et dE_ν est la quantité d'énergie transportée à travers dA , entre les temps t et $t + dt$, dans l'intervalle de fréquence ν et $\nu + d\nu$, sur

l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction \vec{l} ayant θ et ϕ comme coordonnées polaires (Fig. 2.1). L'unité (cgs) de l'intensité spécifique est : $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

On peut définir les différents moments de l'intensité par intégration angulaire sur tout l'angle solide. Dans le cas d'une symétrie axiale, on a $\frac{1}{4\pi} \int d\Omega = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \theta d\theta$. Si l'on pose $\mu = \cos \theta$, les trois premiers moments de l'intensité sont :

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu d\mu \quad (2.3)$$

$$H_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu I_\nu d\mu \quad (2.4)$$

$$K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^2 I_\nu d\mu \quad (2.5)$$

Le premier moment (2.3) est l'intensité moyenne. On voit par ces définitions que seul H_ν peut être positif ou négatif. Les deux autres moments, comme l'intensité, sont positifs. H_ν est le flux d'énergie sortant d'un élément de surface par unité de temps, de fréquence, et d'angle solide. Le flux sortant sur tout l'angle solide est donc $F_\nu = 4\pi H_\nu$. Enfin, K_ν est relié à la pression de radiation par $p_r(\nu) = \frac{4\pi}{c} K_\nu$.

2.2.1 Etablissement de l'équation de transfert de rayonnement

L'équation de transfert s'obtient en comptabilisant les pertes et gains d'énergie d'un faisceau du rayonnement se propageant dans la direction ds par $d\Omega$ à travers un volume $dV = dA ds$. Les gains sont mesurés par l'émissivité monochromatique ε_ν (par unité de volume) :

$$dE_\nu = \varepsilon_\nu dV dt d\nu d\Omega, \quad (2.6)$$

où dE_ν est l'énergie gagnée par le rayonnement dans le volume dV pendant l'intervalle de temps dt dans la direction $d\Omega$. Dans le système cgs, l'unité de ε_ν est $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. La contribution en intensité est $dI_\nu(s) = \varepsilon_\nu(s) ds$, où s mesure le chemin parcouru le long du faisceau (en cm).

Les pertes sont données par le coefficient d'absorption¹ κ_ν qui spécifie la fraction d'énergie retirée au faisceau. On peut définir ce coefficient par cm de chemin parcouru tel que :

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds. \quad (2.7)$$

L'unité de κ_ν est le cm^{-1} , et $1/\kappa_\nu$ représente simplement le libre parcours moyen d'un photon, c'est-à-dire la distance caractéristique qu'un photon à la fréquence ν pourra parcourir avant d'être absorbé.

L'équation de transport s'écrit ainsi en faisant le bilan d'énergie pour le faisceau lumineux :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \varepsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu. \quad (2.8)$$

¹On le dénomme aussi parfois coefficient d'extinction.

Si on introduit la fonction source² définie par :

$$S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu}, \quad (2.9)$$

alors l'équation (2.8) s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu ds} = S_\nu - I_\nu. \quad (2.10)$$

L'introduction de la fonction source est liée au fait que bien souvent, les variables κ_ν et S_ν sont mieux adaptées que le couple κ_ν et ε_ν pour décrire l'état du plasma. En effet, ε_ν et κ_ν peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs dans les milieux denses comme par exemple les photosphères stellaires ou les protubérances, mais leur rapport S_ν varie peu. Au contraire, dans les milieux ténus comme la couronne solaire, κ_ν est très faible et le seul paramètre important sera l'émissivité ε_ν .

Pour l'étude de problèmes en géométrie plan-parallèle et à symétrie axiale, il est plus judicieux de choisir la variable z pour les distances géométriques, plutôt que s qui est plus adapté au cas général d'un déplacement à 3 dimensions. On a simplement la relation $dz = ds \cos \theta = \mu ds$, avec l'axe z orienté vers l'extérieur de la surface (en général, vers l'observateur). Avec ces conventions, $\mu > 0$ pour un rayonnement dirigé vers l'observateur (par exemple le rayonnement émergent), et $\mu < 0$ pour un rayonnement dirigé dans le sens opposé. (2.10) s'écrit alors :

$$\mu \frac{dI_\nu}{\kappa_\nu dz} = S_\nu - I_\nu. \quad (2.11)$$

Une grandeur essentielle pour la résolution de l'équation de transfert de rayonnement est la longueur du chemin optique monochromatique. Le long d'un chemin optique élémentaire :

$$d\tau_\nu(s) = \kappa_\nu(s) ds; \quad (2.12)$$

et à travers un milieu d'épaisseur D :

$$\tau_\nu(D) = \int_0^D \kappa_\nu(s) ds. \quad (2.13)$$

La transition entre une faible et une grande absorption se fait à $\tau_\nu = 1$. Un milieu est *optiquement mince* (faible extinction) pour $\tau_\nu(D) < 1$, et *optiquement épais* (forte extinction) pour $\tau_\nu(D) > 1$. Pour l'étude du transport à travers une atmosphère plan-parallèle, on utilise la profondeur optique qui est telle que :

$$d\tau_\nu = -\kappa_\nu dz. \quad (2.14)$$

On obtient finalement la forme standard de l'équation de transfert :

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \quad (2.15)$$

²Sa dimension dans le système cgs est la même que pour l'intensité : $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

2.2.2 Autres formes de l'équation de transfert

On peut définir d'autres équations de transfert par l'application de l'opérateur $[\frac{1}{2} \int d\mu]$ (moyenne angulaire) sur (2.15) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} d\mu &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu d\mu - \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} S_\nu d\mu \\ \frac{dH_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} &= J_\nu(\tau_\nu) - S_\nu(\tau_\nu), \end{aligned} \quad (2.16)$$

soit

$$-\frac{dH_\nu(z)}{dz} = \kappa_\nu J_\nu(z) - \kappa_\nu S_\nu(z).$$

Cette dernière équation traduit le fait que la divergence du flux égale la différence des moyennes angulaires de l'énergie émise (perdue) et de l'énergie absorbée (gagnée).

On peut continuer en appliquant le même opérateur sur l'égalité (2.15) préalablement multipliée par μ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^2 \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} d\mu &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu I_\nu d\mu - \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu S_\nu d\mu \\ \frac{dK_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} &= H_\nu(\tau_\nu) \end{aligned} \quad (2.17)$$

dans le cas d'une fonction source isotrope ($\int_{-1}^{+1} \mu S_\nu d\mu = 0$). Une nouvelle dérivation de chaque membre de (2.17) donne une équation de transport du deuxième ordre :

$$\frac{d^2 K_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu^2} = J_\nu(\tau_\nu) - S_\nu(\tau_\nu). \quad (2.18)$$

Si l'on introduit le facteur d'Eddington défini par $f_\nu^K = K_\nu/J_\nu$, (2.18) devient :

$$\frac{d^2 (f_\nu^K J_\nu)}{d\tau_\nu^2} = J_\nu - S_\nu. \quad (2.19)$$

L'intérêt de cette équation linéaire du second ordre est d'éliminer la variable μ du problème. Mais à première vue, le problème n'est pas simplifié pour autant car on a besoin pour connaître le facteur d'Eddington d'avoir résolu complètement l'équation de transfert. En fait, cette forme de l'équation est plutôt avantageuse lorsqu'on utilise une méthode itérative lors de la résolution numérique de l'équation. Dans ce cas-là, on peut déterminer f_ν^K au cours d'une itération à l'aide des valeurs connues de J_ν et K_ν , et conserver cette valeur de f_ν^K lors de l'itération suivante pour calculer les nouveaux J_ν et K_ν .

2.2.3 Solution formelle

La solution formelle de l'équation (2.15) est ³ (Jefferies, 1968) :

$$I(\tau, \mu) = - \int_k^\tau S(t) e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu}, \quad (2.20)$$

³Pour plus de clarté, les indices en fréquence sont supprimés.

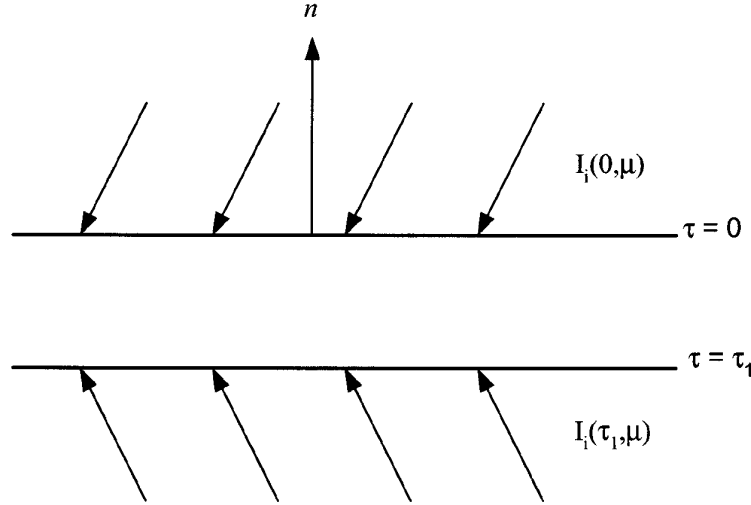


Figure 2.2 – Couche plan-parallèle d'épaisseur optique τ_1 , illuminée uniformément sur chaque surface. La normale \mathbf{n} à la surface est orientée vers l'observateur.

où k est une constante déterminée par les conditions aux limites. On se place toujours dans le cas d'une couche plan-parallèle d'épaisseur optique τ_1 ($\tau = 0$ à la surface supérieure), avec $\mu > 0$ pour le rayonnement émergent vers l'observateur (Figure 2.2). Comme les conditions aux limites sont différentes entre les deux surfaces ($\tau = 0$ et $\tau = \tau_1$), il est utile de séparer le rayonnement en deux composantes. On désigne donc par $I_+(\tau, \mu)$ le rayonnement à la profondeur τ se dirigeant vers l'observateur, et $I_-(\tau, \mu)$ le rayonnement à la profondeur τ se dirigeant dans la direction opposée. On a alors :

$$I_+(\tau, \mu) = I_i(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} S(t)e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\mu > 0). \quad (2.21)$$

De même,

$$I_-(\tau, \mu) = I_i(0, \mu)e^{\tau/\mu} - \int_0^{\tau} S(t)e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\mu < 0). \quad (2.22)$$

Ici, $I_i(\tau_1, \mu)$ est l'intensité incidente à la surface inférieure où $\tau = \tau_1$, et $I_i(0, \mu)$ est l'intensité incidente sur la surface supérieure où $\tau = 0$ (voir Figure 2.2). L'intensité émergente se déduit très simplement de (2.21) avec $\tau = 0$:

$$I_+(0, \mu) = I_i(\tau_1, \mu) e^{-\tau_1/\mu} + \int_0^{\tau_1} S(t)e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu}. \quad (2.23)$$

Pour une atmosphère semi-infinie, on peut utiliser les équations (2.21) et (2.23) dans la limite $\tau_1 \rightarrow \infty$, à condition que $S(t)e^{-t}$ tende vers zéro.

Ce que nous dit l'équation (2.21), c'est que l'intensité émergente dans la direction μ est la somme de l'intensité incidente diminuée par la traversée du milieu d'épaisseur optique τ_1 , et de l'intégrale, le long de la direction μ , de la fonction source en chaque profondeur τ ,

diminuée par l'épaisseur du chemin optique $(t - \tau)/\mu$. On comprend maintenant l'appellation *fonction source* pour la quantité S .

L'équation (2.21) constitue la solution complète de notre problème, mais il faut bien sûr maintenant pouvoir déterminer S en chaque point τ et à chaque fréquence ν . C'est ce qui constitue le problème fondamental de la formation des raies.

2.2.4 Approximation d'Eddington

On peut développer I_ν en une série de polynômes de Legendre sur la variable μ :

$$I_\nu(\tau, \mu) = \sum_0^{\infty} a_n(\tau) P_n(\mu).$$

L'approximation d'Eddington ne retient dans cette expansion que les deux premiers termes. Sachant que $P_0(\mu) = 1$ et $P_1(\mu) = \mu$, on a donc :

$$I_\nu(\tau, \mu) = a_0(\tau) + a_1(\tau)\mu. \quad (2.24)$$

Cette approximation est donc exacte lorsque I_ν possède une anisotropie linéaire en μ . Si on prend en compte la forme de I_ν donnée par (2.24), les trois premiers moments de l'intensité définis par (2.3), (2.4) et (2.5) deviennent :

$$J_\nu(\tau) = a_0(\tau), \quad (2.25)$$

$$H_\nu(\tau) = \frac{a_1(\tau)}{3}, \quad (2.26)$$

$$K_\nu(\tau) = \frac{a_0(\tau)}{3} = \frac{J_\nu(\tau)}{3}. \quad (2.27)$$

Cette dernière égalité, appliquée à l'équation de transfert du deuxième ordre (2.18), nous donne :

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 J_\nu}{d\tau_\nu^2} = J_\nu - S_\nu. \quad (2.28)$$

C'est la forme d'Eddington de l'équation de transfert. Elle est équivalente à la forme (2.19) (page 21), où l'on aurait posé $f_\nu^K = \frac{1}{3}$.

2.2.5 Absorption due aux raies et absorption continue

L'équation de transfert (2.11) a une forme générale qui prend en compte l'opacité dans les raies et les continus. On peut souhaiter distinguer ces différentes contributions. A partir du bilan d'énergie, on écrit l'équation de transfert de la manière suivante :

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = (\varepsilon^l + \varepsilon^c) - (\kappa^l + \kappa^c) I_\nu, \quad (2.29)$$

où les indices l et c réfèrent respectivement à une raie et à un continu. Si on divise (2.29) par κ^l , on obtient une équation de transfert relative à la profondeur optique de la raie τ^l :

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau^l} = (1 + r_\nu)(I_\nu - S_\nu), \quad (2.30)$$

avec

$$S_\nu = \frac{S^l + r_\nu S^c}{1 + r_\nu} \quad (2.31)$$

et

$$S^l = \frac{\varepsilon^l}{\kappa^l}, \quad S^c = \frac{\varepsilon^c}{\kappa^c}, \quad \text{et} \quad r_\nu = \frac{\kappa^c}{\kappa^l}. \quad (2.32)$$

On peut également diviser (2.29) par le coefficient d'absorption continue κ^c , et on obtient :

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau^c} = (1 + \eta_\nu) \left(I_\nu - \frac{S^c + \eta_\nu S^l}{1 + \eta_\nu} \right), \quad (2.33)$$

avec $\eta_\nu = \kappa^l / \kappa^c$.

2.3 Transitions discrètes

Nous allons maintenant voir quels sont les différents processus qui peuvent donner lieu à une transition discrète (transition lié-lié) entre le niveau inférieur i et le niveau supérieur j d'énergie d'un atome ou d'un ion. Ces différents processus sont l'excitation radiative (absorption), la désexcitation radiative (émission) spontanée, la désexcitation radiative induite, l'excitation collisionnelle et la désexcitation collisionnelle. Pour décrire ces différents processus, et connaître leurs poids relatifs dans la formation d'une raie, nous devons utiliser des taux de transitions (nombre de transitions par seconde).

2.3.1 Les coefficients d'Einstein

Le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée est A_{ji} et est une propriété de l'atome indépendante du milieu. Il correspond à la probabilité de transition par désexcitation spontanée de l'état j vers l'état i par seconde et par particule se trouvant dans l'état j (avec $j > i$). En l'absence d'aucune autre transition et de collisions, la durée de vie moyenne de la particule dans l'état j est simplement $\Delta t = 1/A_{ji}$ (seconde). On peut définir la constante d'amortissement radiative

$$\gamma^r = 1/\Delta t. \quad (2.34)$$

Cet élargissement naturel définit une distribution de probabilité d'émission $\psi(\nu - \nu_0)$ autour du centre de la raie à $\nu = \nu_0$ et donnée par le profil de Lorentz normalisé suivant :

$$\psi(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma^r / 4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma^r / 4\pi)^2}. \quad (2.35)$$

A_{ji} est la probabilité de transition pour toute la raie. La probabilité d'émission spontanée par unité de fréquence est donnée par $A_{ji} \psi(\nu - \nu_0)$, et le taux de désexcitation spontanée par cm^3 est $n_j A_{ji}$.

Le coefficient d'Einstein pour l'excitation radiative B_{ij} est tel que $B_{ij}\bar{J}_{\nu_0}^\varphi$ est le nombre d'excitations radiatives de l'état i vers l'état j par seconde et par particule se trouvant dans l'état i , avec

$$\bar{J}_{\nu_0}^\varphi = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} I_\nu \varphi(\nu - \nu_0) d\mu d\nu, \quad (2.36)$$

et où $\varphi(\nu - \nu_0)$ est le profil d'absorption de la raie, normalisé à l'unité (voir 2.38).

De manière similaire, le nombre de désexcitations radiatives induites par seconde et par particule dans l'état j est donné par $B_{ji}\bar{J}_{\nu_0}^\chi$, avec

$$\bar{J}_{\nu_0}^\chi = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} I_\nu \chi(\nu - \nu_0) d\mu d\nu, \quad (2.37)$$

et où $\chi(\nu - \nu_0)$ est le profil normalisé d'émission induite. Ces trois profils sont normalisés à l'unité :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\nu - \nu_0) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\nu - \nu_0) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(\nu - \nu_0) d\nu = 1. \quad (2.38)$$

Enfin, on définit les coefficients d'excitation et de désexcitation collisionnelles C_{ij} et C_{ji} comme le nombre de transitions collisionnelles de l'état i vers l'état j (resp. de j vers i) par seconde et par particule se trouvant dans l'état i (resp. j). Ces collisions peuvent être dues à tout type de particule, mais nous ne considérons dans cette étude que les collisions électroniques. Une collision électronique causant un passage de l'état d'énergie i à l'état j a pour taux de transition $n_i C_{ij}$, avec :

$$C_{ij} = N_e \int_0^\infty \sigma_{ij}(v) v f(v) dv, \quad (2.39)$$

où N_e est la densité électronique, $\sigma_{ij}(v)$ la section efficace (en cm^2) de collision électronique, $f(v)$ la fonction de distribution des vitesses électroniques. Dans ces travaux, nous prenons toujours une distribution des vitesses maxwellienne (voir la relation 2.51). On peut alors définir pour chaque transition collisionnelle une force de collision effective γ_{ij} par :

$$\gamma_{ij} = \int_0^\infty \Omega_{ij} \exp(-E_j/kT) d(E_j/kT), \quad (2.40)$$

où E_j est l'énergie de l'électron incident après l'excitation, et Ω_{ij} est la force de collision, reliée à la section efficace de collision par :

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi \Omega_{ij}}{g_i k_i^2},$$

g_i étant le poids statistique du niveau i , et k_i le nombre d'onde de l'électron incident. Finalement, force de collision effective γ_{ij} et coefficient du taux de transition C_{ij} sont reliés par une relation du type :

$$C_{ij} \sim \text{constante} \times T^{-\frac{1}{2}} \exp(-E_{ij}/kT) \gamma_{ij}, \quad (2.41)$$

E_{ij} étant la séparation d'énergie entre le niveau initial et le niveau final de la transition.

Les coefficients d'Einstein sont reliés par les relations d'Einstein :

$$\frac{B_{ij}}{B_{ji}} = \frac{g_j}{g_i}, \quad \frac{A_{ji}}{B_{ji}} = \frac{2h\nu^3}{c^2}, \quad \text{et} \quad \frac{C_{ji}}{C_{ij}} = \frac{g_i}{g_j} e^{E_{ij}/kT}. \quad (2.42)$$

Ces définitions sont valables pour des raies à l'équilibre thermodynamique. Cependant, si l'on considère une fonction maxwellienne de distribution des vitesses, elles sont valables également hors équilibre thermodynamique.

2.3.2 Nouvelle expression de la fonction source

Il est aisé d'exprimer maintenant les coefficients d'absorption et d'émission en fonction des coefficients d'Einstein. Le coefficient d'absorption monochromatique par cm est :

$$\kappa_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} [n_i B_{ij} \varphi(\nu - \nu_0) - n_j B_{ji} \chi(\nu - \nu_0)] . \quad (2.43)$$

Dans cette expression, on tient compte de l'émission induite en la considérant comme une absorption négative.

Le coefficient d'émission monochromatique par particule s'exprime par :

$$\varepsilon_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} n_j A_{ji} \psi(\nu - \nu_0). \quad (2.44)$$

On obtient une nouvelle expression de la fonction source monochromatique en fonction des coefficients d'Einstein :

$$S_\nu^l = \frac{\varepsilon_\nu^l}{\kappa_\nu^l} = \frac{n_j A_{ji} \psi(\nu - \nu_0)}{n_i B_{ij} \varphi(\nu - \nu_0) - n_j B_{ji} \chi(\nu - \nu_0)} , \quad (2.45)$$

soit, en utilisant les relations (2.42) :

$$\begin{aligned} S_\nu^l &= \frac{\frac{A_{ji}}{B_{ji}} \frac{\psi}{\varphi}}{\frac{n_i}{n_j} \frac{B_{ij}}{B_{ji}} - \frac{\chi}{\varphi}} \\ &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\frac{\psi}{\varphi}}{\frac{g_j n_i}{g_i n_j} - \frac{\chi}{\varphi}} . \end{aligned} \quad (2.46)$$

Dans le cas de l'équilibre thermodynamique local où la redistribution complète en fréquences s'applique, cette expression est simplifiée par le fait que $\varphi(\nu - \nu_0) = \psi(\nu - \nu_0) = \chi(\nu - \nu_0)$. La fonction source (2.46) s'écrit alors comme (2.57) (ou encore 2.69).

2.4 Transitions continues

2.4.1 Processus inélastiques

La formule de Kramer nous donne la section efficace d'absorption lié-libre (ou section efficace de photoionisation), qui correspond à la perte d'un électron par absorption d'un

photon, pour l'hydrogène et les ions de type hydrogène (ions ayant un seul électron sur la couche externe, comme He II) :

$$\alpha_{\nu}^{bf} = 2.815 \times 10^{29} \frac{Z^4}{n^5 \nu^3} g_{bf} \quad (\text{cm}^2) \quad \nu \geq \nu_0, \quad (2.47)$$

où n est le nombre quantique principal du niveau depuis lequel l'atome ou l'ion est ionisé, Z est la charge du noyau ($Z = 1$ pour H, $Z = 2$ pour He), et g_{bf} est le facteur de Gaunt, que nous prenons égal à l'unité. Pour l'hélium neutre, cette section efficace a une forme plus compliquée, avec la présence de pics de résonance dus au deuxième électron présent sur la couche externe. La photoionisation est un processus inélastique.

Dans le cas des transitions continues, le coefficient d'ionisation collisionnelle C_{ij} est donné par une relation similaire à (2.39), c'est-à-dire que ce coefficient dépend de la densité électronique et de la température. Le coefficient de recombinaison se détermine par la relation suivante :

$$C_{ji} = N_e C_{ij} \frac{g_i}{2g_j} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT} \right)^{3/2} e^{h\nu_{\text{seuil}}/kT}, \quad (2.48)$$

ce qui n'est rien d'autre que l'égalité $\frac{C_{ji}}{C_{ij}} = \left[\frac{n_i}{n_j} \right]^*$, c'est-à-dire le rapport des populations du niveau inférieur i et du niveau supérieur j (le fondamental de l'ion supérieur en l'occurrence) pris à l'équilibre thermodynamique local (voir la loi de Saha 2.53 page 29). $h\nu_{\text{seuil}}$ représente l'énergie minimale nécessaire pour ioniser le niveau inférieur i . La relation (2.48) reste valable hors équilibre thermodynamique local si la distribution des vitesses est maxwellienne (voir § 2.5.1). On peut noter que comme C_{ij} est proportionnel à la densité électronique N_e , le coefficient de recombinaison est proportionnel à N_e^2 , ce qui illustre bien le fait que la recombinaison collisionnelle est une réaction à trois corps. D'autre part, on voit immédiatement que le coefficient C_{ji} sera d'autant plus grand que la recombinaison se fera vers les niveaux d'énergie élevée, puisque $h\nu_{\text{seuil}}$ sera plus faible, et g_i sera plus grand. Le couplage collisionnel est très important entre les niveaux d'un système les plus hauts en énergie et le fondamental du système ionisé.

2.4.2 Processus élastiques

Dans les processus élastiques, nous pouvons considérer la diffusion Thomson. La section efficace de la diffusion Thomson des photons par les électrons libres est indépendante de la fréquence du photon, et sa valeur par électron est :

$$\sigma^T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \quad (\text{cm}^2). \quad (2.49)$$

Ceci s'applique pour des électrons et des photons de faible énergie. Pour des photons de haute énergie, il se produit plutôt la diffusion Compton, et pour des électrons de haute énergie, la diffusion Compton inverse. Le coefficient d'absorption volumique pour la diffusion Thomson est $\alpha_{\nu}^T = \sigma^T N_e$.

La diffusion Rayleigh est la diffusion d'un photon de fréquence $\nu \ll \nu_0$ par un électron lié ayant une énergie caractéristique $h\nu_0$ (disons son énergie de liaison). La section efficace d'absorption pour la diffusion Rayleigh est de la forme :

$$\sigma_\nu^R \simeq f_{ij} \sigma^T \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4, \quad (2.50)$$

où f_{ij} est la force d'oscillateur relative à la transition de résonance de l'électron (par exemple pour l'hydrogène, la transition $L\alpha$, ou bien une somme pondérée sur toutes les transitions de Lyman). Le coefficient d'absorption volumique est alors $\alpha_\nu^R = \sigma_\nu^R N_H$, où N_H est la densité d'hydrogène.

2.5 L'équilibre thermodynamique local (ETL)

Pour poursuivre plus en profondeur notre étude sur la formation des raies, il nous faut décrire l'ETL, les différentes lois physiques qui s'appliquent pour un milieu se trouvant à l'ETL, et quelles sont les conditions dans lesquelles on ne peut plus considérer que le milieu est en ETL. On dit qu'un milieu est à l'équilibre thermodynamique local lorsqu'on peut assumer que toutes les lois de distribution de l'équilibre thermodynamique sont valables localement. Autrement dit, les populations des niveaux de chaque particule (atomes, ions, ou molécules) sont décrites par la statistique de Saha-Boltzmann $N_i/N \sim \exp(-E_i/kT)$ à la température locale. Dans toute la suite, une grandeur dont la valeur est donnée à l'ETL sera notée $[\dots]^*$.

2.5.1 La matière à l'ETL

La fonction de distribution des vitesses (à une dimension) pour un ensemble de particules de masse m est une Maxwellienne :

$$\left[\frac{n(v)}{N} dv \right]^* = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-(1/2)mv^2/kT} dv, \quad (2.51)$$

où N est le nombre total de particules de masse m par cm^3 . A l'ETL, la température électronique (le terme T dans l'équation 2.51) est égale aux autres températures pouvant décrire la matière : température ionique, d'excitation, d'ionisation, ...

Le rapport de populations de deux niveaux différents i et j (avec $j > i$) dans un même état d'ionisation z est donné par la loi de Boltzmann :

$$\left[\frac{n_{z,j}}{n_{z,i}} \right]^* = \frac{g_{z,j}}{g_{z,i}} e^{-(E_{z,j} - E_{z,i})/kT}, \quad (2.52)$$

avec $n_{z,j}$ le nombre d'atomes par cm^3 de niveau d'énergie j dans l'état d'ionisation z , $g_{z,j}$ le poids statistique du niveau d'énergie j dans l'état d'ionisation z , et $E_{z,j} - E_{z,i} = h\nu$ est l'énergie de la transition radiative entre les deux niveaux considérés.

Le rapport de population entre les niveaux fondamentaux de deux états d'ionisation successifs nous est donné par la loi de Saha :

$$\left[\frac{n_{z+1,1}}{n_{z,1}} \right]^* = \frac{1}{N_e} \frac{2g_{z+1,1}}{g_{z,1}} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_z/kT}, \quad (2.53)$$

où N_e et m_e sont la densité et la masse électroniques, et E_z est l'énergie d'ionisation du niveau fondamental de l'état d'ionisation z ($E_z = h\nu_{\text{seuil}}$). Le rapport des populations totales de deux états d'ionisation successifs est alors :

$$\left[\frac{N_{z+1}}{N_z} \right]^* = \frac{1}{N_e} \frac{2U_{z+1}}{U_z} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_z/kT}, \quad (2.54)$$

avec N_z et N_{z+1} les populations totales des deux états d'ionisation z et $z+1$, et U_z la fonction de partition de l'état z donnée par :

$$U_z = \sum_s g_{z,s} e^{-E_{z,s}/kT}. \quad (2.55)$$

L'appendice D de Gray (1992), par exemple, contient des approximations polynômiales de U_z pour plusieurs atomes et ions simplement chargés. Finalement, en combinant les deux distributions données par (2.52) et (2.53), on obtient le rapport de populations à l'ETL entre un niveau i et l'état de l'ion c vers lequel il est ionisé :

$$\left[\frac{n_c}{n_i} \right]^* = \frac{1}{N_e} \frac{2g_c}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_{ci}/kT} \quad (2.56)$$

avec n_i la densité de population totale du niveau i , n_c le nombre d'ions dans l'état c , et $E_{ci} = h\nu_{\text{seuil}}$ l'énergie d'ionisation du niveau i vers l'état c .

2.5.2 Le rayonnement à l'ETL

A l'ETL, en tenant compte de la distribution de Boltzmann (2.52), la fonction source définie par (2.46) se simplifie en la fonction de Planck :

$$\begin{aligned} [S_\nu^l]^* &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_j n_i}{g_i n_j} - 1} \\ &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Cette égalité $S_\nu = B_\nu(T)$ est valable pour tous les processus où la matière crée et détruit des photons à l'ETL. On peut retrouver ce résultat de manière plus intuitive. A l'ETL, le bilan d'énergie détaillé au niveau microscopique est tel que l'énergie radiative absorbée par le milieu dans un élément de volume et par unité de fréquence est exactement compensée par l'énergie émise dans le même volume et le même intervalle de fréquence élémentaire. Il s'ensuit des définitions de ε_ν (2.6) et de κ_ν (2.7) qu'à l'ETL, $\kappa_\nu I_\nu = \varepsilon_\nu$. Or on sait qu'à l'équilibre thermodynamique, le rayonnement (*de corps noir*) est égal à la fonction de Planck B_ν . On aboutit à la relation $[\varepsilon_\nu/\kappa_\nu]^* = B_\nu$, qui est appelée *loi de Kirchhoff*.

Une intégration sur toutes les fréquences de la fonction de Planck donne la loi de Stefan-Boltzmann :

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4, \quad (2.58)$$

avec

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}.$$

2.6 Description de l'équilibre thermodynamique non-local

A l'ETL, les collisions régissent la partition d'énergie de la matière. Toutes les distributions d'énergie (vitesse, ionisation, excitation, ...) sont fixées par la température cinétique locale dans les distributions de Maxwell (2.51) et Saha-Boltzmann (2.56). La distribution d'énergie du rayonnement a pour principale caractéristique que $S_{\nu} = B_{\nu}(T)$, mais l'intensité spécifique I_{ν} et l'intensité moyenne J_{ν} peuvent différer de la fonction de Planck. En d'autres termes, le libre parcours moyen des photons est beaucoup plus petit que les échelles de variation des paramètres d'état de la matière. L'ETL n'est plus valide lorsque ces deux situations ne sont plus valables : les collisions ne règlent plus seules la partition d'énergie de la matière, et le libre parcours moyen des photons n'est plus négligeable devant les échelles spatiales de variation des paramètres d'état de la matière. Dans notre cas, nous supposons que dans les conditions hors-ETL, les caractéristiques du rayonnement et de la matière sont indépendantes du temps. On aura donc à considérer l'équilibre statistique pour les populations qui, maintenant, diffèrent des valeurs d'équilibre données par la loi de Saha-Boltzmann. Enfin, on considère que la loi de Maxwell est toujours valable.

2.6.1 Coefficients d'écart à l'ETL

On définit les coefficients d'écart à l'ETL pour la population d'un niveau i par :

$$b_i = \frac{n_i}{n_c} \left[\frac{n_c}{n_i} \right]^* \quad (2.59)$$

où n_i est la population non-ETL du niveau i , et n_c est la population non-ETL du fondamental de l'état d'ionisation supérieur. Avec la définition (2.59), on a évidemment $b_c = 1$. Le rapport $\left[\frac{n_c}{n_i} \right]^*$ est donné par la distribution de Boltzmann (2.52). La fonction source d'une transition d'un niveau j vers un niveau i peut s'exprimer en fonction de ces coefficients d'écart à l'ETL, et la relation (2.46) devient :

$$S_{\nu}^i = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\psi/\varphi}{\frac{b_i}{b_j} e^{h\nu/kT} - \frac{\chi}{\varphi}}. \quad (2.60)$$

2.6.2 Températures décrivant l'état physique du milieu

Une autre possibilité pour décrire l'écart à l'ETL est d'introduire des températures formelles. On a déjà vu qu'à l'ETL, l'équilibre entre tous les processus microscopiques implique que toutes les températures sont égales à la température cinétique des électrons. On s'en doute, ce n'est plus vrai hors équilibre thermodynamique. Ainsi, si l'on définit une certaine température T_x , on aura $T_x = T_e$ à l'ETL, et $T_x \neq T_e$ hors ETL.

La température d'excitation T_{ex} est définie par :

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-h\nu/kT_{\text{ex}}}, \quad (2.61)$$

c'est-à-dire que c'est la température à introduire dans la distribution de Boltzmann (2.52) pour obtenir le rapport de populations de deux niveaux d'un même état d'ionisation.

De même, on peut définir une température d'ionisation T_{ion} comme la température à introduire dans la distribution de Saha (2.54) pour obtenir l'équilibre d'ionisation (rapport des populations totales) entre deux états successifs d'ionisation d'un même élément. On peut obtenir également une température d'ionisation pour une transition lié-libre spécifique en utilisant la loi de Saha-Boltzmann (2.56) telle que

$$S_\nu^c = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_{\text{ion}}} - 1} = B_\nu(T_{\text{ion}}). \quad (2.62)$$

La température de rayonnement T_{r} exprime l'intensité moyenne selon la fonction de Planck :

$$B_\nu(T_{\text{r}}) = J_\nu.$$

La température de brillance T_{b} exprime l'intensité observée selon la fonction de Planck :

$$B_\nu(T_{\text{b}}) = I_\nu.$$

Enfin, une température très utilisée en physique stellaire est la température effective d'une étoile, qui est définie par :

$$B(T_{\text{eff}}) = \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{eff}}^4 = \frac{1}{\pi} \mathcal{F}_{\text{surf}},$$

en utilisant (2.58). Cette relation exprime qu'on peut associer une température formelle au flux intégré sur tout le spectre du rayonnement émergent d'une étoile.

2.7 Redistribution spectrale des photons

Après l'absorption d'un photon par un atome ou un ion, provoquant le passage à un état d'énergie supérieure, le retour du système à un état d'énergie moindre peut se faire par désexcitation radiative. Dans ce cas, la fréquence et la direction du photon émis peuvent être liées ou non à la fréquence et la direction du photon absorbé. Dans cette étude nous supposons toujours que le photon réémis n'a aucune *mémoire* de la direction du photon incident, et dans ce cas, l'émission du photon se fait dans tout l'espace. Ainsi, dans toute la suite, les termes *redistribution complète* et *redistribution partielle* s'appliqueront à la redistribution *en fréquence* du photon dans le processus de diffusion.

Nous ne discuterons la redistribution spectrale que dans le cas d'une diffusion résonante, c'est-à-dire lorsque le niveau inférieur de la transition est l'état fondamental du système (atome ou ion). Par conséquent, la largeur naturelle du niveau inférieur est nulle. Ainsi, l'absorption d'un photon de fréquence ξ (dans le référentiel de l'atome en mouvement) va peupler le niveau supérieur (de largeur ΔE non-nulle) dans un certain *sous-état* d'énergie. Si le système ne subit aucune perturbation avant la réémission du photon, celle-ci se fera à

la même fréquence $\xi' = \xi$: c'est la diffusion totalement cohérente. Si par contre il subit des collisions dans l'intervalle de temps séparant l'absorption et la réémission, son énergie pourra varier de façon aléatoire dans l'intervalle ΔE , et la fréquence de réémission du photon ne sera plus corrélée à la fréquence d'absorption : c'est la diffusion incohérente. Voyons quelles vont être les expressions des fonctions de redistribution dans les différentes situations pouvant s'offrir à nous. Hummer (1962) a présenté une étude de quatre mécanismes de redistribution en fréquence. Cela l'a amené à introduire plusieurs fonctions de redistribution, décrivant mathématiquement chacun des cas, et permettant de coupler les fréquences avant et après diffusion. Dans le problème qui nous intéresse, nous parlerons uniquement de deux d'entre elles : les fonctions de redistribution R_{IIA} et R_{IIIA} (d'après la notation de Hummer 1962).

2.7.1 Redistribution complète

La redistribution complète est une redistribution totalement incohérente : $\xi' \neq \xi$. Supposons que l'on peut utiliser l'approche de l'atome à deux niveaux (voir § 2.8.3). Dans ce cas, chaque excitation radiative du niveau inférieur de la transition est forcément suivie d'une désexcitation du niveau supérieur dans cette même transition, soit par diffusion du photon (réémission d'un photon ayant la même fréquence par émission spontanée ou induite), soit par destruction du photon par collision. Dans le cadre de la redistribution complète (CRD), les profils d'absorption, d'émission induite et d'émission spontanée sont égaux :

$$\psi(\nu - \nu_0) = \chi(\nu - \nu_0) = \varphi(\nu - \nu_0) = H(a, x)/\sqrt{\pi}\Delta\nu_D, \quad (2.63)$$

où $\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler, donnée par

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_t^2} = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi_t^2} \quad (2.64)$$

avec m la masse de la particule rayonnante, v_{th} la vitesse thermique de cette particule, et ξ_t la vitesse non-thermique, dite *vitesse de microturbulence* (c'est-à-dire la vitesse résultant des mouvements non résolus de la particule). $H(a, x)$ est la fonction de Voigt définie par :

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(x-y)^2 + a^2} dy. \quad (2.65)$$

Dans cette définition (2.65), x est la fréquence sans dimension définie par :

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}, \quad (2.66)$$

et a est un paramètre d'amortissement : $a = \Gamma/(4\pi\Delta\nu_D)$, Γ étant la somme des paramètres d'amortissement naturel γ^r (2.34) et collisionnel γ^c . La CRD correspond au cas limite où $\gamma^c \gg \gamma^r$.

Revenons dans le référentiel fixe (celui de l'observateur), et à l'utilisation des fréquences non réduites ν et ν' avec les relations :

$$\begin{aligned} \varphi_\nu &= \frac{\varphi(x)}{\Delta\nu_D} \\ R(\nu, \nu') &= \frac{R(x, x')}{\Delta\nu_D^2}. \end{aligned}$$

La fonction de redistribution⁴ dans le cas de la diffusion totalement incohérente $R_{IIIA}(\nu, \nu')$ peut s'approcher par la fonction de redistribution complète (plus facile à calculer) :

$$R_{IIIA}(\nu, \nu') \sim \varphi_\nu \varphi_{\nu'}.$$

En CRD, les coefficients d'absorption et d'émission s'écrivent donc, en tenant compte de (2.63) :

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \varphi(\nu) \quad (2.67)$$

$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_j A_{ji} \varphi(\nu), \quad (2.68)$$

où ν_0 est la fréquence centrale de la transition.

Dans le cadre de la redistribution complète en fréquence, la fonction source donnée par (2.60) devient :

$$S_\nu^l = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{n_i g_s}{n_s g_i} - 1}. \quad (2.69)$$

2.7.2 Diffusion cohérente du rayonnement

Dans la diffusion cohérente, il n'y a pas de décalage de fréquence entre le photon incident et le photon émis : $\xi = \xi'$. On peut généralement supposer que cette diffusion est également isotrope. En se replaçant dans le référentiel de l'observateur, on prendra en compte les mouvements de la particule rayonnante, et la redistribution Doppler viendra s'ajouter à la cohérence. La redistribution en fréquence est alors quasi-cohérente dans les ailes de la raie. Dans ce cas, la fonction de redistribution est la fonction R_{IIA} (Gouttebroze, 1986; Heinzl & Hubený, 1982; Hummer, 1962; Unno, 1952; Zanstra, 1941).

2.7.3 Redistribution partielle

On peut dire que la redistribution partielle est un cas *mélange*, c'est-à-dire que la redistribution n'est que partiellement cohérente. La fonction de redistribution dans ce cas est une combinaison des fonctions précédentes (Omont, Smith, & Cooper, 1972) :

$$R(x, x') = \gamma R_{IIA}(x, x') + (1 - \gamma) R_{IIIA}(x, x'), \quad (2.70)$$

où le rapport $\gamma = \frac{\gamma^r}{\gamma^r + \gamma^c}$ est appelé *rapport de branchement*.

On peut se replacer dans le référentiel de l'observateur et repasser aux fréquences non réduites. On remplacera alors le terme \tilde{J}_ν intervenant dans l'expression de la fonction source de la raie (comme par exemple les expressions 2.88 ou 2.93) par une intensité *redistribuée* :

$$\tilde{J}_\nu = \frac{1}{\varphi_\nu} \int_0^\infty R(\nu', \nu) J_{\nu'} d\nu'. \quad (2.71)$$

La prise en compte de la redistribution partielle en fréquence dans les processus de formation des raies de l'hélium est un des apports majeurs de notre travail par rapport aux

⁴La fonction de redistribution des fréquences $R(x, x')$ est la densité de probabilité pour qu'un photon soit absorbé à la fréquence x et réémis à la fréquence x' .

travaux passés, notamment ceux de Heasley & Milkey (1976, 1978). Dans ce travail, nous avons calculé les profils de deux raies émergentes en PRD : He I 584 et He II 304. En ce qui concerne l'hydrogène, Heinzl, Gouttebroze, & Vial (1987) ont apporté la preuve de la nécessité de calculer les raies $L\alpha$ et $L\beta$ en tenant compte de la PRD dans les protubérances solaires. En particulier, l'approximation de la CRD dans le centre de la raie (noyau Doppler) et l'utilisation de la PRD uniquement dans les ailes n'est pas suffisante. Il faut également utiliser la PRD dans le centre de la raie. Nous avons suivi cette démarche dans cette étude. Nous reviendrons sur tout cela dans les parties 3.1.1 et 3.1.2.

2.8 Equilibre statistique

2.8.1 Equations de populations

L'équilibre statistique est traduit par les équations de populations suivantes :

$$\frac{dn_i(\vec{r})}{dt} = \sum_{j \neq i}^N n_j(\vec{r}) P_{ji}(\vec{r}) - n_i(\vec{r}) \sum_{j \neq i}^N P_{ij}(\vec{r}) = 0. \quad (2.72)$$

Les taux de transitions sont les P_{ij} , donnés par particule dans l'état i ou j par (en omettant la variation explicite avec \vec{r}) :

$$P_{ij} = A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{\nu_0} + C_{ij} = R_{ij} + C_{ij}, \quad (2.73)$$

avec $A_{ij} = 0$ si $i < j$.

Dans (2.72), N est le nombre total de niveaux. Nous entendons par nombre total de niveaux tous les états d'énergie pour tous les états d'ionisation d'un élément donné. Autrement dit, pour l'hydrogène nous considérons tous les niveaux liés de l'atome, et le niveau d'énergie correspondant à H^+ . Pour l'hélium, nous devons prendre en compte les trois états d'ionisation possibles : He^0 , He^+ , et He^{++} . Le niveau fondamental de He^+ , par exemple, sera vu à la fois comme un niveau continu s'il est le niveau final d'une transition correspondant à une ionisation depuis un niveau de l'hélium neutre, et à la fois comme un niveau lié s'il est le niveau final d'une transition discrète correspondant à une désexcitation d'un niveau de l'hélium ionisé.

Le système (2.72) possède donc N équations à N inconnues, mais est de rang $N - 1$. En effet chacune des équations est une combinaison linéaire de toutes les autres. Pour fermer le système, il suffit d'employer l'équation de conservation de l'élément :

$$\sum_{i=1}^N n_i = N_T, \quad (2.74)$$

où N_T est la population totale de l'élément sur tous les états d'ionisation.

Les taux de transition radiatifs sont tels que le nombre de photons émis ou absorbés, par unité de temps et de volume, est égal au nombre de transitions, aussi bien discrètes que

continues. On peut donc écrire (on suppose dans la suite que i désigne un état d'énergie inférieure à l'énergie de l'état j) :

$$n_i R_{ij} = n_i B_{ij} \bar{J}_{\nu_0} = 4\pi \int_0^\infty \frac{\kappa_\nu J_\nu}{h\nu} d\nu \quad (2.75)$$

$$n_j R_{ji} = n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{\nu_0}) = 4\pi \int_0^\infty \frac{\epsilon_\nu}{h\nu} d\nu. \quad (2.76)$$

Pour les calculs concernant les raies permises, on utilise les *taux de transition radiatifs nets* définis par :

$$\begin{aligned} R'_{ij} &= 0 \\ R'_{ji} &= R_{ji} - \frac{n_i}{n_j} R_{ij}. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Par conséquent, R'_{ji} est nul à l'ETL. On peut récrire l'équation d'équilibre (2.72) pour le niveau i :

$$\sum_{j \neq i}^N n_j C_{ji} - n_i C_{ij} + n_j \left(R_{ji} - \frac{n_i}{n_j} R_{ij} \right) = 0. \quad (2.78)$$

On voit alors que l'introduction dans (2.78) des taux radiatifs nets (2.77) ne modifie pas la forme de ces équations. Leur intérêt réside dans le fait qu'ils permettent une convergence plus rapide lorsqu'on doit résoudre ces équations dans des régions optiquement épaisses.

Pour les continus, le coefficient d'absorption pour la transition de photoionisation du niveau i est $n_i \alpha_\nu$, où α_ν est la section efficace de photoionisation correspondante (voir § 2.4). On a donc, en désignant le niveau supérieur (continu) par l'indice c :

$$R_{ic} = 4\pi \int_{\nu_s}^\infty \frac{\alpha_\nu J_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (2.79)$$

où ν_s est la fréquence seuil d'ionisation du niveau i . Les processus radiatifs de recombinaison sont, comme pour les raies, l'émission spontanée et l'émission induite, dont les coefficients sont liés par les relations d'Einstein (2.42). En notant ϵ_ν^S et ϵ_ν^I les coefficients d'émission spontanée et induite, la relation (2.42) devient :

$$\epsilon_\nu^I = \epsilon_\nu^S \frac{c^2}{2h\nu^3}. \quad (2.80)$$

On peut écrire, comme pour la recombinaison collisionnelle (voir § 2.4.1 page 26), qu'à l'ETL, les processus radiatifs d'ionisation et de recombinaison se compensent. De plus, l'intensité moyenne J_ν est alors égale à la fonction de Planck B_ν (voir § 2.5). On obtient alors pour le coefficient d'émission spontanée :

$$\epsilon_\nu^S = \alpha_\nu n_c \left[\frac{n_i}{n_c} \right]^* \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} = \alpha_\nu n_c \left[\frac{n_i}{n_c} \right]^* B'_\nu(T). \quad (2.81)$$

$B'_\nu(T)$ est la fonction de Wien. On obtient donc pour la probabilité de photo-recombinaison :

$$R_{ci} = 4\pi \left[\frac{n_i}{n_c} \right]^* \int_{\nu_s}^{\infty} \frac{\alpha_\nu}{h\nu} B'_\nu(T) \left(1 + \frac{c^2 J_\nu}{2h\nu^3} \right) d\nu. \quad (2.82)$$

Cette dernière équation (2.82), ainsi que l'équation (2.48) (page 27), nous fournissent donc les taux de recombinaisons radiative et collisionnelle pour un continu formé à l'ETL dans un milieu optiquement mince. Mais certains des continus que nous aurons à considérer ne sont pas formés dans ces conditions. C'est le cas du continu de Lyman pour l'hydrogène, et des continus de résonance de He I et He II, qui peuvent être optiquement épais. Dans ces quelques cas nous devons résoudre les équations de transfert. Brièvement, en traitant toujours l'émission induite comme une absorption négative, on peut écrire la fonction source relative à la transition continue de manière tout à fait similaire à (2.69) :

$$S_\nu^c = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{b_i e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2.83)$$

où b_i est le coefficient d'écart à l'ETL du niveau discret i , tel que défini en (2.59). On peut alors, après quelques manipulations, réécrire la fonction source de la transition continue :

$$S_\nu^c = \xi_\nu \int_{\nu_s}^{\infty} J_\nu \varphi_\nu d\nu + \eta_\nu, \quad (2.84)$$

où φ_ν est le profil du coefficient d'absorption, ξ_ν est un terme radiatif faisant intervenir le champ de rayonnement dans cette transition particulière, et η_ν est un terme faisant intervenir tous les coefficients de collisions à considérer, ainsi que les autres champs de rayonnement relatifs à d'autres transitions à prendre en compte dans le calcul de la fonction source de cette transition particulière.

Les taux de transitions collisionnelles C_{ij} et C_{ji} sont donnés par les relations (2.41), (2.42), et (2.48).

2.8.2 Couplage avec l'équation de transfert

Les équations de populations (2.72) contiennent les intensités moyennes par l'intermédiaire du terme \bar{J}_{ν_0} dans les taux de transitions (2.73). Les intensités sont toujours données par l'équation de transfert :

$$\mu \frac{dI_\nu(\vec{r}, \mu)}{d\tau_\nu(\vec{r})} = I_\nu(\vec{r}, \mu) - S_\nu(\vec{r}), \quad (2.85)$$

pour toutes les fréquences ν , directions μ , et positions \vec{r} . Ainsi, les taux de transitions (2.73) dépendent de J_ν et donc de I_ν à d'autres directions, tandis que les profondeurs optiques τ_ν et les fonctions sources S_ν dans (2.85) dépendent elles-mêmes des populations n_i et n_j des niveaux inférieurs et supérieurs impliqués dans la transition à la fréquence ν . Ces populations dépendent également d'autres transitions, donc d'autres populations, dépendant elles aussi de champs de radiation à d'autres fréquences. On voit par là que chaque transition peut être influencée par d'autres transitions concernant la même espèce atomique. Ce couplage hors-ETL entre les populations et le rayonnement est non-linéaire et non-local.

2.8.3 Atome à deux niveaux

La situation la plus simple dans laquelle on peut étudier le couplage entre les équations de transfert et d'équilibre statistique se produit dans le cas d'un atome à deux niveaux. Une bonne compréhension de la formation d'une raie dans cette situation permet d'être mieux préparé à l'étude de la formation des raies dans le cas plus réaliste de l'atome à plusieurs niveaux. Pour plus de clarté, je vais donner quelques descriptions de cette situation en nous plaçant dans le cas de la redistribution complète en fréquence (CRD).

Nous considérons toujours les cinq processus déjà décrits au § 2.3 qui peuvent nous faire changer d'état d'énergie : absorption induite, émission spontanée, émission induite, excitation collisionnelle, désexcitation collisionnelle. En désignant l'état d'énergie inférieure par l'indice $i = 1$ et l'état d'énergie supérieure par l'indice $j = 2$, les coefficients d'absorption et d'émission sont directement donnés par (2.67) et (2.68). La fonction source s'écrit alors :

$$S_\nu = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}. \quad (2.86)$$

L'approximation CRD rend cette fonction source indépendante de la fréquence. Il faut maintenant déterminer le rapport n_2/n_1 . Celui-ci nous est donné par l'équation de l'équilibre statistique :

$$n_1 P_{12} = n_2 P_{21}, \quad (2.87)$$

où P_{12} et P_{21} sont donnés par (2.73). En utilisant les relations d'Einstein (2.42), la fonction source (2.86) se réécrit :

$$S_\nu = \frac{\bar{J}_\nu + \varepsilon B_\nu(T)}{1 + \varepsilon}, \quad (2.88)$$

où l'on a posé

$$\varepsilon = \frac{C_{21}}{A_{21}}(1 - e^{-h\nu/kT}). \quad (2.89)$$

Dans le membre de droite de l'équation (2.88), le premier terme représente les photons créés par diffusion (émission succédant à une absorption), et le deuxième terme correspond aux photons créés par un processus thermique (émission succédant à une excitation collisionnelle).

Ainsi, dans le cas d'un atome à deux niveaux en redistribution complète, le couplage entre la matière et le rayonnement est non-local, mais l'expression (2.88) nous indique que la fonction source est une fonction linéaire de l'intensité moyenne \bar{J}_ν .

2.8.4 Approche équivalente à l'atome à 2 niveaux

Nous venons de voir le cas simplifié et irréaliste d'un système composé uniquement de deux niveaux d'énergie distincts. Ce cas nous a permis d'avoir une première compréhension des phénomènes rentrant en jeu dans le calcul de la fonction source. Bien sûr, il faut considérer que les systèmes étudiés ont toujours plus de deux états d'énergie, et dans ce cas plus réaliste, les populations des niveaux inférieur et supérieur d'une transition donnée sont affectées par

d'autres processus impliquant d'autres niveaux. Une des conséquences est qu'un photon appartenant à une région spectrale donnée peut être converti en un ou plusieurs photons d'une toute autre région spectrale. On peut adopter quand même une approche similaire à celle que nous venons de voir, et que l'on désigne par *approche équivalente à 2 niveaux*. C'est ce formalisme qui est utilisé dans tous nos calculs pour tenir compte du couplage en fréquence de différents photons issus de différentes transitions à l'intérieur d'une même espèce atomique (ici, l'hydrogène ou l'hélium). Nous ne considérons pas le couplage entre des photons issus de transitions de différentes espèces atomiques, hormis celui induit par l'absorption continue.

La fonction source dans ce formalisme de l'approche équivalente à l'atome à deux niveaux s'écrit de manière similaire à (2.88) :

$$S_{ji} = \frac{\bar{J}_{ji} + \varepsilon B_\nu(T) + \eta \tilde{B}}{1 + \varepsilon + \eta}. \quad (2.90)$$

Dans cette expression, η et \tilde{B} dépendent des champs de rayonnement autres que \bar{J}_{ji} par l'intermédiaire des variables f_{ji} et f_{ij} tel que :

$$\eta = \frac{f_{ji}}{A_{ji}} \left(1 - \frac{g_i f_{ij}}{g_j f_{ji}}\right) \quad (2.91)$$

$$\tilde{B} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_j f_{ji}}{g_i f_{ij}} - 1}. \quad (2.92)$$

f_{ij} et f_{ji} rassemblent en fait toutes les probabilités de transition P_{nm} (autres que P_{ji} qui contient le champ de rayonnement \bar{J}_{ji}). Ces probabilités sont prises ici en utilisant les probabilités radiatives nettes (2.77).

Pour parfaire l'analogie avec le cas de l'atome à deux niveaux (relation 2.88), on peut réécrire (2.90) sous la forme (Gouttebroze, 1980) :

$$S_{ji} = \varepsilon^* B^* + (1 - \varepsilon^*) \bar{J}_{ji}, \quad (2.93)$$

où

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon + \eta}{1 + \varepsilon + \eta}, \quad (2.94)$$

et

$$B^* = \frac{\varepsilon B_\nu(T) + \eta \tilde{B}}{\varepsilon + \eta}. \quad (2.95)$$

ε^* et B^* prennent en compte tous les processus qui peuvent affecter la création et la destruction de photons dans la transition $j \rightarrow i$, c'est-à-dire prennent en compte les taux de transitions où le niveau initial ou final est le niveau i ou j . Autrement dit, malgré l'apparente dépendance linéaire de (2.93), le couplage matière-rayonnement n'est plus seulement non-local, mais il est également non-linéaire. Un bon moyen pour résoudre ce problème est alors d'adopter un processus itératif.

Chapitre 3

Calcul du spectre de l'hydrogène et de l'hélium

Dans ce chapitre je décris les principales caractéristiques de nos calculs. Pour cela, je commence par quelques propos sur le code HYDR et la modélisation du spectre de l'hydrogène. Puis j'aborde les problèmes spécifiques à l'hélium : l'importance de la détermination de son abondance, et les connaissances actuelles sur la formation du spectre dans l'atmosphère solaire. La suite est consacrée à la présentation plus détaillée des calculs et des modèles utilisés. Enfin, je donnerai quelques comparaisons avec les travaux précédents effectués par l'équipe américaine menée par Heasley.

3.1 Considérations atomiques et spectroscopiques

3.1.1 L'hydrogène

Il est indispensable d'effectuer en premier lieu pour chaque modèle d'atmosphère (c'est-à-dire pour chaque jeu de température, pression, épaisseur, vitesse microturbulente et altitude) différents calculs avec le code HYDR, conçu par Pierre Gouttebroze. Ce programme résout les équations d'équilibre hydrostatique, d'ionisation, d'équilibre statistique et de transfert de rayonnement pour l'hydrogène hors-ETL. On obtient ainsi les densités électroniques, les populations des différents niveaux de l'hydrogène, et le spectre résultant pour les raies et les continus. Les contributions des autres constituants que l'hydrogène sont prises à l'ETL. Pour chaque transition, le transfert de rayonnement est résolu par la méthode de Feautrier (Feautrier, 1964) avec des facteurs d'Eddington variables (Auer & Mihalas, 1970). On utilise ici l'approche équivalente à l'atome à deux niveaux (voir § 2.8.4). Les autres équations sont résolues par itération.

Le nombre de niveaux d'énergie pour l'hydrogène est généralement de 20 niveaux liés et un continu. Gouttebroze, Heinzel, & Vial (1993, GHV dans la suite) ont montré que ce nombre de niveaux est un bon choix, après avoir effectué une série de calculs pour un même modèle d'atmosphère, mais avec un nombre de niveaux variant entre 5 et 30. La précision des calculs augmente avec le nombre de niveaux, mais le temps de calcul également. Cette précision est évaluée par un test sur les coefficients d'écart à l'ETL (b_i , voir définition 2.59

page 30). Plus l'indice d'un niveau est élevé, plus ce coefficient b_i doit tendre vers 1. Cette condition est satisfaite à 2% près pour un choix de 20 niveaux. Bien sûr, les intensités des raies sont affectées de même par le nombre de niveaux choisis. Par exemple, 5 niveaux liés plus un continu suffisent à obtenir l'intensité de la raie $L\alpha$ de manière satisfaisante. Par contre, ce n'est pas un nombre de niveaux suffisants pour obtenir l'intensité de la plupart des raies de Balmer (transition d'un niveau excité vers le niveau $n = 2$). Choisir un nombre plus élevé comme 30 niveaux ne donne lieu qu'à des différences en intensités de l'ordre de 1%. Ayant donc fixé le nombre de niveaux à considérer, les équations de transfert sont résolues explicitement dans les 10 premières transitions atomiques, c'est-à-dire celles dont le niveau supérieur a un nombre quantique $n \leq 5$: $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$, $L\delta$ (quatre premières raies de Lyman), $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ (trois premières raies de Balmer), $P\alpha$, $P\beta$ (deux premières raies de Paschen), et $B\alpha$ (première raie de Brackett). Les autres raies de Lyman sont supposées être en équilibre détaillé : les taux de transitions radiatives sont tels que $n_1 R_{1j} = n_j R_{j1}$, avec $j > 4$. Pour les autres raies secondaires, on fait l'hypothèse qu'elles sont optiquement minces, et leurs taux de transitions R_{ij} sont alors fixés par le rayonnement incident. De plus, les deux premières raies de résonance $L\alpha$ et $L\beta$ sont traitées en redistribution partielle (PRD). Les effets de la PRD sur les raies $L\alpha$ et $L\beta$, ainsi que les fonctions de redistribution adoptées, sont décrits dans Heinzel, Gouttebroze, & Vial (1987, HGV1). Les autres raies sont supposées être formées en redistribution complète (CRD).

Le calcul de l'intensité dans le continu prend en compte l'absorption lié-libre de l'hydrogène neutre, mais également les absorptions dues à H^- , Cl , MgI , AlI , SiI et FeI , ainsi que les contributions des diffusions Rayleigh et Thomson. Dans le cas de la diffusion Rayleigh et de l'absorption due à H^- et HI , les calculs sont faits en utilisant les populations d'hydrogène calculées hors ETL. Par contre les contributions des métaux sont calculées en ETL.

3.1.1.1 HYDR : un programme pour le calcul de modèles de protubérances hors-ETL

La version du programme HYDR utilisée dans tous nos calculs est celle qui a été présentée par Gouttebroze & Labrosse (2000), et qui est désormais accessible publiquement par INTERNET¹ sous le nom 'PROM4', comme décrit dans cet article. Les modèles utilisés sont donc des modèles simples de protubérances, représentées par une couche plan-parallèle verticale située au-dessus de la surface solaire. Dans cette version du programme, les modèles d'atmosphère utilisés sont isothermes, isobares, et définis par les cinq paramètres suivants : température, pression, épaisseur de la couche, vitesse de microturbulence, et altitude au-dessus de la surface du Soleil. Un exemple d'application est donné dans ce papier.

L'intérêt de 'PROM4' est d'avoir apporté de nombreuses améliorations pour le calcul du spectre de l'hydrogène dans les protubérances quiescentes par rapport aux calculs effectués auparavant par Heasley et ses collègues (Heasley & Milkey, 1983, et les références incluses). Notamment, GHV ont inclu les effets de la redistribution partielle en fréquences (PRD) dans le calcul des deux premières raies de Lyman, tout en considérant des rayonnements incidents détaillés, issus d'observations, pour les dix premières transitions de l'hydrogène, suivant en cela l'approche de HGV1. L'effet de la PRD est très important pour la raie $L\alpha$ puisqu'il permet de reproduire dans la raie émise par la protubérance le double pic existant dans le profil

¹ftp ://www.medoc-ias.u-psud.fr/pub/goutte/RTC/rtc.html

solaire incident. Au contraire, l'utilisation de la redistribution complète (CRD) ne permet pas d'obtenir dans la raie émergente ce double pic (voir HGV1).

GHV ont présenté une tabulation des résultats théoriques de ces calculs pour 140 modèles différents de protubérance, permettant aux observateurs d'estimer les paramètres physiques d'une protubérance observée. Si plusieurs valeurs de la température, de la pression, et de l'épaisseur de la couche ont été utilisées dans ces différents modèles, la vitesse de microturbulence a été fixée à 5 km/s, et l'altitude de la protubérance à 10 000 km. La vitesse de microturbulence était alors un paramètre libre, mais l'altitude de la protubérance était quant à elle fixe, et les profils incidents étaient directement entrés dans le programme pour tenir compte de cette valeur de 10 000 km. Nous avons donc décidé de modifier de manière simple le programme pour permettre de changer l'altitude de la protubérance, tout en tenant compte des variations centre-bord du rayonnement incident dans le calcul des facteurs de dilution. La procédure que j'ai utilisée pour ce calcul sera la même pour la détermination des conditions aux limites dans le calcul du spectre de l'hélium.

Le calcul des facteurs de dilution pour le rayonnement incident se fait très simplement. L'intensité émergente à la surface du Soleil est décrite par $I_\nu(\theta)$, avec $\theta < \pi/2$ (dans le cas d'une symétrie azimuthale). L'intensité incidente moyenne sur la protubérance d'altitude H est donnée par

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_0^\pi I_\nu(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (3.1)$$

On utilise une représentation polynômiale en μ ($\mu = \cos \theta$) pour la loi $I_\nu(\theta) \equiv I(\lambda, \mu)$, donnée en fonction de la longueur d'onde par :

$$I(\lambda, \mu) = I_\nu^0 \sum_{i=0}^{i=5} a_i(\lambda) \mu^i, \quad (3.2)$$

où I_ν^0 est l'intensité au centre du disque. Les coefficients $a_i(\lambda)$ sont donnés dans Pierce & Slaughter (1977) et Pierce *et al.* (1977) pour les raies de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$, et $H\gamma$) et Paschen ($P\alpha$ et $P\beta$), et dans Allen (1973) pour $Br\alpha$. On néglige les variations centre-bord pour les raies de Lyman. Dans le cas général, le champ de rayonnement incident au niveau de la protubérance s'écrit :

$$J_\nu^{\text{inc}} = \frac{K^2}{2} \int_0^1 \frac{\mu I(\lambda, \mu)}{\sqrt{1 - K^2 + K^2 \mu^2}} d\mu, \quad (3.3)$$

où $K = \frac{R_\odot}{R_\odot + H}$, avec R_\odot le rayon solaire.

Dans le cas où il n'y a pas de variation centre-bord, on a dans (3.2)

$$a_0(\lambda) = 1 \quad \text{et} \quad a_i(\lambda) = 0, \quad \text{pour} \quad i = 1, \dots, 5 \quad (3.4)$$

On obtient donc, d'après (3.3), l'expression du champ de rayonnement incident sur la protubérance sans variation centre-bord :

$$J_\nu^{\text{inc}} = \frac{I_\nu^0}{2} \left(1 - \sqrt{1 - K^2} \right). \quad (3.5)$$

Dans ce cas, le facteur de dilution $W \equiv \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - K^2} \right) = 0.416$ pour $H = 10\,000$ km.

Dans le cas où on observe des variations centre-bord pour le rayonnement incident, les coefficients $a_i(\lambda)$ dans (3.2) ne sont pas tous nuls (la relation 3.4 n'est pas vérifiée). On a alors :

$$J_\nu^{\text{inc}} = I_\nu^0 \frac{K^2}{2} \sum_{i=0}^{i=5} a_i(\lambda) \int_0^1 \frac{\mu^{i+1}}{\sqrt{1 - K^2 + K^2 \mu^2}} d\mu. \quad (3.6)$$

3.1.2 L'hélium

3.1.2.1 L'abondance

L'hélium est après l'hydrogène l'élément le plus abondant dans le Soleil et le reste de l'Univers. Les étoiles de type B fournissent un spectre riche issu de l'hélium neutre, et on peut trouver dans les étoiles de type O de nombreuses raies de He I et He II. Le rapport de raies He II/He I peut fournir dans ces dernières des informations sur la température locale. Le détecter par la lumière qu'il émet nous apporte des renseignements importants sur les conditions physiques régnant dans la région émettrice. Mais de nombreux problèmes se posent, qui ne facilitent pas l'interprétation des observations. Parmi eux on peut relever la détermination de l'abondance exacte d'hélium, c'est-à-dire le rapport entre le nombre d'atomes d'hydrogène et le nombre d'atomes d'hélium. Connaître cette grandeur avec précision permet d'affiner les modèles théoriques de l'intérieur du Soleil, notamment au cœur où la quantité d'hélium influe sur le type et la fréquence de certaines réactions nucléaires. Mieux comprendre les conditions régnant au centre de l'étoile permet de connaître avec plus de précision le nombre de neutrinos émis, par exemple. L'abondance de l'hélium est également un paramètre important pour l'héliosismologie. Cette branche de la physique solaire cherche à sonder l'intérieur du Soleil par l'étude de ses vibrations en surface. Les modes naturels de vibration dépendent entre autre de la composition chimique du plasma. Ceci s'applique en outre aux autres étoiles pour lesquelles, quand c'est possible, les analogies avec le Soleil permettent de "compenser" la faible résolution spatiale due à la grande distance nous séparant de l'astre. La question de l'abondance d'hélium se pose aussi de manière cruciale pour déterminer l'équilibre d'ionisation dans l'atmosphère solaire, ou encore dans le bilan d'énergie du vent solaire. Il faut noter que l'hélium est quatre fois plus lourd que l'hydrogène. On comprend par là que sa contribution relative au flux de masse et d'énergie dans le vent solaire sera déterminante. Enfin, on peut également relever une autre lacune dans nos connaissances actuelles sur ce point : des mesures d'abondance ont été faites dans la chromosphère d'une part, et *in-situ* dans le vent solaire à 1 UA d'autre part, mais ces deux mesures restent à relier entre elles par des mesures dans la couronne, ce qui n'a pas été fait de manière satisfaisante jusqu'à maintenant. Dans les années à venir, on devrait pouvoir remédier à cela grâce au *Solar Orbiter* de l'ESA².

3.1.2.2 Le spectre de l'hélium

Dans une protubérance, le spectre de l'hélium recouvre les domaines ultraviolet, visible et infrarouge. Les raies observées dans l'extrême ultraviolet (EUV) sont les raies de résonance, c'est-à-dire dont le niveau inférieur est le niveau fondamental. Les protubérances émettent

²Agence Spatiale Européenne.

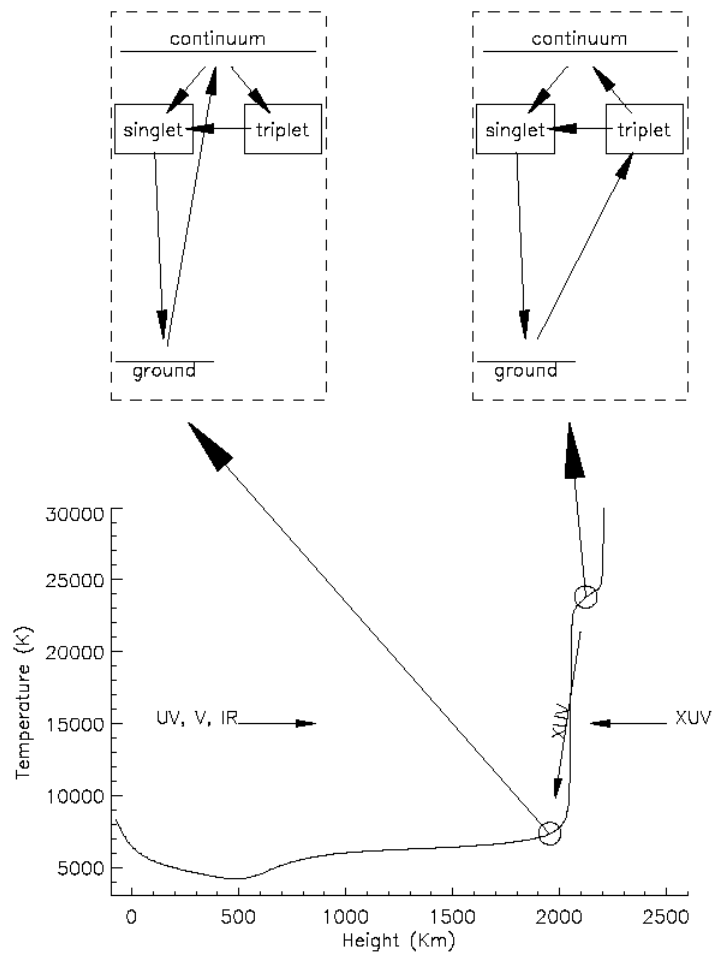


Figure 3.1 – Représentation schématique des processus d’excitation du spectre de l’hélium dans une atmosphère solaire calme illuminée par une chromosphère calme. Le diagramme d’énergie de gauche illustre le processus de photoionisation-recombinaison (PR) dominant à des températures inférieures à 20 000 K. La zone de l’atmosphère solaire où PR a lieu est bien sûr celle qui peut être atteinte par le rayonnement ionisant EUV. Le diagramme d’énergie de droite représente quant à lui le régime d’excitation collisionnelle, dominant pour des températures supérieures à 20 000 K. Tiré de Andretta & Jones (1997).

en EUV principalement dans les raies He I $\lambda\lambda$ 584 et 537 Å, et He II λ 304 Å. Dans les autres domaines du spectre de l’hélium il existe de nombreuses raies (dites *raies secondaires*) observables dans les protubérances : les raies He I $\lambda\lambda$ 10 830, 5876 (D3), 4471, 3888, 7065 et 6678 Å, et la raie He II λ 1640 Å (voir Tableau 3.1). Notons que toutes les raies citées pour l’hélium neutre, à l’exception de la dernière (6678 Å), sont des raies issues du système triplet. Les raies triplet ont cette caractéristique d’être plus intenses que les raies singulet. L’exploitation des observations de raies secondaires ne pose en général pas trop de problèmes, car ce sont des raies optiquement minces. Leur profil peut souvent être reproduit par un profil gaussien dont la largeur nous donnera directement la température électronique et la vitesse de micro-turbulence. Par contre les raies de résonance sont optiquement épaisses et leur utilisation à

des fins de diagnostic du plasma est plus compliquée. Cela doit passer par des calculs hors équilibre thermodynamique et la résolution de l'équation de transfert dans ce cadre là. Ce travail a constitué la majeure partie de cette thèse.

Il faut noter aussi l'importance des continus de l'hélium, et particulièrement des continus de résonance à 504 Å (He I) et 227 Å (He II). Après le continu de Lyman de l'hydrogène ($\lambda < 912$ Å), ces continus contribuent fortement à l'absorption des raies coronales EUV, dont la température de formation est $\gtrsim 10^6$ K. Kucera *et al.* (1998) et Andretta *et al.* (1999) ont utilisé des observations de CDS de l'absorption de ces raies chaudes pour en déduire, à l'aide d'un modèle simple, la densité de colonne de l'hydrogène et le facteur de remplissage de la protubérance.

La formation du spectre de l'hélium est encore mal comprise aussi bien dans les protubérances que dans l'atmosphère solaire (Andretta *et al.*, 1998; MacPherson & Jordan, 1999). Dans le cas de l'atmosphère solaire, les raies EUV de l'hélium sont plus brillantes que ce que l'on attendait par rapport aux autres raies de la région de transition. En d'autres termes, des modèles théoriques qui reproduisent bien les raies émises par les métaux dans l'EUV donnent des intensités dans les raies d'hélium plus faibles d'environ un ordre de grandeur que les intensités observées. La difficulté de la compréhension du spectre de l'hélium dans le Soleil provient des phénomènes non-ETL et multi-niveaux intrinsèques à sa formation. L'effet de quantités physiques locales, comme la température et la densité, est dépendant des conditions existant dans des régions éloignées de l'atmosphère par le transfert de rayonnement qui relie entre elles de nombreuses transitions spectralement séparées. Il semblerait exclu d'après les observations menées avec CDS et SUMER que le spectre de résonance de l'hélium neutre dans l'atmosphère solaire soit formé purement par le processus PR (photoionisation-recombinaison) dû au rayonnement ionisant de la couronne (Andretta & Jones, 1997; Andretta *et al.*, 1998; Fredvik & Maltby, 1999). Ce mécanisme a été initialement proposé par Goldberg (1939), et a été supporté en particulier par les travaux de Zirin (1975, par exemple). En fait, l'excitation collisionnelle joue certainement un rôle non négligeable. C. Jordan (1975) a proposé que l'excitation collisionnelle, due à des électrons dont la température cinétique est plus élevée que la température locale des atomes d'hélium, soit responsable de la formation du spectre de l'hélium.

En ce qui concerne l'hélium neutre, il semblerait que pour une température inférieure à 20 000 K, le principal processus de peuplement des niveaux atomiques soit de type PR (voir Fig 3.1, et Andretta & Jones 1997). Le rayonnement ionisant à 504 Å porte les atomes initialement dans leur état fondamental directement dans l'état fondamental de l'ion. Les niveaux excités de l'hélium neutre sont ensuite peuplés par recombinaison. Au-dessus de 20 000 K, l'excitation collisionnelle prédomine. Dans ce cas là, les niveaux triplets sont peuplés par excitation collisionnelle du niveau fondamental, et se désexcitent soit par collisions, soit par émission de photon.

L'hélium ionisé a évidemment pour principale caractéristique d'être un hydrogénoïde (un seul électron de valence). Les travaux récents effectués à partir des observations des instruments CDS et EIT embarqués à bord de SoHO, et des fusées SERTS ayant un spectromètre à leur bord, permettent de mieux comprendre les mécanismes de formation de la raie He II à 304 Å. Brièvement, il semble que des processus de redistribution des vitesses, selon Andretta *et al.* (2000), sont responsables de cette *anomalie* de la raie He II 304 par rapport à d'autres raies d'émission de la région de transition.

Tableau 3.1 – Principales raies de l’hélium observées dans les protubérances quiescentes. Les niveaux inférieurs et supérieurs de la transition sont indiqués par n_i et n_s . L’indice indiqué entre parenthèses après chaque terme de He I correspond à une énergie croissante relativement au fondamental (d’indice 1). Ces indices sont également visibles sur la figure 3.3. Il n’y a aucune raie permise entre les états singulets ($1s\ nl\ ^1L$) et triplets ($1s\ nl\ ^3L$).

Elément	n_i		n_s		λ (Å)
He I	$1s^2$	(1)	$1s\ 3p\ ^1P$	(11)	537.03
	$1s^2$	(1)	$1s\ 2p\ ^1P$	(5)	584.33
	$1s\ 2s\ ^3S$	(2)	$1s\ 3p\ ^3P$	(8)	3889
	$1s\ 2p\ ^3P$	(4)	$1s\ 4d\ ^3D$	(15)	4471
	$1s\ 2p\ ^3P$	(4)	$1s\ 3d\ ^3D$	(9)	5876
	$1s\ 2p\ ^1P$	(5)	$1s\ 3d\ ^1D$	(10)	6678
	$1s\ 2p\ ^3P$	(4)	$1s\ 3s\ ^3S$	(6)	7065
	$1s\ 2s\ ^3S$	(2)	$1s\ 2p\ ^3P$	(4)	10 830
He II	$n = 1$		$n = 2$		303.8
	$n = 2$		$n = 3$		1640

En ce qui concerne les protubérances solaires, notre mauvaise connaissance de la formation du spectre de l’hélium dans ces structures vient principalement du manque d’études théoriques permettant des calculs suffisamment réalistes. Cette étude a bien évidemment pour but d’améliorer la situation, et est un premier pas dans ce sens. Avant de poursuivre, je vais donc passer en revue quelques travaux théoriques portant sur le spectre de l’hélium dans les protubérances, en les replaçant dans leur contexte.

3.2 Modélisation

3.2.1 Introduction

De nombreux calculs hors ETL ont été effectués dans les trente dernières années pour étudier le transfert de rayonnement et la formation des raies dans les protubérances. Si l’on considère des modèles simples à une dimension, homogènes et statiques, à l’instar de ceux que nous utilisons principalement dans cette étude, le premier article traitant du spectre de l’hélium dans les protubérances quiescentes et qui présentait des comparaisons satisfaisantes avec les observations est celui de Heasley, Mihalas, & Poland (1974, que je désignerai par HMP dans la suite). Ces auteurs ont éliminé plusieurs restrictions qui étaient faites dans les travaux précédents (voir les références dans HMP). Par exemple, ils ont utilisé un modèle d’atome d’hélium à 20 niveaux (pour le système He I - He II - He III), et ont étudié en détail le transfert de rayonnement dans les raies et les continus de résonance de He I et He II. Plus important, cela a été le premier article à traiter du spectre de l’hydrogène et de l’hélium dans les protubérances hors ETL. Leur protubérance était représentée par une couche parallèle isobare et isotherme.

Par la suite, une série de quatre articles a été publiée par Heasley et ses collaborateurs

avec la même approche que HMP (Heasley & Mihalas, 1976; Heasley & Milkey, 1976, 1978, 1983). Ces auteurs ont utilisé des modèles d'atomes assez détaillés à la fois pour l'hydrogène et l'hélium. Cependant, leur travail comportait quelques limitations. Par exemple, ils ont utilisé des intensités incidentes (pour les conditions aux limites dans la résolution des équations de transfert) indépendantes de la fréquence dans chaque raie. Par conséquent, une autre simplification a été d'étudier la formation des différentes raies dans l'approximation de la redistribution complète en fréquences (CRD). Dans ces différents articles, les résultats présentés concernaient, outre le comportement des populations de certains niveaux d'énergie, des rapports d'intensités et les valeurs pour différents modèles de l'intensité intégrée ou encore de l'épaisseur optique pour certaines raies de l'hydrogène et de l'hélium. Par contre, aucun article ne présente les profils théoriques des raies émergentes. Ceci peut sans doute être attribué à deux faits. Premièrement, les approximations faites et mentionnées ci-dessus ont une influence sur le profil émergent calculé et le rendent ainsi moins réaliste. Deuxièmement, il y avait alors peu d'observations (particulièrement dans l'EUV) ayant une résolution spectrale satisfaisante permettant une comparaison avec les profils calculés.

Yakovkin *et al.* (1982) ont résolu les équations intégrales de diffusion pour certains niveaux de l'hélium ayant un nombre quantique $n \leq 4$ dans un plasma protubérantiel à basse température. Ces auteurs ont déterminé que l'excitation et l'ionisation de l'hélium sont maximales près des bords de la protubérance. D'autres auteurs ont travaillé sur certaines raies d'hélium avec éventuellement des géométries de protubérance différentes. Morozhenko (1984) a étudié l'excitation des niveaux singulets (voir Fig. 3.3) pour des protubérances homogènes et des protubérances inhomogènes (modèles à *fil*s). Dans un travail plus récent, Li *et al.* (2000) ont calculé le profil de la raie He I λ 5876 Å (D3) en utilisant un modèle à *deux nuages*, dit *two-cloud model*, et en tenant compte des sous-niveaux d'énergie pour le multiplet. À l'aide des observations de SoHO dans l'extrême ultraviolet (EUV), Kucera, Andretta, & Poland (1998) et Andretta, Kucera, & Poland (1999) étudient l'absorption des raies dans les courtes longueurs d'onde due aux continus de l'hydrogène ($\lambda < 912$ Å) et de l'hélium neutre ($\lambda < 504$ Å). Ils peuvent en déduire à l'aide de quelques hypothèses assez simples la densité de colonne de l'hydrogène neutre et l'état d'ionisation de l'hélium.

Dans cette étude, nous calculons une large part du spectre de l'hélium, émis par une protubérance solaire quiescente. Une présentation des calculs et des résultats est faite dans Labrosse & Gouttebroze (2001). Nous utilisons une représentation de la protubérance similaire à celle utilisée par Heasley et ses collègues, c'est-à-dire une couche homogène, plan-parallèle, verticale au-dessus de la surface solaire. Nos calculs, que je vais décrire dans ce qui suit, autorisent des écarts à l'ETL pour tous les niveaux, et les équations de transfert sont résolues en détail pour chaque transition et chaque continu optiquement épais. Nous incluons les effets de la redistribution partielle dans la formation des principales raies de résonance de l'hydrogène ($L\alpha$, $L\beta$) et de l'hélium (He I λ 584 Å et He II λ 304 Å). Nous utilisons également des profils incidents détaillés pour les principales transitions de l'hydrogène et de l'hélium. Ceci représente une nouvelle étape vers une approche plus réaliste des phénomènes radiatifs dans les protubérances par rapport aux études antérieures mentionnées précédemment. Nos calculs nous permettent d'obtenir différentes quantités radiatives utiles pour la description du plasma. Un point important est que nous obtenons les profils des raies émergentes. Cela est particulièrement intéressant pour le diagnostic spectroscopique des structures observées,

en particulier pour l'interprétation des raies optiquement épaisses, comme He I $\lambda\lambda$ 584 et 537 Å ou He II λ 304 Å, pour lesquelles la détermination des paramètres physiques du plasma n'est pas triviale.

Dans ce qui suit, je vais donc présenter les méthodes employées pour effectuer ces calculs, en particulier le modèle atomique adopté pour l'hydrogène et pour l'hélium, le modèle de protubérance, les intensités incidentes considérées, et les méthodes numériques. Je présenterai quelques exemples de comparaisons entre nos calculs et ceux effectués par HMP et Heasley & Milkey (1978, désigné dans la suite par HM3). Les principaux résultats présentant l'effet des paramètres physiques sur les propriétés atomiques et radiatives de nos modèles seront donnés au chapitre 4.

3.2.2 Procédure numérique

La première étape est donc de résoudre les équations d'équilibre d'ionisation, d'équilibre hydrostatique et d'équilibre statistique, ainsi que le transfert de rayonnement hors ETL pour l'hydrogène. Les détails sont donnés dans GHV, et Gouttebroze & Labrosse (2000). On obtient les densités de population électronique et de chaque niveau de l'hydrogène, et le spectre émis par l'hydrogène dans la protubérance. On en déduit également le rayonnement à l'intérieur de la couche en tenant compte du rayonnement incident et des principales transitions de l'hydrogène. Ceci définit les conditions physiques à l'intérieur de la protubérance pour le calcul du spectre de l'hélium.

La deuxième étape est de résoudre les équations d'équilibre statistique et de transfert pour notre modèle d'atome d'hélium à plusieurs niveaux regroupant les trois états possibles d'ionisation. La solution de l'équilibre statistique est obtenue par itérations, et le problème du transfert de rayonnement est résolu par la méthode des différences finies de Feautrier (Feautrier, 1964) avec des facteurs d'Eddington variables (Auer & Mihalas, 1970). Dans tous nos calculs, les effets de la PRD sont pris en compte pour les raies de résonance H I $L\alpha$ et $L\beta$ (HGV1), He I λ 584 Å et He II λ 304 Å.

3.2.3 Modèle de protubérance

Le modèle de protubérance utilisé est le même que décrit dans HGV1 et GHV - voir également Heinzel, Gouttebroze, & Vial (1994, HGV2 dans toute la suite). C'est une couche plan-parallèle verticale³ au-dessus de la surface solaire (voir Fig. 3.2). Notre représentation est donc à une dimension, définie par l'épaisseur géométrique W de la couche. Chaque face de ce modèle symétrique est illuminée par le rayonnement incident provenant de la photosphère, la chromosphère et la couronne. Ce champ de rayonnement est très important puisqu'il détermine les conditions aux limites pour la résolution des équations de transfert. Ce rayonnement incident est *dilué* à la hauteur H de la ligne de visée, éventuellement en tenant compte (pour certaines raies de l'hydrogène) des variations centre-bord (voir § 3.1.1.1). Le spectre émergent est calculé pour trois valeurs de l'angle que fait la ligne de visée avec la normale à la surface : $\mu = \cos \theta = 0.2, 0.6$ et 1. La dernière valeur correspond au cas où la ligne de visée est perpendiculaire à la surface de la protubérance.

³On peut signaler à ce stade qu'il est possible de modéliser le spectre émis par un filament en considérant une couche identique mais horizontale. Cependant, nous n'avons pas cherché à faire les calculs correspondants, et cela pourra être fait dans un travail ultérieur.

A l'intérieur de la protubérance, nous devons définir trois paramètres physiques : la température électronique, la pression, et la vitesse de microturbulence (identique pour l'hydrogène et l'hélium). Nous ne considérons ici que des modèles isothermes et isobares, donc ces trois grandeurs sont constantes à travers toute la couche. Il est possible de considérer une variation de ces trois quantités dans la couche, notamment dans le but de représenter la zone de transition entre le centre de la protubérance et la couronne (voir l'atmosphère de référence de Hvar résumée dans le tableau 1.2 page 13). Cette approche est évidemment plus réaliste, en particulier si l'on cherche à reproduire des raies émises à des températures relativement élevées (disons supérieures à 20 000 K). Cependant, il est intéressant de considérer en premier lieu des modèles simples à température et pression constantes à travers la couche. Cela nous permettra d'une part de mieux identifier l'influence de ces paramètres sur le spectre émergent. D'autre part, il faut signaler que ces modèles simples ont donné de bons résultats depuis les dix dernières années lorsqu'ils sont comparés aux observations, et que les nombreux paramètres tabulés par GHV sont utiles, par exemple, pour déterminer la distribution de température à l'intérieur d'une protubérance (Ofman *et al.*, 1998).

En résumé, chaque modèle de protubérance est défini par la donnée de cinq paramètres : température, pression, vitesse de microturbulence, épaisseur géométrique de la couche et hauteur au-dessus de la surface solaire.

3.2.4 Modèles atomiques

Nous utilisons des modèles atomiques détaillés pour l'hydrogène et l'hélium. L'atome d'hydrogène est représenté par 20 niveaux et un continu (voir GHV pour les détails concernant les valeurs des coefficients de transition).

Pour l'hélium neutre, nous utilisons le modèle atomique de Benjamin, Skillman, & Smits (1999, référencé dans la suite par BSS). Nous avons donc avec ce modèle 29 niveaux liés pour l'hélium neutre jusqu'au nombre quantique $n = 5$, en conservant la distinction entre les états singulets ($S = 0$) et triplets ($S = 1$). Les niveaux d'énergie et les poids statistiques sont pris dans Wiese *et al.* (1966). Il est important de conserver la distinction entre les états triplets et singulets puisqu'ils ne sont pas peuplés selon les mêmes processus. La figure 3.3 représente schématiquement les états de l'hélium neutre que nous avons considérés dans les calculs. Notons que l'échelle d'énergie a été modifiée pour réduire l'intervalle entre le fondamental $1s^2$ et le premier état excité $1s 2s \ ^3S$. Ce dernier est un état métastable et est le niveau inférieur de la raie infrarouge HeI $\lambda 10\ 830 \text{ \AA}$. Dans la figure 3.3 sont aussi représentées quelques transitions qui seront étudiées dans le chapitre 4, ainsi que le continu de résonance à 504 \AA . Les raies de résonance optiquement épaisses se situent dans le système singulet. Il n'y a pas de raie permise entre les deux systèmes, mais ils sont couplés par les collisions. Les forces de collisions effectives (définies par la relation 2.40 page 25), les coefficients d'ionisation collisionnelle et d'émission spontanée sont pris dans BSS. Les forces de collision non définies dans BSS sont prises dans Benson & Kulander (1972). Les coefficients de l'élargissement dû à l'effet Stark sont pris dans Dimitrijevic & Sahal-Brechot (1984), et dans Griem (1974) pour les valeurs non indiquées dans Dimitrijevic & Sahal-Brechot. Les sections efficaces de photoionisation sont obtenues grâce à la base de données TOPBASE (Fernley *et al.*, 1987).

Pour l'hélium ionisé, nous utilisons un simple modèle à quatre niveaux liés. Les niveaux d'énergie et les poids statistiques sont pris également dans Wiese *et al.* (1966). Les forces de

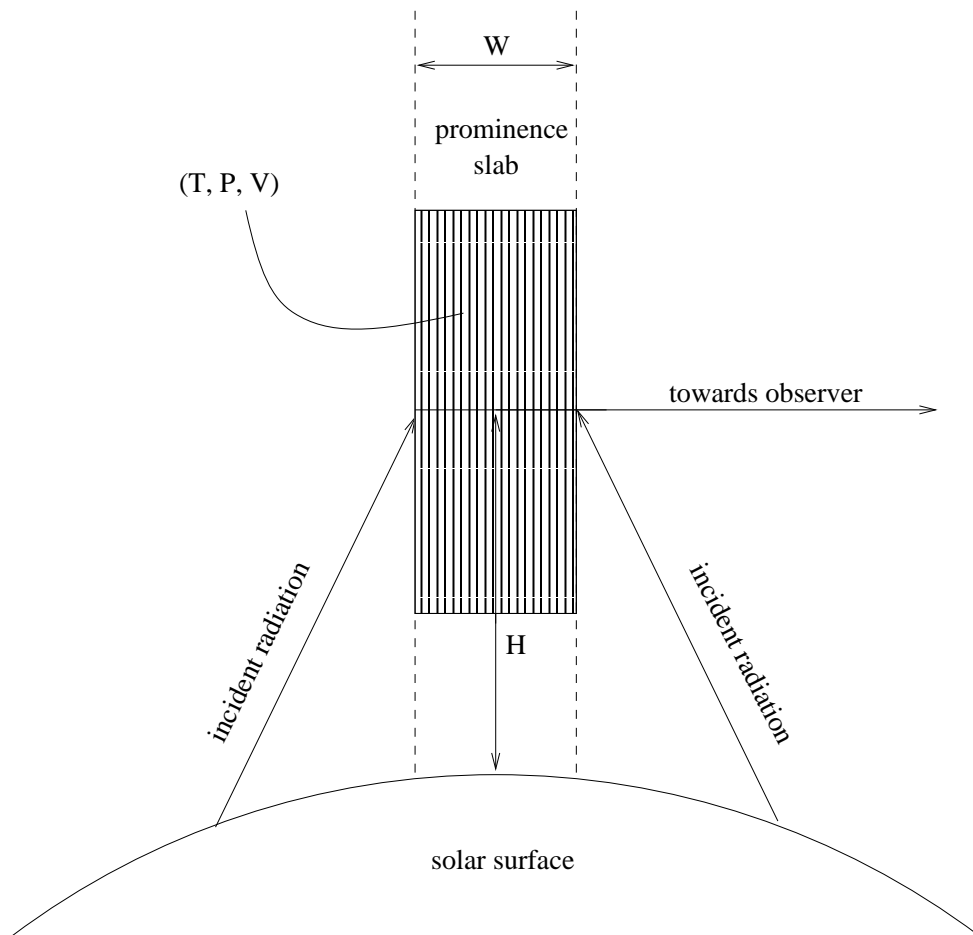


Figure 3.2 – Représentation d’un modèle de protubérance. T , P , et V sont respectivement la température électronique, la pression du gaz, et la vitesse de microturbulence à l’intérieur de la couche. H est la hauteur au-dessus de la surface du Soleil à laquelle le rayonnement émis est observé, et W est l’épaisseur géométrique de la protubérance.

collision effective sont de Aggarwal *et al.* (1992) pour les transitions collisionnelles ayant un niveau supérieur $n \leq 3$, et de Aggarwal *et al.* (1991) pour les transitions impliquant le niveau $n = 4$. Les coefficients d’ionisation collisionnelle sont calculés selon les formules de Mihalas & Stone (1968). Les coefficients d’émission spontanée sont donnés dans Allen (1973). Enfin, les sections efficaces de photoionisation sont prises de nouveau dans TOPBASE.

L’ion HeIII est représenté par un niveau, vers lequel les quatre états de HeII peuvent être ionisés. Avec cette représentation du système HeI - HeII - HeIII, nous traitons dans les calculs 76 raies permises et 438 transitions collisionnelles.

3.2.5 Intensités incidentes

Les intensités incidentes sur la protubérance déterminent les conditions aux limites pour la résolution des équations de transfert. Il est donc important de les déterminer avec soin. Pour l’hydrogène, ces données sont indiquées dans HGVI (voir également Gouttebroze & Labrosse

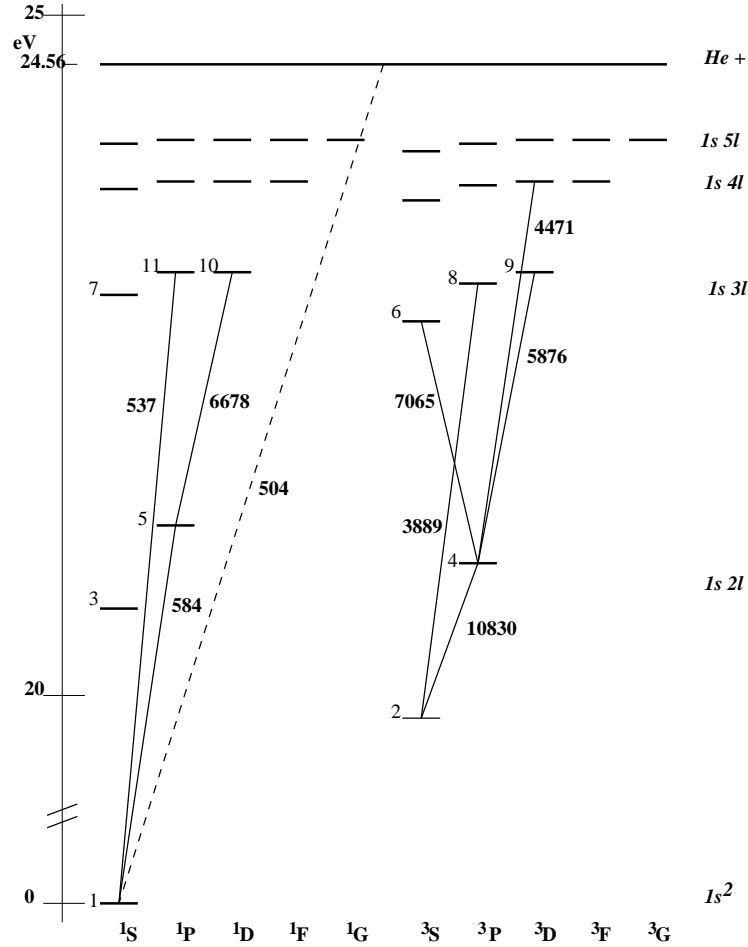


Figure 3.3 – Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium neutre selon la représentation que nous avons adoptée : 29 niveaux d'énergie jusqu'à $n = 5$. L'échelle des énergies en ordonnée a été raccourcie entre 0 et 20 eV pour tenir compte de la grande différence d'énergie entre le fondamental $1s^2$ et le premier état excité $1s 2s^3S$. Les états singulets sont les états $1s nl^1L$, et les états triplets sont les états $1s nl^3L$. Le trait continu à 24.56 eV représente le fondamental de He^+ vers lequel les états de He I peuvent être ionisés. Nous indiquons pour les 11 premiers niveaux un indice correspondant à une énergie croissante relativement à l'énergie du fondamental $1s^2$. En traits pleins sont indiquées les principales transitions observées dans le spectre des protubérances, avec la longueur d'onde correspondante (en Å), et la ligne en pointillés représente le continu d'ionisation à 504 Å.

2000). Un profil détaillé est considéré pour toutes les transitions avec un niveau supérieur $n \leq 5$. Pour les autres transitions, ainsi que pour les continus, une table de températures de brillance est utilisée. Par interpolation dans cette table, on obtient la température de brillance associée à la fréquence du rayonnement incident. La température est ensuite utilisée pour déterminer l'intensité moyenne à partir de la fonction de Planck (multipliée par le facteur de dilution).

Dans les calculs que nous présentons par la suite (§§ 3.3 et 4), nous utilisons des profils incidents détaillés pour les premières raies de résonance de He I et He II, à 584 Å et 304 Å. Cela nous permet de considérer les effets éventuels de la PRD sur le profil émergent. Il est en effet d'un intérêt très limité de vouloir considérer les effets de la PRD si les photons incidents n'ont qu'une seule fréquence possible pour une transition donnée. Les profils incidents pour ces deux raies ont été déterminés à partir d'observations du disque solaire faites par différents auteurs (Doschek *et al.* 1974; Mango *et al.* 1978; Ogawa *et al.* 1984; Peter 1999, pour He I λ 584 Å, et Auchère 2000; Brosius *et al.* 1998; Doschek *et al.* 1974; Mango *et al.* 1978, pour He II λ 304 Å). Nous avons adopté les mesures de Ogawa *et al.* (1984) (0.097 Å) pour la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie à 584 Å. Cette valeur peut paraître relativement faible, mais a l'avantage de représenter une valeur intermédiaire parmi les mesures citées. Le profil est pris gaussien, donnant une intensité totale pour cette raie de $580 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Pour la raie à 304 Å nous avons également adopté un profil incident gaussien, de largeur à mi-hauteur 0.1 Å, et d'intensité totale $6900 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Enfin, les intensités incidentes pour les autres transitions discrètes sont les mêmes que celles données par HMP. En ce qui concerne les intensités incidentes pour les raies non définies dans HMP (leur modèle atomique n'est pas aussi détaillé que le nôtre pour les niveaux avec $n = 3$ et $n = 4$), ainsi que pour les continus, nous utilisons la même table de températures de brillance donnée par GHV, complétée par les mesures de Heroux *et al.* (1974) pour les longueurs d'onde inférieures à 304 Å (voir également la discussion sur les intensités incidentes dans ces longueurs d'onde § 3.3.1).

En pratique, il faut définir les intensités incidentes sur une seule face de la protubérance. En effet, la symétrie amenée par la géométrie du modèle permet de n'effectuer tous les calculs que sur la moitié de la couche. On reconstruit ensuite l'autre moitié en utilisant la symétrie. Dans la figure 2.2 (page 22), cela revient donc à replacer la couche verticalement (comme dans la figure 3.2 page 49), en considérant qu'elle représente la moitié de notre protubérance. L'intensité incidente sur la face externe de la protubérance est alors :

$$I_i(0, \mu) \sim J_\nu^{inc},$$

et au centre de la couche, la symétrie impose que le gradient d'intensité est nul :

$$I(\tau_1, \mu) = I(\tau_1, -\mu).$$

La profondeur optique totale de la couche est donc $2\tau_1$.

3.3 Comparaisons avec les précédents travaux théoriques

Il est intéressant de comparer nos calculs avec le travail effectué par Heasley et ses collègues entre les années 1974 et 1983. Même si nos approches sont assez comparables, il faut bien garder à l'esprit qu'il y a entre nos travaux et les leurs des différences importantes, puisque nous avons éliminé quelques-unes des sévères limitations de leur travail. Le passage de la CRD à la PRD dans les processus de formation des raies de $L\alpha$ et $L\beta$ de l'hydrogène affecte la densité électronique (voir HGV1). Pour ces deux raies, ainsi que pour les raies de l'hélium à 584 et 304 Å, les profils émergents sont également affectés. De plus, nous utilisons un rayonnement incident dépendant de la fréquence pour les principales transitions de l'hydrogène et de l'hélium, c'est-à-dire que le profil solaire (dédié d'observations) est explicitement inclus

Tableau 3.2 – Comparaison des paramètres de modélisation entre les travaux d’Heasley et ses collaborateurs et notre travail. HMP : Heasley, Mihalas, & Poland (1974) ; HM2 : Heasley & Milkey (1976) ; HM3 : Heasley & Milkey (1978).

	Hydrogène	
	Heasley et al.	ici
Nombre de niveaux de l’atome	5+1 (HMP, HM2) 35+1 (HM3)	20+1
Redistribution en fréquence	CRD	PRD pour $L\alpha$ et $L\beta$
Equilibre détaillé pour les raies de Lyman	oui	oui à partir de $L\epsilon$
Profil incident détaillé	aucun	raies avec niveau supérieur $n \leq 5$
	Hélium	
	Heasley et al.	ici
Nombre de niveaux de l’atome	15+4+1	29+4+1
Redistribution en fréquence	CRD	PRD pour HeI 584 et HeII 304
Equilibre détaillé	raies de résonance	aucun
Profil incident détaillé	aucun	2 raies (584 Å, 304 Å)

dans le code numérique (voir § 3.2.5 et le tableau 3.2). HGV1 ont montré que dans le cas de l’hydrogène, l’utilisation combinée des profils incidents observés et de la PRD affectait grandement le profil des raies émises.

Au cours des différentes étapes de ce travail, nous avons plusieurs fois cherché à comparer nos calculs avec ceux de nos prédécesseurs. Les sections 3.3.1 et 3.3.2 présentent les dernières comparaisons effectuées. Dans ces calculs, nous utilisons un modèle d’atome détaillé avec 29+4+1 niveaux, et les autres caractéristiques viennent d’être décrites ci-dessus. A l’occasion du 9^e Colloque Européen de Physique Solaire qui s’est déroulé à Florence (Italie) du 12 au 18 Septembre 1999, nous avons déjà présenté un travail similaire de comparaisons avec HMP et Heasley & Milkey (1976, HM2), que l’on pourra retrouver en Annexe A (Labrosse, Gouttebroze, & Vial, 1999). Le modèle d’atome utilisé dans nos calculs était moins complet qu’actuellement (13 + 4 + 1 niveaux), et afin d’obtenir le maximum de similitude dans les comparaisons, nous avons utilisé la CRD. Ce travail avait montré que, malgré un accord global satisfaisant sur la plupart des intensités émergentes et sur les épaisseurs optiques des modèles, certaines différences apparaissaient, qui semblaient dues aux différences existant entre nos conditions aux limites et celles de Heasley et collaborateurs (qui sont assez mal indiquées, en particulier pour l’hydrogène).

Dans les deux sections qui suivent, nous nous attachons à comparer nos calculs avec ceux de HMP, puis avec ceux de HM3. Le choix de HMP était évident puisqu’il s’agit vraiment du premier article de cette équipe portant sur le spectre de l’hélium. Quant à HM3, c’est celui qui présente sans doute les calculs les plus réalistes au vu des premières comparaisons faites avec les observations, notamment dans les raies visibles de l’hydrogène et de l’hélium. L’article suivant de la série (HM4) ne présente pas de différence particulière avec HM3, et

Tableau 3.3 – Comparaison des propriétés physiques pour les modèles de HMP. Unités : température T (°K); densité totale d'hydrogène n_{H} (cm^{-3}). Les rapports de populations sont donnés à la surface et au centre de la couche.

Modèle	T	n_{H}	Epaisseur optique totale				$n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$		$n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$	
			τ^{912}	τ^{504}	τ_0^{584}	τ^{227}	surface	centre	surface	centre
HMP 1	6000	10^{10}	2.6+0	3.8+0	2.2+4	8.-1	4.-1	3.-1	1.-4	8.-5
ici			1.1+1	4.2+0	2.8+4	1.-1	3.-1	7.-2	1.-2	9.-3
HMP 3	6000	10^{12}	3.6+3	1.0+3	3.0+6	1.5+2	1.-2	1.-10	4.-6	1.-16
ici			3.9+3	4.8+2	3.1+6	6.-3	2.-2	1.-11	4.-4	3.-6
HMP 7	8000	10^{10}	2.3+0	3.4+0	1.7+4	8.-1	5.3-1	4.6-1	2.-4	1.-4
ici			7.8+0	3.8+0	2.2+4	1.-1	4.2-1	1.1-1	1.-2	1.-2
HMP 9	8000	10^{12}	2.2+3	8.8+2	2.4+6	1.3+2	1.-2	3.-7	4.-6	3.-16
ici			1.9+3	4.0+2	2.2+6	3.-3	2.-2	5.-8	4.-4	4.-6

Tableau 3.4 – Comparaison des intensités émergentes pour les modèles de HMP. Les intensités intégrées des raies d'hélium sont exprimées en $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Modèle	T	n_{H}	λ (Å)							
			304	537	584	3889	5876	6678	7065	10 830
HMP 1	6000	10^{10}	341	8	356	235	1844	61	222	8438
ici			906	5	134	170	1300	21	164	6190
HMP 3	6000	10^{12}	132	4	54	73	567	6	69	2625
ici			414	5	117	86	661	12	83	3140
HMP 7	8000	10^{10}	424	9	370	259	2032	61	245	9300
ici			1100	6	154	197	1500	26	190	7160
HMP 9	8000	10^{12}	150	4	65	102	784	9	95	3615
ici			431	6	134	60	449	20	56	2110

s'attache plus particulièrement à l'étude des continus de résonance de H I et He I.

3.3.1 Heasley, Mihalas, & Poland (1974)

Le premier papier de la série (HMP) étudie les spectres de l'hydrogène et de l'hélium neutre et ionisé émis par le même modèle géométrique de protubérance que décrit précédemment (Fig. 3.2). Le facteur de dilution est pris égal à $\frac{1}{2}$ pour toutes les raies et les continus, ce qui correspond à une altitude nulle et aucune variation centre-bord. Ils utilisent un modèle d'atome d'hélium à $15+4+1$ niveaux. Les niveaux de He I ayant pour nombre quantique $n = 4$ et $n = 5$ sont regroupés par valeur de L , en gardant la distinction entre les états singulets et triplets. Les taux de collisions sont calculés par les formules analytiques de Mihalas & Stone (1968), et Auer & Mihalas (1973) donnent les taux de collisions qui ne sont pas calculés par Mihalas & Stone, ainsi que les taux de photoionisation. Les forces d'oscillateur sont tirées

de Wiese *et al.* (1966). Il n'y a pas de vitesse de microturbulence dans leurs calculs, et la formation des raies est modélisée en supposant la CRD. HMP ont adopté une relation qui définit la température de rayonnement en fonction de la longueur d'onde pour le rayonnement continu incident (voir leur figure 1). Mais leur relation n'est pas précise pour le rayonnement continu aux longueurs d'onde inférieures à 304 Å. Ils ont en effet extrapolé le flux EUV du continu de résonance de He II à partir des mesures des spectromètres de OSO-4 et OSO-6. Or ces spectromètres ne faisaient pas de mesures en-deçà de 300 Å. Dans tous nos calculs, nous avons donc choisi d'adopter les flux EUV donnés par Heroux, Cohen, & Higgins (1974), qui donnent un rayonnement plus ionisant dans le continu de résonance de He II. Enfin, aucun profil émergent n'est donné. Le tableau 3.2 présente les principales différences dans les paramètres adoptés dans leurs calculs et les nôtres.

Nous indiquons dans les tableaux 3.3 et 3.4 quelques comparaisons sur quatre modèles de protubérance, ayant tous une épaisseur de 6000 km à l'altitude $H = 0$ km, des températures de 6000 K (modèles HMP 1 et 3) et 8000 K (modèles HMP 7 et 9), et une densité moyenne d'hydrogène de 10^{10} cm^{-3} (modèles HMP 1 et 7) et 10^{12} cm^{-3} (modèles HMP 3 et 9). Le tableau 3.3 présente les comparaisons sur les épaisseurs optiques à la tête du continu de Lyman (τ^{912}), du continu de He I (τ^{504}), du continu de He II (τ^{227}), et au centre de la raie He I 584, ainsi que les rapports de populations $n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$ et $n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$. Le tableau 3.4 montre les résultats de ces calculs pour les intensités intégrées de He II 304 et de plusieurs autres raies de l'hélium neutre.

On note un assez bon accord entre les deux calculs, excepté pour les rapports de populations $n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$ et pour τ^{227} . Pour les hautes densités, un désaccord assez visible se produit sur ces deux quantités. Ce désaccord est principalement dû aux différences de rayonnement incident (continus de résonances de He I et He II, et dans les raies à 584 et 304 Å). Notre rayonnement continu ionisant est plus efficace pour peupler He III. En regardant τ^{504} et τ_0^{584} , on constate que les populations d'hélium neutre sont comparables dans les deux travaux. Aux faibles densités, nous avons moins de He II et plus de He III que HMP. L'augmentation de la pression conduit à de plus faibles valeurs de τ^{227} dans nos calculs, mais à l'effet inverse dans les calculs de HMP. Ceci implique donc que la pénétration du rayonnement ionisant EUV est beaucoup plus efficace dans nos calculs. Le résultat est que nous obtenons de plus grandes valeurs pour la population de He III dans la couche. Les intensités intégrées dans le tableau 3.4 reflètent cette situation. En effet, les intensités pour l'hélium neutre sont à peu près du même ordre dans nos calculs et ceux de HMP, mais l'intensité de la raie He II à 304 Å est systématiquement plus élevée dans nos calculs. A ces fortes pressions, la photoionisation du fondamental de He II est suivie très rapidement par des recombinaisons depuis He III. Les cascades radiatives vers le fondamental de He II qui s'en suivent produisent une forte émission dans la raie de résonance He II λ 304 Å. Cependant, les fortes densités proposées par les modèles de HMP impliquent des pressions de 1 dyn/cm² et plus. Ces valeurs ne peuvent pas être regardées comme des valeurs très représentatives de la pression dans les protubérances quiescentes.

3.3.2 Heasley & Milkey (1978)

HM3 ont présenté de nouveaux calculs du spectre de l'hydrogène et de l'hélium pour des modèles plus réalistes que HMP pour les valeurs des températures et des pressions. Ils

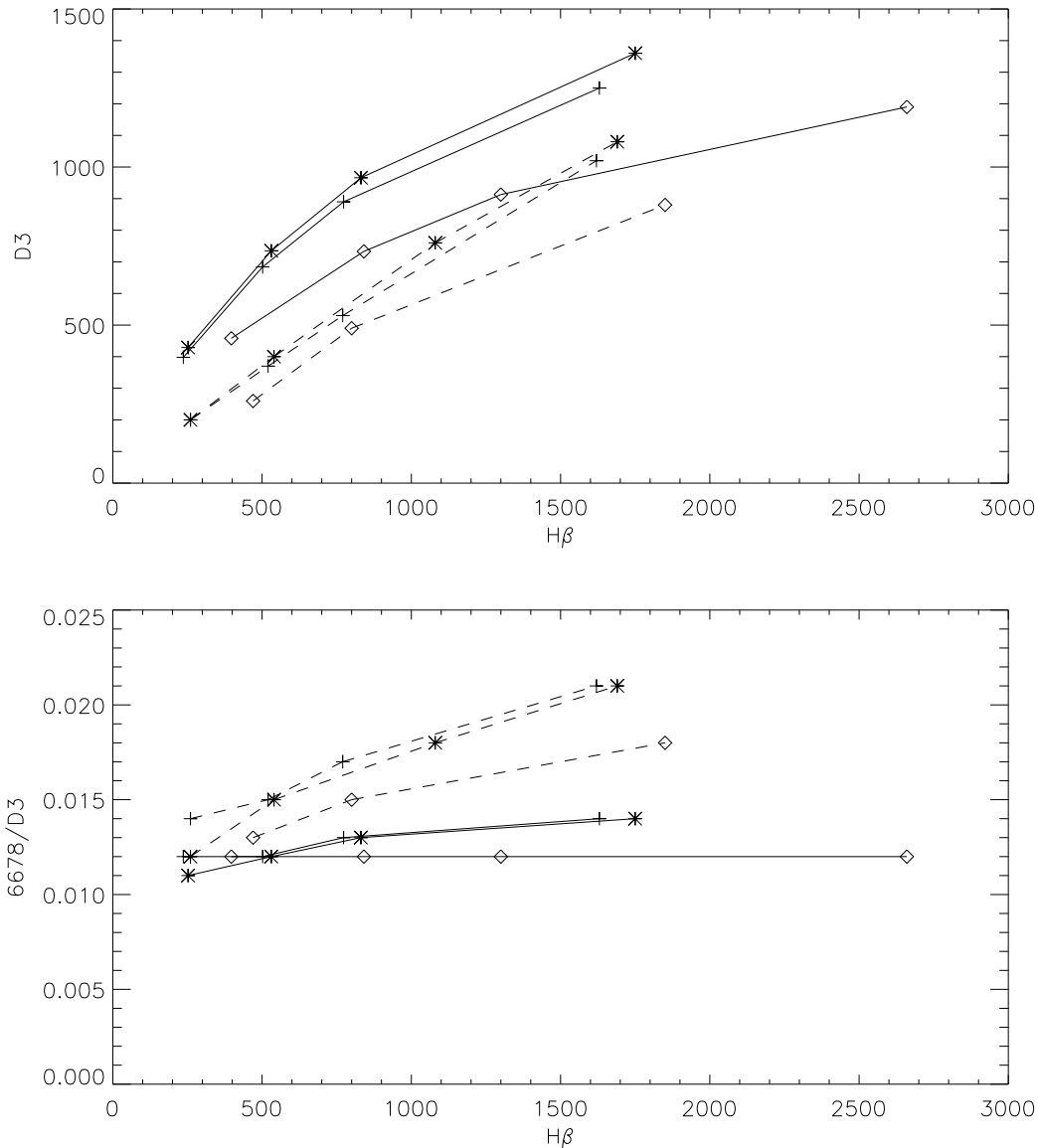


Figure 3.4 – $E(D3)$ (en haut) et $E(6678)/E(D3)$ (en bas) en fonction de $E(H\beta)$ pour trois modèles de HM3. Traits discontinus : calculs de HM3 ; traits pleins : nos calculs. Les trois types de modèles ont pour température et pour pression : 7500, 0.01 (+) ; 9000, 0.015 (*) ; 7500, 0.02 (\diamond). Les intensités intégrées sont en unités cgs.

ont également utilisé les intensités incidentes dans le continu de Heroux *et al.* (1974), et des facteurs de dilution plus faibles pour le rayonnement incident. Cela a été nécessaire afin d'obtenir un meilleur accord avec les observations publiées parallèlement par Landman & Illing (1977). Malheureusement, la valeur exacte pour le facteur de dilution n'est pas donnée par HM3. Nous choisissons donc une valeur arbitraire correspondant à une altitude de 10 000 km, c'est-à-dire 0.416 lorsqu'il n'y a pas de variation centre-bord. La CRD est toujours supposée

pour les raies et les continus. De plus, ils ont résolu les équations de l'équilibre statistique en considérant toutes les raies de Lyman en équilibre radiatif détaillé. Dans ce papier, aucun profil émergent n'est donné, et aucune quantité concernant l'hélium ionisé n'est indiquée.

Les auteurs ont en particulier étudié la raie triplet D3 (He I λ 5876 Å) et le rapport de raies singulet-triplet donné par $E(6678)/E(D3)$. La figure 3.4 présente les comparaisons entre les résultats de HM3 et les nôtres pour l'évolution de $E(D3)$ et $E(6678)/E(D3)$ en fonction de $E(H\beta)$ (4863 Å) pour trois types de modèles (sans vitesse de microturbulence) définis par la température et la pression : (7500, 0.01) ; (9000, 0.015) ; (7500, 0.02) - se reporter également aux figures 4 à 6 de HM3. Dans chaque modèle, plusieurs calculs sont faits pour quatre masses de colonne de 2×10^{-6} , 4×10^{-6} , 6×10^{-6} , et 1.2×10^{-5} g/cm². On peut noter sur cette figure que notre valeur de $E(D3)$ est plus élevée dans tous les cas que chez HM3. Cela semble dû à la meilleure pénétration du rayonnement ionisant incident dans nos calculs, puisque la recombinaison tend à peupler les états excités de He I. Je rappelle encore que nous ne disposons pas de la valeur exacte du facteur de dilution employé par HM3. La relation entre $E(D3)$ et $E(H\beta)$ est étudiée plus en détail au § 4.2.5 pour un plus grand nombre de modèles, et pour des variations plus importantes des paramètres physiques.

Le rapport $E(6678)/E(D3)$ est moins élevé dans nos calculs que dans ceux de HM3. Une fois de plus, la meilleure pénétration du rayonnement incident explique ce constat. En effet, l'ionisation de l'hélium neutre affecte beaucoup plus la population des états triplets en les peuplant par recombinaison que les états singulets. On peut également remarquer que le rapport $E(6678)/E(D3)$ varie beaucoup moins dans nos calculs que pour HM3, en particulier pour la série de modèles (7500, 0.02). Cela indique que les processus de formation des raies D3 et 6678 ne sont pas fondamentalement changés lors des variations d'intensité de H β . En d'autres termes, ces mécanismes ne sont pas bouleversés par l'augmentation ou la diminution de la masse de colonne, dans ce domaine de températures et de pressions. La contribution principale dans la formation de ces raies est la diffusion du rayonnement incident. Bien sûr on voit bien que les intensités absolues augmentent avec la masse de colonne d'hydrogène. Nous allons voir au prochain chapitre (Fig. 4.15 page 76) que la relation entre $E(6678)$ et $E(D3)$ dépend en réalité de la température et de la pression.

3.4 Conclusion

Ce chapitre avait pour but de présenter quelques détails portant sur l'approche adoptée dans cette étude de la formation du spectre de l'hélium dans les protubérances quiescentes. Il était intéressant de comparer quelques-uns des résultats présentés dans les travaux de Heasley et ses collaborateurs (Heasley, Mihalas, & Poland, 1974; Heasley & Milkey, 1978) avec nos calculs, afin de mieux cerner les différences résultant des limitations qui étaient présentes dans HMP et HM3. Le principal constat que l'on peut faire à partir de ces comparaisons permet de souligner l'importance de la détermination des rayonnements incidents, ce qui avait déjà été noté dans notre étude comparative antérieure portant sur HMP et HM2 (Labrosse *et al.*, 1999). La précision de ces comparaisons est malheureusement limitée par le manque d'indications, dans HMP et les travaux suivants, sur certaines quantités physiques utilisées dans leurs calculs, comme les facteurs de dilution et les intensités incidentes pour les transitions de l'hydrogène. Ces dernières ont d'ailleurs un rôle d'autant plus important que, aussi bien dans le

travail de Heasley *et al* que dans ce présent travail, c'est par la résolution du problème de transfert radiatif et d'équilibre statistique et d'ionisation pour l'hydrogène que sont déterminées les densités électroniques, par exemple. Les différences existant entre les calculs de Heasley *et al* et les nôtres permettent quand même d'avoir une première compréhension de la manière dont le transport radiatif s'effectue (par exemple, degré de pénétration du rayonnement incident), et comment est atteint l'équilibre statistique dans notre modélisation.

Chapitre 4

Résultats

Dans ce chapitre, je présente les résultats de plusieurs calculs effectués pour un grand nombre de modèles. Nous allons donc nous attacher à étudier le comportement théorique de nos atomes et ions d'hélium en réponse aux variations de différents paramètres physiques. Je présenterai également les relations existant entre différentes raies de l'hélium, ainsi que la relation entre la raie D3 de l'hélium neutre et la raie H β de l'hydrogène.

Un travail similaire avait été présenté lors du colloque SOHO 8, qui s'est déroulé à Paris du 22 au 25 Juin 1999 (Labrosse & Gouttebroze, 1999). Nous avons présenté l'influence de la température, de la pression, et de l'épaisseur de la protubérance sur les profils émergents et les intensités émergentes intégrées, ainsi que sur l'ionisation de l'hélium (rapport $n(\text{He II})/n(\text{He I})$), pour plusieurs modèles extraits de GHV. Le modèle d'atome d'hélium utilisé était alors plus simple que celui utilisé dans la suite de ce chapitre. Il s'agissait d'un atome à 13 niveaux pour He I, 2 niveaux pour He II, plus le continu He III. La redistribution partielle était prise en compte dans les calculs. Le nombre de modèles calculés (13) avait permis d'avoir un premier aperçu sur le comportement de l'hélium en fonction des diverses valeurs des paramètres physiques des modèles, mais cet aperçu était quand même très limité. Par exemple, il était montré que l'intensité de la raie D3 décroissait avec la pression, à une température de 8 000 K, une épaisseur de 5 000 km, la hauteur de la protubérance et la vitesse de microturbulence étant fixées à 10 000 km et 5 km s⁻¹ respectivement (Fig. 5 de Labrosse & Gouttebroze 1999 dans l'annexe A). Nous allons voir par la suite que cette décroissance de l'intensité avec la pression n'est pas toujours observée pour d'autres valeurs de ces paramètres physiques (voir Fig. 4.9 page 69).

4.1 Effet des paramètres physiques sur les populations moyennes des niveaux d'hélium et sur les intensités émergentes

Nous avons calculé 480 modèles différents de protubérances pour mener cette étude sur l'influence des différents paramètres physiques sur le spectre émergent de l'hélium. Ces 480 modèles sont décrits dans le tableau 4.1. Je présente dans cette section dans quelle mesure les densités de population moyennes sont affectées par les variations des paramètres de nos

Tableau 4.1 – Paramètres physiques adoptés pour les 480 modèles de protubérance.

Paramètre	Valeur	Unité
Température	6 000, 8 000, 10 000, 12 000, 14 000, 16 000, 18 000, 20 000	° K
Pression	0.02, 0.05, 0.10, 0.20, 0.50	dyn/cm ²
Épaisseur	200, 1 000, 5 000	km
Vitesse de microturbulence	5	km/s
Altitude	10 000	km
Abondance d'hélium $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$	0.05, 0.10, 0.15, 0.20	

modèles. Ces densités de population moyennes sont définies par

$$N_i = \frac{1}{W} \int_0^W n_i(z) dz,$$

où $n_i(z)$ est la population du niveau i à la profondeur z dans la couche, et W est l'épaisseur totale de la couche. Dans cette étude, nous focaliserons notre attention sur 5 niveaux de l'hélium neutre ($1s^2$, $1s\ 2p\ ^3P$, $1s\ 2p\ ^1P$, $1s\ 3d\ ^3D$, $1s\ 3d\ ^1D$, notés respectivement 1, 4, 5, 9, et 10 dans les figures 4.1, 4.4 et 4.7), 2 niveaux de l'hélium ionisé ($n = 1$ et 2 , notés 30 et 31), et le niveau de l'hélium totalement ionisé He^{++} (repéré par l'indice 34). Leurs populations moyennes sont représentées dans les figures 4.1, 4.4, et 4.7. Notons que pour plus de clarté sur ces figures, les populations des fondamentaux de He I et He II, ainsi que du niveau d'ionisation He III, ont été divisées par un facteur 10^8 . Les niveaux liés sélectionnés ici l'ont été car ils sont impliqués dans les transitions que nous étudierons plus particulièrement par la suite et au § 4.2.

L'influence des différents paramètres du tableau 4.1 sur les profils émergents de quelques raies importantes est également étudiée (Figs. 4.2, 4.5, et 4.8), ainsi que leurs effets sur les intensités intégrées (Figs. 4.3, 4.6, et 4.9). Les profils des raies présentés ici correspondent à une direction d'émergence normale, c'est-à-dire que la ligne de visée est perpendiculaire à la surface de la protubérance. Les quatre raies choisies sont : He I $\lambda\ 584\ \text{\AA}$ (raie de résonance optiquement épaisse entre les niveaux singulets $1s^2$ et $1s\ 2p\ ^1P$), He I $\lambda\ 6\ 678\ \text{\AA}$ (raie singulet optiquement mince entre les niveaux $1s\ 2p\ ^1P$ et $1s\ 3d\ ^1D$), He I $\lambda\ 5\ 876\ \text{\AA}$ (dénommée couramment raie D3, raie triplet optiquement mince entre les niveaux $1s\ 2p\ ^3P$ et $1s\ 3d\ ^3D$), et He II $\lambda\ 304\ \text{\AA}$ (raie de résonance optiquement épaisse entre les niveaux $n = 1$ et $n = 2$). On peut noter que les raies He I $\lambda\ 6\ 678\ \text{\AA}$ et D3 sont issues de transitions entre des niveaux excités similaires ($2p$ et $3d$), mais l'une se trouvant dans le système singulet, et l'autre dans le système triplet. Il sera intéressant de regarder le comportement en parallèle de ces deux raies, ainsi que des niveaux 5 et 10 d'une part, et 4 et 9 d'autre part, si l'on s'intéresse aux différents mécanismes de population des systèmes singulet et triplet. Cette étude nous donnera une vue sur le comportement des principales caractéristiques spectroscopiques de l'hélium dans les protubérances quiescentes.

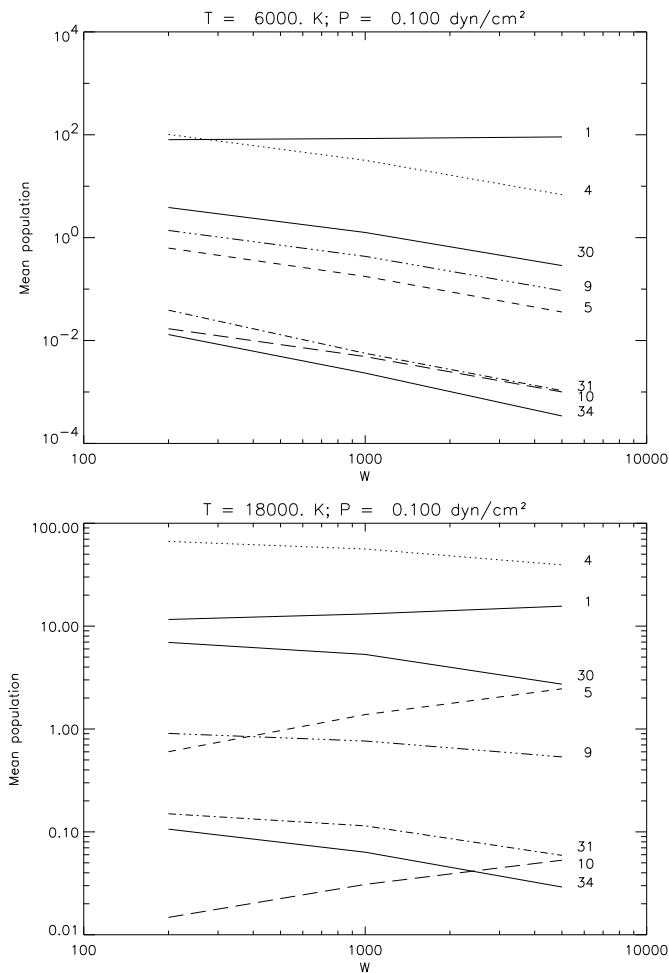


Figure 4.1 – Densités de population moyennes (en cm^{-3}) en fonction de l'épaisseur de la couche (en km) pour deux températures différentes (6 000 et 18 000 K) et une pression (0.1 dyn/cm^2). Traits pleins : fondamentaux de HeI (1), HeII (30), et niveau libre HeIII (34). Les densités de population pour ces trois niveaux sont divisées par 10^8 . Etats singulets représentés : $1s 2p \ ^1P$ (5, traits courts) et $1s 3d \ ^1D$ (10, traits longs). Etats triplets : $1s 2p \ ^3P$ (4, pointillés) et $1s 3d \ ^3D$ (9, trait long / pointillés). Le niveau 31 est le niveau $n = 2$ de HeII (traits courts / pointillés).

4.1.1 Influence de l'épaisseur de la couche

L'influence de l'épaisseur de la couche est présentée sur les figures 4.1 à 4.3. Aux faibles températures, l'augmentation de l'épaisseur de la couche tend à réduire les populations moyennes des états excités, tandis que la population moyenne du fondamental est quasiment constante. Cela est dû au fait que le rayonnement ionisant pénètre moins profondément à mesure que l'épaisseur augmente. Par conséquent, la raie optiquement épaisse à 584 \AA , qui est formée essentiellement par diffusion du rayonnement incident, ne présente aucune sensibilité à l'épaisseur de la protubérance. Cela se voit clairement sur la figure 4.2 (courbes du haut) où l'on peut voir que le profil émergent n'est pas affecté par la variation de l'épaisseur.

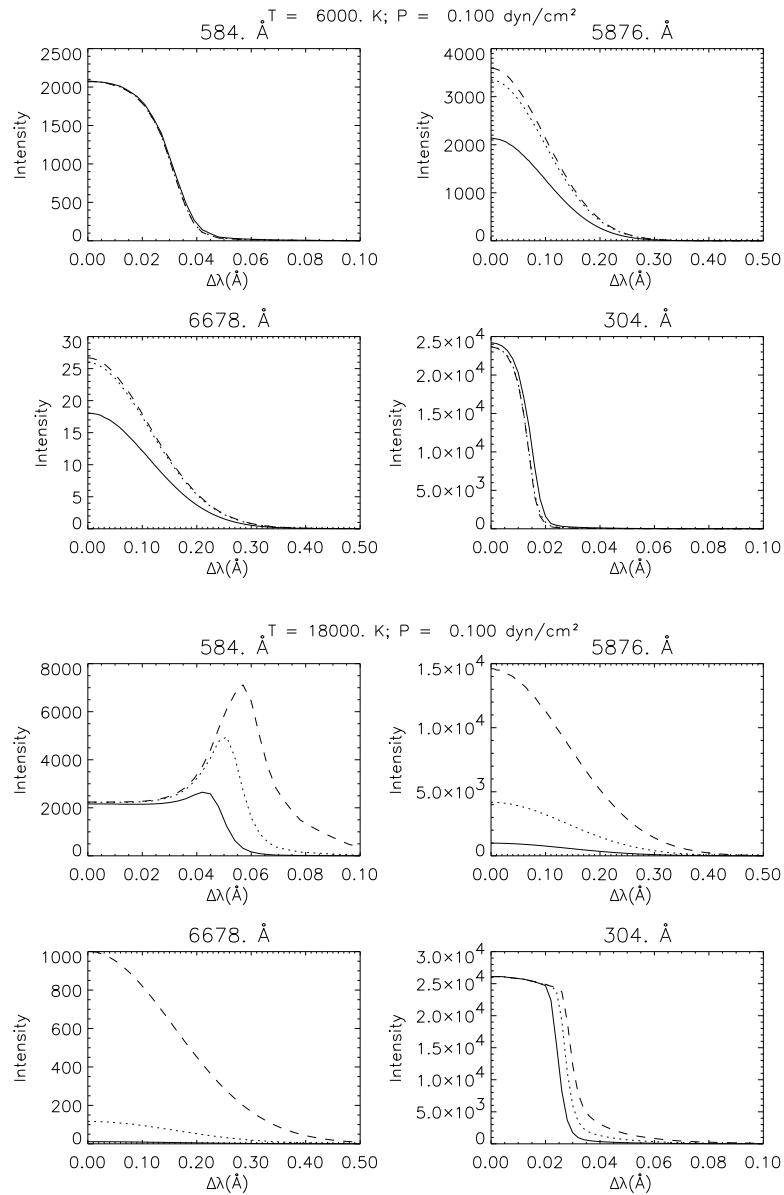


Figure 4.2 – Demi-profils émergents des raies He I $\lambda\lambda$ 584, 5876, 6678 Å et He II λ 304 Å pour une pression (0.1 dyn/cm²) à 6000 K (quatre graphes du haut) et 18000 K (quatre graphes du bas) pour trois valeurs de l'épaisseur de la couche. Traits pleins : $W = 200$; pointillés : $W = 1000$; traits interrompus : $W = 5000$ km. Les intensités sont en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Å}^{-1}$ (unités cgs).

C'est vrai également pour la raie optiquement épaisse à 304 Å. On peut même remarquer une légère diminution de l'intensité intégrée (Fig. 4.3), possiblement due à l'absorption continue au centre de la couche. Au contraire, les raies secondaires optiquement minces deviennent plus brillantes lorsque l'épaisseur de la couche augmente, ce qui découle de l'augmentation de l'épaisseur optique, et donc de la diffusion du rayonnement incident. Mais cet embrillan-

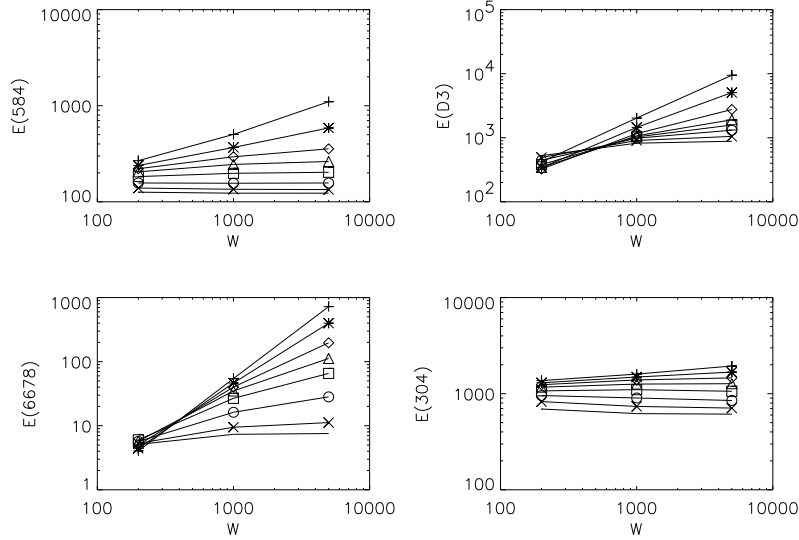


Figure 4.3 – Intensités intégrées (en unités cgs) pour quatre raies en fonction de l'épaisseur de la couche W (en km) calculées pour une pression (0.1 dyn/cm^2) et 8 températures : 6 000 K (sans symbole), 8 000 K (\times), 10 000 K (\circ), 12 000 K (\square), 14 000 K (\triangle), 16 000 K (\diamond), 18 000 K ($*$), et 20 000 K ($+$).

ce n'est pas proportionnel à l'augmentation de l'épaisseur : en effet, l'excitation des niveaux inférieurs de ces transitions dépend de la pénétration du rayonnement incident dans le continu de résonance à 504 \AA . Ce rayonnement ionisant pénètre moins profondément lorsque l'épaisseur de la couche augmente. Cet effet est visible sur la figure 4.2 : l'embranchement des raies secondaires est plus important lorsque l'épaisseur varie de 200 à 1 000 km que lorsqu'elle passe de 1 000 à 5 000 km.

Aux plus hautes températures, la situation est sensiblement différente. Les populations moyennes du fondamental et des états excités singulets de He I augmentent avec l'épaisseur de la couche, alors que les populations moyennes des états triplets de He I et des niveaux de He II décroissent (Fig. 4.1, graphe du bas). Ici encore, l'ionisation de l'hélium au centre décroît lorsque l'épaisseur augmente. On constate que les populations des niveaux triplets suivent à peu près la même évolution que les populations moyennes de He II, ce qui semble indiquer que dans ces domaines de températures et de pressions, le principal mécanisme de peuplement des niveaux triplets est l'ionisation du niveau fondamental de He I (absorption de photons $\lambda < 504 \text{ \AA}$), puis recombinaison vers les niveaux triplets (processus PR, voir discussion page 44). Il est admis que dans l'atmosphère solaire, PR constitue le principal mécanisme de population de l'hélium neutre en-dessous de 20 000 K (Andretta & Jones, 1997), et cela semble être également le cas pour notre protubérance. Cependant, en regardant la figure 4.2 (courbes du bas), on constate que les processus collisionnels peuvent jouer un rôle important dans la formation des raies de l'hélium. Les raies optiquement minces sont beaucoup plus brillantes, aussi bien au centre que dans les raies. La raie à 304 \AA est saturée au centre, où la diffusion du rayonnement incident est prédominante, mais l'augmentation de l'épaisseur

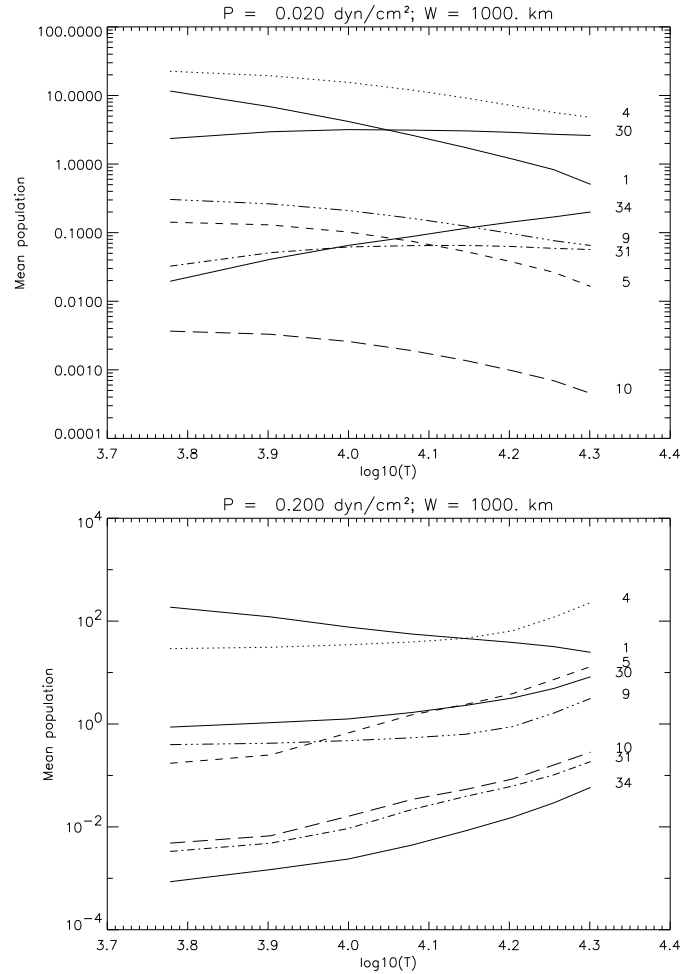


Figure 4.4 – Densités de population moyennes (en cm^{-3}) en fonction de la température pour deux pressions différentes (0.02 et 0.2 dyn/cm^2) et une épaisseur de la couche (1000 km). Mêmes conventions que Fig. 4.1.

de la couche élargit le profil émergent. En ce qui concerne la raie à 584 \AA , elle est également saturée au centre, mais un pic d'intensité apparaît entre 0.05 et 0.06 \AA du centre de la raie. Ce pic est probablement dû aux collisions : le nombre total de photons créés après excitation collisionnelle du fondamental augmente avec l'épaisseur de la couche. On peut aussi noter que malgré l'augmentation des densités moyennes de population des états singulets de l'hélium neutre à haute température, les populations des états singulets sont toujours inférieures à celles des états triplets relatifs ($N_5 < N_4$ et $N_{10} < N_9$, voir Fig. 4.1).

4.1.2 Influence de la température

L'effet de la température sur les densités moyennes de population et les intensités émises est présenté sur les figures 4.4 à 4.6. Aux basses pressions, on peut voir que l'augmentation de la température diminue la densité moyenne de population de l'hélium neutre, et augmente celle de l'hélium ionisé (graphe du haut, Fig. 4.4). De plus, nous remarquons qu'à basse pres-

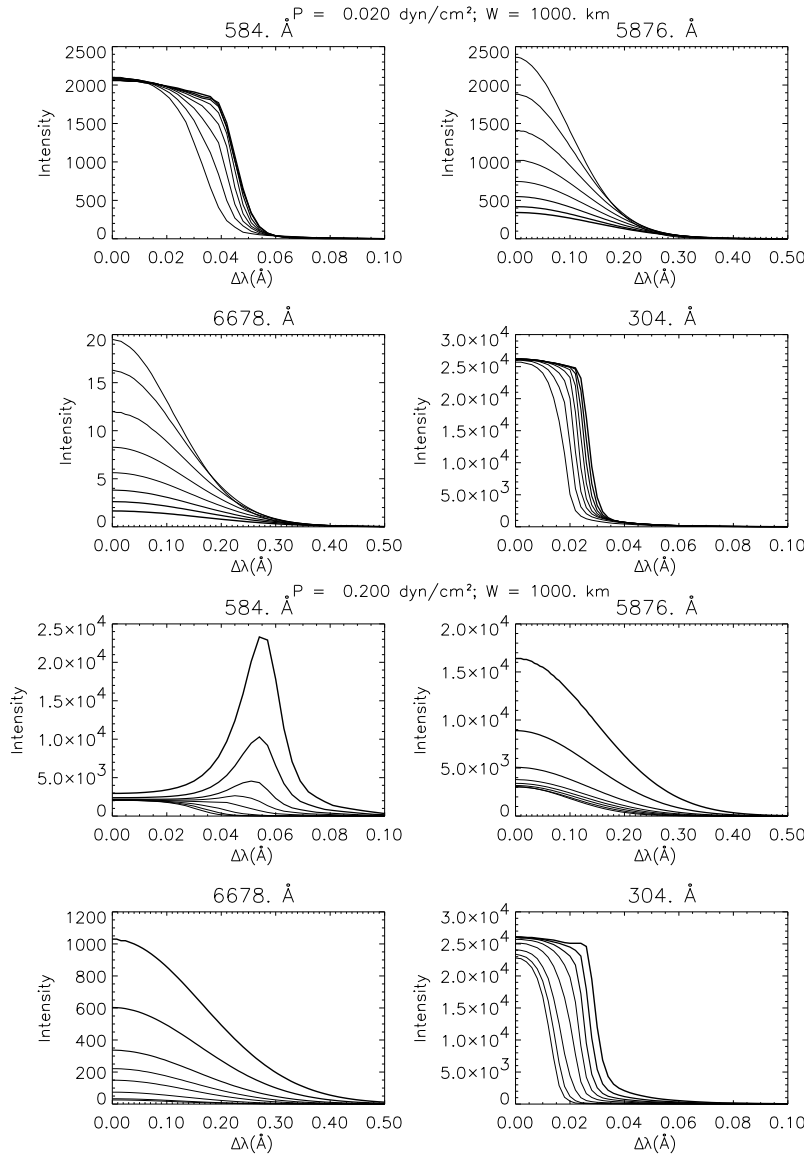


Figure 4.5 – Demi-profils émergents pour une épaisseur de la couche (1000 km) à 0.02 dyn/cm^2 (quatre graphes du haut) et 0.2 dyn/cm^2 (quatre graphes du bas). La température augmente avec l'épaisseur du trait. Les différentes températures sont 6 000, 8 000, 10 000, 12 000, 14 000, 16 000, 18 000, et 20 000 K. Mêmes unités que Fig. 4.2.

sion, pour une température supérieure à 11 000 K ($\log(T) = 4.05$), on obtient $n_{\text{HeII}} > n_{\text{HeI}}$. La faible épaisseur optique ($\tau \lesssim 1$) du continu de Lyman de l'hydrogène et du continu de l'hélium neutre favorise la pénétration du rayonnement EUV ionisant. Comme, dans le même temps, les taux de recombinaison sont faibles, on aboutit à une forte ionisation de l'hélium. Le profil de la raie à 584 Å (Fig. 4.5) montre une augmentation avec la température de l'émission thermique dans les ailes, comme le profil de la raie à 304 Å. Au centre, ces raies optiquement épaisses sont saturées et diffusent le rayonnement incident. Au contraire, l'aug-

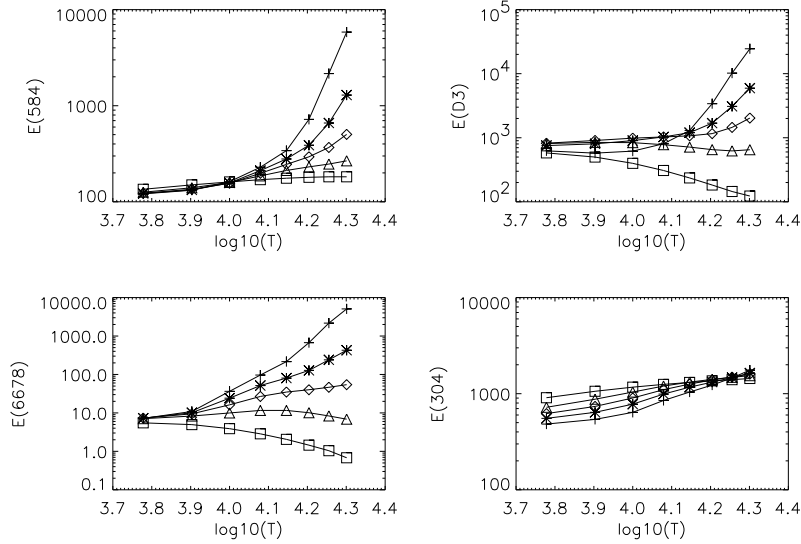


Figure 4.6 – Intensités intégrées (en unités cgs) pour quatre raies en fonction de la température, calculées pour une épaisseur de la couche (1 000 km) et cinq pressions : 0.02 (\square), 0.05 (\triangle), 0.1 (\diamond), 0.2 ($*$), et 0.5 dyn/cm^2 ($+$).

mentation de la température, qui diminue l'épaisseur optique, tend à diminuer la diffusion du rayonnement pour les raies optiquement minces, conduisant ainsi à une diminution des intensités émergentes pour les raies secondaires (Fig. 4.6).

Aux pressions élevées, toutes les densités de population moyennes augmentent avec la température, exceptée celle du fondamental de He I (graphe du bas, Fig. 4.4). Mais dans cette situation, l'ionisation de l'hélium est plus faible ($n_{\text{He II}} < n_{\text{He I}}$) en raison de l'épaisseur optique du continu de l'hélium neutre ($\tau^{504} > 1$) qui empêche la pénétration du rayonnement EUV incident jusqu'au centre de la couche. De plus, la pression plus élevée donne des taux de recombinaison plus élevés. Les intensités émergentes augmentent avec la température (Fig. 4.6). Sur la figure 4.5, on peut voir à 584 Å l'apparition au-delà de 14 000 K d'un pic à environ 0.05 Å du centre de la raie. L'intensité du pic et sa distance au centre de la raie augmentent avec la température, tandis que le centre de la raie reste saturé. Aux hautes pressions, la contribution des processus collisionnels pour cette transition devient plus importante avec la température. En ce qui concerne la raie He II λ 304 Å, la saturation du centre de la raie est moins prononcée qu'aux faibles pressions, et l'effet de l'augmentation de la température est principalement d'élargir le profil. L'intensité émise à 304 Å n'est pas très sensible à la température (Fig. 4.6), probablement parce que les températures considérées dans cette étude se situent bien en-dessous de la température d'excitation de cette raie. A partir d'observations de la raie He II λ 1640 Å dans une protubérance par SKYLAB, Mariska *et al.* (1979) ont dérivé une température moyenne de 27 000 K pour la région du plasma où He II émet. Nos modèles ont des températures ne dépassant pas les 20 000 K, et les processus collisionnels sont vraisemblablement d'une importance secondaire par rapport à la diffusion du rayonnement incident à 304 Å. Enfin, les raies optiquement minces, aux hautes pressions, sont surtout

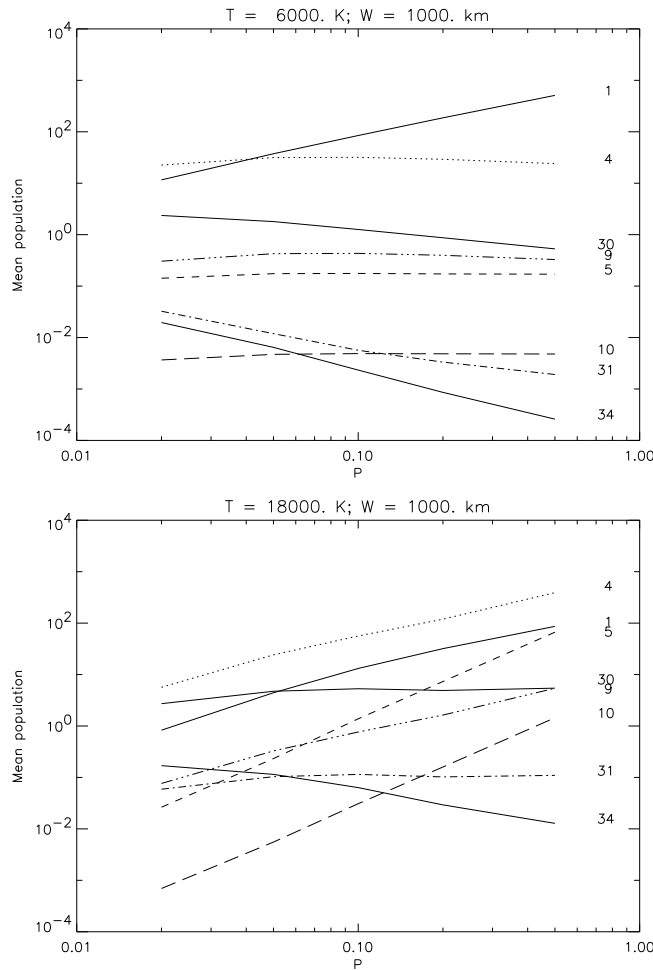


Figure 4.7 – Densités de population moyennes (en cm^{-3}) en fonction de la pression (en dyn/cm^2) pour deux températures différentes (6 000 et 18 000 K) et une épaisseur de la couche (1000 km). Mêmes conventions que Fig. 4.1.

affectées par les processus thermiques, ce qui conduit à une augmentation de l'intensité émise avec la température.

4.1.3 Influence de la pression

Nous pouvons voir l'évolution avec la pression des densités moyennes de population, des profils émergents et des intensités intégrées sur les figures 4.7 à 4.9. Aux faibles températures, les populations moyennes de HeII et HeIII diminuent avec la pression, tandis qu'une forte augmentation de la population du fondamental de HeI se produit (Fig. 4.7, graphe du haut). Les populations des états excités de l'hélium neutre sont à peu près constantes. L'augmentation de la pression donne au continu ionisant une épaisseur optique plus importante. Ainsi, le rapport d'ionisation de l'hélium décroît avec la pression. Si l'on regarde les profils émergents (Fig. 4.8), ceci est confirmé par le fait que l'intensité de la raie à 304 Å diminue avec la pression, à cause de la baisse d'ionisation et de l'augmentation de l'épaisseur optique du

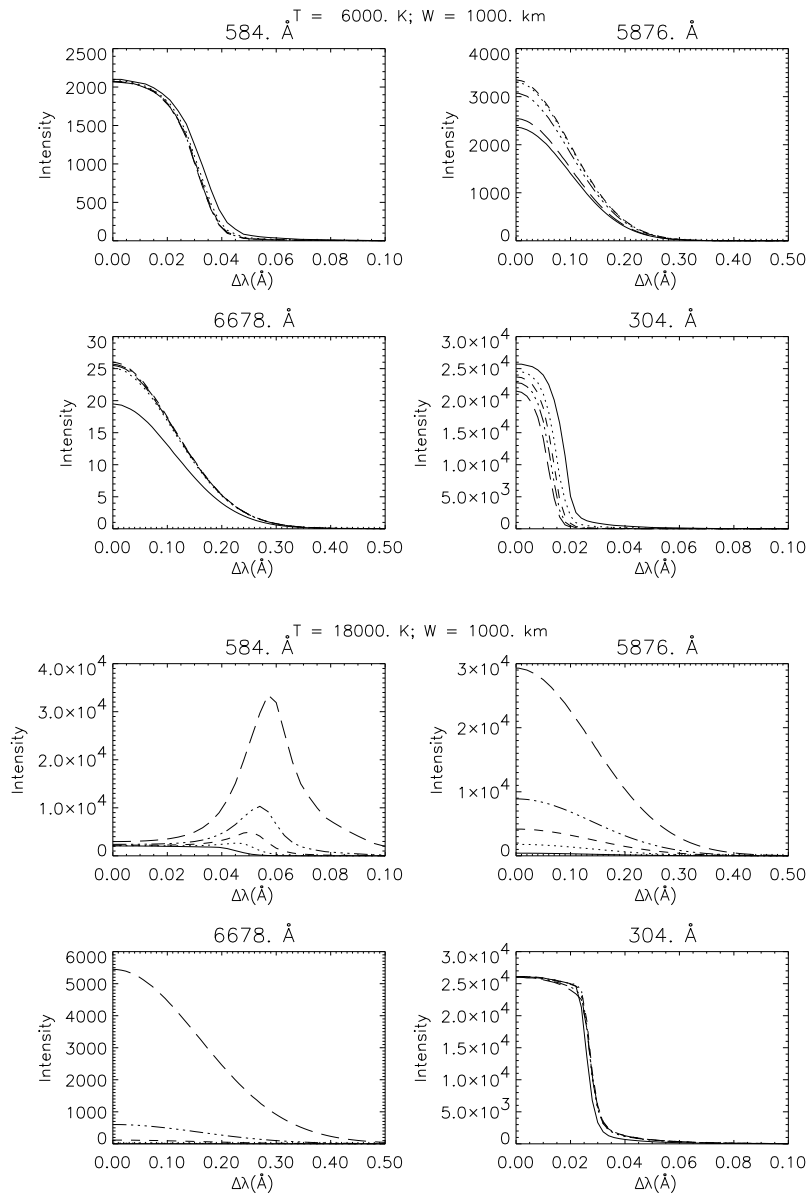


Figure 4.8 – Demi-profils émergents pour une épaisseur de la couche (1000 km) à 6000 K (quatre graphes du haut) et 18000 K (quatre graphes du bas). Traits pleins : $P = 0.02$; pointillés : $P = 0.05$; traits courts : $P = 0.1$; traits longs / pointillés : $P = 0.2$; traits longs : $P = 0.5$. Mêmes unités que Fig. 4.2.

continu. La raie à 584 Å est formée essentiellement par diffusion du rayonnement incident, ceci à cause de sa très grande épaisseur optique, et par conséquent, la variation de la pression a un effet négligeable sur la forme du profil. Enfin, l'augmentation de la pression produit plus d'excitation collisionnelle pour les raies optiquement minces.

Aux fortes températures, tous les états de l'hélium neutre voient leur population augmen-

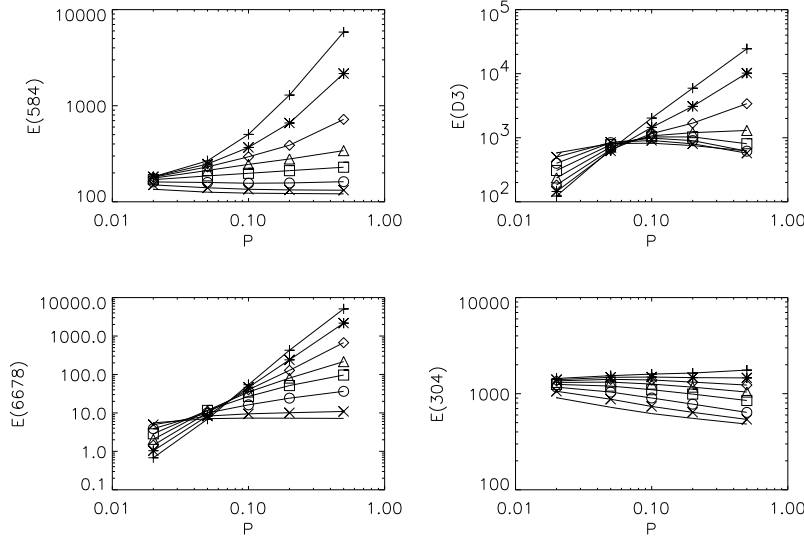


Figure 4.9 – Intensités intégrées (unités cgs) pour quatre raies en fonction de la pression, calculées pour une épaisseur de la couche (1000 km) et 8 températures. Mêmes conventions que Fig. 4.3.

ter avec la pression (graphe du bas, Fig. 4.7). C'est également le cas pour les populations de He II, mais de manière moins prononcée. La population moyenne de He III décroît avec la pression. A ces températures élevées, l'épaisseur optique à 912 Å est inférieure à 1. Le rapport d'ionisation de l'hélium, dans ce cas, est plus élevé que pour les faibles températures et la recombinaison devient plus efficace avec l'augmentation de la pression pour peupler les niveaux excités de l'hélium neutre. De plus, le continu à 504 Å de He I devient optiquement épais, et réduit ainsi les rapports $n(\text{He II})/n(\text{He I})$ et $n(\text{He III})/n(\text{He II})$. Les profils des raies optiquement minces exhibent les mêmes caractéristiques qu'aux faibles températures (voir Fig. 4.8), avec la différence qu'à température élevée, l'excitation collisionnelle rend la raie plus brillante. La raie à 584 Å montre également l'importance de l'excitation collisionnelle : un embrillancement dans la raie donne naissance à un pic d'émission à environ 0.05 Å du centre de la raie, tandis que le centre lui-même est saturé (uniquement diffusion du rayonnement incident). Comme nous l'avons déjà vu, dans ces conditions de température et de pression, les processus collisionnels ne sont plus négligeables relativement à la diffusion du rayonnement dans le mécanisme de formation de la raie. Il est évident, à la vue des figures 4.8 et 4.9, que ce n'est pas le cas pour la raie à 304 Å pour laquelle on ne constate aucune augmentation de l'intensité. Cela confirme notre sentiment précédent (§ 4.1.2) selon lequel les températures considérées dans ce travail ne sont pas suffisamment élevées pour observer un effet des processus collisionnels dans la formation de la raie de résonance de He II. On ne détecte dans le profil émis que la diffusion du rayonnement incident.

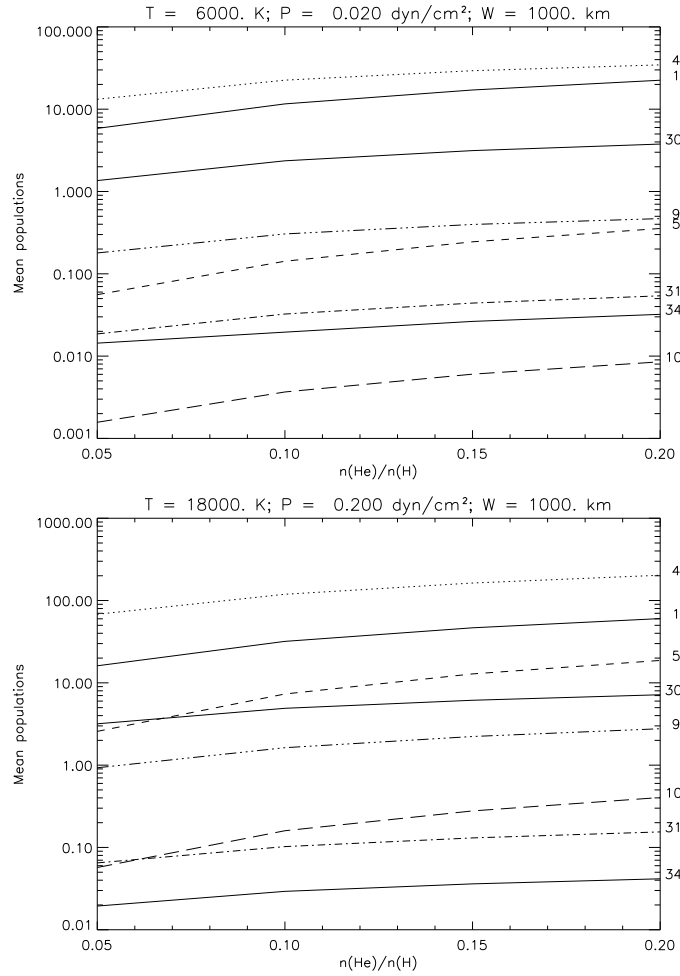


Figure 4.10 – Densités de population moyennes (en cm^{-3}) en fonction de l’abondance d’hélium pour deux modèles différents : $T = 6\,000\text{ K}$, $P = 0.02\text{ dyn/cm}^2$ et $W = 1\,000\text{ km}$ (en haut) ; $T = 18\,000\text{ K}$, $P = 0.2\text{ dyn/cm}^2$ et $W = 1\,000\text{ km}$ (en bas). Mêmes conventions que Fig. 4.1.

4.1.4 Influence de l’abondance d’hélium

La question de l’abondance¹ d’hélium est un problème de longue date, aussi bien dans l’atmosphère solaire (particulièrement dans la couronne) que dans les protubérances. De nombreux auteurs ont cherché à déterminer cette abondance à partir des observations de protubérances, et HM3, en utilisant leurs calculs sur les raies de H I, He I et Ca II, ont trouvé un rapport de densités hélium/hydrogène d’une valeur de 0.10 ± 0.025 . Des rapports plus faibles ont été trouvés par d’autres chercheurs. Par exemple, Yakovkin *et al.* (1982) ont déterminé une abondance d’hélium proche de 0.05 à partir d’une solution des équations intégrales de diffusion. Cependant, leurs modèles ne considèrent que des températures assez faibles ($T_e = 7\,000$

¹Nous définissons ici l’abondance d’hélium par rapport à l’hydrogène comme le rapport en nombre d’atomes $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$.

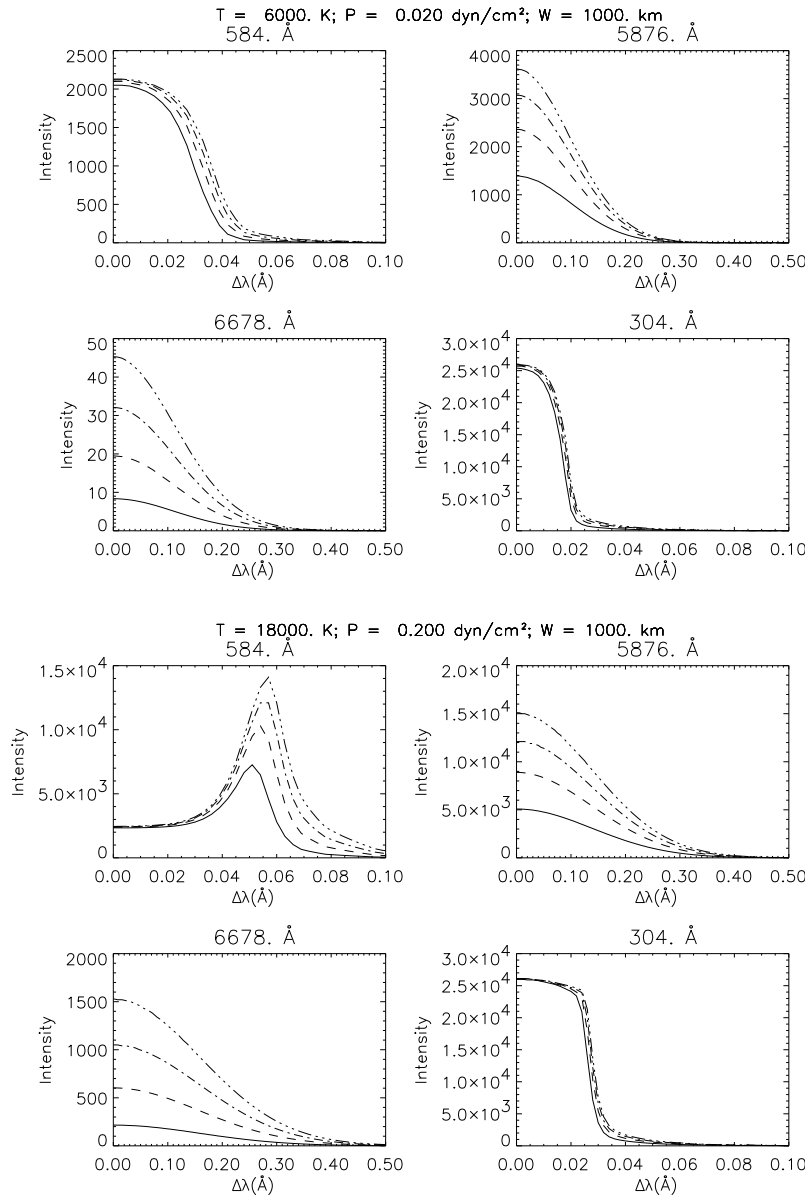


Figure 4.11 – Demi-profils émergents pour deux modèles différents : $T = 6000 \text{ K}$, $P = 0.02 \text{ dyn/cm}^2$ et $W = 1000 \text{ km}$ (quatre graphes du haut); $T = 18000 \text{ K}$, $P = 0.2 \text{ dyn/cm}^2$ et $W = 1000 \text{ km}$ (quatre graphes du bas). Traits pleins : $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.05$; traits courts : $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.10$; traits courts / pointillés : $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.15$; traits longs / pointillés : $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.20$. Mêmes unités que Fig. 4.2.

K) qui ne prennent pas en compte la présence de plasma plus chaud sur les bords de la protubérance (voir la distribution des valeurs des principaux paramètres physiques dans les protubérances dans le tableau 1.2 page 13). Hirayama (1971) a trouvé une abondance de 0.065 en faisant l'hypothèse que l'hydrogène et l'hélium sont complètement ionisés dans la région émettrice. Il est évident, au vu des différents résultats montrés jusqu'ici, que cette

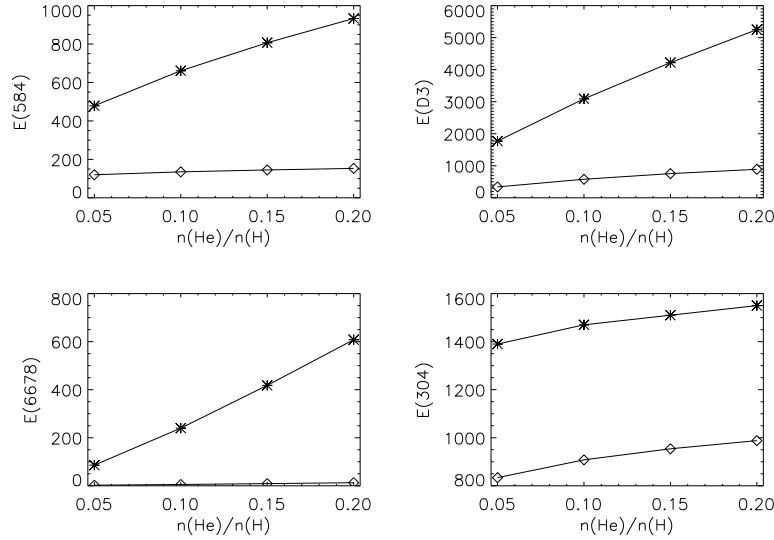


Figure 4.12 – Intensités intégrées (unités cgs) pour quatre raies en fonction de l’abondance d’hélium pour deux modèles : $T = 6000$ K, $P = 0.02$ dyn/cm² et $W = 1000$ km (\diamond); $T = 18000$ K, $P = 0.2$ dyn/cm² et $W = 1000$ km ($*$).

hypothèse est irréaliste.

Dans tout ce travail, nous avons présenté des résultats de calculs effectués en adoptant une abondance d’hélium de 0.10. Toutefois, cette section a pour but de faire une étude préliminaire sur l’effet que peut avoir l’abondance d’hélium sur les populations moyennes, les profils, et les intensités émergentes. Vu les premières conclusions que nous pouvons tirer des paragraphes précédents, à savoir que les mécanismes de population des différents niveaux, ainsi que les processus de formation des raies, sont très sensiblement différents pour les faibles températures et pressions d’une part, et les températures et pressions élevées d’autre part, nous avons choisi de ne travailler que sur deux modèles différents correspondant aux deux situations que je viens de décrire : le modèle 6, avec $T = 6000$ K, $P = 0.02$ dyn/cm² et $W = 1000$ km, et le modèle 99, avec $T = 18000$ K, $P = 0.2$ dyn/cm² et $W = 1000$ km. Ces deux modèles sont référencés dans le tableau 4.2, où sont également reportées les populations d’hydrogène et des électrons, ainsi que les épaisseurs optiques à la tête des différents continus, pour les quatre valeurs d’abondance d’hélium considérées dans ces calculs. La variation avec l’abondance des populations moyennes, des profils émergents, et des intensités intégrées sont visibles sur les figures 4.10 à 4.12.

Pour le modèle à faible température et faible pression, l’influence de l’abondance d’hélium est surtout visible sur les états singulets (graphe du haut, figure 4.10). La population des états excités singulets est particulièrement augmentée avec l’abondance, d’un facteur supérieur à 6 dans le cas du niveau 5 (pour un facteur d’augmentation d’abondance de 4). Les populations des états triplets et des niveaux de He II sont moins affectées par la variation de l’abondance. Dans le tableau 4.2, on peut voir que l’augmentation de la population du fondamental de

He I mène à un continu de résonance optiquement épais, ce qui fait décroître l'ionisation de l'hélium. Ainsi, la variation d'abondance affecte les mécanismes de population de l'hélium neutre par l'augmentation de l'épaisseur optique à 504 Å, et également par une diminution de l'épaisseur optique à 912 Å. Les raies optiquement épaisses sont saturées. Le profil émergent de la raie à 584 Å est légèrement élargi avec l'augmentation de l'abondance, alors que le profil de la raie à 304 Å ne montre aucune sensibilité. Les intensités intégrées pour ces deux raies sont pratiquement constantes (Fig. 4.12 et courbes du haut de Fig. 4.11). Les profils des raies optiquement minces montrent que l'intensité au centre et dans les ailes augmente avec l'abondance. La raie singulet à 6 678 Å est la plus sensible : son intensité intégrée augmente d'un facteur plus grand que 5, alors que celle de la raie D3 augmente d'un facteur inférieur à 3. Ces intensités augmentent dans les mêmes proportions que les populations des niveaux supérieurs des transitions correspondantes. L'augmentation du rapport d'intensités singulet/triplet avec l'abondance est due au fait que l'épaisseur optique de la raie à 584 Å croît avec l'abondance. Par conséquent, l'émission de photons depuis les états singulets excités se fera par une désexcitation dans une raie optiquement mince, plutôt que par une émission dans une raie de résonance. Dans le système triplet, l'effet de l'abondance est limité par la présence du niveau métastable $1s\ 2s\ ^3S$.

Pour le modèle à haute température et haute pression, l'évolution de la population moyenne des différents niveaux est similaire au cas précédent (température et pression faibles), mais l'accroissement des populations moyennes des états singulets excités est encore plus important (Fig. 4.10). De nouveau, on constate une décroissance de l'ionisation d'hélium due à l'augmentation de τ^{504} . L'augmentation de l'abondance amène également à une plus grande valeur du rapport d'intensités singulet/triplet (Fig. 4.12). Les profils des raies optiquement minces montrent une évolution semblable au cas précédent, et encore une fois, l'augmentation de l'intensité intégrée de la raie à 6 678 (supérieur à un facteur 7) est plus grand que pour la raie triplet équivalente D3. La formation de la raie à 304 Å est toujours dominée par la diffusion du rayonnement incident (Fig. 4.11) et son intensité intégrée est constante. Enfin, la raie à 584 Å possède un pic à environ 0.055 Å du centre de la raie, dû aux proces-

Tableau 4.2 – Paramètres physiques des deux modèles considérés pour notre étude sur l'abondance. Les densités d'hydrogène (n_H) et électroniques (n_e) sont en cm^{-3} . τ^{912} , τ^{504} , et τ^{227} sont les épaisseurs optiques à la tête des continus de résonance de H I, He I et He II.

Modèle	T	P	W	n_{He}/n_H	n_H	n_e	τ^{912}	τ^{504}	τ^{227}
6	6 000	0.02	1 000	0.05	1.5+10	8.9+9	3.4+0	4.4-1	2.2-2
				0.10	1.4+10	8.7+9	3.3+0	8.7-1	3.8-2
				0.15	1.4+10	8.5+9	3.1+0	1.3+0	5.0-2
				0.20	1.3+10	8.3+9	3.0+0	1.7+0	6.0-2
99	18 000	0.20	1 000	0.05	3.9+10	3.9+10	4.5-1	1.2+0	5.1-2
				0.10	3.7+10	4.0+10	4.4-1	2.4+0	7.8-2
				0.15	3.6+10	4.0+10	4.3-1	3.5+0	9.8-2
				0.20	3.4+10	4.0+10	4.2-1	4.5+0	1.1-1

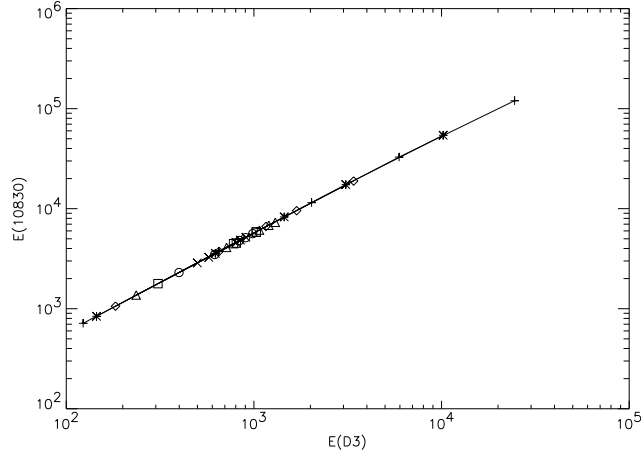


Figure 4.13 – $E(\text{He I } \lambda 10\,830)$ vs $E(\text{D3})$. Les intensités sont en unités cgs. Les calculs sont faits pour 5 pressions et 8 températures. Mêmes conventions que Fig. 4.3.

sus collisionnels. La hauteur de ce pic, et sa distance au centre, augmentent avec l'abondance.

Cette étude préliminaire nous a permis de montrer que les différentes sensibilités des intensités des raies (raies optiquement épaisses relativement aux raies optiquement minces ; raies triplets relativement aux raies singulets) peuvent être utilisées, en complément d'une comparaison avec les raies d'hydrogène, pour améliorer le diagnostic de l'abondance d'hélium dans les protubérances.

4.2 Corrélations entre les raies

Il est intéressant de chercher des corrélations théoriques entre différentes propriétés radiatives ou caractéristiques thermodynamiques du plasma, telles que les intensités intégrées, les épaisseurs optiques, la température électronique, ou encore la pression du gaz. Cette démarche peut nous aider à mieux comprendre les processus à l'œuvre dans la formation de la raie. Ce genre de travail a été fait pour le spectre de l'hydrogène dans des modèles de protubérance 1D, isothermes et isobares (Heinzl, Gouttebroze, & Vial, 1994). Notre but ici est de chercher des corrélations entre les intensités intégrées. Pour plus de clarté, j'ai réduit le nombre de modèles utilisés en ne considérant qu'une seule valeur pour l'épaisseur de la couche ($W = 1\,000$ km).

4.2.1 Raies triplets : $E(10\,830)$ et $E(\text{D3})$

La relation entre $E(10\,830)$ et $E(\text{D3})$ est en figure 4.13, pour 40 modèles ayant une épaisseur géométrique de 1 000 km. Cette relation, entre deux raies triplets optiquement minces, est très clairement linéaire. Cette linéarité ne disparaît que dans le cas où une au moins des raies devient optiquement épaisse, et dont le profil commence alors à saturer au centre. Cela peut arriver (marginale) pour la raie à 10 830 Å. Dans ce cas, le rapport entre la raie à 10 830 Å et une autre raie triplet serait légèrement abaissé. Il est intéressant

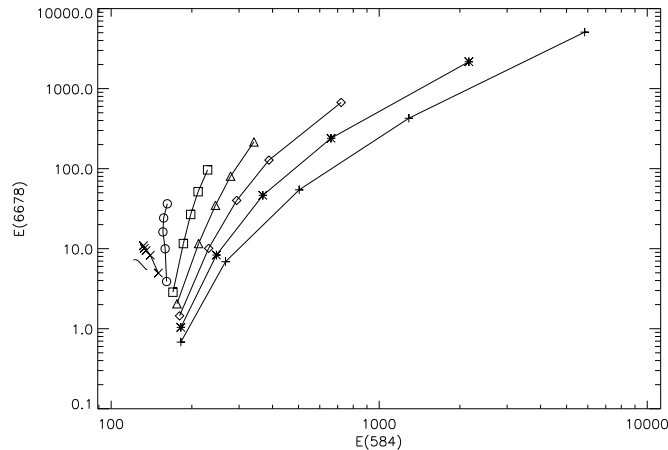


Figure 4.14 – $E(\text{He I } \lambda 6678)$ vs $E(\text{He I } \lambda 584)$ pour 8 températures. Mêmes conventions que Fig. 4.3.

de noter que cette relation linéaire est valable dans la limite optiquement mince pour toutes les raies triplets que nous avons étudiées. La seule chose qui varie d'une paire de raies triplets à une autre est bien sûr la valeur du rapport des intensités. Ceci montre bien que, dans les conditions étudiées ici, les mécanismes de formation des raies sont identiques pour toutes les raies triplets (toujours dans la limite optiquement mince). Ici, pour les 40 modèles présentés, nous obtenons un rapport constant $E(10\,830)/E(\text{D}3) = 5.0$ (Fig. 4.13). Dans toute la suite, nous pouvons donc limiter notre étude sur les raies triplets à une seule raie arbitrairement choisie parmi les raies triplets. Nous avons choisi la raie D3, en gardant à l'esprit que les résultats présentés pour cette raie seront aisément transposables aux autres raies triplets telles que He I $\lambda\lambda$ 10 830, 7 065, 3 889, 3 188 ou 4 471 Å, si le rapport d'intensités est connu. Le tableau 4.3 donne ces valeurs pour les différents rapports de raies triplets pour les 40 modèles calculés avec $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.10$ et une épaisseur de couche de 1 000 km.

4.2.2 Raies singulets : $E(6678)$ et $E(584)$

La figure 4.14 nous montre la relation entre les raies singulets optiquement mince He I λ 6678 Å et optiquement épaisse He I λ 584 Å. Ces deux raies ont un niveau en commun, $1s\,2p\,^1P$, qui est le niveau inférieur de la transition à 6678 Å (voir le diagramme des niveaux

Tableau 4.3 – Rapports de raies triplets de He I calculés pour 40 modèles, avec $W = 1\,000$ km.

$E(10\,830)/E(\text{D}3)$	5.0
$E(\text{D}3)/E(7\,065)$	7.5
$E(\text{D}3)/E(3\,889)$	6.9
$E(\text{D}3)/E(3\,188)$	20.6
$E(\text{D}3)/E(4\,471)$	7.5

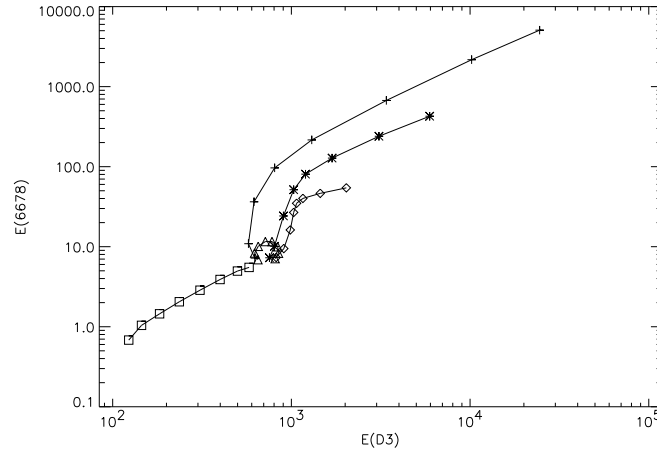


Figure 4.15 – $E(\text{He I } \lambda 6678)$ vs $E(\text{D3})$ pour 5 pressions. Mêmes conventions que Fig. 4.6.

d'énergie, figure 3.3 page 50). On peut voir qu'à faible température, la raie à 584 Å est complètement saturée et donc indépendante des paramètres des modèles (voir § 4.1.2), alors que l'augmentation de la pression diminue l'intensité de la raie à 6678 Å. A une température donnée, le rapport d'intensités entre ces raies dépend de la pression : un accroissement de la pression entraîne un accroissement du rapport $E(6678)/E(584)$. C'est particulièrement vrai aux fortes températures pour lesquelles l'émission dans les ailes de la raie à 584 Å est en partie due aux processus thermiques.

4.2.3 Raies triplet et singulet : $E(6678)$ et $E(\text{D3})$

La relation entre les raies optiquement minces singulets et triplets n'est pas aussi simple que dans le cas triplet-triplet. Nous devons dans ce cas étudier de quelle manière l'équilibre statistique est atteint pour l'hélium. Dans le système singulet, la présence des raies de résonance fournit un moyen efficace de désexciter les états $1s np \ ^1P$ par émission spontanée. Dans le système triplet, le niveau métastable $1s 2s \ ^3S$ se comporte un peu comme un niveau fondamental pour ce système. Les collisions inter-systèmes tendent à conduire les électrons des états triplets vers les états singulets. De plus, nous avons déjà noté au § 4.1 la faiblesse des raies singulets relativement aux raies triplets. La figure 4.15 illustre la dépendance par rapport à la pression de la relation entre les raies He I $\lambda 6678$ Å et D3. A faible pression (0.02 dyn/cm²), cette relation est quasiment linéaire. Landman & Illing (1976) avaient trouvé une relation similaire entre ces deux raies à partir de l'observation d'une protubérance (voir leur figure 3). Le domaine d'intensités observées était plus réduit que sur notre figure 4.15 : l'intensité maximale de D3 dans leur travail était inférieure à 3×10^3 erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹, et le maximum d'intensité à 6678 Å était environ 50 erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹. Mais on peut voir sur la figure 4.15 que si l'on considère des pressions plus élevées, la relation entre ces deux raies n'est plus du tout linéaire. A 0.05 dyn/cm², les intensités émergentes sont quasiment constantes quelle que soit la température, ce qui aboutit à l'existence d'une valeur limite pour le rapport. Lorsqu'on augmente la pression, cette même valeur limite est retrouvée pour les plus faibles températures. Dans cette situation, la formation des deux raies est essentiellement due à la

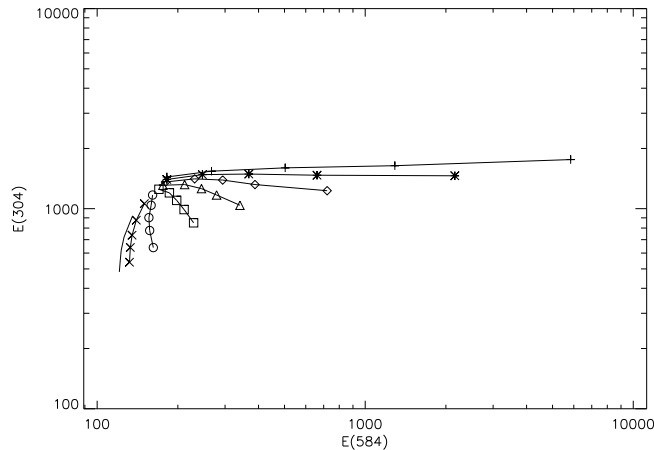


Figure 4.16 – $E(\text{He II } \lambda 304)$ vs $E(\text{He I } \lambda 584)$ à 8 températures. Mêmes conventions que Fig. 4.3.

diffusion du rayonnement incident à ces longueurs d'onde. Le rayonnement continu incident est alors optiquement épais. Pour les hautes valeurs de pression et de températures, cette épaisseur optique est diminuée, et les collisions sont plus importantes, ce qui nous donne un rapport d'intensités croissant avec la température et la pression.

4.2.4 He II et He I : $E(304)$ et $E(584)$

L'hélium ionisé est couplé à l'hélium neutre de plusieurs manières dans notre modèle atomique. Les transitions lié-libre (ionisation collisionnelle et photoionisation) sont permises entre tous les états de l'hélium neutre et le fondamental de He II. La photoionisation du fondamental de He I est très importante, puisqu'elle est à la source du processus de photoionisation - recombinaison, qui est le principal mécanisme de population des états excités de He I lorsque la température n'est pas assez élevée pour produire une excitation collisionnelle significative depuis le fondamental vers les triplets.

La relation entre He II $\lambda 304 \text{ \AA}$ et He I $\lambda 584 \text{ \AA}$ visible Fig. 4.16 indique que le rapport $E(304)/E(584)$ décroît avec la température : l'intensité de la raie à 304 \AA croît avec la température, mais moins rapidement que la raie à 584 \AA . Aux hautes températures, l'intensité de la raie à 584 \AA augmente avec la pression, en raison de l'importance des processus thermiques, tandis que la raie à 304 \AA est saturée et ne se forme que par diffusion du rayonnement incident. Si la température décroît, le rapport $E(304)/E(584)$ augmentera jusqu'à une valeur limite qui correspond à une situation où les deux raies sont uniquement formées par diffusion du rayonnement incident.

4.2.5 He I et H : $E(D3)$ et $E(H\beta)$

Le rapport d'intensités entre la raie D3 de l'hélium et les raies de Balmer de l'hydrogène a été mesuré par de nombreux observateurs (de Boer *et al.*, 1998; Landman *et al.*, 1977; Landman & Illing, 1976, 1977; Stellmacher, 1979; Stellmacher & Wiehr, 1995, 1997, par exemple).

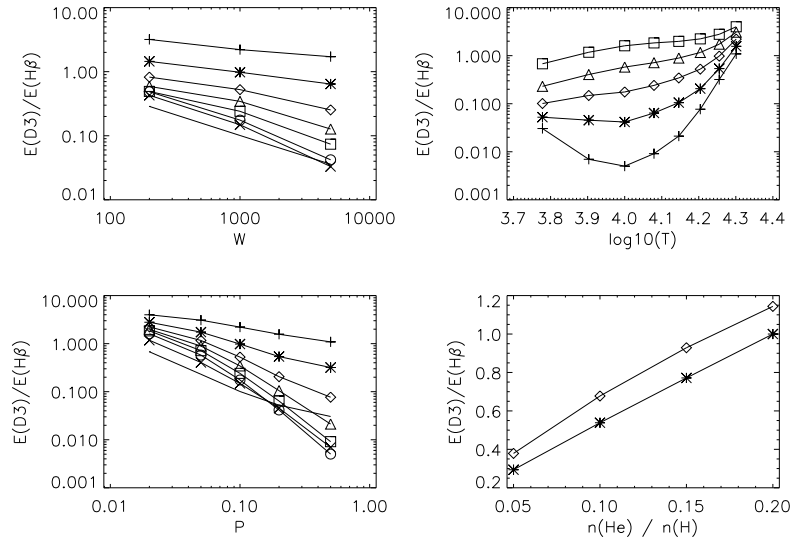


Figure 4.17 – $E(D3)/E(H\beta)$ en fonction de : l'épaisseur de la couche (en haut à gauche) pour 8 températures (mêmes conventions que Fig. 4.3) ; la température (en haut à droite) pour 5 pressions (mêmes conventions que Fig. 4.6) ; la pression (en bas à gauche) pour 8 températures (mêmes conventions que Fig. 4.3) ; l'abondance d'hélium (en bas à droite) pour 2 modèles (mêmes conventions que Fig. 4.12).

La figure 4.17 présente le comportement du rapport $E(D3)/E(H\beta)$ en fonction des différents paramètres physiques déjà considérés jusqu'à présent. On peut voir en premier lieu que ce rapport décroît avec l'épaisseur de la couche. Nous avons déjà vu que $E(D3)$ augmente avec l'épaisseur (Fig. 4.3), mais visiblement plus lentement que l'intensité de $H\beta$. $E(D3)/E(H\beta)$ n'est pas très sensible à la température pour des faibles pressions. On constate que, pour une température fixée, l'augmentation de la pression fait baisser ce rapport, à cause d'une décroissance du rapport d'ionisation moyen de l'hélium. Pour les pressions plus élevées où l'ionisation est faible, le seul moyen d'obtenir un rapport $E(D3)/E(H\beta)$ important est d'aller vers les hautes températures. L'évolution de $E(D3)/E(H\beta)$ avec l'abondance d'hélium reflète bien l'évolution de l'intensité de la raie D3 (Fig. 4.12), mais avec une pente plus prononcée. Un accroissement d'un facteur 4 dans l'abondance d'hélium donne une augmentation d'un facteur 3 pour le rapport d'intensités dans le cas du modèle à basse pression et basse température (\diamond dans la figure 4.17, courbes en bas à droite). Cela correspond à une baisse d'environ 15 % de l'intensité de la raie $H\beta$ avec l'augmentation d'abondance d'hélium.

Heasley & Milkey (1976, HM2 – voir leur figure 1) ont déjà présenté et discuté le comportement théorique de cette relation en fonction de la température, de la pression, et de la colonne de masse. Si l'on augmente la colonne de masse totale, ce qui revient à considérer des intensités de $H\beta$ plus élevées, la protubérance devient optiquement épaisse dans le continu de Lyman. Le rayonnement incident excitant et ionisant pénètre alors moins profondément dans la couche, ce qui diminue l'ionisation de l'hélium. L'augmentation de la pression a le même effet : les taux de recombinaisons sont plus importants, ce qui réduit l'ionisation de l'hélium.

Enfin, si la température est diminuée, l'ionisation de l'hydrogène et de l'hélium décroît (le continu de Lyman devient optiquement épais). Ces constatations sont cohérentes avec le processus PR, dans lequel la recombinaison depuis le fondamental de He II est la principale voie de peuplement des états excités de He I. Elles peuvent également découler d'une analyse de la figure 3.4 (page 55). On observe bien une tendance à un aplatissement de la courbe théorique lorsque l'intensité de H β augmente, qui est également visible dans les observations (de Boer *et al.*, 1998, Fig. 6, par exemple).

Notre conclusion sur les conditions d'excitation et d'ionisation d'hélium est que lorsque la densité d'hydrogène augmente, le rapport $n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$ décroît, et de manière plus brutale au centre de la couche où il y a beaucoup moins de rayonnement ionisant EUV. Au centre, il y a une ionisation trop faible pour peupler les niveaux triplets de l'hélium neutre.

4.3 Conclusion

Dans ce travail, nous avons présenté des calculs hors ETL nouveaux permettant d'obtenir le spectre émergent de l'hélium émis par une protubérance à une dimension, isotherme et isobare. Le modèle d'atome utilisé comporte $29 + 4 + 1$ niveaux, et la formation des raies L α et L β de l'hydrogène, et des premières raies de résonance de He I et He II est étudiée en PRD. Les intensités incidentes sont dépendantes de la fréquence pour les principales transitions (voir § 3).

Les études théoriques menées ici (§§ 4.1 et 4.2) ont montré les différents effets que peuvent avoir les paramètres physiques de nos modèles sur les populations des principaux niveaux d'énergie de l'hélium ainsi que sur les intensités émises. On a pu noter en particulier un comportement différent entre les raies triplets et singulets qui peut être utile aux diagnostics du plasma protubérantiel. La présence des raies de résonance dans le système singulet est primordiale dans la formation du spectre de l'hélium neutre. Un résultat intéressant est que dans le domaine de températures et de pressions considérées ici ($6\,000 \leq T \leq 20\,000$ K et $0.02 \leq P \leq 0.5$ dyn cm²), la raie He II λ 304 Å est uniquement formée par diffusion du rayonnement incident. Les processus collisionnels sont négligeables pour cette raie dans ces modèles. Pour pouvoir explorer d'autres possibilités d'excitation dans la formation de cette raie, il faut introduire dans les calculs une région de transition entre la protubérance et la couronne, permettant d'explorer notamment des températures beaucoup plus élevées. On devrait alors observer un autre comportement de cette raie en fonction des différents paramètres physiques.

Chapitre 5

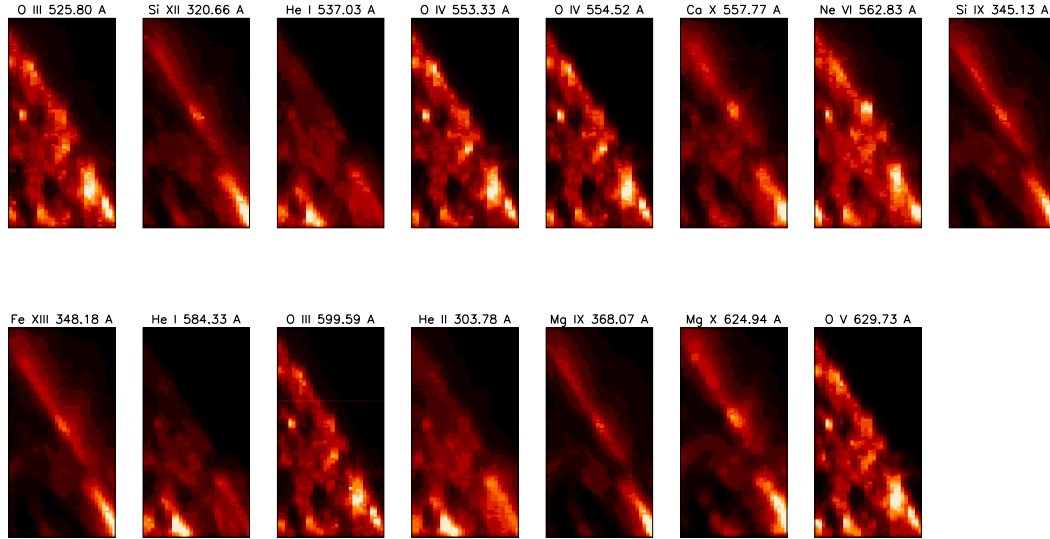
Observations EUV et comparaisons préliminaires

La comparaison des résultats théoriques avec les observations a essentiellement deux buts. Le premier est de valider *a posteriori* le modèle dans son ensemble : choix des représentations adoptées pour l'atome d'hydrogène et pour le système He I - He II - He III, paramètres atomiques, pertinence des différentes hypothèses (géométrie, conditions physiques à l'intérieur de la protubérance) ... Cette première étape est bien souvent à répétition, dès lors que l'accord entre les calculs et les observations n'est pas satisfaisant. Le deuxième objectif de ce genre de travail est, en quelque sorte, le but ultime : il s'agit d'améliorer, dans notre cas, le diagnostic spectroscopique des protubérances et, ce faisant, d'approfondir notre compréhension de ces structures. Comme je l'ai déjà mentionné, l'interprétation directe des observations spectroscopiques n'est pas chose aisée, en particulier pour les raies optiquement épaisses.

L'intérêt des observatoires spatiaux tels que SoHO est bien sûr de s'affranchir de la turbulence atmosphérique inhérente aux observations terrestres lorsque celles-ci sont possibles, mais également d'observer dans des longueurs d'onde inaccessibles depuis le sol. Dans le cas de SoHO (Domingo, Fleck, & Poland, 1995), il s'agit de l'ultraviolet (UV) et de l'extrême ultraviolet (EUV), domaines du spectre solaire absorbés par l'atmosphère terrestre, et qui peuvent être observés par plusieurs des instruments embarqués. Ceci permet des études conjointes et complémentaires entre les différents instruments, et une bonne intercalibration des détecteurs. SoHO a de plus la particularité d'être positionné au point de Lagrange L1, à environ 0.99 UA du Soleil, où les attractions gravitationnelles de la Terre et du Soleil se compensent. Cela permet d'observer notre étoile continuellement. La contrepartie de cette situation est que l'éloignement du satellite limite le flux de données que l'on peut échanger avec lui.

Il y a bien sûr à l'heure actuelle de nombreux autres observatoires spatiaux :

- l'imageur TRACE (Transition Region and Coronal Explorer, Handy *et al.*, 1998), qui observe dans l'EUV, l'UV, et en lumière blanche.
- YOHKOH (Ogawara *et al.*, 1991), lancé le 30 Août 1991, observant dans le domaine des rayons X.
- ULYSSE (lancé le 6 Octobre 1990), spécialisé dans l'étude du vent solaire, et qui nous a fourni de précieuses informations *in-situ* en-dehors du plan de l'écliptique (plan de



SOHO/CDS NIS Raster, 1–May–2000 13:28:28

POBS1_2 -- Helium Lines in Prominences -- s19464r00.fits
Center = (807",502"), Size = 122"x240"

Figure 5.1 – Observation effectuée le 1er Mai 2000 par CDS dans différentes raies. L’ion émetteur et la longueur d’onde en Å sont indiqués pour chaque cadre. Chaque cadre correspond à un *raster* de l’instrument, dont le centre a pour coordonnées (807",502"). Le disque solaire est visible dans le coin inférieur gauche des images. Les raies Si XII 320.66 Å, Si IX 345.13 Å, Fe XIII 348.18 Å et Mg IX 368.07 Å sont observées avec NIS 1 ; les autres raies sont observées avec NIS 2. Il n’y a pas de protubérance visible.

l’orbite terrestre). ULYSSE est actuellement en train d’effectuer son deuxième passage au-dessus du pôle Nord du Soleil en 11 années d’existence, la latitude maximale (80°) ayant été atteinte le 13 Octobre 2001.

5.1 Introduction

La première étape de notre étude observationnelle a consisté à rechercher des observations de protubérance dans l’archive des observations publiques¹ de deux spectromètres embarqués à bord de SoHO (SUMER et CDS). Cette archive se trouve physiquement au centre européen MEDOC (Multi Experiment Data Operation Centre, situé à l’Institut d’Astrophysique Spatiale). Une autre archive, équivalente, se trouve à l’EOF (Experimenters’ Operations Facility), unité du GSFC (Goddard Space Flight Center, NASA) qui est situé aux Etats-Unis. Je vais rappeler dans ce qui suit (§ 5.2) les principales caractéristiques de ces deux instruments.

¹Les données des différents instruments de SoHO passent dans le domaine public un an après les observations correspondantes. Avant ce délai, les données sont accessibles à l’observateur en ayant fait la demande, et au responsable scientifique de l’instrument (PI, pour *Principal Investigator*).

Une fois que l'on a trouvé les observations que l'on souhaite, en l'occurrence pour notre étude, des observations de protubérance dans les raies de résonance (EUV) de l'hélium neutre ($\text{HeI } \lambda\lambda 584, 537 \text{ \AA}$) et ionisé ($\text{HeII } \lambda 304 \text{ \AA}$), il faut appliquer aux données une série de corrections, dépendant de l'instrument utilisé, tenant compte des défauts instrumentaux, mais aussi d'événements *extérieurs*, comme par exemple la saturation de certains pixels due aux rayons cosmiques. Je présenterai plus loin certaines corrections spécifiques à SUMER et à CDS.

Bien entendu, il est souhaitable d'effectuer soi-même des observations, puisque dans ce cas, on détermine exactement les raies que l'on veut observer et les conditions d'observations (taille de la fente d'entrée du détecteur, temps d'exposition), et on peut disposer des données très rapidement pour les utiliser. C'est ce que j'ai tenté de faire lors de la cinquième campagne d'observations menées à MEDOC du 1er au 21 Mai 2000. Lors de ces campagnes, les commandes sont envoyées directement depuis MEDOC vers SoHO (en passant toutefois par l'EOF et le réseau d'antennes de communication américain DSN – Deep Space Network). Le planning des observations est fait à MEDOC pour les instruments SUMER, CDS, et éventuellement UVCS. La coordination des observations avec d'autres instruments à bord de SoHO (comme EIT, MDI), et avec d'autres observatoires spatiaux (comme TRACE) et/ou terrestres, est mise en place lors de réunions quotidiennes. J'ai d'ailleurs moi-même participé à cette cinquième campagne MEDOC en tant que *planner* pour SUMER pendant la première semaine (du 1er au 8 Mai) en collaboration avec Werner Curdt, du Max-Planck Institut für Aeronomie de Lindau (Allemagne), pour élaborer le planning des observations demandées pour SUMER et leur coordination avec les autres instruments. J'ai donc fait des observations avec CDS d'une protubérance les 1er (Fig. 5.1) et 2 Mai 2000, période à laquelle les portes de SUMER étaient fermées et où donc les observations avec cet instrument étaient impossibles. Le pointage de l'instrument doit généralement être déterminé du jour au lendemain, puisque les commandes sont envoyées le soir précédant l'observation. Malheureusement, les données que j'ai obtenues sont inutilisables pour cette étude : la protubérance avait disparu. C'est ce qui m'a conduit, n'ayant pas effectué moi-même d'autres observations, à utiliser celles effectuées lors d'autres campagnes MEDOC, et qui réunissaient les conditions que je souhaitais : observations conjointes entre SUMER et CDS, me permettant d'obtenir les raies HeI 584 et 537, et HeII 304. Le détail de ces observations est présenté au § 5.3. Auparavant, je vais décrire les deux instruments qui ont été utilisés lors des observations sélectionnées.

5.2 Les instruments utilisés

5.2.1 SUMER : Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation

L'instrument SUMER est décrit en détail par Wilhelm *et al.* (1995). C'est un ensemble constitué d'un télescope et d'un spectromètre permettant d'obtenir des observations à hautes résolutions spatiale (~ 1 seconde d'arc, soit environ 700 km sur la surface solaire) et temporelle (~ 1 seconde). L'intervalle des longueurs d'onde observables est assez large (de 500 à 1 610 \AA , sur deux ordres spectraux), et permet donc d'observer l'atmosphère solaire à différentes altitudes, correspondant à des régions de températures allant de 10^4 K (chromosphère) à 10^6 K (basse couronne) environ, en passant par la région de transition. La figure 5.2 présente, dans

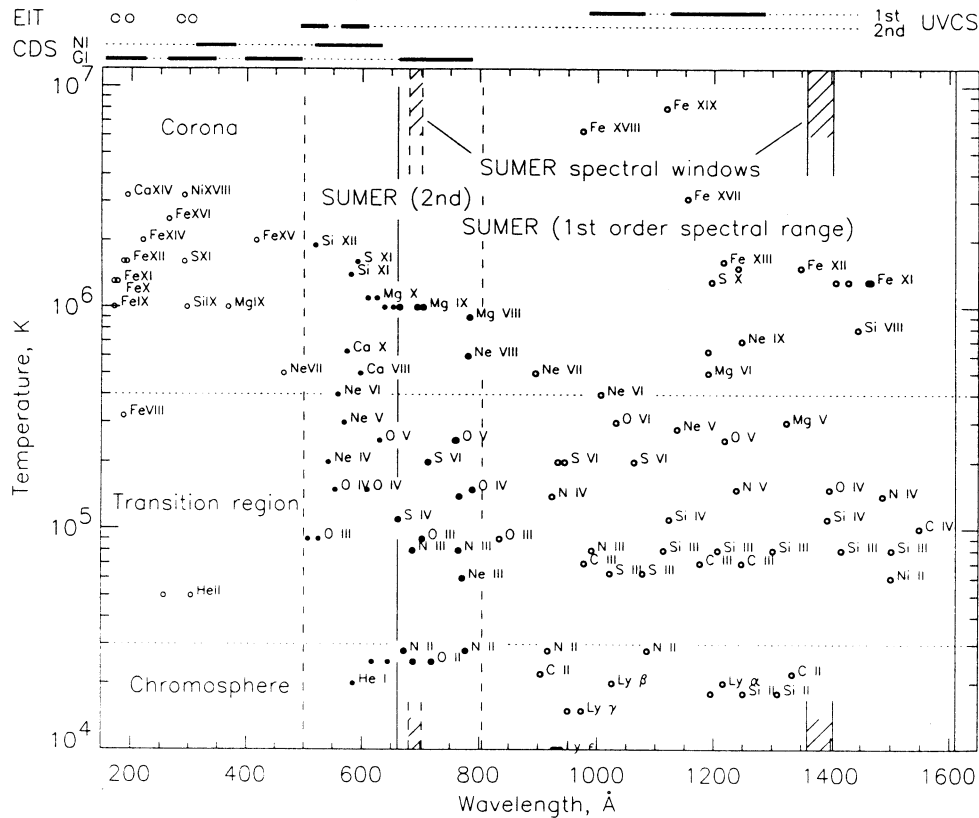


Figure 5.2 – Sélection de raies d'émission dans l'intervalle 150 - 1610 Å, donnant leur température de formation, et régions spectrales couvertes par les instruments EIT, SUMER, CDS, et UVCS, embarqués à bord de SoHO. La raie He I λ 584 Å est formée à environ 20 000 K, et la raie He II λ 304 Å à environ 50 000 K. Tiré de Wilhelm *et al.* (1995).

un espace température de formation *vs* longueur d'onde, les différentes raies observables par SUMER, ainsi que les domaines de longueur d'onde observables par l'imageur EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope), CDS, et le spectromètre coronal UVCS. SUMER possède également une très bonne résolution spectrale ($\Delta\lambda/\lambda = 17\,700 - 38\,300$), qui nous intéresse évidemment pour des déterminations fines des profils des raies d'hélium.

L'optique est constituée d'un jeu de deux miroirs paraboliques, d'un miroir plan et d'un réseau de diffraction concave. Deux détecteurs (A et B) peuvent enregistrer le signal lumineux. Le détecteur A est placé sur la normale au plan du réseau, et le détecteur B est décalé par rapport à la normale (voir Fig. 5.3). Chaque détecteur comprend une surface sensible de 1024×360 pixels², la première dimension étant la dimension spectrale, et la deuxième correspondant à une dimension spatiale. Il y a trois zones distinctes de photocathodes sur chaque surface : une zone centrale (KBr), et une zone externe de part et d'autre de la zone centrale (BaFe), de sensibilité plus faible, et enfin un atténuateur d'intensité à chaque extrémité (sur environ 40 pixels) afin d'observer les raies les plus intenses, et plus spécifiquement la raie La de l'hydrogène. Cependant, les corrections instrumentales à apporter pour l'interprétation de cette raie sont loin d'être triviales, à cause de la grille de l'atténuateur (voir par exemple les

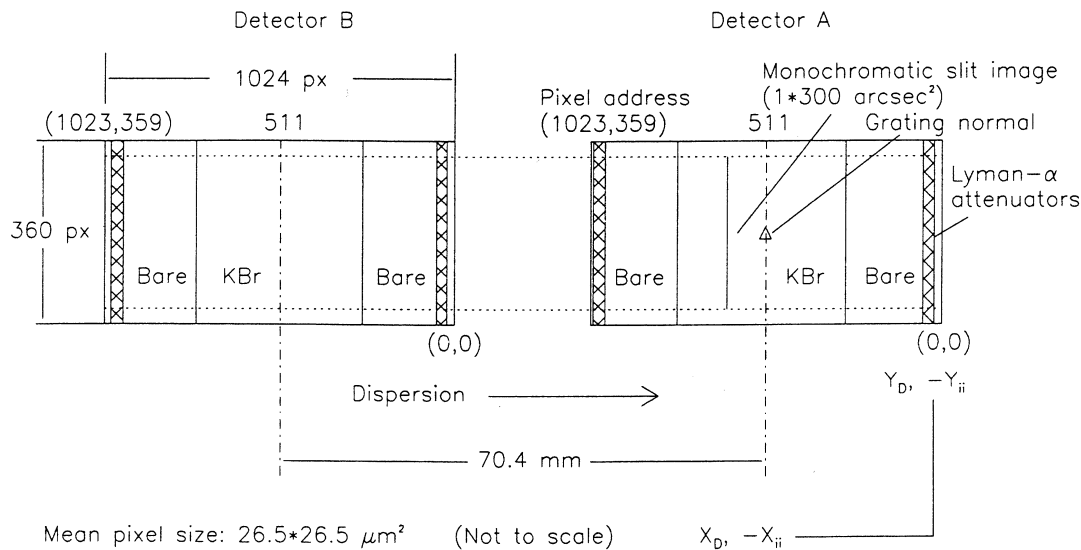


Figure 5.3 – Plan focal du spectromètre SUMER avec les deux détecteurs. Seul le détecteur A est centré sur la normale au réseau, le détecteur B étant décalé de 70.4 mm. On repère bien sur ce schéma les parties des détecteurs recouvertes de KBr, au centre ; les photocathodes *nues* de chaque côté ; les atténuateurs pour la raie $Ly\alpha$ (ce sont des grilles placées devant les photocathodes). Tiré de Wilhelm *et al.* (1995).

observations des raies et de la tête du continu de Lyman dans une protubérance présentées par Heinzl *et al.* 2001). La zone KBr ayant donc la sensibilité la plus élevée, elle sera la plus utilisée pour la plupart des études scientifiques. La zone *nue* peut être utilisée pour éviter la saturation avec des raies très intenses. Enfin, plusieurs fentes à l'entrée du détecteur sont disponibles. Il y en a quatre types (1×300 , 4×300 , 1×120 et 0.3×120 arcsec²) selon l'intensité des raies observées et la résolution souhaitée, et on peut orienter les deux dernières fentes (ayant une hauteur de 120 pixels) pour que le signal soit enregistré au centre, en haut ou en bas du détecteur. Ceci permet d'augmenter la durée de vie du détecteur en utilisant alternativement les différents pixels. La largeur totale à mi-hauteur du profil instrumental est évaluée à 2.3 pixels pour le détecteur A, et 3 pixels pour le détecteur B (Chae, Schühle, & Lemaire, 1998).

5.2.2 CDS : Coronal Diagnostics Spectrometer

Comme son nom l'indique, le spectromètre CDS est dédié à l'étude de la couronne solaire. Pour cela, l'instrument a été conçu par l'assemblage d'un télescope et d'un jeu de miroirs sur lesquels la lumière est réfléchi en incidence rasante en direction des spectromètres. Il y a deux spectromètres sur CDS : le NIS (Normal Incidence Spectrometer), stigmatique, et le GIS (Grazing Incidence Spectrometer), astigmatique. Sur le premier la lumière parvient en incidence normale, tandis qu'elle arrive en incidence rasante sur le second. Ceci permet de couvrir plusieurs gammes différentes de longueurs d'onde sur un ou deux ordres spectraux. NIS comprend deux réseaux et un détecteur, et GIS comprend un réseau dispersant la lumière sur quatre détecteurs. Les domaines de longueurs d'onde observables sont donnés dans le

tableau 5.1. La largeur totale à mi-hauteur des profils instrumentaux de NIS1 et NIS2 est respectivement d'environ 0.32 Å et 0.54 Å (Young & Mason, 1998). Une présentation complète de l'instrument et de ses possibilités est donnée dans Harrison *et al.* (1995).

Les fentes d'entrée des deux spectromètres sont situées dans le plan focal du télescope. Différents types de fente sont disponibles. Pour NIS il y en a trois : 2×240 , 4×240 et 90×240 arcsec², ce qui permet d'avoir un champ de vue assez large tout en gardant une bonne résolution spatiale (la plus haute résolution étant obtenue avec la fente la plus étroite). La fente la plus large permet d'obtenir une image du Soleil simultanément dans plusieurs raies brillantes. Contrairement à SUMER dont le mécanisme de balayage est maintenant assez peu utilisé, CDS peut encore effectuer des balayages spatiaux et fournir ainsi une image de contexte (qui peut servir en relation avec d'autres observations, comme avec SUMER). Bien sûr, CDS ne sert pas qu'à fournir des images de contexte et peut donc observer en mode statique, avec ou sans compensation de la rotation solaire, en se concentrant sur une région donnée du Soleil. Les fentes de GIS sont plus petites, et elles sont également au nombre de trois : 2×2 , 4×4 , et 8×50 arcsec².

5.3 Traitement des données : observations du 6 Juin 1997

Dans le cadre de ma recherche de données, j'ai sélectionné une protubérance observée par Karine Bocchialini (IAS) le 6 Juin 1997, conjointement par SUMER, CDS, et EIT, lors de la 1ère campagne MEDOC. Cette protubérance se trouvait au limbe sud-ouest (voir Fig. 5.4). Les observations, ainsi que le traitement appliqué aux données, et enfin les résultats obtenus, sont détaillés dans ce qui suit. La protubérance observée a fait l'objet de deux publications (Blanco *et al.*, 1999; Bocchialini *et al.*, 2000) dans Solar Physics. Cependant, l'objectif de ces auteurs était de rechercher les fréquences d'oscillations en intensité et en vitesse dans les raies Si IV $\lambda\lambda$ 1393.76 et 1402.77 Å et O IV $\lambda\lambda$ 1401.16 et 1404.81 Å observées par SUMER. Nous ne nous attacherons pas à l'étude de ces quatre raies, étant principalement intéressés par les informations apportées par l'émission dans les différentes raies d'hélium.

Tableau 5.1 – Domaines spectraux observables par l'instrument CDS. Les longueurs d'onde correspondent au premier ordre. Des raies intenses peuvent être observées au deuxième ordre, comme He II 304 sur NIS2.

Détecteur	Intervalle spectral
NIS 1	308 - 381 Å
NIS 2	513 - 633 Å
GIS 1	151 - 221 Å
GIS 2	256 - 338 Å
GIS 3	393 - 493 Å
GIS 4	656 - 785 Å

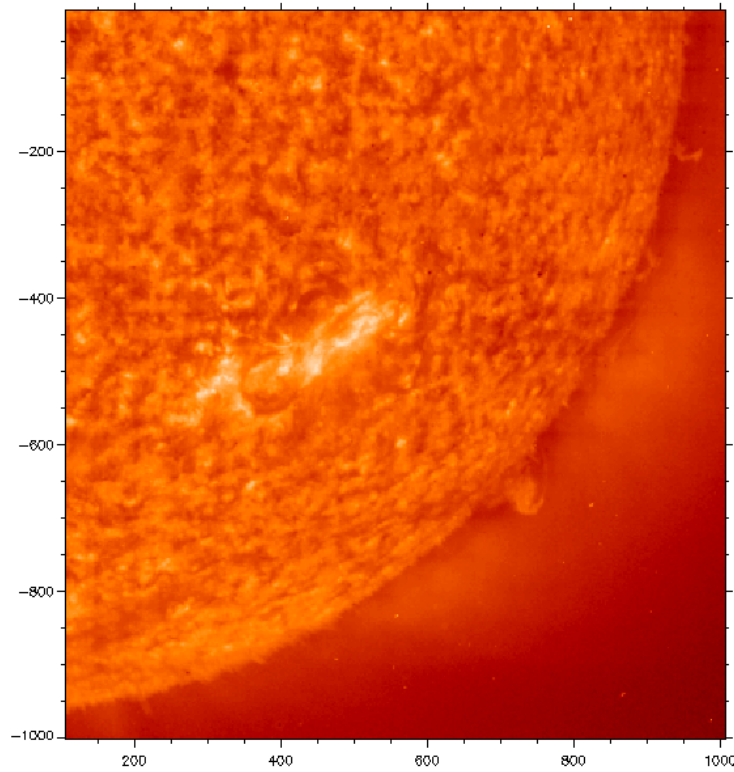


Figure 5.4 – Protubérance observée le 06 Juin 1997 à 19h15 UT par EIT dans la bande passante à 304 Å.

5.3.1 SUMER

SUMER a observé la protubérance dans la raie He I λ 584 Å de 09h21 UT à 09h26 UT. La fente 8 a été utilisée, ce qui correspond à une fente de $0.3'' \times 120''$, et orientée pour utiliser la partie basse du détecteur, qui correspond au nord du Soleil. Le détecteur utilisé est le détecteur B. Le centre de la fente est localisé aux coordonnées $(748.6'', -644.2'')$. L'observation consiste en une série temporelle de 46 expositions, chacune d'une durée de 5.5 secondes. La fente est donc restée fixe pendant toute l'observation.

La première étape avant d'examiner les données de plus près est de les nettoyer des défauts instrumentaux. Voici les deux principales corrections à effectuer :

- *soustraction du champ plat, ou flat-field*. Cela permet de corriger la non-uniformité de la sensibilité du détecteur. Cette sensibilité varie dans le temps, et il est donc nécessaire de prendre régulièrement des images du flat-field. Lorsqu'on traite un jeu de données particulier, il faut donc lui soustraire le champ qui a été observé le plus près dans le temps de la date d'observation. Dans notre cas, un flat-field a été observé le 10 Juin 1997 pour le détecteur B. La figure 5.5 montre ce flat-field. L'image correspond à une exposition d'environ 3 heures dans le continu de Lyman, entre 860 et 900 Å, avec défofocalisation du réseau du spectromètre. Pratiquement, la correction se fait en divisant les données brutes par les données du flat-field.
- *correction de la distorsion géométrique*. La distorsion des images (visible sur la figure

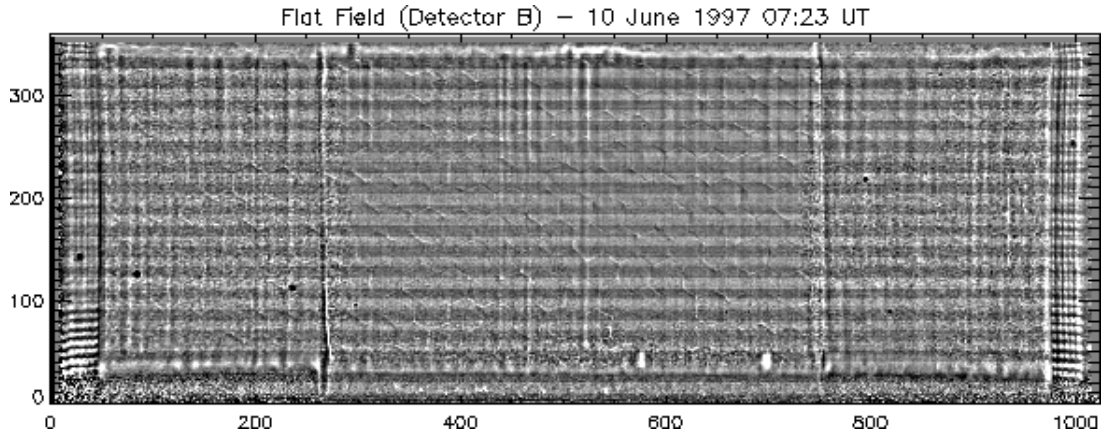


Figure 5.5 – Image du flat-field pour le détecteur B de SUMER, prise le 10 Juin 1997. On distingue sur les 10 pixels situés aux extrémités gauche et droite l'image de la grille (atténuateur $L\alpha$). On voit aussi l'effet de distorsion géométrique du détecteur (courbure le long des quatre côtés du détecteur).

5.5) est due au design électronique de l'instrument. Ici, la correction se fait à l'aide d'une routine écrite par T. Moran.

Selon l'usage que l'on veut faire de ses données, certaines corrections doivent être ajoutées. Par exemple, le facteur de magnification (qui donne la projection de la fente sur le détecteur) peut être différent suivant la longueur d'onde de référence. On peut signaler également un déplacement vertical de l'image de la fente en fonction de la longueur d'onde (Madjarska *et al.*, 2001). Dans notre cas, comme nous n'étudions que la raie à 584 Å, ces problèmes ne se posent pas. Il peut en revanche être utile d'évaluer ces effets si l'on utilise des observations du même objet à différentes longueurs d'onde, et à différents instants.

5.3.2 CDS

Les observations CDS consistent en deux jeux de 15 rasters effectués à 15 longueurs d'onde différentes, sur NIS1 et NIS2, à 10h15 et 11h09 UT. La fente utilisée est la fente $4'' \times 240''$, avec une succession de 30 positions dans la direction est-ouest, ce qui nous donne un champ de vue de $122'' \times 240''$. Le centre du champ de vue est situé à $(764'', -646'')$. La figure 5.6 nous montre les différents ions et les différentes longueurs d'onde observés à 10h15, et le tableau 5.2 donne ces mêmes informations, avec en plus la température de formation des différentes raies. Le temps d'exposition pour chaque raie est 100 secondes.

Pour CDS, les corrections à apporter aux données brutes sont les suivantes :

- *impacts des rayons cosmiques*. Les rayons cosmiques très énergétiques peuvent perturber certains pixels. Il faut donc effectuer cette correction avant de calibrer les données en unités physiques. Généralement, on remplace les pixels manquants, ou ayant des valeurs anormales, par la valeur moyenne des pixels voisins. Classiquement, pour un temps d'exposition de 100 secondes, environ 1% des pixels est affecté.
- *calibration des données*. La conversion des données en unités physiques est effectuée après avoir retiré d'éventuels autres biais.

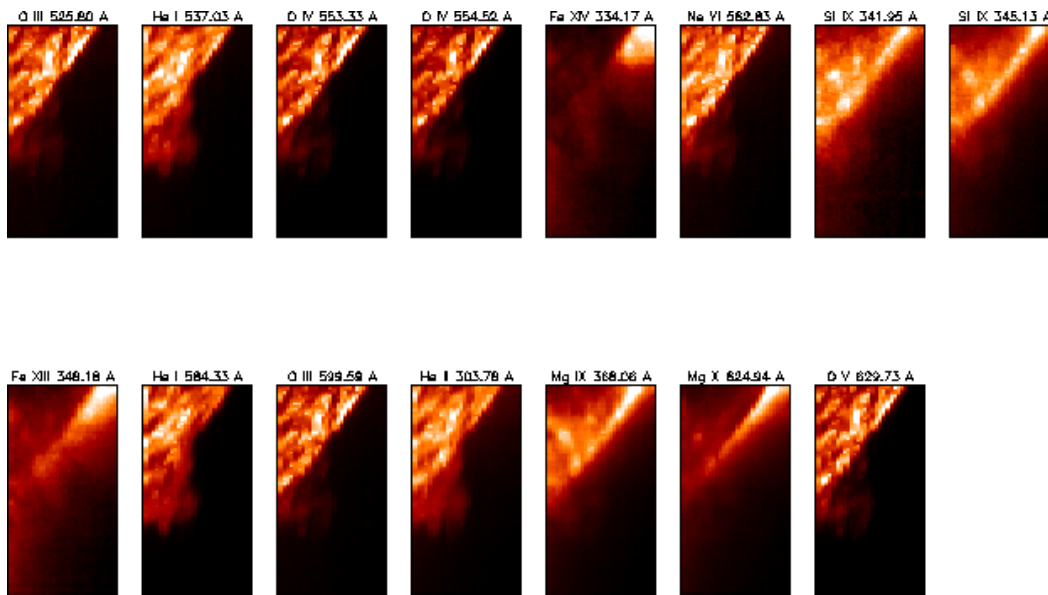


Figure 5.6 – Protubérance observée le 06 Juin 1997 à 10h15 UT dans 15 longueurs d’onde par CDS. Les températures de formation de ces raies sont données dans le tableau 5.2. L’aspect de la protubérance à 584 et 537 Å est sensiblement le même. On peut constater que l’identification de la protubérance devient impossible pour les raies chaudes ($T \gtrsim 1$ MK), pour lesquelles l’émission coronale devient trop intense.

5.4 Exploitation et interprétation des observations

5.4.1 Données SUMER : identification de la protubérance

Lorsqu’on a préparé les données, il faut ensuite les interpréter ! Dans notre cas, le principal problème qui se pose est d’identifier, sur les 120 pixels de la fente de SUMER (qui représentent $120''$ sur le Soleil), la structure observée. Normalement, si le pointage a été bien déterminé, la fente doit être centrée sur une partie de la protubérance. Mais différentes incertitudes peuvent apparaître dans la pratique. D’abord, les protubérances réelles ne sont pas des structures statiques, et le pointage étant déterminé généralement la veille de l’observation, l’objet visé peut évoluer, et changer d’aspect suffisamment pour que la fente de l’instrument se retrouve placée à un mauvais endroit par rapport à ce qui avait été déterminé par l’observateur. Ensuite, chaque instrument a une précision de pointage qui lui est propre et qui est imprévisible avant l’observation. Pour CDS et SUMER, la précision est de l’ordre de 5 à $10''$. En fait, cette dernière incertitude n’est pas uniquement due au pointage de l’instrument, mais aussi à la position et l’orientation de SoHO. En résumé, il faut d’une part avoir à l’avance une idée du type de spectre que l’on doit obtenir, et d’autre part utiliser au maximum les observations effectuées conjointement par d’autres instruments (de SoHO ou d’ailleurs) pour corréler les données entre elles et augmenter notre degré de confiance.

La figure 5.7 représente le raster effectué par CDS dans la raie He I λ 584 Å, avec la position théorique de la fente de SUMER indiquée par un trait vertical blanc (trait de droite). Cette position théorique est déterminée à partir des informations situées dans l’en-tête du

fichier de données SUMER. Sur cette image on peut voir que la fente de SUMER paraît bien positionnée sur la protubérance. L'idée suivante est de comparer les données spectroscopiques des deux instruments. Là encore, certains problèmes se posent. D'abord, la taille de la fente pour les deux instruments n'est pas identique. Il faut comparer des spectres obtenus avec une fente de $0.3''$ pour SUMER avec des spectres obtenus avec une fente de $4''$ pour CDS. La résolution spatiale est ici bien meilleure avec SUMER. D'autre part, la résolution spectrale des deux instruments n'est pas la même. Comme nous allons le voir par la suite, le profil instrumental de SUMER, pour le détecteur B, a une largeur totale à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*) de l'ordre de 3 pixels, soit 0.065 \AA , alors que le profil instrumental de CDS a une FWHM de l'ordre de 0.54 \AA . Les profils obtenus n'ont donc pas la même allure.

Pour exploiter les différents profils de raie donnés par les deux instruments, nous utilisons les moments d'ordre 0 à 2, qui nous donnent successivement l'intensité intégrée, la position du barycentre du profil, et la variance de la distribution. Les trois premiers moments d'une distribution f de N variables aléatoires $x_k, k = 1, \dots, N$ sont :

$$M_0 = \sum_{k=1}^{k=N} f(x_k), \quad (5.1)$$

$$M_1 = \sum_{k=1}^{k=N} f(x_k) x_k, \quad (5.2)$$

Tableau 5.2 – Raies observées par CDS, classées par température croissante de formation. La raie He II est observée au deuxième ordre.

Ion	λ (Å)	T (K)	Détecteur
He I	537.03	$2 \cdot 10^4$	NIS2
He I	584.33	$2 \cdot 10^4$	NIS2
He II	303.78	$5 \cdot 10^4$	NIS2
O III	525.80	$9 \cdot 10^4$	NIS2
O III	599.59	$9 \cdot 10^4$	NIS2
O IV	553.33	$2 \cdot 10^5$	NIS2
O IV	554.52	$2 \cdot 10^5$	NIS2
O V	629.73	$2 \cdot 10^5$	NIS2
Ne VI	562.83	$4 \cdot 10^5$	NIS2
Si IX	341.95	$1 \cdot 10^6$	NIS1
Si IX	345.13	$1 \cdot 10^6$	NIS1
Mg IX	368.06	$1 \cdot 10^6$	NIS1
Mg X	624.94	$1 \cdot 10^6$	NIS2
Fe XIII	348.18	$1.6 \cdot 10^6$	NIS1
Fe XIV	334.17	$2 \cdot 10^6$	NIS1

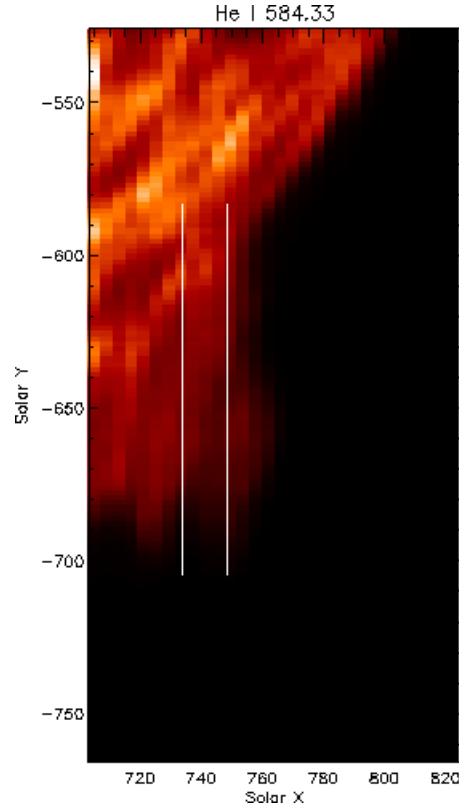


Figure 5.7 – Positions théorique et estimée de la fente de SUMER (trait vertical blanc) dans le champ de vue de CDS à 584 Å. Chaque pixel de CDS représente $\sim 4'' \times 1.7''$ sur le Soleil. La fente de SUMER fait $0.3''$ de large. Le trait de droite représente la position théorique, et le trait de gauche la position estimée (voir texte pour les explications).

$$M_2 = \sum_{k=1}^{k=N} f(x_k) (x_k - \bar{x})^2. \quad (5.3)$$

Le moment d'ordre 2 défini par (5.3) est en fait le moment *centré* d'ordre 2. Avec ces définitions, l'aire A comprise sous la distribution (donc l'intensité intégrée dans notre cas), la position du barycentre \bar{x} , et la variance $v(x)$, sont données par :

$$A = M_0 \frac{\Delta x}{N - 1}, \quad (5.4)$$

$$\bar{x} = \frac{M_1}{M_0}, \quad (5.5)$$

$$v(x) = \frac{M_2}{M_0}. \quad (5.6)$$

Dans (5.4), Δx représente la longueur de l'intervalle sur lequel sont définis les x_k . La variance (5.6) peut être reliée à la largeur du profil si l'on fait l'hypothèse que la distribution est de type connu. Considérons une distribution normale (gaussienne), c'est-à-dire donnée par une

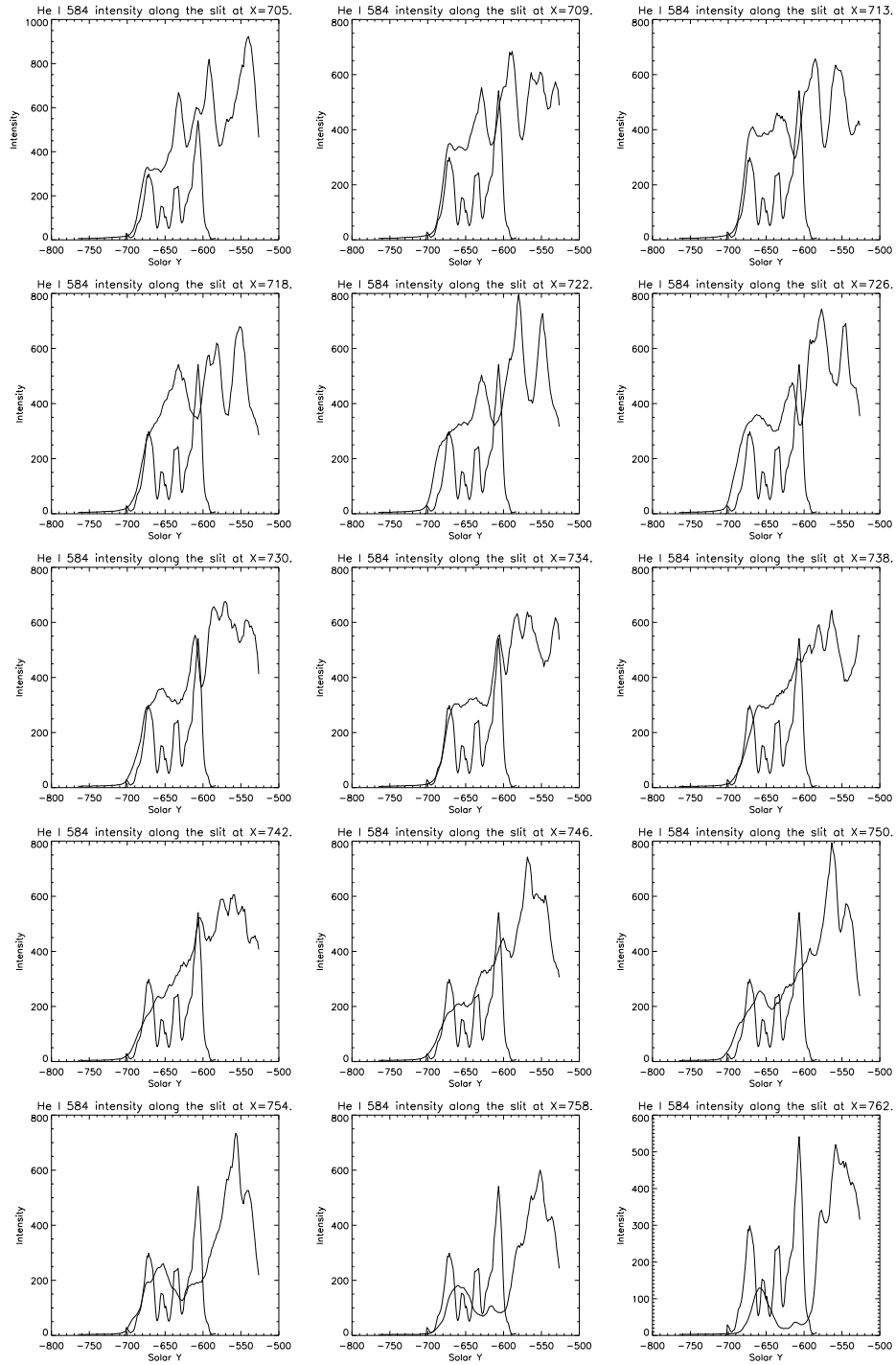


Figure 5.8 – Superposition des profils d'intensité intégrée obtenus par CDS et SUMER le long de leur fente, pour plusieurs positions successives (de gauche à droite et de haut en bas) en X. Le 8^e graphique semble donner un très bon accord entre les deux instruments. Le profil correspondant à SUMER ne s'étend que sur 120'', et ne varie donc pas d'une figure à l'autre.

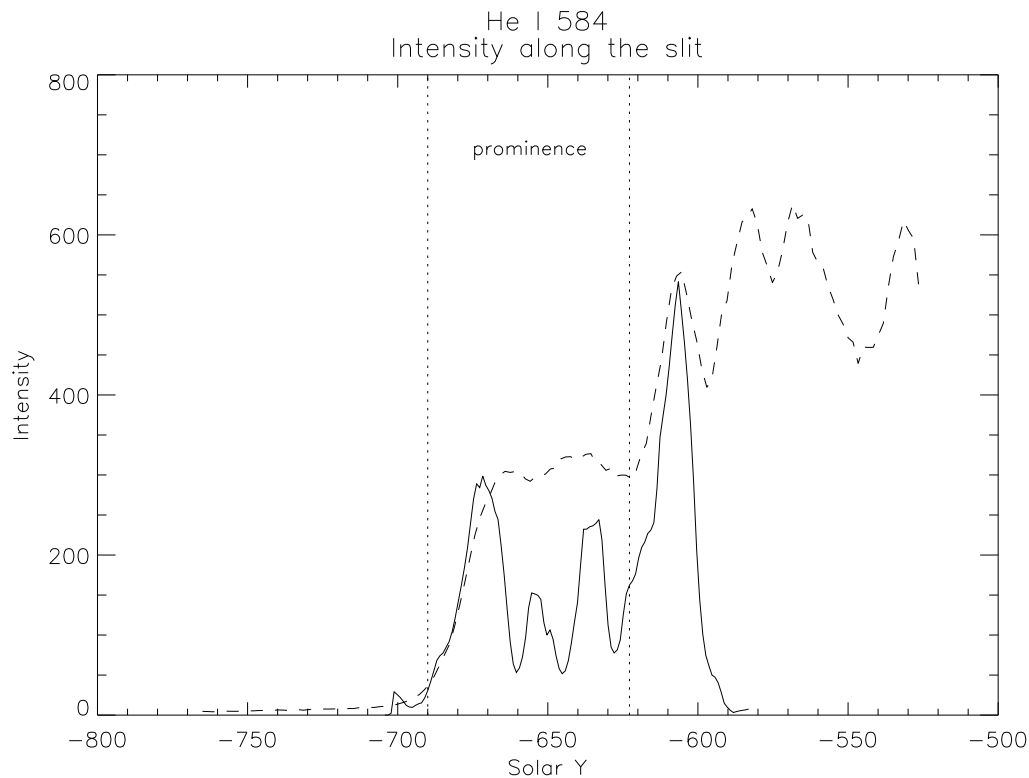


Figure 5.9 – Définition des pixels représentant la protubérance à partir des profils d'intensité de CDS (trait discontinu) à $X=734''$ et de SUMER (trait plein) le long de leur fente. Les lignes verticales en pointillés indiquent les limites de la protubérance.

loi du type :

$$I(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - \bar{x})^2}{\sigma^2}\right). \quad (5.7)$$

Ici, le profil est normalisé à l'unité. La variance de la distribution est $v(x) = \sigma^2$ et donne ainsi la largeur du profil. S'il faut donc faire à un certain stade l'hypothèse que la distribution observée suit une loi normale, cette méthode a un avantage par rapport à un *fit* gaussien effectué par un programme quelconque : en effet, le fit gaussien fait l'hypothèse d'une distribution normale dès le début de la procédure, et peut donc donner une erreur plus importante sur l'intensité totale et le barycentre du profil observé, dès lors que celui-ci s'écarte d'un profil gaussien. Les moments d'ordre 0 et 1 nous permettent de déterminer la position du barycentre, \bar{x} , également sans faire d'hypothèse sur la forme du profil, ce qui est particulièrement intéressant lorsque le profil observé est asymétrique.

La figure 5.8 présente les profils d'intensité intégrée le long des fentes de CDS et SUMER. Pour les 15 premières positions successives en X de la fente de CDS (de $X=705''$ à $X=762''$), le profil d'intensité intégrée de SUMER sur les $120''$, correspondant aux 120 pixels de la fente, est superposé au profil d'intensité de CDS, qui s'étend sur $240''$. On peut remarquer sur cette figure la meilleure résolution spatiale de SUMER, puisque les pics les moins intenses

sont peu résolus par CDS. En accord avec les dernières études de calibration présentées sur les pages INTERNET² de CDS qui indiquent qu'à 584 Å, l'intensité mesurée par CDS est 30% supérieure à celle de SUMER, nous avons multiplié l'intensité de CDS par un facteur 0.7. La position théorique de la fente de SUMER est en $X=748.6''$, ce qui correspond au 11^e panneau de la figure 5.8. On voit que pour ces deux positions, l'accord ne semble pas parfait entre les deux instruments. L'examen de la figure 5.8 montre qu'à $X=734''$ (8^e panneau), l'accord est très bon entre les deux instruments. Ceci nous permet donc, en combinaison avec la figure 5.7, de déterminer quels pixels de SUMER représentent la protubérance et le disque solaire. Sur la figure 5.9, les limites de la protubérance sont indiquées par des traits pointillés verticaux. Sur cette figure, l'intensité mesurée à $X=734''$ par CDS est encore diminuée de 30%. Comme sur la figure 5.8, ces intensités représentent une moyenne sur toutes les expositions (2 pour CDS, 46 pour SUMER). La limite inférieure de la protubérance, à $Y\sim-690''$, est prise telle que l'intensité mesurée par les deux instruments soit supérieure à $30 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, ce qui permet d'avoir un assez bon rapport signal/bruit. La limite supérieure, à $Y\sim 623''$, se situe avant le fort gradient d'intensité dû au limbe.

5.4.2 Caractéristiques de la raie He I λ 584 Å

La figure 5.10-a présente le profil d'intensité intégrée à 584 Å dans la protubérance. Une information supplémentaire est donnée par la largeur à mi-hauteur du profil. En ne gardant dans le signal que la région définie précédemment, nous calculons pour chaque pixel le profil de la raie moyenné sur le temps et que nous symétrisons, pour obtenir une distribution moyenne, le long de la fente, de la largeur du profil observé. La largeur de la raie est déterminée comme suit : pour chaque profil de raie symétrique et moyenné en temps, on détermine la position du centre de la raie à l'aide des moments d'ordre 0 et 1. Puis nous recherchons la longueur d'onde correspondant au point le plus proche du centre de la raie, et dont l'intensité observée correspondante est la moitié de l'intensité maximale. La distance entre ce point et le centre de la raie nous donne donc la largeur totale à mi-hauteur de nos profils moyens. Cette méthode nous évite d'avoir à faire une hypothèse sur la forme du profil. Sur la figure 5.10-a, on peut remarquer que les valeurs les plus élevées de la FWHM se trouvent principalement dans les régions où l'émission est la moins forte, ceci étant lié au niveau de bruit plus important. La valeur moyenne de la largeur à mi-hauteur du profil dans la protubérance est $\text{FWHM}(584) = 0.120 \text{ Å}$.

La figure 5.10-b montre la distribution de la position du centre de la raie. Pour la déterminer, nous avons utilisé les deux premiers moments de chaque profil de raie moyen non symétrisé. Cette méthode est plus correcte que si nous avons calculé d'abord le barycentre en chaque point et à chaque instant, puis effectué la moyenne sur les 46 expositions. Dans ce dernier cas, le bruit peut fausser les valeurs si le rapport signal/bruit n'est pas négligeable, et on aboutit alors à des positions du barycentre aberrantes.

Il faut signaler que la valeur de la FWHM n'est nullement corrigée du profil instrumental. De plus, le profil observé n'est *a priori* pas gaussien. Dans le but de la présente étude, qui est de comparer des profils calculés avec les profils observés, nous avons choisi de convoluer le profil théorique de la protubérance avec le profil instrumental, et de comparer le profil résultant avec le profil observé.

²<http://solg2.bnsc.rl.ac.uk/software/calibration.shtml>

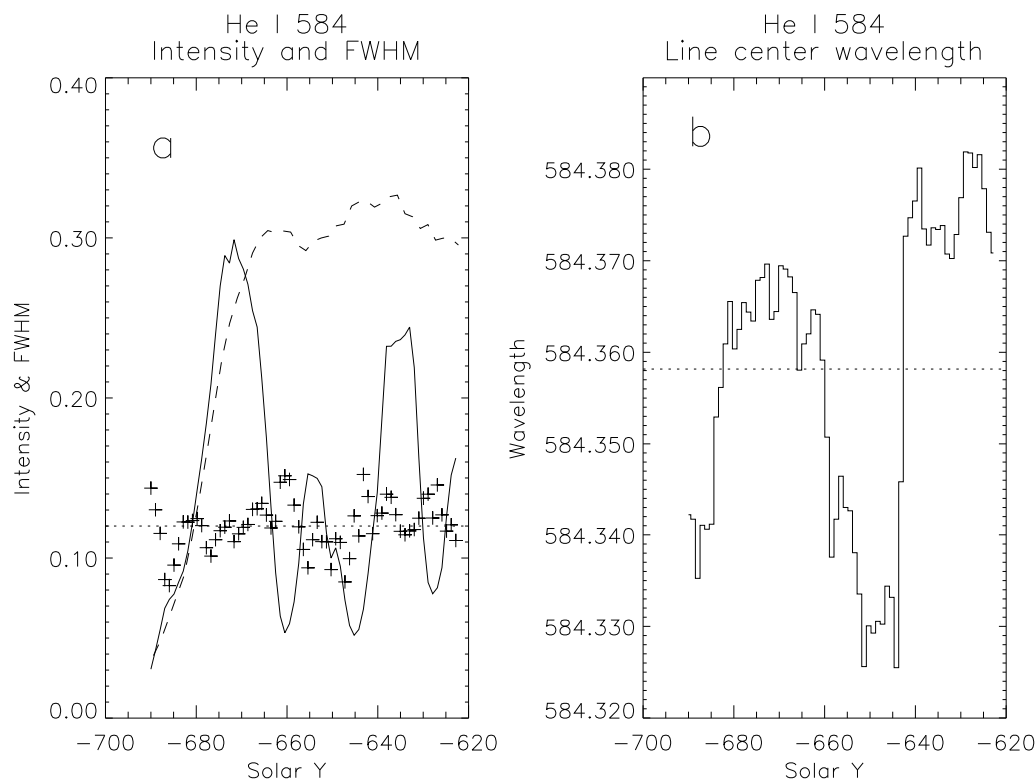


Figure 5.10 – **a)** Intensité intégrée (SUMER : trait plein ; CDS : trait discontinu) et largeur totale à mi-hauteur mesurée par SUMER (+), de la raie He I λ 584 Å dans la protubérance. La ligne pointillée horizontale donne la valeur moyenne de la FWHM mesurée par SUMER entre les pixels 15 à 81 : 0.120 Å. **b)** Position du centre de la raie (en Å), déterminée en chaque point de la région comprise entre les pixels 15 et 81, à partir du profil de la raie observée par SUMER et moyenné en temps. La ligne horizontale en pointillés donne la position moyenne du centre de la raie : 584.358 Å. Unités : intensité en 10^{-3} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$; FWHM et longueur d'onde en Å ; position en arcsec.

Wilhelm *et al.* (1997) donnent un exemple de comparaison entre le profil moyen de la raie He I λ 584 Å dans une protubérance et sur le disque avec SUMER. Les FWHM mesurées sont respectivement de 120 et 150 mÅ, et l'intensité de la raie dans la protubérance est environ 40% de l'intensité sur le disque. On note que la valeur de la FWHM dans la protubérance donnée par ces auteurs et la valeur moyenne que l'on a déterminée sont identiques. La figure 5.11 présente la comparaison entre les profils moyens de la raie He I λ 584 Å obtenue par SUMER sur le disque (défini entre $Y=-612.6''$ et $Y=-602.5''$, soit 11 pixels) et sur la protubérance (67 pixels). L'intensité moyenne sur la protubérance calculée sur ce profil représente 33% de l'intensité sur le disque. Les FWHM de ces profils dans la protubérance et sur le disque sont respectivement 0.161 Å et 0.168 Å. Il faut bien noter la différence entre la FWHM moyenne déterminée précédemment comme la moyenne de chaque profil dans la protubérance (0.120 Å), et la FWHM déterminée ici sur le profil moyen représentant toute la protubérance (0.161 Å). De même, sur la région définie comme représentant le disque, la FWHM calculée par la première méthode donne 0.125 Å. Cette dernière valeur, assez faible par rapport à celle

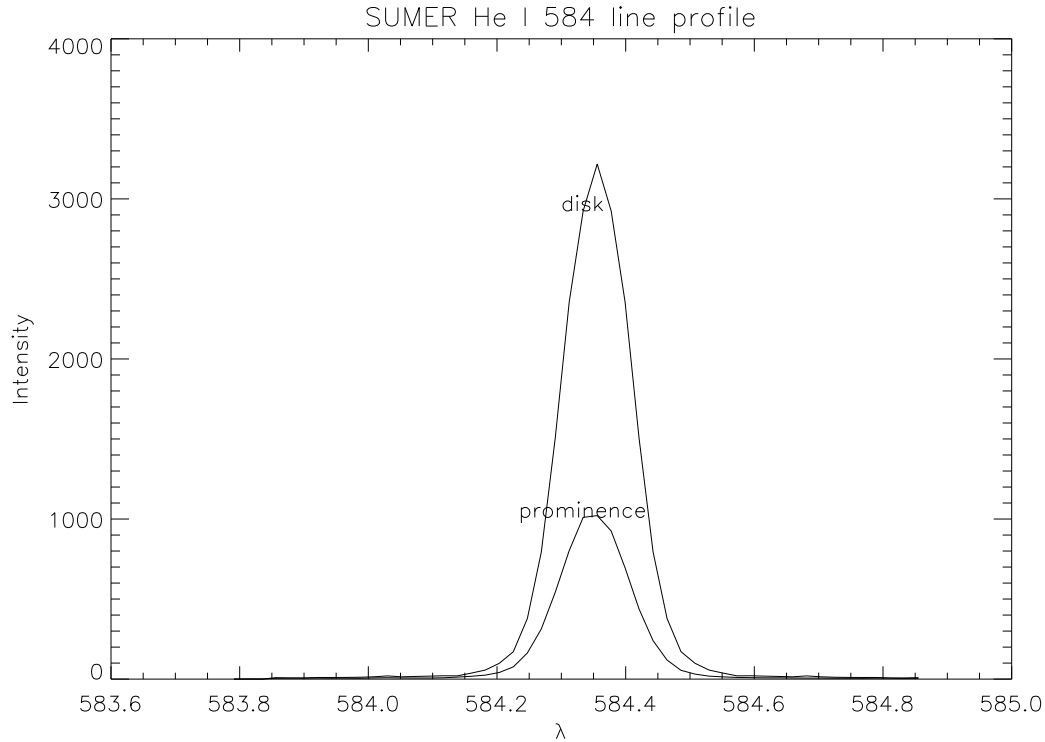


Figure 5.11 – Profils à 584 Å dans la protubérance (moyenne sur 67 pixels) et sur le disque (moyenne sur 11 pixels). Les intensités dans la protubérance et sur le disque sont respectivement de 146 et 440 $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Å}^{-1}$. Unités : λ (Å) et intensité en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

déterminée par Wilhelm *et al.* (1997), doit être prise avec précaution, étant donné la très faible portion du disque dans nos observations. Il est d'ailleurs probable, comme le soulignent Bocchialini *et al.* (2000), que la fente de SUMER soit éclairée sur le disque par le filament (qui correspond à une partie de la protubérance vue en absorption sur le disque).

5.4.3 Données CDS : observations de la protubérance et du disque

Les observations de CDS, comme mentionné précédemment, consistent en deux jeux de données, à deux instants différents (10h15 et 11h09 UT), avec une dimension spectrale et deux dimensions spatiales (30 positions dans la direction Est-Ouest, et 143 positions dans la direction Nord-Sud). Notre approche pour déterminer les différentes grandeurs qui nous intéressent (intensité, position du centre de la raie, et FWHM) est la même que pour SUMER, la différence étant que nous disposons d'un champ de vue plus large avec CDS pour seulement deux instants différents. La moyenne sur le temps de ces deux observations est montrée Fig. 5.12 (en haut) pour les raies He I $\lambda\lambda$ 537, 584 Å et He II λ 304 Å. En bas de cette même figure, nous montrons les profils moyens correspondants, sur le disque et dans la protubérance.

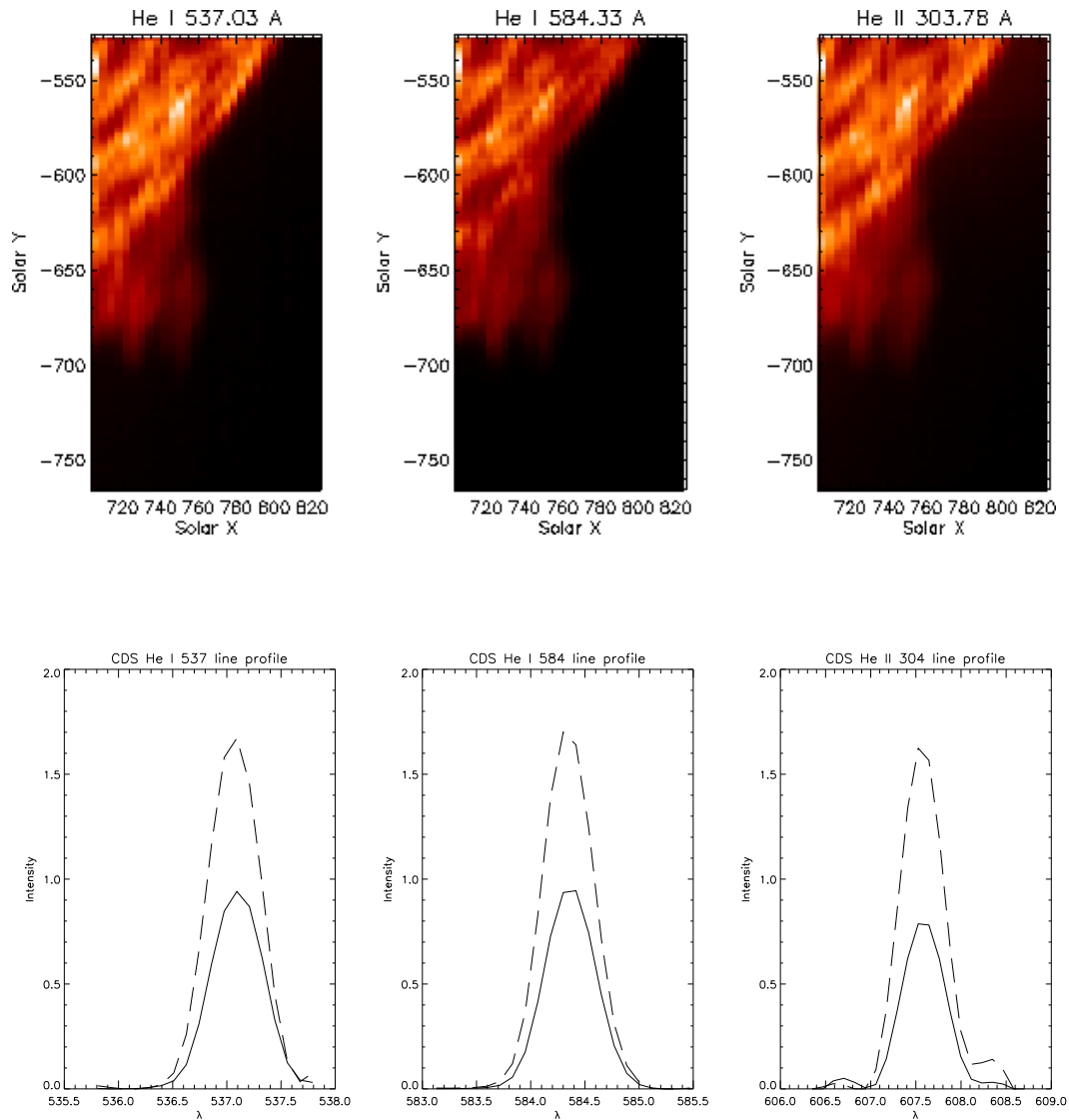


Figure 5.12 – En haut : images obtenues par CDS dans les raies He I $\lambda\lambda$ 537, 584 Å et He II λ 304 Å le 06 Juin 1997. Ces images représentent la moyenne sur le temps obtenue à partir de 2 observations. La protubérance se situe entre 25 000 et 30 000 km au-dessus du disque. En bas : profils moyens du disque (trait interrompu) et de la protubérance (trait plein) dans les trois raies de l'hélium observées par CDS. Les intensités pour chaque raie sont normalisées à l'intensité intégrée sur le disque.

5.4.3.1 Observations à 584 Å

Pour chaque longueur d'onde, nous avons défini une région de pixels correspondant au disque et à la protubérance. Les profils moyens pour ces deux régions sont montrés figure 5.12. A 584 Å, le rapport des intensités intégrées protubérance/disque est de 56%, une valeur sensiblement supérieure à celle obtenue par SUMER. Il faut rappeler que les résolutions spatiales de SUMER et CDS sont très différentes : 1 pixel $\sim 1''$ pour SUMER et $\sim 1.7''$ pour CDS

en Y, et 1 pixel $\sim 0.3''$ pour SUMER et $\sim 4''$ pour CDS en X. Enfin, la partie correspondant au disque sur la fente de SUMER n'est pas représentative, vu la faible région couverte.

Les profils obtenus par CDS sont beaucoup plus larges que ceux obtenus par SUMER, en raison de la largeur plus élevée du profil instrumental de CDS. Ils ont été obtenus de manière similaire au profil moyen de SUMER. Il faut noter également que sur le profil moyen présenté figure 5.12, la raie dans la protubérance semble plus large que sur le disque (551 et 555 mÅ, respectivement). Ce résultat est un peu surprenant, car contraire à ce qui a été obtenu avec SUMER, et provient probablement de la sommation des profils individuels. Toutefois, ces valeurs sont dominées par la largeur du profil instrumental.

5.4.3.2 Observations à 537 et 304 Å

Les profils des deux autres raies d'hélium observées avec CDS sont également présentés figure 5.12. A 537 et 304 Å, le niveau de bruit est plus important. De plus, la raie à 537 Å observée par CDS comprend dans son aile rouge une contribution d'une autre raie (probablement une raie de O II), mais la résolution spectrale dans notre cas ne permet pas d'identifier correctement la part de cette contribution. Enfin, la raie à 304 Å est observée au deuxième ordre, et la calibration en intensité est loin d'être triviale. Pour ces différentes raisons, nous ne nous intéressons dans cette étude qu'au rapport d'intensité entre la raie à 584 Å et la raie à 537 Å, qui vaut ~ 11 dans la protubérance et sur le disque.

5.5 Comparaisons avec les calculs

Dans cette section, nous effectuons des comparaisons préliminaires entre les observations décrites plus haut, particulièrement les observations de SUMER dans la raie He I λ 584 Å, et les calculs hors ETL effectués avec notre code numérique. Dans cette optique, une nouvelle série de calculs a été effectuée, dont les caractéristiques sont décrites dans ce qui suit.

5.5.1 Nouveaux paramètres pour les calculs

L'approche qui a été décrite aux chapitres 3 et 4 n'a pas changé. La principale modification vient d'une nouvelle définition des intensités incidentes dans les principales transitions d'hélium. Le profil de la raie He II λ 304 Å est le même que décrit § 3.2.5. Pour la raie He I λ 584 Å, nous utilisons maintenant un profil gaussien d'intensité totale $685 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ et une largeur de 140 mÅ, plus proche des mesures faites par SUMER (Wilhelm *et al.*, 1997). Nous avons également introduit des profils incidents dépendant de la fréquence, de type gaussien, pour les raies He I λ 537 Å (intensité : $75 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$; FWHM : 129 mÅ), et He II λ 256 Å ($167 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ et 84 mÅ). Notre rapport théorique $E(584)/E(537)$ sur le disque vaut donc ~ 9 .

Nous avons calculé 240 modèles de protubérance, pour les mêmes valeurs de température, pression, et épaisseur géométrique que celles utilisées dans le chapitre 4 (voir tableau 4.1 page 60), avec une abondance d'hélium (en nombre d'atomes par rapport à l'hydrogène) de 10 %, une altitude de 20 000 km, et deux valeurs pour la vitesse de microturbulence : 5 et 10 km/s.

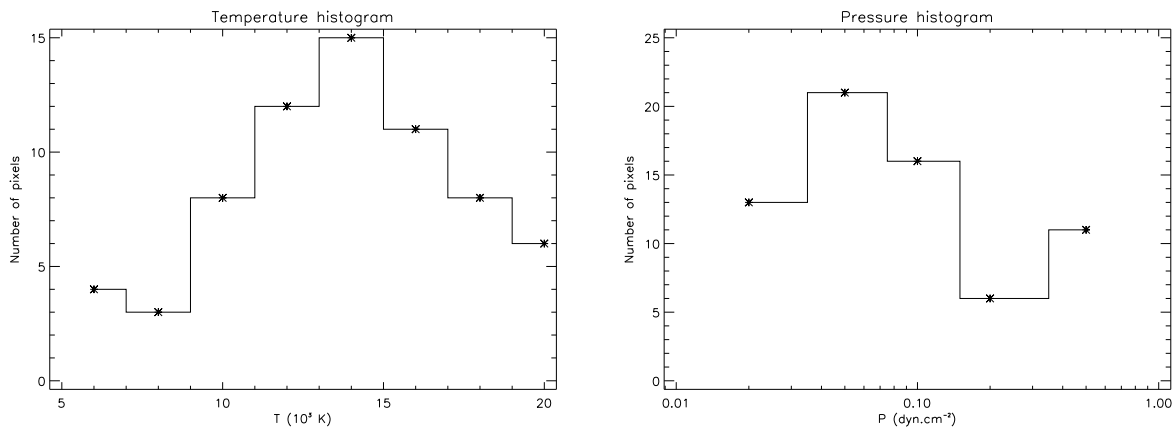


Figure 5.13 – Histogramme de la température (à gauche) et de la pression (à droite) calculées.

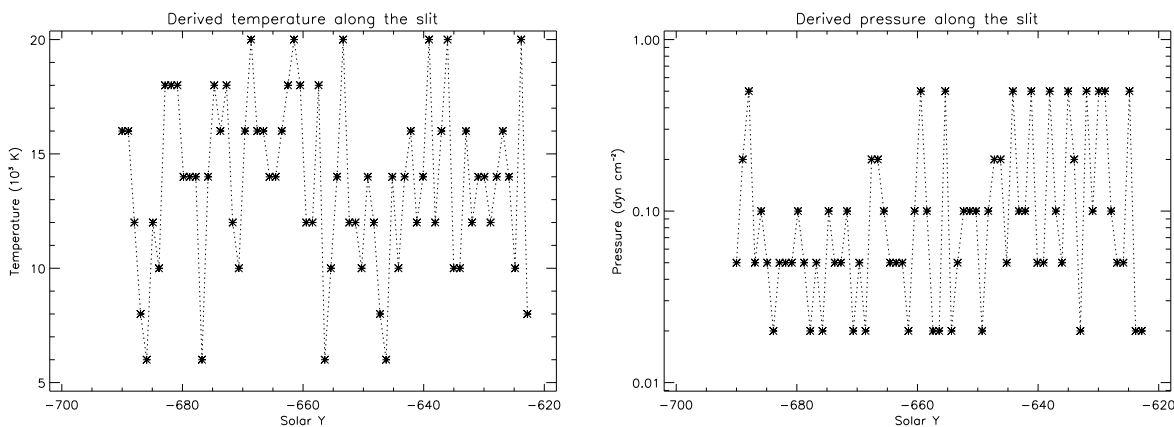


Figure 5.14 – Températures et pressions calculées en fonction de la position le long de la fente de SUMER.

5.5.2 Détermination des paramètres physiques à partir des observations

Pour chacun des 67 pixels appartenant à la protubérance dans les données SUMER, nous recherchons le modèle dont le profil calculé à 584 \AA , après convolution avec le profil instrumental (gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.065 \text{ \AA}$), nous donne une FWHM la plus proche de la FWHM déduite en chaque pixel. Nous n'imposons aucune contrainte sur l'intensité intégrée du profil calculé. Ce choix part du principe que l'on ne connaît pas le facteur de remplissage en chaque point de la fente de SUMER, facteur qui agit sur l'intensité de la raie observée, mais pas sur sa largeur.

La figure 5.13 représente les histogrammes des températures et des pressions obtenues par les modèles sélectionnés comme décrit précédemment. Il y a 8 valeurs possibles pour la température, 5 pour la pression, et le nombre de pixels représentant la protubérance est de 67. Il ressort de ces histogrammes que la température la plus probable dans la structure

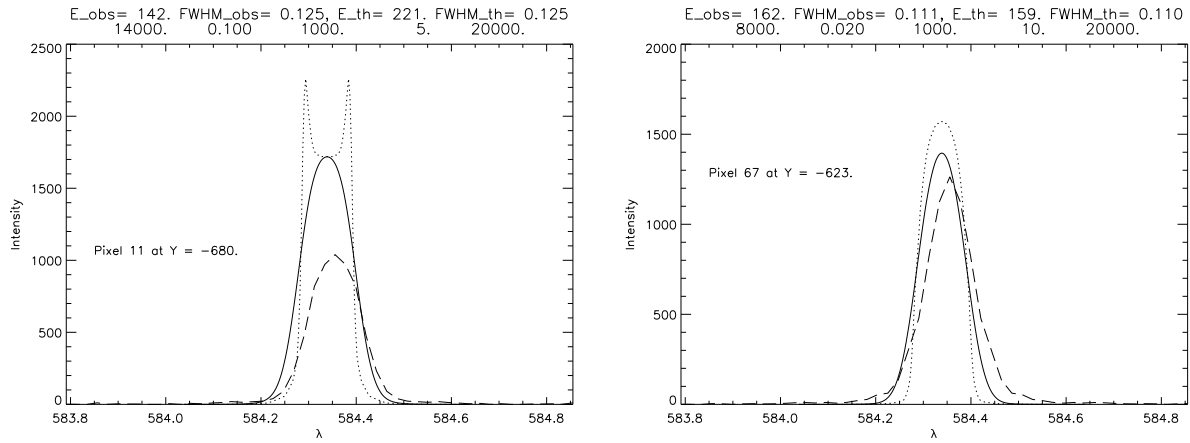


Figure 5.15 – Comparaison de deux profils observés par SUMER (traits interrompus longs) avec le profil calculé à 584 Å. Le profil théorique non convolué est en pointillés, et le profil résultant de la convolution avec le profil instrumental du détecteur B de SUMER est en trait plein. Au-dessus de chaque graphe sont indiquées les valeurs de l'intensité et de la largeur totale à mi-hauteur observées et calculées, ainsi que les paramètres physiques du modèle sélectionné (température, pression, épaisseur, vitesse de microturbulence et altitude, dans les unités usuelles).

observée par SUMER est de 14 000 K, et la pression la plus probable est de 0.05 dyn cm^{-2} . Ces deux valeurs sont acceptables, mais ne doivent pas être considérées comme définitives. En effet, la fente de SUMER ne fait que $0.3''$ de large, et si cette fente permet d'obtenir une très bonne résolution spatiale, comme il a déjà été vu, il serait en revanche plus intéressant d'avoir des observations à plusieurs positions différentes en X, afin de recouvrir une plus grande partie de la protubérance. D'autre part, le nombre de modèles calculés n'est peut-être pas assez important pour permettre une bonne statistique : il faudrait sans doute plus de points en température, et surtout en pression, pour pouvoir obtenir un histogramme plus représentatif. On peut finalement ajouter que l'histogramme des températures donne une température moyenne de $\sim 13800 \text{ K}$, et une pression moyenne de 0.14 dyn cm^{-2} .

En ce qui concerne les deux autres paramètres libres de ces calculs, à savoir l'épaisseur de la protubérance (3 valeurs possibles) et la vitesse de microturbulence (2 valeurs possibles), nous ne donnons pas les histogrammes, mais nous pouvons toutefois donner les tendances. En ce qui concerne l'épaisseur de la couche, il y a une même probabilité pour les trois valeurs. Ceci n'est pas surprenant, car le plasma protubérantiel est à 584 Å très épais, et donc le profil émergent est peu sensible à la dimension de la couche. La valeur moyenne de la profondeur optique est $\tau_0^{584} \sim 2 \times 10^4$. Pour la vitesse de microturbulence, presque $\frac{2}{3}$ des modèles correspondant aux 67 pixels ont une vitesse de 5 km/s.

La figure 5.14 présente les profils le long de la fente de SUMER de la température et de la pression, que l'on obtient en comparant nos largeurs calculées de la raie à 584 Å avec les largeurs observées. En ce qui concerne la température, il semblerait, grossièrement, que certaines zones à haute température entourent d'autres zones à des températures moins élevées. Il est difficile d'établir une tendance claire pour le profil de pression le long de la fente.

La figure 5.15 présente une comparaison des profils observés et calculés (avant et après la convolution avec le profil instrumental) en deux positions différentes. Le graphe de gauche, à $Y=-680''$, présente deux caractéristiques intéressantes. On voit que le profil calculé non convolué de la raie à 584 \AA est renversé au centre de la raie, et possède donc deux pics (symétriques) d'intensité, à $\sim 44 \text{ m\AA}$ du centre de la raie. *Ce renversement disparaît après la convolution avec le profil instrumental.* On peut donc remarquer que l'observation, dans les protubérances ou dans l'atmosphère solaire, d'un renversement au centre de la raie He I $\lambda 584 \text{ \AA}$, dépend fortement de la résolution spectrale de l'instrument. Le détecteur B de SUMER avec lequel ces observations ont été faites, ne possède pas une résolution suffisante pour cela (FWHM=65 mÅ). L'autre remarque que l'on peut faire sur ce même graphique est que l'intensité calculée est supérieure à l'intensité observée, alors que les FWHM sont en très bon accord. Ceci pourrait être un signe d'un facteur de remplissage inférieur à 1. Le graphique de droite, à $Y=-623''$, donne des intensités calculée et observée en meilleur accord. Pour ces deux positions, on peut enfin noter que le profil observé semble être décalé légèrement vers le rouge par rapport au profil théorique. Ceci pose la question de la référence absolue en longueur d'onde du détecteur, que nous n'avons pas abordée.

Le rapport théorique des intensités $E(584)/E(537)$ dans la protubérance est de 15. Il est plus élevé que sur le disque. Ceci est probablement dû au fait que, dans la protubérance, l'intensité moyenne à 584 \AA est susceptible d'être augmentée par les processus collisionnels, dans des conditions de haute température et/ou de haute pression. Par exemple, pour le modèle présenté à gauche (Fig. 5.15), le profil calculé (avant convolution) présente un renversement au centre et un embrillancement dans les ailes de la raie à 584 \AA , mais la raie à 537 \AA ne possède pas de telles caractéristiques.

5.6 Conclusion

Ce travail préliminaire a permis de vérifier que nos résultats de calculs sont comparables avec les observations à haute résolution spatiale et spectrale de SUMER. Il est possible d'obtenir à partir de la comparaison des profils de la raie He I $\lambda 584 \text{ \AA}$ des indications sur les paramètres physiques de la protubérance observée. Toutefois, pour pouvoir effectuer un diagnostic d'une structure observée de manière plus sûre, il est nécessaire d'avoir des observations sur une plus grande étendue spatiale, et d'avoir d'autres raies (EUV ou visible/infrarouge) que la raie à 584 \AA pour contraindre un peu plus nos paramètres. Il ressort notamment que la résolution spectrale de CDS/NIS2 utilisé ici est peu adaptée à la comparaison des profils des raies d'hélium avec nos calculs. On peut par contre au moins utiliser les observations de CDS pour obtenir des informations sur les intensités intégrées.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion

Nous avons vu aux chapitres 3 et 4 les conclusions de notre étude sur la formation des raies d'hélium dans des protubérances solaires quiescentes. Les modèles de protubérance à une dimension, isobares et isothermes, permettent de comprendre de manière simplifiée les processus de peuplement des différents niveaux de l'hélium (représenté par 29 niveaux liés pour l'hélium neutre, 4 pour l'hélium ionisé, et le niveau correspondant à l'hélium deux fois ionisé). Le couplage entre le transfert radiatif et l'équilibre statistique dans nos calculs hors équilibre thermodynamique local est complexe de par la quantité de niveaux considérés dans le modèle d'atome et la compétition entre les processus radiatifs et collisionnels, et évidemment de par sa nature non linéaire et non locale (voir chapitre 2). Les calculs ont donc été effectués avec soin dans toutes les raies et les continus en ce qui concerne le transfert de rayonnement, en utilisant des intensités incidentes déduites d'observations et dépendantes en fréquence pour les transitions principales de l'hydrogène et de l'hélium, et en considérant de surcroît les effets de la redistribution partielle en fréquence pour les deux premières transitions de Lyman de l'hydrogène et les raies de résonance He I λ 584 Å et He II λ 304 Å. La prise en compte de la PRD pour les raies de résonance de l'hélium constitue une nouveauté dans la modélisation du transfert hors-ETL dans les protubérances.

De nombreux modèles d'atmosphères de protubérances ont été utilisés pour étudier la formation des raies d'hélium dans une assez large gamme de températures (de 6000 à 20 000 K), de pressions (de 0.02 à 0.5 dyn cm⁻²), et d'épaisseurs géométriques (de 200 à 5000 km). Cette approche nous a permis de comprendre par quelles voies l'équilibre statistique est atteint. Nous avons vu que les températures et les pressions considérées dans ce travail ne permettent pas d'identifier des processus d'excitation collisionnelle dans la formation de la raie à 304 Å. Au contraire, si la raie à 584 Å est généralement formée par diffusion du rayonnement incident dans les régions de faible température et de faible pression, les processus collisionnels deviennent très importants dans les régions de haute température et/ou de pression élevée, créant une auto-absorption au centre de la raie plus ou moins importante, et des pics d'intensité dans les ailes.

La comparaison avec les observations présentées au chapitre 5 a vérifié que les résultats théoriques que nous avons obtenus sont valides. C'est la première fois que l'on compare

des profils de la raie à 584 Å de l'hélium neutre calculés hors-ETL et en redistribution partielle, avec des profils observés. L'idéal est de continuer à utiliser des données SUMER et CDS, principalement dans les raies de l'hydrogène et de l'hélium, en combinaison avec des observatoires terrestres (Kitt Peak, THEMIS, ...), pour observer d'autres raies dans l'infrarouge et le visible, permettant d'affiner le diagnostic. Nous avons en effet constaté, et cela a été souligné également par d'autres

auteurs, qu'un profil observé peut être bien reproduit par différents modèles ayant des conditions physiques assez variables. Nous avons également souligné le fait qu'un certain nombre de profils théoriques de la raie à 584 Å comprend un renversement au centre de la raie, et donc deux pics d'intensité apparaissent dans les ailes du profil symétrique. Mais cette auto-absorption peut disparaître si l'on convolue le profil théorique avec le profil instrumental gaussien du spectromètre utilisé sur une observation particulière. L'observation dans les protubérances d'un renversement au centre de la raie dépend de la résolution spectrale du spectromètre.

6.2 Perspectives

Cette étude a uniquement porté sur les protubérances solaires quiescentes, telles que décrites ci-dessus. Différents champs d'investigation s'offrent à nous pour continuer ce travail et étendre son application. La première perspective que l'on peut proposer est d'appliquer le même type de calculs aux filaments quiescents, qui sont identiques aux protubérances, mais vus en absorption sur le disque. Cela revient dans notre modélisation à considérer une couche plan-parallèle *horizontale*, et non plus verticale comme dans le cas de la protubérance. Il existe pour ces objets de nombreuses observations dans les raies de l'hydrogène et de l'hélium, et pour ce dernier, l'outil de diagnostic hors-ETL dont nous disposons maintenant va constituer un apport considérable pour l'interprétation des observations.

Pourtant, la modélisation du spectre de l'hélium dans les filaments solaires ne représente qu'une toute première application possible de nos travaux. Certains apports que je vais décrire maintenant pourraient augmenter notre compréhension de la formation du spectre de l'hélium dans des conditions physiques plus variées, en appliquant notre méthode de diagnostic à d'autres objets de l'atmosphère solaire, et à d'autres situations astrophysiques.

6.2.1 Introduction d'une interface protubérance - couronne dans les modèles

Comme nous l'avons déjà mentionné dans notre introduction générale (§ 1), et plus particulièrement avec le tableau 1.2 (page 13), les protubérances ne sont pas vraiment des structures isothermes. Il existe une région de transition entre le corps de la protubérance, froid et dense, et la couronne environnante, analogue entre la région de transition entre la chromosphère et la couronne, et où un important gradient de température est observé. Cette région de transition (PCTR) est très mince par rapport au corps de la protubérance.

Jefferies & Orrall (1963) ont montré que les températures déduites à partir de la largeur des raies de Balmer et des intensités dans le continu pouvaient

être expliquées par un modèle de protubérance quiescente à température variable. Il y a principalement deux approches possibles : on peut imposer l'équilibre énergétique dans toute la couche, auquel cas la variation de température découle de cette contrainte (Anzer & Heinzel, 1999; Heasley & Mihalas, 1976, par exemple). Ou bien on ne cherche pas à imposer

l'équilibre d'énergie, et les variations des paramètres physiques sont à déterminer soi-même. Une version du code HYDR, nommée PROM5, mise à disposition par Pierre Gouttebroze sur INTERNET¹, permet de calculer le spectre de l'hydrogène émis par un modèle de protubérance. Un exemple de modèle d'atmosphère pour une protubérance est fourni : partie centrale de 5000 km d'épaisseur, à 10 000 K et 0.02 dyn cm⁻². Dans la région d'interface, la température croît de 10 000 à 100 000 K, et la pression de 0.02 à 0.1 dyn cm⁻², sur 3500 km. Enfin, la vitesse de microturbulence est fixée à 5 km/s dans toute la couche.

Quelle que soit l'approche adoptée, il est important de chercher à modéliser les raies de l'hélium dans les protubérances en tenant compte de cet interface protubérance - couronne. En particulier, la formation des raies de HeII dans cette mince région de transition devrait donner des résultats nouveaux par rapport à ce qui a été présenté ici. On a vu en effet que les températures considérées dans nos calculs ne permettraient pas d'observer une grande sensibilité aux différents paramètres physiques de nos modèles dans la formation de la raie HeII λ 304 Å. Il est probable que la contribution thermique ne soit plus négligeable par rapport au terme de diffusion du rayonnement dans l'expression de la fonction source pour cette raie. Bien entendu, il y a également un grand intérêt pour observer l'importance de la PCTR dans la formation des raies de HeI : nous pourrions étudier le rôle de l'excitation collisionnelle dans la formation des raies de l'hélium neutre au-delà de 20 000 K.

6.2.2 Les filaments et protubérances actives et éruptives

Il a été montré par différents auteurs que les *flares* (éruptions solaires) et les CMEs (éjections de masse coronale) sont souvent liées à une déstabilisation d'un filament ou d'une protubérance (en général situé dans une région active) menant à une éjection partielle ou totale de la matière contenue initialement dans cette structure (Jiang & Wang, 2001; Penn, 2000; Plunkett *et al.*, 2000; Schmieder *et al.*, 2000; Zhang & Wang, 2001). Par exemple, Dere & Subramanian (2001) ont étudié 32 CMEs pendant une phase de minimum solaire entre Janvier 96 et Mai 98 à l'aide des instruments MDI, EIT et LASCO embarqués à bord de SoHO, ainsi que des observatoires au sol fournissant des magnétogrammes photosphériques et des images en H α . Sur ces 32 éjections de masse coronale, 22% sont associées à une éruption de protubérance dans une région active, et 19% à des éruptions de protubérance quiescente. Les champs de vitesse observés dans une protubérance éruptive traduisent un mouvement ascendant du plasma qui s'échauffe au cours du temps. Dès les premières observations de SoHO, il a été possible de mesurer avec précision ces champs de vitesse, grâce à SUMER et CDS (Wiik *et al.*, 1997). Les vitesses radiales mesurées sont de l'ordre de quelques centaines de km/s.

En prenant en compte ces champs de vitesse dans nos calculs, nous pouvons prédire le spectre émis par une telle structure, et par comparaison avec les observations, effectuer un diagnostic plus précis d'une protubérance lors des phases pré-éruptives et éruptives. Ce travail a été initié par Heinzel & Rompolt (1987) pour l'hydrogène. Gontikakis *et al.* (1997a,b) ont résolu le transfert de rayonnement et l'équilibre statistique pour l'hydrogène hors-ETL, en prenant en compte la PRD dans les raies L α et L β , et bien sûr le décalage Doppler du rayonnement incident sur la protubérance, sans aucune hypothèse sur le mécanisme d'accélération de la matière. Les modèles de protubérance considérés sont de type GHV, c'est-à-dire structure isotherme et isobare à géométrie plan-parallèle, verticale au-dessus de la surface solaire,

¹ftp://www.medoc-ias.u-psud.fr/pub/goutte/RTC/rtc.html

et avec une température maximale de 15 000 K. Une telle température a montré que les effets thermiques ne sont plus négligeables pour certaines raies comme $L\beta$, et celle-ci a alors un comportement avec la vitesse bien différent de son comportement à basse température. Il serait possible de reprendre ces calculs pour d'une part considérer de plus hautes températures, et d'autre part étudier le comportement du spectre émergent de l'hélium avec la vitesse de déplacement macroscopique de la matière. Ceci faciliterait l'interprétation des nombreuses observations obtenues avec les spectromètres CDS et SUMER à bord de SoHO.

6.2.3 Les protubérances stellaires

Les premières observations de telles structures dans des couronnes stellaires ont été faites par l'étude de systèmes d'étoile double à éclipse. Schroeder (1983) a attribué un affaiblissement dans le continu UV du système 32 Cygni juste après une éclipse à la diffusion Rayleigh du fondamental de l'hydrogène et a déduit une densité de colonne d'hydrogène de 10^{24} cm^{-2} pour une structure semblable à une protubérance située bien au-dessus du limbe. Des observations ont été faites également sur des étoiles simples (Collier Cameron *et al.*, 1990, par exemple) en observant l'absorption des raies $H\alpha$, Mg II h et k, et Ca II H et K dans une structure de type protubérance sur l'étoile naine K0 à rotation rapide (AB Doradus). Ces auteurs ont été capables de déterminer la masse de ces structures (de 2 à $6 \times 10^{17} \text{ g}$, c'est-à-dire de 2 à 3 ordres de grandeur plus grand que dans les protubérances solaires typiques), une densité de colonne $N_{\text{H}} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, et une température de 8 000 à 9 000 K. Si des observations sont faites dans certaines raies de l'hélium, en combinaison par exemple avec des observations $H\alpha$, on pourra effectuer un diagnostic très intéressant de ces structures à partir des intensités observées. Il faudra, dans le cas d'étoiles à rotation rapide, prendre en compte la rotation stellaire.

Annexe A

Publications

Revue à comité de lecture

1. GOUTTEBROZE P. et **LABROSSE N.**, 2000, *A ready-made code for the computation of prominence NLTE models*, Sol. Phys. 196, 349–355.
2. **LABROSSE N.** et GOUTTEBROZE P., 2001, *Formation of Helium Spectrum in Solar Quiescent Prominences*, A&A 380, 323–340.

Actes de colloques à comité de lecture

1. **LABROSSE N.** et GOUTTEBROZE P., 2001, *NLTE Diagnostics of Solar Prominences Using Hydrogen and Helium lines*, proceedings of the Themis and the New Frontiers of Solar Atmosphere Dynamics workshop, March 19-21, Il Nuovo Cimento C, à paraître.

Actes de colloques

1. GOUTTEBROZE P. et **LABROSSE N.**, 1999, *Transfert de rayonnement à l'Institut d'Astrophysique Spatiale*, in Forum GRETA "Transfert de rayonnement en Astrophysique", 17-19 mai 1999, Nice, France.
2. **LABROSSE N.** et GOUTTEBROZE P., 1999, *Modelling of Helium Spectrum in Solar Prominences*, in Rapport ESA SP-446, Proceedings of 8th SOHO Workshop "Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", June 22-25, Paris, France, p.399–403.
3. **LABROSSE N.**, GOUTTEBROZE P., et VIAL J.-C., 1999, *Modelling of Helium Spectrum in Solar Prominences*, in Rapport ESA SP-448, The 9th European Meeting on Solar Physics "Magnetic Fields and Solar Processes", September 12-18, Florence, Italy, p.503–506.

Formation of helium spectrum in solar quiescent prominences

N. Labrosse and P. Gouttebroze

Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

Received 14 August 2001 / Accepted 11 September 2001

Abstract. We present new non-LTE modelling of the helium spectrum emitted by quiescent solar prominences. The calculations are made in the frame of a one-dimensional plane-parallel slab. The physical parameters of our models are the electron temperature, the gas pressure, the slab width, the microturbulent velocity and the height above the solar surface. In this paper, we present isothermal isobaric models for a large range of temperature and pressure values. This work brings considerable improvements over the calculations of Heasley and co-workers (Heasley et al. 1974; Heasley & Milkey 1976, 1978, 1983) with the inclusion in our calculations of partial redistribution effects in the formation of the H I Ly α , Ly β , He I λ 584 Å and He II λ 304 Å lines. In addition we consider detailed incident profiles for the principal transitions. The statistical equilibrium equations are solved for a 33 bound levels (He I and He II) plus continuum atom, and the radiative transfer equations are solved by the Feautrier method with variable Eddington factors. In this way we obtain the helium level populations and the emergent line profiles. We discuss the influence of the physical parameters on the helium level populations and on the main helium spectral lines. The effect of helium abundance in the prominence plasma is also studied. Some relations between singlet and triplet lines are given, as well as between optically thin or thick lines, He I and He II lines, and between the He I λ 5876 Å and H I λ 4863 Å lines. In a future work this numerical code will be used for the diagnostic of the prominence plasma by comparing the results with SUMER observations.

Key words. Sun: prominences – line: profiles – line: formation – radiative transfer

1. Introduction

Many non-LTE computations have been performed over more than thirty years in order to investigate radiative transfer effects and line formation in solar prominences. When one considers simple one-dimensional homogeneous and static models the first paper related to the helium spectrum in quiescent solar prominences which made satisfactory comparisons with observations is from Heasley et al. (1974, hereafter HMP). These authors removed several restrictive assumptions that were made before (see references in their paper). For example they used a multi-ion helium model atom with 20 energy levels and treated the radiative transfer problems in detail in the resonance lines and continua for the neutral and singly ionized helium. It was the first paper dealing with both hydrogen and helium spectra out of local thermodynamic equilibrium (NLTE). Their prominence models consisted of isobaric and isothermal slabs. Then a series of four papers with the same approach was published in the following years (Heasley & Mihalas 1976; Heasley & Milkey 1976, 1978, 1983). These authors used detailed atomic models for both hydrogen and helium. However their work suffered from some limitations such as the assumption of

complete redistribution (CRD) in line formation, or the use of frequency-independent incident intensities for each line. They presented intensity ratios, integrated intensities and optical depths for several hydrogen and helium lines but no detailed emergent profile was shown.

Yakovkin et al. (1982) solved the integral diffusion equations for selected neutral helium levels with quantum number $n \leq 4$ under low-temperature plasma conditions and found that the excitation and ionization of helium are maximum near the boundaries. Other authors have considered different helium lines in different geometries in order to compare with specific observations. Morozhenko (1984) investigated the excitation of singlet helium levels in the frame of homogeneous and filamentary prominences. In a recent paper, Li et al. (2000) computed the He I λ 5876 Å (D3) emission line profile using the two-cloud model and taking into account the multiplet. A work has been undertaken (Kucera et al. 1998; Andretta et al. 1999) in order to derive the neutral hydrogen column density and ionization state of helium from observations of hydrogen and helium continua.

In this paper we compute the essential parts of the neutral and ionized helium spectrum emitted by a model quiescent solar prominence. We use a plane-parallel slab standing vertically above the solar surface to represent the prominence. Computations allow departure from LTE for

Send offprint requests to: N. Labrosse,
 e-mail: labrosse@medoc-ias.u-psud.fr

all atomic levels and the radiative transfer equations are solved for all lines and continua. Partial redistribution in frequency is included in the calculations of resonance lines. This represents a new step compared to the above-cited papers, towards a more physical approach. We obtain several radiative quantities related to the emergent spectrum. An important point is that we also get the emergent line profiles. This can be particularly useful for the interpretation of prominence spectra, especially when one observes optically thick lines such as the resonance lines of neutral (He I $\lambda\lambda$ 584 and 537 Å) or ionized helium (He II λ 304 Å) from which the derivation of the plasma physical parameters is not straightforward.

We explain in detail the approach used for the computations in Sect. 2. Then computed models similar to those of Heasley and co-workers are presented in Sect. 3 in order to compare them with previous theoretical results of HMP and Heasley & Milkey (1978, hereafter HM3). The influence of the physical parameters of the models on the helium states mean populations and on the emerging spectrum is studied (Sect. 4) and some relations between helium line intensities and also the He I λ 5876 Å (D3) versus H I λ 4863 Å (H β) relation are considered in Sect. 5. In the conclusion, we indicate the future developments of this work.

2. Modelling

2.1. Numerical procedure

The first step in our calculations is to solve the ionization, hydrostatic and statistical equilibrium equations as well as the radiative transfer equations out of local thermodynamic equilibrium (non LTE) for hydrogen. Computational details can be found in Gouttebroze et al. (1993, hereafter GHV). We obtain electron and hydrogen level population densities from which we can determine the hydrogen spectrum emitted by our prominence. We thus derive the radiation inside the slab, taking into account the incident radiation and the principal transitions of the hydrogen atom. This defines the new physical conditions for the computation of the helium spectrum. The second step is then to solve independently the statistical equilibrium and the radiative transfer equations for the multilevel, multi-ion helium atom. The solution of the statistical equilibrium equations is determined by iterations and the radiative transfer equations are solved by the Feautrier method (finite-difference method, Feautrier 1964) with variable Eddington factors (Auer & Mihalas 1970). In all calculations, partial redistribution in frequency is considered for the formation of the resonance lines H I Ly α and Ly β (Heinzel et al. 1987), He I λ 584 Å and He II λ 304 Å.

2.2. Prominence model

The prominence model used here is the same as described in GHV – see also Heinzel et al. (1987, 1994). It consists

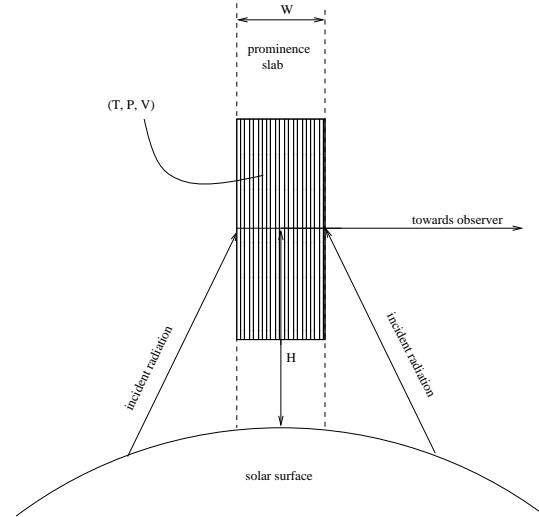


Fig. 1. Prominence model. T , P , and V are respectively the electron temperature, the gas pressure, and the microturbulent velocity. H is the height of observation above the solar surface and W the slab geometrical thickness.

of a plane, parallel slab standing vertically above the solar surface (see Fig. 1). It is a one-dimensional representation defined by the slab thickness W . On both sides of this symmetric model, the prominence is illuminated by an incident radiation field coming from the underlying photosphere and chromosphere, and the surrounding corona. This radiation field determines the boundary conditions for the resolution of the radiative transfer equations and it is crucial to consider it properly in order to study line formation. This radiation field is diluted according to the height H of the line-of-sight above the solar surface and eventually to the center-to-limb variations for the incident lines. In our computations the center-to-limb variations are taken into account for the incident hydrogen lines with upper level $n \leq 5$ (Gouttebroze & Labrosse 2000). The emerging spectrum is computed for three viewing angles: $\mu = \cos \theta = 0.2, 0.6$ and 1. This last value corresponds to a line-of-sight perpendicular to the slab and will be the only one considered in this paper, for brevity. Inside the slab, three physical quantities have to be defined: the electron temperature, the gas pressure and the microturbulent velocity. In this work we use isobaric and isothermal models, so these three quantities are fixed constant throughout the slab. Consequently, each model is defined by 5 parameters, namely the electron temperature, the gas pressure, the microturbulent velocity, the slab thickness and the height above the solar surface.

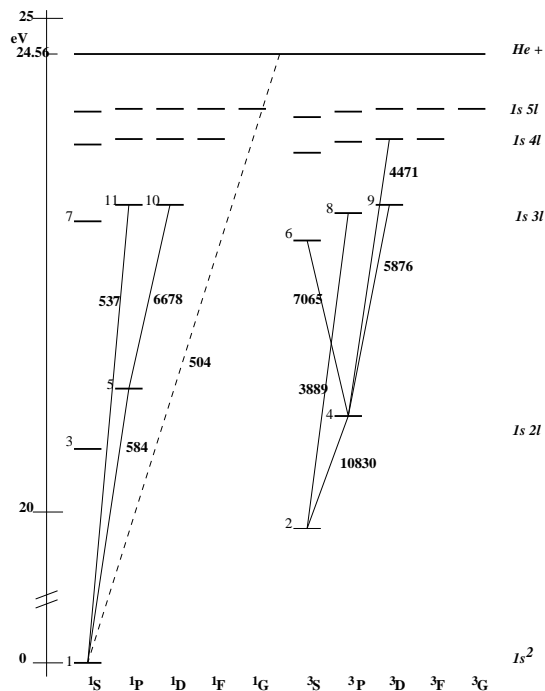


Fig. 2. Diagram of the neutral helium energy levels. The energy scale has been shortened between 0 and 20 eV. We indicate for the 11 first states the index of the level with increasing energy relative to the ground state. Solid lines represent some of the transitions often observed in quiescent prominences, and the dashed line represents the ionization continuum at 504 Å.

Numerical codes for the hydrogen emerging spectrum from a quiescent prominence can be found on the MEDOC web site¹ (Gouttebroze & Labrosse 2000).

2.3. Atomic model

We use very detailed atomic models for both hydrogen and helium. The hydrogen atom is the same as in GHV (20 bound levels plus continuum).

For neutral helium we use the atomic model of Benjamin et al. (1999, hereafter BSS). Thus we consider in our calculations 29 energy levels up to $n = 5$, divided into individual (L, S) states, which allows us to keep the distinction between singlet ($S = 0$) and triplet ($S = 1$) levels. Energy levels and statistical weights are given by Wiese et al. (1966). It is important to have this distinction in the model atom between neutral helium singlet and triplet levels because they are not populated through the same processes. Figure 2 represents schematically the neutral helium states included in the calculations up to $n = 5$. Note that the energy scale has been modified in order to

lessen the large gap between the ground state $1s^2$ and the first excited level $1s2s\ ^3S$. The latter is a metastable state and is the lower state of the infrared He I $\lambda 10830$ Å line. In Fig. 2 we show some line transitions which will be the subject of further investigations in Sects. 4 and 5, as well as the resonance continuum transition which occurs at 504 Å. The optically thick resonance lines lie in the singlet system. There are no permitted radiative transitions between the two systems, but they are coupled through collisions. Effective collision strengths, collisional ionization coefficients and spontaneous emission coefficients are from BSS. Collisions strengths not defined in BSS are taken in Benson & Kulander (1972). Coefficients for Stark broadening are from Dimitrijevic & Sahal-Brechot (1984), and from Griem (1974) for transitions not defined in Dimitrijevic & Sahal-Brechot. Photoionization cross sections are from TOPBASE (Fernley et al. 1987).

For ionized helium we use a simple 4 bound levels atomic model. Energy levels and statistical weights again are given by Wiese et al. (1966). Effective collision strengths are from Aggarwal et al. (1992) for collisional transitions up to $n = 3$ and from Aggarwal et al. (1991) for transitions up to $n = 4$. Collisional ionization coefficients are calculated as in Mihalas & Stone (1968). Spontaneous emission coefficients are those of Allen (1973). Photoionization cross sections are from TOPBASE.

The He III ion is represented by one level. With this He I–He II–He III system we treat in our computations 76 permitted radiative transitions and 438 collisional transitions.

3. Comparisons with previous theoretical works

It is interesting to compare our results to the pioneering work done by Heasley and his colleagues. We again emphasize that we have removed some restrictive simplifications that were made in their calculations such as the complete redistribution in frequency (CRD). Partial frequency redistribution (PRD) is considered in our calculations for the two first hydrogen Lyman lines and for He I $\lambda 584$ Å and He II $\lambda 304$ Å. In addition, we use frequency-dependent incident line profiles for the principal transitions (see Table 1). Heinzel et al. (1987) have shown that in the case of hydrogen the combined use of these detailed incident profiles with PRD may change drastically the emitted profiles.

3.1. Heasley, Mihalas, & Poland (1974)

The first paper of the series (HMP) considers hydrogen and helium (neutral and ionized) spectra emitted by the same geometrical prominence model as described above. The dilution factor for all lines and continua is taken to be $\frac{1}{2}$, corresponding to a zero altitude. They use a $15 + 4 + 1$ helium atom. Levels for He I with quantum number $n = 4$ and $n = 5$ are included as grouped L states, keeping the distinction between singlet and triplet states. Collisional

¹ <http://www.medoc-ias.u-psud.fr/science/codes/rtc.html>

Table 1. Comparisons between modelling parameters for Heasley and co-workers and this work.

	hydrogen		helium	
	Heasley et al.	here	Heasley et al.	here
Number of levels in the model atom	5 + 1 (HMP, HM2) 35 + 1 (HM3)	20 + 1	15 + 4 + 1	29 + 4 + 1
Frequency redistribution in resonance lines	complete (CRD)	partial (PRD)	complete (CRD)	partial (PRD)
Detailed balance	Lyman lines	Lyman lines with $n > 5$	resonance lines	no
Detailed incident profile	no	10 lines with upper level $n \leq 5$	no	2 lines (584 Å, 304 Å)

Table 2. Comparison of physical properties for HMP models. Units: electron temperature T (°K); total hydrogen density $n_{\text{H}}(\text{cm}^{-3})$. Population ratios are given at the surface and at the center of the slab.

Model	T	n_{H}	Optical Depth (total slab)				$n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$		$n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$	
			τ^{912}	τ^{504}	τ_0^{584}	τ^{227}	surface	center	surface	center
HMP 1	6000	10^{10}	2.6 + 0	3.8 + 0	2.2 + 4	8.-1	4.-1	3.-1	1.-4	8.-5
here			1.1+1	4.2 + 0	2.8 + 4	1.-1	3.-1	7.-2	1.-2	9.-3
HMP 3	6000	10^{12}	3.6 + 3	1.0 + 3	3.0 + 6	1.5 + 2	1.-2	1.-10	4.-6	1.-16
here			3.9 + 3	4.8 + 2	3.1 + 6	6.-3	2.-2	1.-11	4.-4	3.-6
HMP 7	8000	10^{10}	2.3 + 0	3.4 + 0	1.7 + 4	8.-1	5.3-1	4.6-1	2.-4	1.-4
here			7.8 + 0	3.8 + 0	2.2 + 4	1.-1	4.2-1	1.1-1	1.-2	1.-2
HMP 9	8000	10^{12}	2.2 + 3	8.8 + 2	2.4 + 6	1.3 + 2	1.-2	3.-7	4.-6	3.-16
here			1.9 + 3	4.0 + 2	2.2 + 6	3.-3	2.-2	5.-8	4.-4	4.-6

Table 3. Comparison of optical properties (HMP models). Integrated helium line intensities ($\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$).

Model	T	n_{H}	λ (Å)							
			304	537	584	3889	5876	6678	7065	10 830
HMP 1	6000	10^{10}	341	8	356	235	1844	61	222	8438
here			906	5	134	170	1300	21	164	6190
HMP 3	6000	10^{12}	132	4	54	73	567	6	69	2625
here			414	5	117	86	661	12	83	3140
HMP 7	8000	10^{10}	424	9	370	259	2032	61	245	9300
here			1100	6	154	197	1500	26	190	7160
HMP 9	8000	10^{12}	150	4	65	102	784	9	95	3615
here			431	6	134	60	449	20	56	2110

rates are given by Mihalas & Stone (1968), and Auer & Mihalas (1973) give collisional rates not included in Mihalas & Stone (1968) as well as photoionization rates. Oscillator strengths are obtained from Wiese et al. (1966). No turbulent broadening is considered, and CRD is assumed. HMP have adopted a relation which defines the radiation temperature as a function of wavelength for the incident radiation for continuum points (see their Fig. 1). But their relation was inaccurate for the continuum incident radiation shortward of 304 Å. They indeed extrapolated EUV fluxes for the He II resonance continuum from OSO-4 and OSO-6 spectrometers which had a wavelength

cutoff at about 300 Å. In all our calculations we therefore use EUV fluxes given by Heroux et al. (1974) that give more ionizing radiation in the He II resonance continuum. No emergent profile is shown in their paper. Table 1 lists the main differences between their computations and our code.

We indicate in Tables 2 and 3 some comparisons for four computed models, which all have a slab thickness of 6000 km at height $H = 0$ km, temperatures of 6000 (models HMP 1 and 3) and 8000 K (models HMP 7 and 9), and mean hydrogen densities of 10^{10} (models HMP 1 and 7) and 10^{12} cm^{-3} (models HMP 3 and 9). Table 2 presents

the comparisons for the optical depths at the head of the Lyman continuum (τ^{912}), of the He I continuum (τ^{504}), of the He II continuum (τ^{227}), and at the 584 line center (τ_0^{584}), as well as the population ratios $n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$ and $n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$. Table 3 shows the results for the integrated intensities of the He II $\lambda 304$ Å line and several neutral helium lines.

One can note a rather good agreement between the two computations, except for the population ratios $n_{\text{He III}}/n_{\text{He II}}$ and τ^{227} . At high densities a large disagreement occurs for those quantities. This discrepancy is mainly due to the different incident continuum radiation in the He II resonance continuum. We have an ionization continuum which is much more efficient to populate He III. Examination of τ^{504} and τ_0^{584} indicates that the neutral helium populations are of the same order in both works. At low densities we have less He II and more He III than HMP. The increase of pressure leads to lower τ^{227} in our computations but has the opposite effect in HMP calculations. This implies that the penetration of the EUV ionizing radiation is much more effective for our models. The result is that we get a much larger He III population in the slab. The integrated intensities in Table 3 reflect this situation. The neutral helium line intensities are roughly of the same order in HMP calculations and ours, but the He II $\lambda 304$ Å line intensity is systematically higher in our computations. At those high pressures fast recombinations from the He III ionization level follow the photoionization of the He II ground state. Radiative cascades towards the ground level of He II then occur, thus producing a strong emission in the 304 resonance line. Nevertheless the high densities of HMP models imply high pressures of about 1 dyn/cm² and more which should not be regarded as very representative of the actual pressures in quiescent prominences.

3.2. Heasley & Milkey (1978)

HM3 presented new computations of hydrogen and helium emerging spectra for more realistic models with more realistic temperature and pressure values as compared to HMP, new continuum incident intensities of Heroux et al. (1974), and lower dilution factors for the incident radiation. This was necessary for the authors in order to match the prominence observations made available by Landman & Illing (1977). Unfortunately they do not give the new dilution factors that they adopted. We therefore use a dilution factor corresponding to an altitude of 10000 km, viz. 0.416 (if there is no center-to-limb effect). CRD is still assumed for all lines and continua. Moreover they have solved the statistical equilibrium equations with the assumption that all Lyman lines are in detailed radiative balance. No emergent profiles and no quantities related to He II are given.

HM3 studied the triplet line D3 and the 6678/D3 singlet-triplet line ratio. Figure 3 presents comparisons between HM3 results and our computations for $E(\text{D3})$

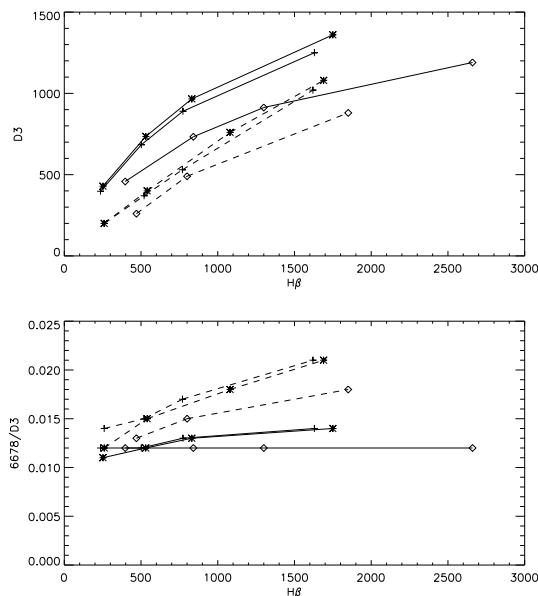


Fig. 3. $E(\text{D3})$ (top) and $E(6678)/E(\text{D3})$ (bottom) versus $E(\text{H}\beta)$ for 3 models of HM3. Dashed lines are calculations by HM3, and solid lines represent our results. The three kinds of models are: 7500, 0.01 (+); 9000, 0.015 (*); 7500, 0.02 (\diamond). Integrated intensities are in cgs units.

and $E(6678)/E(\text{D3})$ versus $E(\text{H}\beta)$ for three classes of models without microturbulent velocity and defined by the temperature and the pressure: (7500, 0.01); (9000, 0.015); (7500, 0.02) – see their Figs. 4 to 6. In each model different calculations were made for column masses of 2×10^{-6} , 4×10^{-6} , 6×10^{-6} , and 1.2×10^{-5} g/cm². We can notice that our $E(\text{D3})$ are larger in every case than those of HM3. This seems to be due to a better penetration of the ionizing incident radiation in our models since helium recombination tends to populate the triplet levels. We also recall the uncertainty in the dilution factors that they used for the incident radiation. The relation between $E(\text{D3})$ and $E(\text{H}\beta)$ is studied in Sect. 5.5 for a larger number of models. On the other hand the ratio $E(6678)/E(\text{D3})$ is lower in our computations than in HM3. Again the better penetration of the incident continuum explains this situation since ionization of helium hardly affects the singlet states populations but populates the triplet states through recombination. Moreover, the ratio $E(6678)/E(\text{D3})$ varies much less in our computations, especially for the (7500, 0.02) models. It indicates that the line formation processes for both the D3 and the 6678 lines are not altered with the increase of the $\text{H}\beta$ intensity, or in other words they do not change much with the increase of hydrogen column mass in this domain of temperatures and pressures. The main contribution in the line formation comes from the scattering of the incident radiation. Of course, absolute intensities increase with the hydrogen column mass.

Table 4. Physical parameters adopted for the grid of 480 different prominence models.

Parameter	Value	Unit
Temperature	6000, 8000, 10 000, 12 000,	K
	14 000, 16 000, 18 000, 20 000	
Pressure	0.02, 0.05, 0.10, 0.20, 0.50	dyn/cm ²
Slab width	200, 1000, 5000	km
Microturbulent velocity	5	km s ⁻¹
Altitude	10 000	km
He abundance		
$n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$	0.05, 0.10, 0.15, 0.20	

We will see in Sect. 5.3 (Fig. 18) that the relation between $E(6678)$ and $E(D3)$ strongly depends on the temperature and the pressure.

4. Effect of physical parameters on helium states mean populations and on emergent intensities

We have performed numerical calculations for both hydrogen and helium spectra for 480 models described in Table 4. In this section we show how the mean population densities of helium vary with the physical parameters of the prominence plasma. Mean populations are calculated following the formula:

$$N_i = \frac{\int_0^W n_i(z) dz}{W},$$

where $n_i(z)$ is the population of level i at the depth z in the slab, and W is the slab width. We focus our attention on 5 neutral helium levels ($1s^2$, $1s2p^3P$, $1s2p^1P$, $1s3d^3D$, $1s3d^1D$, labelled 1, 4, 5, 9, and 10 in Figs. 4, 7 and 10), 2 ionized helium levels ($n = 1$ and 2, labelled 30 and 31) and the continuum level He^{++} (labelled 34). Their mean populations are represented in Figs. 4, 7, and 10. Note that for clarity on those plots the mean populations of He I and He II ground states as well as the He III ionization level mean population have been multiplied by a factor 10^{-8} . The bound levels chosen are involved in the transitions that we will particularly study in the following and in Sect. 5. We also present the influence of the different physical parameters presented in Table 4 on the emergent line profiles (Figs. 5, 8, and 11) and integrated intensities (Figs. 6, 9, and 12). The line profiles are for a normal emergent intensity (line-of-sight perpendicular to the slab surface). No result is shown concerning the influence of the microturbulent velocity and the height of the line-of-sight, because those parameters were taken as constant in the present study. We will more particularly consider four lines: He I $\lambda 584 \text{ \AA}$ (optically thick resonance line between levels $1s^2$ and $1s2p^1P$), He I $\lambda 6678 \text{ \AA}$ (optically thin singlet line between $1s2p^1P$ and $1s3d^1D$), He I $\lambda 5876 \text{ \AA}$ (D3, optically thin triplet line

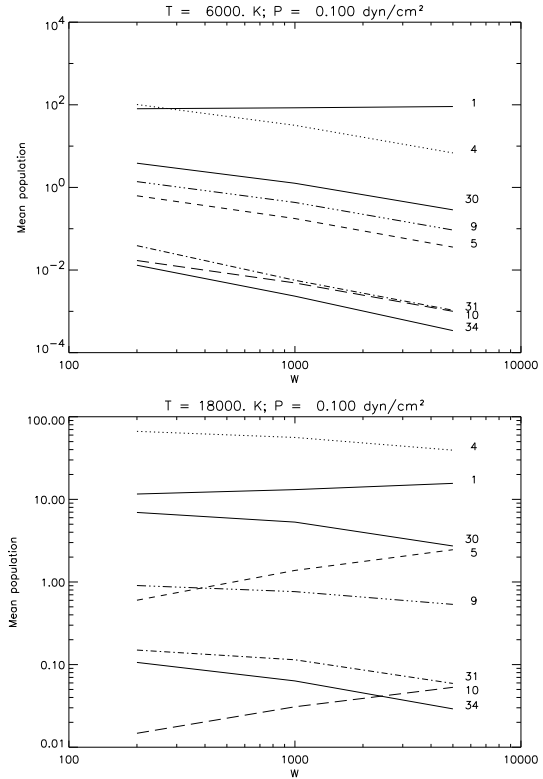


Fig. 4. Mean population densities (in cm^{-3}) as a function of the slab width (in km) for two different temperatures (6000 and 18000 K) and one pressure (0.1 dyn/cm^2). Solid lines: ground states of He I (1), of He II (30), and He III continuum (34). The population densities for these levels are divided by 10^8 . Singlet excited levels represented: $1s2p^1P$ (5, dashes) and $1s3d^1D$ (10, long dashes). Triplet levels are: $1s2p^3P$ (4, dots) and $1s3d^3D$ (9, long dashes/dots). Level 31 is the $n = 2$ level of He II (short dashes/dots).

between $1s2p^3P$ and $1s3d^3D$), and He II $\lambda 304 \text{ \AA}$ (optically thick resonance line). This will give us an overview of the behaviour of the main helium spectral features in quiescent prominences.

4.1. Influence of the slab width

We can see the influence of the slab width in Figs. 4 to 6. At low temperatures the increase of the slab width tends to reduce the excited mean populations while the ground state mean population is almost constant. This is due to the fact that the ionizing radiation penetrates less deeply towards the slab center as the width increases. As a consequence the optically thick 584 line (which is mainly formed by the scattering of the incident radiation at that wavelength) does not show any sensitivity to the slab width. This is clearly seen in Fig. 5 (top panels) where we can

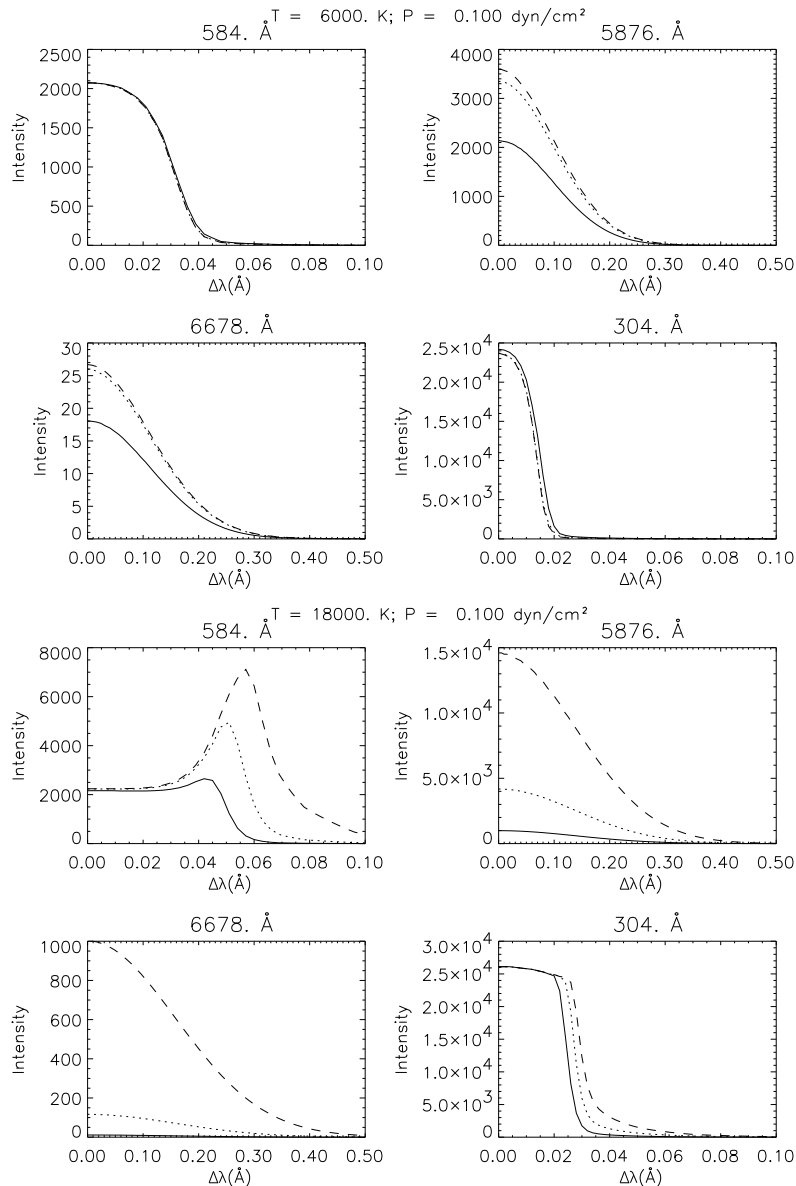


Fig. 5. Half emergent line profiles for one pressure (0.1 dyn/cm^2) at 6000 K (four top panels) and 18000 K (four bottom panels) for three different slab widths. Solid line: $W = 200$; dotted: $W = 1000$; dashed: $W = 5000 \text{ km}$. Intensities are in $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ (cgs units).

see that the line profile is not affected by the slab width variation. The optically thick 304 line is also not affected by the width change. One can even note a very slight decrease in the integrated intensity possibly due to continuous absorption in the core of the slab. On the contrary the optically thin lines are brighter when the slab width increases as a result of the increase of the optical

thickness and, consequently, of the scattering of the incident radiation. However this brightening is not proportional to the width because the excitation of the lower levels of the transitions also depends on the penetration of the incident radiation in the resonance continuum at 504 \AA : the ionizing radiation penetrates less deeply as the slab width increases. This effect is visible in Fig. 5: the

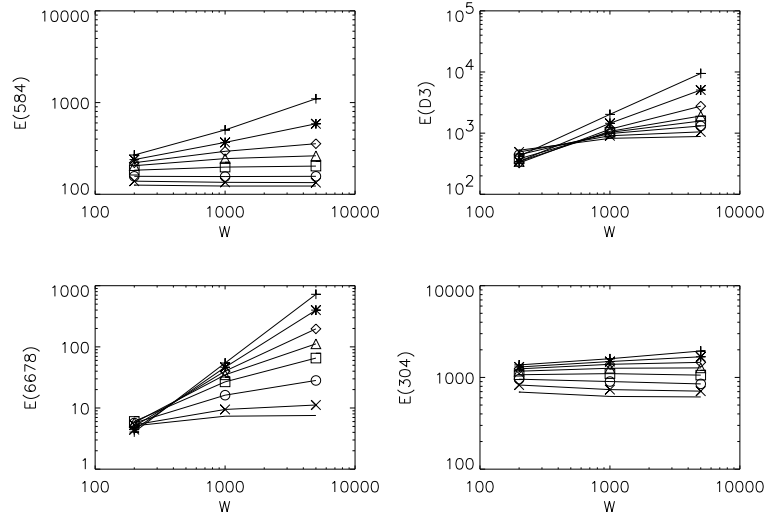


Fig. 6. Integrated intensities (in cgs units) for 4 lines as a function of the slab width W (in km) computed for one pressure (0.1 dyn/cm^2) and 8 temperatures: 6000 K (no symbol), 8000 K (\times), 10 000 K (\circ), 12 000 K (\square), 14 000 K (\triangle), 16 000 K (\diamond), 18 000 K ($*$), and 20 000 K ($+$).

brightening of the emergent profile is larger when the slab width goes from 200 to 1000 km than between 1000 and 5000 km.

At high temperatures the situation is quite different. The mean populations of He I ground state and singlet excited levels increase with the slab width while the mean populations of triplet levels of He I and He II decrease (Fig. 4, bottom panel). Again, the helium ionization decreases at slab center as the width increases. The triplet levels populations follow more or less the He II mean populations since the dominant population mechanism for the triplet system is the photoionization from the ground state of He I, followed by recombinations to the triplet levels. This mechanism is known as the photoionization – recombination (PR) process and is the dominant population mechanism for helium below 20 000 K (Andretta & Jones 1997). However we can see in Fig. 5 (bottom panels) that the collisional excitations play an important role on the neutral helium lines formation. The optically thin lines are brighter at line center as well as in the wings. The 304 line is saturated at line center where only resonant scattering occurs but the wings are broadened when the slab width increases. As the 584 line, it is also saturated at line center but we observe an intensity peak between 0.05 and 0.06 \AA from line center due to collisional excitations. The total number of photons created by collisional excitation increases with the slab width. We can also note that the increase of the mean populations of neutral helium singlet levels with the slab width at high temperature is due to intersystem (triplet to singlet states) collisions. But in any case it is seen in Fig. 4 that the singlet states are underpopulated relative to their triplet equivalent states ($N_5 < N_4$ and $N_{10} < N_9$) whatever the temperature.

4.2. Influence of the temperature

The effect of the temperature on the mean populations and the emergent intensities are shown in Figs. 7 to 9. At low pressures we can see that an increase of the temperature reduces the neutral helium mean population and raises the ionized helium population (top panel of Fig. 7). Moreover we note that at low pressures, for a temperature greater than 11 000 K ($\log(T) = 4.05$), we get $n_{\text{He II}} > n_{\text{He I}}$. The small optical thickness ($\tau \lesssim 1$) of the Lyman continuum of hydrogen and of the neutral helium continuum favors the penetration of the EUV ionizing radiation. Since, at the same time, the recombination rates are low, we obtain a high helium ionization. The 584 line profile (Fig. 8) shows an increase of thermal emission in the line wings with the temperature, as the 304 line. At line center these optically thick lines are saturated and scatter the radiation. On the contrary the increase of temperature, which lowers the optical thickness, leads to a decrease of the scattering for the optically thin lines and thus a decrease of their emergent intensities (Fig. 9).

At high pressures all mean populations increase with the temperature except that of the He I ground state (bottom panel of Fig. 7). But now helium ionization is lower ($n_{\text{He II}} < n_{\text{He I}}$) because of optical thickness of the neutral helium continuum ($\tau^{504} > 1$) which prevents the EUV incident radiation from reaching the core of the slab. The higher pressures also give higher recombination rates. All emergent intensities grow with temperature (Fig. 9). In Fig. 8 we see that in the 584 resonance line a peak at about 0.05 \AA from line center appears above 14 000 K, and its intensity increases with the temperature, while the line center is saturated. At high pressures collisional excitation becomes more significant when the temperature

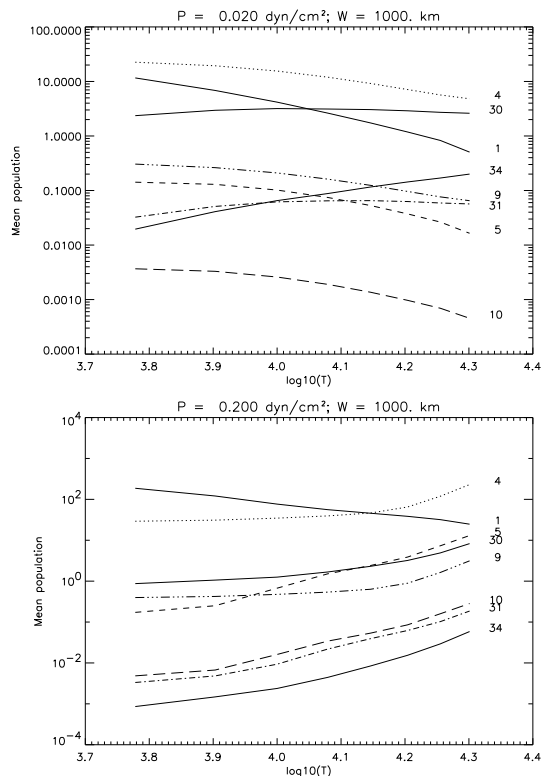


Fig. 7. Mean population densities (in cm^{-3}) as a function of the temperature (in K) for two different pressures (0.02 and 0.2 dyn/cm^2) and one slab width (1000 km). Solid lines: ground states of He I (1), of He II (30), and He III continuum (34). The population densities for these levels are divided by 10^8 . Singlet excited levels represented: $1s2p\ ^1P$ (5, dashes) and $1s3d\ ^1D$ (10, long dashes). Triplet levels are: $1s2p\ ^3P$ (4, dots) and $1s3d\ ^3D$ (9, long dashes/dots). Level 31 is the $n = 2$ level of He II (short dashes/dots).

increases for this transition. For He II $\lambda 304\ \text{\AA}$ the line center saturation is less pronounced than at low pressures but the temperature rise mostly broadens the profile. The 304 emitted intensity is not very sensitive to the temperature (Fig. 9), probably because the considered temperatures lie well below the excitation temperature of this line. From He II $\lambda 1640\ \text{\AA}$ line profiles observed with Skylab in a prominence, Mariska et al. (1979) derived an average temperature of 27 000 K for the region where He II is emitted. Our computed models have temperatures below 20 000 K and the collisional processes are likely of secondary importance relative to the scattering of the incident radiation for the 304 line. Finally the optically thin lines at high pressures are mostly affected by thermal processes which enhances the line intensity as the temperature increases.

4.3. Influence of the gas pressure

The evolution of the mean populations, emergent line profiles and integrated intensities with the pressure can be seen in Figs. 10 to 12. At low temperatures the He II and He III mean populations decrease with the pressure while a large increase occurs for the He I ground state population (Fig. 10, top panel). The populations of the excited singlet and triplet levels are roughly constant. The increase of the pressure raises the optical depth in the ionization continuum. Thus the helium ionization ratio decreases with pressure. Looking at the emergent profiles (Fig. 11) confirms this: the 584 line only scatters the incident radiation because of its large optical thickness and the pressure increase has almost no influence on the profile shape. Due to the large decrease of the ionization ratio and the increase of the continuum optical depth, the 304 line intensity is reduced. The increase in pressure produces an increase in collisional excitation in the optically thin lines.

At higher temperatures all neutral helium states see their mean populations increasing with pressure (bottom panel of Fig. 10). This is also the case for the He II populations but less markedly. He III mean population decreases with the pressure. At those high temperatures the optical depth at $912\ \text{\AA}$ is less than unity. The helium ionization ratio in this case is larger than at low temperatures and recombination becomes more efficient as the pressure increases to populate the neutral helium excited levels. Moreover the 504 He I continuum becomes optically thick as the pressure increases and thus decreases the $n(\text{He II})/n(\text{He I})$ and the $n(\text{He III})/n(\text{He II})$ ratios. The optically thin line profiles show the same characteristics than at low temperature (see Fig. 11) but at high temperatures the collisional excitation enhances the line intensity. The 584 line also shows the importance of collisional excitation with a brightening in the wing giving an emission peak at about $0.05\ \text{\AA}$ while line center is still saturated and only permits scattering of the incident radiation. At those high temperatures, collisional processes become non negligible in the formation of the line relative to the scattering of the incident radiation. This is obviously not the case for the 304 line where no intensity increase is observed (see also Fig. 12). As previously stated, the temperatures under consideration are not high enough to see any effect of collisional processes in the formation of the line and we only observe scattering of radiation.

4.4. Influence of the helium abundance

The helium abundance is a long-standing issue in the solar atmosphere as well as in prominences. Many authors have tried to determine the abundance from prominence observations and HM3 have used their modelling of H I, He I and Ca II lines to infer a helium-to-hydrogen ratio of 0.10 ± 0.025 . Lower ratios have been proposed by Yakovkin et al. (1982). These authors inferred a helium abundance close to 0.05 from a solution of the integral diffusion equations. However they only computed low-temperature

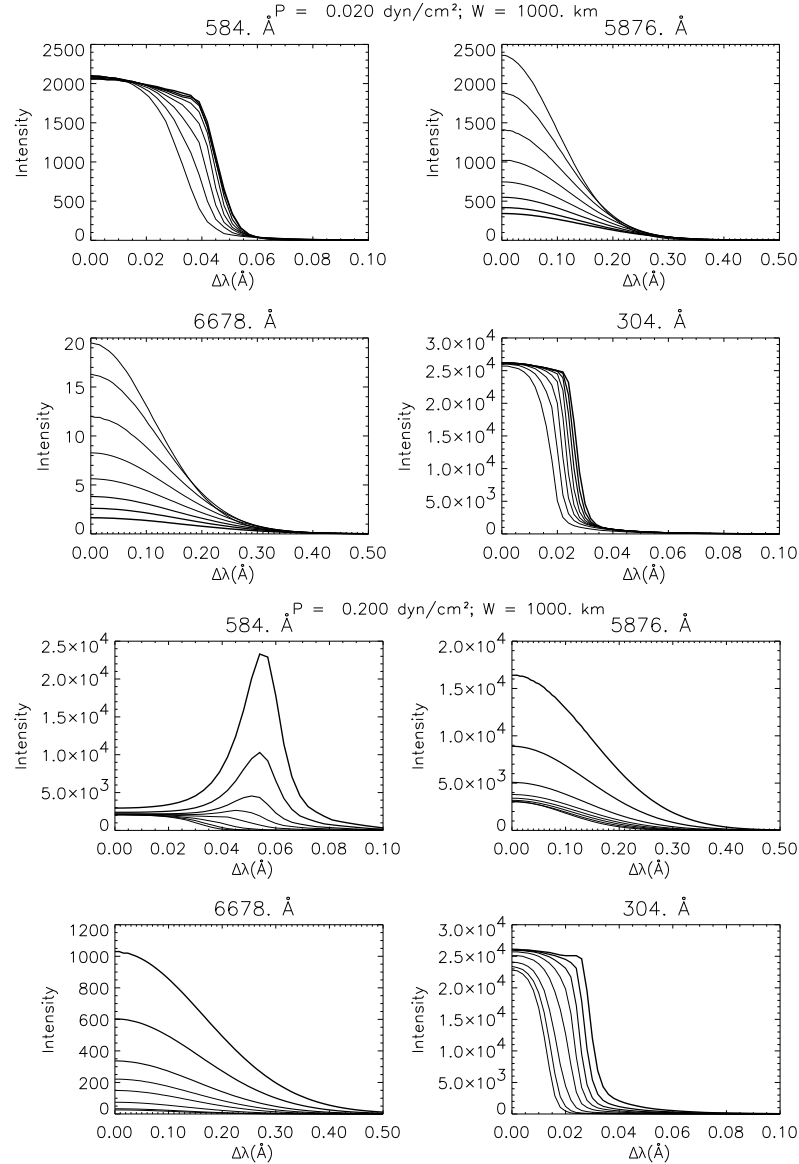


Fig. 8. Half emergent line profiles for one slab width (1000 km) at 0.02 dyn/cm^2 (four top panels) and 0.2 dyn/cm^2 (four bottom panels). The increase of line thickness corresponds to an increase of temperature. The different temperatures are 6000, 8000, 10000, 12000, 14000, 16000, 18000, and 20000 K. Same units as in Fig. 5.

models ($T_e = 7000 \text{ K}$) that do not take into consideration the presence at the prominence edges of hotter plasma. Hirayama (1971) found 0.065 with the assumption that both hydrogen and helium are fully ionized in the emitting region, an assumption that is unrealistic. In this paper we present theoretical calculations with a helium abundance of 0.10 by number relative to hydrogen. Nevertheless in

this section we want to explore as a first step the influence of the helium abundance on mean populations, line profiles and integrated intensities. For the sake of simplicity we have chosen only two different models corresponding to different physical conditions in the prominence: model 6, with $T = 6000 \text{ K}$, $P = 0.02 \text{ dyn/cm}^2$ and $W = 1000 \text{ km}$, and model 99, with $T = 18000 \text{ K}$, $P = 0.2 \text{ dyn/cm}^2$ and

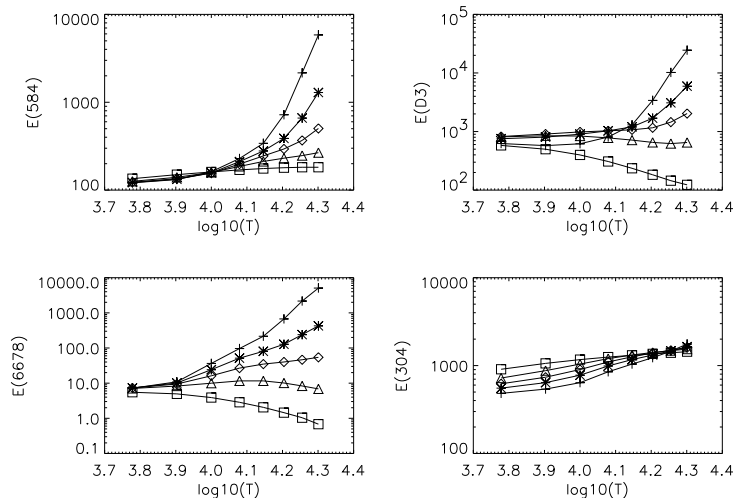


Fig. 9. Integrated intensities (in cgs units) for 4 lines as a function of the temperature computed for one slab width (1000 km) and five pressures: 0.02 (\square), 0.05 (\triangle), 0.1 (\diamond), 0.2 ($*$), and 0.5 dyn/cm^2 ($+$).

$W = 1000$ km. These two models are referenced in Table 5 and the hydrogen and electron mean population as well as the optical depths at the head of the different continua are given for each of the four abundances considered. The variation of helium mean populations, emergent profiles and integrated intensities with the helium abundance are represented in Figs. 13 to 15.

For the low temperature, low pressure model, the influence of the helium abundance is clearly visible on the neutral singlet states (Fig. 13, top panel). The excited singlet states mean populations are particularly enhanced with the abundance increase (by a factor greater than 6 as for the level 5). The triplet states and He II populations are less affected by the abundance. We can see from Table 5 that the increase of the He I ground state population leads to an optically thick resonance continuum, and this gives a decrease of the helium ionization with abundance. Thus the increase of abundance affects the population mechanism of neutral helium because of the increase of the optical depth at 504 Å (and also a decrease of the optical depth at 912 Å). The optically thick lines are saturated and the 584 line emergent profile is slightly broadened by the abundance increase (optical depth effect), while the 304 line profile does not show any variation. The resulting integrated intensities are almost constant (Fig. 15 and four top panels of Fig. 14). The optically thin line profiles see their line center and line wings intensities enhanced by the abundance increase. The 6678 singlet line is the most affected: its integrated intensity is enhanced by a factor greater than 5 while the triplet D3 line integrated intensity is increased by a factor of less than 3. These intensity enhancements for the optically thin lines with the helium abundance correspond to the increase of the upper state

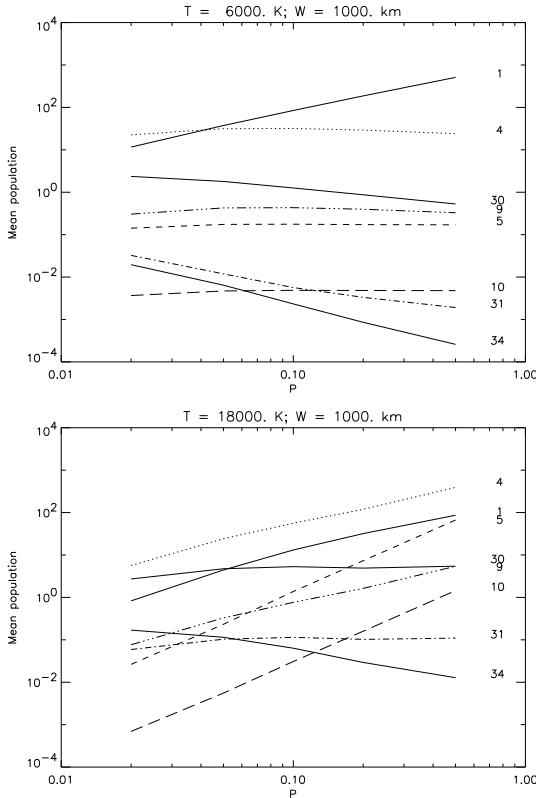
mean population of the related transition. The increase of the singlet-to-triplet line ratio with abundance is due to the fact that the optical depth of the 584 line grows with helium abundance. Thus, the emission of photons from the excited singlet states will be preferably through the optically thin lines (such as the 6678 line) rather than the resonance lines. In the triplet system the abundance effect is limited by the presence of the metastable level $1s2s\ ^3S$.

For the high temperature, high pressure model, the evolution of the mean population densities is similar to the low temperature, low pressure case, but the excited states population increase is larger in this case (Fig. 13). Again, we observe a decrease of the helium ionization due to the increase of τ^{504} . The increase of He abundance also raises the singlet-to-triplet line ratios (Fig. 15). The optically thin line profiles show the same evolution with abundance and again, there is a larger increase with abundance (of a factor more than 7) in the integrated intensity of the 6678 line than for the triplet line. The 304 line formation is still dominated by the scattering of the incident radiation (Fig. 14) and its integrated intensity is constant with the abundance variation. Finally, the 584 line exhibits a peak around 0.055 Å from line center due to collisional excitation from the ground state. The height of this peak and its distance from the line center are increasing with the abundance.

From this study we see that the different sensitivities of line intensities (optically thick vs. optically thin, singlet vs. triplet) could be used, as well as the comparison with hydrogen lines, to improve the diagnostics of helium abundance in prominences.

Table 5. Physical parameters for the two models considered for the abundance study. The hydrogen (n_{H}) and electron (n_e) densities are in cm^{-3} . τ^{912} , τ^{504} , and τ^{227} are the optical depth at the head of H I, He I and He II resonance continua.

Model	T	P	W	$n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$	n_{H}	n_e	τ^{912}	τ^{504}	τ^{227}
6	6000	0.02	1000	0.05	$1.5 + 10$	$8.9 + 9$	$3.4 + 0$	$4.4 - 1$	$2.2 - 2$
				0.10	$1.4 + 10$	$8.7 + 9$	$3.3 + 0$	$8.7 - 1$	$3.8 - 2$
				0.15	$1.4 + 10$	$8.5 + 9$	$3.1 + 0$	$1.3 + 0$	$5.0 - 2$
				0.20	$1.3 + 10$	$8.3 + 9$	$3.0 + 0$	$1.7 + 0$	$6.0 - 2$
99	18 000	0.20	1000	0.05	$3.9 + 10$	$3.9 + 10$	$4.5 - 1$	$1.2 + 0$	$5.1 - 2$
				0.10	$3.7 + 10$	$4.0 + 10$	$4.4 - 1$	$2.4 + 0$	$7.8 - 2$
				0.15	$3.6 + 10$	$4.0 + 10$	$4.3 - 1$	$3.5 + 0$	$9.8 - 2$
				0.20	$3.4 + 10$	$4.0 + 10$	$4.2 - 1$	$4.5 + 0$	$1.1 - 1$

**Fig. 10.** Mean population densities (in cm^{-3}) as a function of the pressure (in dyn/cm^2) for two different temperatures (6000 and 18 000 K) and one slab width (1000 km). Solid lines: ground states of He I (1), of He II (30), and He III continuum (34). The population densities for these levels are divided by 10^8 . Singlet excited levels represented: $1s2p\ ^1P$ (5, dashes) and $1s3d\ ^1D$ (10, long dashes). Triplet levels are: $1s2p\ ^3P$ (4, dots) and $1s3d\ ^3D$ (9, long dashes/dots). Level 31 is the $n = 2$ level of He II (short dashes/dots).

5. Correlations between lines

It is interesting to look for theoretical correlations between different radiative or plasma properties such as the integrated intensities, optical depths, electron temperature, or gas pressure. This helps us to understand the physical processes that are at work in the line formation. Such a task has been done by Heinzel et al. (1994) for the hydrogen spectrum in 1D isothermal isobaric prominence models. Our aim here is to look for correlations between integrated intensities. For clarity we have restricted our study to only one value of the prominence thickness (1000 km).

5.1. Helium triplet lines: $E(10\ 830)$ and $E(D3)$

We present in Fig. 16 the relation between $E(10\ 830)$ and $E(D3)$ for 40 models with a slab thickness of 1000 km. This relation between these optically thin triplet lines is clearly linear. This linearity would only disappear in the case where at least one of the lines becomes optically thick and begins to saturate at line center. This may marginally happen for the 10 830 line. In this case the ratio between the 10 830 line intensity and another triplet line would slightly decrease. We stress that this linear relation is valid in the optically thin case for all the triplet lines we have studied. The only thing which varies from one line pair to another is of course the slope of the relation. This is due to the fact that in the triplet line source function the scattering term is dominant over the collisional term for a wide range of physical conditions. Thus the triplet line ratios mainly depend on the ratio of the incident line intensities. Here we obtain a constant ratio $E(10\ 830)/E(D3) = 5.0$ for the 40 models represented in Fig. 16. In the following we will only consider the D3 line, keeping in mind that all the results presented for this line can easily be transposed to any other triplet line such as He I $\lambda\lambda$ 10 830, 7065, 3889, 3188 or 4471 Å if the intensity ratio is known. Table 6 summarizes the different triplet line ratios for 40 models computed with $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.10$ and a slab thickness of 1000 km.

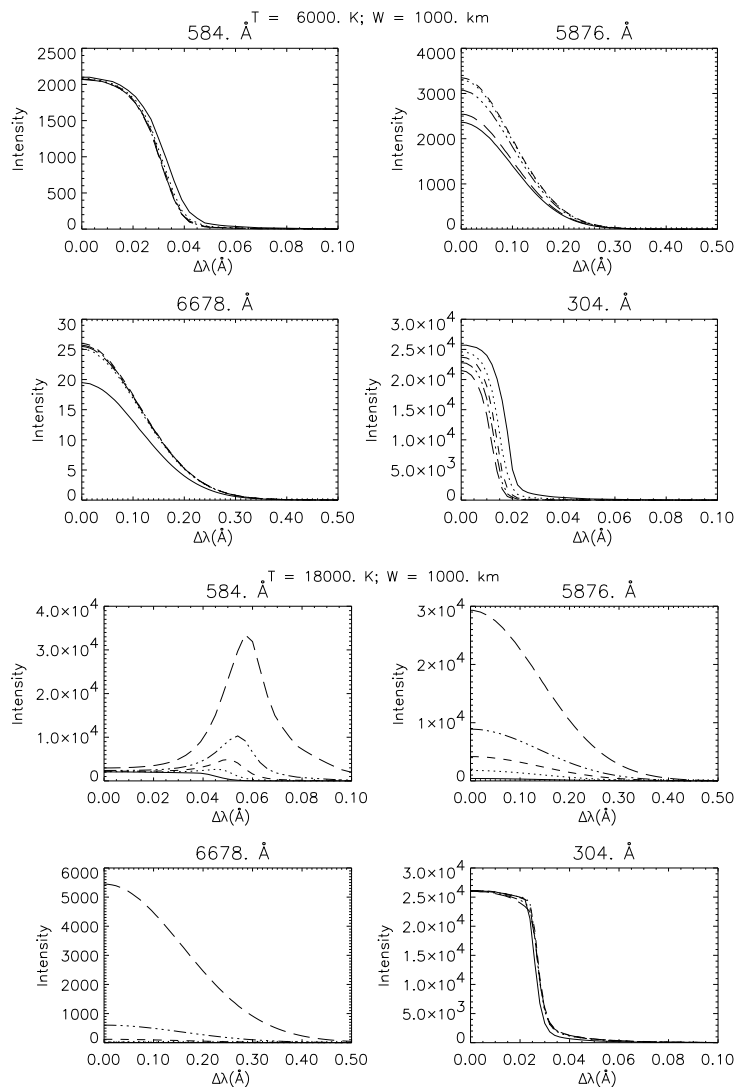


Fig. 11. Half emergent line profiles for one slab width (1000 km) at 6000 K (four top panels) and 18 000 K (four bottom panels). Solid line: $P = 0.02$; dots: $P = 0.05$; short dashes: $P = 0.1$; long dashes/dots: $P = 0.2$; long dashes: $P = 0.5$. Same units as in Fig. 5.

5.2. Singlet lines: $E(6678)$ and $E(584)$

The relation between the optically thin He I $\lambda 6678$ Å and the optically thick resonance line He I $\lambda 584$ Å is represented in Fig. 17. These two lines have a common level $1s2p\ ^1P$ which is the lower level of the 6678 transition (see Fig. 2). We can see that at low temperatures the 584 line is completely saturated and is independent of the model parameters (see Sect. 4.2) while the pressure variations decrease the 6678 line intensity. At a given temperature the line ratio depends on the pressure: an increase in

the pressure leads to an increase of $E(6678)/E(584)$. This is particularly true at high temperatures where the collisional excitation plays an important role in the 584 line wing emission.

5.3. Singlet and triplet lines: $E(6678)$ and $E(D3)$

The relation between optically thin singlet and triplet lines is not as simple as for the triplet-triplet case. We have in this case to consider how the helium statistical equilibrium is reached for the whole atom. In the

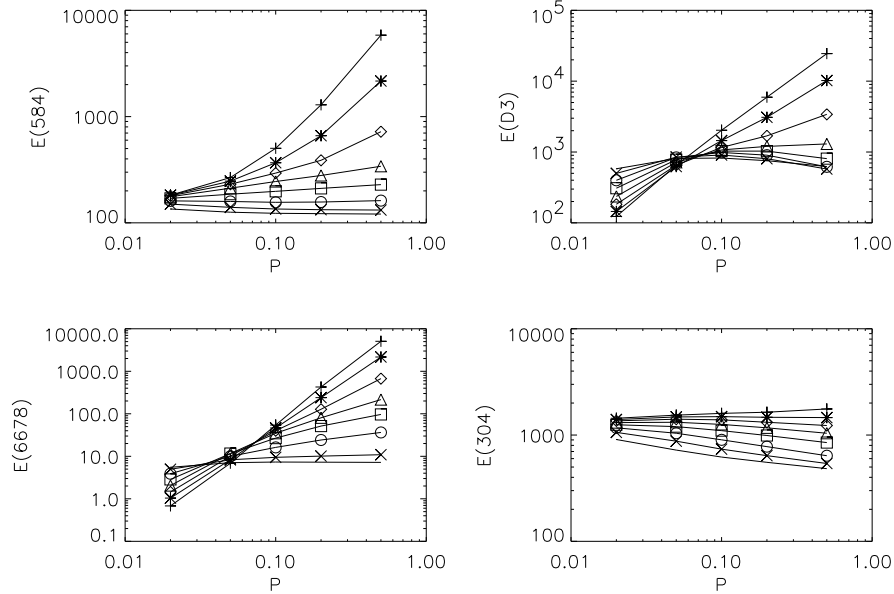


Fig. 12. Integrated intensities (in cgs units) for 4 lines as a function of the pressure computed for one slab width (1000 km) and 8 temperatures. Same symbols as in Fig. 6.

Table 6. He I triplet line ratios for 40 models with $W = 1000$ km.

$E(10830)/E(D3)$	5.0
$E(D3)/E(7065)$	7.5
$E(D3)/E(3889)$	6.9
$E(D3)/E(3188)$	20.6
$E(D3)/E(4471)$	7.5

singlet system the presence of the resonance lines provides an efficient way to deexcite the $1snp\ ^1P$ states by spontaneous emission. In the triplet system the $1s2s\ ^3S$ metastable level acts as a ground state. The intersystem collisions tend to drive the electrons from triplet to singlet states. Moreover we have already noticed in Sect. 4 the weakness of the singlet lines relative to the triplet lines. Figure 18 illustrates the pressure dependance of the relation between the singlet He I $\lambda 6678$ Å line integrated intensity and its triplet equivalent D3 line intensity. At low pressures (0.02 dyn/cm²) the relation between the two lines is almost linear. Landman & Illing (1976) have found a similarly linear relation between the two lines for one observed prominence (see their Fig. 3). The observed range of intensities was smaller than that represented in our Fig. 18: the D3 maximum intensity was less than 3×10^9 erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹, and the maximum 6678 intensity was about 50 erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹. But we can see that if the pressure is higher the relation between the two lines

is no longer linear at all. At 0.05 dyn/cm² the integrated intensities are almost constant whatever the temperature, giving a limit ratio. If we increase the pressure this same limit value for the line ratio will be found for the lower temperatures. In this situation the formation of the two lines is mainly due to the scattering of the incident radiation because of a high optical thickness in the incident continuum radiation. For high pressure, high temperature models, the same optical depth is reduced and collisional excitation becomes important: this gives an increasing ratio of the two lines with the temperature and the pressure.

5.4. $E(\text{He II } \lambda 304)$ and $E(\text{He I } \lambda 584)$

Ionized helium is coupled to neutral helium in several different ways in our model atom. Radiative bound – free transitions (photoionization and collisional ionization) are allowed between all neutral helium states and the ground state of He II. The photoionization of the He I ground level plays an important role since it is the main way to populate the excited levels by recombinations (PR process) when the temperature is not high enough to produce significant collisional excitation from the ground level towards the triplet states.

The relation between He II $\lambda 304$ Å and He I $\lambda 584$ Å shown in Fig. 19 indicates a decreasing ratio $E(304)/E(584)$ with the temperature: the 304 line intensity also grows with the temperature, but more slowly than the 584 line intensity. At high temperatures the 584 line emission increases with the pressure because of collisional

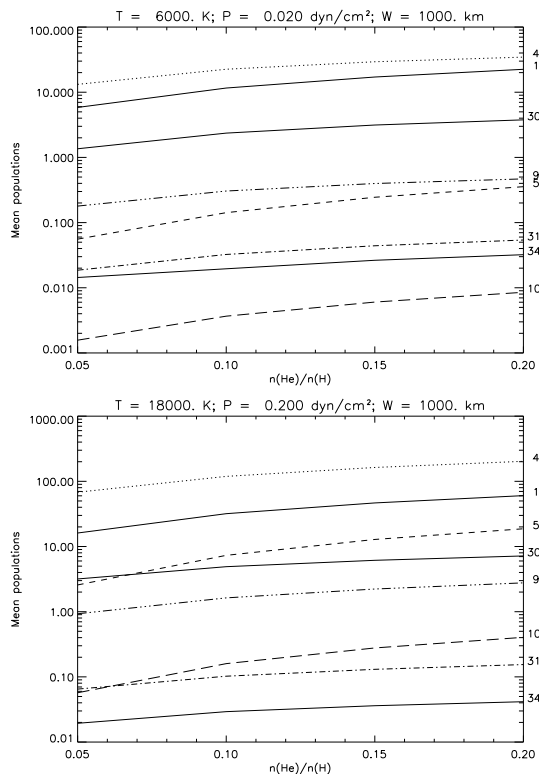


Fig. 13. Mean population densities (in cm^{-3}) as a function of the helium abundance for two different models: $T = 6000$ K, $P = 0.02$ dyn/cm^2 and $W = 1000$ km (top panel); $T = 18000$ K, $P = 0.2$ dyn/cm^2 and $W = 1000$ km (bottom panel). Solid lines: ground states of He I (1), of He II (30), and He III continuum (34). The population densities for these levels are divided by 10^8 . Singlet excited levels represented: $1s2p$ 1P (5, dashes) and $1s3d$ 1D (10, long dashes). Triplet levels are: $1s2p$ 3P (4, dots) and $1s3d$ 3D (9, long dashes/dots). Level 31 is the $n = 2$ level of He II (short dashes/dots).

excitation while the 304 line is saturated and is formed by scattering of the incident radiation. A decrease of the temperature increases the $E(304)/E(584)$ ratio up to a limit value which corresponds to a situation where both lines are formed by the scattering of the incident radiation.

5.5. He I D3 and H β lines

The intensity ratio between the helium D3 line and the hydrogen Balmer lines has been measured by several observers (Landman & Illing 1976, 1977; Landman et al. 1977; Stellmacher 1979; Stellmacher & Wiehr 1995, 1997; de Boer et al. 1998, for instance). Figure 20 shows the theoretical behaviour of the $E(\text{D3})/E(\text{H}\beta)$ ratio with the different physical parameters already considered in this work. First we can see that this ratio decreases with the slab thickness. $E(\text{D3})$ increases with the slab thickness (Fig. 6),

but more slowly than the $\text{H}\beta$ intensity. $E(\text{D3})/E(\text{H}\beta)$ is not very sensitive to the temperature at low pressure. We can see that at a fixed temperature the increase of the pressure causes the ratio to decrease because of a decrease of the mean helium ionization ratio. For the highest pressures where the ionization is low the only way to observe a significant $E(\text{D3})/E(\text{H}\beta)$ value is to have high temperatures. The evolution of the ratio with helium abundance reflects the evolution of the D3 intensity with $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ (see Fig. 15) but with a higher slope. An increase of a factor of 4 in helium abundance leads to an increase of a factor of 3 for the intensity ratio in the case of a low pressure, low temperature model (\diamond in Fig. 20, bottom right panel). This corresponds to a decrease of about 15% of the $\text{H}\beta$ intensity with the abundance increase.

Heasley & Milkey (1976) have already discussed (see their Fig. 1) the theoretical behaviour of this relation relative to temperature, pressure, and column mass. If we increase the total column mass (increase of the $\text{H}\beta$ intensity) the prominence becomes optically thick in the Lyman continuum and the excitational and ionizing radiation penetrates less deeply in the slab, thus decreasing the ionization of helium. An increase in the pressure has the same effect: we obtain an increase of the recombination rates, thus reducing the helium ionization. Finally, a decrease in the temperature leads to a decrease of hydrogen and helium ionization (or an increase of the Lyman continuum optical thickness). We know that the recombination from the He II ground state is the main mechanism which populates the helium triplet states. This is consistent with the photoionization-recombination (PR) scheme which is believed to be the main population mechanism for helium in the solar atmosphere for temperatures below 20 000 K (see e.g., Andretta & Jones 1997). These effects are also seen in our Fig. 3 (see Sect. 3.2). The tendency of a lowering of the curve with increasing $\text{H}\beta$ intensities is also visible in the Fig. 6 of, e.g., de Boer et al. (1998). Our conclusion about helium excitation and ionization conditions are that as the hydrogen density increases, the $n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$ ratio decreases, but more rapidly at slab center where there is much less UV continuum radiation. This produces a too weak ionization at slab center to populate helium triplet states.

6. Conclusion

In this work we have presented new non-LTE computations of the helium emerging spectrum in a one-dimensional isothermal isobaric prominence. We use a $29 + 4 + 1$ levels model for the helium atom and PRD for the hydrogen $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, and the first resonance lines of He I and He II. Detailed incident profiles were used for the principal transitions. This approach leads to some differences with the previous calculations carried out by Heasley et al. (HMP; HM3) who used CRD and frequency-independent incident line profiles for the helium transitions, and only 15 bound levels for the neutral helium atom. The theoretical study of Sects. 4 and 5 has shown

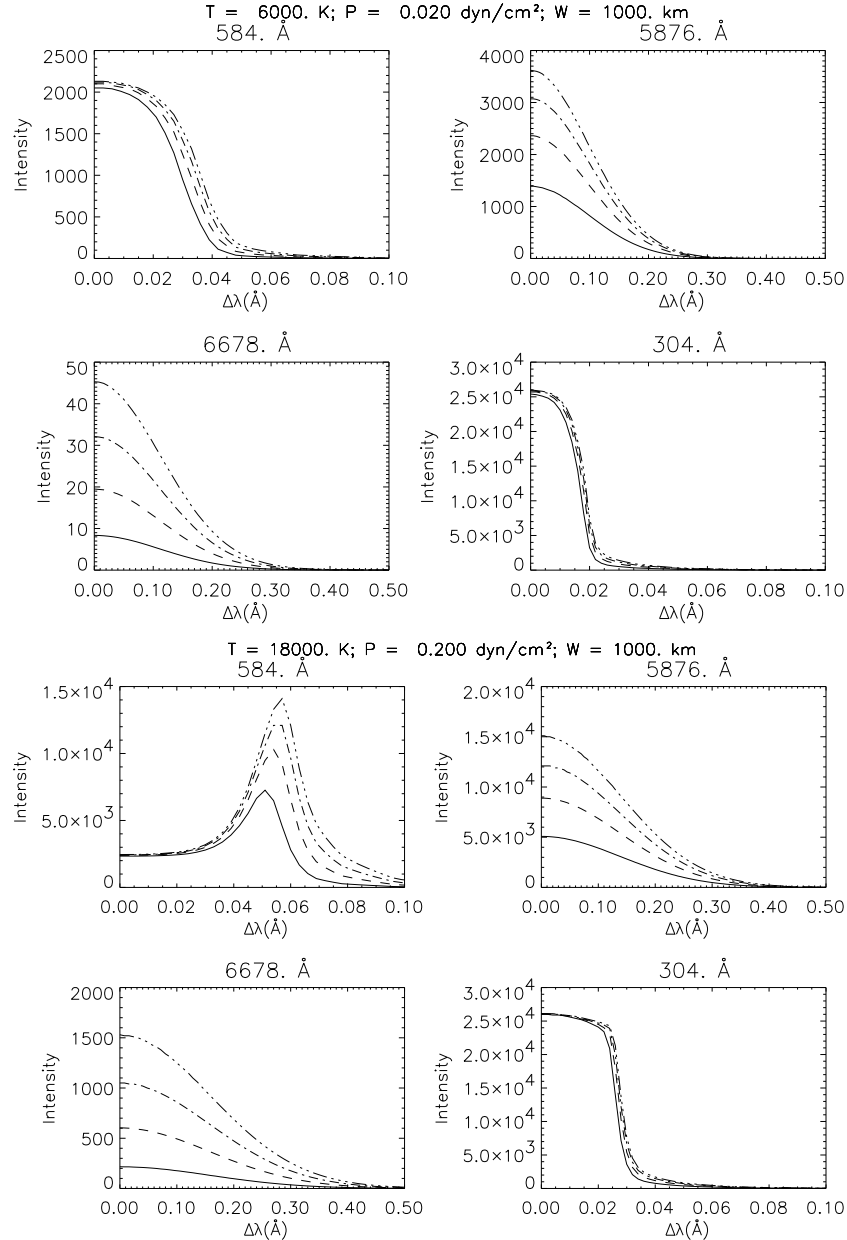


Fig. 14. Half emergent line profiles for two different models: $T = 6000 \text{ K}$, $P = 0.02 \text{ dyn/cm}^2$ and $W = 1000 \text{ km}$ (four top panels); $T = 18000 \text{ K}$, $P = 0.2 \text{ dyn/cm}^2$ and $W = 1000 \text{ km}$ (four bottom panels). Solid line: $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.05$; short dashes: $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.10$; dots/dashes: $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.15$; long dots/dashes: $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.20$. Same units as in Fig. 5.

the different effects of the physical parameters of our computations on the mean populations of several helium states and on the emitted intensities. We particularly noticed the different behaviour of the singlet and of the triplet helium lines which can be useful for the prominence plasma

diagnostic. The presence of the resonance lines in the singlet system is of primary importance for the formation of the neutral helium emerging spectrum. We have also shown that, in the range of temperatures and pressures we considered, the He II $\lambda 304 \text{ \AA}$ line is formed only by the

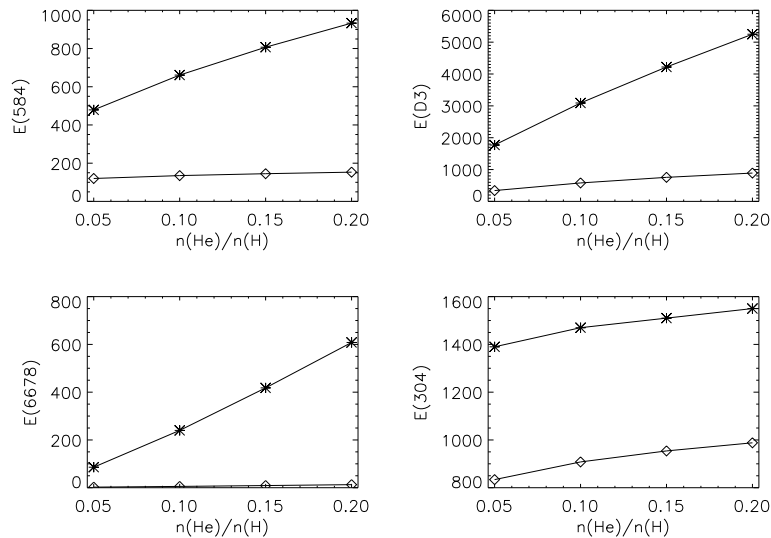


Fig. 15. Integrated intensities (in cgs units) for 4 lines as a function of the abundance computed for 2 models: $T = 6000 \text{ K}$, $P = 0.02 \text{ dyn/cm}^2$ and $W = 1000 \text{ km}$ (\diamond); $T = 18000 \text{ K}$, $P = 0.2 \text{ dyn/cm}^2$ and $W = 1000 \text{ km}$ (*).

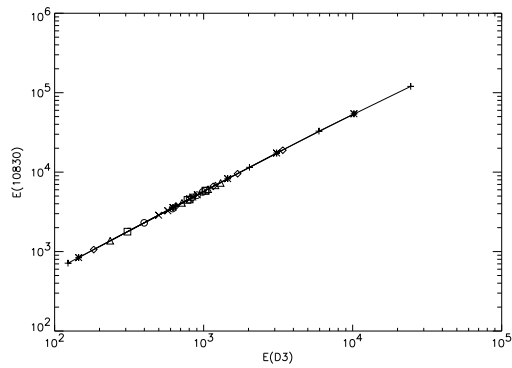


Fig. 16. $E(\text{He I } \lambda 10830)$ versus $E(\text{D}3)$. Integrated intensities are in cgs units. Computations are made for 5 pressures and 8 temperatures. Same symbols as in Fig. 6.

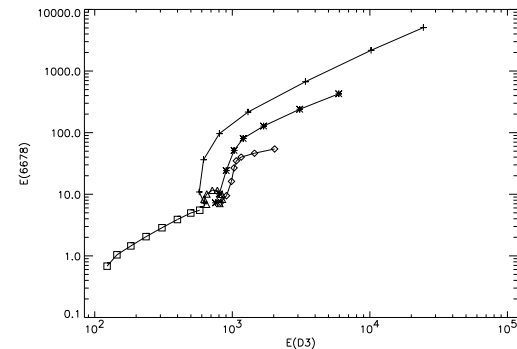


Fig. 18. $E(\text{He I } \lambda 6678)$ versus $E(\text{D}3)$ for 5 pressures. Same symbols as in Fig. 9.

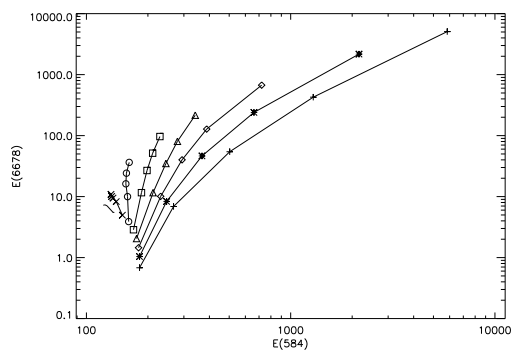


Fig. 17. $E(\text{He I } \lambda 6678)$ versus $E(\text{He I } \lambda 584)$ for 8 temperatures. Same symbols as in Fig. 6.

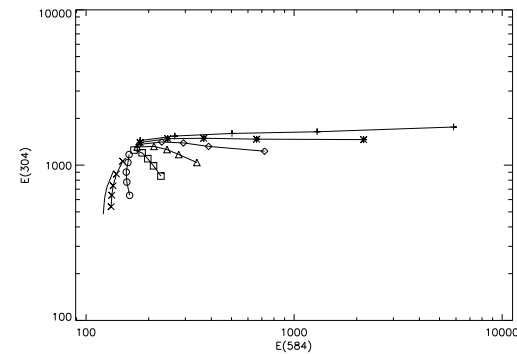


Fig. 19. $E(\text{He II } \lambda 304)$ versus $E(\text{He I } \lambda 584)$ at 8 temperatures. Same symbols as in Fig. 6.

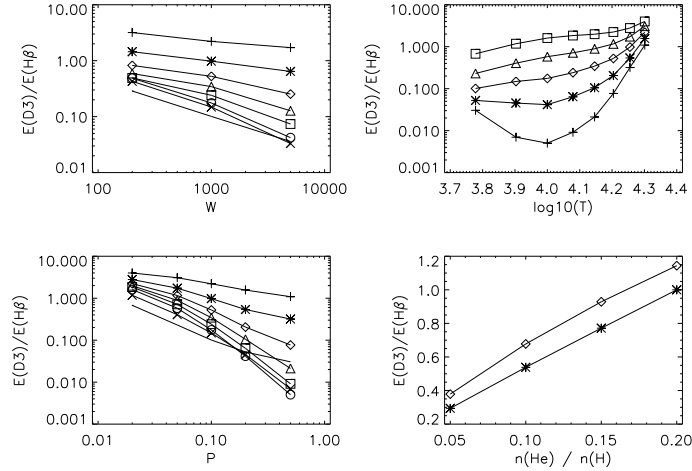


Fig. 20. $E(D3)/E(H\beta)$ as a function of: the slab width (top left panel) at 8 temperatures (same symbols as in Fig. 6); the temperature (top right panel) at 5 pressures (same symbols as in Fig. 9); the pressure (bottom left panel) at 8 temperatures (same symbols as in Fig. 6); and the helium abundance (bottom right panel) for 2 models (same symbols as in Fig. 15).

scattering of the incident radiation. The number of levels in the He II ion that we have taken into account allows the study of the formation of this resonance line. In a next paper we will compare our isothermal, isobaric computations for the EUV helium lines with observations obtained with the SUMER instrument onboard of SoHO.

Acknowledgements. We wish to thank J.-C. Vial for reading the manuscript, and T. Holzer for his encouraging comments on this work. Computations are performed on a IBM RS/6000 scalar computer at the Multi-Experiment Data Operation Centre for SoHO (IAS) and at the Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique.

References

- Aggarwal, K. M., Berrington, K. A., Kingston, A. E., & Pathak, A. 1991, *J. Phys. B*, 24, 1757
- Aggarwal, K. M., Callaway, J., Kingston, A. E., & Unnikrishnan, K. 1992, *ApJS*, 80, 473
- Allen, C. W. 1973, *Astrophysical quantities*, 3ème édition (London: University of London, Athlone Press)
- Andretta, V., & Jones, H. P. 1997, *ApJ*, 489, 375
- Andretta, V., Kucera, T. A., & Poland, A. I. 1999, in *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences*, ASP Conf. Ser., 158, 162
- Auer, L. H., & Mihalas, D. 1970, *MNRAS*, 149, 65
- Auer, L. H., & Mihalas, D. 1973, *ApJS*, 25, 433
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 1999, *ApJ*, 514, 307
- Benson, R. S., & Kulander, J. L. 1972, *Sol. Phys.*, 27, 305
- de Boer, C. R., Stellmacher, G., & Wiehr, E. 1998, *A&A*, 334, 280
- Dimitrijevic, M. S., & Sahal-Brechot, S. 1984, *JQSRT*, 31, 301
- Feautrier, P. 1964, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 258, 3189
- Fernley, J. A., Seaton, M. J., & Taylor, K. T. 1987, *J. Phys. B*, 20, 6457
- Gouttebroze, P., Heinzel, P., & Vial, J.-C. 1993, *A&AS*, 99, 513
- Gouttebroze, P., & Labrosse, N. 2000, *Sol. Phys.*, 196, 349
- Griem, H. R. 1974, *Spectral line broadening by plasmas* (Pure and Applied Physics, New York: Academic Press)
- Heasley, J.-N., & Mihalas, D. 1976, *ApJ*, 205, 273
- Heasley, J.-N., Mihalas, D., & Poland, A.-I. 1974, *ApJ*, 192, 181
- Heasley, J.-N., & Milkey, R.-W. 1976, *ApJ*, 210, 827
- Heasley, J.-N., & Milkey, R.-W. 1978, *ApJ*, 221, 677
- Heasley, J.-N., & Milkey, R.-W. 1983, *ApJ*, 268, 398
- Heinzel, P., Gouttebroze, P., & Vial, J.-C. 1987, *A&A*, 183, 351
- Heinzel, P., Gouttebroze, P., & Vial, J.-C. 1994, *A&A*, 292, 656
- Heroux, L., Cohen, M., & Higgins, J. E. 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 5237
- Hirayama, T. 1971, *Sol. Phys.*, 19, 384
- Kucera, T. A., Andretta, V., & Poland, A. I. 1998, *Sol. Phys.*, 183, 107
- Landman, D. A., Edberg, S. J., & Laney, C. D. 1977, *ApJ*, 218, 888
- Landman, D. A., & Illing, R. M. E. 1976, *A&A*, 49, 277
- Landman, D. A., & Illing, R. M. E. 1977, *A&A*, 55, 103
- Li, K., Gu, X., & Chen, X. 2000, *MNRAS*, 313, 761
- Mariska, J. T., Doschek, G. A., & Feldman, U. 1979, *ApJ*, 232, 929
- Mihalas, D., & Stone, M. E. 1968, *ApJ*, 151, 293
- Morozhenko, N. N. 1984, *Sol. Phys.*, 92, 153
- Stellmacher, G. 1979, *Sol. Phys.*, 61, 61
- Stellmacher, G., & Wiehr, E. 1995, *A&A*, 299, 921
- Stellmacher, G., & Wiehr, E. 1997, *A&A*, 319, 669
- Wiese, W. L., Smith, M. W., & Glennon, B. M. 1966, *Atomic transition probabilities, Hydrogen through Neon. A critical data compilation (NSRDS-NBS 4, Washington, D.C.: US Department of Commerce, National Bureau of Standards)*
- Yakovkin, N. A., Zeldina, M. Y., & Lhagvazhav, C. 1982, *Sol. Phys.*, 81, 339

NLTE Diagnostics of Solar Prominences Using Hydrogen and Helium Lines

N. LABROSSE and P. GOUTTEBROZE

Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud - Orsay, France.

Summary. —

This contribution aims to present non local thermodynamic equilibrium (NLTE) modeling of Hydrogen and Helium spectra in quiescent prominences. We investigate the formation of the whole Helium spectrum - He I and He II- and Hydrogen spectrum within the frame of one dimensional, isothermal and isobaric static slab models. After some explanations on the kind of NLTE modeling used here, we shall focus our attention to the study of neutral helium triplet lines to see their behaviour with plasma parameters variations and how it compares with published observations.

PACS 96.60.Se – Prominences.

1. – Introduction

The interpretation of prominence observed spectra is often difficult, and the derivation of plasma parameters is not straightforward for optically thick lines. In this work we present new NLTE computations of hydrogen and helium lines in quiescent solar prominences. The numerical code presented here can be used as a diagnostic tool to help for the interpretation of prominence observations.

2. – Modeling procedure

The prominence is represented by a one-dimensional plane-parallel slab standing vertically above the solar surface, illuminated on both surfaces by the radiation field coming from the solar atmosphere. The models are defined by 5 physical parameters. The gas pressure, the temperature inside the slab, and the microturbulent velocity, are supposed to be constant throughout the slab; the height above the solar surface is the height of the line of sight, and the slab thickness is the only geometrical dimension.

The computations are first made for hydrogen to obtain the emergent spectrum, hydrogen level populations, electron densities and mean intensities at different wavelengths for different depths inside the slab. Observed intensities incident from the solar disk are used as boundary conditions for the radiative transfer equations. Statistical equilibrium

2

N. LABROSSE and P. GOUTTEBROZE

and radiative transfer equations are then solved for helium, taking into account the radiation field in the slab due to hydrogen. Partial redistribution in frequency is considered for the formation of the first resonance lines of H I, He I and He II. We use a 29+4+1 helium model atom, allowing us to obtain 76 radiative transitions in the helium emerging spectrum, including optically thick EUV resonance lines. Further details on the modeling procedure can be found in Labrosse and Gouttebroze [2].

In this work we present computations corresponding to 72 prominence models, with 6 temperatures ranging from 4300 to 15000 K, 6 gas pressures ranging from 0.02 to 1 dyn/cm², 2 slab widths of 1000 and 5000 km, a microturbulent velocity of 5 km/s and a height of 10000 km.

3. – Results

We present in Fig. 1 and 2 theoretical plots illustrating the behaviour of emergent line intensities with physical conditions variations. Fig. 1 shows the integrated intensity of the He I 10830 line *vs.* the He I 5876 line. The linearity in this relation is due to the optical thinness of the prominence for these two lines. But a non-linear regime appears at high temperature and high pressure due to a saturation in the 10830 line. Fig. 2 shows the predicted variation of the D3 line integrated intensity *vs.* the pressure inside the slab. This behaviour varies with the temperature. The D3 intensity increases with pressure at high temperature, but decreases with pressure below 10000 K.

We present also comparisons between our theoretical results and prominence observations made in visible lines. Fig 3 represents the variation of the D3 line intensity *vs.* the Balmer hydrogen H β line. Solid lines are mean relations derived from observations made by Landman and Illing [3, 4] for 2 prominences in 1975. Points represent computed values. Fig. 4 shows another relation between 2 neutral helium triplet lines, again compared with a mean relation derived by Landman and Illing [4]. The agreement in these two figures between our computations and observations by Landman and Illing is quite good, but we expect it to be improved if we consider in our model several thin slabs instead of a unique wide slab, in order to reproduce prominence fine structure.

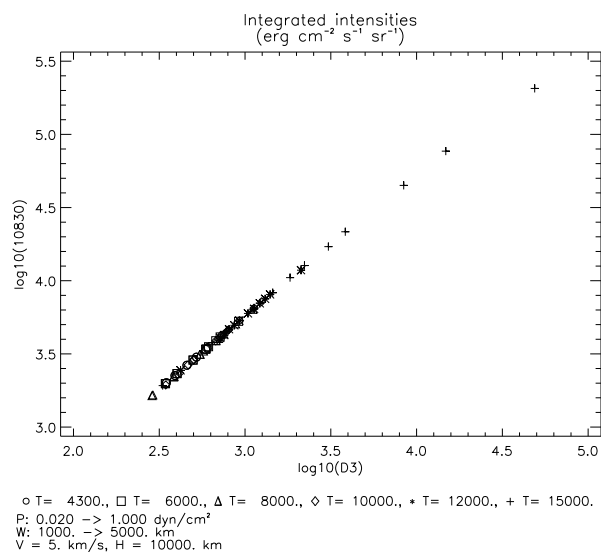
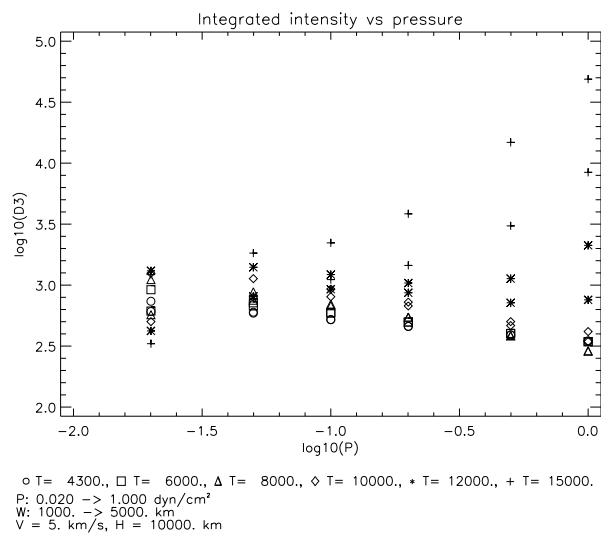
Finally we present in Fig. 5 an example of an emerging profile for the 10830 line, together with a profile observed by Chang and Deming [1] on a single prominence. The shape of the profile, the line center intensity and the FWHM are well reproduced.

4. – Conclusion

New NLTE computations of the helium emerging spectrum of a solar quiescent prominence are now becoming available in order to facilitate the interpretation of EUV (SoHO) and visible (THEMIS) observations of H and He lines. This allows us to predict observable lines, derive physical quantities from observed spectra and find to what physical parameters the helium level population densities and the emergent line profiles and intensities are sensitive [2].

REFERENCES

- [1] CHANG E.S. and DEMING D., *Solar Physics*, **165** (1996) 257.
- [2] LABROSSE N. and GOUTTEBROZE P., *A&A*, **380** (2001) 323.
- [3] LANDMAN D.A. and ILLING R., *A&A*, **49** (1976) 277.
- [4] LANDMAN D.A. and ILLING R., *A&A*, **55** (1977) 103.

Fig. 1. – $I(\lambda 10830)$ vs. $I(D3)$ (computed values).Fig. 2. – $I(D3)$ vs. gas pressure (computed values).

4

N. LABROSSE and P. GOUTTEBROZE

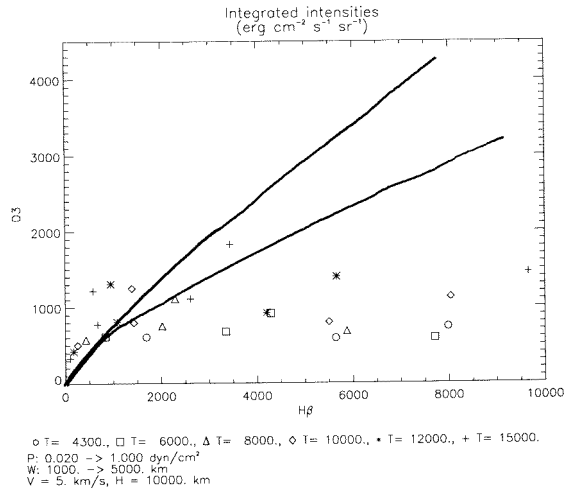


Fig. 3. - $I(D3)$ vs. $I(H\beta)$. Points: computed values; solid line: mean relations from [3] and [4].

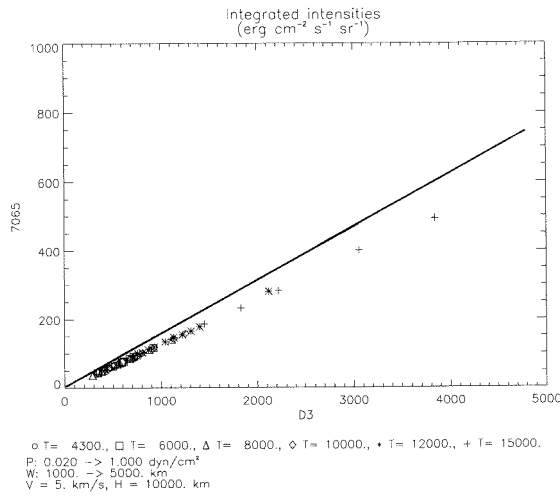


Fig. 4. - $I(\lambda 7065)$ vs. $I(\lambda 5876)$ computed. Solid line: mean relation of [3].

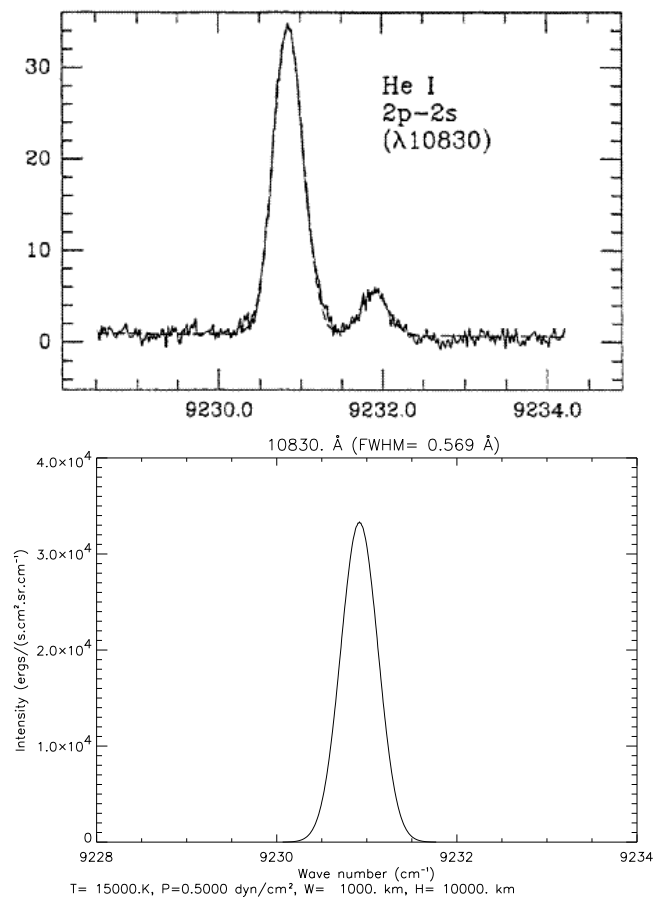


Fig. 5. – Top: Observed emergent profile at 10830 Å (18 April, 1995) [1]; the specific intensity is in units of $10^3 \text{ ergs}/(\text{s cm}^2 \text{sr cm}^{-1})$. Bottom: computed emergent profile at 10830 Å.

MODELLING OF HELIUM SPECTRUM IN SOLAR PROMINENCES

N. Labrosse, P. Gouttebroze

Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI/CNRS, Bat. 121, 91405 Orsay Cedex, France
labrosse@ias.fr, gouttebroze@ias.fr

ABSTRACT

We present non-LTE calculations for the neutral and ionized helium spectrum in quiescent solar prominences. The hydrogen and helium atoms are multi-level model atoms, including for helium the three stages of ionization. Departures from Local Thermodynamic Equilibrium are allowed for each level. We investigate the formation of lines and continuum within the frame of one dimensional, isothermal and isobaric static slab models. The numerical code used for these calculations allows also the study of Partial Redistribution effects for several lines. In the present work we show the effects of three free parameters which are the electron temperature, the gas pressure, and the slab width. Those preliminary results will be compared in a future work with former theoretical computations and we will use this numerical code as a diagnostic tool to analyze helium lines observations.

Key words: helium:lines; Sun:prominences.

1. INTRODUCTION

Observations of solar helium lines become frequent nowadays, especially with SoHO instruments for the EUV part of the solar helium spectrum. The Coronal Diagnostic Spectrometer, the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope and the Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation which are on board of the Solar Heliospheric Observatory provide us a large amount of observations that need powerful diagnostic tools to give accurate physical parameters as the temperature, the gas pressure, or the population densities. Some spectral observations in different spectral ranges can also be made from ground based observatories. In order to allow such diagnostics we use two different numerical codes. HYDR computes the hydrogen spectrum and determines the electron density (Gouttebroze et al. 1993, hereafter GHV). A new version of SIMPLI has been written to calculate the helium lines, from an earlier version used for calcium lines (Gouttebroze et al. 1997). In the following we present preliminary results for new computations of He I and He II lines emitted by irradiated prominences for a set of different prominence models similar to those of GHV and the dependence of emerging

spectrum on temperature, pressure, and prominence slab width.

2. COMPUTATIONS

2.1. Prominence Model

Our model consists of plane-parallel slabs standing vertically above the solar surface. Observations are made in a direction perpendicular to the slab surface (Figure 1). The prominence is illuminated on both surfaces by an incident radiation field which determines the boundary conditions for the resolution of the radiative transfer equations. This radiation field comes from the photosphere, the chromosphere and the corona and is deduced from observations of the solar disk. The models are defined by the temperature, the gas pressure, the microturbulent velocity and the thickness of the slab. The first three quantities are supposed to be constant throughout the slab. In this work we present some results for a subset of 13 models of the GHV grid: 5 temperatures (4300, 6000, 8000, 10000, and 15000 K), 5 gas pressures (0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5 dyn cm⁻²), and 5 slab width (200, 500, 1000, 2000, and 5000 km). In all these models the microturbulent velocity is set to 5 km s⁻¹.

2.2. The Model Atom

For the hydrogen atom, we use a 20 bound levels plus continuum atom (see GHV for more details). For the helium atom, we use 13 bound levels for neutral helium, 2 bound levels for the first ionization stage, and finally the continuum. Thus we can obtain for He I 3 resonance lines and 19 subordinate lines, and 1 He II resonance line. The helium resonance lines stand all in the EUV part of the solar spectrum and can only be observed by space observatories. Table 1 summarizes some of the atomic data used here.

2.3. Numerical Procedure

The computations are first made for hydrogen to obtain the hydrogen spectrum, the level populations, the electron densities and the mean intensities at

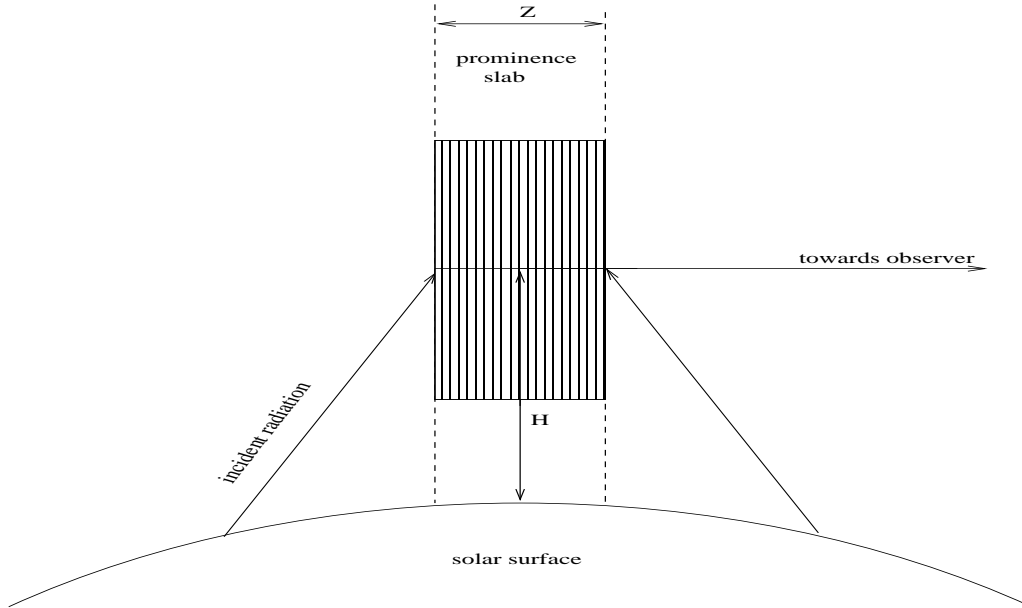


Figure 1. Model of irradiated prominence.

different wavelengths for different depths inside the slab. The statistical equilibrium equations of hydrogen atoms are solved by iteration. The radiative transfer equations in optically thick transitions are solved by the Feautrier method with variable Eddington factors. The incident intensities are deduced from observations of the solar disk. Then the same equations are solved for helium with the incident radiation field in helium lines wavelengths from Heasley et al. 1974, and taking into account the radiation field in the slab due to hydrogen. The resonance lines are treated in partial frequency redistribution.

3. HELIUM IONIZATION

We study here the He II / He I population ratio in the slab for different models showing the effect of electron temperature, gas pressure and slab thickness. Figure 2 presents the variations of this ratio across the slab, each panel corresponding to the study of one free parameter effect.

For thin slabs the ratio is larger than for thick slabs, and He II is still important in the center of thin slabs. The total helium population is nearly constant at the surface of the slab but increases with thickness in the slab center. At the temperature of 8000 K, the main part of helium is in the ground state of He I.

At high temperature the He II / He I population ratio is larger than at lower temperatures. At the slab surface the effect of incident radiation for high temperatures models yields helium ionization. When we are going deeper in the slab helium atoms are less sensitive to incident radiation and if we increase the

temperature the particle density decreases.

The number of helium atoms increases with pressure and since the temperature of 8000 K is not sufficient to ionize helium efficiently, almost all particles are in neutral stage.

4. EMERGENT LINE PROFILES AND INTEGRATED INTENSITIES

We present emergent half profiles (for an observation angle $\mu = \cos \theta = 1$) and integrated intensities plots for four often observed lines: the He I $\lambda\lambda$ 10830, 584, and 5876 (D3) Å and He II λ 304 Å lines. The He I $\lambda\lambda$ 10830 and 5876 Å are optically thin lines, and the He I λ 584 Å and He II λ 304 Å are two optically thick resonance lines. Figure 3, 4, and 5 show respectively the effect on emergent line profile and integrated intensities of varying the slab width, the temperature and the pressure.

For the optically thin lines the integrated intensity increases with slab thickness (figure 3). For high thicknesses (above 1000 km) the variations for line center intensity and line width are less important. The optically thick lines are saturated and the pressure variations have no effect.

We can see clearly on figure 4 that at low temperatures (up to 10000 K) there is only scattering of incident radiation in the line cores, the effect of the temperature increase being an increase in line width. Note the saturation of the He I λ 584 Å line core. At high temperature collisions effects become important and result in a sharp increase in the integrated intensity. This is obvious on the lines profiles: the

Table 1. Helium energy levels and line transitions. In lower table bold characters indicate resonance lines.

Level	Ion	Spectr. term	Excitation frequency (x 10 ¹⁵ Hz)	Statistical weight
1	He I	1s ¹ S	0.0	1
2		2s ³ S	4.792364	3
3		2s ¹ S	4.984880	1
4		2p ³ P	5.069096	9
5		2p ¹ P	5.130510	3
6		3s ³ S	5.493312	3
7		3s ¹ S	5.542120	1
8		3p ³ P	5.563100	9
9		3d ³ D	5.579195	15
10		3d ¹ D	5.579508	5
11		3p ¹ P	5.582430	3
12		4s ³ S	5.738150	48
13		4s ¹ S	5.738610	16
14	He II	n=1	5.948600	2
15		n=2	15.81100	8
16	He III	...	19.10900	1

i-level	j-level	λ (Å)	Einstein coefficient	i-level	j-level	λ (Å)	Einstein coefficient
2	4	10 830	1.02 10 ⁷	2	12	3 170	9.5 10 ⁵
1	5	584	1.8 10⁹	4	12	4 481	8.5 10 ⁶
3	5	20 590	1.98 10 ⁶	8	12	17130	2.5 10 ⁶
4	6	7 067	2.78 10 ⁷	9	12	18 860	6.2 10 ⁶
5	7	7 283	1.81 10 ⁷	1	13	522	4.6 10⁷
2	8	3 890	9.48 10 ⁶	3	13	3 977	1.34 10 ⁶
6	8	42 960	1.08 10 ⁶	5	13	4 930	6.72 10 ⁶
4	9	5 877	7.06 10 ⁷	7	13	15 260	2.6 10 ⁵
5	10	6 677	6.36 10 ⁷	10	13	18 840	6.09 10 ⁶
1	11	537	5.66 10⁸	11	13	19 200	2.5 10 ⁶
3	11	5 017	1.33 10 ⁷				
7	11	74370	2.53 10 ⁵	14	15	304	7.51 10⁹

emission at optically thin line center is much more important than at low temperatures, and the wings are much larger. For the He I resonance line there is a reversal at line center due to very high opacity at 15000 K and an emission peak in the wing at optical depth unity. For the He II resonance line there is scattering of incident radiation at low temperatures and self emission above 10000 K. Both resonance lines have decreasing optical depth with temperature.

For optically thin lines the pressure increase generates a decrease in the integrated intensities, fainter line center and wings, and smaller line widths (figure 5), the optical depths also decrease. For the first He I resonance line, there is no variation in emerging spectrum, but its optical depth increases with gas pressure. The He II resonance line optical depth decreases with pressure and thus the line center intensity, the wing intensity, and the line width are decreasing. This is due to a sharp decrease of He II population in the center of the slab while at the surface the He II population increases slowly with pressure.

5. CONCLUSIONS

This preliminary work allows us to study the general behaviour of the helium spectrum in solar quiescent

prominences for a large number of models including a broad range of temperatures, pressures, and slab widths which correspond to usually observed physical quantities for prominences. We have shown how those physical parameters can influence helium ionization and emitted intensities. Therefore we have now to compare these results with former simulations done by Heasley and Milkey (Heasley & Milkey 1976, Heasley & Milkey 1978, Heasley & Milkey 1983), and try to correlate them with hydrogen observations. Then a comparison with SoHO observations of quiescent prominences could be done, particularly using the He I λ 584 Å and He II λ 304 Å observations made by CDS, SUMER and EIT. We should also increase the number of He II levels to reproduce more ionized helium lines since some of them are observed (e.g., Laming & Feldman 1993). This will be the subject of a future work.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Eugene Avrett for providing us with atomic data for neutral helium (from ion model HeI13).

Computations were performed using the facilities of the Institut du Développement des Ressources en In-

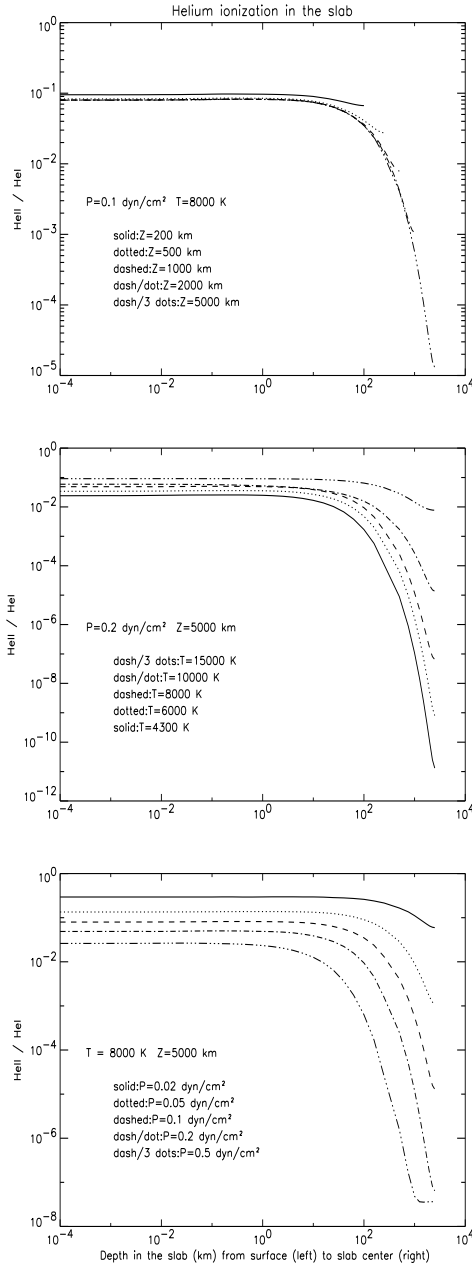


Figure 2. $n(\text{HeII})/n(\text{HeI})$ vs depth in the slab for different models. From top to bottom: effect of slab thickness, of temperature, and of gas pressure.

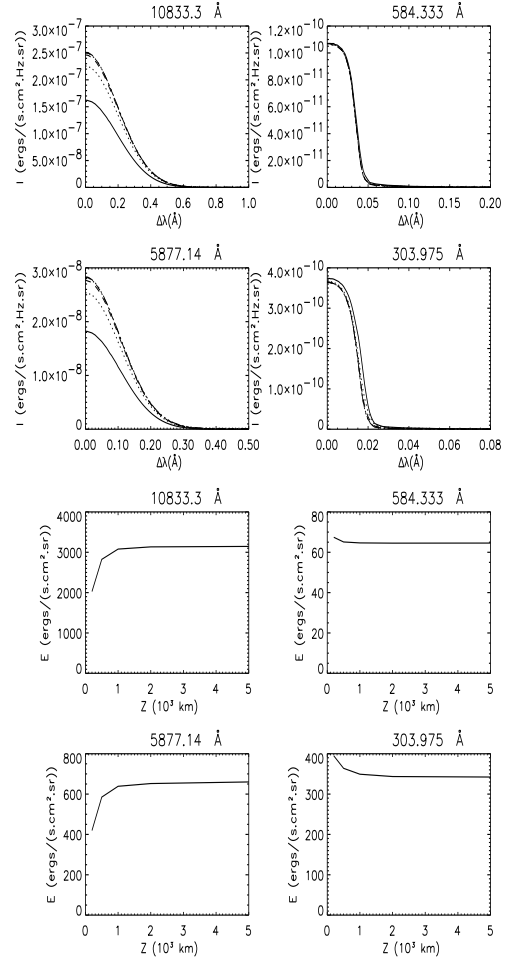


Figure 3. Half profiles of emergent intensity and integrated intensities variations with slab thickness ($T=8000$ K, $P=0.1$ dyn cm^{-2}). Four top panels: $Z=200$ (solid line), $Z=500$ (dotted), $Z=1000$ (dashed), $Z=2000$ (dash/dot), $Z=5000$ km (dash/3 dots).

REFERENCES

- Gouttebroze, P., Heinzel, P., Vial, J.-C., 1993, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 99, 513
 Gouttebroze, P., Vial, J.-C., Heinzel, P., 1997, *Solar Physics*, 172, 125
 Heasley J.N., Mihalas D., Poland A.I., 1974, *ApJ*, 192, 181
 Heasley J.N., Milkey R.W., 1976, *ApJ*, 210, 827
 Heasley J.N., Milkey R.W., 1978, *ApJ*, 221, 677
 Heasley J.N., Milkey R.W., 1983, *ApJ*, 268, 398
 Laming, J.M., Feldman U., 1993, *ApJ*, 403, 434

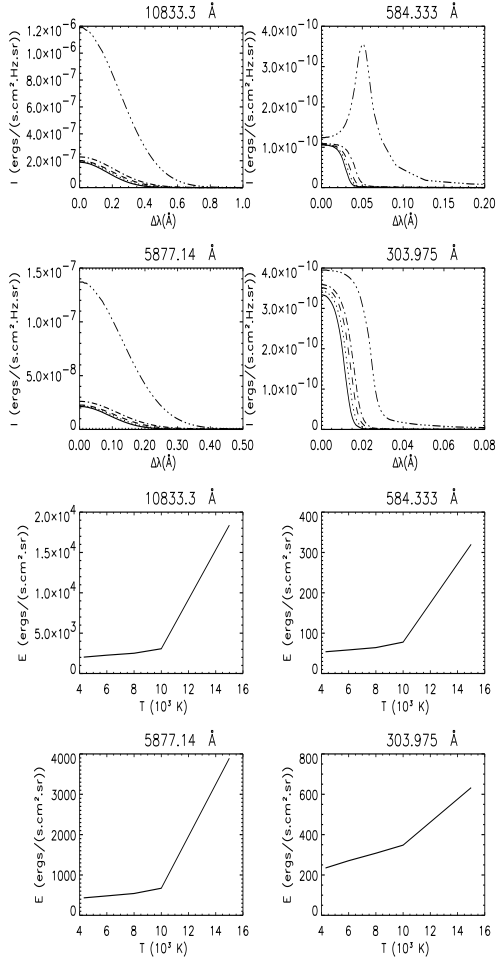


Figure 4. Half profiles of emergent intensity and integrated intensities variations with electron temperature ($P=0.2 \text{ dyn cm}^{-2}$, $Z=5000 \text{ km}$). Four top panels: $T=4300$ (solid line), $T=6000$ (dotted), $T=8000$ (dashed), $T=10000$ (dash/dot), $T=15000 \text{ K}$ (dash/3 dots).

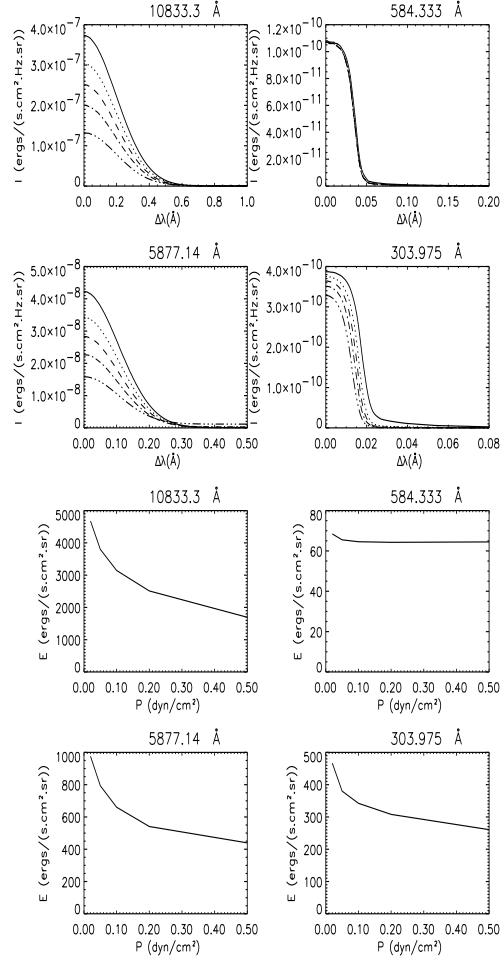


Figure 5. Half profiles of emergent intensity and integrated intensities variations with gas pressure ($T=8000 \text{ K}$, $Z=5000 \text{ km}$). Four top panels: $P=0.02$ (solid line), $P=0.05$ (dotted), $P=0.1$ (dashed), $P=0.2$ (dash/dot), $P=0.5 \text{ dyn cm}^{-2}$ (dash/3 dots).

MODELLING OF HELIUM SPECTRUM IN SOLAR PROMINENCES

N. Labrosse, P. Gouttebroze, J.-C. Vial

Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI/CNRS, Bât. 121, 91405 Orsay Cedex, France
labrosse@ias.fr, gouttebroze@ias.fr, vial@ias.fr

ABSTRACT

We present new non-LTE calculations for the neutral and ionized helium spectrum in quiescent solar prominences. We investigate the formation of helium lines and continuum within the frame of one dimensional, isothermal and isobaric static slab models. In a previous work (Labrosse & Gouttebroze 1999) we have shown the effects of three parameters of our numerical code (the electron temperature, the gas pressure, and the slab width) on the emerging helium spectrum. In the following we compare our results with former computations by Heasley, Mihalas and Poland (Heasley et al. 1974) and by Heasley and Milkey (Heasley & Milkey 1976). Our conclusion is that there is a reasonable agreement between our results and those former computations. However there exist some discrepancies which may be attributed to different boundary conditions in hydrogen spectrum computations.

Key words: helium:lines; Sun:prominences.

1. INTRODUCTION

In this work we present our results from new computations of hydrogen and helium spectrum. We do comparisons with Heasley, Mihalas and Poland models (Heasley et al. 1974, hereafter HMP), and Heasley and Milkey models (Heasley & Milkey 1976, hereafter HM2; see also Heasley & Mihalas 1976, Heasley & Milkey 1978, Heasley & Milkey 1983). They calculated the hydrogen and neutral helium spectrum for a consistent prominence model. HMP models have temperatures of 7000 K and 8000 K, a slab width of 6000 km and total hydrogen densities (neutral plus ions) of $n_H = 10^{10}$ and 10^{11} . The HM2 models have temperatures of 7500 and 9500 K, central gas pressures of 0.065 and 0.26 dyn cm⁻² and no microturbulent velocity.

The comparison of HMP and HM2 results with ours concerns population densities, optical depths and integrated intensities. We focus on helium results since some papers have been already published for hydrogen (Gouttebroze et al. 1993, hereafter GHV, and Heinzel et al. 1994) using the numerical code established by Gouttebroze.

2. MODELLING

2.1. Prominence Model

Our prominence model is the same as described in Labrosse & Gouttebroze 1999. It consists in plane-parallel slabs standing vertically above the solar surface. Observations are made in a direction perpendicular to the slab surface. The prominence is illuminated on both surfaces by an incident radiation field which determines the boundary conditions for the resolution of the radiative transfer equations. This radiation field comes from the photosphere, the chromosphere and the corona and is deduced from observations of the solar disk. The models are defined by the temperature, the gas pressure, the microturbulent velocity and the thickness of the slab. The first three quantities are supposed to be constant throughout the slab.

2.2. The Model Atom

The hydrogen atom is the same as in Labrosse & Gouttebroze 1999 and is described in details in GHV. We have improved the helium model atom with two more levels for the ionized helium. So we have 13 bound levels for He I, 4 bound levels for He II, and the continuum. Thus we obtain 3 resonance and 20 subordinate lines for He I, and 3 resonance and 3 subordinate lines for He II. Departures from Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) are allowed for each level. All lines and continua are treated in non-LTE. The energy levels and the incident radiation for helium line transitions have been taken in HMP (see Tables 1 and 2 in their paper). Though our numerical code allows Partial Redistribution studies (necessary for the resonance lines), we made the computations in Complete Redistribution in order to stay as close as possible to HMP and HM2 models. Collisional ionization rates are calculated as in Mihalas & Stone 1968, and collisional excitation rates are taken from Avrett 1994.

2.3. Computational Procedure

The computations are first made for hydrogen in order to obtain along with the hydrogen spectrum

the level populations, the electron densities and the mean intensities at different wavelengths for different depths inside the slab. Then the radiative transfer and statistical equilibrium equations are solved for helium with the incident radiation field in neutral and ionized helium lines wavelengths from HMP, and taking into account the radiation field in the slab due to hydrogen. The statistical equilibrium equations are solved by iteration. The radiative transfer equations in optically thick transitions are solved by the Feautrier method with variable Eddington factors. The helium-to-hydrogen number ratio is 0.1.

3. COMPARISONS

The prominence model is the same in each case (1D isothermal and isobaric static slabs). Some differences appear in the hydrogen model atom (our model atom includes more bound levels). We use accurate observed incident radiation profiles for hydrogen. The statistical equilibrium equations are solved here by iterations, but by the complete linearization scheme for HMP and HM2. Nevertheless we use atomic data for helium which are very close to those used in HMP and HM2. Tables 1 and 2 show comparisons of respectively physical and optical properties between our results and those from Heasley, Mihalas and Poland. We have computed four models with two different temperatures of 7000 and 8000 K, two different total hydrogen densities of 10^{10} and 10^{11} cm^{-3} , and no microturbulent velocity. In Tables 3 and 4 we show also comparisons for physical and optical properties of the model prominences between our results and those of Heasley and Milkey. Again we have computed four models corresponding to two different temperatures T (7500 and 9500 K) and two different central gas pressures P (0.065 and 0.26 dyn cm^{-2}) with no microturbulent velocity. The first thing we can see in these comparisons is that the slab width is different in our computations from HM2 computations. This comes from the differences in boundary conditions.

In Table 1 we report optical depths and population ratios for HMP models. Optical depths are in good agreement, but for the continuum edge of ionized helium (227 Å), our optical depth is smaller than for HMP. Ratios $n(\text{He II})/n(\text{He I})$ are similar at slab surface but at slab center ours are smaller than for HMP. Ratios $n(\text{He III})/n(\text{He II})$ are very similar. We observe a weak helium ionization at slab center.

In Table 2 we show integrated intensities for several neutral and ionized helium lines. There is a good agreement with HMP results. We can note that at 584 Å our integrated intensities are smaller than those of HMP.

In Table 3 population ratios $n(\text{He II})/n(\text{He I})$, electron densities and optical depths are shown. The ratios are quite similar at slab surface, but ours are much smaller at slab center. The ionizing radiation field does not penetrate deep enough in the slab to ionize helium. The electron densities are of the same order, but ours are smaller. At slab center the difference between our results and HM2 results is larger than at slab surface, which confirms the weak ionization in our computations. Our Lyman continuum opacity is larger than for HM2. This acts as well against the helium ionization at slab center. Opaci-

ties for He I resonance continuum edge (504 Å) and He I $\lambda 584$ Å are of the same order in each computations.

In Table 4 we report the integrated intensities for several hydrogen and neutral helium lines. We can see that our helium integrated intensities are of the same order than for HM2.

4. CONCLUSIONS

In this work we have presented comparisons between computations made by Heasley, Mihalas and Poland in 1974 and Heasley and Milkey in 1976, and our new non-LTE computations. Slight discrepancies are found but they may come from some differences in the boundary conditions especially for hydrogen spectrum computations.

We stress that in order to stay as close as possible to HMP and HM2 computations we have considered only Complete Redistribution. However our numerical code allows Partial Redistribution in the hydrogen and helium resonance lines which can have significant influence on the emergent profiles and the opacities.

After introducing the most recent atomic and spectroscopic helium data and more realistic incident profiles we will present in a future work some comparisons with helium lines profiles obtained with SUMER and CDS instruments of SoHO. Our numerical code will be used as a diagnostic tool to analyze helium lines observations.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Eugene Avrett for providing us with atomic data for neutral helium (from ion model He1L13).

Computations were performed using the facilities of the 'Institut du Développement des Ressources en Informatique Scientifique' (IDRIS, Orsay).

REFERENCES

- Avrett E., 1994, *private communication*
- Gouttebroze, P., Heinzel, P., Vial, J.-C., 1993, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 99, 513 (**GHV**)
- Gouttebroze, P., Vial, J.-C., Heinzel, P., 1997, *Solar Physics*, 172, 125
- Heasley J.N., Mihalas D., Poland A.I., 1974, *ApJ*, 192, 181 (**HMP**)
- Heasley J.N., Mihalas, D., 1976, *ApJ*, 205, 273
- Heasley J.N., Milkey R.W., 1976, *ApJ*, 210, 827 (**HM2**)
- Heasley J.N., Milkey R.W., 1978, *ApJ*, 221, 677
- Heasley J.N., Milkey R.W., 1983, *ApJ*, 268, 398
- Heinzel, P., Gouttebroze, P., Vial, J.-C., 1994, *Astron. Astrophys.*, 292, 656
- Labrosse N., Gouttebroze P., 1999, SOHO8 Workshop, ESA SP-446, *to be published*
- Mihalas D., Stone M. E., 1968, *ApJ*, 151, 293

Table 1: *Comparison of physical properties (HMP models).*
 Units: electron temperature T(°K); total hydrogen density n_H (cm^{-3}).

Model	T	n_H	Optical Depth (total slab)				n(He II)/n(He I)		n(He III)/n(He II)	
			$\tau(\lambda 912)$	$\tau(\lambda 504)$	$\tau_0(\lambda 384)$	$\tau(\lambda 227)$	slab surface	slab center	slab surface	slab center
HMP 4	7000	10^{10}	2.50	3.6	1.9+4	0.8	0.44	0.37	2.-4	1.-4
here			17	4.1	4.4+4	0.07	0.26	0.04	2.-4	2.-4
HMP 5	7000	10^{11}	116	66	2.6+5	10.4	0.05	2.-6	2.-5	1.-7
here			367	49	5.2+5	0.02	0.05	8.-8	3.-5	1.-5
HMP 7	8000	10^{10}	2.30	3.4	1.7+4	0.8	0.53	0.46	2.-4	1.-4
here			18	4.5	4.5+4	0.08	0.27	0.03	2.-4	2.-4
HMP 8	8000	10^{11}	54	54	2.6+5	9.4	0.06	8.-6	2.-5	1.-7
here			319	48	4.9+5	0.01	0.05	1.-7	3.-5	6.-6

Table 2: Comparison of optical properties (HMP models): Integrated helium line intensities ($\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$).
 Units: electron temperature T(°K); total hydrogen density $n_H(\text{cm}^{-3})$.

Model	T	n_H	λ (Å)															
			304	522	537	584	1640	3889	5015	5876	6678	7065	7281	10830	20581			
HMP 4	7000	10^{10}	381	1.49	8.15	356	0.172	246.9	28.9	1937	60.1	234	7.79	8866	39.7			
			here	374	1.44	5.93	58.2	0.168	157.9	12.8	1404	6.74	176	4.09	6766	12.8		
HMP 5	7000	10^{11}	224	1.06	5.08	96	0.102	180.3	11.5	1408	25	170	3.18	6474	14.6			
			here	267	1.40	5.51	54	0.287	105.9	22.1	902	9.9	124	11.96	4268	11.4		
HMP 7	8000	10^{10}	424	1.64	8.86	370.4	0.186	258.9	29.39	2032	60.9	245	7.90	9300	40.1			
			here	393	1.53	6.32	61.6	0.175	168.6	14.1	1496	7.3	188	4.51	7184	13.8		
HMP 8	8000	10^{11}	245	1.20	5.73	122.7	0.111	236.5	17.5	1846	39.3	223	5.02	8463	23.8			
			here	282	1.49	5.86	58.0	0.804	110.4	36.1	902	15.8	138	21.8	4206	14.5		

Table 3: *Comparison of physical properties (HM2 models).*
 Units: total column-mass density $M(\text{g cm}^{-2})$; central gas pressure $P(\text{dyn cm}^{-2})$;
 electron temperature $T(e\text{K})$; slab width $D(\text{km})$.

Model	M	P	T	D	$n(\text{H II})/n(\text{H I})$		$n(\text{He II})/n(\text{He I})$		$n(\text{el})$		Optical Depths				
					slab surface	slab center	slab surface	slab center	slab surface	slab center	Ly-c	Ly- α	H- α	504 Å	584 Å
HM a5 here	3.0-5	.065	7500	3800 2750	2.4 0.7	3.6 0.3	.16 .10	.03 .002	2.47+10 1.76+10	2.62+10 1.12+10	18.8 57.3	2.0+5 1.1+6	.65 .83	12.50 9.19	5.4+4 9.5+4
HM b2 here	1.2-5	.26	7500	320 255	.8 .3	1.2 .2	.05 .04	.02 .005	7.27+10 4.45+10	8.32+10 3.11+10	15.6 26.2	1.7+5 5.0+5	.56 .53	6.68 3.69	2.2+4 3.8+4
HM c4 here	4.0-5	.065	9500	7000 5650	4.3 1.1	12.8 1.2	.29 .14	.07 .0008	2.13+10 1.62+10	2.28+10 1.67+10	9.2 47.4	1.0+5 8.1+5	.70 1.99	12.84 12.30	6.8+4 1.1+5
HM d4 here	1.6-5	.26	9500	670 530	1.7 .5	6.5 .8	.08 .05	.04 .003	7.25+10 4.53+10	8.75+10 5.79+10	6.8 23.9	7.6+4 4.1+5	1.00 2.00	6.08 4.98	3.0+4 4.6+4

Table 4: *Comparison of optical properties (HM2 models).*
 Same units as for Table 3.

Model	M	P	T	D	Integrated intensities ($ergs/(cm^2 s sr)$)											
					Ly- α	H- α	H- β	P- α	3889 Å	5016 Å	5876 Å	6678 Å	7065 Å	7281 Å	10830 Å	20581 Å
HM a5	3.0-5	.065	7500	3800	4.21+4	5.79+4	8.34+3	2.38+3	2.81+2	1.68+1	2.20+3	3.53+1	2.65+2	4.54+0	1.01+4	2.10+1
here				2750	1.41+4	3.92+4	4.16+3	1.17+3	1.24+2	1.22+1	1.09+3	6.15+0	1.38+2	4.40+0	5.26+3	1.06+1
HM b2	1.2-5	.26	7500	320	3.92+4	5.08+4	7.17+3	2.04+3	1.57+2	5.91+0	1.22+3	1.32+1	1.47+2	1.66+0	5.66+3	6.77+0
here				255	1.35+4	2.60+4	2.67+3	7.49+2	8.29+1	7.89+0	7.20+2	5.05+0	8.99+1	1.88+0	3.47+3	8.80+0
HM c4	4.0-5	.065	9500	7000	5.59+4	6.26+4	9.13+3	2.61+3	5.52+2	6.17+1	4.33+3	1.33+2	5.22+2	1.72+1	1.97+4	8.73+1
here				5650	3.14+4	9.68+4	1.14+4	3.30+3	1.57+2	2.47+1	1.36+3	1.19+1	1.79+2	1.12+1	6.48+3	1.71+1
HM d4	1.6-5	.26	9500	670	8.42+4	8.63+4	1.32+4	3.81+3	3.58+2	2.70+1	2.70+3	6.33+1	3.37+2	8.04+0	1.28+4	3.90+1
here				530	4.34+4	9.91+4	1.17+4	3.37+3	8.79+1	1.38+1	7.36+2	9.56+0	9.54+1	5.00+0	3.54+3	1.29+1

Références bibliographiques

- Aggarwal, K. M., Berrington, K. A., Kingston, A. E., & Pathak, A., 1991, *Electron collision strengths for all transitions among the $n=1, 2, 3, 4$ and 5 levels of He^+* , J. of Phys. B, 24, 1757–1777
- Aggarwal, K. M., Callaway, J., Kingston, A. E., & Unnikrishnan, K., 1992, *Excitation rate coefficients for transitions among the $N = 1, 2,$ and 3 levels of He^+* , ApJS, 80, 473–477
- Allen, C. W., 1973, *Astrophysical quantities*. London : University of London, Athlone Press, 3ème édition
- Andretta, V. & Jones, H. P., 1997, *On the Role of the Solar Corona and Transition Region in the Excitation of the Spectrum of Neutral Helium*, ApJ, 489, 375
- Andretta, V., Jordan, S. D., Brosius, J. W., Davila, J. M., Thomas, R. J., Behring, W. E., Thompson, W. T., & Garcia, A., 2000, *The Role of Velocity Redistribution in Enhancing the Intensity of the He II 304 Å Line in the Quiet-Sun Spectrum*, ApJ, 535, 438–453
- Andretta, V., Jordan, S. D., Muglach, K., Garcia, A., Jones, H. P., & Soltau, D., 1998, *Investigating the Formation of the Helium Spectrum in the Solar Atmosphere*, in ASP Conf. Ser. 154 : Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Vol. 10, 559–567
- Andretta, V., Kucera, T. A., & Poland, A. I., 1999, *Observations of Hydrogen and Helium Continua in Solar Prominences*, in ASP Conf. Ser. 158 : Solar and Stellar Activity : Similarities and Differences, 162
- Anzer, U. & Heinzel, P., 1999, *The energy balance in solar prominences*, A&A, 349, 974–984
- Aubin, D., 1999, *La métamorphose des éclipses de Soleil*, La Recherche, 321, 78
- Auchère, F., 2000, *Contribution à l'étude de l'Hélium dans la couronne solaire. Observations du télescope spatial EIT*, Thèse de Doctorat, Université Paris 6
- Auer, L. H. & Mihalas, D., 1970, *On the use of variable Eddington factors in non-LTE stellar atmospheres computations*, MNRAS, 149, 65
- Auer, L. H. & Mihalas, D., 1973, *Analyses of Light Ion Spectra in Stellar Atmospheres.IV. H II in the B Stars*, ApJS, 25, 433
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P., 1999, *Improving Predictions for Helium Emission Lines*, ApJ, 514, 307–324, **BSS**
- Benson, R. S. & Kulander, J. L., 1972, *Electron Impact Excitation Rates for Helium*, Sol. Phys., 27, 305
- Blanco, S., Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., Rovira, M., & Vial, J.-C., 1999, *Multiresolution wavelet analysis of SUMER/SOHO observations in a solar prominence*, Sol. Phys., 186, 281–290

- Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., Rovira, M., Vial, J.-C., & Wingfield, K., 2000, *Dynamics of a quiescent solar prominence observed with the SUMER/SoHO instrument*, Sol. Phys., 199, 133–143
- Brosius, J. W., Davila, J. M., & Thomas, R. J., 1998, *Solar Active Region and Quiet-Sun Extreme-Ultraviolet Spectra from SERTS-95*, ApJS, 119, 255–276
- Chae, J., Schühle, U., & Lemaire, P., 1998, *SUMER measurements of nonthermal motions : constraints on coronal heating mechanisms*, ApJ, 505, 957–973
- Collier Cameron, A., Duncan, D. K., Ehrenfreund, P., Foing, B. H., Kuntz, K. D., Penston, M. V., Robinson, R. D., & Soderblom, D. R., 1990, *Fast Spectroscopic Variations on Rapidly Rotating Cool Dwarfs - Part Three - Masses of Circumstellar Absorbing Clouds on Ab-Doradus*, MNRAS, 247, 415
- de Boer, C. R., Stellmacher, G., & Wiehr, E., 1998, *The hot prominence periphery in EUV lines*, A&A, 334, 280–288
- Dere, K. P. & Subramanian, P., 2001, *Coronal Mass Ejections Observed with LASCO and EIT*, in IAU Symposium, Vol. 203, 362
- Dimitrijevic, M. S. & Sahal-Brechot, S., 1984, *Stark broadening of neutral helium lines*, JQSRT, 31, 301–313
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I., 1995, *The SOHO Mission : an Overview*, Sol. Phys., 162, 1–37
- Doschek, G. A., Behring, W. E., & Feldman, U., 1974, *The widths of the solar He I and He II lines at 584, 537, and 304 Å*, ApJL, 190, L141–L142
- Engvold, O., Hirayama, T., Leroy, J. L., Priest, E. R., & Tandberg-Hanssen, E., 1990, *Hvar Reference Atmosphere of Quiescent Prominences*, in Dynamics of Quiescent Prominences. Proceedings of I.A.U. Colloquium #117, September 25-29, 1989. Editors, V. Ruzdjak, E. Tandberg-Hanssen ; Publisher, Springer-Verlag, New York, 1990, 294
- Feautrier, P., 1964, C. R. Acad. Sci. Paris, 258, 3189
- Fernley, J. A., Seaton, M. J., & Taylor, K. T., 1987, *Atomic data for opacity calculations. VII - Energy levels, f values and photoionisation cross sections for He-like ions*, J. of Phys. B, 20, 6457–6476
- Fredvik, T. & Maltby, P., 1999, *Coronal Radiation and Helium $\lambda 584$ Emission in Active Regions*, Sol. Phys., 184, 113–132
- Gilbert, H. R., Holzer, T. E., Burkepile, J. T., & Hundhausen, A. J., 2000, *Active and Eruptive Prominences and Their Relationship to Coronal Mass Ejections*, ApJ, 537, 503–515
- Gilbert, H. R., Holzer, T. E., Low, B. C., & Burkepile, J. T., 2001, *Observational Interpretation of an Active Prominence on 1999 May 1*, ApJ, 549, 1221–1230
- Goldberg, L., 1939, *The Temperature of the Solar Chromosphere.*, ApJ, 89, 673
- Gontikakis, C., Vial, J.-C., & Gouttebroze, P., 1997, *Emission of hydrogen lines by moving solar prominences.*, A&A, 325, 803–812
- Gontikakis, C., Vial, J.-C., & Gouttebroze, P., 1997, *Spectral diagnostics for eruptive prominences*, Sol. Phys., 172, 189–197
- Gouttebroze, P., 1980, *Formation des raies spectrales et oscillations dans la chromosphère solaire*, Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences de Paris 7, Université Paris 7

- Gouttebroze, P., 1986, *Fast approximations for the R_{IIA} redistribution function*, A&A, 160, 195–198
- Gouttebroze, P., Heinzel, P., & Vial, J.-C., 1993, *The hydrogen spectrum of model prominences*, A&AS, 99, 513, **GHV**
- Gouttebroze, P. & Labrosse, N., 2000, *A ready-made code for the computation of prominence NLTE models*, Sol. Phys., 196, 349–355
- Gray, D. F., 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*. Cambridge Univ. Press, U.K., 2ème édition
- Griem, H. R., 1974, *Spectral line broadening by plasmas*. Pure and Applied Physics, New York : Academic Press, 1974
- Handy, B. N., Bruner, M. E., Tarbell, T. D., Title, A. M., Wolfson, C. J., Laforge, M. J., & Oliver, J. J., 1998, *UV Observations with the Transition Region and Coronal Explorer*, Sol. Phys., 183, 29–43
- Harrison, R. A., Sawyer, E. C., Carter, M. K., Cruise, A. M., Cutler, R. M., Fludra, A., Hayes, R. W., Kent, B. J., Lang, J., Parker, D. J., Payne, J., Pike, C. D., Peskett, S. C., Richards, A. G., Culhane, J. L., Norman, K., Breeveld, A. A., Breeveld, E. R., Janabi, K. F. A., McCalden, A. J., Parkinson, J. H., Self, D. G., Thomas, P. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Thompson, W. T., Kjeldseth-Moe, O., Brekke, P., Karud, J., Maltby, P., Aschenbach, B., Brauninger, H., Kuhne, M., Hollandt, J., Siegmund, O. H. W., Huber, M. C. E., Gabriel, A. H., Mason, H. E., & Bromage, B. J. I., 1995, *The Coronal Diagnostic Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory*, Sol. Phys., 162, 233–290
- Hassler, D. M., Dammasch, I. E., Lemaire, P., Brekke, P., Curdt, W., Mason, H. E., Vial, J., & Wilhelm, K., 1999, *Solar Wind Outflow and the Chromospheric Magnetic Network*, Science, 283, 810
- Heasley, J.-N. & Mihalas, D., 1976, *Structure and spectrum of quiescent prominences - Energy balance and hydrogen spectrum*, ApJ, 205, 273
- Heasley, J.-N., Mihalas, D., & Poland, A.-I., 1974, *Theoretical Helium I Emission-Line Intensities for Quiescent Prominences*, ApJ, 192, 181, **HMP**
- Heasley, J.-N. & Milkey, R.-W., 1976, *Structure and spectrum of quiescent prominences. II - Hydrogen and helium spectra*, ApJ, 210, 827, **HM2**
- Heasley, J.-N. & Milkey, R.-W., 1978, *Structure and spectrum of quiescent prominences. III - Application of theoretical models in helium abundance determinations*, ApJ, 221, 677
- Heasley, J.-N. & Milkey, R.-W., 1983, *Structure and spectrum of quiescent prominences. IV - The ultraviolet ionization continua of hydrogen and helium*, ApJ, 268, 398
- Heinzel, P. & Anzer, U., 2001, *Prominence fine structures in a magnetic equilibrium : Two-dimensional models with multilevel radiative transfer*, A&A, 375, 1082–1090
- Heinzel, P., Gouttebroze, P., & Vial, J.-C., 1987, *Formation of the hydrogen spectrum in quiescent prominences - One-dimensional models with standard partial redistribution*, A&A, 183, 351, **HGV1**
- Heinzel, P., Gouttebroze, P., & Vial, J.-C., 1994, *Theoretical correlations between prominence plasma parameters and the emitted radiation*, A&A, 292, 656, **HGV2**
- Heinzel, P. & Hubený, I., 1982, JQSRT, 27, 1

- Heinzel, P. & Rompolt, B., 1987, *Hydrogen emission from moving solar prominences*, Sol. Phys., 110, 171–189
- Heinzel, P., Schmieder, B., Vial, J.-C., & Kotrc, P., 2001, *SOHO/SUMER observations and analysis of the hydrogen Lyman spectrum in solar prominences*, A&A, 370, 281–297
- Heroux, L., Cohen, M., & Higgins, J. E., 1974, *Electron densities between 110 and 300 km derived from solar EUV fluxes of August 23, 1972*, J. Geophys. Res., 79, 5237–5244
- Hirayama, T., 1971, *The abundance of helium in prominences and in the chromosphere*, Sol. Phys., 19, 384–400
- Hummer, D. G., 1962, *Non-coherent scattering. I. The redistribution functions with Doppler broadening*, MNRAS, 125, 21
- Jefferies, J. T., 1968, *Spectral Line Formation*. Blaisdell, Waltham, Massachusetts
- Jefferies, J. T. & Orrall, F. Q., 1963, *On the Interpretation of Prominence Spectra. VI. Temperature Determination and a Model for Quiescent Prominences.*, ApJ, 137, 1232–1241
- Jiang, Y. & Wang, J., 2001, *Filament activity and photospheric magnetic evolution related to flares*, A&A, 367, 1022–1032
- Jordan, C., 1975, *The intensities of helium lines in the solar EUV spectrum*, MNRAS, 170, 429–440
- Kucera, T. A., Andretta, V., & Poland, A. I., 1998, *Neutral Hydrogen Column Depths in Prominences Using EUV Absorption Features*, Sol. Phys., 183, 107–121
- Labrosse, N. & Gouttebroze, P., 1999, *Helium Spectrum in Solar Prominences*, in Plasma dynamics and diagnostics in the solar transition region and corona : 8th SOHO workshop, 22-25 June 1999, Paris, France., ed. J.-C. Vial & B. Kaldeich-Schurmann (Noordwijk, Netherlands : ESA SP-446), 399
- Labrosse, N. & Gouttebroze, P., 2001, *Formation of the helium spectrum in solar prominences*, A&A, 380, 323–340
- Labrosse, N., Gouttebroze, P., & Vial, J.-C., 1999, *Modelling of Helium Spectrum in Solar Prominences*, in Ninth European Meeting on Solar Physics : Magnetic Fields and Solar Processes. Florence, Italy, 12-18 September, 1999. ed. A. Wilson. (Noordwijk, Netherlands : ESA SP-448), 503–506
- Landman, D. A., Edberg, S. J., & Laney, C. D., 1977, *Measurements of $H\beta$, He D β , and Ca II 8542 Å line emission in quiescent prominences*, ApJ, 218, 888–897
- Landman, D. A. & Illing, R. M. E., 1976, *Further observations of helium and hydrogen emission in quiescent prominences*, A&A, 49, 277–283
- Landman, D. A. & Illing, R. M. E., 1977, *Measurements of line emission in quiescent prominences - Ca⁺, H and He*, A&A, 55, 103–109
- Lantos, P., 1994, *Le Soleil*. Paris, PUF, "Que sais-je?"
- Li, K., Gu, X., & Chen, X., 2000, *Calculations and physical properties of the D β emission lines of a prominence*, MNRAS, 313, 761
- MacPherson, K. P. & Jordan, C., 1999, *The anomalous intensities of helium lines in the quiet solar transition region*, MNRAS, 308, 510–526

- Madjarska, M. S., Vial, J.-C., Bocchialini, K., & Dermendjiev, V. N., 2001, *Plasma Parameters of a Prominence Observed on October 16/17, 1999 by SUMER and CDS/SOHO*, in IAU Symposium, Vol. 203, 410–412
- Mango, S. A., Bohlin, J. D., Glackin, D. L., & Linsky, J. L., 1978, *The solar XUV He I and He II emission lines. I. Intensities and gross center-to-limb behaviour*, ApJ, 220, 683–691
- Mariska, J. T., Doschek, G. A., & Feldman, U., 1979, *Extreme-ultraviolet limb spectra of a prominence observed from Skylab*, ApJ, 232, 929–939
- Menzel, D. H. & Evans, J. W., 1953, Acad. Naz. Lincei. Conv. Volta, 11
- Mihalas, D. & Stone, M. E., 1968, *Statistical Equilibrium Model Atmospheres for Early-Type Stars. III. Hydrogen and Helium Continua*, ApJ, 151, 293
- Morozhenko, N. N., 1984, *On the excitation of lower levels of singlet helium in quiescent prominences*, Sol. Phys., 92, 153–160
- Ofman, L., Kucera, T. A., Mouradian, Z., & Poland, A. I., 1998, *SUMER Observations of the Evolution and the Disappearance of a Solar Prominence*, Sol. Phys., 183, 97–106
- Ogawa, H. S., Phillips, E., & Darrell, L. J., 1984, *Line width of the solar EUV He I resonance emissions at 584 and 537 Å*, J. Geophys. Res., 89, 7537–7540
- Ogawara, Y., Takano, T., Kato, T., Kosugi, T., Tsuneta, S., Watanabe, T., Kondo, I., & Uchida, Y., 1991, *The Solar-A Mission - an Overview*, Sol. Phys., 136, 1
- Omont, A., Smith, E. W., & Cooper, J., 1972, *Redistribution of Resonance Radiation. I. The Effect of Collisions*, ApJ, 175, 185
- Penn, M. J., 2000, *An Erupting Active Region Filament : Three-Dimensional Trajectory and Hydrogen Column Density*, Sol. Phys., 197, 313–335
- Peter, H., 1999, *The chromosphere in coronal holes and the quiet-sun network : an He I (584 Å) full-disk scan by SUMER/SOHO*, ApJL, 522, L77–L80
- Pierce, A. K. & Slaughter, C. D., 1977, *Solar limb darkening. I - At wavelengths of 3033-7297*, Sol. Phys., 51, 25–41
- Pierce, A. K., Slaughter, C. D., & Weinberger, D., 1977, *Solar limb darkening in the interval 7404-24 018 Å. II*, Sol. Phys., 52, 179–189
- Plunkett, S. P., Vourlidas, A., Šimberová, S., Karlický, M., Kotrč, P., Heinzel, P., Kupryakov, Y. A., Guo, W. P., & Wu, S. T., 2000, *Simultaneous SOHO and Ground-Based Observations of a Large Eruptive Prominence and Coronal Mass Ejection*, Sol. Phys., 194, 371–391
- Rutten, R. J., 1999, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*. lecture notes Utrecht Univ., 6ème WWW édition
- Schmieder, B., Delannée, C., Yong, D. Y., Vial, J. C., & Madjarska, M., 2000, *Multi-wavelength study of the slow “disparition brusque” of a filament observed with SOHO*, A&A, 358, 728–740
- Schroeder, K.-P., 1983, *Detection of a stellar prominence of the K supergiant 32 CYG*, A&A, 124, L16–L18
- Stellmacher, G., 1979, *Simultaneous measurements of Ca II K, Ca II H, H α , H β , and He D3 emission in prominences*, Sol. Phys., 61, 61–67
- Stellmacher, G. & Wiehr, E., 1995, *Branching of the helium-to-Balmer emission ratio in solar prominence structures.*, A&A, 299, 921

- Stellmacher, G. & Wiehr, E., 1997, *The helium singlet-to-triplet line ratio in solar prominences.*, A&A, 319, 669–672
- Tandberg-Hanssen, E., 1995, *The Nature of Solar Prominences.* Kluwer Academic Publishers
- Unno, W., 1952, *Note on the Zanstra redistribution in planetary nebulae*, Publ. Astr. Soc. Japan, 4, 100
- Vassenius, B., 1733, Phil. Trans. Roy. Soc. London, 38, 134
- Vial, J.-C., 1998, *Solar prominence diagnostics*, in "New perspectives on solar prominences", IAU Colloquium 167, ASP Conference Series, ed. D. Webb, D. Rust, & B. Schmieder, Vol. 150, 175–187
- Vial, J.-C., Baudin, F., & Boumier, P., 2001, *La mission SoHO : 5 ans après.*, L'Astronomie, 115, 206
- Wiese, W. L., Smith, M. W., & Glennon, B. M., 1966, *Atomic transition probabilities. Vol. : Hydrogen through Neon. A critical data compilation.* NSRDS-NBS 4, Washington, D.C. : US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1966
- Wiik, J. E., Schmieder, B., Kucera, T., Poland, A., Brekke, P., & Simnett, G., 1997, *Eruptive prominence and associated CME observed with SUMER, CDS and LASCO (SOHO)*, Sol. Phys., 175, 411–436
- Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., Schuhle, U., Lemaire, P., Gabriel, A., Vial, J.-C., Grewing, M., Huber, M. C. E., Jordan, S. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Kuhne, M., Timothy, J. G., Hassler, D. M., & Siegmund, O. H. W., 1995, *SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation*, Sol. Phys., 162, 189–231
- Wilhelm, K., Lemaire, P., Curdt, W., Schuhle, U., Marsch, E., Poland, A. I., Jordan, S. D., Thomas, R. J., Hassler, D. M., Huber, M. C. E., Vial, J.-C., Kuhne, M., Siegmund, O. H. W., Gabriel, A., Timothy, J. G., Grewing, M., Feldman, U., Hollandt, J., & Brekke, P., 1997, *First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO - I. Spectra and Spectroradiometry*, Sol. Phys., 170, 75–104
- Yakovkin, N. A., Zeldina, M. Y., & Lhagvazhav, C., 1982, *Helium radiation diffusion in prominences.*, Sol. Phys., 81, 339–354
- Young, P. R. & Mason, H. E., 1998, *Atomic Physics for Atmospheric Composition*, Space Science Reviews, 85, 315–326
- Zanstra, H., 1941, *On the weakening of the polarisation effect by collision damping*, MNRAS, 101, 273
- Zhang, J. & Wang, J., 2001, *Filament Eruptions and Halo Coronal Mass Ejections*, ApJ, 554, 474–487
- Zirin, H., 1975, *The helium chromosphere, coronal holes, and stellar X-rays*, ApJL, 199, L63–L66
- Zirin, H. & Tandberg-Hanssen, E., 1960, *Physical Conditions in Limb Flares and Active Prominences.IV. Comparison of Active and Quiescent Prominences.*, ApJ, 131, 717

