



République Algérienne Démocratique et Populaire
Université Abou Bakr Belkaid –Tlemcen
Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de Physique Théorique



Mémoire de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique
Option: Physique des Plasmas

Thème

**Diagnostic en densité des régions actives solaires basé sur les
raies d'émission EUV de l'ion Fe¹²⁺**

Présenté par :

Hamli Meryem

Soutenu le 25 Juin 2018 devant le jury composé de :

- Dr BEDRANE Zeyneb

Président

- Pr INAL Mokhtar

Encadreur

- Dr FEROUANI Abdel Karim

Examineur

Dédicace

*A mes parents,
A ma famille,*

Remerciements

Mes remerciements, avant tout, à DIEU le tout puissant qui m'a donné la volonté, la santé et la patience durant ces longues années d'étude afin que je puisse réaliser mon objectif.

Je tiens à remercier tout d'abord à M^r INAL Mokhtar, Professeur à l'université de Tlemcen, qui m'a encadré, tout au long de ce mémoire. Je lui apporte aussi toute ma reconnaissance pour son attention, par son enseignement, ses conseils et son écoute qui ont été nécessaires pour la bonne réussite de ce travail. J'ai pris un grand plaisir à travailler avec lui.

*J'adresse tout particulièrement mes remerciements à **Dr BEDRANE Zeyneb**, pour tous les efforts déployés pour notre formation pendant les deux années écoulées ; aussi je le remercie vivement d'avoir accepté de présider le jury de la soutenance.*

*Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à **Dr FEROUANI Abdel Karim**, qui a acceptée d'examiner ce travail.*

Enfin, je ne saurai oublier de remercier tous mes enseignants du département de physique, qui m'ont accompagnés et aidés à m'améliorer durant mon cursus de formation.

Sommaire

Chapitre 1 : Introduction

I.	Introduction général.....	01
II.	Description sommaire du sujet traité	02
III.	Plan du mémoire.....	03

Chapitre 2 : Théorie sur le diagnostic spectroscopique d'un plasma en densité électronique

I.	Emissivité d'une raie spectrale.....	04
II.	Coefficient de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelle.....	05
III.	Principe de diagnostic de densité	07
1.	1 ^{ère} catégorie de couple de raies.....	07
2.	2 ^{ème} catégorie de couple de raies.....	10
3.	3 ^{ème} catégorie de couple de raies.....	12

Chapitre 3 : Données radiatives et collisionnelles

I.	Niveaux d'énergie de l'ion	14
II.	Probabilités de transition radiative.....	15
III.	Coefficients de taux d'excitation par impact d'électrons.....	18
IV.	Comparaison avec d'autres résultats.....	23
V.	Coefficients de taux de désexcitation par impact d'électrons	28

Chapitre 4 : Résultats du rapport d'émissivité en fonction de la densité des électrons

I.	Populations des niveaux excités de l'ion.....	31
II.	Rapport d'émissivité des raies	32

Chapitre 5 : Applications au diagnostic de densité des régions actives solaires

I.	Généralités sur les régions actives solaires.....	38
II.	Observations SERTS	40
III.	Observations EIS.....	42

Conclusion.....	44
Les références	45

Chapitre 1

Introduction

Chapitre 1– Introduction

I– Introduction générale

Notre thème dans cette étude concerne les diagnostics spectroscopiques des milieux chauds totalement ionisés, où règnent des températures très élevées dépassant le million de Kelvins. Ces plasmas se trouvent abondamment dans l'univers, par exemple au cœur des étoiles, où se produisent des réactions de fusion thermonucléaire. Ils sont aussi produits dans des laboratoires par plusieurs méthodes, par exemple par des décharges de fort courant confinées par des champs magnétiques externes (plasmas de tokamaks) ou par des lasers très intenses interagissant avec la matière solide ou gazeuse. Dans de tels plasmas, il existe des atomes fortement ionisés, par exemple des atomes légers comme le carbone se trouvent souvent complètement épluchés, i.e. à l'état nu C^{6+} . La densité des électrons dans les plasmas chauds astrophysiques est un paramètre important, qui peut varier dans un domaine extrêmement large. On rencontre des plasmas très dilués ayant des densités d'électrons aussi petites que 10^4 cm^{-3} comme dans le cas des nébuleuses planétaires, et des plasmas très denses ayant des densités aussi grandes que 10^{26} cm^{-3} comme pour les naines blanches, en passant par des plasmas de densités intermédiaires telles que la couronne solaire [1,2,3].

Le rayonnement émis d'un plasma astrophysique constitue la seule source d'information des conditions physiques régnant dans ce plasma. Le spectre de rayonnement est composé d'un continuum auquel se superpose un grand nombre de raies fines dont certaines peuvent être très intenses. Pour les plasmas chauds, le rayonnement continu provient principalement des processus de bremsstrahlung et de recombinaison radiative durant les collisions d'électrons avec des ions, alors que le rayonnement de raies est dû aux transitions entre des niveaux discrets d'énergie d'ions présents dans différents états de charge. Pour connaître précisément la densité d'électrons, on se base très souvent sur les raies d'émission d'un même ion plutôt que le rayonnement continu. On utilise les intensités relatives de plusieurs raies entre elles plutôt que les intensités absolues dont les mesures sont techniquement très difficiles. Notons que dans le cas des plasmas chauds et peu denses, les largeurs des raies sont souvent dominées par l'élargissement Doppler, et servent ainsi à déduire seulement la température ionique. Les intensités des raies sont généralement influencées non seulement par la densité d'électrons mais aussi par la température électronique. Une mesure idéale de diagnostic de densité serait que le rapport d'intensité de raies soit fortement sensible à la densité tout en étant indépendant de la température.

Il convient de mentionner que les méthodes de diagnostic basées sur le rapport d'émissivité de raies ne sont fiables à utiliser que lorsque les données atomiques de l'ion émetteur sont connues de façon précise. Il est donc vital d'employer des codes informatiques performants pour calculer les paramètres de structure atomique et de collision électron-ion.

II– Description sommaire du sujet traité

Dans les plasmas Maxwelliens peu denses d'ionisation collisionnelle, les ions de fer Fe^{12+} , qui sont des ions à 14 électrons de la séquence iso-électronique du silicium, peuvent être présents abondamment lorsque la température électronique T_e se situe dans l'intervalle $(1.2 - 2) \times 10^6$ K qui est typique pour les atmosphères solaire et stellaires. Cet intervalle de température élevée est lié au fait que l'énergie d'ionisation nécessaire à produire les ions Fe^{12+} est de 323 eV. Les raies d'émission de l'ion Fe^{12+} à des longueurs d'onde au voisinage de 200 Å, i.e. région spectrale de l'extrême ultraviolet (EUV), correspondent à des transitions optiquement permises entre des niveaux de structure fine de la configuration excitée impaire $3s^2 3p 3d$ et ceux de la configuration fondamentale paire $3s^2 3p^2$. Il est bien connu que ces raies servent de bons indicateurs de la densité n_e des électrons de plasmas chauds car leurs intensités relatives dépendent fortement de n_e et faiblement de T_e . Cette forte dépendance en n_e résulte de la métastabilité des niveaux excités appartenant à la configuration fondamentale. D'après des calculs de structure atomique, la durée de vie radiative des niveaux métastables de Fe^{12+} peut atteindre presque 0.1 s et la désexcitation collisionnelle de ces niveaux devient de plus en plus efficace lorsque n_e croît au-dessus de $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Les raies $3s^2 3p 3d \rightarrow 3s^2 3p^2$ ont été observées par des spectromètres embarqués dans des fusées et satellites –notamment le “Solar EUV Rocket Telescope and Spectrograph (SERTS)” et le “EUV Imaging Spectrometer (EIS)” du satellite japonais Hinode pour le soleil, et le “Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE)” pour l'étoile Procyon–, et elles ont été utilisées pour déduire des densités d'électrons dans la gamme $10^{8.8} \leq n_e \leq 10^{9.8} \text{ cm}^{-3}$.

Parmi les nombreuses raies de Fe^{12+} dues aux transitions $3s^2 3p 3d \rightarrow 3s^2 3p^2$, celles à 202.04 Å ($^3P_1 \rightarrow ^3P_0$) et 203.83 Å ($^3D_3 \rightarrow ^3P_2$) sont observées les plus intenses. En fait, cette dernière raie apparaît confondue avec la raie à 203.79 Å ($^3D_2 \rightarrow ^3P_2$) qui a une intensité beaucoup moindre, donnant lieu à un doublet de raies à 203.8 Å. Nous nous intéressons dans ce mémoire de Master au rapport d'émissivité des raies $\epsilon(203.8 \text{ Å}) / \epsilon(202.0 \text{ Å})$, et notre but est de calculer la sensibilité de ce rapport à la densité des électrons dans un large domaine, entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3} . Pour un tel domaine de densité, un plasma chaud se trouve dans des conditions très éloignées de l'équilibre thermodynamique, même local (ETL) du fait que les processus collisionnels et radiatifs sont en compétition et chacun d'eux ne peut être contrebalancé par son inverse. Il en découle que les niveaux excités d'ions ne sont pas peuplés selon la distribution de Boltzmann. Pour déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies pour différentes valeurs de densité n_e , nous avons ainsi appliqué un modèle collisionnel-radiatif (CR) stationnaire indépendant du temps. Le modèle CR mis en œuvre inclut les 27 premiers niveaux de structure fine de l'ion Fe^{12+} provenant des 3 premières configurations électroniques (i.e. $3s^2 3p^2$, $3s 3p^3$ et $3s^2 3p 3d$). Toutes les données atomiques de base dont nous avons eu besoin (i.e. énergies des niveaux, probabilités de transition radiative et forces de collision) ont été obtenues en utilisant le Flexible Atomic Code (FAC) qui est basé sur des méthodes rigoureuses de mécanique quantique. Ce code, qui est librement téléchargeable du

web, utilise une approche entièrement relativiste particulièrement appropriée pour les ions moyennement lourds et fortement chargés tels que Fe^{12+} . Afin de vérifier que le rapport d'émissivité des raies considérées ne dépend que légèrement de la température T_e , nous avons réalisé les calculs en prenant trois valeurs différentes de T_e comprises entre 10^6 et 2×10^6 K.

Comme applications concrètes de notre travail, nous exploiterons les résultats de nos calculs du rapport d'émissivité $\epsilon(203.8\text{\AA}) / \epsilon(202.0\text{\AA})$ pour effectuer un diagnostic en densité de régions actives de la couronne solaire à partir de spectres de haute résolution observés en 1995 et en 2007 au moyen des instrument SERTS et EIS, respectivement.

III– Plan du mémoire

Le travail développé dans ce mémoire a été réparti selon le plan suivant.

Dans le chapitre suivant, nous abordons quelques aspects de physique atomique liés à l'émission de raies spectrales par des ions hautement chargés. Nous rappelons les expressions des coefficients de taux d'excitation et de désexcitation par collisions électroniques. Nous décrivons ensuite les principales méthodes théoriques de diagnostic spectroscopique de la densité d'électrons de plasmas chauds, basées sur le rapport d'émissivité de deux raies d'un même ion.

Dans le troisième chapitre, nous rapportons dans de nombreux tableaux toutes les données atomiques que nous avons obtenues en utilisant le code FAC, et qui sont nécessaires pour calculer le rapport d'émissivité. Ces données incluent les niveaux d'énergie, les probabilités de transition radiative spontanée ainsi que les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation par collisions d'électrons. Nous effectuons des comparaisons avec les données atomiques reportées dans des articles de la littérature.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats de nos calculs de la variation du rapport d'émissivité des raies à 202.0 et 203.8 Å de l'ion Fe^{12+} en fonction de la densité d'électrons couvrant le domaine $10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Nous procédons à une comparaison avec des résultats trouvés dans la littérature.

Le cinquième chapitre est consacré à des applications aux diagnostics de plasmas. Nous utiliserons nos calculs du rapport d'émissivité pour déterminer la densité d'électrons de régions actives solaires à partir de spectres EUV de haute résolution recueillis en 1995 par SERTS et en 2007 par EIS (EUV Imaging Spectrometer).

Finalement, on termine ce mémoire par une conclusion.

Chapitre 2

Théorie sur le diagnostic spectroscopique d'un plasma en densité électronique

Chapitre 2–Théorie sur le diagnostic spectroscopique d'un plasma en densité électronique

Nous décrivons dans ce chapitre les principales méthodes théoriques de diagnostic de la densité d'électrons des plasmas chauds, basées sur le rapport d'émissivité de raies produites par des ions hautement chargés présents dans ces plasmas. Nous sommes concernés dans tout ce mémoire par des plasmas dilués, c'est-à-dire peu denses, où la densité d'électrons ne dépasse pas 10^{12} cm^{-3} . Dans de telles conditions de densité, on peut considérer que le plasma est optiquement mince, ce qui veut dire que tout photon émis émerge du plasma sans y être absorbé. En outre, le plasma est loin de l'équilibre thermodynamique local car les processus radiatifs concurrencent les processus collisionnels.

Avant d'aborder le principe du diagnostic en densité, nous rappelons les formules qui donnent l'émissivité d'une raie spectrale ainsi que le coefficient de taux d'excitation ou de désexcitation par collisions d'électrons.

I– Emissivité d'une raie spectrale

Sachant que le plasma émissif considéré dans ce travail est de basse densité et donc optiquement mince, l'émissivité d'une raie spectrale correspondant à la transition d'un niveau excité k vers un niveau inférieur i dans un atome (ou ion) est donnée par la formule (voir par exemple [4]):

$$\epsilon_{ki} = N_k A_{ki} h\nu_{ki}$$

avec N_k : densité des atomes se trouvant dans le niveau supérieur k de la raie (en cm^{-3}), appelée communément population du niveau k ,

A_{ki} : probabilité de transition radiative spontanée du niveau k vers le niveau i (en s^{-1}),

$h\nu_{ki}$: énergie de la transition $k \rightarrow i$ (en eV).

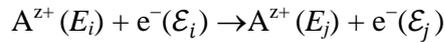
Puisque l'ETL n'est pas valable, les populations des niveaux excités de l'ion ne peuvent être déterminées au moyen de la loi de Boltzmann

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{k T_e}\right)$$

où g_i et E_i sont le poids statistique et l'énergie du niveau i , g_j et E_j ceux du niveau j , k est la constante de Boltzmann et T_e est la température électronique. Les populations sont plutôt obtenues dans le modèle collisionnel-radiatif en fonction de la densité d'électrons en résolvant un système d'équations couplées. Dans ce modèle, on inclut en principe tous les processus atomiques intervenant dans le plasma, qui contribuent au peuplement et au dépeuplement de chacun des niveaux de l'ion.

II- Coefficient de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelle

Lors d'une collision d'un électron libre du plasma avec un ion positif de charge z , A^{z+} , ce dernier peut passer d'un niveau d'énergie E_i vers un niveau d'énergie E_j supérieure (excitation) ou inférieure (désexcitation) en absorbant ou en cédant l'énergie correspondante à l'électron incident [5,6]



Dans les calculs des populations des niveaux excités de l'ion, on a besoin de connaître non seulement les probabilités de transition radiative entre niveaux mais aussi les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation par collisions d'électrons. Le coefficient de taux d'excitation à partir du niveau i vers le niveau j est défini comme le produit de la section efficace $\sigma(i \rightarrow j)$ par la vitesse de l'électron v_i moyenné sur la fonction de distribution de vitesses $f(v_i)$ des électrons libres du plasma [4,7]:

$$C_e(i \rightarrow j) = \langle v_i \sigma(i \rightarrow j) \rangle = \int_{v_{ij}}^{\infty} v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (1-1)$$

où $\sigma(i \rightarrow j)$ est exprimé en cm^2 ou en unités de $\pi a_0^2 = 8.806 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, a_0 étant le rayon de Bohr ($a_0 = 0.529 \text{ \AA}$) et g_i est le poids statistique du niveau initial i ($g_i = 2J_i + 1$). La limite inférieure d'intégration dans l'équation (1-1) correspond à la vitesse de seuil d'excitation, qui satisfait à l'équation de conservation de l'énergie $\frac{1}{2} m v_{ij}^2 = E_j - E_i$.

Il est plus pratique d'utiliser la force de collision $\Omega(i \rightarrow j)$ à la place de la section efficace $\sigma(i \rightarrow j)$. La raison réside dans le fait que $\Omega(i \rightarrow j)$ est une quantité sans dimension et de plus elle est symétrique, i.e. $\Omega(i \rightarrow j) = \Omega(j \rightarrow i)$. La relation entre la force de collision et la section efficace d'excitation est donnée par :

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \quad (1-2)$$

où ε_i : énergie de l'électron incident en Ry avec $1\text{Ry} = 13.605 \text{ eV}$.

Dans tout ce mémoire, nous supposons que les électrons libres du plasma obéissent à la distribution de vitesses de Maxwell, i.e.

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} v_i^2 \exp\left(-\frac{m v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (1-3)$$

avec la condition de la normalisation : $\int_0^{\infty} f(v_i) dv_i = 1$.

Dans l'équation (1-3), m est la masse de l'électron, T_e désigne la température électronique et k est la constante de Boltzmann ($k = 8.617385 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$).

En remplaçant (1-2) et (1-3) dans (1-1) on trouve :

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{v_0}^{\infty} \frac{v_i^3}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{m v_i^2}{2kT_e}\right) dv_i \quad (1-4)$$

À partir de la conservation de l'énergie totale du système (électron + ion), on peut écrire :

$$E_i + \mathcal{E}_i = E_j + \mathcal{E}_j$$

$$\text{Or: } \mathcal{E}_i = \frac{mv_i^2}{2} = E_j + \mathcal{E}_j - E_i = \Delta E_{ij} + \mathcal{E}_j = \frac{mv_{ij}^2}{2} + \mathcal{E}_j$$

On effectue le changement de variable $v_i \rightarrow v_j$ dans l'équation (1-4) avec $v_i dv_i = v_j dv_j$, l'équation (1-4) devient alors :

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{v_i^2}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij} + \varepsilon_j}{kT_e}\right) v_j dv_j \quad (1-5)$$

$$\text{Or: } \mathcal{E}_j = \frac{1}{2}mv_j^2 \Rightarrow d\mathcal{E}_j = mv_j dv_j$$

et $v_i^2 / \mathcal{E}_i = 2R / m$ avec $R = 1 \text{ Ry} = 13.605 \text{ eV}$, l'équation (1-5) devient :

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2 2R}{g_i m} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1-6)$$

Nous remplaçons les constantes $R = me^4/2\hbar^2$ et $a_0 = \hbar^2/me^2$ dans l'équation (1-6), nous obtenons :

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2\hbar\sqrt{m}}{\sqrt{2ma_0m}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1-7)$$

Après quelques simplifications, l'équation (1-7) prend la forme :

$$C_e(i \rightarrow j) = 2\sqrt{\pi} \frac{a_0\hbar}{g_i m} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1-8)$$

Puisque $2\sqrt{\pi} \frac{a_0\hbar}{m} = 2.1716 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$, le coefficient de taux d'excitation s'écrit sous la forme suivante [4,8]:

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1-9)$$

où T_e est exprimé en K.

Nous avons utilisé *Mathematica* pour calculer numériquement $C_e(i \rightarrow j)$ en cm^3s^{-1} . Pour cela, nous avons introduit dans ce logiciel les valeurs de $\Omega(i \rightarrow j)$ en différentes énergies ε_j dans un large domaine couvrant jusqu'à l'énergie 2000 eV, et nous avons effectué une intégration numérique conformément à

$$C_{ij} = (8.63 \cdot 10^{-6} / \text{Sqrt}[Te]) / g_i \text{Exp}[-\Delta E_{ij} / (kTe)] / (kTe) \\ \times \text{NIntegrate}[\Omega_{ij}[x] \text{Exp}[-x / (kTe)], \{x, 0.01, 2000.\}]$$

Notons que $\Omega(i \rightarrow j)$ dépend de l'énergie ε_j de différentes manières selon le type de la transition collisionnelle.

Le coefficient de taux de désexcitation $C_d(j \rightarrow i)$ peut être déduit à partir du coefficient de taux d'excitation $C_e(i \rightarrow j)$ grâce à la relation suivante qui provient du principe de micro-réversibilité d'un processus et de son inverse :

$$g_i C_e(i \rightarrow j) = g_j C_d(j \rightarrow i) \exp\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{kT_e}\right), \Delta E_{ij} = E_j - E_i > 0$$

Soit

$$C_d(j \rightarrow i) = \frac{g_i}{g_j} C_e(i \rightarrow j) \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (1-10)$$

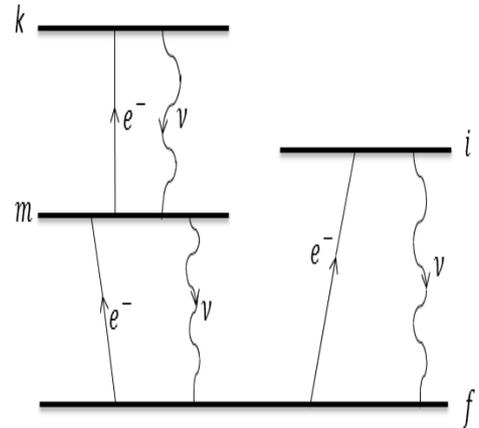
III- Principe de diagnostic de densité

Le rapport des intensités de 2 raies émises par un même ion est sensible à la densité des électrons N_e lorsque l'une ou les 2 raies impliquent un niveau supérieur ou inférieur métastable. Rappelons qu'un niveau métastable est un niveau excité qui ne peut se désexciter par une transition dipolaire électrique (E1) vers aucun niveau inférieur. Par conséquent, la durée de vie radiative d'un niveau métastable est relativement grande, et de ce fait, un niveau métastable peut se dépeupler par collisions d'électrons en plus de son dépeuplement par désexcitation radiative spontanée.

Il existe trois catégories de couples de raies pour lesquelles le rapport d'émissivité est sensible à N_e [9,10]. Nous allons les détailler chacune dans ce qui suit.

1- 1^{ère} catégorie de couple de raies

On considère 2 raies correspondant aux transitions optiquement permise $i \rightarrow f$ et interdite $m \rightarrow f$, avec m qui représente un niveau métastable et f le niveau fondamental de l'ion considéré (voir figure ci-contre). De ce fait, les probabilités de transition radiative sont telles que $A_{mf} \ll A_{if}$. A partir d'une certaine valeur de la densité N_e , les processus de dépeuplement du niveau métastable m peuvent être non négligeables par rapport à la désexcitation radiative spontanée $m \rightarrow f$. Désignons par N_m la population du niveau métastable m . Cette population vérifie l'équation suivante :



$$N_m(A_{mf} + N_e \sum_k C_{mk}) = N_f N_e C_{fm} \quad (2-1)$$

où l'on a supposé que le niveau m est peuplé essentiellement par excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental f , c'est à dire on a supposé que les cascades radiatives vers m contribuent de manière négligeable au peuplement de m . Dans l'équation (2-1), C_{mk} est le coefficient de taux d'excitation (si $E_k > E_m$) ou de désexcitation (si $E_k < E_m$) à partir du niveau m . L'émissivité de la raie $m \rightarrow f$ est donnée par

$$\epsilon_{mf} = N_m A_{mf} h \nu_{mf}$$

En remplaçant l'équation (2-1) dans l'équation précédente, on obtient :

$$\begin{aligned}\epsilon_{mf} &= N_f N_e C_{fm} \frac{A_{mf}}{A_{mf} + N_e \sum_k C_{mk}} h \nu_{mf} \\ \epsilon_{mf} &= N_f N_e C_{fm} \frac{1}{1 + \frac{N_e \sum_k C_{mk}}{A_{mf}}} h \nu_{mf} \quad (2-2)\end{aligned}$$

On peut noter que dans la limite des très hautes densités, i.e. $A_{mf} \ll N_e \sum_k C_{mk}$, l'émissivité devient :

$$\epsilon_{mf} = N_f C_{fm} \frac{A_{mf}}{\sum_k C_{mk}} h \nu_{mf}$$

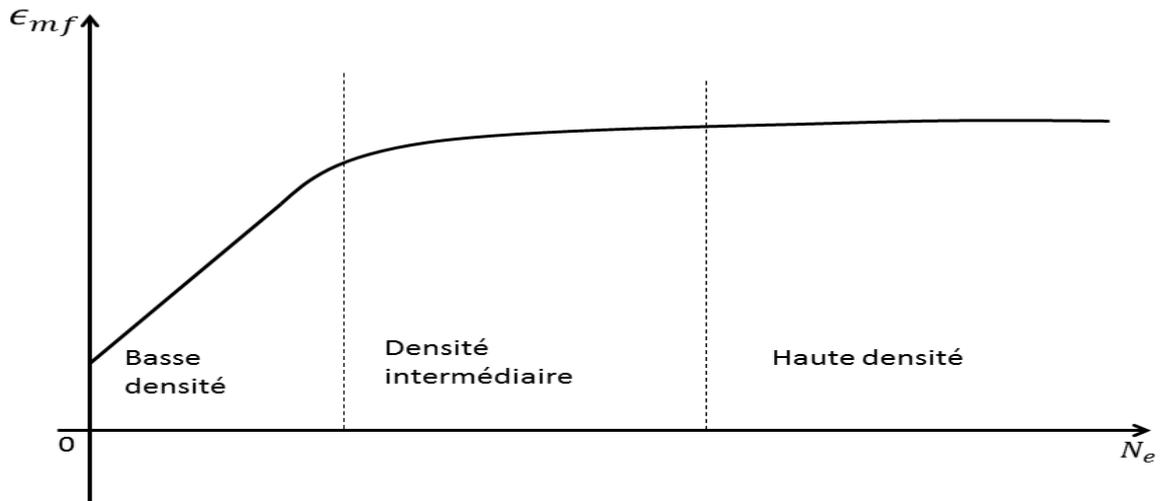
Donc, ϵ_{mf} est dans ces conditions indépendant de N_e .

Dans la limite cette fois-ci des très basses densités, i.e. $A_{mf} \gg N_e \sum_k C_{mk}$, l'émissivité peut être approximée par :

$$\epsilon_{mf} \approx N_f N_e C_{fm} h \nu_{mf}$$

Donc, ϵ_{mf} croît linéairement avec N_e .

Dans le cas des densités N_e intermédiaires qui nous intéressent dans ce mémoire, i.e. A_{mf} comparable à $N_e \sum_k C_{mk}$, l'émissivité ϵ_{mf} varie selon N_e^γ avec $0 < \gamma < 1$, $\gamma \rightarrow 0$ correspond à la limite haute densité tandis que $\gamma \rightarrow 1$ correspond à la limite basse densité, ce qui permet de représenter les variations ϵ_{mf} en fonction de N_e sous la forme suivante.



On peut conclure que pour cette catégorie de couple de raies, l'émissivité ϵ_{mf} croît linéairement avec N_e , puis augmente comme N_e^γ avec $\gamma < 1$ avant de devenir constante lorsque la densité dépasse une certaine valeur. Les différents domaines de N_e (densité basse, intermédiaire, élevée) dépendent des paramètres atomiques et diffèrent selon les ions (notamment leurs charges) et les transitions.

Déterminons maintenant l'émissivité de la raie $i \rightarrow f$. On suppose qu'à toutes les densités qui nous intéressent ici, le dépeuplement du niveau excité i se produit principalement par émission spontanée vers f , ce qui signifie que les processus collisionnels de dépeuplement du niveau i sont

négligeables. Quant au peuplement de niveau i , on admet qu'il est effectué par excitation collisionnelle à partir de niveau fondamental f . Désignons par N_i la population du niveau i . Cette population est donnée par l'équation suivante :

$$N_i A_{if} = N_f N_e C_{fi} \quad (2-3)$$

L'émissivité de la raie $i \rightarrow f$ est donnée par :

$$\epsilon_{if} = N_i A_{if} h \nu_{if}$$

En remplaçant l'équation (2-3) dans l'équation précédente, on obtient :

$$\epsilon_{if} = N_f N_e C_{fi} h \nu_{if} \quad (2-4)$$

On peut à présent obtenir l'expression du rapport d'émissivité ρ des deux raies considérées en divisant membre à membre les 2 équations (2-2) et (2-4) :

$$\rho = \frac{\epsilon_{mf}}{\epsilon_{if}} = \frac{h \nu_{mf} C_{fm}}{h \nu_{if} C_{fi}} \frac{1}{1 + \frac{N_e \sum_k C_{mk}}{A_{mf}}}$$

On remarque que dans la limite des très basses densités tellesque $N_e \sum_k C_{mk} \ll A_{mf}$, le rapport d'émissivité devient indépendant de N_e et prend la forme simple :

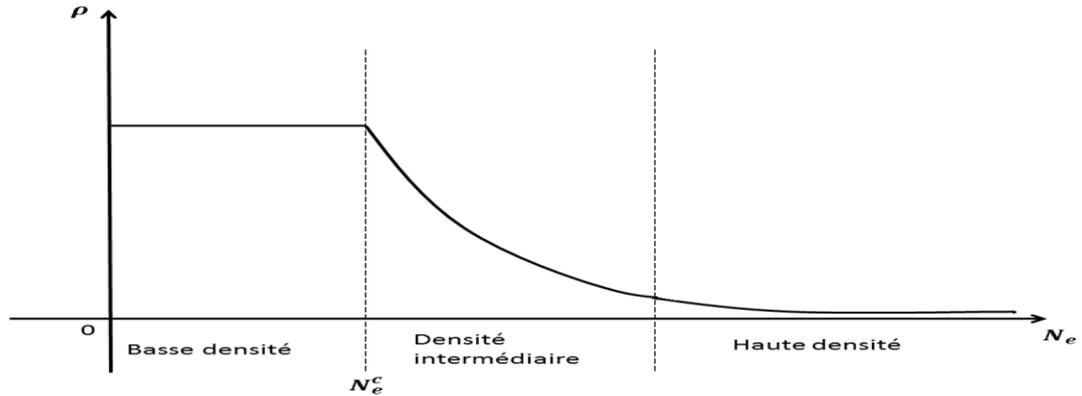
$$\rho = \frac{h \nu_{mf} C_{fm}}{h \nu_{if} C_{fi}}$$

Lorsque N_e augmente suffisamment de sorte que $N_e \sum_k C_{mk}$ est du même ordre de grandeur que A_{mf} , ρ devient sensible à N_e et précisément il diminue lorsque N_e augmente.

Dans la limite des très hautes densités, i.e. $N_e \sum_k C_{mk} \gg A_{mf}$, ρ devient :

$$\rho \approx \frac{h \nu_{mf} C_{fm}}{h \nu_{if} C_{fi}} \frac{A_{mf}}{N_e \sum_k C_{mk}}$$

On peut noter que dans ces conditions, ρ varie selon $1/N_e$. En résumé, on peut représenter le comportement du rapport ρ vis-à-vis de la densité N_e suivant la figure ci-dessous.



Mentionnons que le long d'une séquence iso électronique, les probabilités de transition radiative augmentent avec le numéro atomique Z de l'ion alors que les coefficients de taux d'excitation collisionnelle diminuent, ce qui fait que la valeur de la densité caractéristique N_e^c définie par :

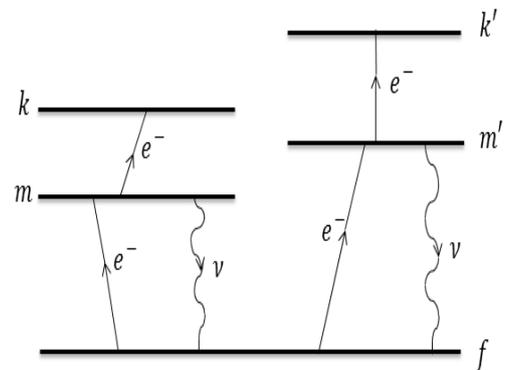
$$A_{mf} = N_e^c \sum_k C_{mk}$$

augmente avec Z . Plusieurs remarques sont à faire :

- (i) Plus N_e devient élevé plus C_{mf} sera faible car le dépeuplement du niveau métastable m se produit surtout par collisions et à partir d'une certaine valeur de densité, la raie $m \rightarrow f$ n'est plus observable. Par conséquent, pour un ion donné la raie interdite $m \rightarrow f$ n'est observable qu'en dessous d'une certaine valeur de N_e .
- (ii) On montre que la sensibilité de ρ en N_e disparaît si les cascades radiatives vers le niveau m deviennent importantes.
- (iii) Pour que le rapport d'émissivité ρ soit un bon indicateur de la densité N_e , il faut que ρ soit indépendant de la température T_e , ce qui fait que le rapport des coefficients de taux $\frac{C_{fm}}{C_{fi}}$ ne varie pas avec T_e . En fait, $\frac{C_{fm}}{C_{fi}}$ dépend de T_e par l'intermédiaire du facteur $\exp^{(E_i - E_m)/kT_e}$. Il est alors nécessaire que $(E_i - E_m) \ll kT_e$, i.e. les niveaux i et m doivent être proches l'un de l'autre.

2- 2^{ème} catégorie de couple de raies

On considère cette fois ci deux raies interdites $m \rightarrow f$ et $m' \rightarrow f$ toutes deux issues d'un même ion, où les niveaux m et m' sont des niveaux métastables, tandis que f est le niveau fondamental. On suppose que les niveaux supérieurs m et m' des 2 raies sont peuplés essentiellement par excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental f (voir schéma ci-contre). En utilisant l'équation (2-2), le rapport d'émissivité des 2 raies $m \rightarrow f$ et $m' \rightarrow f$ est donné par :



$$\rho = \frac{\epsilon_{mf}}{\epsilon_{m'f}} = \frac{h\nu_{mf} C_{fm}}{h\nu_{m'f} C_{fm'}} \frac{1 + \frac{N_e \sum_{k'} C_{m'k'}}{A_{m'f}}}{1 + \frac{N_e \sum_k C_{mk}}{A_{mf}}}$$

où C_{fm} et $C_{fm'}$ sont les coefficients de taux d'excitation à partir de f vers m et m' , respectivement.

Dans la limite des très basses densités, le rapport ρ devient :

$$\rho = \frac{h\nu_{mf} C_{fm}}{h\nu_{m'f} C_{fm'}}$$

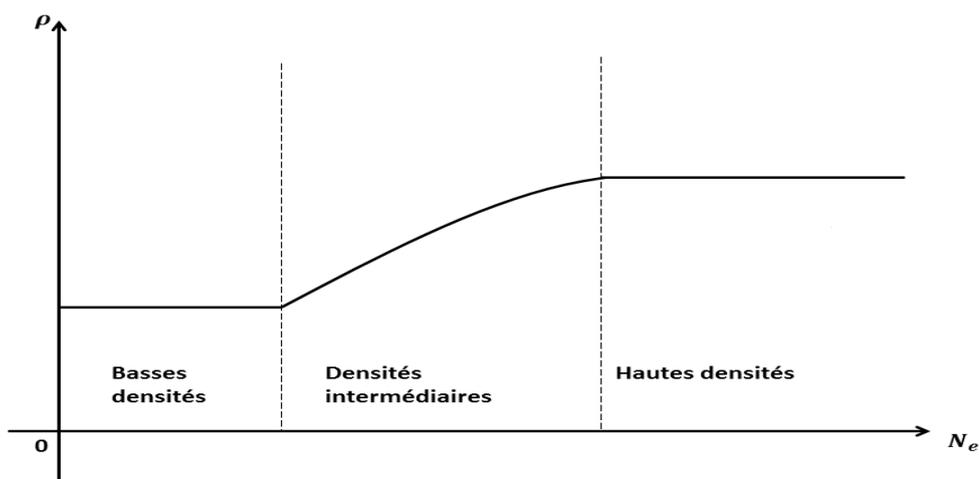
Donc, dans ces conditions ρ est indépendant de la densité N_e .

Dans la limite cette fois-ci des hautes densités, ρ peut être approximé par :

$$\rho \approx \frac{h\nu_{mf} C_{fm}}{h\nu_{m'f} C_{fm'}} \frac{\sum_{k'} C_{m'k'}}{\sum_k C_{mk}} \frac{A_{mf}}{A_{m'f}}$$

Le rapport ρ est aussi dans ces conditions indépendant de N_e .

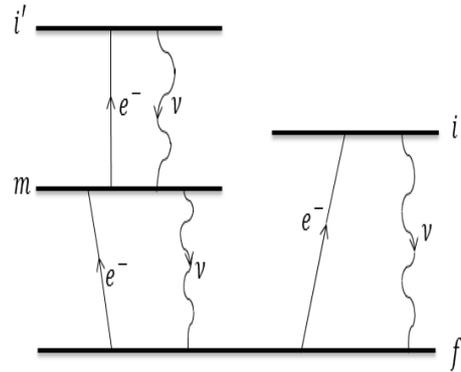
Dans le cas des densités intermédiaires, ρ peut servir de diagnostic de N_e si toutefois $\frac{A_{mf}}{\sum_k C_{mk}}$ est très différent de $\frac{A_{m'f}}{\sum_{k'} C_{m'k'}}$. Sinon, la dépendance en N_e de ρ devient très faible et ρ est sans utilité pour les diagnostics en densité. Dans la figure ci-dessous, on a représenté à peu près les variations de ρ en fonction de N_e .



3- 3^{ème} catégorie de couple de raies

On considère dans cette dernière catégorie deux raies toutes deux optiquement permises $i \rightarrow f$ et $i' \rightarrow m$, avec m qui est un niveau métastable et f le niveau fondamental de l'ion considéré (voir figure ci-contre). On admet que le niveau i est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental f , ce qui fait que la population N_i du niveau i est donnée par :

$$N_i A_{if} = N_f N_e C_{fi}$$



Quant au niveau i' , on suppose qu'il est peuplé essentiellement par excitation collisionnelle à partir du niveau métastable m , la population $N_{i'}$ du niveau i' vérifie l'équation suivante :

$$N_{i'} A_{i'm} = N_m N_e C_{mi'}$$

En utilisant les deux équations précédentes, le rapport d'émissivité ρ des deux raies considérées s'exprime comme :

$$\rho = \frac{\epsilon_{i'm}}{\epsilon_{if}} = \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{N_m C_{mi'}}{N_f C_{fi}}$$

Sachant que le niveau m est peuplé principalement par excitation à partir de f et est dépeuplé par désexcitation radiative spontanée vers f et par désexcitation collisionnelle vers i' , on peut écrire

$$\frac{N_m}{N_f} = \frac{N_e C_{fm}}{A_{mf} + N_e C_{mi'}}$$

On peut noter que dans la limite des hautes densités, i.e. $A_{mf} \ll N_e C_{mi'}$, ce qui entraîne $\frac{N_m}{N_f} \approx \frac{C_{fm}}{C_{mi'}}$, le rapport d'émissivité ρ devient :

$$\rho \approx \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}}$$

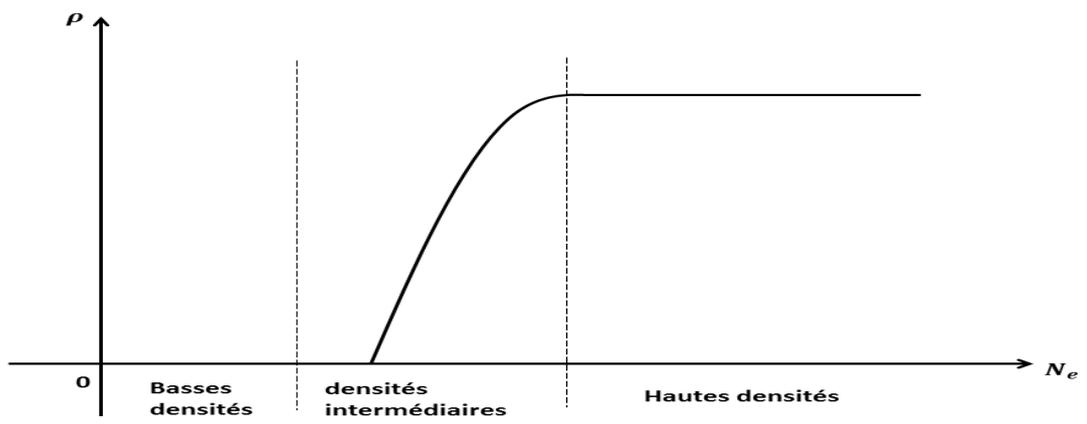
On voit que dans cette limite, ρ est indépendant de N_e .

A l'opposé, dans la limite des basses densités, la raie $i' \rightarrow m$ devient inobservable car d'intensité très faible. Ceci vient du fait que le niveau m a une population faible et donc le taux d'excitation du niveau supérieur i' qui s'effectue principalement à partir de m , est négligeable.

En combinant les équations précédentes, on trouve que dans le cas des densités intermédiaires, le rapport d'émissivité ρ s'écrit comme :

$$\rho = \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{N_e C_{fm}}{A_{mf} + N_e C_{mi'}} \frac{C_{mi'}}{C_{fi}}$$

Dans la figure ci-dessous, on a représenté l'allure de ρ lorsque la densité N_e varie.



Pour clore ce chapitre, notons que le couple de raies sélectionnées dans notre présente étude fait partie de cette troisième catégorie.

Chapitre 3

Données radiatives et collisionnelles

Chapitre 3– Données radiatives et collisionnelles

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble des données atomiques pour l'ion Fe^{12+} , dont on a eu besoin pour nos calculs du rapport d'émissivité des raies considérées. Ces données incluent les niveaux d'énergie, les probabilités de déclin radiatif spontané ainsi que les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation par collisions d'électrons.

I– Niveaux d'énergie de l'ion

Dans le tableau 1 nous avons listé les 27 premiers niveaux de l'ion Fe^{12+} qui ont été pris en compte dans nos calculs de modèle collisionnel-radiatif, et nous avons indiqué leurs énergies obtenues en utilisant le code FAC. L'ion Fe^{12+} a 14 électrons (ion de séquence iso-électronique du silicium) et sa configuration fondamentale est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$ qui donne naissance aux 5 premiers niveaux de structure fine numérotés de 0 à 4. Nous avons aussi reporté dans le tableau 1 les valeurs des énergies obtenues par Aggarwal et Keenan [11] pour comparaison. On peut remarquer qu'il y a quelquefois des différences appréciables entre nos résultats et ceux de [11]. Ces différences peuvent être expliquées par le fait que Aggarwal et Keenan ont fait intervenir 97 niveaux au lieu des 27 niveaux considérés par nous, et que les interactions de configurations peuvent jouer un rôle non négligeable.

Tableau 1 : Liste des 27 premiers niveaux d'énergie de l'ion Fe^{12+} .

Numéro	Niveau	Energie (eV)	
		Nos calculs	Calculs de [11]
0	$3s^2 3p^2 \ ^3P_0$	0.0	0.0
1	$3s^2 3p^2 \ ^3P_1$	1.1185	1.1360
2	$3s^2 3p^2 \ ^3P_2$	2.3191	2.3128
3	$3s^2 3p^2 \ ^1D_2$	6.3962	6.2977
4	$3s^2 3p^2 \ ^1S_0$	12.811	11.560
5	$3s 3p^3 \ ^5S_2$	23.579	26.828
6	$3s 3p^3 \ ^3D_1$	34.031	37.314
7	$3s 3p^3 \ ^3D_2$	34.044	37.328
8	$3s 3p^3 \ ^3D_3$	34.377	37.663
9	$3s 3p^3 \ ^3P_0$	39.586	42.901
10	$3s 3p^3 \ ^3P_1$	39.671	42.985
11	$3s 3p^3 \ ^3P_2$	39.746	43.058
12	$3s 3p^3 \ ^1D_2$	44.600	47.9195
13	$3p 3d \ ^3F_2$	52.813	56.168
14	$3s 3p^3 \ ^3S_1$	53.058	56.458
15	$3p 3d \ ^3F_3$	53.652	57.006
16	$3p 3d \ ^3F_4$	54.899	58.259

17	3s3p ³ P ₁	55.288	58.697
18	3p3d ³ P ₂	61.426	64.852
19	3p3d ³ P ₁	62.211	65.637
20	3p3d ³ P ₀	62.930	66.345
21	3p3d ¹ D ₂	63.588	67.051
22	3p3d ³ D ₁	63.755	67.198
23	3p3d ³ D ₂	64.150	67.602
24	3p3d ³ D ₃	64.152	67.609
25	3p3d ¹ F ₃	70.385	73.856
26	3p3d ¹ P ₁	72.657	76.154

II– Probabilités de transition radiative

Les calculs basés sur le modèle collisionnel-radiatif nécessitent la connaissance des probabilités des transitions radiatives ainsi que les coefficients de taux d'excitation et de désexcitations. Dans les tableaux 2 et 3 nous avons confiné les valeurs de toutes les probabilités des transitions radiatives requises dans nos calculs, que nous avons obtenues en utilisant FAC. Nous avons aussi inclus dans ces tableaux les valeurs de Aggarwal et Keenan [11] et aussi de Young [12] à des fins comparaisons. On peut remarquer que nos valeurs ne sont pas très différentes de celles des deux références [11,12], les différences ne dépassant pas souvent 10%.

Tableau 2 : Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir des 14 premiers niveaux excités de l'ion Fe¹²⁺. Les énergies des transitions ΔE sont aussi données.

Transitions $i \rightarrow j$	ΔE (eV)	A_{ij} (s ⁻¹)		
		Nos calculs	Calculs de [11]	Calculs de [12]
$1 \xrightarrow{M1} 0$	1.119	12.8	13.4	13.9
$2 \xrightarrow{M1} 1$	1.201	11.3	10.6	9.73
$3 \xrightarrow{M1} 1$	5.278	77.0	72.3	71.7
$3 \xrightarrow{M1} 2$	4.077	98.9	92.85	86.2
$4 \xrightarrow{M1} 1$	11.69	1.28×10^3	1.09×10^3	1.09×10^3
$4 \xrightarrow{E2} 3$	6.415	2.03×10^1	1.65	7.64
$5 \xrightarrow{E1} 1$	22.46	3.27×10^6	3.89×10^6	5.75×10^6
$5 \xrightarrow{E1} 2$	21.26	5.38×10^6	6.72×10^6	9.31×10^6
$5 \xrightarrow{E1} 3$	17.18	1.01×10^5	1.53×10^5	2.56×10^5
$6 \xrightarrow{E1} 0$	34.03	1.41×10^9	1.36×10^9	1.37×10^9
$6 \xrightarrow{E1} 1$	32.91	4.21×10^8	3.84×10^8	3.48×10^8
$7 \xrightarrow{E1} 1$	32.93	1.64×10^9	1.59×10^9	1.56×10^9
$7 \xrightarrow{E1} 2$	31.73	7.97×10^7	6.08×10^7	4.84×10^7
$8 \xrightarrow{E1} 2$	32.06	1.46×10^9	1.37×10^9	1.33×10^9

$8 \xrightarrow{E1} 3$	27.98	8.63×10^7	8.23×10^7	1.02×10^8
$9 \xrightarrow{E1} 1$	38.47	4.28×10^9	4.74×10^9	4.31×10^9
$10 \xrightarrow{E1} 0$	39.67	1.26×10^9	1.40×10^9	1.30×10^9
$10 \xrightarrow{E1} 1$	38.55	1.90×10^9	1.99×10^9	2.00×10^9
$10 \xrightarrow{E1} 2$	37.35	1.02×10^9	1.19×10^9	9.38×10^8
$10 \xrightarrow{E1} 3$	33.28	4.63×10^7	6.00×10^7	5.66×10^7
$10 \xrightarrow{E1} 4$	26.86	1.57×10^7	2.29×10^7	2.39×10^7
$11 \xrightarrow{E1} 1$	38.63	4.46×10^8	5.38×10^8	4.31×10^8
$11 \xrightarrow{E1} 2$	37.43	3.36×10^9	3.67×10^9	3.45×10^9
$12 \xrightarrow{E1} 1$	43.48	6.44×10^7	7.02×10^7	7.86×10^7
$12 \xrightarrow{E1} 2$	42.28	1.28×10^8	1.11×10^8	1.10×10^8
$12 \xrightarrow{E1} 3$	38.20	5.82×10^9	5.71×10^9	5.55×10^9
$13 \xrightarrow{E1} 1$	51.69	1.19×10^8	1.05×10^8	1.19×10^8
$13 \xrightarrow{E1} 2$	50.49	1.21×10^8	1.05×10^8	1.59×10^8
$13 \xrightarrow{E1} 3$	46.42	2.99×10^8	2.61×10^8	3.63×10^8
$14 \xrightarrow{E1} 0$	53.06	6.35×10^9	5.38×10^9	6.93×10^9
$14 \xrightarrow{E1} 1$	51.94	1.49×10^{10}	1.27×10^{10}	1.71×10^{10}
$14 \xrightarrow{E1} 2$	50.74	3.50×10^{10}	3.20×10^{10}	3.37×10^{10}
$14 \xrightarrow{E1} 3$	46.66	6.85×10^9	9.26×10^9	6.52×10^8
$14 \xrightarrow{E1} 4$	40.25	1.74×10^9	1.26×10^9	4.27×10^8

Tableau 3 : Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir des niveaux excités numérotés de 15 à 26 de l'ion Fe^{12+} (les numéros des niveaux se trouvent dans le tableau 1). Les énergies des transitions ΔE sont aussi données.

Transitions $i \rightarrow j$	ΔE (eV)	A_{ij} (s^{-1})		
		Nos calculs	Calculs de [11]	Calculs de [12]
$15 \xrightarrow{E1} 2$	51.33	3.14×10^8	2.79×10^8	3.44×10^8
$15 \xrightarrow{E1} 3$	47.26	2.60×10^7	2.51×10^7	2.12×10^7
$16 \xrightarrow{M2} 2$	52.58	1.37	1.75	25.8
$16 \xrightarrow{M2} 3$	48.50	32.9	49.4	22.2
$16 \xrightarrow{E2} 7$	20.85	12.4	12.9	11.8
$16 \xrightarrow{E2+M1} 8$	20.52	21.0	21.7	14.5
$16 \xrightarrow{E2} 11$	15.15	19.2	19.9	21.8
$16 \xrightarrow{M1} 15$	1.247	20.4	20.7	15.5
$17 \xrightarrow{E1} 0$	55.29	6.16×10^9	5.48×10^9	9.34×10^8
$17 \xrightarrow{E1} 1$	54.17	1.97×10^{10}	1.73×10^{10}	5.37×10^9
$17 \xrightarrow{E1} 2$	52.97	1.64×10^{10}	1.33×10^{10}	1.03×10^9
$17 \xrightarrow{E1} 3$	48.89	2.53×10^{10}	2.73×10^{10}	3.01×10^{10}
$17 \xrightarrow{E1} 4$	42.48	2.84×10^9	2.27×10^9	4.35×10^9

$18 \xrightarrow{E1} 1$	60.31	3.50×10^{10}	3.25×10^{10}	1.85×10^{10}
$18 \xrightarrow{E1} 2$	59.11	2.21×10^{10}	2.14×10^{10}	1.84×10^{10}
$18 \xrightarrow{E1} 3$	55.03	6.33×10^9	4.72×10^9	1.50×10^{10}
$19 \xrightarrow{E1} 0$	62.21	5.59×10^{10}	5.10×10^{10}	4.64×10^{10}
$19 \xrightarrow{E1} 2$	59.89	1.07×10^{10}	1.08×10^{10}	7.23×10^9
$19 \xrightarrow{E1} 3$	55.81	1.49×10^9	1.32×10^9	7.91×10^8
$20 \xrightarrow{E1} 1$	61.81	5.85×10^{10}	5.59×10^{10}	4.71×10^{10}
$21 \xrightarrow{E1} 1$	62.47	1.69×10^{10}	1.54×10^{10}	2.01×10^{10}
$21 \xrightarrow{E1} 2$	61.27	6.66×10^9	5.91×10^9	1.68×10^8
$21 \xrightarrow{E1} 3$	57.19	6.86×10^{10}	5.82×10^{10}	3.70×10^{10}
$22 \xrightarrow{E1} 0$	63.75	1.61×10^{10}	1.43×10^{10}	8.17×10^9
$22 \xrightarrow{E1} 1$	62.64	5.43×10^{10}	4.92×10^{10}	4.07×10^{10}
$22 \xrightarrow{E1} 2$	61.43	1.54×10^{10}	1.39×10^{10}	1.28×10^{10}
$23 \xrightarrow{E1} 1$	63.03	3.20×10^{10}	2.76×10^{10}	2.37×10^{10}
$23 \xrightarrow{E1} 2$	61.83	3.93×10^{10}	3.57×10^{10}	3.36×10^{10}
$23 \xrightarrow{E1} 3$	57.75	1.52×10^{10}	1.42×10^{10}	7.02×10^9
$24 \xrightarrow{E1} 2$	61.83	8.94×10^{10}	7.95×10^{10}	6.47×10^{10}
$24 \xrightarrow{E1} 3$	57.76	2.70×10^9	2.38×10^9	2.47×10^9
$25 \xrightarrow{E1} 2$	68.07	3.64×10^9	3.35×10^9	3.50×10^9
$25 \xrightarrow{E1} 3$	63.99	9.08×10^{10}	8.27×10^{10}	6.86×10^{10}
$26 \xrightarrow{E1} 3$	66.26	4.94×10^9	1.27×10^9	2.55×10^7
$26 \xrightarrow{E1} 4$	59.85	7.84×10^{10}	7.47×10^{10}	5.68×10^{10}

Dans le tableau 4 nous avons donné la somme des probabilités de transition radiative à partir de chacun des niveaux excités de l'ion Fe^{12+} . Cette somme se rapporte à nos calculs avec FAC. On peut noter que les quatre premiers niveaux excités ainsi que le niveau 16 ont des durées de vie $\tau_i = 1/A_i$ relativement longues. Donc les niveaux 1 à 4 et 16 peuvent être considérés comme des niveaux métastables susceptibles d'être dépeuplés par collisions d'électrons lorsque la densité devient suffisamment grande. Les autres niveaux 5 à 26 (sauf 16) ont des durées de vie inférieures à approximativement 10^{-7} s. Ces niveaux se dépeuplent essentiellement par émission spontanée dans le domaine de densité considéré dans ce mémoire (entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3}).

Tableau 4 : Somme des probabilités de transition radiative $A_i = \sum_j A_{ij}$ à partir de chacun des niveaux excités de l'ion Fe^{12+} .

Niveau i	$A_i (\text{s}^{-1})$	Niveau i	$A_i (\text{s}^{-1})$
1	12.8	14	6.48×10^{10}
2	11.3	15	3.40×10^8
3	175.9	16	107.3

4	1.30×10^3	17	7.04×10^{10}
5	8.75×10^6	18	6.34×10^{10}
6	1.83×10^9	19	6.81×10^{10}
7	1.72×10^9	20	5.85×10^{10}
8	1.55×10^9	21	9.22×10^{10}
9	4.28×10^9	22	8.58×10^{10}
10	4.24×10^9	23	8.65×10^{10}
11	3.81×10^9	24	9.21×10^{10}
12	6.01×10^9	25	9.44×10^{10}
13	5.39×10^8	26	8.33×10^{10}

III– Coefficients de taux d’excitation par impact d’électrons

Dans les tableaux 5 à 10, nous avons donné nos résultats des coefficients de taux d’excitation à partir du niveau fondamental 0 ainsi que des niveaux métastables 1, 2, 3, 4 et 16 vers chacun des niveaux supérieurs 1–26 pour trois valeurs de température T_e qui sont 10^6 , 1.5×10^6 et 2×10^6 K. Nous avons déterminé ces coefficients de taux à partir de valeurs de forces de collision obtenues à l’aide du code FAC pour une dizaine d’énergie des électrons de collision. Les calculs des coefficients de taux ont été effectués en utilisant le logiciel *Mathematica* pour faire une intégration numérique sur la distribution d’énergie de Maxwell. En examinant le tableau 5, on peut remarquer que l’excitation du niveau 19 à partir du niveau fondamental 0 est la plus forte, le coefficient de taux pour cette excitation atteint approximativement $9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Notons que le niveau 19 est le niveau supérieur de la raie de longueur d’onde 202.0 Å considérée dans ce travail. Par contre, pour les niveaux 23 et 24 qui correspondent aux niveaux supérieurs de la raie de longueur d’onde 203.8 Å, on note que leur excitation à partir du niveau fondamental est relativement faible. D’après le tableau 7, on observe que les niveaux 23 et 24 sont fortement excités à partir du niveau métastable 2, les coefficients de taux pour ces deux excitations dépassent $2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. On peut aussi noter que les excitations à partir des niveaux métastables 1 et 3 contribuent de façon significative au peuplement du niveau 23.

Tableau 5 : Coefficients de taux d’excitation C_e (en $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$) de l’ion Fe^{12+} à partir du niveau fondamental 0 vers chacun des niveaux 1–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(0 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
1	2.58×10^{-10}	1.89×10^{-10}	1.49×10^{-10}
2	9.88×10^{-10}	8.02×10^{-10}	6.91×10^{-10}
3	6.81×10^{-11}	5.10×10^{-11}	4.07×10^{-11}

4	6.51×10^{-12}	4.90×10^{-12}	3.90×10^{-12}
5	4.14×10^{-11}	3.33×10^{-11}	2.76×10^{-11}
6	2.54×10^{-9}	2.47×10^{-9}	2.36×10^{-9}
7	5.76×10^{-11}	4.84×10^{-11}	4.09×10^{-11}
8	6.28×10^{-12}	5.87×10^{-12}	5.46×10^{-12}
9	5.13×10^{-12}	4.41×10^{-12}	3.76×10^{-12}
10	1.26×10^{-9}	1.25×10^{-9}	1.21×10^{-9}
11	1.75×10^{-11}	1.50×10^{-11}	1.28×10^{-11}
12	3.41×10^{-11}	2.98×10^{-11}	2.57×10^{-11}
13	3.43×10^{-11}	3.08×10^{-11}	2.69×10^{-11}
14	1.99×10^{-9}	2.08×10^{-9}	2.07×10^{-9}
15	7.65×10^{-11}	7.85×10^{-11}	7.68×10^{-11}
16	1.07×10^{-11}	9.77×10^{-12}	8.58×10^{-12}
17	1.62×10^{-9}	1.71×10^{-9}	1.71×10^{-9}
18	2.61×10^{-11}	2.41×10^{-11}	2.13×10^{-11}
19	8.94×10^{-9}	9.71×10^{-9}	9.84×10^{-9}
20	1.26×10^{-12}	1.18×10^{-12}	1.06×10^{-12}
21	7.14×10^{-12}	6.71×10^{-12}	5.99×10^{-12}
22	2.33×10^{-9}	2.55×10^{-9}	2.59×10^{-9}
23	9.55×10^{-12}	9.00×10^{-12}	8.05×10^{-12}
24	3.20×10^{-11}	3.32×10^{-11}	3.24×10^{-11}
25	1.63×10^{-11}	1.58×10^{-11}	1.43×10^{-11}
26	3.56×10^{-11}	3.96×10^{-11}	4.05×10^{-11}

Tableau 6 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 1 vers chacun des niveaux 2–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(1 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
2	7.53×10^{-10}	6.00×10^{-10}	5.10×10^{-10}
3	1.37×10^{-10}	1.05×10^{-10}	8.65×10^{-11}
4	1.00×10^{-11}	7.50×10^{-12}	5.95×10^{-12}
5	5.30×10^{-11}	4.44×10^{-11}	3.82×10^{-11}
6	3.16×10^{-10}	3.01×10^{-10}	2.84×10^{-10}
7	1.88×10^{-9}	1.81×10^{-9}	1.72×10^{-9}
8	2.58×10^{-11}	2.19×10^{-11}	1.88×10^{-11}
9	5.38×10^{-10}	5.30×10^{-10}	5.12×10^{-10}

10	7.16×10^{-10}	7.06×10^{-10}	6.80×10^{-10}
11	2.90×10^{-10}	2.85×10^{-10}	2.73×10^{-10}
12	6.44×10^{-11}	5.94×10^{-11}	5.40×10^{-11}
13	6.57×10^{-11}	6.65×10^{-11}	6.47×10^{-11}
14	1.71×10^{-9}	1.78×10^{-9}	1.76×10^{-9}
15	3.02×10^{-11}	2.76×10^{-11}	2.45×10^{-11}
16	4.50×10^{-11}	4.49×10^{-11}	4.30×10^{-11}
17	1.89×10^{-9}	1.98×10^{-9}	1.98×10^{-9}
18	3.57×10^{-9}	3.84×10^{-9}	3.87×10^{-9}
19	1.55×10^{-11}	1.50×10^{-11}	1.39×10^{-11}
20	1.07×10^{-9}	1.16×10^{-9}	1.18×10^{-9}
21	1.49×10^{-9}	1.61×10^{-9}	1.63×10^{-9}
22	2.83×10^{-9}	3.07×10^{-9}	3.12×10^{-9}
23	2.72×10^{-9}	2.95×10^{-9}	2.99×10^{-9}
24	3.46×10^{-11}	3.47×10^{-11}	3.30×10^{-11}
25	1.79×10^{-11}	1.79×10^{-11}	1.62×10^{-11}
26	8.79×10^{-12}	9.14×10^{-12}	8.87×10^{-12}

Tableau 7 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 2 vers chacun des niveaux 3–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(2 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
3	2.31×10^{-10}	2.31×10^{-10}	1.94×10^{-10}
4	2.96×10^{-11}	2.42×10^{-11}	2.08×10^{-11}
5	5.21×10^{-11}	4.40×10^{-11}	3.82×10^{-11}
6	9.73×10^{-12}	9.13×10^{-12}	8.55×10^{-12}
7	8.22×10^{-11}	7.66×10^{-11}	7.13×10^{-11}
8	1.59×10^{-9}	1.52×10^{-9}	1.44×10^{-9}
9	3.84×10^{-12}	3.25×10^{-12}	2.76×10^{-12}
10	2.67×10^{-10}	2.61×10^{-10}	2.50×10^{-10}
11	1.42×10^{-9}	1.39×10^{-9}	1.34×10^{-9}
12	7.71×10^{-11}	7.15×10^{-11}	6.54×10^{-11}
13	3.86×10^{-11}	3.77×10^{-11}	3.56×10^{-11}
14	2.63×10^{-9}	2.73×10^{-9}	2.70×10^{-9}

15	9.14×10^{-11}	9.22×10^{-11}	8.93×10^{-11}
16	5.14×10^{-11}	5.01×10^{-11}	4.72×10^{-11}
17	1.05×10^{-9}	1.09×10^{-9}	1.09×10^{-9}
18	1.48×10^{-9}	1.58×10^{-9}	1.59×10^{-9}
19	4.13×10^{-10}	4.43×10^{-10}	4.45×10^{-10}
20	1.79×10^{-12}	1.64×10^{-12}	1.44×10^{-12}
21	3.91×10^{-10}	4.21×10^{-10}	4.24×10^{-10}
22	5.35×10^{-10}	5.77×10^{-10}	5.83×10^{-10}
23	2.18×10^{-9}	2.36×10^{-9}	2.38×10^{-9}
24	6.88×10^{-9}	7.45×10^{-9}	7.54×10^{-9}
25	2.07×10^{-10}	2.27×10^{-10}	2.30×10^{-10}
26	9.20×10^{-12}	9.51×10^{-12}	9.19×10^{-12}

Tableau 8 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 3 vers chacun des niveaux 4–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(3 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
4	5.91×10^{-10}	4.93×10^{-10}	4.32×10^{-10}
5	2.41×10^{-12}	1.98×10^{-12}	1.69×10^{-12}
6	3.94×10^{-11}	3.42×10^{-11}	3.01×10^{-11}
7	4.98×10^{-11}	4.25×10^{-11}	3.69×10^{-11}
8	1.97×10^{-10}	1.81×10^{-10}	1.67×10^{-10}
9	1.76×10^{-12}	1.47×10^{-12}	1.23×10^{-12}
10	2.69×10^{-11}	2.48×10^{-11}	2.29×10^{-11}
11	2.41×10^{-11}	2.04×10^{-11}	1.73×10^{-11}
12	2.27×10^{-9}	2.23×10^{-9}	2.15×10^{-9}
13	7.90×10^{-11}	7.69×10^{-11}	7.29×10^{-11}
14	7.24×10^{-10}	7.38×10^{-10}	7.24×10^{-10}
15	4.48×10^{-11}	4.04×10^{-11}	3.58×10^{-11}
16	6.02×10^{-11}	5.36×10^{-11}	4.67×10^{-11}
17	2.21×10^{-9}	2.27×10^{-9}	2.24×10^{-9}
18	5.82×10^{-10}	6.12×10^{-10}	6.09×10^{-10}
19	8.50×10^{-11}	8.84×10^{-11}	8.73×10^{-11}

20	4.43×10^{-12}	4.03×10^{-12}	3.55×10^{-12}
21	5.27×10^{-9}	5.59×10^{-9}	5.61×10^{-9}
22	5.61×10^{-11}	5.83×10^{-11}	5.74×10^{-11}
23	1.13×10^{-9}	1.20×10^{-9}	1.20×10^{-9}
24	3.00×10^{-10}	3.16×10^{-10}	3.15×10^{-10}
25	6.04×10^{-9}	6.59×10^{-9}	6.7×10^{-9}
26	1.47×10^{-10}	1.61×10^{-10}	1.64×10^{-10}

Tableau 9 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 4 vers chacun des niveaux 5–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(4 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
5	4.94×10^{-14}	3.75×10^{-14}	3.01×10^{-14}
6	1.47×10^{-11}	1.34×10^{-11}	1.24×10^{-11}
7	2.24×10^{-12}	1.77×10^{-12}	1.44×10^{-12}
8	2.28×10^{-12}	1.80×10^{-12}	1.47×10^{-12}
9	2.65×10^{-11}	2.16×10^{-11}	1.80×10^{-11}
10	1.39×10^{-10}	1.23×10^{-10}	1.09×10^{-10}
11	8.85×10^{-11}	7.22×10^{-11}	6.01×10^{-11}
12	1.28×10^{-11}	1.05×10^{-11}	8.79×10^{-12}
13	1.79×10^{-11}	1.54×10^{-11}	1.31×10^{-11}
14	1.65×10^{-9}	1.64×10^{-9}	1.59×10^{-9}
15	3.27×10^{-11}	2.82×10^{-11}	2.42×10^{-11}
16	5.62×10^{-11}	4.85×10^{-11}	4.15×10^{-11}
17	2.18×10^{-9}	2.18×10^{-9}	2.12×10^{-9}
18	1.49×10^{-11}	1.32×10^{-11}	1.14×10^{-11}
19	2.51×10^{-11}	2.43×10^{-11}	2.28×10^{-11}
20	6.51×10^{-12}	5.80×10^{-12}	5.05×10^{-12}
21	7.31×10^{-12}	6.42×10^{-12}	5.52×10^{-12}
22	1.24×10^{-11}	1.14×10^{-11}	1.02×10^{-11}
23	1.40×10^{-11}	1.24×10^{-11}	1.08×10^{-11}
24	1.24×10^{-11}	1.09×10^{-11}	9.39×10^{-12}
25	8.89×10^{-11}	9.43×10^{-11}	9.45×10^{-11}

26	1.48×10^{-8}	1.59×10^{-8}	1.60×10^{-8}
----	-----------------------	-----------------------	-----------------------

Tableau 10 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 16 vers chacun des niveaux 17–26 pour trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C_e(16 \rightarrow i)$		
	$T_e = 10^6 \text{ K}$	$T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$
17	2.43×10^{-12}	1.75×10^{-12}	1.37×10^{-12}
18	3.19×10^{-10}	2.65×10^{-10}	2.31×10^{-10}
19	1.73×10^{-11}	1.30×10^{-11}	1.04×10^{-11}
20	7.67×10^{-12}	5.85×10^{-12}	4.77×10^{-12}
21	8.16×10^{-11}	6.36×10^{-11}	5.25×10^{-11}
22	1.97×10^{-11}	1.50×10^{-11}	1.21×10^{-11}
23	7.79×10^{-11}	6.26×10^{-11}	5.31×10^{-11}
24	5.86×10^{-11}	4.56×10^{-11}	3.76×10^{-11}
25	4.03×10^{-11}	3.07×10^{-11}	2.46×10^{-11}
26	2.35×10^{-11}	1.82×10^{-11}	1.47×10^{-11}

IV– Comparaison avec d'autres résultats

Dans les tableaux 11 à 16 nous comparons nos résultats des coefficients de taux d'excitation à partir des niveaux 0, 1, 2, 3, 4 et 16, respectivement, pour la température 10^6 K avec ceux que nous avons calculés à partir des résultats des quantités γ_{ij} "thermally averaged collision strengths" de Aggarwal et Keenan [11] et de Storey et Zeippen [13]. La quantité γ_{ij} est définie par

$$\gamma_{ij}(T_e) = \int_0^\infty \Omega_{ij}(\varepsilon_j) e^{-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}} d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right)$$

et la relation qui la lie avec le coefficient de taux est la suivante :

$$C_e(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} e^{-\frac{E_{ij}}{kT_e}} \gamma_{ij}(T_e)$$

Les calculs de $C_e(i \rightarrow j)$ à partir de $\gamma_{ij}(T_e)$ ont été faits au moyen du logiciel *Mathematica*. Nous pouvons mentionner que les résultats venant de Aggarwal et Keenan [11], et de Storey et Zeippen [13] sont plus précis que les nôtres parce que le code utilisé par ces auteurs est basé sur la méthode *R-matrix* qui inclut les résonances, contrairement au code FAC que nous avons utilisé, basé sur la méthode DW qui ne tient pas compte des résonances. On peut remarquer qu'il existe quelque fois des différences importantes entre nos résultats et ceux des auteurs susmentionnés, ce qui était prévisible car il est bien connu que les résonances jouent un grand rôle parfois. Toutefois,

pour les excitations 0→19 et 2→23, 24 qui dominent dans la formation des raies qui nous intéressent dans notre présent travail, on voit d'après les tableaux 11 et 13 que les résonances ont un effet négligeable. Ceci découle du fait que ces excitations sont fortes car elles correspondent à des transitions optiquement permises.

Tableau 11 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau 0 vers chacun des niveaux 1–26 pour la température $T_e=10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats des références [11] et [13].

Niveau i	Nos calculs	[11]	[13]
1	2.58×10^{-10}	2.95×10^{-9}	2.64×10^{-9}
2	9.88×10^{-10}	3.51×10^{-9}	2.68×10^{-9}
3	6.81×10^{-11}	1.25×10^{-9}	8.95×10^{-10}
4	6.51×10^{-12}	2.29×10^{-10}	2.70×10^{-10}
5	4.14×10^{-11}	1.94×10^{-10}	1.81×10^{-10}
6	2.54×10^{-9}	1.82×10^{-9}	2.10×10^{-9}
7	5.76×10^{-11}	3.39×10^{-10}	2.68×10^{-10}
8	6.28×10^{-12}	1.90×10^{-10}	1.73×10^{-10}
9	5.13×10^{-12}	2.50×10^{-11}	2.05×10^{-11}
10	1.26×10^{-9}	1.19×10^{-9}	1.21×10^{-9}
11	1.75×10^{-11}	1.65×10^{-10}	1.27×10^{-10}
12	3.41×10^{-11}	1.73×10^{-10}	1.17×10^{-10}
13	3.43×10^{-11}	1.38×10^{-10}	1.42×10^{-10}
14	1.99×10^{-9}	1.22×10^{-9}	2.45×10^{-9}
15	7.65×10^{-11}	1.47×10^{-10}	1.45×10^{-10}
16	1.07×10^{-11}	3.17×10^{-11}	3.20×10^{-11}
17	1.62×10^{-9}	1.04×10^{-9}	2.44×10^{-10}
18	2.61×10^{-11}	5.55×10^{-11}	5.44×10^{-11}
19	8.94×10^{-9}	6.02×10^{-9}	7.03×10^{-9}
20	1.26×10^{-12}	3.53×10^{-12}	3.69×10^{-12}
21	7.14×10^{-12}	1.85×10^{-11}	2.36×10^{-11}
22	2.33×10^{-9}	1.46×10^{-9}	1.61×10^{-9}
23	9.55×10^{-12}	2.54×10^{-11}	3.13×10^{-11}
24	3.20×10^{-11}	4.97×10^{-11}	5.39×10^{-11}
25	1.63×10^{-11}	2.25×10^{-11}	2.57×10^{-11}
26	3.56×10^{-11}	4.48×10^{-11}	3.83×10^{-11}

Tableau 12 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau 1 vers chacun des niveaux 2–26 pour la température $T_e=10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats des références [11] et [13].

Niveau i	Nos calculs	[11]	[13]
2	7.53×10^{-10}	5.65×10^{-9}	3.59×10^{-9}
3	1.37×10^{-10}	2.47×10^{-9}	2.10×10^{-9}
4	1.00×10^{-11}	2.04×10^{-10}	1.96×10^{-10}
5	5.30×10^{-11}	2.57×10^{-10}	1.89×10^{-10}
6	3.16×10^{-10}	4.41×10^{-10}	3.62×10^{-10}
7	1.88×10^{-9}	2.03×10^{-10}	1.60×10^{-9}
8	2.58×10^{-11}	3.20×10^{-10}	2.46×10^{-10}
9	5.38×10^{-10}	4.69×10^{-10}	4.88×10^{-10}
10	7.16×10^{-10}	6.32×10^{-10}	6.83×10^{-10}
11	2.90×10^{-10}	6.32×10^{-10}	4.00×10^{-10}
12	6.44×10^{-11}	2.54×10^{-10}	1.62×10^{-10}
13	6.57×10^{-11}	1.43×10^{-10}	1.31×10^{-10}
14	1.71×10^{-9}	1.06×10^{-9}	2.21×10^{-9}
15	3.02×10^{-11}	1.20×10^{-10}	1.04×10^{-10}
16	4.50×10^{-11}	1.06×10^{-10}	9.29×10^{-11}
17	1.89×10^{-9}	1.19×10^{-9}	5.12×10^{-10}
18	3.57×10^{-9}	2.41×10^{-9}	1.80×10^{-9}
19	1.55×10^{-11}	3.75×10^{-11}	3.58×10^{-11}
20	1.07×10^{-9}	7.47×10^{-10}	8.62×10^{-10}
21	1.49×10^{-9}	1.05×10^{-9}	1.78×10^{-9}
22	2.83×10^{-9}	1.88×10^{-9}	2.17×10^{-9}
23	2.72×10^{-9}	1.69×10^{-9}	2.28×10^{-9}
24	3.46×10^{-11}	5.95×10^{-11}	6.50×10^{-11}
25	1.79×10^{-11}	2.54×10^{-11}	2.86×10^{-11}
26	8.79×10^{-12}	9.97×10^{-12}	1.48×10^{-11}

Tableau 13 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau 2 vers chacun des niveaux 3–26 pour la température $T_e=10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats des références [11] et [13].

Niveau i	Nos calculs	[11]	[13]
3	2.31×10^{-10}	3.44×10^{-9}	1.72×10^{-9}
4	2.96×10^{-11}	1.94×10^{-10}	1.31×10^{-10}

5	5.21×10^{-11}	2.42×10^{-10}	2.05×10^{-10}
6	9.73×10^{-12}	1.27×10^{-10}	1.04×10^{-10}
7	8.22×10^{-11}	3.11×10^{-10}	2.19×10^{-10}
8	1.59×10^{-9}	2.39×10^{-9}	1.42×10^{-9}
9	3.84×10^{-12}	3.12×10^{-11}	2.58×10^{-11}
10	2.67×10^{-10}	3.35×10^{-10}	2.98×10^{-10}
11	1.42×10^{-9}	1.53×10^{-9}	1.32×10^{-9}
12	7.71×10^{-11}	2.37×10^{-10}	1.54×10^{-10}
13	3.86×10^{-11}	7.44×10^{-11}	7.15×10^{-11}
14	2.63×10^{-9}	1.71×10^{-9}	2.74×10^{-9}
15	9.14×10^{-11}	1.57×10^{-10}	1.35×10^{-10}
16	5.14×10^{-11}	1.72×10^{-10}	1.36×10^{-10}
17	1.05×10^{-9}	6.30×10^{-10}	1.18×10^{-10}
18	1.48×10^{-9}	1.05×10^{-9}	1.23×10^{-9}
19	4.13×10^{-10}	3.05×10^{-10}	3.38×10^{-10}
20	1.79×10^{-12}	5.60×10^{-12}	5.97×10^{-12}
21	3.91×10^{-10}	2.88×10^{-10}	4.23×10^{-11}
22	5.35×10^{-10}	3.72×10^{-10}	4.24×10^{-10}
23	2.18×10^{-9}	1.44×10^{-9}	1.90×10^{-9}
24	6.88×10^{-9}	4.76×10^{-9}	5.10×10^{-9}
25	2.07×10^{-10}	1.70×10^{-10}	1.85×10^{-10}
26	9.20×10^{-12}	1.02×10^{-11}	1.28×10^{-11}

Tableau 14 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau 3 vers chacun des niveaux 4–26 pour la température $T_e = 10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats des références [11] et [13].

Niveau i	Nos calculs	[11]	[13]
4	5.91×10^{-10}	9.03×10^{-10}	8.30×10^{-10}
5	2.41×10^{-12}	6.25×10^{-11}	6.70×10^{-11}
6	3.94×10^{-11}	1.73×10^{-10}	1.16×10^{-10}
7	4.98×10^{-11}	2.86×10^{-10}	1.89×10^{-10}
8	1.97×10^{-10}	6.88×10^{-10}	3.92×10^{-10}
9	1.76×10^{-12}	2.71×10^{-11}	2.11×10^{-11}

10	2.69×10^{-11}	1.16×10^{-10}	8.15×10^{-11}
11	2.41×10^{-11}	2.33×10^{-10}	1.87×10^{-10}
12	2.27×10^{-9}	2.30×10^{-9}	2.19×10^{-9}
13	7.90×10^{-11}	1.14×10^{-10}	1.20×10^{-10}
14	7.24×10^{-10}	7.65×10^{-10}	1.33×10^{-10}
15	4.48×10^{-11}	1.52×10^{-10}	1.09×10^{-10}
16	6.02×10^{-11}	2.15×10^{-10}	1.34×10^{-10}
17	2.21×10^{-9}	1.66×10^{-9}	2.64×10^{-9}
18	5.82×10^{-10}	3.72×10^{-10}	1.49×10^{-9}
19	8.50×10^{-11}	7.59×10^{-11}	5.92×10^{-11}
20	4.43×10^{-12}	8.28×10^{-12}	8.44×10^{-12}
21	5.27×10^{-9}	3.14×10^{-9}	3.02×10^{-9}
22	5.61×10^{-11}	6.69×10^{-11}	7.44×10^{-11}
23	1.13×10^{-9}	8.14×10^{-10}	4.14×10^{-10}
24	3.00×10^{-10}	2.72×10^{-10}	2.47×10^{-10}
25	6.04×10^{-9}	4.10×10^{-9}	4.64×10^{-9}
26	1.47×10^{-10}	6.86×10^{-11}	4.64×10^{-11}

Tableau 15 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau 4 vers chacun des niveaux 5–26 pour la température $T_e = 10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats des références [11] et [13].

Niveau i	Nos calculs	[11]	[13]
5	4.94×10^{-14}	1.32×10^{-11}	5.30×10^{-11}
6	1.47×10^{-11}	1.21×10^{-10}	9.19×10^{-11}
7	2.24×10^{-12}	1.00×10^{-10}	1.20×10^{-10}
8	2.28×10^{-12}	1.06×10^{-10}	1.63×10^{-10}
9	2.65×10^{-11}	5.68×10^{-11}	5.75×10^{-11}
10	1.39×10^{-10}	2.39×10^{-10}	2.35×10^{-10}
11	8.85×10^{-11}	2.46×10^{-10}	2.42×10^{-10}
12	1.28×10^{-11}	3.25×10^{-10}	3.25×10^{-10}
13	1.79×10^{-11}	7.58×10^{-11}	7.32×10^{-11}
14	1.65×10^{-9}	9.17×10^{-10}	4.67×10^{-10}
15	3.27×10^{-11}	1.10×10^{-10}	1.08×10^{-10}

16	5.62×10^{-11}	1.23×10^{-10}	1.16×10^{-10}
17	2.18×10^{-9}	1.19×10^{-9}	3.46×10^{-9}
18	1.49×10^{-11}	8.88×10^{-11}	1.13×10^{-10}
19	2.51×10^{-11}	7.30×10^{-11}	8.60×10^{-11}
20	6.51×10^{-12}	1.62×10^{-11}	1.66×10^{-11}
21	7.31×10^{-12}	1.94×10^{-10}	1.36×10^{-10}
22	1.24×10^{-11}	4.14×10^{-11}	6.36×10^{-11}
23	1.40×10^{-11}	6.79×10^{-11}	6.54×10^{-11}
24	1.24×10^{-11}	4.24×10^{-11}	4.16×10^{-11}
25	8.89×10^{-11}	1.28×10^{-10}	1.44×10^{-10}
26	1.48×10^{-8}	9.36×10^{-9}	1.02×10^{-8}

Tableau 16 : Comparaison de nos coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} à partir du niveau métastable 16 vers chacun des niveaux 17–26 pour la température $T_e = 10^6$ K avec ceux calculés à partir des résultats de la référence [11].

Niveau i	Nos calculs	[11]
17	2.43×10^{-12}	6.90×10^{-11}
18	3.19×10^{-10}	5.44×10^{-10}
19	1.73×10^{-11}	5.46×10^{-11}
20	7.67×10^{-12}	1.60×10^{-11}
21	8.16×10^{-11}	1.88×10^{-10}
22	1.97×10^{-11}	5.32×10^{-11}
23	7.79×10^{-11}	2.84×10^{-10}
24	5.86×10^{-11}	1.58×10^{-9}
25	4.03×10^{-11}	1.21×10^{-10}
26	2.35×10^{-11}	4.81×10^{-11}

V– Coefficients de taux de désexcitation par impact d'électrons

Dans le tableau 17 nous avons donné les valeurs des coefficients de taux de désexcitation C_d (en cm^3s^{-1}) de l'ion Fe^{12+} considéré à partir des niveaux métastables 1, 2, 3, 4 et 16 pour les trois valeurs de température. Notons que ces coefficients de taux ont été déterminés à partir des valeurs des coefficients de taux d'excitation qui ont été indiquées dans les tableaux 11, 12, 13 et 14 en appliquant l'équation suivante

$$C_d(j \rightarrow i) = \frac{g_i}{g_j} C_e(i \rightarrow j) e^{\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}}$$

au moyen du logiciel *Mathematica*. Compte tenu des probabilités de transitions listées dans les tableaux 2 et 3, on peut remarquer que les niveaux métastables 1 à 4 et 16 ont la possibilité de se dépeupler par collisions dans le domaine de densité 10^8 – 10^{11} cm⁻³. Notons que le niveau 16 se désexcite par collisions essentiellement vers le niveau 15.

Tableau 17 : Coefficients de taux de désexcitation C_d (en cm³s⁻¹) de l'ion Fe¹²⁺ à partir des niveaux métastables 1, 2, 3, 4 et 16 pour trois valeurs de température T_e .

Transition $i \rightarrow j$	$C_d(i \rightarrow j)$		
	$T_e = 10^6$ K	$T_e = 1.5 \times 10^6$ K	$T_e = 2 \times 10^6$ K
1→0	8.71×10^{-11}	6.36×10^{-11}	5.01×10^{-11}
2→0	2.03×10^{-10}	1.63×10^{-10}	1.40×10^{-10}
2→1	4.58×10^{-10}	3.63×10^{-10}	3.08×10^{-10}
3→0	1.47×10^{-11}	1.07×10^{-11}	8.45×10^{-12}
3→1	8.72×10^{-11}	6.59×10^{-11}	5.35×10^{-11}
3→2	3.06×10^{-10}	2.38×10^{-10}	1.99×10^{-10}
4→0	7.55×10^{-12}	5.41×10^{-12}	4.20×10^{-12}
4→1	3.44×10^{-11}	2.46×10^{-11}	1.91×10^{-11}
4→2	1.67×10^{-10}	1.31×10^{-10}	1.10×10^{-10}
4→3	3.19×10^{-9}	2.59×10^{-9}	2.24×10^{-9}
16→15	3.73×10^{-10}	2.87×10^{-10}	2.38×10^{-10}

Dans le tableau 18 nous avons donné la somme de nos valeurs des coefficients de taux d'excitation et de désexcitation à partir de chacun des niveaux métastable 1 à 4 et 16 de l'ion Fe¹²⁺, pour trois valeurs de température T_e qui sont 10^6 , 1.5×10^6 et 2×10^6 K. Cette somme est utile lors de nos calculs numériques de résolution des équations de population du modèle collisionnel-radiatif.

Tableau 18 : Somme des coefficients de taux d'excitation et de désexcitation $C(i) = \sum_{j < i} C_d(i \rightarrow j) + \sum_{j > i} C_e(i \rightarrow j)$ (en cm³s⁻¹) de l'ion Fe¹²⁺ à partir de chacun des niveaux métastables 1–4 et 16 pour les trois valeurs de température T_e .

Niveau i	$C(i)$		
	$T_e = 10^6$ K	$T_e = 1.5 \times 10^6$ K	$T_e = 2 \times 10^6$ K
1	2.04×10^{-8}	2.11×10^{-8}	2.10×10^{-8}

2	2.04×10^{-8}	2.12×10^{-8}	2.10×10^{-8}
3	2.03×10^{-8}	2.11×10^{-8}	2.10×10^{-8}
4	2.26×10^{-8}	2.30×10^{-8}	2.25×10^{-8}
16	1.02×10^{-9}	8.08×10^{-10}	6.80×10^{-10}

Chapitre 4

Résultats du rapport d'émissivité en fonction de la densité des électrons

Chapitre 4– Résultats du rapport d'émissivité en fonction de la densité des électrons

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de nos calculs du rapport d'émissivité des raies de l'ion Fe^{12+} aux longueurs d'onde 202.0 et 203.8 Å dues aux transitions optiquement permises $3s^23p3d \ ^3P_1 \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_0$ et $3s^23p3d \ ^3D_{2,3} \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_2$ en fonction de la densité des électrons comprise entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3} .

I– Populations des niveaux excités de l'ion

Les populations des niveaux de l'ion émetteur ont été déterminées en utilisant le modèle collisionnel-radiatif (CR). Dans ce modèle, nous avons tenu compte des processus d'excitation et de désexcitation par impact d'électrons et du déclin radiatif spontané, de sorte que l'équation qui régit la population N_i du niveau i s'écrit comme :

$$N_i \left[\sum_{j < i} (A_{ij} + N_e C_d(i \rightarrow j)) + \sum_{j > i} N_e C_e(i \rightarrow j) \right] = \sum_{j > i} N_j [A_{ji} + N_e C_d(j \rightarrow i)] + \sum_{j < i} N_j N_e C_e(j \rightarrow i)$$

Toutes les données atomiques nécessaires dans la résolution du système d'équations du modèle CR, à savoir A_{ij} , $C_e(i \rightarrow j)$ et $C_d(i \rightarrow j)$, ont été exposées dans le chapitre II. Nous avons inclus dans notre modèle CR 27 niveaux de l'ion Fe^{12+} , dont 5 sont issus de la configuration fondamentale $3s^23p^2$, 10 niveaux proviennent de la configuration excitée $3s3p^3$ et les 12 restants sont issus de la configuration excitée $3s^23p3d$.

Nous avons utilisé le logiciel *Mathematica* afin de résoudre le système des 26 équations de type écrite ci-dessus avec la 27 ème équation qui est $\sum_{i=0}^{26} N_i = 1$, c'est à dire la relation de normalisation des populations, et ainsi obtenir les populations des 27 niveaux considérés. Cette résolution du système d'équations a été effectuée en prenant à chaque fois une valeur de la densité N_e comprise entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3} et en prenant trois valeurs de la température T_e pour les coefficients de taux d'excitation C_e et de désexcitation C_d , qui sont 10^6 , 1.5×10^6 et 2×10^6 K. Pour des raisons d'économie d'espace, nous montrons dans le tableau 19 les seules populations du niveau fondamental 0 et des niveaux métastables 1, 2, 3, 4 et 16 pour 6 valeurs de densité N_e et pour la seule température $T_e = 10^6$ K. En examinant le tableau 19, on remarque qu'à la limite des basses densités 10^8 cm^{-3} la population du niveau fondamental 0 est très proche de l'unité, ce qui signifie que la presque totalité des ions Fe^{12+} sont dans leur état fondamental. Lorsque N_e augmente, on voit que la population du niveau 0 diminue sensiblement alors que les populations des niveaux métastables 1 à 4 et 16 augmentent fortement. Par conséquent, lorsque N_e croît on peut s'attendre à ce que la raie $3s^23p3d \ ^3P_1 \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_0$ à 202.0 Å voit son émissivité diminuer car cette raie est produite principalement par excitation à partir du niveau 0. Par contre, les raies $3s^23p3d$

$^3D_{2,3} \rightarrow 3s^2 3p^2 \ ^3P_2$ à 203.8 Å voient leur émissivité augmenter sachant que ces raies sont formées principalement par excitation du niveau métastable 2.

Tableau 19 : Populations du niveau fondamental 0 et des niveaux métastables 1, 2, 3, 4 et 16 pour différentes valeurs de la densité N_e à la température $T_e = 10^6$ K.

Niveau	$N_e(\text{cm}^{-3})$					
	10^8	10^9	5×10^9	10^{10}	5×10^{10}	10^{11}
0	0.922	0.430	0.169	0.123	8.02×10^{-2}	7.60×10^{-2}
1	4.64×10^{-2}	0.291	0.342	0.329	0.283	0.265
2	3.08×10^{-2}	0.266	0.429	0.446	0.410	0.390
3	7.80×10^{-4}	1.19×10^{-2}	5.75×10^{-2}	9.72×10^{-2}	0.204	0.232
4	1.25×10^{-5}	1.24×10^{-4}	7.08×10^{-4}	1.56×10^{-3}	8.31×10^{-3}	1.41×10^{-2}
16	1.26×10^{-5}	2.96×10^{-4}	1.90×10^{-3}	3.83×10^{-3}	1.50×10^{-2}	2.27×10^{-2}

II- Rapport d'émissivité des raies

Nous avons déterminé le rapport d'émissivité R des raies de longueurs d'onde 202.0 et 203.8 Å de l'ion Fe^{12+} défini par :

$$R = \frac{\epsilon_{203.8}}{\epsilon_{202.0}}$$

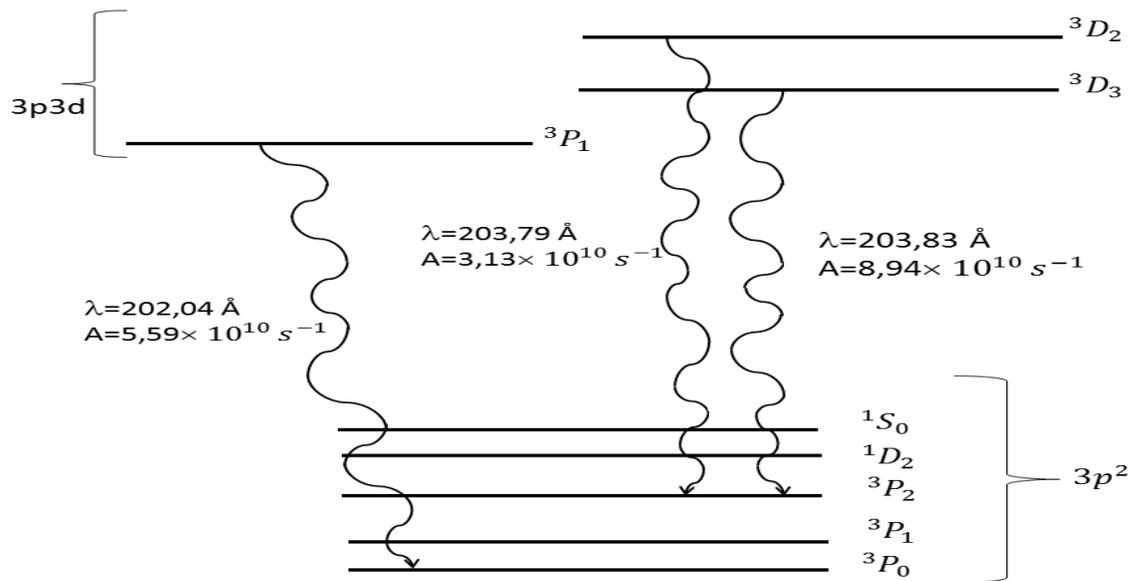


Figure 0 : Diagramme des niveaux d'énergie de l'ion Fe^{12+} et illustration des raies considérées avec leurs caractéristiques de longueur d'onde λ et de probabilité de transition A .

pour différentes valeurs de la densité entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3} et pour les trois valeurs de la température : 10^6 , 1.5×10^6 et 2×10^6 K. Précisons que la raie à 202.0 Å est isolée mais celle à 203.8 Å correspond en réalité à deux raies qui sont confondues (voir figure 0).

Les émissivités qui interviennent dans le rapport R sont données par les relations suivantes :

$$\epsilon_{203.8} = \epsilon_{24 \rightarrow 2} + \epsilon_{23 \rightarrow 2} = (N_{23}A_{23 \rightarrow 2} + N_{24}A_{24 \rightarrow 2})h\nu_{23 \rightarrow 2}$$

$$\epsilon_{202.0} = \epsilon_{19 \rightarrow 0} = N_{19}A_{19 \rightarrow 0}h\nu_{19 \rightarrow 0}$$

Nous avons utilisé les résultats des populations N_{19} , N_{23} et N_{24} discutés dans la section I pour calculer R au moyen du logiciel *Mathematica*. Nous avons tracé dans la figure 1 les variations du rapport d'émissivité R en fonction de la densité d'électrons N_e en prenant les trois températures considérées. Pour cela nous avons utilisé Origine8 qui est un logiciel de traitement et d'analyse de données scientifiques. La première remarque qu'on peut formuler est que le rapport R est fortement sensible à la densité N_e mais très peu dépendant de la température T_e . Donc, le rapport R représente un bon outil de diagnostic de la densité électronique des plasmas lorsque les ions Fe^{12+} sont suffisamment abondants. On peut observer à partir de la figure 1 qu'à la limite des basses densités, le rapport d'émissivité R est faible, approximativement 0.05. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'émissivité de la raie 202.0 est beaucoup plus grande que celle de la raie 203.8 conformément à ce qui a été mentionné dans la section I. Quand la densité augmente, l'émissivité de la raie 202.0 diminue et celle 203.8 augmente car la population du niveau fondamental décroît et celles des niveaux métastables croient, et par voie de conséquence le rapport d'émissivité R augmente. A la densité de 10^{11} cm^{-3} , R atteint la valeur de pratiquement 5, ce qui signifie que R augmente d'un facteur 100 quand on passe de 10^8 à 10^{11} cm^{-3} .

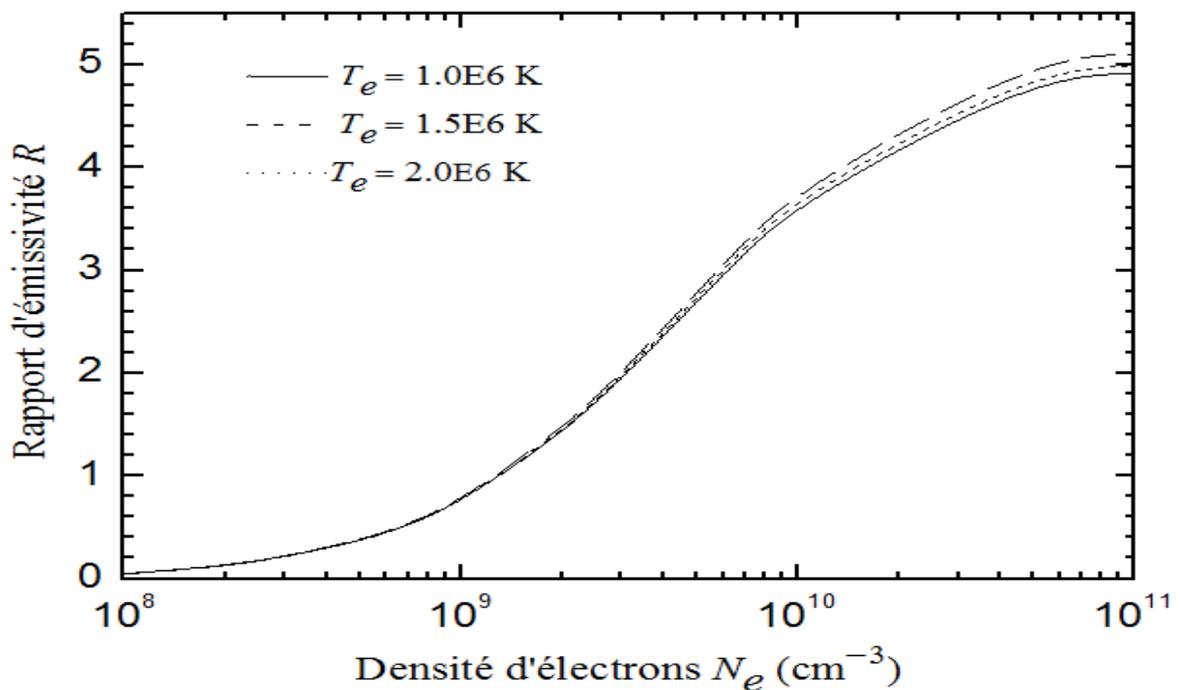


Figure 1 : Variations du rapport d'émissivité R en fonction de la densité d'électrons dans l'intervalle 10^8 – 10^{11} cm^{-3} pour les trois valeurs de la température électronique $T_e = 10^6$, 1.5×10^6 et 2×10^6 K.

Nous avons voulu connaître l'effet du niveau métastable 16 sur le rapport d'émissivité R . Pour cela, nous avons repris la résolution du système d'équations de populations du modèle CR en ignorant complètement le niveau 16. Nous avons trouvé que le rapport d'émissivité des raies change légèrement, conformément au tableau 20 où l'on compare les résultats de R obtenus en incorporant et en négligeant le niveau 16. Donc, on conclut que le niveau 16 joue un rôle mineur dans le modèle CR et ceci quelle que soit la température considérée.

Comme nous nous sommes limités dans nos calculs aux seuls 27 premiers niveaux de l'ion Fe^{12+} , les cascades radiatives n'ont pas été prises en compte dans le peuplement des niveaux supérieurs des raies considérées. Apparemment, les cascades radiatives ont un effet négligeable car lorsqu'on a comparé nos résultats avec ceux de la référence [14] nous avons constaté de faibles différences. Dans [14], les auteurs ont calculé le rapport d'émissivité R en utilisant un modèle CR comprenant un nombre de niveaux beaucoup plus important que dans notre travail, à savoir 97 niveaux issus des 6 configurations $3s^23p^2$, $3s3p^3$, $3s^23p3d$, $3p^4$, $3s3p^23d$ et $3s^23d^2$.

Tableau 20 : Rapport d'émissivité R des raies pour différentes valeurs de la densité N_e à la température $T_e = 10^6$ K, en incluant et en ignorant le niveau métastable 16 dans le modèle collisionnel-radiatif.

	$N_e(\text{cm}^{-3})$						
	10^8	5×10^8	10^9	5×10^9	10^{10}	5×10^{10}	10^{11}
Avec 16	0.048	0.364	0.742	2.687	3.650	4.880	4.913
Sans 16	0.071	0.363	0.736	2.625	3.537	4.659	4.679

Nous avons refait les calculs du rapport d'émissivité R en fonction de la densité N_e à la température $T_e = 10^6$ K en utilisant cette fois-ci les données atomiques (énergies, probabilités de transition radiative, coefficients de taux d'excitation et de désexcitation) de Aggarwal et Keenan [11]. Ces auteurs ont, pour déterminer les coefficients de taux, appliqué la méthode R -matrix qui est plus puissante que la méthode DW du code FAC que nous avons utilisé. En effet, la méthode R -matrix tient compte implicitement des résonances, ce qui n'est pas le cas de la méthode DW. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre III, les résonances donnent des contributions parfois importantes aux coefficients de taux, notamment lorsqu'il s'agit de transitions optiquement interdites. Dans la figure 2 nous avons, à des fins de comparaison, tracé deux courbes représentant le rapport d'émissivité R en fonction de la densité N_e à la température $T_e = 10^6$ K, $R = f(N_e)$. L'une de ces courbes correspond à nos calculs basés sur nos propres données atomiques, celles qui ont été obtenues avec FAC, tandis que l'autre courbe correspond également à nos calculs qui ont été effectués en utilisant les données atomiques de Aggarwal et Keenan [11]. On remarque des différences significatives entre les deux types de résultats. Le rapport d'émissivité R obtenu avec les données atomiques de [11] est systématiquement supérieur à celui obtenu avec nos propres données atomiques. Cette différence de résultats provient principalement des résonances qui ont été prises en compte dans les coefficients de taux de la référence [11]. On peut s'attendre à ce que pour les autres valeurs de température, i.e. $T_e = 1.5 \times 10^6$ K et 2×10^6 K, les différences entre les deux types de résultats seraient moins importantes car il est bien connu que l'effet des résonances diminue lorsque la température augmente.

Dans la figure 3 nous avons comparé nos résultats du rapport d'émissivité R à la température $T_e = 10^6$ K avec ceux de Yamamoto *et al* [15] qui ont fait des calculs collisionnels-radiatifs en employant des données atomiques fournies par le code Hullac basé sur la méthode DW comme dans le cas du code FAC. Notons que nous avons utilisé le logiciel GetData Graph Digitizer (qui est librement téléchargeable du web) pour obtenir les coordonnées de divers points de la courbe de Yamamoto *et al* [15] et les utiliser dans Origin8. On peut observer en examinant la figure 3 de légères différences entre les deux résultats de R .

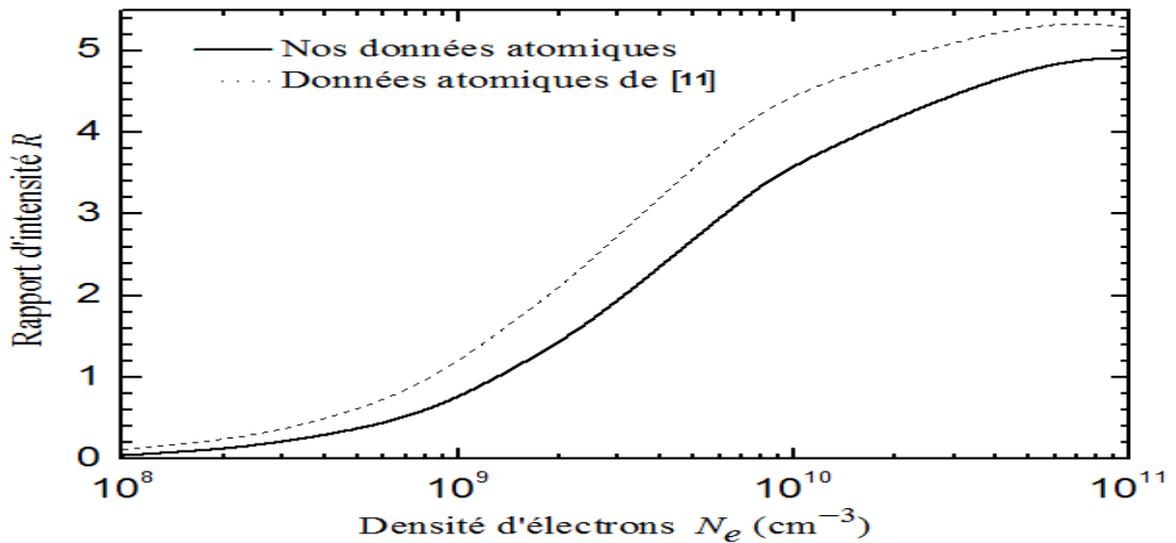


Figure 2 : Comparaison du rapport d'intensité R en fonction de la densité d'électrons N_e à la température $T_e = 10^6$ K, calculé en utilisant nos données atomiques (ligne continue) et les données atomiques de Aggarwal et Keenan [11] (ligne pointillée).

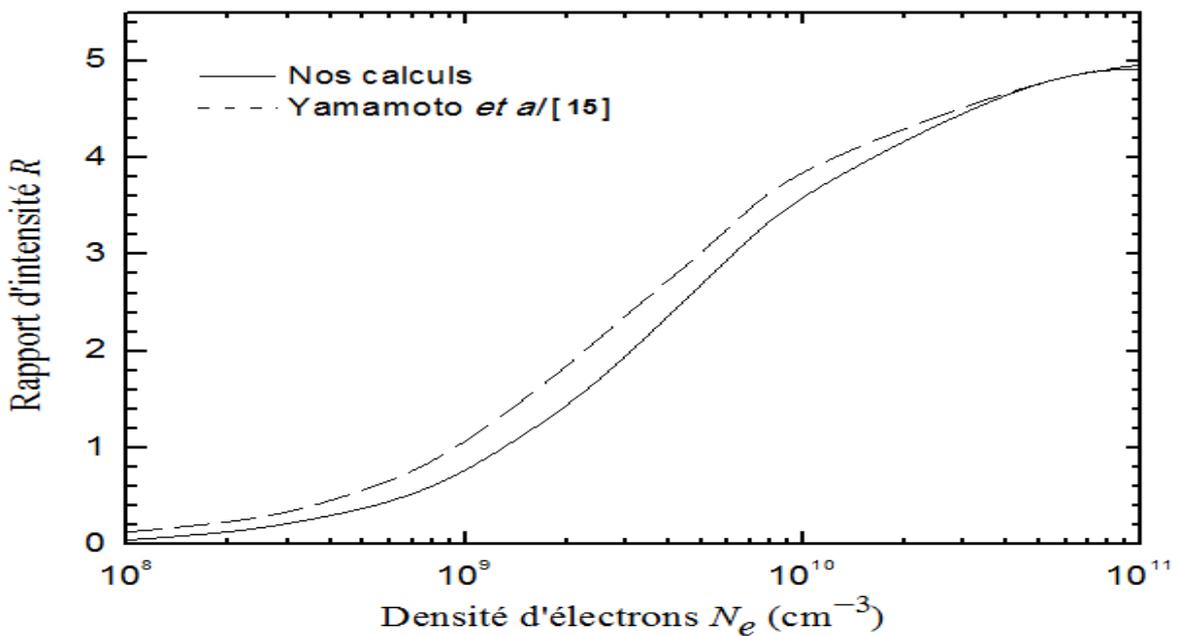


Figure3 : Comparaison entre nos résultats du rapport d'émissivité R en fonction de la densité N_e à $T_e = 10^6$ K et ceux trouvés dans la référence [15].

Nous avons considéré jusqu'à maintenant que l'émissivité de la raie à 203.8 Å est la somme des émissivités de deux raies très proches l'une de l'autre, l'une associée à la transition $3p3d\ ^3D_2 \rightarrow 3p^2\ ^3P_2$ à 203.79 Å et l'autre à la transition $3p3d\ ^3D_3 \rightarrow 3p^2\ ^3P_2$ à 203.83 Å. Cette dernière raie a une émissivité beaucoup plus importante que la première du fait que le rapport de branchement pour la transition $3p3d\ ^3D_2 \rightarrow 3p^2\ ^3P_2$ est petit par rapport à celui pour la transition $3p3d\ ^3D_3 \rightarrow 3p^2\ ^3P_2$ (0.45 contre 0.97) et 3D_3 a une population plus grande que 3D_2 à cause des poids statistiques. Nous avons remarqué que dans l'article [14] les deux raies à 203.79 Å et 203.83 Å sont observées résolues. Ceci nous a amené à recalculer le rapport d'émissivité des raies à 203.83 Å et 202.0 Å

$$R' = \frac{\epsilon_{203.83}}{\epsilon_{202.0}}$$

sans inclure la raie à 203.79 Å.

Dans la figure 4, nous avons tracé la courbe donnant le rapport R' en fonction de la densité N_e pour les trois valeurs de la température T_e et dans le tableau 21, nous faisons une comparaison entre les rapports R et R' pour la seule température 10^6 K. On peut noter que R' reste fortement sensible aux variations de la densité et il est toujours légèrement dépendant de la température puisque les trois courbes de température presque coïncident.

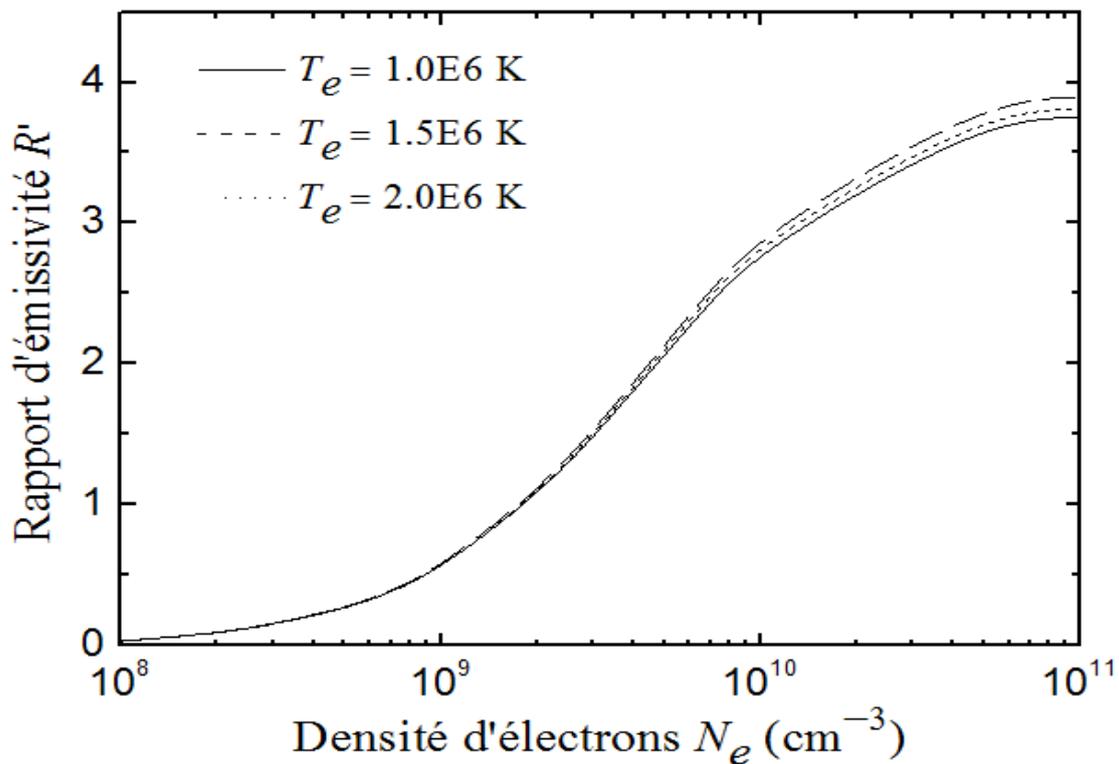


Figure 4 : Variations du rapport d'émissivité R' en fonction de la densité d'électrons dans l'intervalle 10^8 - 10^{11} cm^{-3} pour les trois valeurs de la température électronique $T_e = 10^6$, 1.5×10^6 et 2×10^6 K. La différence entre R' et R réside dans la raie à 203.79 Å qui est incluse dans R mais pas dans R' .

Tableau 21 : Rapports d'émissivité R et R' des raies pour différentes valeurs de la densité N_e à la température $T_e = 10^6$ K, en incluant et en ignorant la contribution de la raie à 203.79 Å qui est superposée à la raie à 203.83Å.

	$N_e(\text{cm}^{-3})$						
	10^8	5×10^8	10^9	5×10^9	10^{10}	5×10^{10}	10^{11}
R	0.048	0.364	0.742	2.687	3.650	4.880	4.913
R'	0.035	0.265	0.550	2.062	2.813	3.735	3.748

On peut voir à partir du tableau 21 que le rapport d'émissivité R' est significativement inférieur à R dans tout le domaine de densité. Donc la raie associée à la transition $3p3d \ ^3D_2 \rightarrow 3p^2 \ ^3P_2$ à 203.79 Å joue un rôle important dans le calcul de R .

Chapitre 5

Applications au diagnostic de densité des régions actives solaires

Chapitre 5– Applications au diagnostic de densité des régions actives solaires

Nous appliquons nos résultats numériques du rapport d'émissivité des raies de l'ion Fe^{12+} exposés dans le chapitre précédent aux diagnostics de la densité des électrons des régions actives du soleil. Pour cela, nous utilisons les rapports d'émissivité mesurés à partir d'observations effectuées en 1995 au moyen du Solar Extreme-Ultraviolet Research Telescope and Spectrograph (SERTS) [14] et en 2007 au moyen de l'instrument EUV Imaging Spectrometer (EIS) à bord du satellite Hinode [16]. Avant d'aborder les applications aux diagnostics de la densité, il convient de définir les régions actives solaires et de préciser certaines de leurs caractéristiques.

I– Généralités sur les régions actives solaires

Une région active solaire est une région de l'atmosphère du Soleil, associée à l'existence de groupes de taches, où s'observe une forte variabilité de l'émission de rayonnement, de la température et des mouvements. C'est une zone avec un champ magnétique particulièrement fort et est souvent à l'origine des éruptions solaires et d'éjections de masse coronale (CME). Les champs magnétiques dans les régions actives peuvent être 1000 fois plus forts que le champ magnétique moyen du Soleil. Les régions actives apparaissent brillantes dans les images aux rayons X et aux ultraviolets [17,18].

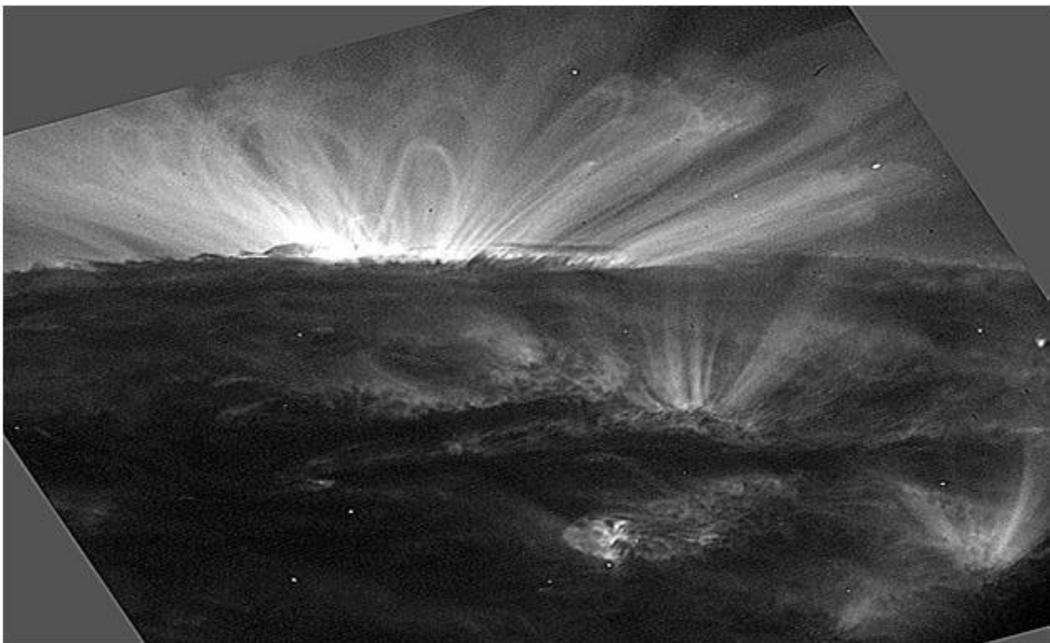


Figure 5: A small solar active region near the edge of the solar disk, seen in emission from a highly ionized Fe line emitted by gas at about 1.5×10^6 K. Photo from the NASA TRACE satellite courtesy Lockheed Martin [19].

Les régions actives sont en évolution permanente, naissant et disparaissant à l'échelle de quelques jours ou de quelques mois. Apparaissant d'abord sous forme de petits pores sombres, les taches peuvent ne jamais se développer complètement : c'est le cas des régions actives éphémères, petites régions bipolaires bien visibles sur les images en rayons X, où elles sont vues sous forme de points. Les régions actives sont souvent liées à des champs magnétiques de polarités opposées, qui sont connectés par des lignes de champ magnétique qui s'étendent dans l'atmosphère solaire. Ces lignes de champ sont bien sûr invisibles, mais elles confinent le plasma solaire : la matière visible et confinée matérialise en quelque sorte les tubes de champ magnétique. Les taches solaires sont aussi le lieu des éruptions solaires ou tempêtes solaires, qui correspondent à des "explosions" sur le soleil, avec une augmentation considérable de la luminosité d'une région. Les éruptions surviennent quand l'énergie stockée au-dessus des taches solaires est soudainement libérée puis une grande masse de plasma est envoyée dans l'espace (couronne solaire). Lorsqu'elles atteignent la Terre, ces tempêtes l'arrosent de particules chargées et leurs interactions avec la haute atmosphère engendrent des aurores polaires. De puissantes tempêtes peuvent mettre hors service nos moyens de communication modernes (radio, Internet, téléphone, etc.) et provoquer des pannes d'électricité à grande échelle.

L'énergie magnétique libérée dans la couronne est partiellement transférée au milieu, d'une part sous forme de chauffage, d'autre part en accélérant les particules chargées du plasma. Le chauffage collisionnel est responsable d'une augmentation de la température, la conduction de la chaleur le long du champ magnétique vers les basses couches conduit à une évaporation du plasma de la chromosphère, qui remplit alors les boucles de champ magnétique dans la couronne. Cette augmentation de température est responsable de l'augmentation de la pression et d'une mise en mouvement de la matière : cela explique la variation de densité qui a lieu lors d'une éruption. Cette évaporation provoque donc un mouvement de matière vertical qui remplit les boucles coronales et génère leur expansion. Les particules accélérées se propagent le long des lignes de champ. Ces particules accélérées présentent un grand intérêt car, à travers divers mécanismes, elles vont émettre un rayonnement, et en astrophysique, c'est surtout du rayonnement qu'on obtient les informations. Une partie des particules accélérées dans les lignes de champ magnétique s'échappent dans le milieu interplanétaire, alors qu'une autre partie sont précipitées dans la chromosphère, provoquant une augmentation de la température (à plusieurs millions de degrés), et transmettant leur énergie par collision.

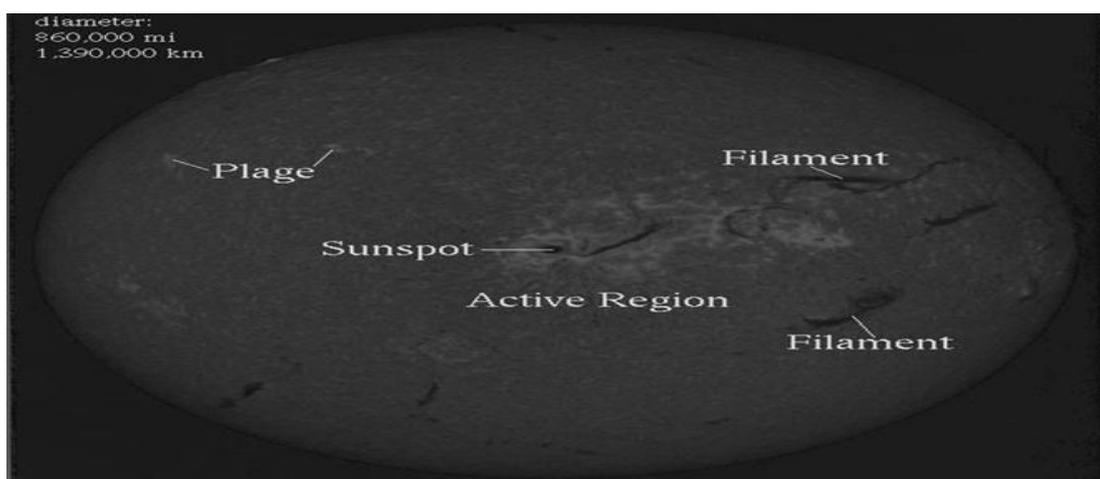


Figure 6: An image of the Sun's chromosphere in the neutral hydrogen $H\alpha$ line emitted at about 10^4 K, showing a large active region near disk center, containing sunspots, plage and filaments (labeled elsewhere on the disk). Photo courtesy the National Solar Observatory, which is supported by the US National Science Foundation [19].

II– Observations SERTS

SERTS permet d'étudier en détail le spectre solaire EUV, à partir duquel on obtient des informations précises sur les distributions de température et de densité, ainsi que la composition. Les spectres enregistrés par SERTS en 1995 dans la gamme de longueurs d'onde de 170 à 450 Å sont de très bonne qualité avec une haute résolution spectrale, angulaire et temporelle. Les figures 7 et 8 représentent le spectre de la région active observée par SERTS-95 couvrant les intervalles de longueur d'onde 203.5 – 204.0 Å et 201.4 – 202.9 Å respectivement. Plus précisément, la figure 7 fait apparaître l'ensemble des deux raies d'émission à 203.79 Å et 203.83 Å, tandis que la figure 8 fait apparaître principalement la raie d'émission à 202.04 Å.

Nous utilisons nos calculs du rapport d'émissivité impliquant les trois principales raies enregistrées dans les figures 7 et 8 pour déterminer la densité des électrons des régions actives solaires observées au moyen du Solar Extreme-Ultraviolet Research Telescope and Spectrograph (SERTS) [14]. Pour cela, nous déterminons le rapport d'émissivité à partir des valeurs observées des intensités des raies qui ont été données dans le tableau 3 de la référence [14] et qui sont reproduits ici dans le tableau 22.

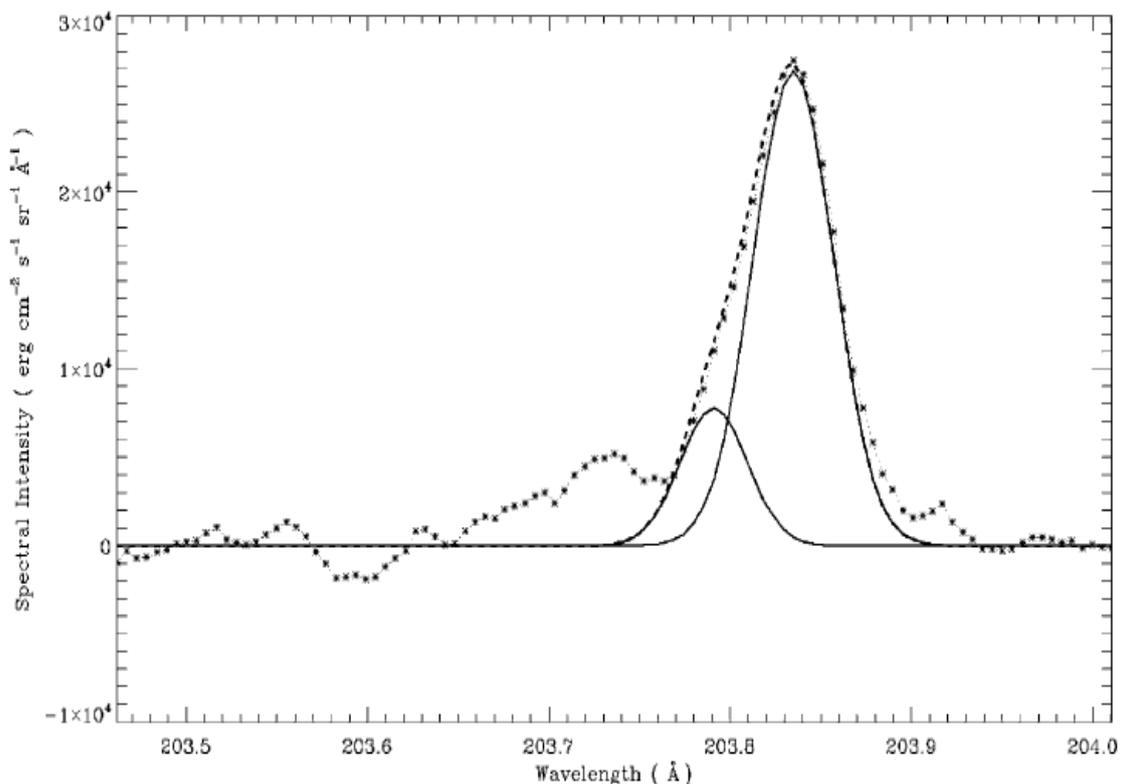


Figure 7: Plot of the SERTS-95 active region spectrum in the 203.5–204.0 Å wavelength range. The profile fit to the Fe XIII 203.79 Å and 203.83 Å features is shown by the dashed line, while the fits for the individual components are shown by the solid lines. Also clearly visible in the figure is an unidentified feature at 203.73 Å [14].

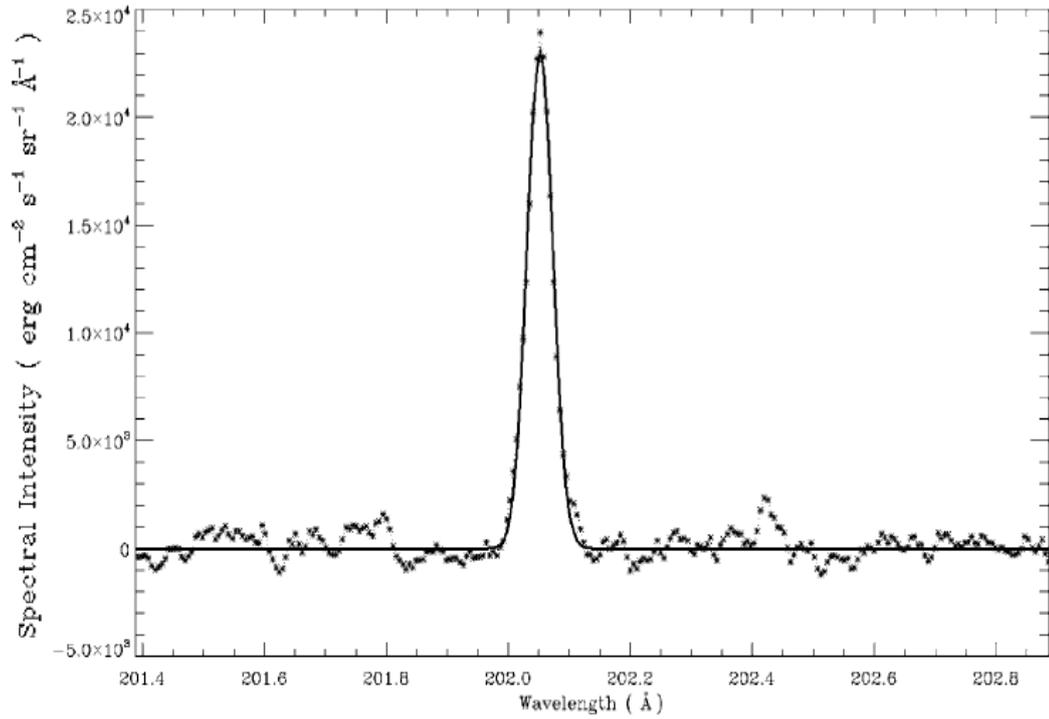


Figure 8: Plot of the SERTS-95 active region spectrum in the 201.4–202.9 Å wavelength range. The profile fit to the Fe XIII 202.04-Å feature is shown by the solid line [14].

Tableau 22 : Intensité des raies à 202.04 Å, 203.79 Å et 203.83 Å observées en 1995 par Solar Extreme-Ultraviolet Research Telescope and Spectrograph (SERTS) [14].

Longueur d'onde λ en (Å)	Intensité (erg cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹)
202.04	1219.1 ± 135.6
203.79	310.2 ± 43.9
203.83	1547.2 ± 169.8

Nous avons utilisé les données du tableau 22 pour déduire la valeur observée du rapport d'émissivité R

$$R = \frac{\epsilon_{203.83} + \epsilon_{203.79}}{\epsilon_{202.04}} = 1.52$$

ainsi que celle du rapport d'émissivité R'

$$R' = \frac{\epsilon_{203.83}}{\epsilon_{202.04}} = 1.27$$

En se reportant à la figure 1 du chapitre précédent, qui donne nos résultats des variations de R en fonction de la densité des électrons, nous avons trouvé pour $R = 1.52 : N_e = 2.22 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. De la même manière, en utilisant la figure 4 qui montre les variations de R' en fonction de la densité des électrons, nous avons déduit pour $R' = 1.27 : N_e = 2.47 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Les deux valeurs de N_e sont en très bon accord compte tenu des incertitudes expérimentales.

III– Observations EIS

Le spectre de l'ion Fe^{12+} au voisinage de 200 \AA a été aussi observé au moyen de l'instrument EUV Imaging Spectrometer (EIS) à bord du satellite Hinode, qui a été lancé en 2006 pour l'étude du soleil [20]. Ce satellite est le fruit d'une collaboration entre les agences américaine NASA et européenne ESA. EIS est un spectromètre dans le domaine de l'ultra-violet, qui enregistre des spectres de haute résolution dans les deux bandes de longueur d'onde $170 - 211 \text{ \AA}$ et $246 - 292 \text{ \AA}$.

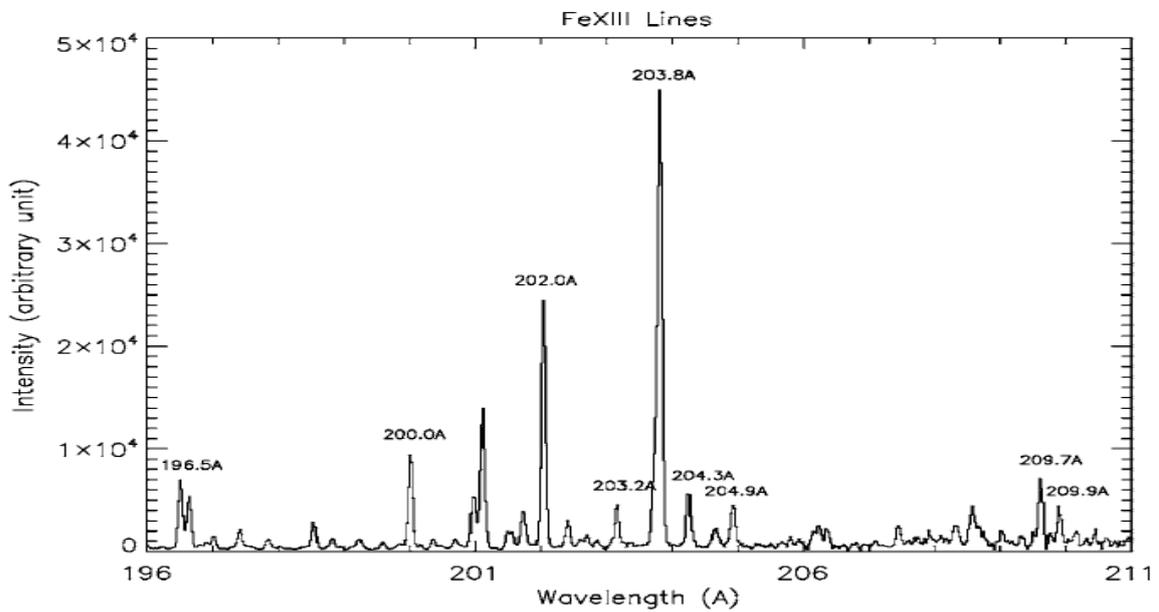


Figure 9: Active region spectrum in the wavelengths of $196 - 211 \text{ \AA}$: strong Fe XIII emission lines are indicated [20].

Nous avons utilisé le logiciel GetData Graph Digitizer pour obtenir à partir du spectre enregistré par EIS le 4 novembre 2006 et reporté dans la figure 9 les valeurs des émissivités des raies à 202.04 \AA et 203.83 \AA . Nous avons ainsi déduit le rapport d'émissivité R observé : $R = 1.83$. Ce résultat correspond d'après nos calculs représentés dans la figure 1 du chapitre 4 à la densité $N_e = 2.77 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Il est intéressant de noter que cette valeur déduite de densité est proche de celle que nous avons déterminée en utilisant les observations SERTS.

Les figures 10 et 11 représentent un autre spectre de la région active observée par EIS en date du 3 et 6 mai 2007, respectivement. La figure 10 montre que la raie à 202.04 \AA est isolée alors que la figure 11 fait apparaître clairement la superposition des deux raies à 203.79 et 203.83 \AA . Malheureusement, on ne peut pas faire de diagnostic en densité en utilisant ces deux spectres à cause de problèmes de calibration dus aux dates différentes d'observation.

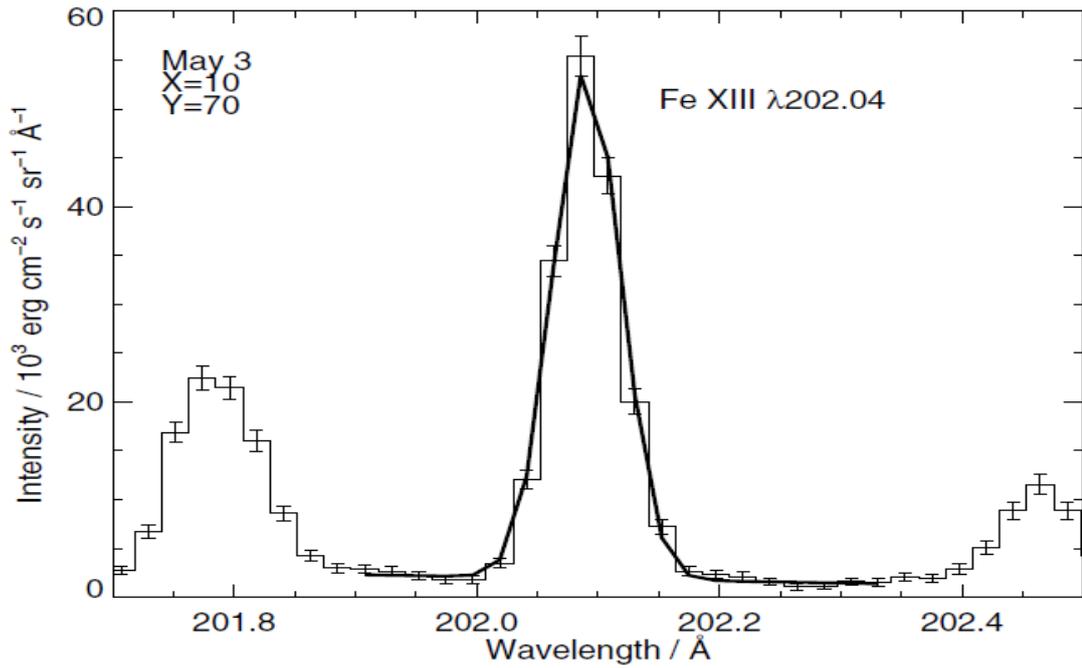


Figure 10: An example single Gaussian fit to the Fe XIII λ 202.0 emission line. The May 3 data set is used, and the image pixel indicated [16].

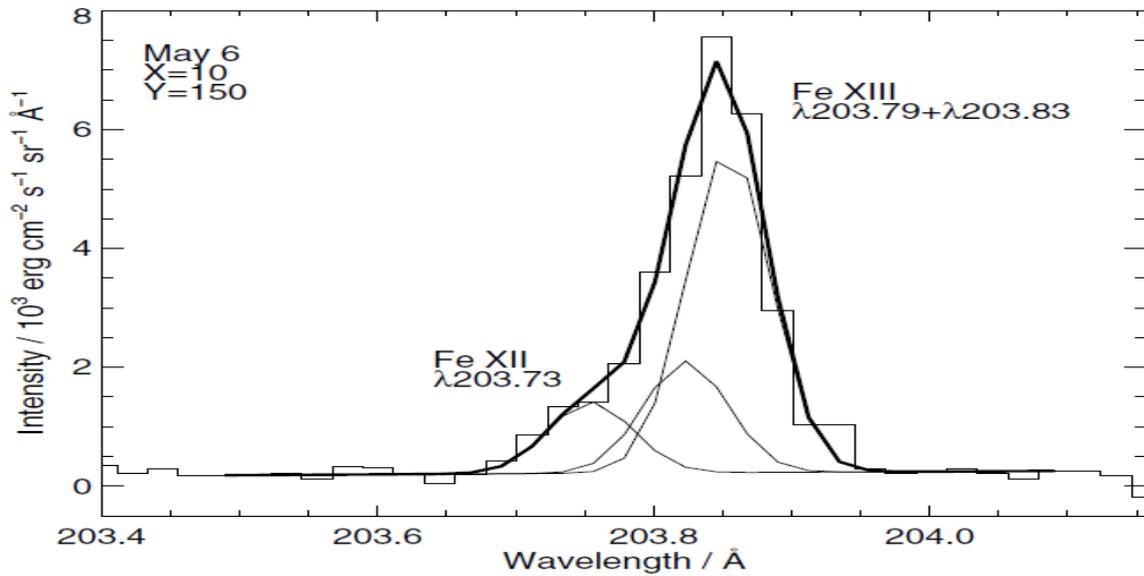


Figure 11 : An example fit to the feature at 203.8 Å that comprises Fe XIII λ 203.72, and Fe XIII λ 203.79, 203.83 from the May 6 data set. The spatial pixel chosen is indicated. Three thin lines are used to show the three individual Gaussians from the fit [16].

Conclusion

Conclusion

Les raies d'émission de l'ion de fer Fe^{12+} dans le domaine spectral de l'extrême ultra-violet (EUV) sont souvent utilisées comme un outil de diagnostic pour déduire la densité des électrons libres dans divers plasmas chauds astrophysiques. Dans ce mémoire, nous avons étudié les raies de Fe^{12+} associées particulièrement aux transitions $3s^23p3d \ ^3P_1 \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_0$ et $3s^23p3d \ ^3D_{2,3} \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_2$ qui se produisent aux longueurs d'onde 202.0 et 203.8 Å, respectivement. Plus précisément, nous avons effectué des calculs détaillés du rapport d'émissivité R de ces raies en fonction de la densité N_e des électrons du plasma, dans un large domaine entre 10^8 à 10^{11} cm^{-3} . Un modèle collisionnel-radiatif (CR) a été appliqué pour déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies de Fe^{12+} . Dans ce modèle, nous avons pris en compte des processus d'excitation et de désexcitation par impact d'électrons et de déclin radiatif spontané qui interviennent entre les 27 premiers niveaux de structure fine de Fe^{12+} , ceux issus des configurations fondamentales $3s^23p^2$ et excitées $3s3p^3$ et $3s^23p3d$. Toutes les données atomiques dont nous avons eu besoin pour faire les calculs ont été obtenues au moyen du code informatique FAC (Flexible Atomic Code) qui est connu donner de bons résultats pour des ions fortement chargés tels que Fe^{12+} . Le caractère métastable des niveaux $3s^23p^2 \ ^3P_{1,2}$, 1D_2 , 1S_0 et $3s^23p3d \ ^3F_4$ a été explicitement pris en considération. Nous avons utilisé les résultats des populations pour déterminer le rapport d'émissivité R en prenant les trois valeurs de température 10^6 , 1.5×10^6 et 2×10^6 K. Les résultats obtenus montre clairement que R est fortement sensible à la densité N_e dans l'intervalle 10^8 à 10^{11} cm^{-3} , mais il est faiblement dépendant de la température T_e .

Nos résultats du rapport d'émissivité R ont été comparés avec les calculs de Yamamoto *et al* [15] à la température de 10^6 K. Nous avons trouvé une légère différence entre les deux résultats. Nous avons aussi comparé nos résultats avec ceux que nous avons obtenus à partir de nouveaux calculs effectués cette fois en utilisant toutes les données atomiques de Aggarwal et Keenan [11]. Des différences significatives entre les deux types de résultats ont été constatées. Nous pensons que ces différences de résultats proviennent principalement des résonances qui ont été prises en compte dans les coefficients de taux de la référence [11].

Nos résultats des calculs du rapport d'émissivité R ont été appliqués pour déduire la densité d'électrons N_e d'une région active solaire à partir de deux spectres de haute résolution spatiale, l'un observé en 1995 par SERTS (Solar Extreme-Ultraviolet Research Telescope and Spectrograph) [14] et l'autre en 2007 par EIS (EUV Imaging Spectrometer) embarqué à bord du satellite Hinode [20]. Nous avons trouvé $N_e = 2.22 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le premier cas de spectre et $N_e = 2.77 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le second cas. On peut noter que ces valeurs déduites de densité sont cohérentes.

Références

- [1] La lettre scientifique de l'École Polytechnique, N° 12, JUIN 2010, Dossier : LES PLASMAS
- [2] Abdelhamid FATMI, Mémoire master en Physique des Gaz et des Plasmas, Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen année 2011.
- [3] A.K. Ferouani et M.K. Inal, "Spectroscopic diagnosis in electronic temperature of photoionised plasmas" J. Fundam. Appl. Sci. **1(2)**, 1 (2009).
- [4] AK. Paradhan et S.N. Nahar, "Atomic Astrophysics and Spectroscopy" Cambridge University Press (2011).
- [5] Samia DILMI, Thèse de doctorat en physique théorique, Université Badji Mokhtar Annaba, année 2014.
- [6] Virginie NAGELS-SILVERT, Thèse de doctorat en physique des plasmas, école polytechnique, année 2004.
- [7] <http://dspace.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/1073/7/chapitre2.pdf>
- [8] H-J Kunze, "Introduction to Plasma Spectroscopy" Springer-Verlag (2009).
- [9] A.H. Gabriel et H.E. Mason, "Solar Physics" dans "The Application of Atomic Collision Physics" éditeurs H.S.W. Massey, B. Benderson et E.W. McDaniel, Academic Press (1981).
- [10] R. Mewe, "Atomic Physics of Hot Plasmas" dans "X-Ray Spectroscopy in Astrophysics" éditeurs J. van Paradijs et J.A.M. Bleeker, p. 109, Springer-Verlag (1999).
- [11] K.M. Aggarwal et F.P. Keenan, "Effective collision strengths for transitions in Fe XIII" Astron. Astrophys. **429**, 1117 (2005).
- [12] P.R. Young, "Radiative data for Fe XIII" Astron. Astrophys. **417**, 785 (2004).
- [13] P.J. Storey et C.J. Zeippen, "Atomic data from the IRON project" Astron. Astrophys. **511**, A78 (2010).
- [14] F.P. Keenan, D.B. Jess, K.M. Aggarwal, R.J. Thomas, J.W. Brosius et J.M. Davila, "Fe XIII emission lines in active region spectra obtained with the Solar Extreme-Ultraviolet Research Telescope and Spectrograph" Mon. Not. R. Astron. Soc. **376**, 205 (2007).
- [15] N. Yamamoto, T. Kato, H. Funaba, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo, P. Beiersdorfer et J.K. Lepson, "MEASUREMENT AND MODELING OF DENSITY-SENSITIVE LINES OF Fe XIII IN THE EXTREME ULTRAVIOLET" Astrophys. J. **689**, 646 (2008).
- [16] P.R. Young, T. Watanabe, H. Hara, et J.T. Mariska, "High-precision density measurements in the solar corona" Astron. Astrophys. **495**, 587 (2009).

[17] http://astronomie-amateur.sophie.m.over-blog.com/pages/Les_eruptions_solaires-5237010.html

[18] <http://www.banditdenuit.com/apropos22.htm>

[19] <http://solar.physics.montana.edu/canfield/papers/EAA.2023>

[20] T. Watanabe, H. Hara, N. Yamamoto, D. Kato, H.A. Sakaue, I. Murakami, T. Kato, N. Nakamura, et P.R. Young, “Fe XIII DENSITY DIAGNOSTICS IN THE EIS OBSERVING WAVELENGTHS” *Astrophys. J.* **692**, 1294 (2009).

Résumé

Les raies d'émission de l'ion de fer Fe^{12+} dans le domaine de l'extrême ultra-violet sont fréquemment utilisées dans les diagnostics spectroscopiques des plasmas chauds de l'univers afin de déterminer la densité N_e des électrons. Nous avons étudié les variations du rapport d'émissivité R des raies associées aux transitions $3s^23p3d \ ^3P_1 \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_0$ à 202.0 Å et $3s^23p3d \ ^3D_{2,3} \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_2$ à 203.8 Å en fonction de N_e allant de 10^8 jusqu'à 10^{11} cm^{-3} . Pour cela, nous avons évalué les populations des niveaux supérieurs de ces raies en utilisant un modèle qui tient compte des processus d'excitations et désexcitations collisionnelles ainsi que des désexcitations radiatives spontanées entre les 27 premiers niveaux de structure fine de l'ion Fe^{12+} . Le code informatique "Flexible Atomic Code" a été exécuté pour obtenir toutes les données atomiques nécessaires dans les calculs du rapport R . Les résultats de nos calculs de R ont été mis en pratique pour déduire la densité N_e de régions actives solaires à partir de spectres de haute résolution observés à l'aide de spectromètres embarqués sur une fusée et un satellite.

Mots clés : plasmas chauds ; processus atomiques ; intensités relatives de raies ; modèle collisionnel-radiatif ; diagnostic spectroscopique.

Abstract

The emission lines of the iron ion Fe^{12+} in the range of extreme ultraviolet are frequently used in spectroscopic diagnostics of hot plasmas of the universe in order to determine the electron density N_e . We have studied the variations of the emissivity ratio of the lines corresponding to the transitions $3s^23p3d \ ^3P_1 \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_0$ at 202.0 Å and $3s^23p3d \ ^3D_{2,3} \rightarrow 3s^23p^2 \ ^3P_2$ at 203.8 Å as a function of N_e going from 10^8 to 10^{11} cm^{-3} . For this, we have evaluated the populations of the higher levels of these lines by employing a model which takes into account of the processes of collisional excitations and de-excitations as well as spontaneous radiative decays between the first 27 fine structure levels of Fe^{12+} ion. The computer code "Flexible Atomic Code" was run to obtain all the atomic data required in the calculations of the R ratio. The results of our R calculations have been applied to deduce the N_e density of solar active regions from high resolution spectra observed with spectrometers on board rocket and satellite.

Keywords : hot plasmas ; atomic processes ; relative intensities of lines ; collisional-radiative model ; spectroscopic diagnostic.