



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 spectroscopique en densité
électronique d'un plasma photoionisé

Présenté par :

Melle TAHAR Lamya

Le mercredi 26 Juin 2018

Devant le jury composé de MM.

- **Pr** BENOSMAN Abdelhakim : Président
- **Dr** FEROUANI Abdel Karim : Encadreur
- **Pr** BOUCHAOUR Tewfik : Examineur

Année universitaire : 2017-2018

Remerciements

Le travail présenté dans ce Mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire L.P.T de l'Université de Tlemcen sous la direction de Monsieur FEROUANI Abdel Karim, Maître de Conférences classe "A" à l'Ecole Supérieure des Sciences Appliquées, que je remercie vivement pour ses conseils précieux et sa disponibilité, je lui en serais sans cesse reconnaissant.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Benosman Abdelhakim, Maître de Conférences classe "A" à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le Jury de mon Mémoire et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je remercie Monsieur BOUCHAOUR Tewfik, Professeur à l'Université des de Tlemcen de m'avoir faire l'honneur et le plaisir d'examiner mon travail.

Je tiens à remercier également Monsieur LIANI Bachir, Professeur à l'Université de Tlemcen et Directeur du Laboratoire L.P.T, pour m'y avoir accueilli et offert le cadre et les moyens techniques nécessaires au bon déroulement de mon Mémoire.

Qu'il me soit aussi permis d'adresser mes plus vifs remerciements à tous mes collègues du Laboratoire L.P.T.

J'adresse enfin mes sentiments de reconnaissance à tous ceux qui m'ont aidé durant la préparation de ce Mémoire.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Les processus atomiques dans les Plasmas	6
1.1 Introduction	7
1.2 Processus élémentaire d'émission dans les plasmas	7
1.2.1 Excitation et désexcitation collisionnelles	7
1.2.2 La photoionisation et la recombinaison radiative	12
1.2.3 La recombinaison diélectronique et autoionisation	13
1.2.4 La recombinaison à trois-corps et l'ionisation collisionnelle . .	17
2 Warm Absorber dans les Noyaux Actifs de Galaxies	19
2.1 Introduction	20
2.2 Les modèles de plasmas pour le W.A	21
2.2.1 Les modèles photoionisés	22
2.2.2 Les plasmas mixtes	22
3 Diagnostic spectroscopique en densité des plasmas photoionisés	25
3.1 Introduction	26
3.2 Intensité d'une raie spectrale d'émission	28
3.3 Cas du plasma photoionisé pur	29
3.3.1 Données atomiques	32
3.3.2 Résultats et discussion	34
3.4 Cas des plasmas mixtes	37
3.4.1 Données atomiques	38
3.4.2 Résultats et discussions	39
Conclusion générale	43
Annexe	46

Introduction générale

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe "physique atomique des plasmas" du Laboratoire de Physique Théorique (L.P.T). Il est consacré aux "Diagnostic spectroscopique en densité électronique d'un plasma purement et partiellement photoionisé" qui sont basés sur des raies d'émission X.

Les principales méthodes de diagnostic des plasmas (intensité d'une raies spectrale d'émission, polarisation des raies...) sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique émis par ces plasmas. L'analyse spectroscopique du rayonnement sur l'ensemble du spectre électromagnétique est interprétée au moyen de modèles théoriques qui décrivent les différents mécanismes de production et d'émission du rayonnement. L'étude de ce rayonnement permet de déterminer la nature des atomes, leur répartition et leurs niveaux d'énergie [1].

Les plasmas astrophysique tendent à être très chauds dont la température électronique peut atteindre quelques millions de degrés qui compose de nombreux objets astronomiques, et qui sont largement présents dans l'univers, comme le soleil, étoiles, galaxies..., ces plasmas s'intéressent beaucoup les physiciens, car elles ressemblent plus aux plasmas astrophysiques produit au laboratoire et ceux étudiés dans les expériences d'énergie à fusion qui représente un enjeu majeur pour l'humanité.

En astrophysique, les mécanismes élémentaires d'interaction (photoionisation, excitation, ionisation ...) interviennent lors de la formation d'objets cosmologiques tels que les disques d'accrétion autour des trous noirs [2]. La connaissance de ces mécanismes permet ainsi d'analyser les phénomènes galactiques. Dans le domaine de la fusion thermonucléaire, l'étude des phénomènes d'ionisation et d'excitation est fondamentale pour le développement de la physique des plasmas de fusion, dans lesquels les collisions conduisent à la production d'ions excités dont la désexcitation se traduit par l'émission de rayons X [3].

Dans des plasmas astrophysiques exposés à des sources avoisinantes intenses de rayonnement X, la photoionisation peut constituer un mécanisme important pour la production des ions hautement chargés. De tels plasmas photoionisés font l'objet, depuis ces quelques dernières années ([4, 5]), d'études intensives par les astrophysiciens. Les raies d'émission à partir de ces plasmas sont formées principalement par les processus de recombinaisons radiative et diélectronique.

En termes de processus de physique atomique, les plasmas émissifs X astrophysiques peuvent se diviser en deux larges catégories : ceux dont l'ionisation est due de façon dominante aux collisions par les électrons et ceux dont l'ionisation est due de façon dominante à la photoionisation. Dans cette deuxième catégorie, la photoionisation est assurée par une source intense de rayonnement située au voisinage. Parmi les plasmas photoionisés on peut citer l'exemple du "Warm Absorber" (W.A) qui est un milieu totalement ou partiellement photoionisé localisé dans les régions centrales des N.A.G (Noyaux Actifs de Galaxies).

Les principales différences spectroscopiques entre les plasmas photoionisés et les plasmas ionisés collisionnellement sont dues aux températures électroniques très différentes, qui accompagnent un état de charge donné dans les deux types de plasmas. Pour l'ionisation collisionnelle, la température électronique est comparable au potentiel d'ionisation alors que pour la photoionisation, le champ de rayonnement accomplit presque toute l'ionisation et ainsi la température électronique peut être beaucoup plus basse [6, 7]. Nos calculs indiquent que, par exemple, la température caractéristique pour l'oxygène héliumoïde O^{6+} dans un plasma ionisé collisionnellement est de l'ordre de 10^6 K tandis que le même ion est présent dans des plasmas photoionisés à la température de l'ordre de 9×10^4 K seulement.

Nous nous sommes intéressé dans ce travail au diagnostic en densité d'électrons des plasmas purement ou partiellement photoionisés en se basant sur le rapport d'intensité de raies émises par des ions héliumoïdes multichargés (de numéro atomique Z relativement petit). Ces ions sont très abondants dans un large domaine de température et de densité du fait de la stabilité de la structure en couche fermée de leur niveau fondamental. Leurs raies d'émission correspondant aux transitions à partir des niveaux excités $1s2l$ ($l = 0$ ou 1) vers le niveau fondamental $1s^2$ apparaissent intenses dans les spectres X. Comme raies appropriées, nous avons sélectionné le doublet confondu de raies désigné (x, y) due aux transitions d'intercombinaison $1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$, respectivement, ainsi que la raie désignée z due à la transition interdite $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$.

Comme ions héliumoïdes, nous avons choisi, d'oxygène O^{6+} ($Z=8$). Nous avons procédé au calcul du rapport $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité électronique. Mentionnons que la méthode de diagnostic basée sur le rapport R a l'avantage que les raies sont émises par un même ion, ce qui lui permet d'être indépendante de l'abondance des éléments, et par conséquent d'éliminer un paramètre libre lors des modélisations.

On a organisé le travail développé dans ce Mémoire selon le plan suivant. Dans le chapitre 1 nous rappelons les différents processus atomiques intervenant dans les plasmas, parmi lesquels on peut citer l'excitation et désexcitation collisionnelle, transition radiative spontanée, recombinaison radiative et photoionisation, autoionisation et recombinaison diélectronique ainsi la recombinaison à trois-corps et l'ionisation collisionnelle.

Nous abordons dans le chapitre 2 les différents processus d'ionisation de plasmas rencontrés lors de l'étude du W.A (Warm Absorber). Nous avons considéré non seulement des plasmas purement photoionisés mais également des plasmas hybrides (mixte) qui sont des plasmas photoionisés mais où un processus d'ionisation supplémentaire entre en jeu tel que les collisions dues aux électrons libres.

Le chapitre 3 est consacré aux diagnostics en densité des plasmas photoionisés basés sur le rapport des intensités de trois raies émises dans le domaine X par les ions héliumoides O^{6+} . Nous avons exposé et discuté dans ce chapitre nos résultats numériques sur les variations du rapport d'intensité $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité électronique dans large intervalle, en considérant plusieurs valeurs de la température électronique.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale.

Bibliographie

- [1] M. K. Inal and J. Dubau, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **20**, 4221, 1987.
- [2] A. D. Whiteford, N. R. Badnell, C. P. Ballance et al., *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **35**, 3729, 2002.
- [3] W. A. Schroeder, T. R. Nelson, A. B. Borisov et al., *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **34**, 297, 2001.
- [4] I. Miskovicova, N. Hell, M. Hanke et al., *Astronomy and Astrophysics*, **590**, A114, 2016.
- [5] A. K. Pradhan and S. N. Nahar, *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*, Cambridge, 2011.
- [6] F. Wang, B. Han, D. Salzmann and G. Zhao, *Physics of Plasmas*, **24**, 041403, 2017.
- [7] D. Porquet, J. Dubau and N. Grosso, *Space. Sci. Rev.*, **157**, 103, 2010.

Chapitre 1

Les processus atomiques dans les Plasmas

Dans ce chapitre nous rappelons les différents processus atomiques intervenant dans les plasmas, parmi lesquels on peut citer : l'excitation et désexcitation collisionnelle, transition radiative spontanée, recombinaison radiative et photoionisation, autoionisation et recombinaison diélectronique ainsi la recombinaison à trois-corps et l'ionisation collisionnelle .

1.1 Introduction

Le rayonnement total émergeant d'un plasma astrophysique résulte de la superposition de tous les processus radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, des densités et des températures des particules chargées, ainsi que le cas échéant du flux de rayonnement qui irradie le plasma. Ce rayonnement émis du plasma représente une source unique d'informations. Notamment, l'interprétation de l'intensité des raies émises permet de déterminer les conditions physiques régnant dans le plasma, telles que la densité électronique et la température, l'état d'ionisation, la composition chimique...

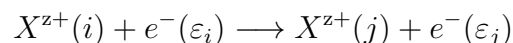
1.2 Processus élémentaire d'émission dans les plasmas

Parmi les processus importants d'émission de rayonnement par un plasma chaud, on trouve l'excitation, l'ionisation et la recombinaison par suite des collisions électronique ou bien après photoionisation [1]. Ces processus responsables du changement d'état de l'ion, auront une origine collisionnelle et/ou radiative. Dans ce qui suit nous allons donner un aperçu sur ces processus.

Je noterai dorénavant les ions sous la forme X^{z+} avec X le symbole chimique de l'élément considéré, et z la charge de l'ion ($z = 0$ pour un atome neutre et $z = Z$ pour un ion complètement ionisé, c'est-à-dire nu). Le symbole (*) signifie que l'ion est dans un état excité, c'est-à-dire qu'il n'est pas dans son état fondamental.

1.2.1 Excitation et désexcitation collisionnelles

Sous l'effet d'une collision inélastique entre un électron incident d'énergie ε_i et un ion cible X^{z+} se trouvant initialement dans le niveau i d'énergie E_i , une excitation (ou une désexcitation) de l'ion X^{z+} vers le niveau j d'énergie $E_j > E_i$ (ou $E_j < E_i$) peut intervenir avec diffusion d'un électron d'énergie ε_j selon :



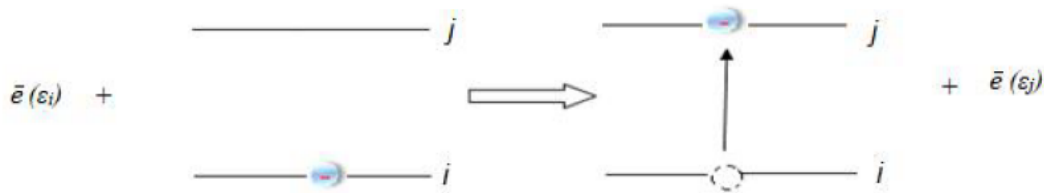


FIGURE 1.1 – Excitation collisionnelle.

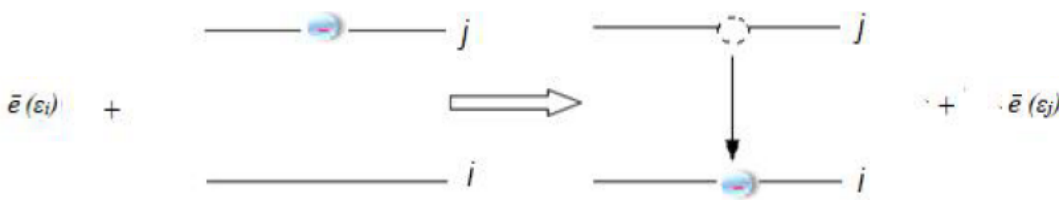


FIGURE 1.2 – désexcitation collisionnelle.

1.2.1.1 Coefficient de taux d'excitation (ou de désexcitation)

L'excitation (ou la désexcitation) d'un ion par collision électronique est caractérisée par la section efficace $\sigma(i \rightarrow j)$ ayant la dimension d'une surface, et représentant la probabilité pour que l'ion cible X^{z+} soit porté au niveau j à partir du niveau i . Cette section efficace dépendra du type de la transition ($i \rightarrow j$) ainsi que de l'énergie ε_i de l'électron incident.

Le nombre d'excitation (ou de désexcitation) $i \rightarrow j$ subie par un ion par unité de temps sous l'action de tous les électrons libres du plasma ayant une distribution de vitesses $f(v_i)$ s'écrit comme le produit de la densité des électrons n_e par le coefficient de taux d'excitation (ou de désexcitation) $C(i \rightarrow j)$ [1] :

$$W_{ij} = n_e C(i \rightarrow j) \quad (1.1)$$

avec :

$$C(i \rightarrow j) = \langle v_i \sigma(i \rightarrow j) \rangle \quad (1.2)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la distribution de vitesses $f(v_i)$ des électrons de collision, c'est-à-dire :

$$C(i \rightarrow j) = \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (1.3)$$

L'intégration sur la vitesse v_i ($v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m_e}$, m_e étant la masse de l'électron) dans l'équation précédente s'effectue de $a = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m_e}$ à l'infini dans le cas de l'excitation (ΔE_{ij} représente l'énergie du seuil d'excitation) et de $a = 0$ à l'infini dans le cas de la désexcitation.

Il convient souvent d'utiliser la force de collision Ω plutôt que la section efficace σ . L'intérêt d'utiliser Ω réside dans le fait que c'est une quantité sans dimension et qu'elle est symétrique, i.e. $\Omega(i \rightarrow j) = \Omega(j \rightarrow i)$. La relation entre la force de collision et la section efficace s'écrit :

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \quad (1.4)$$

où g_i est le poids statistique du niveau initial i , l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident (en eV) et a_0 est le rayon de Bohr ($a_0 = 0.529 \text{ \AA}$).

Souvent, les électrons libres dans les plasmas peuvent être décrits par la fonction de distribution de vitesses de Maxwell, elle est donnée par la relation suivante :

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (1.5)$$

Cette distribution de Maxwell est choisie normalisée, c'est-à-dire :

$$\int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1 \quad (1.6)$$

En substituant les équations 1.4 et 1.5 dans 1.3 on trouve :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_a^\infty \frac{v_i^3}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) dv_i \quad (1.7)$$

D'après le principe de conservation de l'énergie totale du système (électron plus ion) on a :

$$\overbrace{E_i + \varepsilon_i}^{\text{Ava. colli.}} = \overbrace{E_j + \varepsilon_j}^{\text{Apr. colli.}} \quad (1.8)$$

Or $\varepsilon_i = m_e v_i^2/2 = \varepsilon_j + \Delta E_{ij}$, avec $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$ l'énergie de transition.

On effectue le changement de variable $v_i \rightarrow \varepsilon_j$. En tenant compte de : $v_i dv_i = v_j dv_j$, l'équation (1.7) devient :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{v_i^2}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j + \Delta E_{ij}}{kT_e}\right) v_j dv_j \quad (1.9)$$

Du fait que : $d\varepsilon_j = m_e v_j dv_j$ et $v_i^2/\varepsilon_i = 2R/m_e$ avec R désigne constante de Rydberg, nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2R}{m_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1.10)$$

Nous remplaçons maintenant les constantes $R = m_e e^4 / 2\hbar^2$ et $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$ dans l'équation (1.10), nous trouvons :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2\hbar}{\sqrt{2} m_e a_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1.11)$$

$$C(i \rightarrow j) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{R}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{a_0 \hbar}{g_i m_e} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1.12)$$

Sachant que $2\sqrt{\pi} a_0 \hbar / m_e = 2.1716 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et en utilisant l'identité $(2.1716 \times 10^{-8} \sqrt{13.605} = 8.010 \times 10^{-8})$, l'équation précédente devient :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8,010 \times 10^{-8}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1.13)$$

où T_e qui concerne $T_e^{1/2}$ multipliant g_i est exprimé en eV. Si ce T_e est exprimé en K alors :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (1.14)$$

Nous faisons un deuxième changement de variable tel que : $x = \varepsilon_j / \Delta E_{ij}$ ce qui implique $d\varepsilon_j = \Delta E_{ij} dx$. Nous obtenons finalement comme expression pour le coefficient de taux d'excitation $i \rightarrow j$ ($\Delta E_{ij} > 0$) en $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$:

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} \right) \int_1^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} x\right) dx \quad (1.15)$$

On peut immédiatement déduire à partir de $C(i \rightarrow j)$ le coefficient de taux de désexcitation $C(j \rightarrow i)$ pour la transition inverse $j \rightarrow i$ grâce à la relation suivante [1] :

$$C(j \rightarrow i) = C(i \rightarrow j) \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (1.16)$$

Notons que ces dernières équations sont valables tant que la distribution des électrons libres du plasma est Maxwellienne.

1.2.1.2 Désexcitation radiative spontanée

Dans un ion excité, la transition spontanée d'un électron d'un niveau supérieur j d'énergie E_j vers un niveau inférieur i d'énergie E_i avec émission d'énergie sous forme de photon.

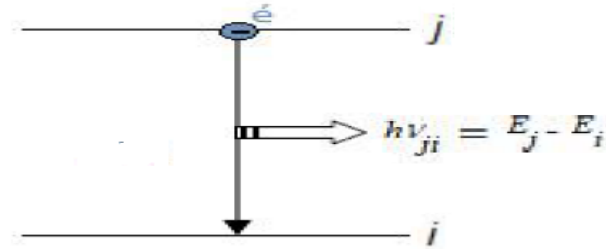


FIGURE 1.3 – description d'une désexcitation radiative spontanée entre deux niveaux.

Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir. La plus importante transition radiative est de type dipolaire électrique, communément appelée transition optiquement permise. Cependant, les transitions de type quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétiques, appelées transitions optiquement interdites, peuvent dans certains cas jouer un rôle important. Les règles de sélection pour chacun de ces quatre types de transition sont données dans **Annexe**.

Les raies interdites émises dans des plasmas chauds peuvent être observées avec une intensité comparable que celle des raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de faible densité [2].

La désexcitation radiative spontanée est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau j et un niveau i , notée A_{ji} , qui s'exprime en s^{-1} . Cette probabilité de transition est donnée par [2, 3] :

$$A_{ji}^{E1} = \frac{4}{3} c \frac{(\Delta E_{ji})^3}{(\hbar c)^4 g_j} S^{E1} = 2.6774 \times 10^9 \frac{(\Delta E_{ji})^3}{g_j} S^{E1} \quad (1.17)$$

où ΔE_{ji} est l'énergie de la transition, g_j est le poids statistique du niveau j et S^{E1} est la force de raie définie par le carré de l'élément de matrice réduit de l'opérateur moment dipolaire électrique entre les niveaux i et j .

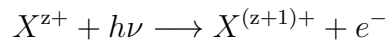
1.2.2 La photoionisation et la recombinaison radiative

La photoionisation et la recombinaison radiative appartiennent aux processus radiatifs de base caractérisant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions. L'émission radiative résultant des collisions électron-ion est responsable de l'apparition de raies spectrales intenses dans les régions des VUV et X, qui sont fréquemment utilisées pour la recherche sur les interactions fondamentales radiatives et collisionnelles et pour la détermination spectroscopique des propriétés de base du plasma, comme par exemple la température électronique, la densité électronique....

Les propriétés de photoionisation et de recombinaison radiative ont été considérées dans plusieurs articles et revues [2, 4, 5, 6, 7, 8].

1.2.2.1 La photoionisation

La photoionisation est une ionisation radiative, consiste en l'absorption d'un photon énergétique par un ion de charge (z) et la libération d'un électron de ce dernier. Le photon doit avoir une énergie $h\nu$ plus grande que l'énergie du seuil d'ionisation E_{ioni} de l'ion :

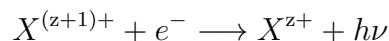


La photoionisation correspond au processus inverse de la photorecombinaison ou la recombinaison radiative (RR).

1.2.2.2 La recombinaison radiative

Dans le processus de la recombinaison radiative (RR) un électron libre d'énergie E , en s'approchant d'un ion $X^{(z+1)+}$, est capturé par celui-ci dans une de ses sous-couches.

L'excédent d'énergie résultant de la capture de l'électron libre est directement transformé en l'émission d'un photon :



l'énergie du photon émis est, d'après le principe de conservation de l'énergie, donnée par :

$$h\nu = E - \chi_Z$$

où χ_Z représente l'énergie d'ionisation de l'ion recombinaison.

La recombinaison radiative se produit préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion $X^{(z+1)+}$, et se propage sous forme de cascade radiative.

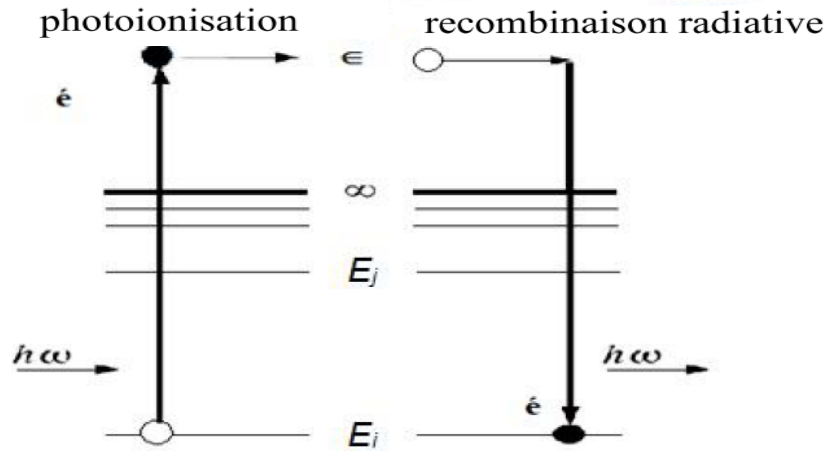


FIGURE 1.4 – Schéma représentant le processus de photoionisation et son processus inverse.

1.2.3 La recombinaison diélectronique et autoionisation

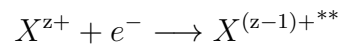
Plusieurs processus de recombinaison électron-ion peuvent se produire dans physique des plasmas chauds. Au début des études des plasmas chauds, ceux coronaux, on ne tenait compte que de la recombinaison radiative. Ce processus a été initialement pris en compte par D. R. Bates à la fin des années 1950 [9] pour déterminer la T_e (T_e désigne la température électronique) de la couronne solaire. Mais la T_e obtenue était en désaccord significatif avec la T_e déterminée à partir des mesures des largeurs de raies spectrales (i.e. l'effet Doppler). Les mesures des largeurs Doppler des raies impliquaient des températures nettement plus élevées que celles trouvées théoriquement en ne tenant compte que de la recombinaison radiative. Ceci pouvait suggérer que le coefficient de taux de recombinaison était sous-estimé.

A. Burgess [10, 11, 12, 13, 14] avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré que ce dernier processus est dominant aux hautes températures dans les plasmas de faibles densités qui le cas de la couronne solaire et des restes de Supernovae.

La R.D (Recombinaison Diélectronique) s'effectue en deux étapes qui sont les suivantes :

1. Capture diélectronique :

La capture diélectronique aussi appelée capture non radiative est le processus inverse de l'autoionisation. Cette capture se produit lorsqu'un électron libre entre en collision avec un ion X^{z+} a une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation, d'une transition de résonance, et forme un état doublement excité $X^{(z-1)+**}$, quasi-lié, situé au dessus de la première limite d'ionisation de l'ion $X^{(z-1)+}$. C'est la première étape de l'ensemble du processus de R.D et qui est donné par la réaction suivants :



Ceci veut dire que la recombinaison diélectronique ne peut pas se produire dans le cas des ions nus, il faut que l'ion recombinant (X^{z+}) ait au moins un électron lié.

Cette étape (ce mécanisme) donne naissance à un état ionique doublement excité mais instable, qui peut se stabiliser soit par émission d'un photon, soit par autoionisation.

Si l'autoionisation suit la capture diélectronique, le système retourne à son état original et aucune recombinaison n'aura eu lieu (voir la Fig 1.5).



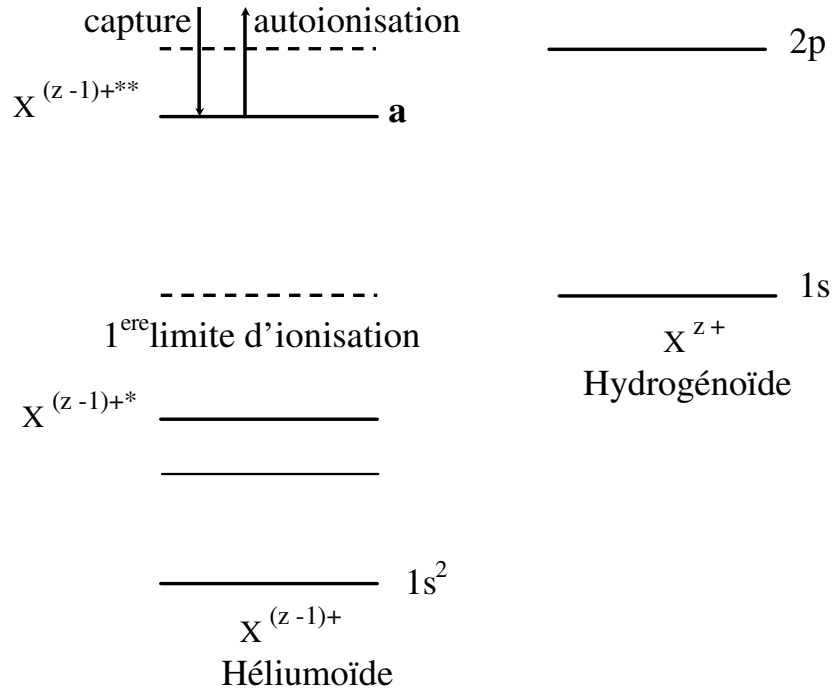


FIGURE 1.5 – Capture diélectronique (capture d’un électron sur un niveau auto-ionisant $X^{(z-1)+**}$ (niveau a du type $2pnl$) situé au-dessus de la première limite d’ionisation de l’ion $X^{(z-1)+}$) suivie immédiatement par une autoionisation (processus non radiatif). Dans ce diagramme $X^{(z-1)+}$ et X^{z+} correspondent respectivement à des ions héliumoïdes et hydrogénoïdes.

2. Stabilisation radiative :

Alternativement (voir la Fig 1.6) l’état autoionisant $X^{(z-1)+**}$ a la possibilité de se désexciter par transition radiative spontanée de l’ion doublement excité vers un état situé au-dessous de la première limite d’ionisation $X^{(z-1)+*}$.

$$X^{(z-1)+**} \longrightarrow X^{(z-1)+*} + h\nu$$

Ce processus de stabilisation dans l’ion $X^{(z-1)+}$ résulte en l’émission d’une raie définie comme le satellite ($h\nu$) de la transition parente ($h\nu_0$) (raie de résonance ou permise) de l’ion X^{z+} .

C'est le processus de stabilisation radiative qui rend la recombinaison diélectronique effective. Les raies satellites sont observées dans le spectre des ions avec $Z \geq 14$. Le rapport de l'intensité des raies satellites et de celle des raies de résonance est essentiellement dépendant de la température et dans certains cas de la densité électronique. Finalement, lorsque la transition de stabilisation prend place, l'état une seule fois excité cascade vers le niveau fondamental :

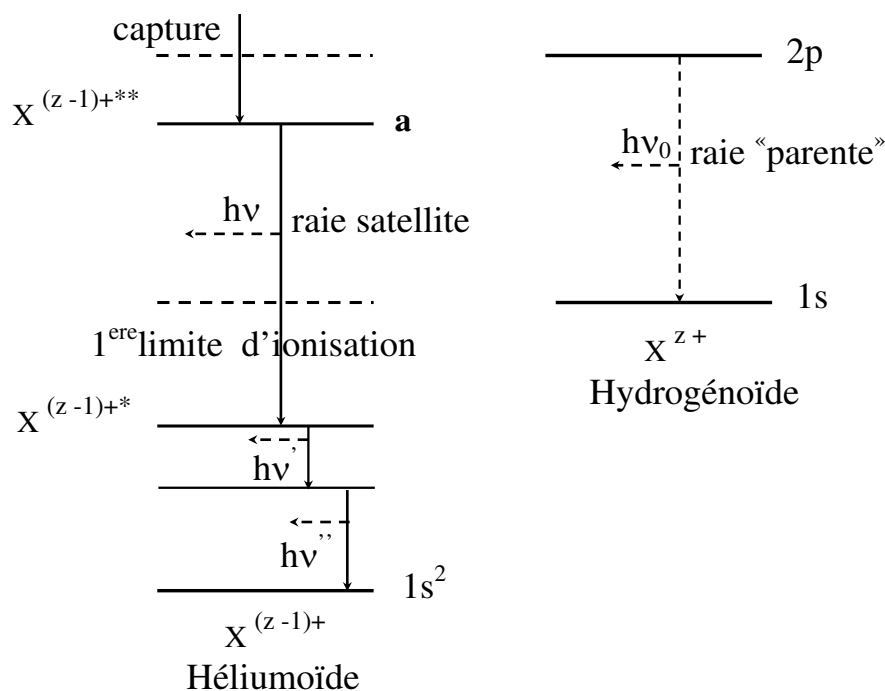
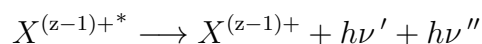


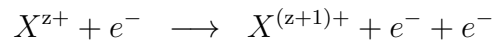
FIGURE 1.6 – Capture diélectronique (capture d'un électron sur un niveau auto-ionisant $X^{(z-1)+**}$ (niveau a du type $2pnl$) situé au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion $X^{(z-1)+}$ suivie de stabilisation radiative et de cascades radiatives. La transition émettant le photon d'énergie $h\nu$ (dans $X^{(z-1)+}$) est appelée la raie satellite de la raie "parente" (raie de résonance ou permise) d'énergie $h\nu_0$ de l'ion X^{z+} .

Il est utile de mentionner que dans le cas d'ions hautement chargés présents dans des plasmas chauds, la stabilisation de l'état doublement excité par émission de photons est souvent plus probable que la stabilisation par le processus d'autoionisation dans lequel il y a émission d'un électron.

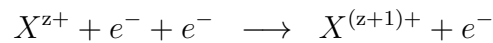
Pour de plus amples détails sur la recombinaison diélectronique, il convient de consulter l'article-revue de Dubau et Volonté (1980) [15].

1.2.4 La recombinaison à trois-corps et l'ionisation collisionnelle

L'ionisation collisionnelle est un processus d'interaction entre un ion X^{z+} et un électron libre qui est suivi par la diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion cible.



Le processus inverse est la recombinaison à 3 corps, implique la présence d'un électron libres et un autre au voisinage d'un ion de charge z . Il est donnée par :



Lors de la collision de ces deux électrons libre avec un ion, il y a capture de l'un des deux électrons et la diffusion simultanée du second. La différence d'énergie de l'électron avant et après la capture est transférée au deuxième électron libre [3].

Bibliographie

- [1] M. K. Inal, *Cours physique atomique*, Université de Tlemcen, 2017.
- [2] H. J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, Springer, Berlin, 2009.
- [3] D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, Oxford University Press, New York, 1998.
- [4] J. V. Paradijs and A.M. Bleeker, *X-Ray Spectroscopy in Astrophysics*, Springer, Netherlands, 1997.
- [5] A. K. Pradhan and S. N. Nahar, *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*, Cambridge, 2011.
- [6] D. Naujoks, *Plasma-Material Interaction in Controlled Fusion*, Springer, Berlin, 2006.
- [7] D. H. Sampson, *Atomic Photoionization*, Springer, Berlin, 1982.
- [8] D. Porquet, Thèse de Doctorat , Université de Paris VI, 1999.
- [9] D. R. Bates, *Atomic and molecular processes*, Academic Press, New York, 1962.
- [10] A. Burgess and M. J. Seaton, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, 471, 1960.
- [11] A. Burgess, *Astrophys. J.*, **139**, 776, 1964.
- [12] A. Burgess, *Astrophys. J.*, **141**, 1885, 1965.
- [13] A. Burgess, *Annales d'astrophysique*, **28**, 774, 1965.
- [14] A. Burgess and H. P. Summers, *Astrophys. J.*, , **157**, 1007, 1969.
- [15] J. Dubau et S. Volonte *Reports of Progress in Physics*, , **43**, 199, 1980.

Chapitre 2

Warm Absorber dans les Noyaux Actifs de Galaxies

Ce chapitre est consacré à l'introduction des différents processus d'ionisation de plasmas (*plasmas photoionisés*, *plasmas mixtes*) rencontrés lors de l'étude du W. A. (Warm Absorber) observé dans les N.A.G. (Noyaux Actifs de Galaxies).

2.1 Introduction

Le W. A. (Warm Absorber) est un milieu totalement ou partiellement photoionisé localisé dans les régions centrales des Noyaux Actifs de Galaxies (N.A.G.) et plus particulièrement dans les galaxies de Seyfert 1 voir la Figure 2.1.

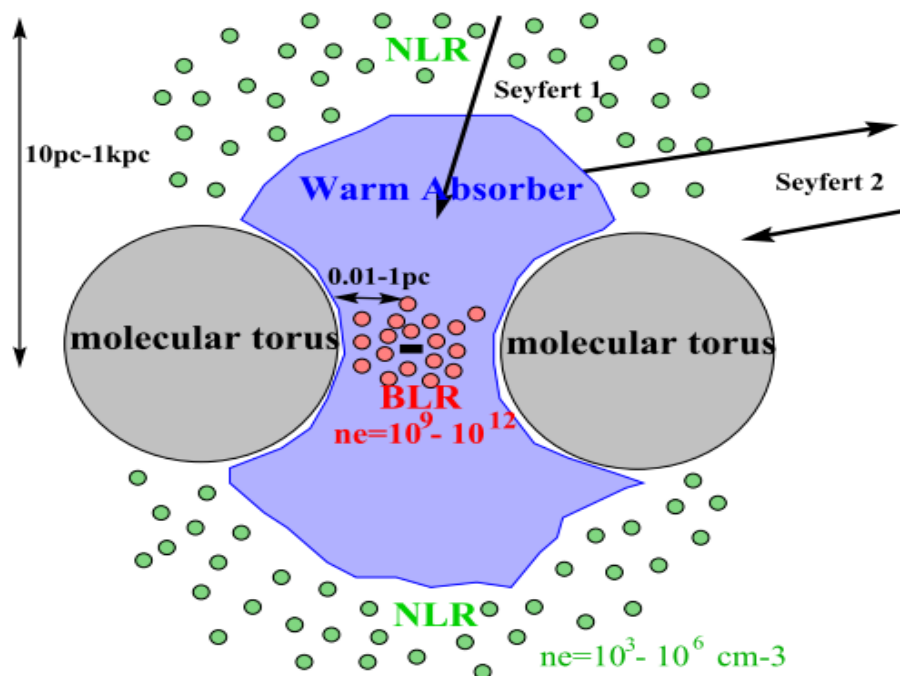


FIGURE 2.1 – Représentation schématique simplifiée du schéma unifié reliant les galaxies de Seyfert de type 1 et de type 2 (courbe transversale), d'après Antonucci et Miller (1985) [1].

Cependant le ou les processus d'ionisation ne sont pas encore clairement déterminés ; en effet la photoionisation n'est peut-être pas le seul processus d'ionisation. Ce milieu est caractérisé par de grandes densités de colonne 10^{21} - 10^{23} cm^{-2} [2]. Il produit principalement les seuils en absorption des ions fortement chargés O^{6+} et O^{7+} observés dans les X-mous (à 0.74 et 0.87 keV, respectivement). Ceci est dû à la forte abondance de l'oxygène et aux grandes sections efficaces de photoionisation de ces deux ions [3, 4].

L'existence de ce milieu (Warm Absorber) a été proposée pour la première fois par Halpern en 1984 [5]. Ce milieu depuis qu'il a été découvert, connaît un intérêt croissant car c'est un outil très important dans la compréhension de la structure des régions centrales des Noyaux Actifs de Galaxies, de la B.L.R (Broad Line Region) responsable des raies larges en émission à celle où est formée les raies étroites N.L.R (Narrow Line Region). La région interne du Warm Absorber serait à une distance analogue à celle de la B.L.R [6, 7].

2.2 Les modèles de plasmas pour le W.A

D'après Kallman et McCray (1982) [8], il existe deux principales classes de source de rayonnement X.

- Les sources diffuses (gaz interstellaire chaud, reste de Supernovae...), où l'émission X et l'ionisation résultent essentiellement des collisions électroniques dans un gaz optiquement mince et chaud (10^6 à 10^8 K), de faible densité atomique ($\sim 10^4$ cm^{-3} dans un amas de galaxies à 1 cm^{-3} dans les restes de Supernovae). Ils sont appelés plasmas collisionnels ou coronaux et sont définis principalement par leur température.
- Les sources compactes (N.A.G...) consistent en une source centrale de continu X entourée par du gaz. La structure d'ionisation et l'émissivité sont contrôlées principalement par la photoionisation plutôt que par les collisions électroniques. La température associée aux électrons dans les sources compactes est relativement faible comparativement aux sources diffuses ($\sim 10^4$ à 10^5 K).

2.2.1 Les modèles photoionisés

Les plasmas photoionisés constituent une part importante des sources de rayonnement X. Ils incluent quelques unes des sources les plus brillantes du ciel. Ce sont des milieux en équilibre thermique radiatif où seul le continu incident ionise le milieu. La photoionisation se caractérise par un photon énergétique interagissant avec un ion qui arrache un électron de cet ion.

Comme il été montré par Tarter et al. [9], l'état du gaz dépend seulement du paramètre d'ionisation ξ , qui est proportionnel au rapport du flux ionisant (F) et de la densité du gaz (n_H), et non pas à la température comme c'est le cas dans les plasmas collisionnels. Ce paramètre d'ionisation ξ est donné par :

$$\xi = \frac{4\pi F}{n_H} = \frac{L}{n_H R^2} \quad (2.1)$$

où L est la luminosité et R est la distance à la source centrale (dilution géométrique).

Les plasmas photoionisés diffèrent par certains aspects importants des plasmas coronaux. La température est plus faible pour un niveau donné d'ionisation dans le cas d'un plasma photoionisé que dans le cas coronal [10]. Les raies en émission sont formées de façon prépondérante par recombinaisons radiatives ou diélectroniques, plutôt que par excitations collisionnelles dues aux électrons. Cela mène à des spectres d'émission très distincts pour un même ion. C'est le cas par exemple des raies les plus intenses des ions héliumoides (raies de résonance, interdite, d'intercombinaison) comme nous le verrons dans le chapitre 3.

2.2.2 Les plasmas mixtes

Un plasma n'est pas forcément soit photoionisé, soit collisionnel. Dans certains cas, plusieurs types de processus d'ionisation peuvent participer simultanément à l'ionisation du milieu. C'est le cas du Warm Absorber qui est généralement supposé photoionisé mais pour lequel un processus d'ionisation supplémentaire n'est pas exclu.

Pour l'étude du Warm Absorber (Reeves et al. (2013) [11], Torresi et al. (2011) [12], Porquet et al. (2010) [13], Porquet et Dubau (2000) [14]), nous avons considéré non seulement des plasmas purement photoionisés mais également des plasmas hybrides. Ce que nous appelons plasmas hybrides sont des plasmas photoionisés où un processus d'ionisation supplémentaire entre en jeu tel que les collisions dues aux électrons libres. Le modèle de Warm Absorber est schématisé par la figure 2.2.

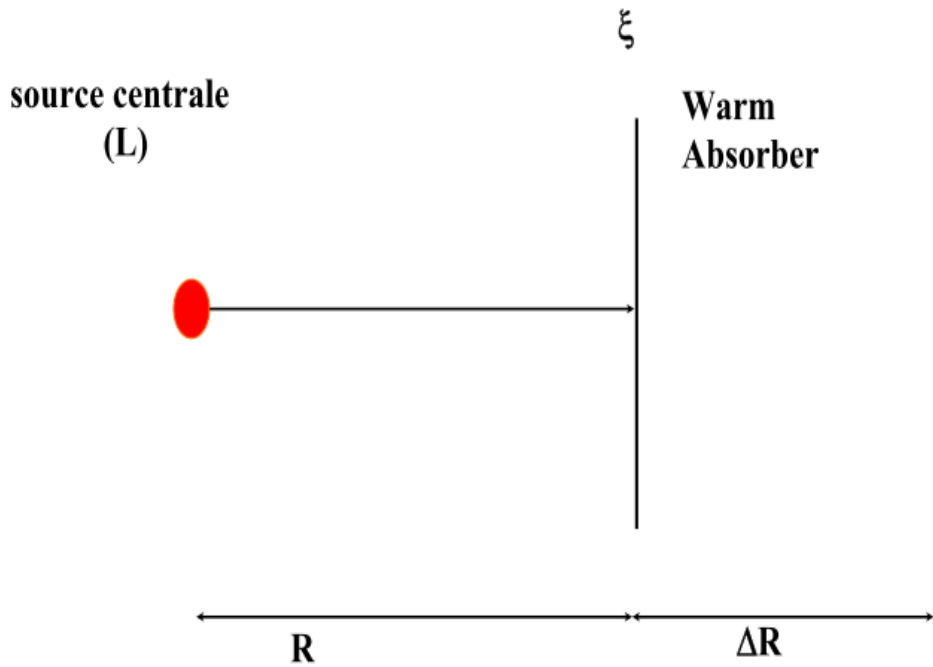


FIGURE 2.2 – Représentation simplifiée du modèle de W.A, R est la distance du W.A à la source ionisante et ΔR est l'épaisseur géométrique du W.A [2].

Les processus d'ionisation intervenant dans le W.A ne sont pas encore parfaitement connus. En effet un processus d'ionisation supplémentaire à la photoionisation n'est pas à écarter. C'est pourquoi nous avons considéré *deux types de plasmas* :

1. Un modèle de pure photoionisation (i.e. en équilibre thermique radiatif).
2. Un modèle hybride qui consiste en un modèle où le plasma est photoionisé (grâce à une source d'ionisation externe au gaz) et ionisé par un processus d'ionisation collisionnelle (source d'ionisation interne) supplémentaire (hors équilibre thermique radiatif)

Bibliographie

- [1] R. R. J. Antonucci and J. S. Miller, *The Astrophysical Journal*, **297**, 621, 1985.
- [2] D. Porquet, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 1999.
- [3] D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin and M. Mouchet, *Astron. Astrophys.*, **341**, 58, 1999.
- [4] B. Rocca-Volmerange, H. Sol, M. Mouchet et al., *European Astronomical Society Publications Series*, **1**, 19, 2001.
- [5] J. P. Halpern, *The Astrophysical Journal*, **281**, 90, 1984.
- [6] J. N. Reeves, V. Braitto, E. Behar et al., *The Astrophysical Journal*, **837**, 23, 2017.
- [7] K. Fukumura, D. Kazanas, I. Contopoulos et al., *The Astrophysical Journal*, **715**, 636, 2010.
- [8] T. R. Kallman and R. McCray, *Astrophysical Journal Supplement Series*, **50**, 363, 1982.
- [9] C. B. Tarter, W. H. Tucker et E. E. Salpeter, *The Astrophysical Journal*, **156**, 943, 1969.
- [10] A. R. Patrick, J. N. Reeves, D. Porquet et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **426**, 2522, 2012.
- [11] J. N. Reeves, D. Porquet, V. Braitto, et al., *The Astrophysical Journal*, **776**, 99, 2013.
- [12] E. Torresi, P. Grandi, E. Costantini et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **419**, 321, 2011.
- [13] D. Porquet, J. Dubau and N. Grosso, *Space. Sci. Rev.*, **157**, 103, 2010.
- [14] D. Porquet et J. Dubau, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143**, 495, 2000.

Chapitre 3

Diagnostic spectroscopique en densité des plasmas photoionisés

Dans ce chapitre nous intéressons au diagnostic en densité d'électrons des plasmas "purement photoionisés" ou "partiellement photoionisés", qui est basé sur le rapport d'intensité (R) de raies appropriées émises par des ions héliumoïdes de numéro atomique Z relativement petit. Comme raies appropriées, nous avons sélectionné le doublet confondu de raies désigné (x, y) due aux transitions d'intercombinaison $1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$, respectivement, ainsi que la raie désignée z due à la transition interdite $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$. Comme ion héliumoïde (He-like), nous avons choisi l'oxygène O^{6+} .

3.1 Introduction

Les ions héliumoides multichargés de numéro atomique $6 \leq Z \leq 14$ sont très abondants dans les plasmas du fait de la stabilité de la structure en couche fermée de leur niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$, ce qui nécessite une quantité d'énergie relativement grande pour qu'ils soient ionisés ou même excités. Les trois principales raies en émission (domaine des rayons X : 0.1–100 Å) de ces ions sont les raies de résonance w ($1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$), d'intercombinaisons x, y ($1s2p \ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) et interdite z ($1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$). Toutes ces raies correspondent aux transitions de la couche $n=2$ vers la couche $n=1$ (niveau fondamental). Ces raies sont rapportées dans le diagramme de Gotrian d'un ion héliumuide (Fig 3.1).

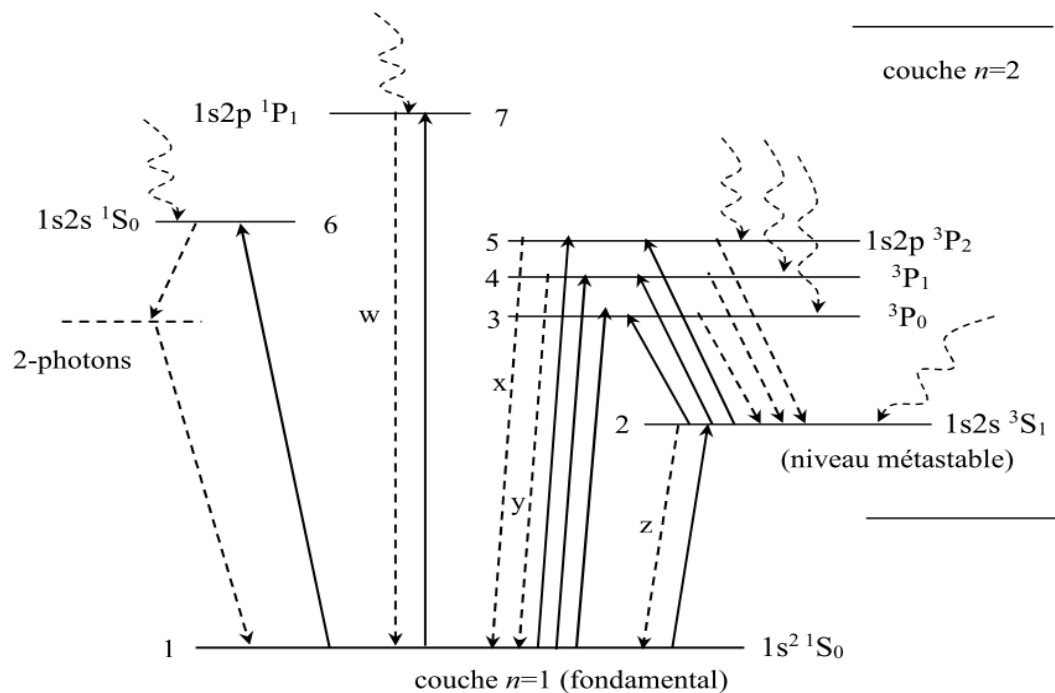


FIGURE 3.1 – Diagramme de Gotrian des ions héliumoides limité aux couches $n = 1$ et $n = 2$. Trait en continu : excitation collisionnelle, trait en discontinu : désexcitation radiative. Ce diagramme n'est pas à l'échelle, en effet, la différence d'énergie entre les niveaux excités de la couche $n = 2$ et le niveau fondamental (couche $n = 1$) est très grande par rapport à celle entre les niveaux excités de la couche $n = 2$.

Ces trois raies sont depuis longtemps largement utilisées comme diagnostics de densité et de température électronique pour le soleil et ses éruptions et quelques fois pour les restes de Supernovae et le milieu interstellaire, i.e . pour les plasmas collisionnels. En effet, Gabriel et Jordan (1969, 1973) [1, 2] avaient montré que les rapports de leurs intensités définis ci-dessous sont sensibles à la densité électronique (rapport appelé R) et à la température électronique (rapport appelé G) :

$$R(n_e) = \frac{z}{(x + y)} \quad (3.1)$$

$$G(T_e) = \frac{z + (x + y)}{w} \quad (3.2)$$

Ces diagnostics ont l'avantage que les raies sont émises par un même ion, ce qui leur permet d'être indépendants de l'abondance des éléments, et par conséquent d'éliminer un paramètre libre lors des diagnostics. Du point de vue observationnel, la séparation de ces trois raies a été récemment rendu possible dans le cas des plasmas non solaires grâce aux satellites X (Chandra, XMM-Newton, Astro-E,...). Ces types de diagnostics pourront être utilisés non seulement pour les plasmas collisionnels [3, 4] mais également pour les plasma photoionisés [5, 6, 7, 8].

Comme il a été mentionné auparavant (Chapitre II), le processus ou les processus d'ionisation du Warm Absorber ne sont pas encore très bien déterminés. En effet, même si le W.A est communément supposé photoionisé, un processus d'ionisation supplémentaire (par exemple collisionnel) n'est pas exclu (Porquet et *al.* 1999 [9], Porquet et *al.* 2010 [10]). C'est pourquoi, ces deux types de plasmas doivent être étudiés.

Par la suite, je référerai comme plasma "purement photoionisé" un plasma où la photoionisation est le processus d'ionisation dominant (source d'ionisation externe au plasma). Pour un tel plasma, les recombinaisons des ions hydrogéoïdes (H-like) vers les ions héliumoïdes (He-like) sont dominantes par rapport aux excitations collisionnelles électroniques à partir du niveau fondamental des ions héliumoïdes. En effet, les différences d'énergie entre le niveau fondamental de la couche $n = 1$ et les niveaux excités de la couche $n = 2$ sont très grandes et nécessitent une très grande température pour permettre la transition d'un électron. On dit que les raies sont formées par recombinaison.

Un plasma "hybride" signifiera un plasma partiellement photoionisé, i.e. avec un processus supplémentaire d'ionisation, ici collisionnel (source interne d'ionisation). Dans ce type de plasma, les processus d'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental peuvent être aussi importants, sinon plus, que les recombinaisons des ions hydrogénoïdes. Dans ce cas la température est assez élevée pour permettre le passage d'un électron de la couche $n = 1$ à la couche $n = 2$. On dit que les raies sont formées par excitation collisionnelle (ici de façon partielle ou dominante).

Dans le cas d'un plasma photoionisé pur, la recombinaison radiative est le processus dominant aux basses températures alors que la recombinaison diélectronique est dominante aux hautes températures. Les excitations collisionnelles à l'intérieur des niveaux de la couche $n = 2$ sont également très importantes, en effet la différence d'énergie entre les niveaux de la couche $n = 2$ est très petite et par conséquent une température même modérée caractéristique des plasmas photoionisés est suffisante pour exciter un électron du niveau métastable 3S_1 vers l'un des niveaux du terme 3P .

3.2 Intensité d'une raie spectrale d'émission

L'intensité d'une raie spectrale due à la transition d'un niveau supérieur j vers un niveau inférieur i dans un atome (ou ion) X est donnée par la relation suivante¹ :

$$I(j \rightarrow i) = N_j A(j \rightarrow i) h\nu \quad (3.3)$$

où N_j désigne la densité des atomes X dans le niveau supérieur j (en cm^{-3}), $A(j \rightarrow i)$ est la probabilité de transition spontanée de j vers i (en s^{-1}) et $h\nu$ est l'énergie du photon émis lors de la transition (en eV).

Nous nous intéressons ici au rapport $R(n_e)$ qui est défini par l'équation (3.1) et rappelé ci-dessous

$$R(n_e) = \frac{I(2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0)}{I(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0) + I(2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0)} \quad (3.4)$$

1. Mentionnons que l'équation est valable dans le cas où le plasma est optiquement mince, ce qui signifie que le transfert radiatif est négligeable.

L'expression de ce rapport devient après avoir appliqué l'équation (3.3)

$$R(n_e) = \frac{N_2 A_{21} h\nu_z}{N_4 A_{41} h\nu_y + N_5 A_{51} h\nu_x} = \frac{N_2 A_{21}}{(N_4 A_{41} + N_5 A_{51})} \times \frac{h\nu_z}{h\nu_y} \quad (3.5)$$

en utilisant le fait que $h\nu_y$ est quasi égal à $h\nu_x$.

Il sera utile de faire intervenir des rapports de branchement² qui permettent de prendre en compte la proportion de la population d'un niveau excité qui va effectivement se désexciter vers le niveau fondamental. Pour des ions ayant Z petit, les désexcitations des niveaux ${}^3P_{0,1,2}$ ne se font pas en totalité vers le niveau fondamental, en fait ils se désexcitent préférentiellement vers le niveau 3S_1 (Fig 3.1).

3.3 Cas du plasma photoionisé pur

Dans le cas d'un plasma photoionisé pur, la température électronique est relativement basse, de l'ordre de 10^4 K [11], les processus généralement dominants de peuplement des niveaux excités sont les recombinaisons radiative et diélectronique. Il y a lieu aussi de tenir compte du processus d'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable $2{}^3S_1$ vers les niveaux voisins $2{}^3P_{0,1,2}$, qui nécessite des énergies faibles des électrons de collision. Les niveaux $2{}^3P_{0,1,2}$ sont dépeuplés essentiellement par des transitions radiatives d'intercombinaison (x, y) vers le niveau fondamental $1{}^1S_0$ et par des transitions radiatives optiquement permises vers le niveau métastable $2{}^3S_1$. Ce dernier niveau est dépeuplé radiativement vers le niveau fondamental $1{}^1S_0$ par une transition interdite (de type dipolaire magnétique) appelée z (voir Fig. 3.2). Il peut être aussi dépeuplé collisionnellement vers les trois niveaux $2{}^3P_{0,1,2}$.

2. Par exemple pour la raie y (une raies d'intercombinaison), le rapport de branchement est égale à $\frac{A({}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0)}{A({}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0) + A({}^3P_1 \rightarrow {}^3S_1)}$.

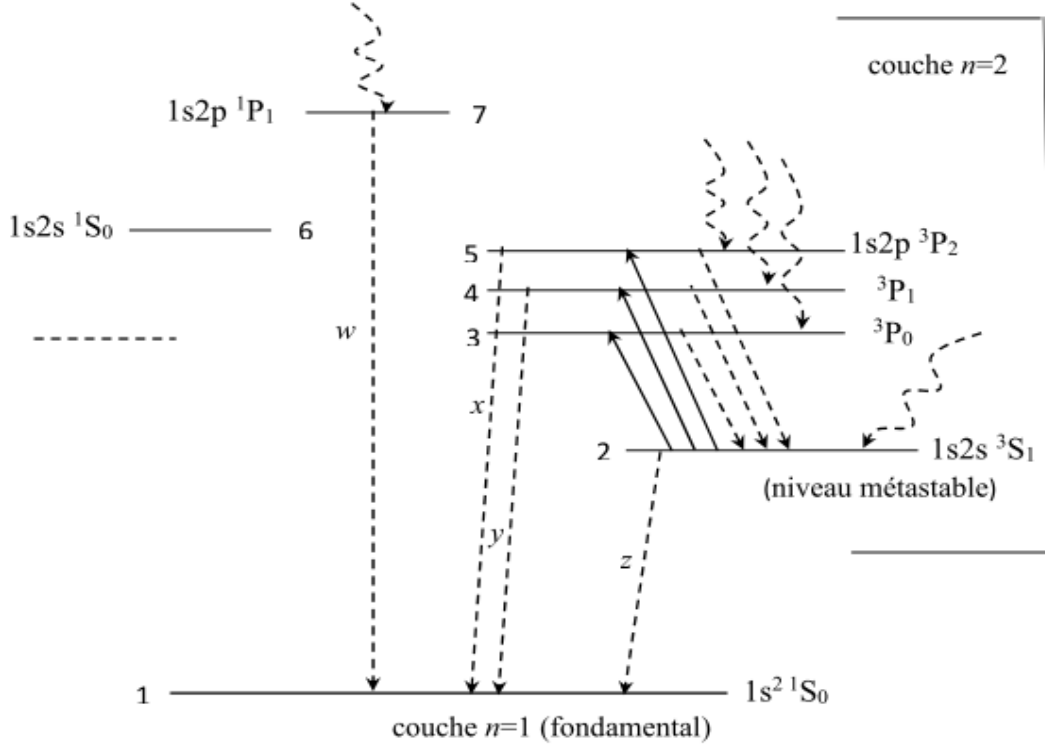


FIGURE 3.2 – Diagramme de Gotrian (cas d'un plasma photoionisé pur) des ions héliumoides limité aux couches $n = 1$ et $n = 2$. Trait en continu : excitation collisionnelle, trait en discontinu : désexcitation radiative, tirets courbés : recombinaisons radiative et diélectronique.

Compte tenu des processus de peuplement et de dépeuplement sus-mentionnés, les quatre équations régissant les populations des niveaux 2 à 5 s'écrivent :

$$N_2 \left(A_{21} + n_e \sum_{i=3}^5 C_{2i} \right) = N_3 A_{32} + N_4 A_{42} + N_5 A_{52} + N_H n_e C_2^r \quad (3.6)$$

$$N_3 A_{32} = N_2 n_e C_{23} + N_H n_e C_3^r \quad (3.7)$$

$$N_4 \left(A_{41} + A_{42} \right) = N_2 n_e C_{24} + N_H n_e C_4^r \quad (3.8)$$

$$N_5 \left(A_{51} + A_{52} \right) = N_2 n_e C_{25} + N_H n_e C_5^r \quad (3.9)$$

où N_H désigne la densité des ions à l'état hydrogénoïde (H-like) présents dans le plasma émissif (en cm^{-3}), n_e la densité électronique (en cm^{-3}), N_i la population du niveau i et C_i^r représente le coefficient de taux de recombinaisons radiative (RR) et diélectronique (RD) (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) vers les niveaux i .

En substituant les trois équations (3.7) à (3.9) dans (3.6), on peut écrire comme équation qui ne contient que N_2 :

$$\begin{aligned} N_2 A_{21} + N_2 n_e (C_{24} + C_{25}) &= N_H n_e C_3^r + \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}} (N_2 n_e C_{24} + N_H n_e C_4^r) \\ &+ \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}} (N_2 n_e C_{25} + N_H n_e C_5^r) + N_H n_e C_2^r \end{aligned} \quad (3.10)$$

Après réarrangement, cette dernière équation devient :

$$\begin{aligned} N_2 A_{21} + N_2 n_e C_{24} \left(1 - \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}}\right) + N_2 n_e C_{25} \left(1 - \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}}\right) \\ = N_H n_e \left(C_2^r + C_3^r + \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}} C_4^r + \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}} C_5^r\right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

On obtient alors comme expression pour la population N_2 :

$$N_2 = \frac{N_H n_e (C_2^r + C_3^r + \beta_{42} C_4^r + \beta_{52} C_5^r)}{A_{21} + n_e (\beta_{41} C_{24} + \beta_{51} C_{25})} \quad (3.12)$$

où β_{ij} désigne le rapport de branchement pour la transition radiative $i \rightarrow j$. En remplaçant cette dernière expression dans les équations (3.8) et (3.9), les expressions des populations N_4 et N_5 s'écrivent :

$$N_4 = \frac{N_H n_e (C_4^r + F C_{24})}{A_{41} + A_{42}} \quad (3.13)$$

$$N_5 = \frac{N_H n_e (C_5^r + F C_{25})}{A_{51} + A_{52}} \quad (3.14)$$

où

$$F = \frac{n_e (C_2^r + C_3^r + \beta_{42} C_4^r + \beta_{52} C_5^r)}{A_{21} + n_e (\beta_{41} C_{24} + \beta_{51} C_{25})}$$

En substituant maintenant les expressions des populations N_2 , N_4 et N_5 dans l'équation (3.5), on obtient comme expression finale pour le rapport d'intensité $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité n_e :

$$R(n_e) = \frac{A_{21} (C_2^r + C_3^r + \beta_{42} C_4^r + \beta_{52} C_5^r)}{n_e (\beta_{41} C_{24} + \beta_{51} C_{25}) (C_2^r + C_3^r + C_4^r + C_5^r) + A_{21} (\beta_{41} C_4^r + \beta_{51} C_5^r)} \quad (3.15)$$

Dans la limite des basses densités pour laquelle les taux de transition collisionnelle à partir du niveau métastable 2 vers les niveaux 3, 4 et 5 sont négligeables par rapport aux taux de transition radiative à partir du niveau 2 vers le niveau fondamental 1, le rapport R tend vers R_0 indépendant de n_e et qui est défini par :

$$R(n_e) \longrightarrow R_0 = \frac{C_2^r + C_3^r + \beta_{42}C_4^r + \beta_{52}C_5^r}{\beta_{41}C_4^r + \beta_{51}C_5^r} \quad (3.16)$$

En substituant l'équation (3.16) dans (3.15) on peut réécrire R en fonction de la densité électronique n_e sous la forme :

$$R(n_e) = \frac{R_0}{\frac{n_e}{n_{\text{crit}}} + 1} \quad (3.17)$$

où n_{crit} désigne une densité critique définie par :

$$n_{\text{crit}} = \frac{A_{21}(\beta_{41}C_4^r + \beta_{51}C_5^r)}{(\beta_{41}C_{24} + \beta_{51}C_{25})(C_2^r + C_3^r + C_4^r + C_5^r)}$$

3.3.1 Données atomiques

Nous présentons dans les tableaux suivants toutes les données atomiques concernant l'ion O^{6+} , et qui sont nécessaires au calcul du rapport R en fonction de n_e . Ainsi, dans le tableau 3.1 nous donnons les valeurs des probabilités de transition radiative entre les niveaux. Ces valeurs ont été prises de la référence Porquet et Dubau (2000) [12]. Nous précisons également dans ce tableau les valeurs des rapports de branchement, qui sont déduites des valeurs des probabilités radiatives.

Transitions	Probabilité	Rapport de branchement
$i \rightarrow j$	A_{ij} (s ⁻¹)	β_{ij}
$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.060 [3]	/
$2^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	7.818 [7]	/
$2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	4.447 [8]	0.840
$2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	7.956 [7]	0.150
$2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	3.330 [5]	0.015
$2^3P_2 \rightarrow 1^3S_1$	8.249 [7]	0.996

TABLE 3.1 – Probabilités de transition radiative A_{ij} entre les différents niveaux de l'ion O^{6+} , qui interviennent dans le calcul du rapport R . Les rapports de branchement β_{ij} sont également donnés. Notons que $x[y]$ désigne $= x \times 10^y$.

Nous présentons dans le tableau 3.2 les valeurs utilisées des coefficients de taux de recombinaison C_i^r (incluant aussi bien la recombinaison radiative (RR) que diélectronique (RD)) vers les cinq niveaux $i = 2, 3, 4, 5$ et 7 pour diverses températures électroniques comprises entre 9.0×10^4 et 3.6×10^6 K. Ces valeurs ont été prises de la référence Porquet et Dubau (2000) [12].

T_e (K)	C_2^r (cm ³ /s)	C_3^r (cm ³ /s)	C_4^r (cm ³ /s)	C_5^r (cm ³ /s)
9.0 [4]	1.576 [-12]	4.500 [-13]	1.347 [-12]	2.245 [-12]
1.8 [5]	1.040 [-12]	2.694 [-13]	8.070 [-13]	1.347 [-12]
3.6 [5]	6.610 [-13]	1.545 [-13]	4.630 [-13]	7.730 [-13]
9.0 [5]	3.495 [-13]	6.959 [-14]	2.079 [-13]	3.475 [-13]
1.8 [6]	2.420 [-13]	4.399 [-14]	1.286 [-13]	2.032 [-13]
3.6 [6]	1.969 [-13]	3.829 [-14]	1.077 [-13]	1.490 [-13]

TABLE 3.2 – Coefficients de taux de recombinaison C_i^r vers les quatre niveaux $i = 2, 3, 4$ et 5 de l'ion O^{6+} pour diverses températures électroniques T_e . Ces coefficients ont été obtenus en additionnant ceux de recombinaison radiative (RR) et ceux de recombinaison diélectronique (RD). Notons que $x[y]$ désigne $= x \times 10^y$.

Dans le tableau 3.3 nous donnons les valeurs des coefficients de taux d'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable $2\ ^3S_1$, noté 2, vers les trois niveaux supérieurs $2\ ^3P_{0,1,2}$, notés 3, 4 et 5, respectivement, pour toutes les températures électroniques considérées dans le tableau précédent 3.2. Ces données ont été calculées à partir des coefficients de paramétrisation ³ trouvées dans l'article de S. J. Goett et *al.* (1980) [13].

3. S. J. Goett et ses collaborateurs ont, à partir de leurs études [13], suggéré une paramétrisation de la force de collision sous la forme générale suivante :

$$\Omega(i \rightarrow j) = \frac{1}{(Z - \alpha)^2} \left(C_0 + \frac{C_1}{(a + \varepsilon)^r} + \frac{C_2}{(a + \varepsilon)^{r+1}} + \frac{5}{3} Z^2 S \ln \varepsilon \right) \quad (3.18)$$

où Z est le numéro atomique, S la force de raie de la transition, ε est l'énergie de l'électron incident relative au seuil d'excitation, r , a , C_0 , C_1 et C_2 sont des paramètres de "fitting" dont les valeurs pour les diverses transitions sont tabulées dans l'article [13].

T_e (K)	9.0 [4]	1.8 [5]	3.6 [5]	9.0 [5]	1.8 [6]	3.6 [6]
C_{23} (cm ³ /s)	3.16 [-9]	3.81 [-9]	3.65 [-9]	3.00 [-9]	2.47 [-9]	2.02 [-9]
C_{24} (cm ³ /s)	9.52 [-9]	1.15 [-8]	1.10 [-8]	8.97 [-9]	7.42 [-9]	6.07 [-9]
C_{25} (cm ³ /s)	1.56 [-8]	1.89 [-8]	1.81 [-8]	1.48 [-8]	1.23 [-8]	1.00 [-8]

TABLE 3.3 – Coefficients de taux d’excitation collisionnelle C_{ij} à partir du niveau $i = 2$ vers les niveaux $j = 3, 4, 5$ pour plusieurs valeurs de la température électronique T_e appropriées pour l’ion O^{6+} . Notons que $x[y]$ désigne $= x \times 10^y$.

3.3.2 Résultats et discussion

En utilisant toutes les données atomiques contenues dans les tableaux 3.1 à 3.3, nous avons calculé, à partir de la formule 3.15, le rapport d’intensité des raies interdite z et d’intercombinaison (x, y) , $R = z/(x + y)$, en fonction de la densité électronique n_e variant dans un large domaine.

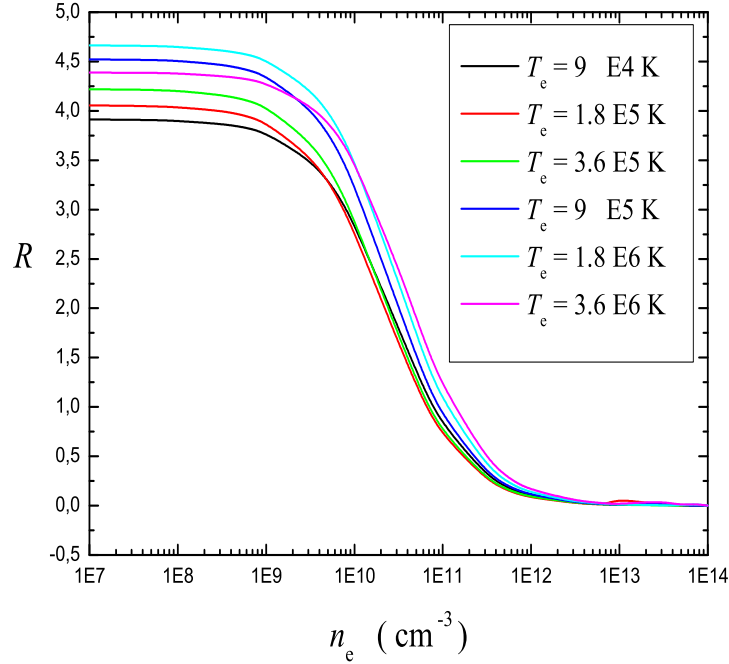


FIGURE 3.3 – Rapport d’intensité $R = z/(x+y)$ en fonction de la densité électronique entre 10^7 et 10^{14} cm⁻³ dans le cas d’un plasma photoionisé pur. Les courbes sont données pour plusieurs valeurs de température T_e .

Dans la limite des basses densités électroniques n_e , tous les niveaux excités sont peuplés essentiellement par recombinaison radiative et diélectronique directement ou par cascades radiatives venant des niveaux supérieurs (voir la figure 3.2). Dans cette limite les processus d'excitation collisionnelle ne jouent pratiquement aucun rôle. Les intensités relatives des raies sont alors indépendantes de la densité. Le rapport R prend une valeur constante R_0 qui dépend de la température T_e . Par exemple, à $T_e = 1.8 \times 10^5$ K nous trouvons $R_0 = 4.05$. Lorsque la densité n_e augmente, les niveaux commencent à se dépeupler par collisions vers des niveaux proches. Le niveau $1s2s^3S_1$ (qui est métastable) est, de loin, le premier à se dépeupler collisionnellement. Il se dépeuple principalement vers les niveaux $1s2p^3P_{0,1,2}$ par excitation collisionnelle. Il en résulte de cette situation que l'intensité de la raie interdite z décroît tandis que celles des raies d'intercombinaison x et y augmentent, impliquant une diminution du rapport R au-dessous de sa valeur à faible densité R_0 . Pour $T_e = 1.8 \times 10^5$ K, nous remarquons à partir de la figure 3.3 que R décroît rapidement de 3.5 à 0.12 lorsque la densité croît de 3×10^9 à 7×10^{11} cm $^{-3}$. Aux densités électroniques assez élevées, le rapport R tend vers zéro (la raie interdite z disparaît puisque son niveau supérieur ne se dépeuple pratiquement que par collisions, la densité étant largement supérieure à la densité critique).

Dans la même figure nous remarquons une augmentation plus ou moins significative du rapport R avec la température électronique T_e . Toutefois, au delà d'une certaine valeur de la température, on peut s'attendre à ce que le rapport R diminue. Mais il ne faut perdre de vue qu'aux températures assez élevées le caractère photoionisé pur du plasma n'est plus valable puisque l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental prend de l'importance. Cette diminution du rapport R lorsque T_e devient assez élevée peut être observée pour la température la plus élevée $T_e = 3.6 \times 10^6$ K. Nous mentionnons que nos résultats présentés dans la figure sont en parfait accord avec ceux publiés par D. Porquet et al. (2010) [10].

Dans la figure 3.4 nous mettons en exergue le domaine de densité, pour lequel le rapport R est très sensible à n_e et ceci pour différents ions héliumoides de numéro atomique compris entre 6 (C^{4+}) et 14 (Si^{12+}). Nous précisons aussi dans la figure 3.4 le domaine de température électronique pour lequel le modèle de plasma "purement photoionisé" est valable. Ce domaine de température correspond à approximativement $10^4 - 10^5$ K. Lorsque la température devient assez élevée on doit considérer l'autre modèle de plasma qui est le modèle mixtes où le processus d'ionisation collisionnelle entre en compétition avec la photoionisation et où l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental joue un rôle important dans le peuplement des niveaux excités.

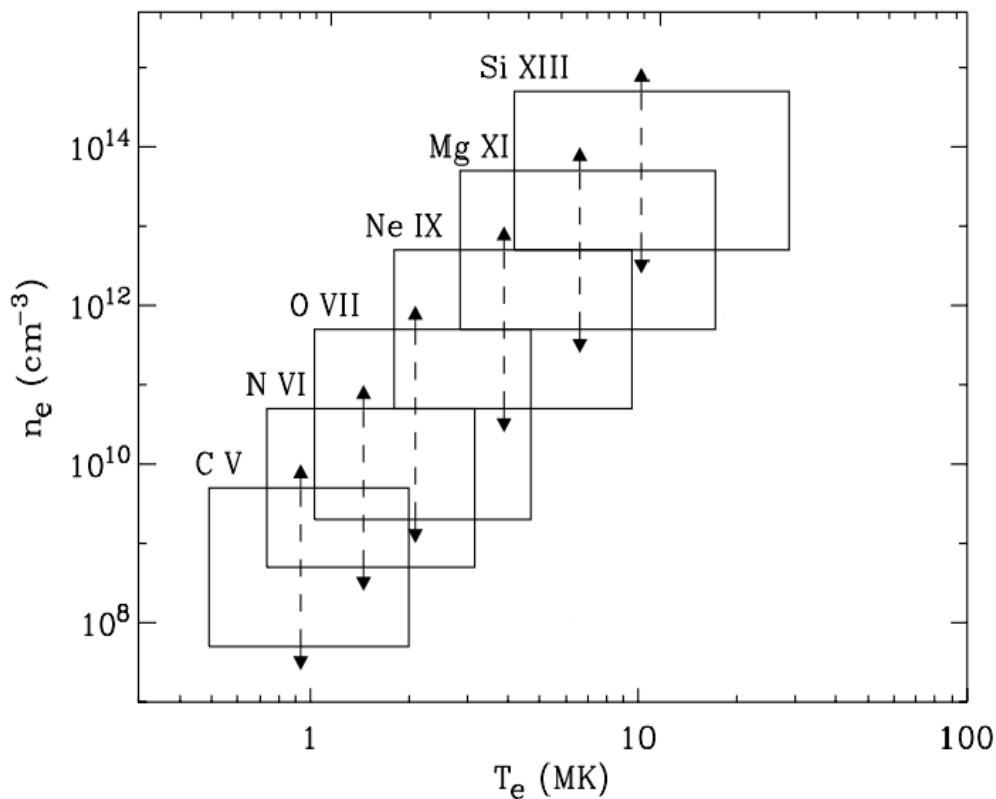


FIGURE 3.4 – Pour chaque ion considéré est rapporté sur le domaine de densité pour lequel le rapport R est très sensible à la densité et sur le domaine de température où le plasma peut être considéré comme purement photoionisé. Au-delà (à plus forte température), le plasma est "mixtes" pour de petites valeurs du rapport d'abondance N_H/N_{He} et photoionisé pour les valeurs de N_H/N_{He} très élevées [8].

3.4 Cas des plasmas mixtes

Nous introduisons le paramètre ρ_{ion} qui représente le rapport des abondances relatives des ions hydrogénoïdes (H-like) sur les ions héliumoïdes (He-like) qui sont très majoritairement dans leur état fondamental. Par exemple, pour l'oxygène, cela correspond au rapport des populations des niveaux fondamentaux O^{7+}/O^{6+} . Une forte valeur de ρ_{ion} signifie que le nombre d'ions hydrogénoïdes est très supérieur à celui des ions héliumoïdes. Par conséquent, il y aura largement plus de recombinaisons radiative⁴ et diélectronique (H-like \rightarrow He-like) que d'excitations collisionnelles venant du niveau fondamental de l'ion héliumoïde vers les niveau excités de la couche $n = 2$ de ce même ion. L'importance des processus de recombinaison (radiative et diélectronique) est proportionnelle à ρ_{ion} .

Dans les plasmas hybrides la température électronique étant assez élevée de l'ordre de 10^6 K, il y a lieu d'inclure comme processus de peuplement des niveaux excités les excitations collisionnelles à partir du niveau fondamental 1^1S_0 , noté 1, vers les niveaux supérieurs, noté 2, 3, 4 et 5 (voir figure 3.1).

En tenant compte de tous les processus de peuplement et de dépeuplement susmentionnés, les cinq équations régissant les populations des niveaux 2 à 5 s'écrivent comme :

$$N_2 \left(A_{21} + n_e \sum_{i=3}^5 C_{2i} \right) = N_1 n_e C_{12} + N_3 A_{32} + N_4 A_{42} + N_5 A_{52} + N_H N_e C_2^r \quad (3.19)$$

$$N_3 A_{32} = N_1 n_e C_{13} + N_2 n_e C_{23} + N_H n_e C_3^r \quad (3.20)$$

$$N_4 \left(A_{41} + A_{42} \right) = N_1 n_e C_{14} + N_2 n_e C_{24} + N_H n_e C_4^r \quad (3.21)$$

$$N_5 \left(A_{51} + A_{52} \right) = N_1 n_e C_{15} + N_2 n_e C_{25} + N_H n_e C_5^r \quad (3.22)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_{He} \quad (3.23)$$

où N_{He} désigne la densité des ions héliumoïdes dans tous ses états, présents dans le plasma émissif (en cm^{-3}).

4. Ceci est toujours vrai lorsque la température n'est pas trop élevée (Fig 3.4), dans ce cas, quel que soit la valeur de ρ_{ion} , les raies sont formées par recombinaison radiative.

Par contraste avec le cas d'un plasma photoionisé pur, il est ici extrêmement difficile d'obtenir une expression analytique des populations des niveaux excités. Nous avons été amené à résoudre ce système d'équations en utilisant le logiciel *Mathematica*. Ce logiciel nous a permis de calculer directement le rapport d'intensité R en fournissant diverses valeurs de la densité électronique n_e et en considérant pour chaque température T_e choisie différentes valeurs du paramètre $\rho_{\text{ion}} = N_H/N_{He}$ qui sont 0.1, 1 et 10.

3.4.1 Données atomiques

En plus des données atomiques déjà exposées auparavant, nous avons besoin de connaître dans le cas des plasmas mixtes les coefficients de taux d'excitation à partir du niveau fondamental. Pour calculer ces coefficients de taux d'excitation C_{1i} , nous avons appliqué la formule (1.15) tout en utilisant les valeurs des forces de collision données dans l'article de D. H. Sampson et *al.* [14]. Notamment lors de l'intégration numérique par rapport à l'énergie. Plusieurs valeurs de la température électronique ont été considérées. Les résultats obtenus pour l'ion O^{+6} sont consignés dans le tableau suivant :

T_e (K)	9.0 [4]	1.8 [5]	3.6 [5]	9.0 [5]	1.8 [6]	3.6 [6]
C_{12} (cm ³ /s)	4.49 [-42]	1.60 [-26]	7.90 [-19]	2.39 [-14]	5.69 [-13]	2.08 [-12]
C_{13} (cm ³ /s)	5.63 [-43]	6.10 [-27]	3.80 [-19]	1.30 [-15]	3.15 [-13]	1.13 [-12]
C_{14} (cm ³ /s)	1.69 [-42]	1.83 [-26]	1.14 [-18]	3.91 [-14]	9.46 [-13]	3.40 [-12]
C_{15} (cm ³ /s)	2.81 [-42]	3.05 [-26]	1.90 [-18]	6.51 [-14]	1.57 [-12]	5.66 [-12]

TABLE 3.4 – Coefficients de taux d'excitation collisionnelle C_{ij} à partir du niveau fondamental $i = 1$ vers les niveaux $j = 2, 3, 4, 5$ pour plusieurs valeurs de la température électronique T_e . Notons que $x[y]$ désigne $= x \times 10^y$.

3.4.2 Résultats et discussions

Nos résultats numériques sont présentés dans la figure 3.5. Toutes ces figures montrent les variations du rapport d'intensité $R = z/(x+y)$ en fonction de la densité électronique n_e et pour trois valeurs de la température électronique $T_e = 9 \times 10^5$ K, $T_e = 1.8 \times 10^6$ K et $T_e = 3.6 \times 10^6$ K.

Il peut être clairement constaté à partir de la figure 3.5 que dans le cas du plasma "hybride" pour ρ_{ion} petit, ce qui signifie que l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ est dominante, la valeur du rapport R à faible densité est plus basse que dans le cas où ρ_{ion} est grand (cas "purement photoionisé"). Nous voyons que comme dans le cas d'un plasma "purement photoionisé", R change rapidement sur approximativement deux décades de densité autour de la densité critique. Par conséquent, la mesure de R peut servir d'indicateur de la densité d'électrons. Dans ce domaine étroit de variation rapide de R , il y a une inversion d'intensité entre la raie interdite z et la raie d'intercombinaison (x, y) puisque R devient inférieur à 1. En dessous de ce domaine de densité (z intense, et valeur de R quasi-constante), R donne une limite supérieure à la valeur de la densité du plasma produisant l'ion héliumoïde observé. Au-delà de ce domaine (forte densité, R tendant vers zéro), R donne une limite inférieure (la raie interdite z a disparu puisque la densité est largement supérieure à la densité critique).

Nous signalons enfin que dans la figure 3.5 lorsque $T_e = 3.6 \times 10^6$ K, une quatrième valeur très élevée (égale à 10^4) de ρ_{ion} a été considérée afin de mieux illustrer la différence entre les deux types de plasma, "hybride" et "photoionisé pur" (voir Fig 3.4). Pour mieux faire apparaître l'effet, qui intervient dans le plasma hybride, de l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental sur le rapport R , nous avons reporté dans la figure 3.6 le spectre synthétique des quatre raies $1s2l \rightarrow 1s^2$ de l'ion O^{6+} dans les deux cas de plasma, "hybride" et "photoionisé pur", pour diverses valeurs de la densité n_e pour lesquelles R est sensible. Ce spectre synthétique a été calculé par Porquet et *al.* (2010) [10].

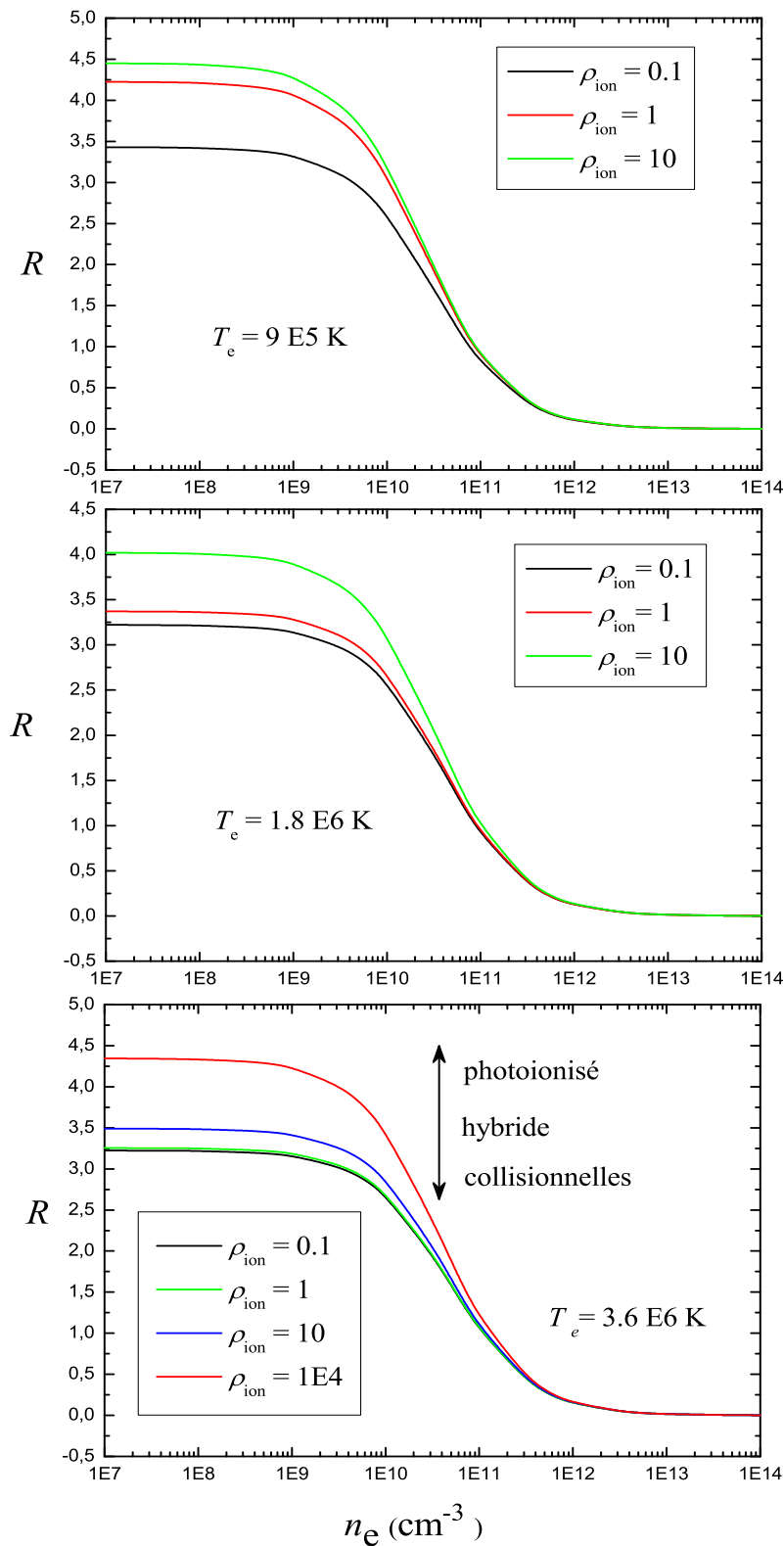


FIGURE 3.5 – Rapport d'intensité $R = z/(x+y)$ en fonction de la densité électronique n_e dans le cas d'un plasma hybride. Les courbes de R sont données pour plusieurs valeurs de ρ_{ion} , et ceci pour les trois valeurs de la température $T_e = 9 \times 10^5$ K, $T_e = 1.8 \times 10^6$ K et $T_e = 3.6 \times 10^6$ K.

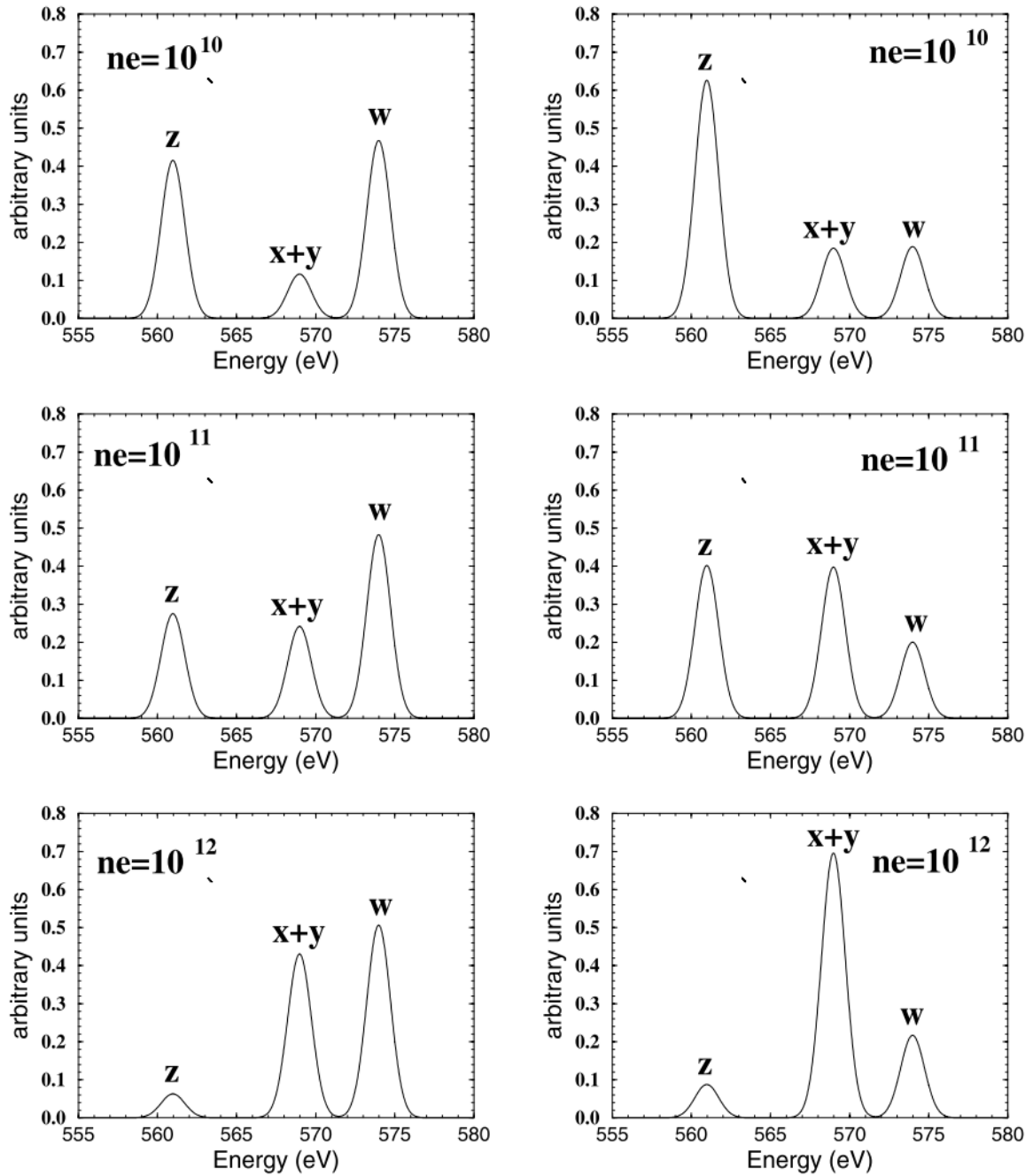


FIGURE 3.6 – Spectre synthétique pour les raies interdite z , d'intercombinaison ($x+y$), de résonance w de l'ion O^{6+} . *A gauche* : "plasma hybride". *A droite* : plasma purement photoionisé.

Bibliographie

- [1] A. H. Gabriel et C. Jordan, *Mon. Not. R. Astron. Soc*, **145**, 241, 1969.
- [2] A. H. Gabriel et C. Jordan, *Astrophysical Journal*, **186**, 327, 1973.
- [3] Z. Bedrane, M. K. Inal and S. Fritzsche, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, **42**, 055701, 2009.
- [4] A. K. Ferouani, M. K. Inal and G. Csanak, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, **A6**, 085701, 2013.
- [5] F. Wang, B. Han, D. Salzmann and G. Zhao, *Physics of Plasmas*, **24**, 041403, 2017.
- [6] A. K. Pradhan, *Astrophysical Journal*, **288**, 824, 1985.
- [7] D .A. Liedahl, in X-ray spectroscopy in Astrophysics, EADN School proceeding, J. V. Paradijs, J. A. M. Bleeker (Eds.), 1997.
- [8] D. Porquet, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 1999.
- [9] D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin, M. Mouchet, *Astron. Astrophys.*, **314**, 58, 1999.
- [10] D. Porquet, J. Dubau and N. Grosso, *Space. Sci. Rev.*, **157**, 103, 2010.
- [11] A. K. Ferouani and M. K. Inal, *Revue des Sciences Fondamentales et Appliquées*, **1**, 1, 2009.
- [12] D. Porquet et J. Dubau, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143**, 495, 2000.
- [13] S. J. Goett, R. E. H. Clark, D. H. Sampson, *Atomic data and Nuclear data Tables*, **25**, 185, 1980.
- [14] D. H. Sampson, A. D. Parks and R. E. Clark, *Physical Review A*, **15**, 1619, 1978.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié la sensibilité en densité d'électrons du rapport d'intensité de trois raies émises dans le domaine des rayons X par des ions héliumoïdes multichargés présents dans des plasmas photoionisés. Le but de cette étude est son application future aux diagnostics en densité d'électrons de certains milieux existant dans des noyaux actifs de galaxies. Comme ions héliumoïdes (He-like) multichargés, nous avons choisi d'oxygène O^{6+} . Les trois raies qui ont été considérées sont, d'une part la raie interdite z ($1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$), et d'autre part les raies d'intercombinaison x, y ($1s2p^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2^1S_0$, respectivement). Ces raies peuvent être très intenses pour tous les types de plasmas, "purement photoionisés" ou "partiellement photoionisés", ceci dans un certain domaine assez large de densité et de température électroniques. Pour cela, nous avons calculé le rapport d'intensité $R(n_e) = z/(x + y)$ en deux cas qui sont les suivantes :

1. Plasmas purement photoionisés :

Nous avons pris en compte les principaux processus atomiques de peuplement des niveaux supérieurs des trois raies. Parmi ces processus, il y a les recombinaisons radiative et diélectronique à partir des ions hydrogénoïdes (H-like) qui dominant de peuplement des niveaux excités aux basses températures électronique. Il y a lieu aussi de tenir compte du processus d'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable 2^3S_1 vers les niveaux voisins $2^3P_{0,1,2}$, qui nécessite des énergies faibles des électrons de collision.

2. Plasmas partiellement photoionisés (hybrides) :

Nos calculs ont été étendus au cas des plasmas mixtes (hybrides) caractérisés par des températures assez élevées, pour lesquels le processus d'excitation des ions par impact d'électrons à partir de leur niveau fondamental $1s^2$ contribue de façon significative à l'intensité des raies.

Les populations des niveaux supérieurs des raies ont été évaluées dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif. Mentionnons que nous avons sélectionné dans la littérature les meilleures données atomiques qui sont nécessaires au calcul du rapport $R(n_e)$.

Les résultats que nous avons obtenus ont montré que, le rapport d'intensité $R(n_e)$, à la température électronique basse de 9×10^4 K, diminue rapidement de 3.8 à 0.82 lorsque la densité des électrons augmente dans l'intervalle $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Ceci montre donc la forte sensibilité du rapport d'intensité R relativement à la densité d'électrons. Bien entendu, nous avons effectué les calculs de R pour plusieurs valeurs de la température électronique, dont certaines sont tellement élevées qu'elles correspondent à des plasmas "hybrides". Dans ce cas, nous avons pris diverses valeurs du rapport des abondances (ρ_{ion}) relatives des ions hydrogénoïdes sur les ions héliumoïdes. Mentionnons que nous avons obtenu des résultats presque identiques à ceux qui ont été publiés par Porquet et *al.* (2010).

Annexe

TABLE 3.5 – Règle de sélection des probabilités de transition radiatives pour les différents types.

Type de la transition	Dipôle		Quadrupôle	
	Electrique (E1)	Magnétique (M1)	Electrique (E2)	Magnétique (M2)
Configuration τ	$\Delta\tau \neq 0$	$\Delta\tau = 0$	$\Delta\tau = 0$	$\Delta\tau \neq 0$
Parité π	changement de π	pas changement de π	pas de changement de π	changement de π
l	$\Delta l = \pm 1$	$\Delta l = 0$	$\Delta l = 0, \pm 2$	$\Delta l = \pm 1$
S	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0, \pm 1$
L	$\Delta L = 0, \pm 1$	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$	Si $\Delta S = 0, \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ Si $\Delta S = \pm 1, \Delta L = 0, \pm 1$ (0 ↔ 0)
J	$\Delta J = 0, \pm 1$ (0 ↔ 0)	$\Delta J = 0, \pm 1$ (0 ↔ 0)	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ (0 ↔ 0, 0 ↔ 1) (1/2 ↔ 1/2)	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ (0 ↔ 0, 0 ↔ 1) (1/2 ↔ 1/2)
M	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$

n : nombre quantique principal ($n = 1$: couche K, $n = 2$: couche L, ...)

l : moment angulaire orbital ($0 \leq l \leq n - 1$; $l = 0$: électron s , $l = 1$: électron p)

s : spin

j : nombre quantique interne, moment cinétique.

Un niveau est représenté par la notation suivante : $^{2S+1}L_J$

où $\|l_1 - l_2\| \leq L \leq l_1 + l_2$

S : spin total

J : moment angulaire total, $\|L - S\| \leq J \leq L + S$

Remarque : $^{2S+1}L_J$ est appelé niveau.