

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abou-bekr Belkaïd - Tlemcen

**Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de Physique Théorique**

Mémoire

présenté en vue de l'obtention du diplôme de

Magister en Physique

Spécialité : Physique des Plasmas

par

Ferouani A. Karim

**Sujet : Diagnostics en densité des plasmas photoionisés basés sur les raies X
des ions héliumoïdes Ne^{8+} . Application aux noyaux actifs de galaxies.**

Soutenu le 1 Juillet 2006 devant la commission d'examen :

B. LIANI

M.K. INAL

B. BOUHAFS

M. LEMERINI

A. SARI

Professeur (U.A.B. Tlemcen)

Professeur (U.A.B. Tlemcen)

Maître de Conférences (U.A.B. Tlemcen)

Maître de Conférences (U.A.B. Tlemcen)

Docteur (U.A.B. Tlemcen)

Président du Jury

Directeur de Mémoire

Examineur

Examineur

Examineur

Remerciements

Le travail présenté dans ce Mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique Théorique, (LPT) de l'Université Abou-Bekr Belkaïd de Tlemcen sous la direction de Monsieur Mokhtar Kemal INAL, Professeur à l'Université de Tlemcen, que je remercie vivement pour ses conseils précieux et sa disponibilité, je lui en serais sans cesse reconnaissant.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Bachir LIANI, Professeur 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 tiens à remercier chaleureusement Messieurs Benamar BOUHAFS, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, Mostefa LEMERINI, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, et Abdelhamid SARI, Chargé de Cours à l'Université de Tlemcen, qui ont bien voulu examiner ce travail malgré leurs nombreuses occupations.

Je tiens à remercier également Mademoiselle Fouzia OULD KADDOUR, Professeur à l'Université de Tlemcen et Directrice du LPT, 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 de Physique Théorique et à tous mes amis, en particulier L. Nadir et sa fille Inès Hassiba.

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

Résumé

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, d'études intensives et minutieuses par les astrophysiciens. Les raies d'émission à partir de ces plasmas sont formées principalement par les processus de recombinaisons radiative et diélectronique. Nous nous sommes intéressés 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 tels 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-mous. Nous avons calculé plus précisément la dépendance en densité d'électrons du rapport d'intensité des raies interdite notée z ($1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) et d'intercombinaison notées x, y ($1s2p \ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$, respectivement) émises par les ions héliumoïdes de néon Ne^{8+} et d'oxygène O^{6+} dans un plasma purement photoionisé froid. La dépendance de ce rapport d'intensité vis à vis de la densité d'électrons provient du caractère métastable du premier niveau excité $1s2s \ ^3S_1$ qui se désexcite radiativement vers le niveau fondamental avec une probabilité tellement faible que des transferts de population peuvent se produire par collisions vers les niveaux supérieurs voisins $1s2p \ ^3P_{0,1,2}$. Nos calculs ont été étendus au cas des plasmas mixtes (partiellement photoionisés) 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 résultats que nous avons obtenus montrent que, dans le cas du néon Ne^{8+} dans un plasma photoionisé pur à la température électronique de 2.8×10^5 K, le rapport d'intensité des raies considérées peut chuter considérablement de ~ 2.6 à 0.13 lorsque la densité des électrons augmente de 10^{11} à 10^{13} cm^{-3} . Pour O^{6+} nous avons trouvé que le rapport d'intensité à la température électronique de 9×10^4 K décroît rapidement de 3.8 à 0.82 lorsque la densité des électrons augmente de 10^9 à 10^{11} cm^{-3} . Nos calculs ont été appliqués aux diagnostics des "Warm Absorber" (WA) présents dans des noyaux actifs de galaxies en vue de déduire la densité des électrons. Concernant les données atomiques requises pour les calculs du rapport d'intensité des raies, notamment les probabilités de transition radiative, les coefficients de taux de recombinaisons radiative et diélectronique ainsi que ceux d'excitation collisionnelle, elles ont été pour la plupart prises de la référence Porquet et Dubau (2000).

Mots clés

Plasmas astrophysiques, ions fortement chargés, raies d'émission X, photoionisation, recombinaison radiative et diélectronique, excitation collisionnelle, diagnostic en densité électronique.

Liste des Abréviations et des Symboles utilisés

- C_{ij} coefficient de taux d'excitation collisionnelle ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$).
- C_{ji} coefficient de taux de déexcitation collisionnelle ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$).
- Υ_{ij} force de collision effective de la transition $i \rightarrow j$.
- ε_i énergie de l'électron incident.
- A_{ij} probabilité de transition radiative $i \rightarrow j$.
- N_e densité électronique (cm^{-3}).
- N_H densité des ions hydrogénéoïdes présents dans le plasma émissif (cm^{-3}).
- N_{He} densité des ions héliumoïdes présents dans le plasma émissif (cm^{-3}).
- β_{ij} rapport de branchement.
- T_e température électronique (K).
- ξ paramètre d'ionisation.
- c vitesse de la lumière, $c = 2.997 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$.
- a_0 rayon de Bohr, $a_0 = 5.291 \times 10^{-9} \text{ cm}$.
- g_i poids statistique du niveau d'énergie noté i .
- k constante de Boltzmann, $k = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$.
- L Luminosité bolométrique, erg s^{-1} .
- R, r rayons.
- e charge de l'électron, $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$.
- \hbar constante de Planck, $\hbar = 1.054 \times 10^{-27} \text{ erg s}$.

Table des matières

1	Introduction Générale	2
2	Processus atomiques dans les plasmas	6
	Processus atomiques dans les plasmas	6
2.1	Introduction	7
2.2	Modèles d'équilibre	7
2.2.1	Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)	7
2.2.2	Modèle coronal (CM)	8
2.2.3	Modèle collisionnel-radiatif (CR)	9
2.3	Processus élémentaires d'émission dans les plasmas	9
2.3.1	Excitation et désexcitation collisionnelles	13
2.3.2	La désexcitation radiative spontanée	15
2.3.3	L'ionisation et la recombinaison	16
2.3.4	La photoionisation et la recombinaison radiative	17
2.3.5	La recombinaison diélectronique et autoionisation	20
2.3.6	Les processus intervenant dans la formation du continu	20
2.4	L'équilibre d'ionisation	21
2.5	L'équilibre thermique radiatif	21
3	Les noyaux actifs de galaxies	23
3.1	Introduction	23
	Introduction	24
3.2	Les différentes classes de NAGs	24
3.2.1	Les galaxies Radio-Quiet	28
3.2.2	Les galaxies et les NAGs Radio-Loud	29
3.3	Warm Absorber (WA) dans les NAGs	29
4	Processus d'ionisation de plasmas	32
4.1	Introduction	32
	Introduction	32
4.2	Les Modèles de plasmas pour le Warm Absorber	32
4.2.1	Les modèles photoionisés	34
4.2.2	Les plasmas mixtes	34
5	Diagnostic en densité des plasmas photoionisés	37
5.1	Introduction	37
	Introduction	37
5.2	Intensité d'une raie spectrale d'émission	40

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	1
5.3 Cas du plasma photoionisé pur	40
5.3.1 Données atomiques	43
5.3.2 Résultats et discussion	46
5.4 Cas des plasmas mixtes (hybrides)	49
5.4.1 Données atomiques	51
5.4.2 Résultats et discussions	52
6 Conclusion générale	58

Chapitre 1

Introduction Générale

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe "physique atomique des plasmas" du Laboratoire de Physique Théorique (LPT). Il est consacré aux diagnostics en densité d'électrons des plasmas photoionisés, qui sont basés sur des raies d'émission X des ions héliumoïdes Ne^{8+} et O^{6+} , avec une application aux Warm Absorber (WA) dans les noyaux actifs de galaxies.

Les atomes et les molécules sont composés de noyaux et d'électrons. Les électrons portent une charge négative (-1.6×10^{-19} C). Les ions, qui sont obtenus en retirant des électrons aux atomes ou aux molécules, portent des charges positives. Un système contenant un grand nombre de telles particules chargées (électrons et ions) constitue un plasma. Presque toute la matière de l'Univers est composée de plasma. Le milieu interstellaire est un plasma de basse température et de basse densité, alors que l'intérieur des étoiles est composé de plasmas extrêmement chauds et denses. Des plasmas dans des conditions différentes peuvent exister à l'intérieur d'une même étoile. Le centre du soleil, par exemple, est à une température de 10^7 K, alors que sa surface est à 6000 K. La Terre, qui est solide et son atmosphère qui, l'ionosphère mise à part, n'est pas ionisée, font exception en ce sens qu'elles ne sont pas composées de plasmas.

Les plasmas peuvent être produits de manière artificielle en laboratoire à l'aide d'une décharge électrique. Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué à un gaz ordinaire, les particules chargées qui le composent sont accélérées. Les particules chargées accélérées de haute énergie entrent en collision avec des atomes ou des molécules et ainsi ionisent ces particules neutres en leur retirant des électrons. Les processus d'ionisation se produisent comme une avalanche.

Les lasers peuvent être utilisés pour produire des plasmas. Le faisceau laser est alors concentré sur un matériau cible. Ces plasmas ont été utilisés à partir des années soixante pour obtenir des données de physique atomique. Par exemple, les spectres de rayons X obtenus à partir de plasmas produits par laser ont permis d'identifier des transitions du fer hautement ionisé observées dans les spectres solaires fournis par des satellites. Bien que de telles expériences permettent d'identifier quels ions de quels éléments sont présents dans les plasmas astrophysiques, elles ne peuvent fournir que des informations limitées à propos des conditions du plasma, de l'effet du plasma sur les ions (très prononcé dans les plasmas denses), et du flux de rayonnement à travers

le plasma. Tous ces facteurs sont cruciaux pour une bonne compréhension des objets astrophysiques comme le Soleil, les galaxies, les étoiles et les sources cosmiques de rayonnement X par exemple. Avec les progrès effectués dans le domaine des lasers, il est possible de produire des plasmas de plus en plus chauds et de plus en plus denses.

Les plasmas sont donc d'une importance cruciale pour l'astrophysique comme pour la production en laboratoire de sources X. Ils sont également d'un grand intérêt pour les théoriciens car ils sont un exemple de système coulombien fortement couplé.

Il convient de mentionner qu'il est possible de produire des plasmas sans décharge électrique. Un plasma peut être obtenu en augmentant la température d'un gaz neutre. Dans ces circonstances, l'énergie thermique des particules est utilisée pour provoquer l'ionisation. Etant donné que l'énergie de liaison d'un électron est de l'ordre de l'électron-volt, la température correspondante doit dépasser 10^4 ou 10^5 K.

Les principales méthodes de diagnostic des plasmas 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 (ions), leur répartition et leurs niveaux d'énergie. De plus, les intensités relatives de certaines raies émises par les ions du plasma fournissent de précieux renseignements sur les conditions physiques (densité et température électronique, état d'ionisation,...) qui règnent dans le plasma rayonnant. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvient.

Les plasmas astrophysiques émettant dans le domaine des rayons X existent dans une variété extrêmement large de conditions physiques, allant des plasmas chauds ($10^7 - 10^8$ K) et raréfiés (10^{-3} cm^{-3}) rencontrés dans le milieu inter-amas au sein des amas de galaxies jusqu'aux plasmas relativement froids ($10^4 - 10^5$ K) et denses ($> 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) rencontrés dans les régions d'accrétion dans les sources binaires X. Du fait des taux élevés de déclin radiatif associés aux transitions X, les plasmas émissifs astrophysiques sont généralement hors équilibre thermodynamique local (LTE), excepté aux très hautes densités telles que celles dans les photosphères des étoiles neutrons et des naines blanches.

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" (WA) qui est un milieu totalement ou partiellement photoionisé localisé dans les régions centrales des Noyaux Actifs de Galaxies et plus particulièrement dans les galaxies de Seyfert 1.

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. Par exemple, la température caractéristique pour l'oxygène héliumöide 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 8×10^4 K seulement.

Dans ce travail de Mémoire, nous nous intéressons au diagnostic en densité d'électrons des plasmas "purement photoionisés" ou "partiellement photoionisés", qui est basé sur le rapport d'intensité de raies appropriées émises par des ions héliumöides 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 ions héliumöides, nous avons choisi deux, celui d'oxygène O^{6+} ($Z = 8$) et celui de néon Ne^{8+} ($Z = 10$). Les raies sélectionnées ont comme longueurs d'onde approximatives 21.9 Å pour O^{6+} et 13.6 Å pour Ne^{8+} , ce qui correspond au domaine X-mou. Nous avons procédé au calcul du rapport $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité électronique dans une large gamme de densité. La dépendance en densité d'électrons du rapport R provient du fait que la durée de vie radiative du niveau excité $2\ ^3S_1$ pour les ions héliumöides de Z petit est assez longue (0.94 ms pour l'oxygène et 0.091 ms pour le néon). Cette durée de vie est suffisamment longue pour permettre une excitation collisionnelle efficace à partir du niveau métastable $2\ ^3S_1$ vers les niveaux voisins $2\ ^3P_{0,1,2}$, et ceci même à des densités d'électrons relativement faibles tels que $10^9 - 10^{10}$ cm $^{-3}$. Nous avons effectué ici des calculs du rapport d'intensité $R(N_e)$ dans deux types (modèles) de plasmas : le premier type de plasmas concerne ceux "purement photoionisés" (équilibre thermique radiatif), pour lesquels la température électronique T_e est relativement basse, de l'ordre de 10^4 K lorsqu'il s'agit de l'existence des ions hydrogénéöides O^{7+} et Ne^{9+} . Dans ce type de plasmas, les processus généralement dominants de peuplement des niveaux excités d'ions sont les recombinaisons radiative et diélectronique. Le deuxième type de plasmas concerne ceux mixtes ou "hybrides". Par plasmas hybrides nous entendons des plasmas photoionisés (source d'ionisation externe au plasma) et ionisés par un processus d'ionisation collisionnelle (source d'ionisation interne) supplémentaire (hors équilibre thermique radiatif). La température électronique T_e dans de tels plasmas hybrides est relativement élevée, de l'ordre de 10^6 K lorsqu'il s'agit de l'existence des deux ions héliumöides Ne^{8+} et O^{6+} . Additionnellement aux recombinaisons radiative et diélectronique, les excitations collisionnelles à partir du niveau fondamental jouent un rôle important dans le peuplement des niveaux excités d'ions.

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.

Du point de vue observationnel, la séparation des raies d'émission (x, y) et z a été récemment rendue possible dans le cas des plasmas non solaires grâce aux satellites X (Chandra, XMM, Astro-E). Cette méthode de diagnostic pourra être utilisée non seulement pour les plasmas collisionnels mais également pour les plasmas photoionisés.

On a organisé le travail développé dans ce Mémoire selon le plan suivant. Dans le chapitre 2 nous rappelons les différents processus atomiques intervenant dans les plasmas considérés, parmi lesquels on peut citer l'excitation et désexcitation collisionnelle, transition radiative spontanée, recombinaison radiative et photoionisation, autoionisation et recombinaison diélectronique.

Le chapitre 3 est consacré à une brève description des Noyaux Actifs de Galaxies NAGs qui sont des sources très puissantes de rayonnement du domaine radio au domaine des rayons gamma. Nous avons mentionné les différentes classes de NAGs et avons introduit le "Warm Absorber" (WA) qui est un milieu fortement ionisé observé dans les NAGs et plus particulièrement dans les galaxies de Seyfert 1.

Nous abordons dans le chapitre 4 les différents processus d'ionisation de plasmas rencontrés lors de l'étude du Warm Absorber (WA). Nous avons considéré non seulement des plasmas purement photoionisés mais également des plasmas hybrides 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 5 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 héliumoïdes Ne^{8+} et O^{6+} . Il s'agit de la raie interdite z et des raies d'intercombinaison (x, y) . Ce type de diagnostic pourra être utilisé pour l'étude du Warm Absorber (WA) dans les deux types de plasmas : "purement photoionisés" et "partiellement photoionisés". 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. Mentionnons que nous avons obtenu des résultats presque identiques à ceux qui ont été publiés par Porquet et Dubau (2000).

Les conclusions et les perspectives d'avenir sont présentées dans le dernier chapitre 6.

Chapitre 2

Processus atomiques dans les plasmas

2.1 Introduction

Lorsqu'une assemblée d'électrons et d'ions se trouve confinée dans un volume fini de l'espace, divers processus de collision peuvent se produire de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Si, de plus, cette assemblée d'électrons et d'ions se trouve exposée à une source extérieure de rayonnement, différents processus d'absorption peuvent avoir lieu de par principalement les interactions photon-ion. Pour les plasmas étudiés dans ce mémoire où la température électronique T_e excède 10^4 K, les interactions électron-ion sont, par rapport aux autres interactions électron-électron et ion-ion, les mécanismes les plus efficaces pour l'émission de rayonnement. L'interaction électron-ion peut conduire à l'excitation ou l'ionisation de l'ion cible, mais aussi à la capture de l'électron incident donnant lieu aux processus d'autoionisation ou de recombinaisons radiative ou diélectronique. Les collisions entre les ions jouent un rôle négligeable à cause de la forte répulsion coulombienne. Par ailleurs, le bremsstrahlung électron-électron n'intervient sensiblement que dans le domaine des très fortes températures $T_e \gtrsim 10^9$ K. Concernant l'interaction photon-ion, celle-ci peut conduire à l'excitation radiative ou à la photoionisation.

Le rayonnement total émergent d'un plasma astrophysique résulte de la superposition de tous les processus radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, des températures et des densités 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 température et la densité électronique, l'état d'ionisation, la composition chimique, etc. D'autre part, l'interprétation de la polarisation du rayonnement émis constitue un moyen de diagnostic sur la présence des électrons non-Maxwelliens anisotropes dans le plasma.

2.2 Modèles d'équilibre

Dans un plasma, plusieurs processus atomiques entrent généralement en jeu, parmi lesquels il y a l'ionisation collisionnelle, la recombinaison radiative, la recombinaison diélectronique, l'excitation ou la désexcitation collisionnelle, l'excitation ou la désexcitation radiative et la photoionisation.

Pour interpréter correctement le rayonnement émergeant d'un plasma et en déduire ses propriétés physiques, il y a lieu de suggérer des modèles dépendant de plusieurs paramètres, en particulier la densité N_e et la température T_e des électrons. Ces modèles approximatifs se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL), le modèle coronal (CM) et le modèle collisionnel-radiatif (CR), que nous allons détailler par la suite.

2.2.1 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)

Le modèle (ETL) est applicable à certains types de plasmas stationnaires, ceux caractérisés par une densité électronique nettement élevée et par une température relativement faible. Dans ce modèle, la densité de population de tous les niveaux atomiques est déterminée exclusivement par les processus collisionnels. En effet, lorsque la densité électronique devient très élevée, disons $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, les taux d'excitation collisionnelle des niveaux atomiques sont régis par le principe du bilan détaillé et le phénomène d'émission spontanée est presque absent. Dans ces conditions, on dit que le plasma est en équilibre thermodynamique local. Pour ce type de plasma il est simplement suffisant d'utiliser la statistique d'équilibre de Boltzmann sans avoir recours au traitement atomique et collisionnel. Pour déterminer le degré d'ionisation d'un état on utilise l'équation de Saha. Pour calculer les populations des niveaux atomiques d'un ion on applique l'équation de Boltzmann [1] :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT_e}\right) \quad (2.1)$$

où N_i et N_j sont les populations des niveaux i et j , respectivement, E_i et E_j sont les énergies des niveaux, g_i et g_j sont les poids statistiques (degrés de dégénérescence) des niveaux, k la constante de Boltzmann et T_e la température électronique.

2.2.2 Modèle coronal (CM)

Ce modèle a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de densité faible et de température électronique élevée, comme les couronnes stellaires, les nébuleuses planétaires, les restes de supernovae, les plasmas tokamak produits en laboratoire à des fins de fusion, les sources d'ions E.B.I.T. (Electron Beam Ion Trap)...

Dans les plasmas peu denses à hautes températures, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être décrits par les lois simples de Saha et de Boltzmann [1]. La désexcitation radiative de niveaux atomiques excités devient importante et il est alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions. De telles études ont été pour la première fois entreprises par les astrophysiciens pour les plasmas stellaires. Ainsi,

dans le cas des couronnes stellaires, où les densités d'électrons sont faibles ($10^7 \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), avec une température électronique élevée ($T_e \geq 10^6 \text{ K}$), seuls certains processus atomiques restent prépondérants. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : excitation par collisions et/ou photoexcitation, désexcitation radiative spontanée, ionisation par collisions et/ou photoionisation, recombinaisons diélectronique et radiative.

L'ionisation d'un atome ou ion peut être produite par collision avec un électron ou par absorption d'un rayonnement (photoionisation). La photoionisation est efficace si le rayonnement incident est de forte intensité. A cause de la faible densité électronique, la recombinaison est essentiellement radiative ou diélectronique, celle à trois corps étant négligeable. Si le plasma considéré n'est pas exposé à une source extérieure de rayonnement, l'excitation des ions est due aux collisions, non à l'absorption de photons. Cette excitation se produit principalement à partir du niveau fondamental qui est pratiquement le seul peuplé. En outre le déclin des niveaux excités se fait essentiellement par émission spontanée, et non par collisions électroniques. Dans le cas où le plasma se trouve irradié par une source extérieure de rayonnement X, l'excitation des ions peut aussi être due à l'absorption de photons.

Si on ne tient pas compte des états de charge $(z - 1)$ et $(z + 1)$ voisins d'un ion de charge z , on peut négliger les processus d'ionisation et de recombinaison dans le peuplement des niveaux de l'ion de charge z . Dans ces conditions, les populations des niveaux sont déterminées en résolvant le système d'équations couplées suivant :

$$N_i \sum_{j < i} A(i \rightarrow j) = (N_e N_g C_e(g \rightarrow i) + \sum_{k > i} N_k A(k \rightarrow i)) \quad (2.2)$$

où le symbole g se rapporte au niveau fondamental (ground level) et $A(i \rightarrow j)$ désigne la probabilité de transition radiative du niveau i vers j . Notons que dans le second membre de cette équation, le premier et deuxième termes représentent l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental, directement et indirectement via les cascades radiatives à partir des niveaux supérieurs, respectivement.

2.2.3 Modèle collisionnel-radiatif (CR)

Le modèle collisionnel-radiatif (CR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles (ETL) et (CM) déjà vus. On l'utilise lorsqu'on étudie des plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits aux laboratoires par theta-pinch ou par irradiation laser. Pour de tels plasmas, la densité électronique se situe dans la gamme ($10^{12} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). A ces densités, on ne peut plus négliger les processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle entre les niveaux excités. Ainsi les populations des niveaux atomiques sont déterminées en résolvant le système d'équations couplées :

$$N_j \left(N_e \left(\sum_{k>j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} C_d(j \rightarrow k) \right) + \sum_{k<j} A(j \rightarrow k) \right) = \sum_{k>j} N_k A(k \rightarrow j) + N_e \left(\sum_{k<j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k>j} N_k C_d(k \rightarrow j) \right) \quad (2.3)$$

où $C_e(j \rightarrow k)$ et $C_d(j \rightarrow k)$ sont, respectivement, les coefficients de taux d'excitation collisionnelle et de désexcitation collisionnelle du niveau j vers le niveau k .

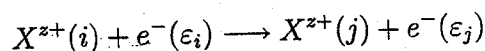
2.3 Processus élémentaires d'émission dans les plasmas

Parmi les processus importants d'émission de rayonnement par un plasma chaud ($T_e > 10^5$ K) on trouve l'excitation, l'ionisation et la recombinaison par suite des collisions électron-ion ou bien après photoionisation. 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.

2.3.1 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 :



2.3.1.1 Le 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) $C(i \rightarrow j)$:

$$W_{ij} = N_e C(i \rightarrow j) \quad (2.4)$$

avec :

$$C(i \rightarrow j) = \langle v_i \sigma(i \rightarrow j) \rangle \quad (2.5)$$

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

$$C(i \rightarrow j) = \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (2.6)$$

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 :

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \quad (2.7)$$

où g_i est le poids statistique du niveau initial i , l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident est en Rydberg (1 Ry = 13.605 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 qui la forme suivante :

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (2.8)$$

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

$$\int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1 \quad (2.9)$$

En substituant les équations (2.7) et (2.8) dans (2.6) on trouve :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_a^\infty \frac{v_i^3}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) dv_i \quad (2.10)$$

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

$$E_i + \varepsilon_i \text{ (avant collision)} = E_j + \varepsilon_j \text{ (après collision)}$$

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 (2.10) devient :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{v_i^2}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j + \Delta E_{ij}}{kT_e}\right) v_j dv_j \quad (2.11)$$

Du fait que : $d\varepsilon_j = m_e v_j dv_j$ et $v_i^2/\varepsilon_i = 2R/m_e$ avec $R = 1 \text{ Ry}$, nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2R}{m_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (2.12)$$

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 (2.12), nous trouvons :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2\hbar}{\sqrt{2} m_e a_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (2.13)$$

$$C(i \rightarrow j) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{R}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{a_0 \hbar}{g_i m_e} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (2.14)$$

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 :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8,010 \times 10^{-8}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (2.15)$$

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 :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (2.16)$$

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 $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$:

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_1^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} x\right) dx \quad (2.17)$$

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 :

$$C(j \rightarrow i) = C(i \rightarrow j) \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (2.18)$$

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

2.3.1.2 Le coefficient de taux d'excitation (ou désexcitation) de Sampson

Sampson et ses différents collaborateurs avaient réalisé une étude intensive du comportement de la force de collision pour des ions cibles ayant 2 à 5 électrons liés pour toutes les valeurs du numéro atomique Z . Ils avaient utilisés une méthode de Coulomb-Born d'échange, qui est équivalente à l'utilisation de la théorie des perturbations du premier ordre dépendante du temps dans laquelle la perturbation comprend l'interaction électrostatique entière des électrons plus toutes les corrections relativistes. Ils avaient étudié les cas dans lesquels des ions sont initialement dans leurs états fondamentaux, et également des ions excités dont l'état final pourrait être simplement ou doublement excité [2].

Sampson et ses collaborateurs ont, à partir de leurs études, suggéré une paramétrisation de la force de collision sous la forme générale suivante :

$$\Omega(i \rightarrow j) = \frac{1}{(Z - \alpha)^2} \left(C_0 + \frac{C_1}{(a + \varepsilon)^r} + \frac{C_2}{(a + \varepsilon)^{r+1}} + \frac{5}{3} Z^2 S \ln \varepsilon \right) \quad (2.19)$$

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 leurs différents articles [3-6]. Pour les transitions collisionnelles qui nous intéressent ici : $\alpha = 0.5$ si i est le niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ et $\alpha = 0.9$ si i est le niveau métastable $1s2s \ ^3S_1$. Quant au paramètre r , il est égal à 1 pour les transitions optiquement permises, et il est égal à 2 pour les transitions interdites pour lesquelles $Z^2 S = 0$.

Reprenons l'équation (2.17) :

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

Il est d'usage d'écrire le coefficient de taux d'excitation sous la forme :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} \right) \bar{\Omega}(i \rightarrow j) \quad (2.20)$$

où $\bar{\Omega}$ est la force de collision effective et elle est définie par :

$$\bar{\Omega}(i \rightarrow j) = \int_1^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp \left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} x \right) dx \quad (2.21)$$

2.3.2 La 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 rayonnement électromagnétique est un processus qui permet à l'ion de retrouver son état fondamental. 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 magnétique, 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 résumées dans le tableau 2.1. Les raies interdites émises des plasmas chauds peuvent être observées aussi intenses que les raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de faible densité.

La désexcitation radiative spontanée est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau j et un niveau i , notée A_{ji} . Cette probabilité de transition est la plus forte pour le type dipolaire électrique.

Type de la transition	Dipôle		Quadrupôle	
	Electrique $Q^{(1)}$	Magnétique $M^{(1)}$	Electrique $Q^{(2)}$	Magnétique $M^{(2)}$
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 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	$\Delta L = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$)	Si $\Delta S = 0, \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ Si $\Delta S = \pm 1, \Delta L = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)
J	$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$) ($\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$)	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$) ($\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$)
M	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$

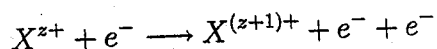
Tableau 2.1 : Règles de sélection des probabilités de transitions radiatives pour les différents types.

2.3.3 L'ionisation et la recombinaison

L'ionisation et la recombinaison, qui sont des processus inverses l'un de l'autre, jouent un rôle fondamental dans les plasmas. La recombinaison d'un électron à un ion s'effectue le plus souvent sur un état excité, puis l'ion se désexcite par une cascade de transitions, jusqu'à atteindre l'état fondamental ou un état métastable proche du fondamental.

2.3.3.1 L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps

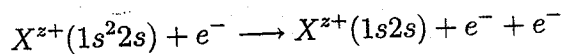
• L'ionisation collisionnelle est un processus d'interaction entre un ion X^{z+} et un électron libre qui est suivi par la diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion cible.



Le processus inverse est appelé recombinaison à trois corps. Il implique une interaction d'un ion avec deux électrons libres dans laquelle il y a capture de l'un des deux électrons et diffusion simultanée du second. Le processus d'ionisation peut être soit direct soit indirect (excitation-autoionisation).

* Ionisation directe

L'ion diffuse l'électron incident et un de ses électrons liés est arraché directement lors de l'interaction. Dans ce cas, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à celle de liaison de l'électron arraché de l'ion. Si l'énergie cinétique de l'électron incident est suffisamment grande pour y avoir une extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion, cela aboutit à un ion $X^{(z+1)+}$ dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement. Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies. Par exemple, l'ionisation de la sous-couche interne $1s$ de ions lithiomoïdes, initialement dans leur état fondamental $1s^2 2s$, produit des ions héliumoïdes dans les niveaux excités $1s 2s$ conformément à :



* Ionisation indirecte (excitation-autoionisation)

L'électron incident peut, s'il est suffisamment énergétique, exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible X^{z+} . Cela donne naissance à un niveau autoionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'autoionisation. Dans cette deuxième voie d'ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion. Cette ionisation indirecte qui a été étudiée à partir du milieu des années 1960 joue un rôle capital dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud.

- Dans la recombinaison à trois-corps, un électron peut entrer en collision avec un autre électron au voisinage d'un ion, il peut alors se recombiner avec l'ion en libérant son énergie au deuxième électron. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses ($N_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

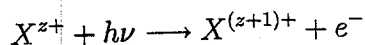
2.3.4 La photoionisation et la recombinaison radiative

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 traits spectraux intenses dans les régions des VUV et X, qui sont fréquemment utilisés 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, la polarisation du rayonnement et la distribution des états de charge.

Les propriétés de photoionisation et de recombinaison radiative ont été considérées dans plusieurs articles et revues [7-10].

2.3.4.1 La photoionisation

L'ionisation radiative est aussi appelée photoionisation. Elle se caractérise par l'absorption d'un photon énergétique par un ion et l'éjection d'un électron de ce dernier. Le photon doit avoir une énergie $h\nu$ plus grande que l'énergie du seuil d'ionisation E_{ionis} de l'ion :

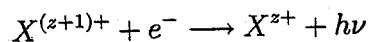


La photoionisation correspond au processus inverse de la photorecombinaison ou la recombinaison radiative (RR).

2.3.4.2 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 vacantes.

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 relation qui relie la section efficace de photoionisation σ_{phi} à celle de recombinaison radiative σ_{RR} s'appelle relation de Milne [2]. Elle découle du principe du bilan détaillé :

$$\frac{\sigma_{\text{phi}}}{\sigma_{\text{RR}}} = \frac{2m_e c^2 E g_f}{(h\nu)^2 g_i} \quad (2.22)$$

où g_i et g_f sont les poids statistiques des états de recombinaison et des états recombinaisonnés, c la vitesse de la lumière, E l'énergie du photo-électron éjecté, et h est la constante de Planck.

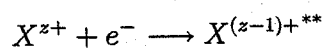
2.3.5 La recombinaison diélectronique et autoionisation

Plusieurs processus de recombinaison électron-ion peuvent se produire dans les 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 Seaton à la fin des années 1950 pour déterminer la température électronique T_e de la couronne solaire par la théorie de l'équilibre d'ionisation. Mais la température obtenue était en désaccord significatif avec la température déterminée à partir des mesures des largeurs de raies spectrales dues à l'effet Doppler (agitation thermique). 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. Pour cela, Unsold avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré par Burgess (1964) [11,12] 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. L'inclusion de la recombinaison diélectronique a permis de lever le désaccord entre la température T_e de la couronne solaire mesurée par l'élargissement Doppler et celle calculée.

La 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. Un électron libre rentre en collision avec un ion X^{z+} à une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation d'une transition de résonance et forme un état doublement excité : $X^{(z-1)+**}$, 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 recombinaison diélectronique.



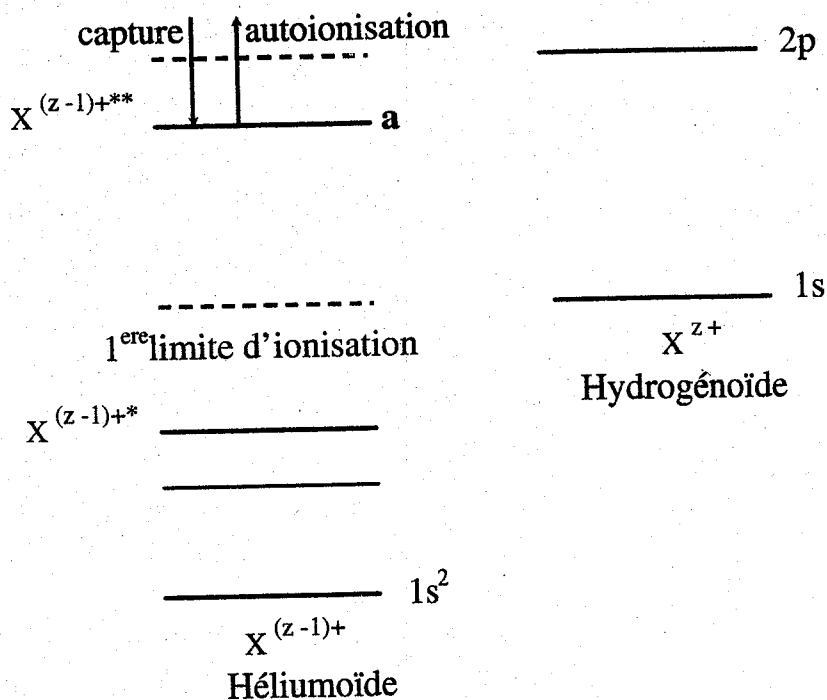
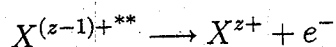
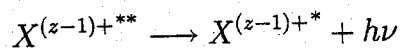


FIG. 2.1 – Capture diélectronique (capture d'un électron sur un niveau autoionisant $X^{(z-1)+**}$ (niveau a du type $2pnl$) situé au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion $X^{(z-1)+}$ suivie immédiatement par une autoionisation (processus non radiatif). Dans ce diagramme $X^{(z-1)+}$ et X^{z+} correspondent respectivement à des ions héliumoïdes et hydrogéoïdes.

Si l'autoionisation suit, le système retourne à son état original et aucune recombinaison n'aura eu lieu (voir la Fig 2.1).



2. Stabilisation radiative : alternativement (voir la Fig 2.2) 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 $X^{(z-1)+*}$. 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+} .



Pour de plus amples détails sur la recombinaison diélectronique, il convient de consulter l'article-revue de Dubau et Volonté (1980) [13].

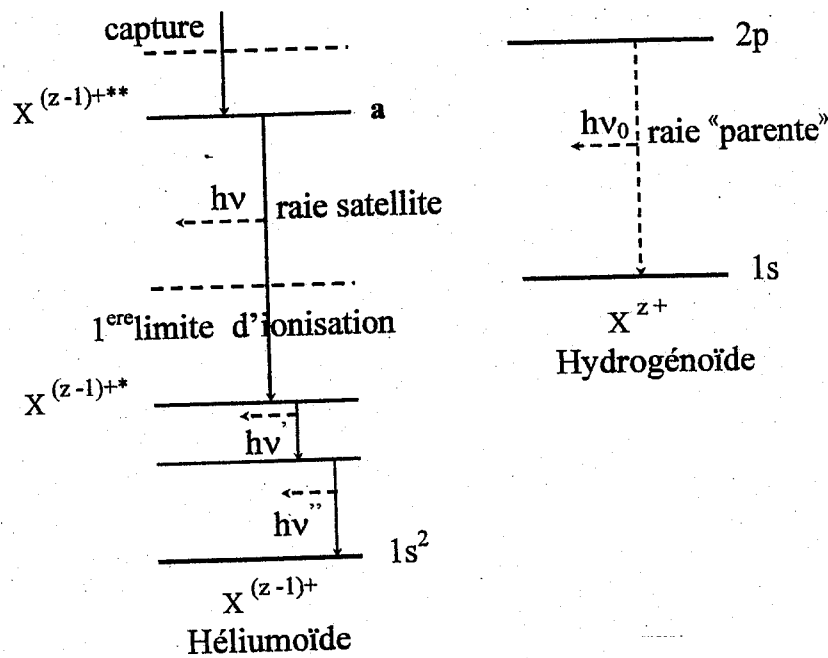
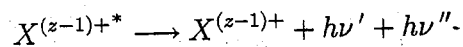


FIG. 2.2 – Capture diélectronique (capture d'un électron sur un niveau autoionisant $X^{(z-1)+**}$ (niveau a du type $2pnl$) situé au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion $X^{(z-1)+}$ suivie de stabilisation radiative et de cascades radiatives. La transition émettant le photon d'énergie $h\nu$ (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+} .

C'est le processus de stabilisation radiative qui rend la recombinaison diélectronique effective. Les raies satellites sont observées dans le spectre des ions avec $Z \geq 10$. 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 :

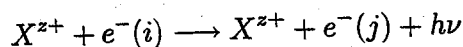


2.3.6 Les processus intervenant dans la formation du continu

2.3.6.1 Transition libre-libre (free-free)

L'émission libre-libre est produite lorsqu'un électron libre interagit avec une particule chargée et produit une transition d'un niveau d'énergie i vers un niveau j en libérant un photon d'énergie $h\nu$.

Ce phénomène s'appelle "Bremsstrahlung" ou "rayonnement de freinage".



où, en tenant compte de la conservation de l'énergie, $h\nu$ est donné par :

$$h\nu = \frac{m_e}{2} (v_i^2 - v_j^2)$$

Pour une distribution Maxwellienne des vitesses des électrons le processus est appelé Bremsstrahlung thermique.

Ce rayonnement continu est dû au freinage des électrons au voisinage des noyaux d'ions.

Ce processus devient le principal mécanisme de perte radiative pour les plasmas de faibles densités à $T_e > 10^7$ K.

2.3.6.2 Transition libre-lié (free-bound)

La transition libre-lié correspond au processus de recombinaison radiative qui a été déjà décrit.

2.3.6.3 Transition à deux-photons

L'émission deux-photons peut-être importante pour les ions hydrogéoïdes et héliumoïdes et se produit lors de la désexcitation du niveau métastable $2s^2S_{1/2}$ vers le niveau fondamental $1s^2S_{1/2}$ pour H, et du niveau métastable $1s2s^1S_0$ vers le niveau fondamental $1s^2^1S_0$ pour He (voir la figure 5.1).

2.4 L'équilibre d'ionisation

A l'équilibre d'ionisation, les ionisations de chaque espèce ionique sont compensées par des recombinaisons.

Ionisation = Recombinaison

$$N^{z+} \sum N_e \times P_{\text{ion}} = N^{(z+1)+} \sum N_e \times \alpha_{\text{rec}} \quad (2.23)$$

où $\sum N_e \times P_{\text{ion}}$ inclut la somme de tous les taux de processus d'ionisation du plasma et $\sum N_e \times \alpha_{\text{rec}}$ la somme de tous les taux de processus de recombinaison du plasma.

La résolution de l'équation (2.23) permet de déterminer l'abondance relative des ions N^{z+} (appelée également fraction ionique).

Rappelons les différents processus d'ionisation et de recombinaison.

- Processus d'ionisation :
 - ionisation collisionnelle directe,
 - excitation de couche interne suivie d'autoionisation,
 - photoionisation,
 - ionisation Auger,
 - ionisation par transfert de charge.
- Processus de recombinaison :
 - recombinaison radiative et diélectronique,
 - recombinaison par transfert de charge,
 - recombinaison à trois corps.

2.5 L'équilibre thermique radiatif

A l'équilibre thermique radiatif, on a :

$$\text{Chauffage radiatif} = \text{Refroidissement radiatif}$$

Cette relation permet le calcul de la température d'un plasma photoionisé.

- Chauffage :
 - photoionisation
 - absorption free-free
 - chauffage par électrons Auger
 - désexcitation collisionnelle
 - transfert de charge (exothermique)
 - diffusion Compton directe
- Refroidissement :
 - recombinaison radiative et diélectronique
 - émission free-free ou Bremsstrahlung thermique
 - ionisation collisionnelle
 - excitation collisionnelle des niveaux liés
 - transfert de charge (endothermique)
 - diffusion Compton inverse

Bibliographie

- [1] S. W. Rachedi, *Thèse de Magister* (Université de Tlemcen 2000).
- [2] D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, (Oxford University Press 1998) P97.
- [3] D. H. Sampson, R. E. H. Clark, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 169 (1980).
- [4] D. H. Sampson, R. E. H. Clark and L. B. Golden, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 193 (1980).
- [5] D. H. Sampson, R. E. H. Clark and A. D. Parks, *Phys. Rev. B* **12**, 3257 (1979).
- [6] D. H. Sampson, A. D. Parks and R. E. H. Clark, *Phys. Rev. A* **17**, 1619 (1978).
- [7] D. H. Sampson, *Atomic Photoionization* (Springer, Berlin, Heidelberg 1982).
- [8] T. N. Chang (ed), *Many-body Theory of Atomic Structure and Photoionization*, (World Scientific, Singapore 1993).
- [9] J. Berkowitz, *Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy* (Academic, New York 1979).
- [10] Y. Hahn, Electron-Ion Recombination Processes in Plasmas, in : *Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas*, ed. by R. K. Janev (Plenum, New York 1995).
- [11] A. Burgess, *Dielectronic recombination and the temperature of the Solar corona*, **139**, 776 (1964).
- [12] A. Burgess, *Dielectronic recombination in the corona*, **28**, 774 (1965).
- [13] J. Dubau et S. Volonte *Dielectronic recombination and its applications in astronomy*, *Reports of Progress in Physics*, **43**, 199 (1980).

Chapitre 3

Les noyaux actifs de galaxies

3.1 Introduction

Les galaxies actives se distinguent des autres galaxies car elles libèrent une énergie qui n'est pas reliée à des processus stellaires ordinaires. Cette activité est localisée dans une petite partie de la région centrale et est souvent associée à de fortes raies en émission. Les noyaux de telles galaxies sont appelés des **Noyaux Actifs de Galaxies (NAGs)**. Les NAGs sont des sources de rayonnement très intenses qui existent dans environ **1 à 10% de toutes les galaxies**. Elles émettent sur un très vaste domaine de longueur d'onde de la radio aux rayons gamma. Leurs luminosités bolométriques s'étendent de 10^{41} à 10^{48} erg s⁻¹ environ, et elles peuvent être jusqu'à 1000 fois plus intenses que celle de leur galaxie hôte. Une des propriétés vraiment communes à tous les objets actifs est leur **émission intense de rayonnement X**. En effet, l'émission en X est l'une des principales composantes de la luminosité bolométrique totale, contribuant souvent à plus de 10% de l'énergie observée. Le domaine X montre une variabilité qui a la plus grande amplitude et est la plus rapide de l'ensemble du domaine du continu indiquant par conséquent que l'émission X provient des régions les plus petites, i.e. très proches de la source centrale [1].

Les deux principaux types de composantes d'un NAG sont :

- une source centrale très compacte qui libère une grande quantité d'énergie sous forme de rayonnement continu et de particules à haute énergie,
- différents **milieux** (tore¹, disque d'accrétion², couronne du disque, **Warm Absorber**, nuages denses...) qui réfléchissent et/ou absorbent une partie de ce rayonnement et émettent un rayonnement continu et des raies. Par exemple, le Warm Absorber est responsable des seuils en absorption des ions O⁶⁺ et O⁷⁺ vers 0,8 keV ; et la raie de fluorescence du fer K_α vers 6,4 keV proviendrait du disque d'accrétion autour du trou noir central [1].

¹tore : épais anneau de gaz et de poussière qui masque partiellement le disque d'accrétion porté à haute température par la friction de la matière qui spirale vers l'intérieur.

²disque d'accrétion : nuage de gaz en rotation sur lui-même, se condensant et s'aplatissant au gré des forces gravitationnelles et s'enrichissant d'éléments lourds grâce à l'explosion des étoiles massives environnantes.

3.2 Les différentes classes de NAGs

Une première distinction entre les NAGs est basée sur leur émission radio. Les NAGs qui ne rayonnent peu ou pas en radio, appelés radio-silencieux ("**Radio-Quiet**") représentent 90% de la population contre 10% pour les NAGs qui sont de forts émetteurs radio (trois ordres de grandeur par rapporte aux Radio-Quiet), appelés radio-émetteurs ("**Radio-Loud**"). Les Radio-Loud présentent des jets collimatés sur de larges échelles spirales tandis que les Radio-Quiet n'en présentent pas. Nous différencions ces deux classes parce qu'elles semblent avoir des origines différentes : les galaxies contenant des NAGs Radio-Loud sont elliptiques tandis que les galaxies qui contiennent des NAGs Radio-Quiet sont des galaxies spirales dans l'Univers local.

La figure 3.1, inspirée de celle de Donne (1993) [2], résume de façon schématique et non exhaustive les différents types de NAGs.

3.2.1 Les galaxies Radio-Quiet

Les objets Radio-Quiet semblent dépourvus de jets. On distingue principalement deux sous catégories de sources : les premières sont les galaxies dites de Seyfert du nom de Carl Seyfert qui, en 1943, étudia cette catégorie d'objets. Elles sont caractérisées de fortes raies d'ionisation émises près du coeur. Les secondes rassemblent les objets dits sources quasi stellaires ou QSO (quasi stellar sources). Leur éloignement font qu'elles apparaissent comme des sources ponctuelles. Elles se distinguent des étoiles par un continuum beaucoup plus bleu, un spectre de raies fortement décalé vers le rouge, et parfois la nébulosité de la galaxie sous-jacente [1] et [3].

3.2.1.1 Les galaxies de Seyfert

Découvertes par Carl Seyfert en 1943, les galaxies de Seyfert sont caractérisées par un noyau brillant dans une galaxie spirale (Adams 1977) [4] relativement peu puissante par rapport aux autres NAGs (10^{43} à 10^{45} erg s⁻¹). Les spectres optiques des galaxies de Seyfert montrent des raies en émission intenses de gaz ionisé plus un continu non stellaire. Toutes les galaxies de Seyfert manifestent une composante étroite de raies en émission. Cependant une distinction est faite entre les galaxies de Seyfert 1 qui présentent également des raies larges en émission, ainsi qu'une émission X forte et variable, et les galaxies de Seyfert 2 qui ne présentent pas de raies larges, et possèdent une émission X fortement absorbée dans les X-mous, mais également forte et variable dans les X-durs.

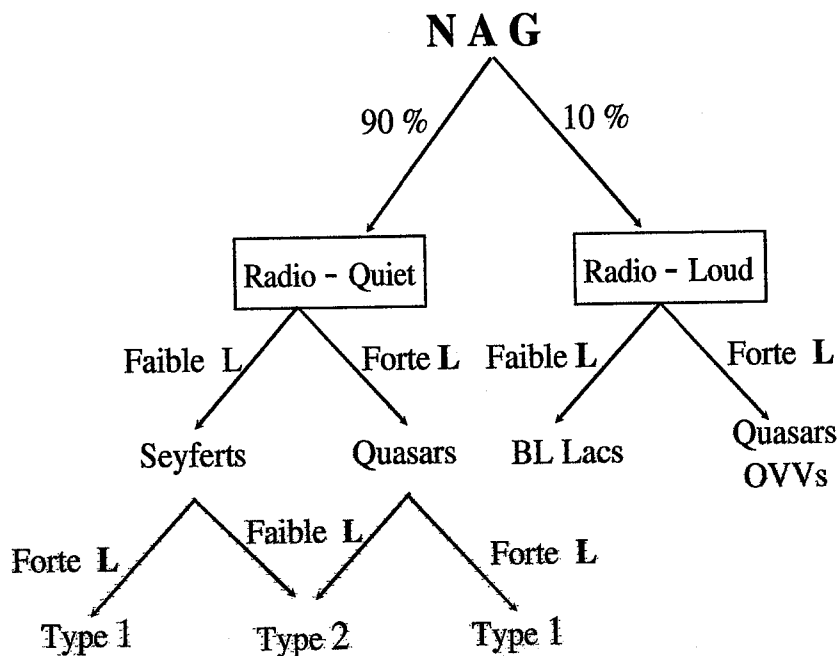


FIG. 3.1 – Représentation schématique simplifiée de la répartition des différentes classes de NAGs. L : signifie la luminosité bolométrique.

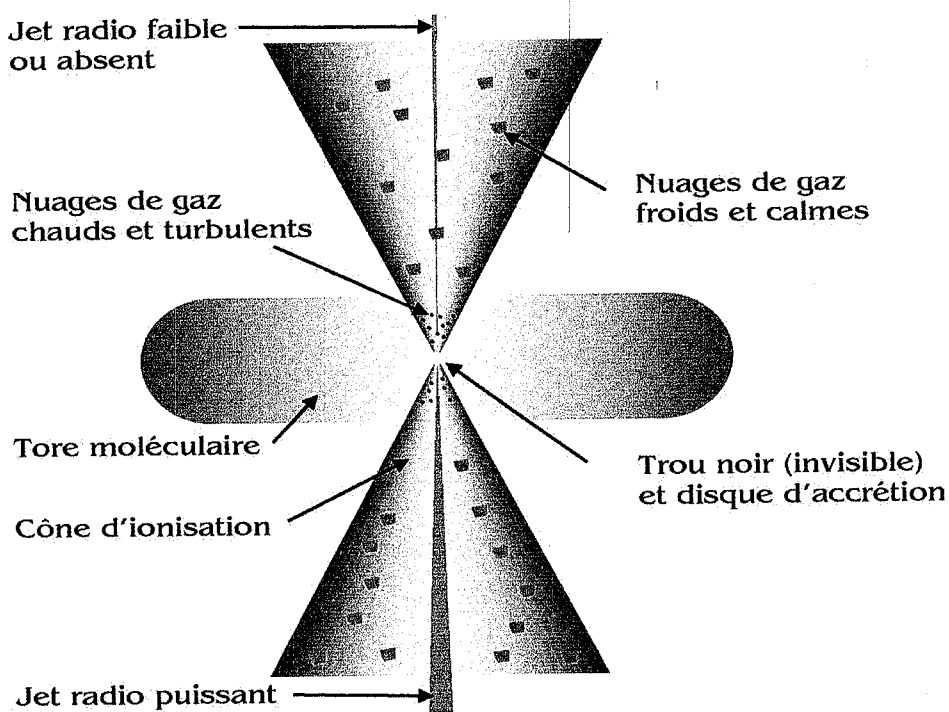


FIG. 3.2 – Représentation simplifiée du schéma unifié qui permettrait d'expliquer la différence jet onde radio dans NAGs.

- Les galaxies de **Seyfert 1 (type 1)** (ou appelées également Broad Line Seyfert 1) présentent des raies permises larges (largeurs à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum) : $\text{FWHM} \sim 2000 - 20000 \text{ km s}^{-1}$) et intenses en émission dans l'optique et l'ultraviolet (UV). La région dont proviennent les raies larges est appelée "**Broad Large Region**" (BLR). Cette région est relativement proche de la source centrale et elle est constituée de nuages photoionisés relativement denses ($N_e = 10^9$ à 10^{12} cm^{-3}). La largeur de ces raies est due au mouvement Doppler.

Ces objets présentent également des raies permises étroites ($\text{FWHM} \sim 300 - 1100 \text{ km s}^{-1}$), ainsi que des raies interdites par exemple ($[\text{O}^+]$ 3727Å, $[\text{O}^{2+}]$ 5007Å, $[\text{Fe}^{6+}]$ 6087Å...). La région d'où sont émises ces dernières est appelée la "**Narrow Line Region**" (NLR). Cette région est située plus loin de la source centrale que la BLR (vitesses Doppler plus faibles) et possède une densité plus faible ($N_e = 10^3$ à 10^6 cm^{-3}). Cette région peut être spatialement résolue dans les NAGs proches pour une taille typique de 0.1 kpc^3 (voir Schmitt et Kinney (1996) [5]).

- Les galaxies de **Seyfert 2 (type 2)** sont moins lumineuses que les Seyfert 1 et contrairement à ces dernières elles ne présentent que des raies étroites (ou des raies larges très faibles). Leurs raies étroites ont des largeurs et des états d'excitation similaires aux raies étroites des Seyfert 1, mais leurs largeurs équivalentes (en anglais "equivalent widths" : EWs), par rapport à un continu plus faible, sont plus importantes. Le continu dans l'optique, l'UV et les X-mous ($< 10 \text{ keV}$) est vu probablement par réflexion ce qui rend difficile la détermination de sa forme spectrale réelle. Les seuls domaines d'énergie où une vue directe de la source centrale est possible, dans certaines Seyfert 2, sont les domaines d'infra-rouge (IR) lointain et des X-durs ($> 10 \text{ keV}$) (voir la Fig 3.3).

- Les galaxies appelées **Narrow Line Seyfert 1 galaxies (NLS1)** constituent une sous-classe de NAGs qui se différencie des Seyfert 1 "normales" dites à raies larges. En effet, leurs raies permises optiques/UV sont significativement plus étroites ($500 < \text{FWHM} < 2000 \text{ km s}^{-1}$) que celles des Seyfert 1 mais sont plus larges que les raies étroites (interdites) provenant de leur propre NLR (Laor *et al.* (1994)) [6].

3.2.1.2 Les quasars

Les quasars Radio-Quiet ont des luminosités bolométriques plus importantes que celles des galaxies de Seyfert 1. Ces deux types d'objets semblent former une séquence continue en luminosité. La frontière entre les Seyfert et les quasars plus lumineux ne peut être spécifiée précisément, mais se situe approximativement à une luminosité X de $5 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$. Les spectres des quasars sont remarquablement similaires à ceux des galaxies de Seyfert exception faite de leurs raies étroites qui sont généralement plus faibles. Seules quelques exemples de type 2 dans les quasars Radio-Quiet sont connus Frogel *et al.* (1989) [7], Fabian *et al.* (1994b) [8]. Ces quasars seraient tellement absorbés (même les raies étroites sont absorbées) qu'ils seraient très difficilement détectables.

³La parallaxe d'une étoile est l'angle sous lequel, de cette étoile, on verrait le rayon de l'orbite terrestre de longueur $1 \text{ ua} = 150 \times 10^6 \text{ km}$. On définit une unité, le parsec (pc), distance pour laquelle la parallaxe vaut 1 seconde d'angle. On a : $1 \text{ pc} = 3.1 \times 10^{13} \text{ km}$.

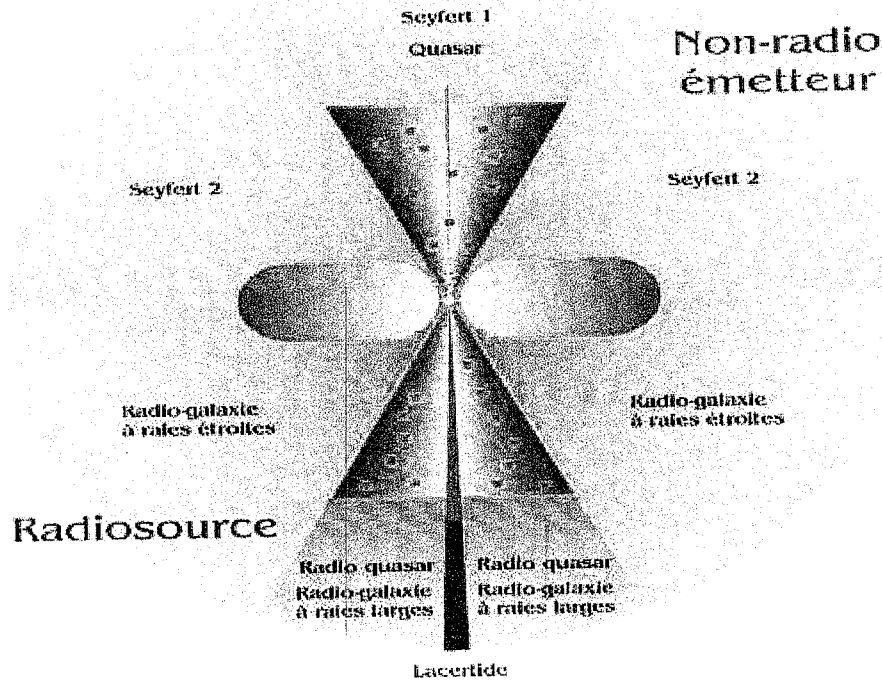


FIG. 3.3 – Représentation simplifiée du schéma unifié qui permettrait d'expliquer la différence entre les Seyfert de type 1 et de type 2. (les différentes régions ne sont pas représentées à la même échelle).

Les autres types de NAGs

Les relevés profonds en optique et en X ont mis en évidence l'existence d'une classe de galaxies possédant des raies en émission et substantiellement plus brillantes que les galaxies normales. Une classification précise reste incertaine dans de nombreux cas car ces objets présentent des caractéristiques à la fois associées à une activité nucléaire et à une formation intense d'étoiles ("starburst"). Ci-dessous sont décrites trois classes souvent évoquées mais constituant sans doute des groupes hétérogènes aux frontières mal définies [1] :

- * Les galaxies dites **Narrow Emission Line Galaxies (NELGs)**
- * Les galaxies dites **Narrow-Line X-ray Galaxies (NLXGs)**
- * Les galaxies dites **Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions (LINERs)**

3.2.2 Les galaxies et les NAGs Radio-Loud

Les NAGs Radio-Loud présentent une source centrale très brillante ainsi que des jets collimatés de plasma doubles et souvent alignés. Ces jets présentent parfois des points chauds ("hot spots") à leurs extrémités. Ces jets procurent de l'énergie et des particules fortement énergétiques dans les lobes. Dans les cas extrêmes, le lobe peut s'étendre jusqu'à 1 Mpc. L'émission du continu radio est probablement due à l'émission synchrotron⁴ d'électrons relativistes dans le plasma des jets ou du lobe. Il existe plusieurs sous-classes basées à la fois sur leur morphologie radio et leurs propriétés spectrales optique/UV :

- Les galaxies radio FR-I (Fanaroff-Riley type I) se manifestent par une **luminosité radio faible** ($L_{\text{radio}} \leq 10^{42}$ erg s⁻¹) et présentent une morphologie radio complexe. Elles émettent habituellement deux jets qui rayonnent sur toute leur longueur et dont les terminaisons turbulentes sont plus ou moins dépourvues de points chauds. Les champs magnétiques sont généralement orientés perpendiculairement aux jets. On associe ces sources aux galaxies elliptiques, en partie présentes dans les amas de galaxies. Leurs jets sont ordinairement courbés (radio-galaxies à queue) du fait du déplacement de la galaxie à l'intérieur de l'amas [1].

- Les galaxies radio FR-II (Fanaroff-Riley type II) sont des NAGs **Radio puissants** ($L_{\text{radio}} \geq 10^{42}$ erg s⁻¹). Leurs propriétés optiques peuvent être similaires à celles des Seyfert-1 (i.e. à la fois des raies en émission larges et étroites avec un continu fort) ou à celles des Seyfert-2 (i.e. seulement des raies étroites), elles sont respectivement nommées Broad-Line Radio Galaxies (BLRG) et Narrow-Line Radio Galaxies (NLRG). La principale différence avec les Seyfert 1 est que les BLRGs sont localisées dans des galaxies géantes elliptiques au lieu de galaxies spirales, et montrent de larges lobes radio étendus possédant des points chauds ("hot spots"). De plus, les raies optiques sont souvent très larges (jusqu'à 10⁴ km s⁻¹) [1].

- **Les Blazars** sont des objets variables et fortement polarisés qui sont interprétés comme des quasars Radio-Loud vus dans la direction du jet relativiste. Le rayonnement synchrotron est alors fortement amplifié par l'effet Doppler relativiste ("relativistic beaming"), tandis que les composantes thermiques du spectre ne le sont pas. La présence ou l'absence de raies mène à la sous-classification d'objets BL Lac ou OVV (Optically-Violent Variable) [1] et [3] :

Les BL Lacertae sont similaires aux quasars radio, mais ne montrent aucune raie en émission optique. Ils sont fortement variables en intensité en radio, en optique et en X, et ont une polarisation optique variable et importante. Ce sont des sources intenses en X-mous.

*Les OVV*s sont similaires aux BL Lacs en ce qui concerne leur spectre, mais ont une variabilité optique plus grande ($\Delta t < \text{jours}$), et ont parfois des raies en émission intenses.

⁴Le rayonnement émis par des électrons relativistes qui spiralent autour des lignes de champ magnétique.

3.3 Warm Absorber (WA) dans les NAGs

Le "Warm Absorber" (WA) est un milieu totalement ou partiellement photoionisé localisé dans les régions centrales des Noyaux Actifs de Galaxies NAGs et plus particulièrement dans les galaxies de Seyfert 1 (voir la Fig 3.4). Cependant le ou les processus d'ionisation ne sont pas encore 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 $10^{21} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Il produit principalement les seuils en absorption des ions 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 Porquet *et al.* (1999) [9].

L'existence de ce milieu a été proposée pour la première fois Par Halpern en 1984 [11] pour expliquer le spectre X d'un Quasar observé avec le satellite Einstein. Quelques années plus tard, avec le satellite X ROSAT, une large absorption vers 0.8 keV est mise en évidence dans la galaxie de Seyfert 1 (Nandra *et al.* (1992)) [12]. 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 NAGs, de la "Broad Line Region" responsable des raies larges en émission (BLR) à celle où est formée les raies étroites (NLR). La région interne du "Warm Absorber" serait à une distance analogue à celle de la BLR.

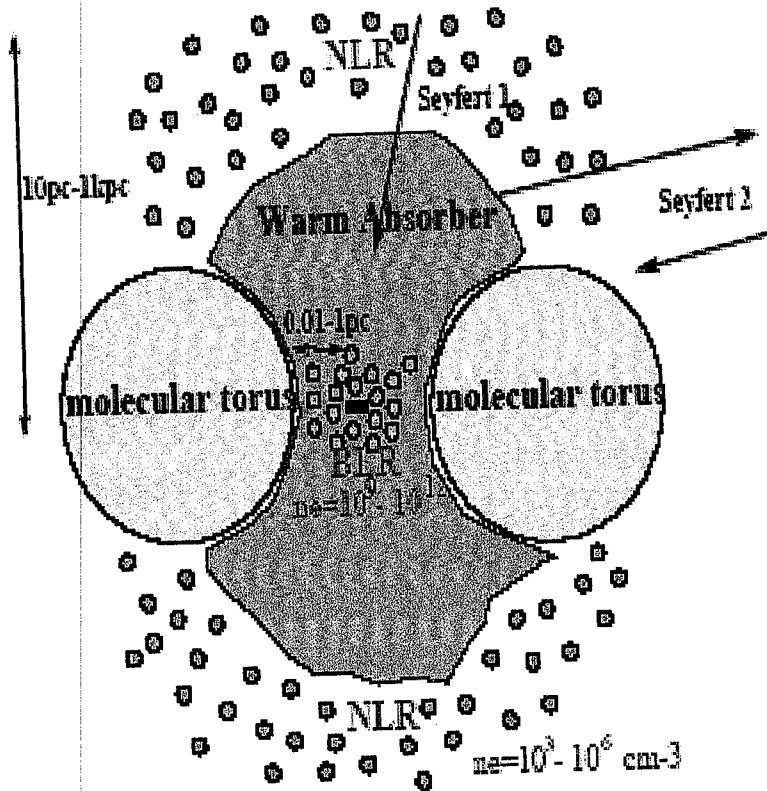


FIG. 3.4 – Représentation schématique simplifiée du schéma unifié reliant les galaxies de Seyfert de type 1 et de type 2 (courbe transversale), d'après Antonucci et Miller (1985)[10] et Porquet *et al.* (1999) [9]. NLR : Narrow Line Region (émet des raies étroites en optique) et la BLR : Broad Line Region (émet des raies larges en optique).

Bibliographie

- [1] D. Porquet, *Thèse de Doctorat* (Université de Paris VI, 1999).
- [2] C. Done, *BBXRT and Ginga observations of AGN*, *Advances in Space Research* **13**, 211 (1993).
- [3] L. Saugé, *Thèse de Doctorat* (Université Joseph-Fourier de Grenoble, 2004).
- [4] T. F. Adams, *A survey of the Seyfert galaxies based on large-scale image-tube plates*, *ApJS*, **33**, 19 (1977).
- [5] H. R. Schmitt, A. L. Kinney, *A Comparison between the Narrow-Line Regions of Seyfert 1 and Seyfert 2 Galaxies*, *ApJ*, **463**, 498 (1996).
- [6] A. Laor, F. Fiore, M. Elvis, B. J. Wilkes, J. C. McDowell, *The soft X-ray properties of a complete sample of optically selected quasars. 1 : First results*, *ApJ*, **435**, 611 (1994).
- [7] J. A. Frogel, F. C. Gillett, D.M. Terndrup, J. P. Vader, *IRAS 20460+1925 - An extreme Seyfert 2 and one of the most luminous galaxies known*, *ApJ*, **343**, 672 (1989).
- [8] A. C. Fabian, Y. Shioya, K. Iwasawa, K. Nandra, C. Crawford, R. Johnstone, H. Kunieda, R. MCMahon, K. Makishima, T. Murayama, T. Ohashi, Y. Tanaka, Y. Taniguchi, Y. Terashima, *Fe K emission from the hidden quasar IRAS P09104+4109*, *ApJL*, **436**, L51 (1994).
- [9] D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin, M. Mouchet, *The Warm Absorber constrained by the coronal lines in Seyfert1 galaxies*, *A&A*, **341**, 58 (1999).
- [10] R. R. J. Antonucci, J. S. Miller, *Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068*, *ApJ*, **297**, 621 (1985).
- [11] J. C. Halpern, *Variable X-ray absorption in the QSO MR 2251-173*, *ApJ*, **281**, 90 (1984).
- [12] K. Nandra, K. A. Pounds, *Highly ionized gas in the nucleus of the active galaxy MCG-6-30-15*, *Nature*, **359**, 215 (1992).

Chapitre 4

Processus d'ionisation de plasmas

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'introduction des différents processus d'ionisation de plasmas (plasmas photoionisés, plasmas mixtes) rencontrés lors de l'étude du "Warm Absorber" (WA) observé dans les NAGs.

D'après Kallman et McCray (1982) [1], il existe deux principales classes de source de rayonnement X.

1. Les sources diffuses (gaz interstellaire chaud, reste de Supernovae et gaz intergalactique dans les amas de galaxies), 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.

2. Les sources compactes (NAGs, binaires X galactiques) 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 et la fluorescence plutôt que par les collisions électroniques. Les plasmas photoionisés sont définis par le paramètre d'ionisation (fonction de la luminosité, de la forme du continu ionisant, de la densité et de la distance à la source centrale, voir ci-dessous).

4.2 Les Modèles de plasmas pour le Warm Absorber

4.2.1 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.* (1969) [2], l'état du gaz dépend seulement du paramètre d'ionisation ξ (voir l'équation 4.1), qui est proportionnel au rapport du flux ionisant (F), de la densité du gaz (n_H) et de la distance (R) à la source centrale (dilution géométrique), et non pas à la température comme c'est le cas dans les plasmas collisionnels.

$$\xi = \frac{4\pi F}{n_H} = \frac{L}{n_H R^2} \quad (4.1)$$

Il existe également d'autres définitions de ce paramètre comme celle de Krolik *et al.* (1981) [3], Ξ (voir l'équation 4.2) qui est à peu près le rapport de la densité d'énergie du rayonnement et de la densité d'énergie thermique :

$$\Xi = \frac{F}{n_H k T_e c} \quad (4.2)$$

où k est la constante de Boltzmann, T_e la température électronique et c la vitesse de la lumière.

Les valeurs du domaine de paramètre d'ionisation ξ sont inférieures à 10^{-3} erg cm s⁻¹ pour le milieu interstellaire diffus dans notre galaxie et jusqu'à 10^5 près des sources binaires X. Pour le "Warm Absorber" dans les galaxies de Seyfert 1, la valeur varie de quelques dizaines à quelques centaines [4].

Les objets avec de fortes sources de rayonnement proches du milieu émetteur tels que les étoiles binaires X, les NAGs et quasars sont très probablement dominés par la photoionisation, tandis que les objets tels que les restes de Supernovae ou le milieu interstellaire diffus loin d'une étoile ne sont pas autant affectés par la photoionisation [4].

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. 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 5.

De plus, la photoionisation produit un domaine plus large d'espèces d'ions pour une température donnée que dans le cas d'équilibre coronal. Cela est dû au fait que les spectres des photons responsables de l'ionisation dans la plupart des sources astrophysiques sont plus étendus que la distribution Maxwellienne dans le cas des collisions électroniques.

Ces effets combinés produisent des spectres différents pour les deux modèles d'ionisation de plasmas.

4.2.2 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 (WA) qui est généralement supposé photoionisé mais pour lequel un processus d'ionisation supplémentaire n'est pas exclu.

Pour l'étude du "Warm Absorber" (Porquet *et al.* (1999) [5], Porquet et Dubau (2000) [6]), 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" (WA) est schématisé par la figure 4.1

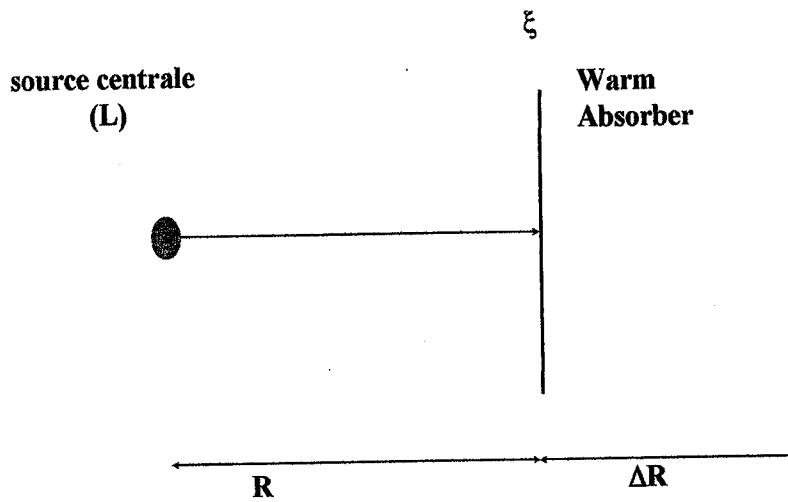


FIG. 4.1 – Représentation simplifiée du modèle de Warm Absorber. R est la distance du WA à la source ionisante et ΔR est l'épaisseur géométrique du WA.

Les processus d'ionisation intervenant dans le "Warm Absorber" (WA) 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** :

- **Un modèle de pure photoionisation** (i.e. en équilibre thermique radiatif).
- **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] T. R. Kallman, R. McCray, *X-ray nebular models*, ApJS, **50**, 263 (1982).
- [2] C. B. Tarter, W. H. Tucker et E. E. Salpeter, *The interaction of X-ray sources with optically thin environments*, ApJ, **156**, 943 (1969).
- [3] J. H. Krolik, C. F. McKee, C. B. Tarter, *Two-phase models of quasar emission line regions*, ApJ, **249**, 422 (1981).
- [4] D. Porquet, *Thèse de Doctorat* (Université de Paris VI, 1999).
- [5] D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin, M. Mouchet, *The Warm Absorber constrained by the coronal lines in Seyfert 1 galaxies*, A&A, **314**, 58 (1999).
- [6] D. Porquet, J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ion. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, **143**, 495 (2000).

Chapitre 5

Diagnostic en densité des plasmas photoionisés

5.1 Introduction

Les ions héliumoïdes (i.e. ions à deux électrons) 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 quatre principales raies en émission (domaine des rayons X : 0.1–100 Å) de ces ions sont les :

- la raie de résonance ($w : 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$)
- la raie interdite ($z : 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2s \ ^3S_1$)
- les raies d'intercombinaisons ($x, y : 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_{2,1}$ respectivement)

Toutes ces raies correspondent aux transitions de la couche $n = 2$ vers la couche $n = 1$ (niveau fondamental). Les règles de sélection ainsi que les définitions de ces différents types de raies sont explicitées dans le chapitre 2 (tableau 2.1). Ces raies sont rapportées dans le diagramme de Gotrian d'un ion héliumoïde qui montre le niveau fondamental (couche $n = 1$) numéroté 1 et les différents niveaux excités de la couche $n = 2$ numérotés 2 à 7 (Fig 5.1).

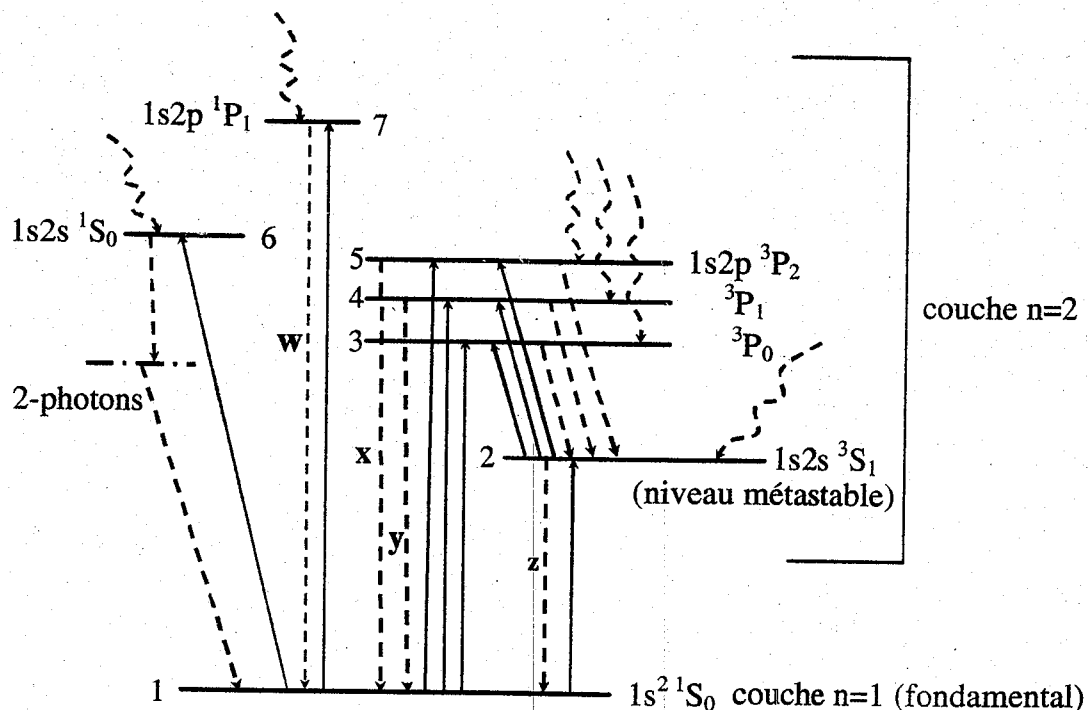


FIG. 5.1 – Diagramme de Gotrian des ions héliumoïdes limité aux couches $n = 1$ et $n = 2$. Trait en continu : excitation collisionnelle, trait en discontinu : désexcitation radiative, tirets courbés : recombinaisons radiative et diélectronique. Ce diagramme n'est pas à l'échelle, en effet, la différence 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 quatre 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, 1972, 1973) [1,2,3] 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) :

$$R(N_e) = \frac{z}{(x + y)} \quad (5.1)$$

$$G(T_e) = \frac{z + (x + y)}{w} \quad (5.2)$$

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 quatre raies a été récemment rendu possible dans le cas des plasmas non solaires grâce aux satellites X (Chandra, XMM, Astro-E). Ces types de diagnostics pourront être utilisés non seulement pour les plasmas collisionnels mais également pour les plasma photoionisés (Pradhan (1985) [4], Liedahl (1999) [5]).

Comme il a été mentionné auparavant, le processus ou les processus d'ionisation du "Warm Absorber" (WA) ne sont pas encore très bien déterminés. En effet, même si le WA est communément supposé photoionisé, un processus d'ionisation supplémentaire (par exemple collisionnel) n'est pas exclu (Porquet et Dumont 1998 [6], Porquet *et al.* 1999 [7], Nicastro *et al.* 1999 [8]). C'est pourquoi, ces deux types de plasmas doivent être étudiés. Par la suite, je référerai comme plasma "purement photoionisé" ("pure photoionized plasma") 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 hydrogénoïdes (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 .

5.2 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 suivante :

$$I(j \rightarrow i) = N_j A(j \rightarrow i) h\nu \quad (5.3)$$

où N_j désigne la densité des atomes X dans le niveau supérieur j (en cm^{-3}), $A(i \rightarrow j)$ 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). Mentionnons que l'équation précédente est valable dans le cas où le plasma est optiquement mince, ce qui signifie que le transfert radiatif est négligeable.

Nous nous intéressons ici au rapport $R(N_e)$ qui est défini par l'équation (5.1) et rappelé ci-dessous

$$R(N_e) = \frac{I(2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0)}{I(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0) + I(2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0)} \quad (5.4)$$

L'expression de ce rapport devient après avoir appliqué l'équation (5.3)

$$R(N_e) = \frac{N_2 A_{21} h\nu_z}{N_4 A_{41} h\nu_y + N_5 A_{51} h\nu_x} = \frac{N_2 A_{21}}{(N_4 A_{41} + N_5 A_{51})} \times \frac{h\nu_z}{h\nu_y} \quad (5.5)$$

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

Il sera utile de faire intervenir des rapports de branchement 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 5.1). Par exemple pour la raie y (une des raies d'intercombinaison), le rapport de branchement est : $\beta_{42} = A_{42}/(A_{42} + A_{41})$.

5.3 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 lorsqu'il s'agit des deux ions Ne^{8+} et O^{6+} , 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.5.2). Il peut être aussi dépeuplé collisionnellement vers les trois niveaux $2^3P_{0,1,2}$.

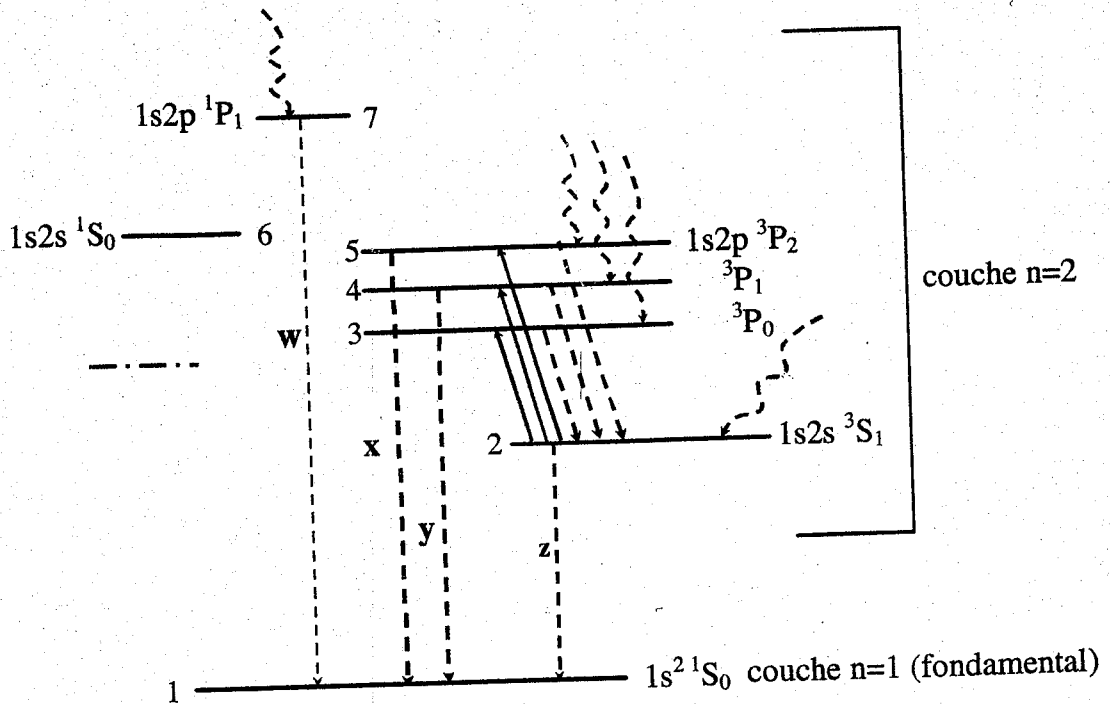


FIG. 5.2 – Diagramme de Gotrian (cas d'un plasma photoionisé pur) des ions hélium limités aux couches $n = 1$ et $n = 2$. Trait en continu : excitation collisionnelle, trait en discontinu : désexcitation radiative, tirets courbés : recombinaisons radiative et diélectronique.

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

$$N_2(A_{21} + N_e \sum_{i=3}^5 C_{2i}) = N_3 A_{32} + N_4 A_{42} + N_5 A_{52} + N_H N_e C_2^r \quad (5.6)$$

$$N_3 A_{32} = N_2 N_e C_{23} + N_H N_e C_3^r \quad (5.7)$$

$$N_4(A_{41} + A_{42}) = N_2 N_e C_{24} + N_H N_e C_4^r \quad (5.8)$$

$$N_5(A_{51} + A_{52}) = N_2 N_e C_{25} + N_H N_e C_5^r \quad (5.9)$$

où N_H désigne la densité des ions à l'état hydrogénoïde 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 (5.7) à (5.9) dans (5.6), on peut écrire comme équation qui ne contient que N_2 :

$$N_2 A_{21} + N_2 N_e (C_{24} + C_{25}) = N_H N_e C_3^r + \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}} (N_2 N_e C_{24} + N_H N_e C_4^r) + \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}} (N_2 N_e C_{25} + N_H N_e C_5^r) + N_H N_e C_2^r \quad (5.10)$$

Après réarrangement, cette dernière équation devient :

$$N_2 A_{21} + N_2 N_e C_{24} \left(1 - \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}}\right) + N_2 N_e C_{25} \left(1 - \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}}\right) = N_H N_e (C_2^r + C_3^r + \frac{A_{42}}{A_{41} + A_{42}} C_4^r + \frac{A_{52}}{A_{51} + A_{52}} C_5^r) \quad (5.11)$$

On obtient alors comme expression pour la population N_2 :

$$N_2 = \frac{N_H N_e (C_2^r + C_3^r + \beta_{42} C_4^r + \beta_{52} C_5^r)}{A_{21} + N_e (\beta_{41} C_{24} + \beta_{51} C_{25})} \quad (5.12)$$

où β_{ij} désigne le rapport de branchement pour la transition radiative $i \rightarrow j$. En remplaçant cette dernière expression dans les équations (5.8) et (5.9), les expressions des populations N_4 et N_5 s'écrivent :

$$N_4 = \frac{N_H N_e (C_4^r + F C_{24})}{A_{41} + A_{42}} \quad (5.13)$$

$$N_5 = \frac{N_H N_e (C_5^r + F C_{25})}{A_{51} + A_{52}} \quad (5.14)$$

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 (5.5), on obtient comme expression finale pour le rapport d'intensité $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité N_e :

$$R(N_e) = \frac{A_{21} (C_2^r + C_3^r + \beta_{42} C_4^r + \beta_{52} C_5^r)}{N_e (\beta_{41} C_{24} + \beta_{51} C_{25}) (C_2^r + C_3^r + C_4^r + C_5^r) + A_{21} (\beta_{41} C_4^r + \beta_{51} C_5^r)} \quad (5.15)$$

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 :

$$R(N_e) \longrightarrow R_0 = \frac{C_2^r + C_3^r + \beta_{42}C_4^r + \beta_{52}C_5^r}{\beta_{41}C_4^r + \beta_{51}C_5^r} \quad (5.16)$$

En substituant l'équation (5.16) dans (5.15) on peut réécrire R en fonction de la densité électronique N_e sous la forme :

$$R(N_e) = \frac{R_0}{\frac{N_e}{N_{\text{crit}}} + 1} \quad (5.17)$$

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

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

Il est intéressant de mentionner que N_{crit} augmente rapidement avec le numéro atomique Z de l'ion émetteur.

5.3.1 Données atomiques

5.3.1.1 Ion Ne^{8+}

Nous présentons dans le tableau 5.1 les valeurs des probabilités de transition radiative entre les niveaux de l'ion Ne^{8+} , qui sont requises dans le calcul du rapport R en fonction de N_e . Ces valeurs ont été prises de la référence Porquet et Dubau (2000) [9]. Nous mentionnons également dans ce tableau les valeurs des rapports de branchement déduites des valeurs des probabilités radiatives.

Transition $i \rightarrow j$	Probabilité A_{ij} (s^{-1})	Rapport de branchement β_{ij}
$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.100 E4	/
$2^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	1.003 E8	/
$2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	4.470 E9	0.977
$2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	1.039 E8	0.022
$2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	2.270 E6	0.019
$2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	1.118 E8	0.980

Tableau 5.1 : Probabilités de transition radiative A_{ij} entre les différents niveaux de l'ion Ne^{8+} , qui interviennent dans le calcul du rapport R . Les rapports de branchement β_{ij} sont également donnés.

Dans le tableau 5.2 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 diverses températures électroniques T_e comprises entre 1.4×10^5 et 5.6×10^6 K appropriées pour l'ion Ne^{8+} . Ces données ont été calculées à partir des valeurs trouvées dans l'article de Zhang et Sampson (1987) [10], en utilisant une méthode d'interpolation au moyen de *Mathematica*.

T_e (K)	1.4 E5	2.8 E5	5.6 E5	1.4 E6	2.8 E6	5.6 E6
C_{23} (cm ³ /s)	2.19 E-9	2.10 E-9	1.93 E-9	1.56 E-9	1.27 E-9	1.04 E-9
C_{24} (cm ³ /s)	6.56 E-9	6.32 E-9	5.81 E-9	4.68 E-9	3.84 E-9	3.12 E-9
C_{25} (cm ³ /s)	1.06 E-8	1.03 E-8	9.57 E-9	7.73 E-9	6.35 E-9	5.17 E-9

Tableau 5.2 : Coefficients de taux d'excitation collisionnelle C_{ij} à partir du niveau $i = 2$ vers les niveaux voisins $j = 3, 4, 5$ pour plusieurs valeurs de la température électronique T_e appropriées pour l'ion Ne^{8+} .

Enfin, nous exposons dans le tableau 5.3 les valeurs des coefficients de taux de recombinaison C_i^r (incluant aussi bien la recombinaison radiative (RR) que diélectronique (RD)) vers les quatre niveaux $i = 2, 3, 4$ et 5 de l'ion Ne^{8+} pour toutes les températures électroniques considérées dans le tableau précédent 5.2. Ces données ont été prises de la référence Porquet et Dubau (2000) [9].

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)
1.4 E5	2.023 E-12	5.840 E-13	1.752 E-12	2.917 E-12
2.8 E5	1.325 E-12	3.489 E-13	1.050 E-12	1.745 E-12
5.6 E5	8.490 E-13	2.005 E-13	6.040 E-13	1.010 E-12
1.4 E6	4.496 E-13	9.046 E-14	2.716 E-13	4.531 E-13
2.8 E6	2.986 E-13	5.087 E-14	1.528 E-13	2.517 E-13
5.6 E6	2.217 E-13	3.349 E-14	1.015 E-13	1.605 E-13

Tableau 5.3 : Coefficients de taux de recombinaison C_i^r vers les quatre niveaux $i = 2, 3, 4$ et 5 de l'ion Ne^{8+} pour diverses températures électroniques T_e . Ces coefficients ont été obtenus en additionnant ceux de recombinaison radiative (RR) et ceux de recombinaison diélectronique (RD).

5.3.1.2 Ion O^{6+}

Comme pour l'ion Ne^{8+} , 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 5.4 nous donnons les valeurs des probabilités de transition radiative entre les niveaux de l'ion O^{6+} . Ces valeurs ont été

prises de la référence Porquet et Dubau (2000) [9]. Nous précisons également dans ce tableau les valeurs des rapports de branchement, qui sont déduites des valeurs des probabilités radiatives.

Transitions $i \rightarrow j$	Probabilité A_{ij} (s^{-1})	Rapport de branchement β_{ij}
$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.060 E3	/
$2^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	7.818 E7	/
$2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	4.447 E8	0.840
$2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	7.956 E7	0.150
$2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	3.330 E5	0.015
$2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	8.249 E7	0.996

Tableau 5.4 : 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.

S'agissant des coefficients de taux d'excitation collisionnelle C_{ij} , nous les avons calculé à partir des forces de collision en appliquant la formule 2.17 du chapitre 2. Ce calcul impliquant une intégration sur l'énergie des électrons de collision a été effectué au moyen de *Mathematica*. Nous avons utilisé la formule de paramétrisation des forces de collision 2.21 du chapitre 2. Les coefficients de paramétrisation intervenant dans cette formule ont été pris de l'article Goett *et al.* (1980) [11]. Ils sont reproduits dans le tableau suivant pour O^{6+} ($Z = 8$) :

$\Omega(i \rightarrow j)$	ΔE_{ij} (eV)	α	C_0	C_1	C_2	$5Z^2S/3$
$\Omega(2 \rightarrow 3)$	7.561	0.9	20.04	137.7	2665	15
$\Omega(2 \rightarrow 4)$	7.568	0.9	59.86	390.8	7677	45
$\Omega(2 \rightarrow 5)$	7.636	0.9	99.08	634.3	12460	75

Nous obtenons les résultats des coefficients de taux d'excitation C_{ij} pour diverses températures électroniques T_e dans le domaine $9.0 \times 10^4 - 3.6 \times 10^6$ K, qui sont consignés dans le tableau 5.5.

T_e (K)	9.0 E4	1.8 E5	3.6 E5	9.0 E5	1.8 E6	3.6 E6
C_{23} (cm^3/s)	3.16 E-9	3.81 E-9	3.65 E-9	3.00 E-9	2.47 E-9	2.02 E-9
C_{24} (cm^3/s)	9.52 E-9	1.15 E-8	1.10 E-8	8.97E-9	7.42 E-9	6.07 E-9
C_{25} (cm^3/s)	1.56 E-8	1.89 E-8	1.81 E-8	1.48 E-8	1.23 E-8	1.00 E-8

Tableau 5.5 : 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+} .

Finally, we expose in table 5.6 the values of the coefficients of rate of recombination C_i^r (taking into account as well as the radiative recombination (RR) and dielectronic recombination (RD)) towards the four levels $i = 2, 3, 4$ and 5 of the O^{6+} ion for all the electron temperatures considered in the previous table 5.5. These values have been taken from the reference Porquet and Dubau (2000) [9].

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 E4	1.576 E-12	4.500 E-13	1.347 E-12	2.245 E-12
1.8 E5	1.040 E-12	2.694 E-13	8.070 E-13	1.347 E-12
3.6 E5	6.610 E-13	1.545 E-13	4.630 E-13	7.730 E-13
9.0 E5	3.495 E-13	6.959 E-14	2.079 E-13	3.475 E-13
1.8 E6	2.420 E-13	4.399 E-14	1.286 E-13	2.032 E-13
3.6 E6	1.969 E-13	3.829 E-14	1.077 E-13	1.490 E-13

Tableau 5.6 : 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).

5.3.2 Résultats et discussion

En utilisant toutes les données atomiques contenues dans les tableaux 5.1 à 5.6, nous avons calculé, à partir de la formule 5.15, 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. Ce calcul a été effectué pour les deux ions émetteurs Ne^{8+} et O^{6+} en recourant au logiciel *Mathematica*.

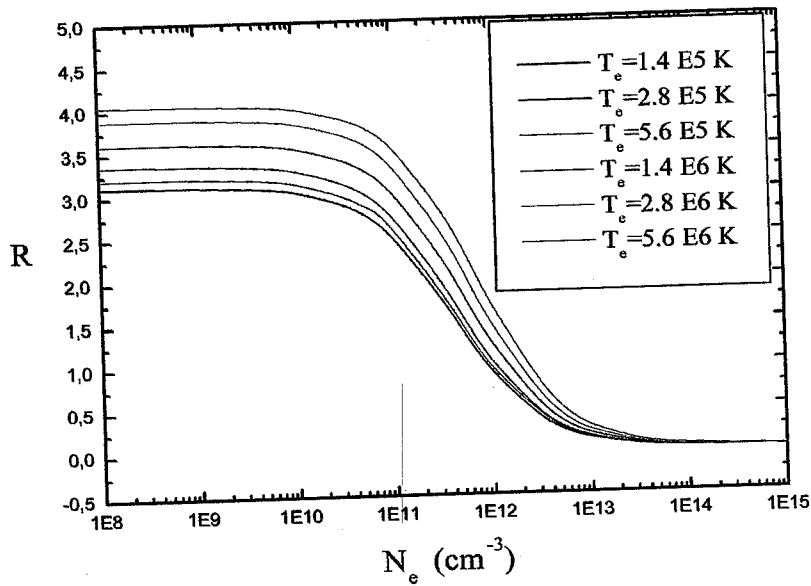


FIG. 5.3 - Rapport d'intensité $R = \frac{z}{x+y}$ en fonction de la densité électronique entre 10^8 et 10^{15} cm^{-3} pour l'ion Ne^{8+} dans le cas d'un plasma photoionisé pur. Les courbes sont données pour plusieurs valeurs de température T_e .

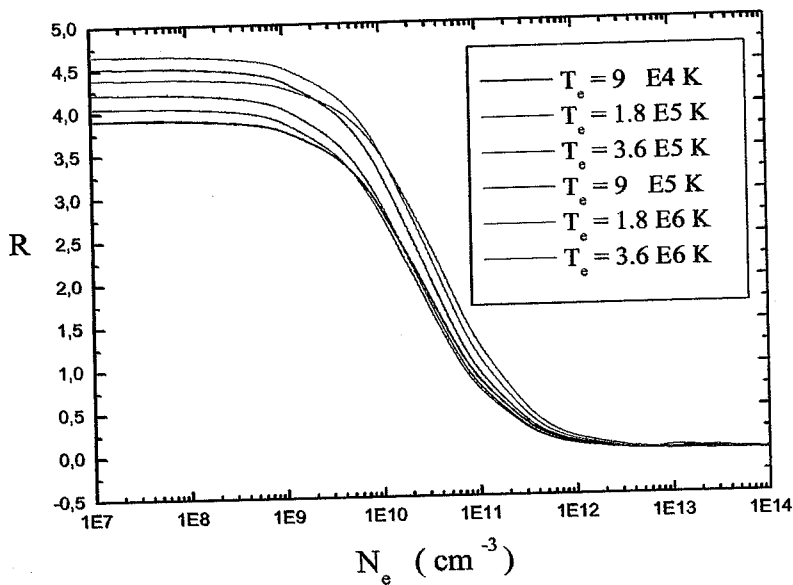


FIG. 5.4 - Rapport d'intensité $R = \frac{z}{x+y}$ en fonction de la densité électronique entre 10^7 et 10^{14} cm^{-3} pour l'ion O^{6+} dans le cas d'un plasma photoionisé pur. Les courbes sont données pour plusieurs valeurs de température T_e .

Les résultats sont présentés dans les figures (5.3) et (5.4) pour les deux ions Ne^{8+} et O^{6+} , respectivement, où nous montrons les variations du rapport d'intensité $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité électronique N_e en diverses valeurs de la température électronique 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 5.2). Dans cette limite les processus d'excitation collisionnelle ne jouent pratiquement aucun rôle. Les intensités relatives des raies sont alors indépendantes de la densité. Pour chacun des deux ions, le rapport R prend une valeur constante R_0 qui dépend de la température T_e . Par exemple, dans le cas de O^{6+} à $T_e = 1.8 \times 10^5$ K nous trouvons $R_0 = 4.05$ et dans le cas de Ne^{8+} à $T_e = 2.8 \times 10^5$ K nous obtenons $R_0 = 3.20$. Lorsque la densité N_e augmente, les niveaux commencent à se dépeupler par collisions vers des niveaux proches. Ce dépeuplement devient important lorsque $N_{\text{crit}} C \sim A$, où C est le coefficient de taux de collision électronique, A est la probabilité de transition radiative, et N_{crit} représente la densité critique. 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 l'ion O^{6+} à $T_e = 1.8 \times 10^5$ K, nous remarquons à partir de la figure 5.4 que R décroît rapidement de 3.5 à 0.12 lorsque la densité croît de 3×10^9 à $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dans le cas de l'ion Ne^{8+} nous voyons à partir de la figure 5.3 que, comme pour l'ion O^{6+} , le rapport R change rapidement sur approximativement deux décades de densité. 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 les deux graphes 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 sur la figure 5.4 dans le cas de l'ion O^{6+} pour la température la plus élevée $T_e = 3.6 \times 10^6$ K. Nous mentionnons que nos résultats présentés dans les figures 5.3 et 5.4 sont en parfait accord avec ceux publiés par Porquet et Dubau (2000) [9]. Dans la figure 5.5 nous mettons en exergue le domaine de densité N_e 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 5.5 le domaine de température électronique pour lequel le modèle de plasma "purement photoionisé" est valable. Pour les deux ions considérés, O^{6+} et Ne^{8+} , 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 "hybride" 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.

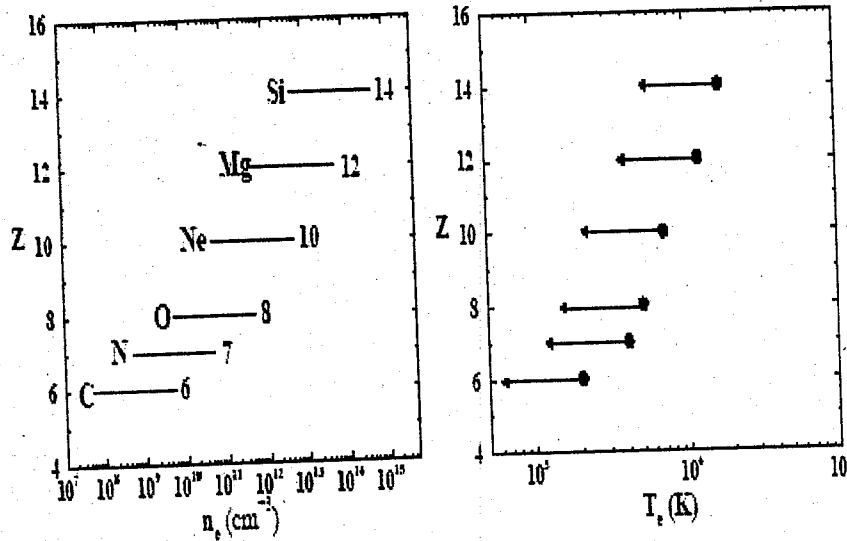


FIG. 5.5 – Pour chaque ion considéré est rapporté sur *la figure de gauche* le domaine de densité pour lequel le rapport R est très sensible à la densité et sur *la figure de droite* le domaine de température où le plasma peut être considéré comme purement photoionisé. Au-delà (à plus forte température), le plasma est "hybride" pour de petites valeurs du rapport d'abondance N_H/N_{He} et photoionisé pour les valeurs de N_H/N_{He} très élevées.

5.4 Cas des plasmas mixtes (hybrides)

Nous introduisons le paramètre X_{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 X_{ion} signifie (pour un élément donné : O ou Ne) que le nombre d'ions hydrogénoïdes est très supérieur à celui des ions héliumoïdes. Par conséquent, il y aura largement plus de recombinaisons radiative¹ et diélectronique (H-like → He-like) que d'excitations collisionnelles venant du niveau fondamental de l'ion héliumoïde vers les niveaux excités de la couche $n = 2$ de ce même ion. L'importance des processus de recombinaison (radiative et diélectronique) est proportionnelle à X_{ion} .

Comme il a été déjà mentionné dans le chapitre 4, ce que nous appelons plasmas hybrides sont des plasmas photoionisés où un processus d'ionisation supplémentaire rentre en jeu tel que les collisions dues aux électrons. Dans de tels plasmas 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 supé-

¹Ceci est toujours vrai lorsque la température n'est pas trop élevée (Fig 5.5), dans ce cas, quelque soit la valeur de X_{ion} , les raies sont formées par recombinaison radiative.

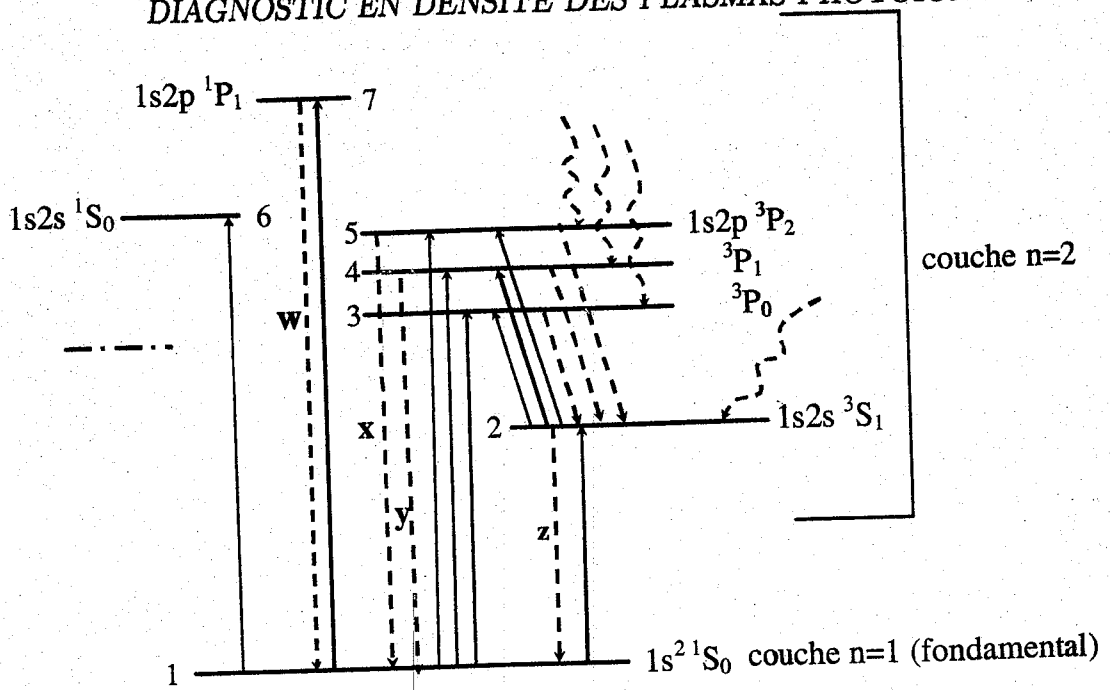


FIG. 5.6 – Diagramme de Gotrian (cas d'un plasma hybride) des ions héliumoides limité aux couches $n = 1$ et $n = 2$. Trait en continu : excitation collisionnelle, trait en discontinu : désexcitation radiative, tirets courbés : recombinaisons radiative et diélectronique.

rieurs, noté 2, 3, 4 et 5 (voir figure 5.6). Précisons que les plasmas hybrides sont assez chauds, la température électronique est de l'ordre de 10^6 K lorsqu'il s'agit de la présence des deux ions Ne^{8+} et O^{6+} .

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 :

$$N_2(A_{21} + N_e \sum_{i=3}^5 C_{2i}) = N_1 N_e C_{12} + N_3 A_{32} + N_4 A_{42} + N_5 A_{52} + N_H N_e C_2^r \quad (5.18)$$

$$N_3 A_{32} = N_1 N_e C_{13} + N_2 N_e C_{23} + N_H N_e C_3^r \quad (5.19)$$

$$N_4(A_{41} + A_{42}) = N_1 N_e C_{14} + N_2 N_e C_{24} + N_H N_e C_4^r \quad (5.20)$$

$$N_5(A_{51} + A_{52}) = N_1 N_e C_{15} + N_2 N_e C_{25} + N_H N_e C_5^r \quad (5.21)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_{He} \quad (5.22)$$

5.4. CAS DES PLASMAS MIXTES (HYBRIDES)

où N_{He} désigne la densité des ions héliumoïdes dans tous ses états, présents dans le plasma émissif (en cm^{-3}). On peut noter que les quatre équations (5.18) à (5.21) diffèrent des quatre précédentes équations (5.6) à (5.9) écrites dans le cas d'un plasma photoionisé pur par seulement l'inclusion des termes $N_1 N_e C_{1i}$ ($i=2-5$).

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 $X_{\text{ion}} = N_H/N_{He}$ qui sont 0.1, 1 et 10.

5.4.1 Données atomiques

En plus des données atomiques déjà exposées dans la section 5.3.1, nous avons besoin de connaître dans le cas des plasmas hybrides 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 (2.17) tout en utilisant les valeurs des forces de collision données dans l'article de Goett *et al.* (1980) [11] pour plusieurs énergies de l'électron incident. Ce calcul a été effectué au moyen de *Mathematica*, notamment lors de l'intégration numérique par rapport à l'énergie. Plusieurs valeurs de la température électronique ont été considérées. Les résultats obtenus pour les deux ions sont consignés dans les tableaux suivants :

T_e (K)	1.4 E5	2.8 E5	5.6 E5	1.4 E6	2.8 E6	5.6 E6
C_{12} (cm^3/s)	1.49 E-43	2.05 E-27	1.99 E-19	9.04 E-15	2.42 E-13	9.39 E-13
C_{13} (cm^3/s)	4.23 E-44	8.63 E-28	1.00 E-19	5.03 E-15	1.40 E-13	5.43 E-13
C_{14} (cm^3/s)	1.27 E-43	2.59 E-27	3.02 E-19	1.51 E-14	4.20 E-13	1.63 E-12
C_{15} (cm^3/s)	2.11 E-43	4.31 E-27	5.03 E-19	2.51 E-14	7.00 E-13	2.71 E-12

Tableau 5.7 : 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 appropriées pour l'ion Ne^{8+} .

T_e (K)	9 E4	1.8 E5	3.6 E5	9 E5	1.8 E6	1.8 E6
C_{12} (cm^3/s)	4.49 E-42	1.60 E-26	7.90 E-19	2.39 E-14	5.69 E-13	2.08 E-12
C_{13} (cm^3/s)	5.63 E-43	6.10 E-27	3.80 E-19	1.30 E-15	3.15 E-13	1.13 E-12
C_{14} (cm^3/s)	1.69 E-42	1.83 E-26	1.14 E-18	3.91 E-14	9.46 E-13	3.40 E-12
C_{15} (cm^3/s)	2.81 E-42	3.05 E-26	1.90 E-18	6.51 E-14	1.57 E-12	5.66 E-12

Tableau 5.8 : 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 appropriées pour l'ion O^{6+} .

Dans le tableau suivant nous donnons les énergies des transitions entre le niveau fondamental et les niveaux excités, qui ont été utilisées lors du calcul des coefficients de taux d'excitation C_{1i} .

Energie	Ne ⁸⁺	O ⁶⁺
ΔE_{12} (eV)	561.1	905.1
ΔE_{13} (eV)	568.7	914.8
ΔE_{14} (eV)	568.7	914.8
ΔE_{15} (eV)	568.7	915.0

Tableau 5.9 : Energies de transition $1 \rightarrow i$ pour les deux d'ions Ne⁸⁺ et O⁶⁺.

5.4.2 Résultats et discussions

Nos résultats numériques sont présentés dans les figures 5.7 à 5.9 pour l'ion émetteur Ne⁸⁺ et les figures 5.10 à 5.12 pour l'autre ion émetteur O⁶⁺. Toutes ces figures montrent les variations du rapport d'intensité $R = z/(x+y)$ en fonction de la densité électronique N_e et pour différentes valeurs de la température électronique T_e . Dans chacune de ces figures diverses valeurs du rapport d'abondance X_{ion} (N_H/N_{He}) ont été prises. Il peut être clairement constaté à partir des six figures que dans le cas du plasma "hybride" pour X_{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 X_{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 5.12 qui correspond à $T_e = 3.6 \times 10^6$ K, une quatrième valeur très élevée (égale à 10^4) de X_{ion} a été considérée afin de mieux illustrer la différence entre les deux types de plasma, "hybride" et "photoionisé pur" (voir Fig 5.5). 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 5.13 le spectre synthétique des quatre raies $1s2l \rightarrow 1s^2$ de l'ion O⁶⁺ 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 Dubau (2000) [9].

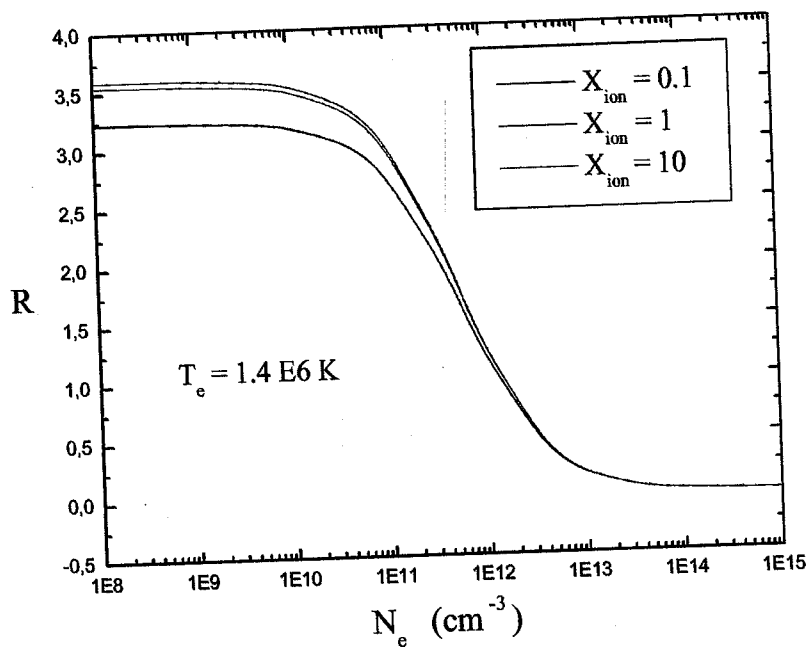


FIG. 5.7 – Rapport d'intensité $R = z/(x + y)$ en fonction de la densité N_e pour l'ion Ne^{8+} dans le cas d'un plasma hybride. Les courbes de R sont données pour plusieurs valeurs de X_{ion} à la température $T_e = 1.4 \times 10^6$ K.

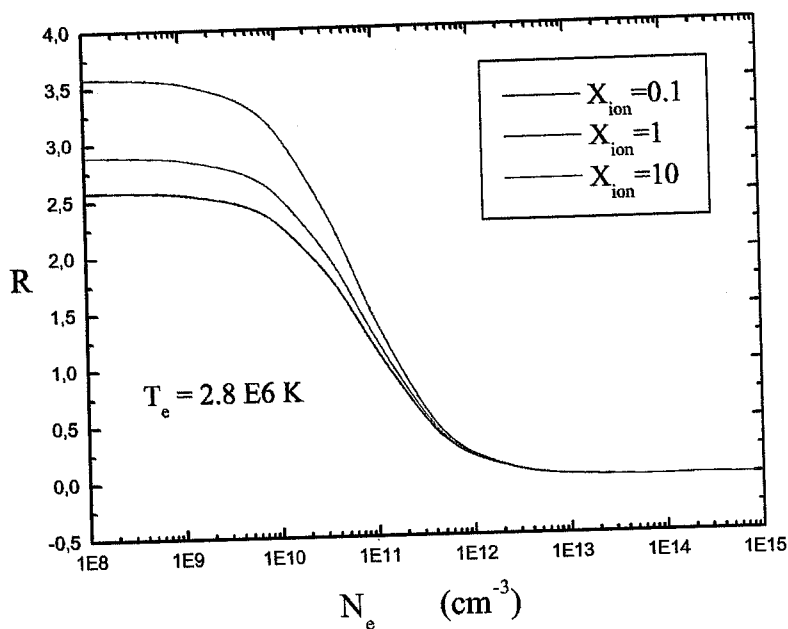


FIG. 5.8 – Même légende que pour la figure 5.7 sauf que $T_e = 2.8 \times 10^6$ K.

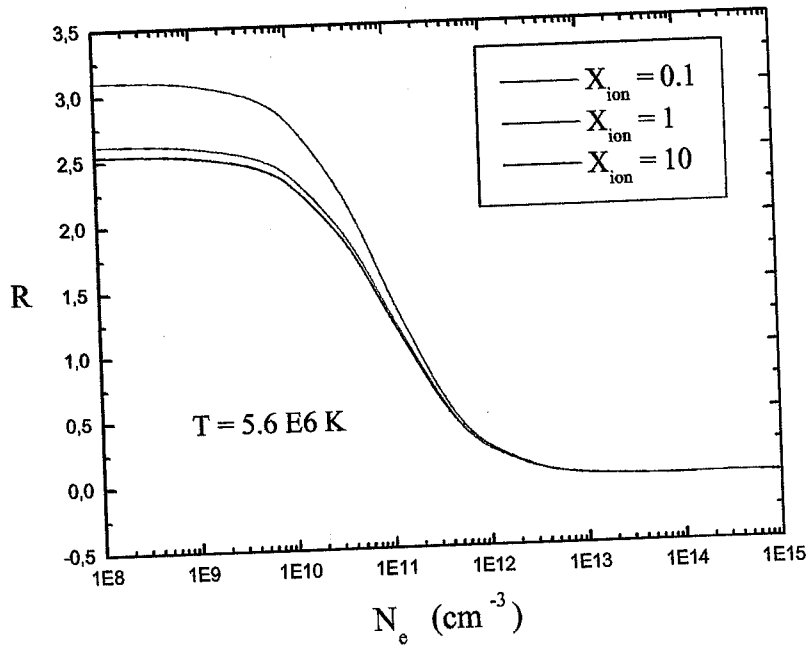


FIG. 5.9 – Même légende que pour la figure 5.7 sauf que $T_e = 5.6 \times 10^6 \text{ K}$.

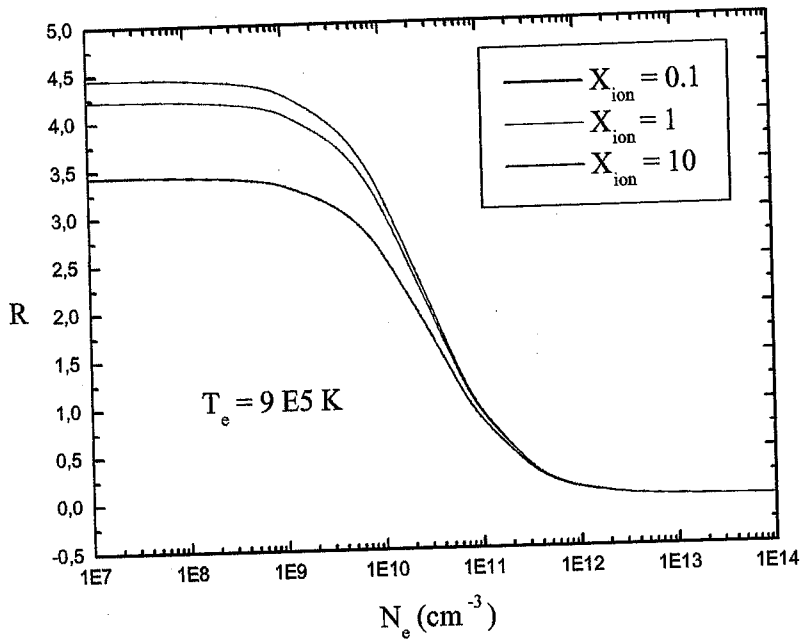


FIG. 5.10 – Rapport d'intensité $R = z/(x+y)$ en fonction de la densité N_e pour l'ion O^{6+} dans le cas d'un plasma hybride. Les courbes de R sont données pour plusieurs valeurs de X_{ion} à la température $T_e = 9 \times 10^5 \text{ K}$.

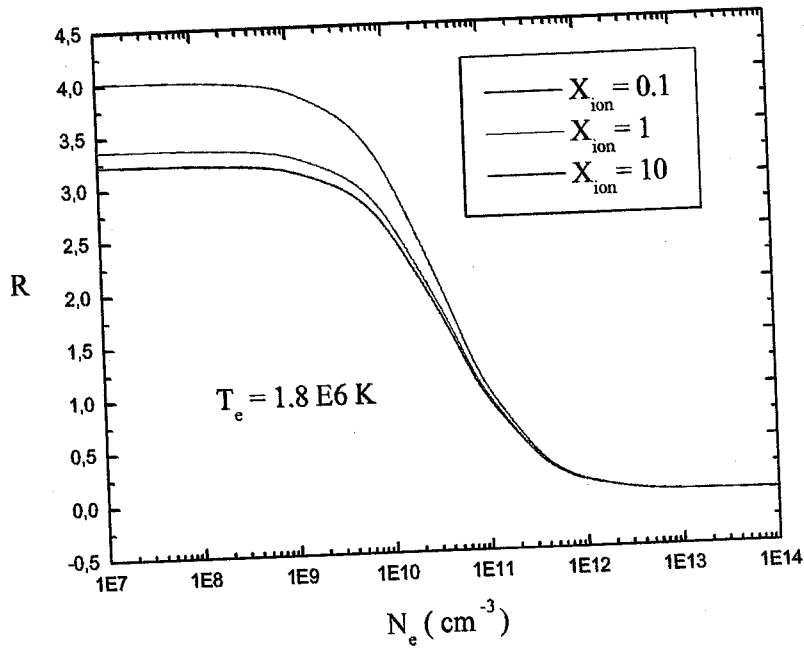


FIG. 5.11 – Même légende que pour la figure 5.10 sauf que $T_e = 1.8 \times 10^6 \text{ K}$.

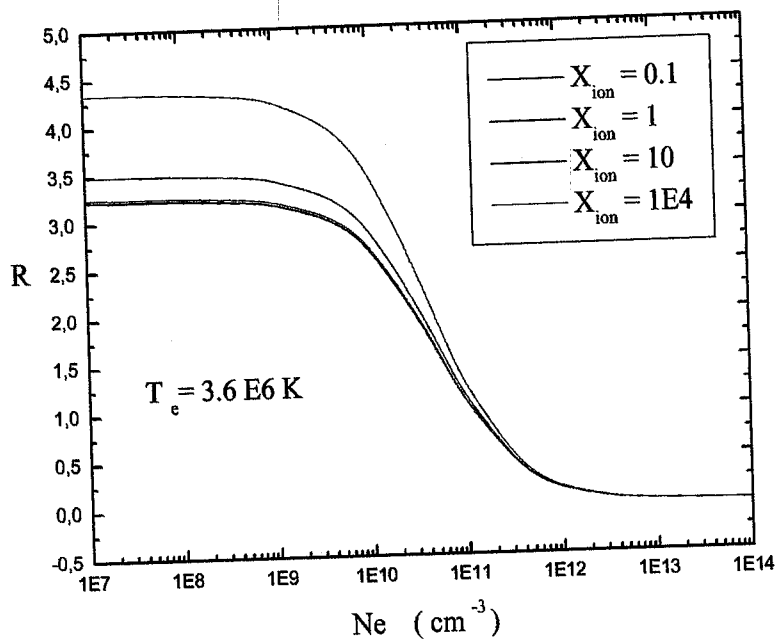


FIG. 5.12 – Même légende que pour la figure 5.10 sauf que $T_e = 3.6 \times 10^6 \text{ K}$.

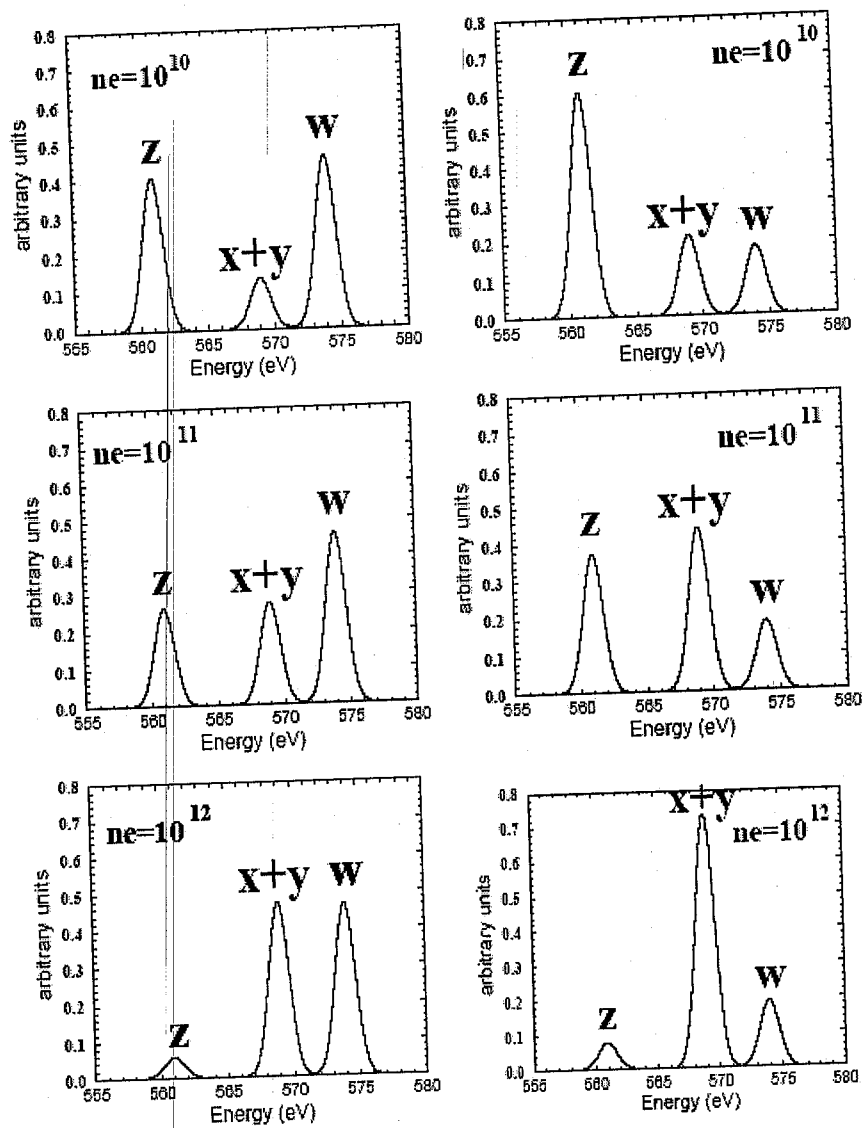


FIG. 5.13 – Spectre synthétique pour les raies interdite z , d'intercombinaison (xy), de résonance w de l'ion O^{6+} à la résolution spectrale ($E/\Delta E$) du RGS (XMM) correspondant à cette énergie pour trois valeurs de densité N_e (en cm^{-3}). Cela correspond approximativement au domaine de densité où R est très sensible à la densité. z : raie interdite, (x, y) raies d'intercombinaison et w raie de résonance. Les intensités sont normalisées à la somme des intensités des quatre raies. *A gauche* : "plasma hybride" à $T_e = 1.5 \times 10^6$ K et $X_{ion} = 1$; *A droite* : plasma purement photoionisé à $T_e = 10^5$ K (indépendant de la valeur de X_{ion} à cette température).

Bibliographie

- [1] A. H. Gabriel, C. Jordan, *Interpretation of solar Helium-like ion line intensities*, MNRAS, **145**, 241 (1969).
- [2] A. H. Gabriel, C. Jordan, *Interpretation of spectral intensities from laboratory and astrophysical plasmas*, "Case studies in atomic collision physics", McDaniel, McDowell (eds.), vol.2, p209 (1972).
- [3] A. H. Gabriel, C. Jordan, *The temperature dependence of line ratios of He-like ions*, ApJ, **186**, 327 (1973).
- [4] A. K. Pradhan, *Recombination-cascade X-ray spectra of highly charged helium-like ion*, ApJ, **288**, 824 (1985).
- [5] D. A. Liedahl, *The X-ray spectral properties of photoionized plasmas and transient plasmas*, dans "X-ray spectroscopy in Astrophysics", EADN School, Amsterdam, 1997, eds Jan van Paradjis, Johan A. M. Bleekers, P.189 (1999).
- [6] D. Porquet, A. M. Dumont, *Constraints of the Warm Absorber by iron coronal lines in Seyfert 1*, dans "Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions", Eds C. M. Gaskell, W. N. Brandt, M. Dietrich, D. Dultzin-Hacyan, and M. Eracleous, ASP Conf. Ser., sous presse (1998).
- [7] D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin, M. Mouchet, *The Warm Absorber constrained by the coronal lines in Seyfert1 galaxies*, A&A, **314**, 58 (1999).
- [8] F. Nicastro, F. Fiore, G. C. Perola, M. Elvis, *Ionized Absorbers in Active Galactic Nuclei : The Role of Collisional Ionization and Time-evolving Photoionization*, ApJ, **512**, 184 (1999).
- [9] D. Porquet, J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, **143**, 495 (2000).
- [10] H. Zhang, D. H. Sampson, *Collision rates for excitation of Helium-like ions with inclusion of resonance effects*, **63**, 487 (1987).
- [11] S. J. Goett, R. E. H. Clark, D. H. Sampson, *Atomic data and Nuclear data Tables* **25**, 185 (1980).

Chapitre 6

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 10-25 Å par des ions héliumoïdes multichargés présents dans des plasmas "purement photoionisés" ou "partiellement photoionisés". Le but de cette étude est son application future aux diagnostics en densité d'électrons de certains milieux tels que le "Warm Absorber" (WA) existant dans des noyaux actifs de galaxies, lorsqu'il sera possible d'obtenir des spectres X à grande résolution spectrale au moyen de la nouvelle génération de satellites X tels que Chandra et XMM et Astro-E.

Comme ions héliumoïdes multichargés, nous avons choisi deux : celui d'oxygène O^{6+} ($Z = 8$) et celui de néon Ne^{8+} ($Z = 10$). 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", "partiellement photoionisés" ou "purement ionisés collisionnellement", ceci dans un certain domaine assez large de densité et de température électroniques. Lors du calcul du rapport d'intensité $R(N_e) = z/(x + y)$, nous avons pris en compte les principaux processus atomiques de peuplement des niveaux supérieurs des raies. Parmi ces processus, il y a les recombinaisons radiative et diélectronique à partir des ions hydrogénoïdes, soit directement soit indirectement via les cascades radiatives. Il y a aussi les excitations collisionnelles à partir tant du niveau fondamental $1s^2\ ^1S_0$ que du niveau métastable $1s2s\ ^3S_1$. Nous avons sélectionné dans la littérature les meilleures données atomiques qui sont nécessaires au calcul du rapport $R(N_e)$. Les populations des niveaux supérieurs des raies ont été évaluées dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif incluant un grand nombre de niveaux.

Les résultats que nous avons obtenus ont montré que, dans le cas de l'ion Ne^{8+} présent dans un plasma photoionisé pur à la température électronique de 2.8×10^5 K, le rapport d'intensité $R(N_e)$ peut décroître considérablement de la valeur ~ 2.6 à la valeur 0.13 lorsque la densité des électrons augmente de 10^{11} à 10^{13} cm^{-3} . Pour l'ion O^{6+} nous avons trouvé que le rapport d'intensité, 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 $10^9 - 10^{11}$ 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 relatives des ions hydrogénoïdes sur les ions héliumoïdes.

Nos calculs du rapport R peuvent être appliqués au WA dans plusieurs types de noyaux actifs de galaxies, à des fins de diagnostic en densité d'électrons. Ils peuvent être aussi appliqués à d'autres plasmas photoionisés qui représentent une fraction significative des plasmas astrophysiques. Grâce aux satellites X Chandra, XMM et Astro-E qui ont été lancés récemment vers l'espace, on peut espérer recueillir dans un proche avenir des spectres X de bonne résolution spectrale venant des plasmas photoionisés lointains.

Nous comptons dans le futur améliorer l'évaluation du rapport d'intensité R en incluant d'autres processus atomiques ainsi que d'autres niveaux plus excités des ions émissifs. Nous envisageons également d'introduire des distributions d'électrons non-Maxwelliennes et examiner l'effet de ces distributions sur le rapport R .

Bibliographie générale

- A. Burgess, *Dielectronic recombination and the temperature of the Solar corona*, **139**, 776 (1964).
- A. Burgess, *Dielectronic recombination in the corona*, **28**, 774 (1965).
- A. Laor, F. Fiore, M. Elvis, B. J. Wilkes, J. C. McDowell, *The soft X-ray properties of a complete sample of optically selected quasars. 1 : First results*, *ApJ*, **435**, 611 (1994).
- A. C. Fabian, Y. Shioya, K. Iwasawa, K. Nandra, C. Crawford, R. Johnstone, H. Kunieda, R. MCMahon, K. Makishima, T. Murayama, T. Ohashi, Y. Tanaka, Y. Taniguchi, Y. Terashima, *Fe K emission from the hidden quasar IRAS P09104+4109*, *ApJL*, **436**, L51 (1994b).
- A. H. Gabriel, C. Jordan, *Interpretation of solar Helium-like ion line intensities*, *MNRAS*, **145**, 241 (1969).
- A. H. Gabriel, C. Jordan, *Interpretation of spectral intensities from laboratory and astrophysical plasmas, "Case studies in atomic collision physics"*, McDaniel, McDowell (eds.), vol.2, p209 (1972).
- A. H. Gabriel, C. Jordan, *The temperature dependence of line ratios of He-like ions*, *ApJ*, **186**, 327 (1973).
- A. K. Pradhan, *Recombination-cascade X-ray spectra of highly charged helium-like ion*, *ApJ*, **288**, 824 (1985).
- C. Done, *BBXRT and Ginga observations of AGN*, *Advances in Space Research* **13**, 211 (1993).
- C. B. Tarter, W. H. Tucker et E. E. Salpeter, *The interaction of X-ray sources with optically thin environments*, *ApJ*, **156**, 943 (1969).
- D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, (Oxford University Press 1998) P97.
- D. H. Sampson and R. E. H. Clark, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 169 (1980).
- D. H. Sampson, R. E. H. Clark and L. B. Golden, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 193 (1980).
- D. H. Sampson, R. E. H. Clark and A. D. Parks, *Phys. Rev. B* **12**, 3257 (1979).
- D. H. Sampson, A. D. Parks and R. E. H. Clark, *Phys. Rev. A* **17**, 1619 (1978).
- D. H. Sampson, *Atomic Photoionization* (Springer, Berlin, Heidelberg 1982).

- D. Porquet, *Thèse de Doctorat* (Université de Paris VI, 1999).
- D. Porquet, A. M. Dumont, S. Collin, M. Mouchet, *The Warm Absorber constrained by the coronal lines in Seyfert1 galaxies*, *A&A*, **341**, 58 (1999).
- D. Porquet, A. M. Dumont, *Constraints of the Warm Absorber by iron coronal lines in Seyfert 1*, dans "Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions", Eds C. M. Gaskell, W. N. Brandt, M. Dietrich, D. Dultzin-Hacyan, and M. Eracleous, ASP Conf. Ser., sous presse (1998).
- D. Porquet, J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ion. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, **143**, 495 (2000).
- D. A. Liedahl, *The X-ray spectral properties of photoionized plasmas and transient plasmas*, dans "X-ray spectroscopy in Astrophysics", EADN School, Amsterdam, 1997, eds Jan van Paradijs, Johan A. M. Bleekers, P.189 (1999).
- F. Nicastro, F. Fiore, G. C. Perola, M. Elvis, *Ionized Absorbers in Active Galactic Nuclei : The Role of Collisional Ionization and Time-evolving Photoionization*, *ApJ*, **512**, 184 (1999).
- H. R. Schmitt, A. L. Kinney, *A Comparison between the Narrow-Line Regions of Seyfert 1 and Seyfert 2 Galaxies*, *Apj* **463**, 498 (1996).
- H. Zhang, D. H. Sampson, *Collision rates for excitation of Helium-like ions with inclusion of resonance effects*, **63**,487 (1987).
- J. Berkowitz, *Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy* (Academic, New York 1979).
- J. Dubau et S. Volonte *Dielectronic recombination and its applications in astronomy*, Reports of Progress in Physics, **43**, 199 (1980).
- J. A. Frogel, F. C. Gillett, D.M. Terndrup, J. P. Vader, *IRAS 20460+1925 - An extreme Seyfert 2 and one of the most luminous galaxies known*, *ApJ* **343**, 672 (1989).
- J. C. Halpern, *Variable X-ray absorption in the QSO MR 2251-178*, *ApJ*, **281**, 90 (1984).
- J. H. Krolik, C. F. MCKee, C. B. Tarter, *Two-phase models of quasar emission line regions*, *ApJ*, **249**, 422 (1981).
- K. Nandra, K. A. Pounds, *Highly ionized gaz in the nucleus of the active galaxy MCG-6-30-15*, *Nature*,**359**,215 (1992).
- L. Saugé, *Thèse de Doctorat* (Université Joseph-Fourier de Grenoble, 2004).
- R. R. J. Antonucci, J. S. Miller, *Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068*, *ApJ*, **297**, 621 (1985).
- S. W. Rachedi, *Thèse de Magister* (Université de Tlemcen 2000).
- S. J. Goett, R. E. H. Clark, D. H. Sampson, *Atomic data and Nuclear data Tables* **25**, 185 (1980).

T. N. Chang (ed), *Many-body Theory of Atomic Structure and Photoionization*, (World Scientific, Singapore 1993).

T. F. Adams, *A survey of the Seyfert galaxies based on large-scale image-tube plates*, ApJS , **33**,19 (1977).

T. R. Kallman, R. McCray, *X-ray nebular models*, ApJS, **50**, 263 (1982).

Y. Hahn, Electron-Ion Recombination Processes in Plasmas, in : *Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas*, ed. by R. K Janev (Plenum, New York 1995).