

Un plasma est un système formé de particules chargées et particules neutres. Avec cette définition on comprend que 99% de l'univers est constitué de plasmas, puisque les étoiles, les espaces interstellaires et intergalactiques représentent des plasmas. Néanmoins, les plasmas n'existent pas à l'état naturel sur Terre, on peut en créer expérimentalement dans les laboratoires en ionisant un gaz. Pour cela, il faut apporter de l'énergie afin d'arracher des électrons aux atomes de gaz et ainsi obtenir un système d'ions, d'électrons et d'atomes : c'est-à-dire un plasma.

Les plasmas chauds dont la température peut atteindre des dizaines de millions de degrés intéressent considérablement des scientifiques qui ambitionnent de réaliser un réacteur nucléaire utilisant l'énergie de fusion entre les noyaux légers de Deutérium et de Tritium. Les principales méthodes de diagnostic des plasmas chauds 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 expliquent les mécanismes de production et d'émission du rayonnement. L'étude de ce rayonnement permet de déterminer la nature des atomes (ions), leurs répartitions et leurs niveaux d'énergie. De plus, les intensités relatives de certaines raies émises par les ions contenus dans le plasma fournissent de précieux renseignements sur les conditions physiques qui règnent dans le plasma rayonnant (densité et température électroniques, présence d'électrons non thermiques). C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvienne. Ces méthodes spectroscopiques ont été appliquées comme outil efficace de diagnostic des plasmas, aussi bien astrophysiques que ceux produits en laboratoire à des fins de fusion par confinement magnétique ou inertiel et également dans la réalisation des lasers X [1-11].

Les ions hautement chargés de la série iso-électronique de l'hélium (c'est-à-dire des ions ayant deux électrons) sont généralement parmi les plus abondants dans les plasmas chauds à travers un large domaine de température du fait de leur structure électronique en couche fermée ( $1s^2$ ) qui les rend difficilement ionisables. Les raies émises dans le domaine X-mou par de tels ions lors des transitions  $1s2l \rightarrow 1s^2$  ( $l=0,1$ ) apparaissent parmi les plus intenses dans les spectres de plasmas chauds existant dans l'univers ou produit en laboratoire. Ces raies sont souvent utilisées pour les diagnostics de tels plasmas et, lorsqu'elles sont produites par des processus collisionnels, elles servent d'indicateurs fiables de température et de densité pour les électrons libres présents dans les plasmas. Elles peuvent également servir à déterminer l'équilibre d'ionisation des plasmas à travers le rapport d'abondance des états de

charge héliumoïde et lithiuoïde d'un élément atomique. On distingue quatre raies d'émission associées aux transitions  $1s2l \rightarrow 1s^2$ . La Première correspond à la raie optiquement permise (E1) dénommée  $w$  due à la transition  $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ , la deuxième à la raie d'intercombinaison (E1) dénommée  $y$  due à la transition  $1s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$  et les deux autres à des raies interdites. L'une de ces raies interdites est dénommée  $x$  et est associée à la transition quadrupolaire magnétique (M2)  $1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s \ ^1S_0$  et l'autre est dénommée  $z$  et est associée à la transition dipolaire magnétique (M1)  $1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ . Mentionnons que la raie  $x$  a une intensité trop faible pour les ions héliumoïdes de numéro atomique  $Z$  petit car dans ce cas le niveau supérieur  $1s2p \ ^3P_2$  se désexcite par émission spontanée principalement vers  $1s2s \ ^3S_1$  par transition E1.

Nous nous intéressons dans ce mémoire à l'intensité des deux raies  $z$  (interdite) et  $y$  (d'intercombinaison) émises par des ions héliumoïdes de  $Z$  relativement petit dans des plasmas peu denses pour lesquels la densité des électrons n'est pas suffisamment élevée pour maintenir une distribution de Boltzmann des populations des niveaux. Il a été montré en 1969 par Gabriel et Jordan [1] que le rapport d'intensité de ces deux raies émises par un même élément est sensible à la densité des électrons dans un certain domaine de densité du fait de la nature métastable du niveau supérieur de la raie  $z$ . Ce niveau, qui est le premier niveau excité de l'ion héliumoïde, ne peut évidemment décliner radiativement que vers le niveau fondamental  $1s^2 \ ^1S_0$  et ceci par une transition dipolaire magnétique relativiste avec une probabilité par unité de temps relativement faible. Ceci entraîne que la durée de vie radiative du niveau  $1s2s \ ^3S_1$  est relativement longue et, de ce fait, ce niveau peut être appréciablement peuplé et la possibilité de se dépeupler par impact d'électrons peut devenir grande. Par exemple, la durée de vie radiative du niveau  $1s2s \ ^3S_1$  liée à son déclin par transition dipolaire magnétique vers le niveau fondamental  $1s^2 \ ^1S_0$  est de 20.6 ms dans  $C^{4+}$ , 1 ms dans  $O^{6+}$ , 91.7  $\mu s$  dans  $Ne^{8+}$  et 2.78  $\mu s$  dans  $Si^{12+}$  [12,13]. Pour les ions héliumoïdes ayant un numéro atomique  $Z$  petit ( $Z \leq 12$ ), l'excitation collisionnelle à partir du niveau  $1s2s \ ^3S_1$  peut jouer un rôle important dans le peuplement des niveaux triplets voisins  $1s2p \ ^3P_{0,1,2}$  et ceci même pour des densités d'électrons relativement basses telles que celles qui règnent dans la couronne solaire. Pour ces ions, le rapport d'intensité de la raie interdite  $z$  sur la raie d'intercombinaison  $y$  est très sensible à la densité électronique entre  $10^9$  et  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . C'est la raison pour laquelle ce rapport d'intensité a, dans les années passées, souvent été utilisé comme un puissant outil pour les diagnostics en densité d'électrons de divers plasmas, particulièrement, ceux des atmosphères solaire et stellaires [14] et des supernovae, la détermination de la densité étant basée sur la comparaison du rapport expérimental et théorique.

Nous avons calculé dans ce travail de Mémoire le rapport d'intensité  $z/y$  en fonction de la densité  $N_e$  des électrons libres du plasma en considérant comme ion émetteur l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ . Pour cet ion, la durée de vie radiative du niveau métastable  $1s2s\ ^3S_1$  (niveau supérieur de  $z$ ) est, comme déjà mentionné, de  $91.7\ \mu\text{s}$  alors que celle du niveau  $1s2p\ ^3P_1$  (niveau supérieur de  $y$ ) est considérablement plus courte  $0.19\ \text{ns}$ . Nous verrons que le dépeuplement collisionnel du niveau  $1s2s\ ^3S_1$  commence à être significatif lorsque la densité d'électron  $N_e$  devient supérieure à  $\sim 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ . Nous déterminerons la dépendance en  $N_e$  du rapport d'intensité  $z/y$  en choisissant diverses valeurs de la température électronique comprises entre  $2 \times 10^6$  et  $5 \times 10^6\ \text{K}$  et en appliquant un modèle collisionnel-radiatif incluant 5 niveaux puis 13 niveaux. Nous avons cherché dans ce Mémoire à utiliser les meilleures données atomiques disponibles dans la littérature concernant les probabilités de transition radiative et les coefficients de taux d'excitation. Nous avons aussi cherché à inclure tous les processus atomiques importants de peuplement et de dépeuplement des niveaux excités de l'ion.

Comme application de diagnostic en densité, nous avons considéré les spectres observés des ions  $\text{Ne}^{8+}$  présents avec abondance dans les couronnes stellaires. Ces régions sont des plasmas chauds (température électronique de quelque millions de Kelvin) et peu denses (densité des électrons de l'ordre de  $10^{10}$ - $10^{12}\ \text{cm}^{-3}$ ). Nous avons à partir de nos calculs déduit la densité des électrons au cour d'une éruption stellaire.

Nous jugeons utile de préciser que dans tout ce Mémoire

- Le plasma émissif est supposé être optiquement mince. Ceci est une très bonne approximation dans la mesure où nous nous intéressons à des plasmas peu denses, la densité n'excédant pas  $10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ ,
- Le plasma émissif est supposé ne pas être exposé à une source environnante de rayonnement, auquel les processus de photoexcitation (excitation radiative) et photoionisation n'interviennent pas,
- Les électrons libres du plasma sont supposés suivre une distribution de vitesses isotrope de Maxwell. Cette hypothèse est fréquemment vérifiée et implique que les raies d'émission des ions ne sont polarisées [15] et leurs intensités sont isotropes (ne dépendent pas de la direction d'observation).

Le travail développé dans ce Mémoire a été réparti sur les cinq suivants chapitres :

Dans le second chapitre, nous exposons quelques généralités sur les plasmas astrophysiques, en particulier le soleil, sa structure interne, son atmosphère, ainsi que la

distribution des propriétés physiques importantes comme la température et la densité électronique à travers les différentes zones qui le constituent.

Après avoir rappelé dans le troisième chapitre l'expression de l'intensité d'une raie émise d'un plasma chaud et souligné les principaux processus atomiques contribuant à cette intensité, nous procédons à une description du modèle collisionnel-radiatif utilisé dans le calcul de la densité de population des niveaux supérieurs des deux raies  $z$  et  $y$  et nous établissons l'expression du rapport d'intensité de ces deux raies en fonction de la densité  $N_e$ .

Le quatrième chapitre a été consacré aux données atomiques relatives à l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ , qui sont les énergies des niveaux, les probabilités de transition radiative spontanée et les coefficients de taux d'excitation collisionnelle pour diverses températures. Ces données sont indispensables lors de la détermination des populations des niveaux.

Dans le cinquième chapitre nous présentons nos différents résultats et nous les discutons. Nous avons en premier lieu donné nos résultats de population de tous les niveaux de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  impliqués dans les modèles collisionnel-radiatifs appliqués, et notamment celles des niveaux supérieurs des raies  $z$  et  $y$  qui nous intéressent ici. Dans un premier modèle collisionnel-radiatif seuls le niveau fondamental  $1s^2$  et les quatre niveaux triplets  $1s2s$  et  $1s2p$  ont été inclus. Dans un deuxième modèle, nous avons ajouté sept autres niveaux triplets appartenant aux configurations  $1s3s$ ,  $1s3p$  et  $1s3d$  et le singulet  $1s3d \ ^1D_2$ . Les résultats numériques de nos calculs sur le rapport d'intensité des raies  $y$  et  $z$  sont ensuite donnés en fonction de la densité électronique dans le domaine  $10^8 - 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  pour différentes valeurs de températures du plasma émissif. Nous montrerons comment ce rapport de raies est particulièrement sensible à la densité d'électrons. En guise d'application, nous avons à la fin du chapitre utilisé nos calculs du rapport d'intensité de raies  $z/y$  pour effectuer concrètement un diagnostic en densité électronique d'une éruption stellaire à partir d'un spectre d'émission de  $\text{Ne}^{8+}$  observé avec *Chandra* (HETGS) [22].

Finalement, une conclusion est reportée dans le chapitre VI.