



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN

MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

MASTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Physique Computationnelle

Par :

M^{elle} ASMA BELLIFA

Sur le thème

Influence des transitions radiatives supérieures sur les propriétés d'émission des raies Lyman des ions hydrogénoïdes de fer recombines

Soutenue publiquement le 29/06/2019 devant le jury composé de :

Mr Fawzi BENDAHMANE	MCB à l'Université de Tlemcen	Président
Mme Latifa BETTADJ	MCA à l'Université de Tlemcen	Encadreur
Mr Lotfi KARAOUZENE	MCB à l'Université de Tlemcen	Examineur

Dédicace

Je dédie ce modeste travail aux êtres qui me sont les plus chers, je cite :

*Les parents les plus chers au monde papa et maman que dieu les garde et
les protège*

À l'esprit de mon cher professeur Tayeb Benouaz, qu'il repose en paix.

*Mon petit frère Khalil, mes chères sœurs Chaima, Raja et ma chère
cousine Faiza*

Mon grand-père et mes grands-mères et toute la famille

Mon Amie Amal

Remerciements

*Je remercie tout d'abord « Allah » de m'avoir donné le courage
d'entamer et de finir ce mémoire dans de bonnes conditions*

*Je remercie vivement mon Encadreur, Madame LATIFA BETTADJ,
MCA à l'Université de Tlemcen d'avoir encadré ce travail avec
beaucoup de compétences :*

*Merci pour votre indéfectible disponibilité, votre rigueur scientifique
et la confiance que vous m'avez accordée au cours de l'élaboration de
ce mémoire ; Merci pour l'acuité de vos critiques et pour vos conseils
éclairés*

Je remercie ma petite famille pour le soutien

*Je tiens à remercier avec grande gratitude Monsieur F.
BENDAHMANE, MCB à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir
fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.*

*Je tiens également à présenter mes remerciements à Monsieur L.
KARAOUZENE, MCB à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté
d'être examinateur et membre de ce jury*

*Je remercie particulièrement mon fiancé pour son
encouragement*

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	1
------------------------------	---

Chapitre I Généralités sur les plasmas et les raies d'émission

I.1. Introduction sur les plasmas	4
<i>I.1.1. Définition</i>	4
<i>I.1.2. Différents types de plasma</i>	5
I.2. Formation de raie	5
<i>I.2.1. Interaction électron-atome (ion)</i>	5
<i>I.2.2. Absorption et émission de la lumière</i>	7
I.3. Emission spontanée et émission induite (stimulée)	8
I.4. Type de transition et règles de sélection	9

Chapitre II Processus de formation de raies

II.1. Introduction	10
II.2. Processus atomiques décrivant l'évolution d'un plasma	10
<i>II.2.1. Processus collisionnels</i>	10
<i>II.2.2. Processus radiatifs</i>	12
II.3. Modèles d'équilibre dans un plasma	13
<i>II.3.1. Equilibre thermodynamique</i>	13

<i>II.3.2. Modèle coronale (MC)</i>	14
<i>II.3.3. Modèle collisionnel-radiatif</i>	15

Chapitre III Effet des cascades radiatives sur les propriétés d'émission de raies $n=2 \rightarrow n=1$ des ions hydrogénéoïdes

III.1. Introduction	17
III.2. Polarisation de la raie Ly- α_1	17
III.3. Rapport des intensités des raies Lyman- α	18
III.4. Population des sous- niveaux magnétiques	19

Chapitre IV Résultats et discussions

IV.1. Données atomiques	22
IV.2. Résultats et interprétations	26
<i>IV.2.1. Sections efficaces effectives de RR</i>	26
<i>IV.2.2. Polarisation linéaire de la raie Ly- α_1</i>	28
<i>IV.2.3. Rapport des intensités des raies Lyman-α</i>	28

Conclusion générale	31
----------------------------	----

Références bibliographiques	33
------------------------------------	----

Annexe	34
---------------	----

Introduction Générale

Lors de collisions entre des ions et un faisceau unidirectionnel d'électrons, il y a émission de rayonnement, en général, polarisé et dont la distribution angulaire est anisotrope. Ceci résulte d'une population inégale des différents sous-niveaux magnétiques à l'intérieur du niveau excité émetteur durant le processus de collision. L'étude de la polarisation des raies X des ions fortement chargés par suite des collisions avec un faisceau directif d'électrons a fait l'objet, depuis le début des années 1980, de multiples travaux théoriques et expérimentaux [1-3]. Ce domaine de recherche a initialement suscité l'intérêt des astrophysiciens [4] qui cherchaient à détecter la présence d'électrons énergétiques à distribution de vitesses anisotropes lors des éruptions solaires.

Les raies associées aux transitions à partir du niveau excité $n=2$ vers le niveau fondamental $n=1$ dans les ions hydrogénoïdes à un seul électron sont fréquemment observées dans les spectres d'émission X-mous d'une large variété de plasmas astrophysiques, notamment les plasmas d'éruptions solaires [5], les étoiles doubles et les noyaux actifs de galaxie (AGN) [6].

Outre ces applications potentielles dans les diagnostics spectroscopiques de plasmas de hautes températures présents dans l'univers ou produits en laboratoire, la polarisation linéaire des raies X a connu un intérêt particulier pour la physique fondamentale depuis la mise au point, en 1988 à Livermore (USA), de nouvelles expériences de collisions électron-ion utilisant des machines appelées EBIT (Electron Beam Ion Trap) [7]. En effet, à partir des mesures de la polarisation linéaire des raies X effectuées dans EBIT, il est possible de mieux tester les diverses théories et approximations utilisées dans le traitement des collisions entre électrons et ions.

Pour que l'étude de la polarisation linéaire des raies X et des intensités des raies soit fiable, il faut tenir compte des processus atomiques susceptibles de contribuer à la formation de ces raies, néanmoins les plus importants et dominants selon la température et la densité du plasma émetteur.

Dans ce travail de mémoire, nous avons considéré le processus de recombinaison radiative (RR) comme processus de peuplement des sous-niveaux magnétiques. Il est bien connu que les processus de recombinaison (radiative et diélectronique) contribuent de façon importante dans la formation des raies d'émission dans les plasmas purement photoionisés [8]. Ces derniers sont

généralement ionisés par un flux important de photons (source externe d'ionisation), c'est-à-dire que les photons sont à l'origine de l'ionisation des atomes à des états de charge élevés. Les plasmas photoionisés sont aussi peu denses (densité d'électrons inférieurs à $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Par conséquent, l'excitation des ions par impact d'électrons à partir du niveau fondamental est, en général, très peu efficace du fait que l'immense majorité des électrons libres n'ont pas l'énergie nécessaire pour exciter des transitions dans le domaine X. Par contre, la RR qui ne nécessite pas un seuil d'énergie pour se produire joue un rôle fondamental dans le peuplement des niveaux excités, directement ou indirectement à partir des niveaux d'énergies supérieurs, eux même peuplés par RR, suivis de transitions radiatives, appelées cascades radiatives.

L'objectif du présent mémoire est d'étudier et d'examiner l'effet des cascades radiatives sur la polarisation linéaire de la raie Lyman $-\alpha_1$ ainsi que sur le rapport des intensités des raies Lyman émises par l'ion hydrogénoïde de Fe^{25+} . Dans un premier temps, on admettra que la recombinaison radiative se produit directement dans les niveaux excités concernés.

Puis, dans un second temps, on inclura les contributions des cascades radiatives provenant des 172 sous-niveaux magnétiques avec le nombre quantique principal $3 \leq n \leq 6$. Il convient de mentionner que toutes les données atomiques nécessaires à cette étude, à savoir les sections efficaces partielles directes de RR et les probabilités de transitions radiatives, ont été prise d'une thèse de doctorat [9] et de la référence [10]. Les résultats obtenus sont comparés entre eux afin d'examiner l'importance relative de ces cascades radiatives sur les raies Lyman considérées.

Le travail développé dans ce mémoire a été réparti en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous donnons des généralités sur les plasmas et les types de plasma, ensuite nous définissons l'origine de l'apparition des raies, soit par interaction électron-atome (ou ion), soit par absorption et émission de la lumière.
- Dans le deuxième chapitre, nous citons les processus atomiques importants décrivant l'évolution du plasma, ainsi que les modèles d'équilibre utilisés pour interpréter le rayonnement émergent d'un plasma et ses propriétés physiques.

- Après avoir établi quelques notions théoriques dans les chapitres 1 et 2, nous exprimons, dans le troisième chapitre, le degré de polarisation linéaire de la raie Lyman- α_1 en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques $m = 1/2$ et $m = 3/2$ du niveau supérieur $2p_{3/2}$ des ions hydrogéoïdes émetteurs. Nous donnons ensuite l'expression du rapport de l'intensité de la raie Ly- α_1 sur celle de la raie Ly- α_2 en discutant, d'une part l'effet de l'anisotropie spatiale de l'émission de la raie Ly- α_1 et d'autre part la contribution de la transition dipolaire magnétique M1 ($2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) à l'intensité de la raie Ly- α_2 .
- Nous consacrons ensuite le quatrième chapitre à la présentation des résultats obtenus en considérant la RR comme processus de peuplement des niveaux excités. Nous présentons, en premier, les données de base permettant de calculer les sections efficaces partielles effectives dans lesquelles la contribution des cascades est incluse, qui seront, ensuite, affichées pour les différents sous niveaux magnétiques de l'état excité $n=2$ de l'ion hydrogéoïde Fe^{25+} , et ceci pour des énergies des électrons incidents se situant entre 1 keV et 50 keV. A partir de ces résultats, nous calculons les valeurs du degré de polarisation linéaire de la raie Lyman - α_1 et du rapport d'intensité des raies Lyman - α pour les deux cas, direct et indirect via les cascades radiatives, et nous les présenterons sous forme de courbes. A partir de l'examen de ces résultats, nous montrons l'effet des cascades radiative sur les propriétés d'émission des raies Lyman- α .
- Finalement, nous achevons ce travail par une conclusion générale.

Chapitre I

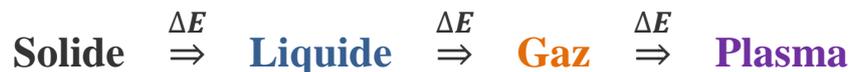
Généralités sur les plasmas et les raies d'émission

I.1. Introduction sur les plasmas

I.1.1. Définition

Un plasma, considéré aussi comme quatrième état de la matière, est un gaz ionisé constitué d'électrons, d'atomes, d'ions positifs et négatifs et de molécules. Vu la diversité des particules présentes dans les plasmas, ces derniers sont plus actifs que les états solide, liquide ou gazeux et ils sont extrêmement répandus dans notre univers puisqu'ils constituent plus de 99 % de la matière connue. Le terme plasma a été utilisé pour la première fois en physique en 1928 par le physicien américain Irving Langmuir, qui était un pionnier dans le domaine des gaz ionisés, par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement [11].

La technologie plasma est basée sur un principe physique simple. La matière a quatre états ; on passe de l'un à l'autre en augmentant la température et donc son niveau d'énergie. L'état solide lorsque l'agitation moléculaire est faible et donc le niveau d'énergie aussi. Si de l'énergie est fournie à la matière à l'état solide, alors la matière passe de l'état solide, à l'état liquide, puis de l'état liquide à l'état gazeux. Si l'énergie supplémentaire est fournie au gaz, alors les électrons périphériques vont tendre à se désolidariser des molécules et des atomes formant ainsi des particules chargées (négativement pour les électrons et positivement pour les ions). Ce gaz est alors ionisé et passe à l'état plasma riche en énergie [12].



Dans les conditions usuelles, un milieu gazeux ne conduit pas l'électricité. Lorsque ce milieu est soumis à un champ électrique faible, un gaz pur est considéré comme un isolant électrique parfait, car il ne contient aucune particule chargée libre (électrons ou ions positifs). Mais des électrons libres et des ions positifs peuvent apparaître si on soumet le gaz à un champ électrique de forte intensité ou à des températures assez élevées, si on le bombarde de particules ou s'il est soumis à un champ électromagnétique très intense.

Si l'énergie apportée est grande telle qu'elle réussisse à arracher des électrons aux atomes et aux molécules (ionisation importante), on observe alors une sorte de « soupe » d'électrons extrêmement actifs dans laquelle baignent des noyaux d'atomes [13].

I.1.2. Différents types de plasmas

Un plasma est caractérisé par deux propriétés principales. Il contient des particules chargées mais est électriquement neutre, et le mouvement de ces particules est corrélé. A cause de l'influence des forces coulombiennes de longues portées, toutes les particules chargées dans un plasma interagissent simultanément les unes avec les autres jusqu'à atteindre un certain degré d'ionisation. Principalement, les électrons libres jouent un rôle majeur dans un plasma du fait que la masse des électrons est ≈ 2000 fois plus faible que celle des ions, et donc sont dotés de vitesses beaucoup plus supérieures que celles des particules lourdes. Par conséquent, les collisions entre électrons et particules massives sont les plus efficaces dans un large domaine de température.

On distingue deux catégories de plasmas selon le degré d'ionisation du gaz à partir duquel est élaboré le plasma.

- a. **Les plasmas chauds** : sont ceux rencontrés au cœur des étoiles ou générés par fusion de deutérium et de tritium, soit par confinement magnétique dans les tokamaks, soit par concentration de faisceaux laser. Les plasmas chauds sont à des températures de plusieurs millions de degrés et sont essentiellement constitués d'électrons et de noyaux atomiques. Ils demandent plus d'énergie pour leur création, et les installations qui les produisent sont donc moins nombreuses car plus coûteuses et moins accessibles. Le savoir-faire qui s'est développé est essentiellement théorique, donc plus fondamental. Ce sont les étoiles (tel que le soleil), les supernovas et autres agglomérats de matière émettant un rayonnement au moins dans le visible qui ont été étudiés en premier.
- b. **Les plasmas froids** : ont des températures de plusieurs dizaines de milliers de Kelvin et sont essentiellement composés d'électrons et d'ions (une fois ou deux fois chargés) et de particules neutres, ils peuvent être étudiés en laboratoire. Les scientifiques ont alors acquis un savoir-faire expérimental, actuellement largement appliqué dans les industries [14].

I.2. Formation de raies

I.2.1. Interaction électron-atome (ion) :

Dans un atome cible, chaque électron est lié au noyau avec une certaine énergie de liaison $E_{L(e^-)}$. L'électron incident possède une énergie cinétique E_c .

Lorsqu'un électron incident arrive sur un atome de la cible, la probabilité pour qu'il heurte un électron du cortège électronique n'est pas négligeable.

Si $E_c \geq E_{L(e^-)}$, un électron de la cible pourrait être expulsé du cortège électronique de l'atome-cible, celui-ci s'ionise. Dès lors, l'atome devient instable : un réarrangement électronique se produit en moins de 10^{-16} s. On distingue deux cas :

- S'il s'agit d'un électron périphérique très externe, son énergie de liaison est la plus faible du cortège électronique, et donc cet électron expulsé est remplacé par un électron libre de la matière, émettant un rayonnement faible, en tous cas pas dans le domaine des fréquences X.
- Si l'électron incident a une énergie cinétique assez forte, il pourra expulser un électron des niveaux internes de l'atome K ($n=1$) ou L ($n=2$) (énergies de liaison plus élevées), par exemple. Dès lors, l'atome devient instable, la lacune électronique en K ou L est comblée par un électron d'une couche n plus externe. Ceci conduit à l'émission d'un photon de fluorescence dont la fréquence correspond à la différence de niveaux énergétiques selon :

$$E_n - E_{K/L} = h\nu_{n \rightarrow K/L}$$

Les fréquences ainsi émises correspondent aux fréquences du rayonnement X. Les niveaux de départ et d'arrivée étant parfaitement définis (quantifiés), il en résulte que les rayonnements émis sont caractéristiques de l'atome cible. On parle alors de raies caractéristiques (voir figure I.1).

Dans la figure, ci-dessous [21], l'indice K spécifie la couche d'arrivée. L'indice α, β, \dots indique si l'électron de remplacement vient de la couche immédiatement supérieure ou des couches suivantes.

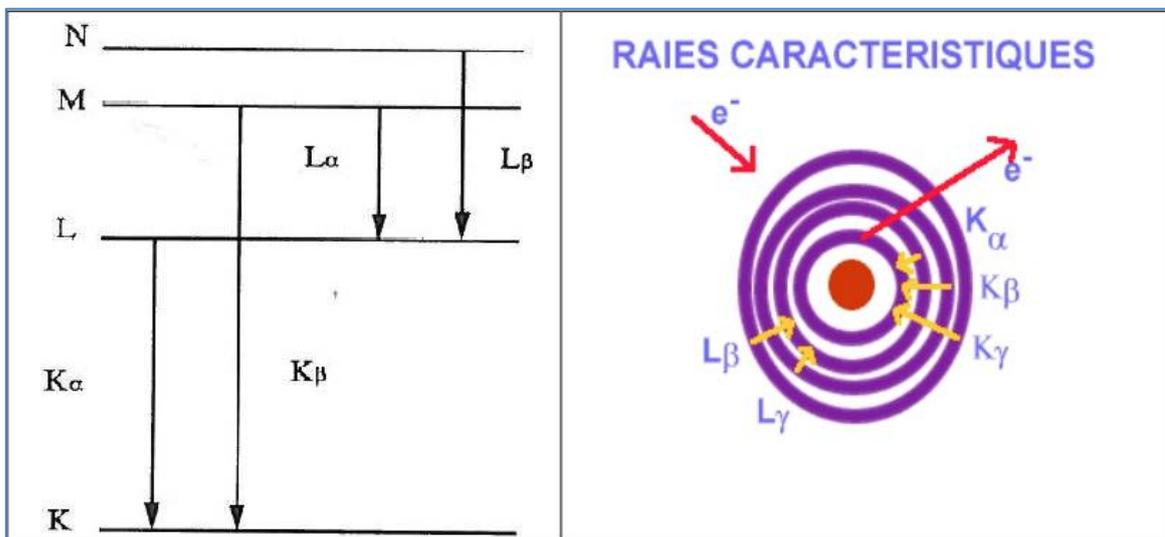


Figure I.1 : Formation des raies par transition électronique

I.2.2. Absorption et émission de la lumière

L'énergie d'un atome peut changer via des transitions électroniques. Concrètement, cela concerne (au moins) un de ses électrons qui effectue une transition d'un état d'énergie à un autre. Dans le cadre d'une interaction lumière / matière, ces transitions font intervenir des particules lumineuses, les photons. On distingue deux cas d'interaction :

❖ Absorption :

Un électron est dans un état d'énergie E_1 . Si un photon lui apporte exactement l'énergie $\Delta E = E_2 - E_1$ correspondant à la différence d'énergie avec un état d'énergie E_2 , alors le photon est absorbé par l'atome, et l'électron effectue une transition $E_1 \rightarrow E_2$. La transition ne peut se faire « qu'en un coup », c'est à dire qu'avec un seul photon en même temps.

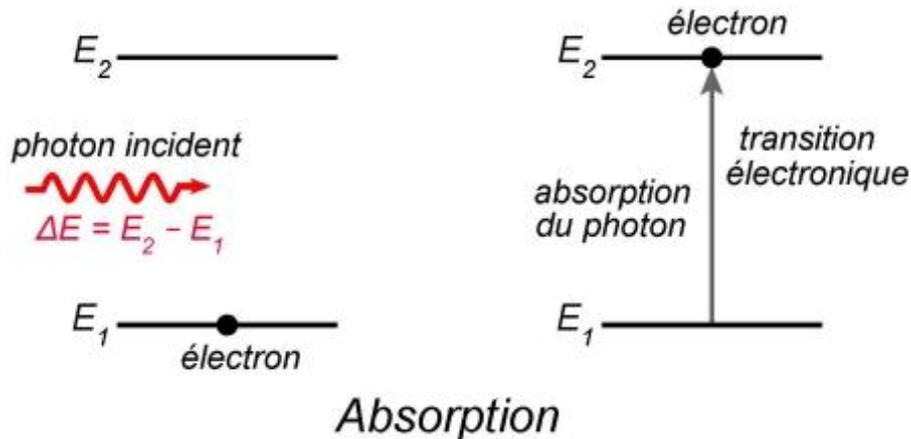


Figure I.2 : Absorption de la lumière

Si l'énergie du photon est suffisante, il peut ioniser l'atome, en amenant l'électron dans le continuum des états non liés. Une part de l'énergie du photon sert ainsi à ioniser l'atome, l'énergie restante est emportée par l'électron sous forme d'énergie cinétique.

❖ Emission :

L'émission atomique consiste à exciter un ou plusieurs électrons, pour que ceux-ci passent à un niveau d'énergie supérieur. Une fois l'électron excité, il retombera plus tard à un niveau d'énergie initial ou inférieur. Cette retombée du niveau d'énergie a pour conséquences d'émettre un photon et donc d'émettre de la lumière [15].

I.3. Emission spontanée et émission stimulée (induite)

Un atome est capable d'émettre ce qu'il absorbe, en quelque sorte. Pour cela on a deux types d'émission soit spontanée ou stimulée.

- ❖ **Émission spontanée** : Considérons, par exemple, un atome d'hydrogène dont l'électron se trouve dans un état excité E_2 . au bout d'une certaine durée, cet électron peut passer spontanément à l'état d'énergie inférieur E_1 et ceci s'accompagne avec l'émission d'un photon d'énergie : $h\nu = E_2 - E_1$. Ce photon est émis dans une direction quelconque.
- ❖ **Émission stimulée** : Si maintenant un photon ayant l'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ rencontre l'atome ou l'ion dans l'état excité E_2 ; l'interaction entre ce photon et l'atome ou l'ion provoque la désexcitation de l'électron vers l'état d'énergie inférieure E_1 et l'émission d'un photon de même énergie $E_2 - E_1$ dans la même direction que le photon incident et en phase avec lui (voir figure I.3).
Donc, avec le processus d'émission stimulé (ou induite), nous obtenons deux photons identiques autrement dit à une amplification du rayonnement [16].

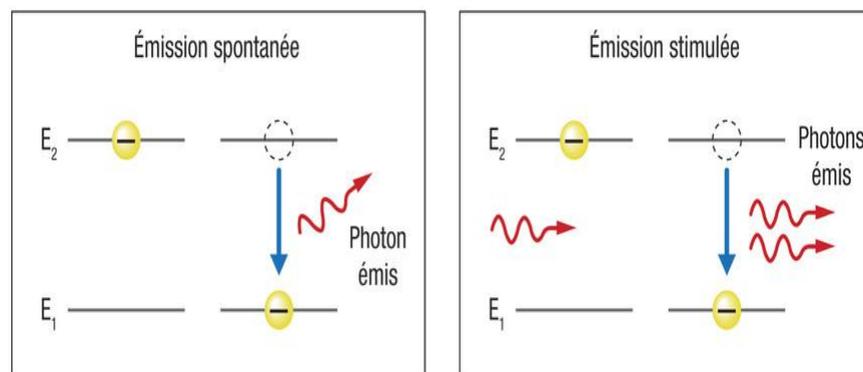


Figure I.3 : Émission spontanée et émission stimulée

I.4. Type de transition et règles de sélection

En accord avec les postulats de Bohr, un atome ou un ion subissant une transition d'un état stationnaire supérieur d'énergie E_2 vers un état inférieur d'énergie E_1 émet un photon. La conservation de l'énergie implique que ce rayonnement a pour énergie $h\nu = E_2 - E_1$.

Les propriétés de la radiation émise tel que son intensité, sa multiplicité et sa polarisation sont définies par des règles appelées « règles de sélection » reliant les nombres quantiques caractérisant les états associés à chacun des niveaux impliquant la transition.

Les règles de sélection sont formulées à partir des principes de base de la mécanique quantique, elles décrivent un changement dans les nombres quantiques de l'atome ou l'ion et reflétant les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique du système total « atome+photon ».

Un électron lié qui effectue une transition est souvent appelé « électron optique », il peut appartenir aux couches internes ou externes de l'atome.

Des règles de sélection exactes et approximatives peuvent être obtenues. Les règles exactes résultent des lois de conservation et des propriétés des parties angulaires des opérateurs décrivant les éléments de matrice pour les interactions électrique et magnétique. Les règles de sélection exactes sont indépendantes des schémas de couplage des moments angulaires et relient les nombres quantiques : la parité, le moment angulaire total J et sa projection M .

Les règles de sélection reflétant un changement du moment angulaire total ΔJ , sa projection ΔM et la parité ΔP se résument par :

$$\Delta J = 0, \pm 1, \dots, \pm K \quad J + J' \geq K$$

$$\Delta M = 0, \pm 1, \dots, \pm K$$

$$\Delta P = \begin{cases} (-1)^K & \text{pour les transitions de type électrique } E_K \\ (-1)^{K+1} & \text{pour les transitions de type magnétique } M_K \end{cases}$$

où K est la multiplicité de la transition. Pour les transitions dipolaires, on a $K=1$ et $K=2$ pour les transitions quadrupolaires, et ainsi de suite. Les règles données, ci-dessus, traduisent la conservation du moment angulaire total du système « atome+photon » : $J = J' + K$.

Si nous considérons les transitions radiatives dipolaires électriques E_1 , d'après ces règles de sélection, nous remarquons que ce type de transition ne se produit qu'entre états de parités opposées. Les transitions dipolaires magnétiques M_1 se produisent entre états de même parité.

Chapitre II

Processus de Formation des raies X

II.1. Introduction

Nos connaissances des objets cosmiques présents dans l'univers sont principalement obtenues à partir des mesures des spectres d'émission de ces objets.

A la fin du vingtième siècle, des milliers d'objets émettant des raies X ont été détectés à travers l'univers. Dans le domaine des raies X, les radiations les plus intenses proviennent des étoiles binaires, des noyaux galactiques et des objets interstellaires. Les raies X émergeant des plasmas chauds présents dans l'univers ou ceux produits en laboratoire sont dues essentiellement à des ions fortement chargés présents reflétant l'existence de phénomènes énergétiques.

En effet, les plasmas présents dans l'univers ou ceux produits en laboratoires sont caractérisés par deux propriétés principales. Ils contiennent des particules chargées (électrons, ions) mais sont électriquement neutres et le mouvement des particules présents est corrélé. Du fait de la présence de forces coulombiennes de longue portée, toutes les particules chargées dans un plasma interagissent simultanément les unes avec les autres, via des collisions atomiques dont les plus importantes sont entre électrons, atomes et ions.

Les ions et les atomes ont une structure atomique et donc peuvent être excités vers des états électroniques supérieurs ou ionisés, déclinés vers des états inférieurs émettant des photons. Tous ces processus élémentaires incluant l'ionisation et la recombinaison ainsi que les processus radiatifs déterminent les macro-paramètres d'un plasma tel que sa température, densité, degré d'ionisation et son spectre d'émission. Les collisions les plus efficaces sont celles entre électrons et ions ou atomes et peuvent être divisées en deux groupes : processus radiatifs associés à l'interaction entre atomes, ions et photons et processus collisionnels décrivant les collisions entre électrons, atomes et ions.

II.2. Processus atomiques décrivant l'évolution du plasma

Cette partie énumère les processus importants intervenants dans le bilan détaillé du peuplement/dépeuplement des niveaux atomiques ou ioniques. Ces processus ayant une origine collisionnelle et/ou radiative sont responsables du changement de l'état d'un ion considéré. Chaque processus, décrit ci-dessous, est explicité avec le processus inverse correspondant.

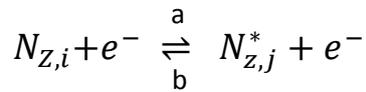
II.2.1. Processus collisionnels

Les processus collisionnels rassemblent toutes les collisions élastiques ou non, entre ions et électrons. Lors d'une collision élastique, seule l'énergie cinétique est échangée entre les particules,

ces dernières ne subissant aucune modification de leur état. Ceci implique a fortiori un retour à un équilibre commun. Les collisions inélastiques, elles, éloignent la distribution de l'équilibre. On notera $N_{Z,i}$ la densité de population de l'ion de charge Z, dans l'état quantique i, l'astérisque indique qu'il se trouve dans un état excité.

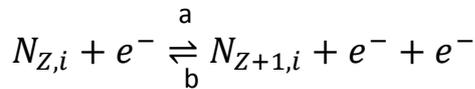
➤ **Excitation et désexcitation collisionnelle**

Lors d'une collision entre un électron avec un ion de charge Z, ce dernier peut passer dans un état excité (a), ou encore peut se désexciter (b). Ces deux processus inverses l'un de l'autre se schématise comme :



➤ **Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois corps**

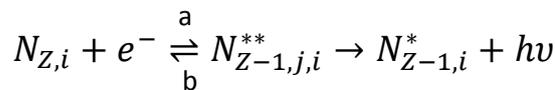
Dans ce processus de collision entre l'électron et l'ion de charge Z, un électron lié de cet ion est éjecté dans le continuum (a). Son processus inverse (b) étant la recombinaison à trois corps dans laquelle deux électrons incidents interagissent simultanément avec un ion. Un des électrons est capturé dans un état lié de l'ion et l'autre est diffusé.



Ce processus de recombinaison à trois corps est un mécanisme important dans la distribution de l'état de charge des ions dans les plasmas denses.

➤ **Recombinaison diélectronique et autoionisation**

La recombinaison diélectronique est un mode indirect de recombinaison qui se produit en deux étapes. Un électron incident est d'abord capturé dans un état autoionisant de l'ion, puis suivi par une stabilisation radiative de l'ion recombiné dans la 2ème étape :



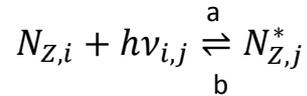
La première étape de la recombinaison diélectronique constitue un processus à double électron appelé capture diélectronique, à travers laquelle un électron libre est capturé et un autre électron lié de l'ion est simultanément excité formant ainsi un état doublement excité **. Dans la 2ème étape, l'ion dans l'état doublement excité émet un photon en se désexcitant vers un état stable. On voit donc que la recombinaison diélectronique ne peut se produire que si l'ion possède au moins un électron lié. En d'autre terme, la recombinaison diélectronique ne peut pas se produire dans des ions nus.

Un processus compétitif à la recombinaison diélectronique pour le déclin de l'ion doublement excité se produit lorsqu'un des électrons tombe vers le niveau fondamental en transférant son énergie à l'autre électron qui est ainsi libéré par l'ion, c'est l'autoionisation (b).

II.2.2. Processus radiatifs

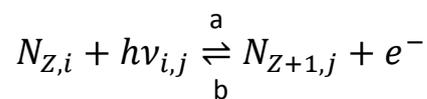
Parmi les processus radiatifs les plus importants, nous citons :

➤ **Emission spontanée et photoexcitation**



La photo-excitation (a) est un processus d'interaction avec le champ de rayonnement ou encore un processus de réabsorption, ce processus est généralement important pour les populations des niveaux dans les plasmas astrophysiques de faibles densités. Son processus inverse (b) est l'émission spontanée dans laquelle un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition. Le coefficient d'émission spontanée, noté $A_{i,j}$, varie en Z^4 lorsqu'il s'agit de transitions dipolaires électriques ce qui permet de déduire que les processus radiatifs domineront pour les ions lourds.

➤ **Recombinaison radiative et photoionisation**



La recombinaison radiative (RR) schématisée dans (b) est le processus dans lequel un électron libre incident est capturé dans un état lié d'un ion de charge (Z+1) pour

donner un ion final de charge Z . Cette réaction est accompagnée avec l'émission simultanée d'un photon dit photon de recombinaison. La recombinaison radiative se produit préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion et se propage sous forme de cascades radiatives.

Le processus inverse est la photoionisation (a) dans laquelle un rayonnement électromagnétique ionise un ion de charge Z . Ce processus n'est important que dans le cas des flux de photons très grands.

A noter que pour des plasmas contenant des ions de Z élevé, les processus de RR et de photoionisation représentent des mécanismes importants de conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible.

II.3. Modèles d'équilibre dans un plasma

Pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et ses propriétés physiques, il y a lieu d'appliquer des modèles dépendant de plusieurs paramètres. Ces modèles approximatifs se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local, le modèle coronal et le modèle collisionnel-radiatif.

II.3.1. Equilibre thermodynamique

Dans un plasma, les populations des différentes particules (électron, photon et ions) sont gouvernées pour l'ensemble des phénomènes microscopiques possibles.

Lorsque chacun de ces processus collisionnel ou radiatif est exactement contrebalancé par son inverse, le détail de ces processus peut être remplacé par des lois statistiques simples reposant sur un très faible nombre de paramètres macroscopiques. Un tel état d'équilibre est dit complet (ETC). La température et la pression suffisent à le définir. Elles y sont uniformes, le rayonnement est isotrope et homogène. Les températures électronique, ionique et de rayonnement sont identiques.

Cette situation se rencontre dans des milieux contenus dans des parois totalement opaques au rayonnement (des corps noirs). Dans tout autre cas, les pertes radiatives ou de matière, la non stationnarité des populations, empêchent d'atteindre l'équilibre thermodynamique complet.

Une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint. C'est le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL). Ce modèle est applicable dans le cas d'un plasma dense et de faible température dans lequel les

processus collisionnels sont dominants et s'équilibrent. Dans ce cas, le plasma peut être modélisé par les lois statistiques qui se résument par :

- Loi de Boltzmann qui donne les populations des niveaux excités. Pour un même état d'ionisation :

$$\frac{N_{Z,i}}{N_{Z,j}} = \frac{g_{Z,i}}{g_{Z,j}} \exp \left[-\frac{(E_i - E_j)}{k_B T_e} \right]$$

où E_i et E_j sont les énergies des niveaux i et j ayant pour poids statistiques $g_{Z,i}$ et $g_{Z,j}$, respectivement, T_e étant la température électronique et k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 8.617.105$ eV/K).

- Loi de Saha-Boltzmann : donne la répartition des degrés d'ionisation des atomes. Elle s'exprime par le rapport :

$$\frac{N_{Z+1,i}}{N_{Z,j}} = \frac{2}{n_e} \frac{g_{Z+1,i}}{g_{Z,j}} \frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \exp \left(-\frac{I_Z}{k_B T_e} \right)$$

avec la densité et la masse électronique n_e et m_e , respectivement, et l'énergie d'ionisation I_Z de l'ion Z .

Dans ce modèle d'équilibre thermodynamique avec sa densité électronique assez élevée, les deux équations, ci-dessus, déterminent complètement les populations ioniques dans un plasma. Ces équations qui dépendent simplement de la température et de la densité électronique, sont indépendants des différents processus élémentaires de collision. Cependant, pour les plasmas ayant de faibles et moyennes densités électroniques, ces distributions ne sont plus valables. Dans ce cas, les populations des niveaux nécessitent la résolution d'équations cinétiques qui tiennent compte des processus de peuplement et dépeuplement.

Pour décrire un plasma dans un état hors-équilibre, nous avons besoin d'autres modèles.

II.3.2. Modèle coronal (MC)

Ce modèle a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de faibles densités $n_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et de températures électroniques élevées $T_e \geq 10^6$ K. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire de tels plasmas (stellaires et intergalactiques par exemple) se résume à certains processus prépondérants : ionisation par choc d'électrons, recombinaison radiative et diélectronique, excitation par choc d'électrons, désexcitation par émission spontanée [17].

Dans ce modèle, on suppose que le plasma soit optiquement mince de sorte que les rayons X ne seront pas atténués par l'interaction avec les atomes ou les ions dans le plasma, et n'affectent pas les populations dans les niveaux atomiques liés. Cela implique également que la photoexcitation et la photoionisation (processus qui sont très importants dans les plasmas de type nébuleuse) sont négligées.

Quand la densité électronique est suffisamment faible, le temps moyen de collision entre atomes (ions) et électrons libres est très long par rapport à celui de la durée de vie des niveaux excités. Dans ce cas, les populations des niveaux excités sont très faibles par rapport à celles du niveau fondamental. Dans un plasma optiquement mince le rayonnement qui provient de l'intérieur échappe le plasma de sorte que chaque processus de collision ne peut être équilibré par son processus inverse comme dans le modèle ETL. Une description simple n'est alors possible que si nous supposons que la densité électronique et l'intensité du champ de rayonnement sont si petites qu'un atome excité se désintègre par radiation spontanée et un atome ionisé se recombine par recombinaison radiative ou diélectronique.

II.3.3. Modèle collisionnel-radiatif (CR)

Le modèle collisionnel-radiatif (CR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles (ETL) et (MC). Il est applicable dans les plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits aux laboratoires par irradiation laser, avec une densité électronique se situant dans la gamme ($10^{12} \text{cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{22} \text{cm}^{-3}$). Donc, il s'agit du modèle le plus générale pour lequel le peuplement et le dépeuplement des niveaux est assuré par tous les processus collisionnels et radiatifs importants. Cependant des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, doivent se faire car le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers.

En général, on considère un équilibre quasi-stationnaire. On suppose que les populations des niveaux excités s'ajustent instantanément par rapport aux populations des niveaux fondamentaux. Ces populations s'obtiennent en résolvant un système d'équations d'équilibre statistique. On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma.

Ainsi, l'évolution temporelle de la population de chaque niveau de chaque ion est gouvernée par la somme des processus de peuplement et de dépeuplement à partir de ou vers les autres niveaux. On peut formuler ceci par l'équation :

$$\frac{dN_{Z,i}}{dt} = \left(\sum_{Z'j \neq i} C_{Z'j,zi} N_{Z'j} \right) - \left(\sum_{Z'j \neq i} C_{zi,Z'j} N_{zi} \right)$$

Où les $C_{Z'j,zi}$ sont les taux de transition du niveau j de l'ion Z' vers le niveau i de l'ion Z . A noter que dans l'équation, ci-dessus, le signe (+) est relatif au peuplement tandis que le signe (-) indique le dépeuplement.

S'il y a état stationnaire du plasma, les peuplements et les dépeuplements s'équilibrent pour chaque état atomique i . On aura :

$$\frac{dN_{Z,i}}{dt} = 0.$$

Chapitre III

*Effet des cascades radiatives
sur les propriétés d'émission
des raies $n=2 \rightarrow n=1$ des ions
hydrogénoïdes*

III.1. Introduction

Le spectre de rayonnement X associé aux transitions à partir des niveaux $n=2$ vers le niveau fondamental $n=1$ des ions hydrogénoïdes consiste en trois principales raies (voir figure III.1), deux d'entre elles sont de type dipôle électrique, Lyman- α_1 notée Ly- α_1 associée à la transition $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ et Lyman- α_2 notée Ly- α_2 associée à la transition $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$. La raie notée M1 de type dipôle magnétique correspond à la transition $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$.

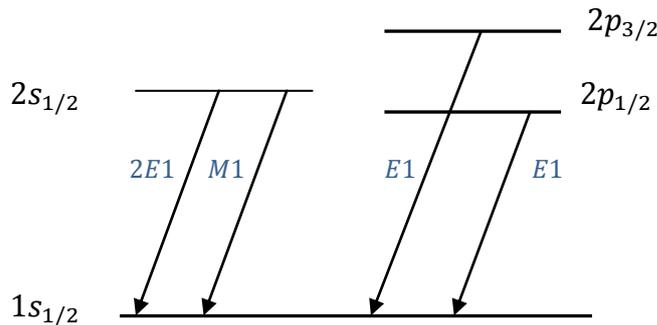


Figure III.1 : Différents modes de désexcitation radiative des niveaux $n=2$ des ions hydrogénoïdes

Les raies Ly- α_2 et M1 ne sont pas polarisées car elles sont issues de transitions dont le niveau supérieur possède un moment angulaire total $j_i=1/2$, seule la raie Ly- α_1 peut donc être polarisée.

Notons que la transition radiative $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ peut se produire non seulement par transition dipolaire magnétique (M1) mais aussi par émission à deux photons (2E1) avec une probabilité égale dans le cas de l'ion Fe^{25+} à la valeur de $2,49 \times 10^9 \text{s}^{-1}$ [18].

III.2. Polarisation linéaire de la raie Ly- α_1

La polarisation se produit lorsque les composantes de radiation émises avec le vecteur du champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan méridien, c'est-à-dire le plan formé par la direction du faisceau d'électrons et celle de détection de la radiation ont des intensités différentes $I_{//}$ et I_{\perp} , respectivement. Le degré de polarisation linéaire $P_l(\theta)$ de la radiation émise dans un angle θ par rapport à la direction du faisceau incident est défini par le rapport :

$$P_l(\theta) = \frac{I_{//}(\theta) - I_{\perp}(\theta)}{I_{//}(\theta) + I_{\perp}(\theta)} \quad (3.1)$$

Pour la raie Ly- α_1 , il a été démontré que le degré de polarisation linéaire s'exprime par [1] :

$$P_{Ly\alpha_1}(\theta) = \frac{3(N_{1/2} - N_{3/2}) \sin^2(\theta)}{3N_{3/2} (1 + \cos^2\theta) + N_{1/2} (5 - 3\cos^2\theta)} \quad (3.2)$$

où $N_{1/2}$ et $N_{3/2}$ sont les populations du niveau $2p_{3/2}$ avec les nombres magnétiques $m_j = 1/2$ et $m_j = 3/2$, respectivement.

Ce degré de polarisation atteint sa valeur maximale pour une observation s'opérant à une direction perpendiculaire à la direction des électrons. Donc pour $\theta = 90^\circ$, l'équation (3.2) devient :

$$P_{Ly\alpha_1}(\theta = 90^\circ) = \frac{3(N_{1/2} - N_{3/2})}{5N_{1/2} + 3N_{3/2}} \quad (3.3)$$

III.3. Rapport des intensités des raies Lyman- α

En plus de la polarisation linéaire du rayonnement émis lors de l'émission spontanée d'un état excité suite aux collisions avec un faisceau unidirectionnel d'électrons non polarisés, son intensité peut avoir une distribution angulaire anisotrope.

Pour la raie Ly- α_1 , l'intensité notée $I_{Ly\alpha_1}(\theta)$ émise dans une direction faisant un angle θ par rapport à celle des électrons incidents est reliée à la polarisation de cette raie et à son intensité moyenne $\langle I_{Ly\alpha_1} \rangle$ par :

$$I_{Ly\alpha_1}(\theta) = \langle I_{Ly\alpha_1} \rangle \frac{1 - P_{Ly\alpha_1} \cos^2\theta}{1 - P_{Ly\alpha_1}/3} \quad (3.4)$$

La raie Ly- α_2 n'est pas polarisée et donc a une distribution angulaire isotrope, c'est-à-dire, $I_{Ly\alpha_2}(\theta) = I_{Ly\alpha_2}$. Par ailleurs, d'après l'analyse expérimentale des spectres d'émission des ions hydrogénoïdes, les raies Ly- α_2 et M1 sont superposées. Pour l'ion Fe²⁵⁺, ces raies sont séparées seulement de 0,14 mÅ [19]. Ceci étant, pour une observation s'opérant suivant la direction perpendiculaire à celle des électrons incidents, le rapport d'intensité de la raie Ly- α_1 et des raies combinées Ly- α_2 (+M) est :

$$\frac{I_{Ly\alpha_1}(90^\circ)}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} = \frac{\langle I_{Ly\alpha_1} \rangle}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} \frac{3}{3-P_{Ly\alpha_1}} \quad (3.5)$$

Dans le cas d'un milieu émetteur qui est optiquement mince, c'est-à-dire que tout photon émis quitte le milieu, l'intensité moyenne I_{if} d'une raie émise par un ion lors d'une transition à partir d'un niveau initial i vers un niveau final f s'exprime par :

$$\langle I_{if} \rangle = N_i A_{if} \hbar \omega_{if} \quad (3.6)$$

où A_{if} est la probabilité de la transition radiative $i \rightarrow f$, N_i est la population des ions dans l'état initial supérieur i et $\omega_{if} = (E_i - E_f)/\hbar$ est la fréquence de la transition.

III.4. Population des sous-niveaux magnétiques

Le calcul de la polarisation linéaire (3.3) ainsi que le rapport des intensités des raies $Ly - \alpha$ (3.5) nécessite la connaissance des populations théoriques des sous-niveaux magnétiques des niveaux excités de l'ion hydrogénoïde de fer Fe^{25+} , en particulier celles du niveau $n=2$.

Nous avons calculé ces populations dans le modèle coronal. Le principal processus de peuplement des niveaux excités est la recombinaison radiative qui peut se faire soit directement soit indirectement via des cascades radiatives venant des niveaux supérieurs eux-mêmes peuplés par recombinaison radiative. Ceci étant, nous pouvons alors écrire les populations des niveaux excités $2p$ comme suit :

$$\begin{aligned} N(2p_{3/2} m_i) A(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}) &= n_e N_{Fe^{26+}} \sigma^{RR}(2p_{3/2} m_i) \\ N(2p_{1/2}) A(2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}) &= n_e N_{Fe^{26+}} \sigma^{RR}(2p_{1/2}), \end{aligned} \quad (3.7)$$

et l'équation qui régit la population du niveau $2s$:

$$N(2s_{1/2}) (A(M1)+A(2E1)) = n_e N_{Fe^{26+}} \sigma^{RR}(2s_{1/2}) \quad (3.8)$$

Dans ces équations, A représente la probabilité de transition radiative, n_e est la densité électronique du faisceau incident, $N_{Fe^{26+}}$ étant la densité des ions nus de fer et σ^{RR} représente la section efficace partielle de recombinaison radiative (RR). Ajoutons aussi le fait que dans les équations (3.7) et (3.8) les termes à droite de l'égalité correspondent au peuplement par RR et ceux à gauche de l'égalité expriment le dépeuplement par transition radiative spontanée.

A noter que dans les équations (3.7) et (3.8), nous avons remplacé le taux de recombinaison radiative par la section efficace correspondante. En effet, le coefficient de taux de recombinaison radiative est donné par le produit de la vitesse v de l'électron (en cm.s^{-1}) et de la section efficace de recombinaison radiative (en cm^2) ; et comme nous avons les électrons incidents monoénergétiques donc la vitesse va se simplifier.

Dans le but d'étudier l'effet des cascades radiatives des niveaux supérieurs, nous avons considéré deux cas. Dans le cas direct, on exprime le degré de polarisation linéaire (3.3) ainsi que le rapport des intensités (3.5) en fonction des sections efficaces directes de RR. Le cas indirect, dans lequel nous avons tenu compte de l'effet des cascades venant des niveaux supérieurs $n \geq 3$, les différentes populations sont données par les sections efficaces appelés effectives. Celles-ci s'expriment, par exemple, dans le cas des états $2p_{3/2}$ comme :

$$\sigma_{eff}^{RR}(2p_{3/2}m_i) = \sigma(2p_{3/2}m_i) + (\sum_{n=3}^{n_{max}=6} \sum_{lj} B(nlj \rightarrow 2p_{3/2}) \times \sum_{mj} (3/2 \ m_i \ 1(mj - m_i) |jmj)^2 \sigma_{eff}(nljmj)) \quad (3.9)$$

Dans l'équation, ci-dessus, $B(nlj \rightarrow 2p_{3/2})$ représente le rapport de branchement pour la transition radiative du niveau cascasant nlj ($n \geq 3$) vers le niveau $2p_{3/2}$ défini par :

$$B(nlj \rightarrow 2p_{3/2}) = \frac{A(nlj \rightarrow 2p_{3/2})}{\sum_{n_k l_k j_k} A(nlj \rightarrow n_k l_k j_k)} \quad (3.10)$$

En examinant l'équation (3.9), il apparait que le premier terme à droite de l'égalité correspond aux sections efficaces directes et le second terme donne la contribution des cascades radiatives.

En utilisant la première équation du système (3.7), le degré de polarisation linéaire de la raie Lyman- α_1 s'exprime par :

$$P_{Ly\alpha_1} = \frac{3 \left[\sigma_{2p_{3/2}^{1/2}}^{RR} - \sigma_{2p_{3/2}^{3/2}}^{RR} \right]}{5 \sigma_{2p_{3/2}^{1/2}}^{RR} + 3 \sigma_{2p_{3/2}^{3/2}}^{RR}} \quad (3.11)$$

A l'aide des équations du système (3.7), (3.8) et de la définition (3.6), nous pouvons exprimer aussi le rapport de l'intensité de la raie Ly- α_1 sur l'intensité (isotrope) de la raie combinée Ly- α_2 (+M1) comme :

$$\frac{I_{Ly\alpha_1}}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} = \frac{\sigma^{RR}(2p_{3/2})}{\sigma^{RR}(2p_{1/2}) + B(M1) \sigma^{RR}(2s_{1/2})} \times \frac{3}{3 - P_{Ly\alpha_1}} \quad (3.12)$$

avec :
$$B(M1) = \frac{A(M1)}{A(M1) + A(2E1)} \quad (3.13)$$

qui représente le rapport de branchement du déclin $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ par transition M1.

Chapitre IV

Résultats et discussions

Dans ce travail, nous avons calculé le degré de polarisation linéaire de la raie Ly- α_1 ainsi que le rapport des intensités des raies Ly- α_1 et Ly- α_2 (+M1) pour l'ion hydrogénoïde de fer Fe²⁵⁺. Pour cela, on a besoin des populations des différents sous-niveaux magnétiques des états 2p_{3/2}, 2p_{1/2} et 2s_{1/2} qui interviennent dans les équations de populations (3.7) et (3.8).

Nous avons considéré la recombinaison radiative (RR) comme seul processus de peuplement des niveaux excités.

IV.1. Données atomiques

Etant donné qu'on s'intéresse à étudier l'effet des cascades radiatives sur les propriétés d'émission des raies Ly – α , nous donnons dans les tableaux 1 et 2, ci-dessous, les données de base permettant de calculer les sections efficaces partielles effectives dans lesquelles la contribution des cascades radiatives est incluse.

Dans le tableau 1, nous listons les valeurs des énergies des différents niveaux de l'ion Fe²⁵⁺ ayant le nombre quantique principal $1 \leq n \leq 6$.

Le tableau 2 fournit les valeurs des probabilités de transition radiative à partir des différents niveaux $n=6$ pour l'ion Fe²⁵⁺. A noter que ces données atomiques ont été prises de la thèse de doctorat citée dans [9], en utilisant le code FAC (flexible atomic code). développé par Gu [20].

Tableau 1. Energies (en keV) des différents niveaux de l'ion Fe^{25+} ayant un nombre quantique principal jusqu'à $n=6$.

Numéro	Niveau	Energie	Numéro	Niveau	Energie
0	$1s_{1/2}$	0.000	18	$5d_{3/2}$	8.909
1	$2p_{1/2}$	6.952	19	$5p_{3/2}$	8.909
2	$2s_{1/2}$	6.953	20	$5d_{5/2}$	8.909
3	$2p_{3/2}$	6.973	21	$5f_{5/2}$	8.909
4	$3p_{1/2}$	8.246	22	$5f_{7/2}$	8.910
5	$3s_{1/2}$	8.247	23	$5g_{7/2}$	8.910
6	$3d_{3/2}$	8.253	24	$5g_{9/2}$	8.910
7	$3p_{3/2}$	8.253	25	$6s_{1/2}$	9.021
8	$3d_{5/2}$	8.255	26	$6p_{1/2}$	9.021
9	$4p_{1/2}$	8.699	27	$6p_{3/2}$	9.022
10	$4s_{1/2}$	8.699	28	$6d_{3/2}$	9.022
11	$4d_{3/2}$	8.701	29	$6d_{5/2}$	9.022
12	$4p_{3/2}$	8.701	30	$6f_{5/2}$	9.022
13	$4d_{5/2}$	8.702	31	$6f_{7/2}$	9.022
14	$4f_{5/2}$	8.702	32	$6g_{7/2}$	9.022
15	$4f_{7/2}$	8.703	33	$6g_{9/2}$	9.022
16	$5p_{1/2}$	8.908	34	$6h_{9/2}$	9.022
17	$5s_{1/2}$	8.908	35	$6h_{11/2}$	9.022

Tableau 2. Probabilités de transition radiative A (en s^{-1}) à partir de chacun des niveaux nl avec $2 \leq n \leq 6$ (désignés par leur numéros selon le tableau 1) vers les niveaux inférieurs dans l'ion Fe^{25+} . $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Transition	A (s^{-1})	Transition	A (s^{-1})
35→24	7.522[+11]	29→3	2.361[+12]
34→23	7.361[+11]	29→7	8.621[+11]
34→24	1.668[+10]	29→12	3.944[+11]
33→15	6.285[+11]	29→19	2.045[+11]
33→22	5.057[+11]	29→22	1.731[+10]
33→8	2.611[+09]	29→0	3.364[+10]
32→14	6.076[+11]	28→1	2.019[+12]
32→15	2.230[+10]	28→3	3.868[+11]
32→21	4.880[+11]	28→4	7.260[+11]
32→22	1.805[+10]	28→7	1.430[+11]
32→6	2.356[+09]	28→9	3.285[+11]
31→8	9.839[+11]	28→16	1.682[+11]
31→13	5.896[+11]	27→0	8.978[+12]
31→20	3.305[+11]	27→2	1.310[+12]
31→24	5.114[+09]	27→5	4.334[+11]
30→3	8.122[+09]	27→8	3.328[+10]
30→6	9.247[+11]	27→10	2.002[+11]
30→8	6.486[+10]	27→13	3.991[+10]
30→11	5.521[+11]	27→17	1.076[+11]
30→13	3.916[+10]	27→20	4.067[+10]
30→18	3.083[+11]	26→0	8.873[+12]
30→20	2.208[+10]	26→2	1.323[+12]
30→23	5.305[+09]	26→5	4.431[+11]
30→1	6.362[+09]	26→10	2.066[+11]
30→3	1.795[+09]	26→17	1.126[+11]
25→3	2.431[+11]	15→8	6.303[+12]

Transition	A (s ⁻¹)	Transition	A (s ⁻¹)
25→4	7.847[+10]	15→3	1.894[+10]
25→7	1.664[+11]	14→6	5.908[+12]
25→9	5.533[+10]	14→8	4.185[+11]
25→12	1.172[+11]	13→24	9.453[+12]
25→16	4.142[+10]	13→7	3.214[+12]
25→19	8.808[+10]	12→0	3.104[+13]
24→15	1.945[+12]	12→2	4.411[+12]
23→14	2.079[+12]	12→5	1.372[+12]
22→8	1.182[+12]	11→1	8.055[+12]
22→13	1.954[+12]	11→3	1.556[+12]
21→6	1.375[+11]	11→4	2.678[+12]
21→8	1.104[+12]	11→7	5.378[+11]
20→3	4.323[+12]	10→1	4.006[+11]
20→12	6.772[+11]	10→3	8.552[+11]
20→7	1.553[+12]	10→4	2.845[+11]
19→0	1.565[+13]	10→7	6.076[+11]
19→2	2.264[+12]	9→0	3.081[+13]
18→1	3.694[+12]	9→2	4.496[+12]
18→3	7.0956[+11]	9→5	1.430[+12]
18→4	1.306[+12]	8→3	2.953[+13]
18→7	2.586[+11]	7→0	7.608[+13]
18→9	5.597[+11]	7→2	1.014[+13]
18→12	1.138[+11]	6→1	2.498[+13]
17→1	2.001[+11]	6→3	4.896[+12]
17→3	4.266[+11]	5→1	9.813[+11]
17→4	1.400[+11]	5→3	2.106[+12]
17→7	2.974[+11]	4→0	7.592[+13]
17→9	9.980[+10]	4→2	1.050[+13]
17→12	2.125[+11]	3→0	2.835[+14]
16→0	1.549[+13]	2→0	3.663[+08]
16→2	2.295[+12]	1→0	2.871[+14]

IV.2. Résultats et interprétations

IV.2.1. Sections efficaces effectives de RR

Dans le tableau 3, nous présentons les valeurs des sections efficaces partielles de recombinaison radiative dans les différents sous niveaux magnétiques de l'état excité $n=2$ de l'ion Fe^{25+} , et ceci pour des énergies des électrons incidents variant entre 1 et 50 keV.

Les premières lignes de chaque énergie donnent les sections efficaces directes obtenues dans le cadre d'un traitement relativiste exact [10]. Nous avons calculé les sections efficaces effectives, exprimées par l'équation (3.9), dans lesquelles la contribution des cascades radiatives de tous les 172 sous niveaux avec $3 \leq n \leq 6$ est incluse, en utilisant notre programme python (donné en annexe). La restriction aux sous-niveaux magnétiques avec $n \leq 6$ est justifiée du fait qu'il est bien connu que les sections efficaces directes de recombinaison radiative suivent une loi en n^{-3} .

L'examen de ces valeurs permet de remarquer que les cascades radiatives font augmenter les valeurs des sections efficaces partielles de RR. Cette augmentation est plus importante pour les niveaux $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ comparée au niveau $2s_{1/2}$. La contribution majeure de ces cascades radiatives est pour le niveau $2p_{3/2}$. En effet, pour l'énergie $E=50$ keV, cette contribution atteint les 300% !

On remarque aussi d'après les résultats du tableau 3 que les cascades apportent une contribution plus importante pour les sous-niveaux $2p_{3/2}$ $m=3/2$ que pour l'autre $m=1/2$. Donc, on prévoit une diminution de la polarisation linéaire de la raie $\text{Ly-}\alpha_1$ dont le niveau supérieur est $2p_{3/2}$.

Tableau 3. Sections efficaces partielles (en barns) pour la recombinaison radiative des ions nus Fe^{26+} dans différents sous-niveaux magnétiques des états excités $n = 2$ de Fe^{25+} , pour des énergies des électrons incidents comprises entre 1 et 50 keV. Les premières lignes désignent les sections efficaces directes et les deuxièmes lignes désignent les sections efficaces effectives.

$\varepsilon(\text{keV})$					
Etat excité	1	2	3	6	7
$2s_{1/2}m_b=1/2$	1.08[+2]	5.05[+1]	3.14[+1]	1.30[+1]	1.05[+1]
	1.30[+2]	5.82[+1]	3.53[+1]	1.40[+1]	1.12[+1]
$2p_{1/2}m_b=1/2$	7.26[+1]	2.65[+1]	1.36[+1]	3.70	2.69
	1.26[+2]	4.23[+1]	2.13[+1]	5.99	4.45
$2p_{3/2}m_b=1/2$	1.16[+2]	4.05[+1]	2.00[+1]	4.99	3.55
	1.91[+2]	6.12[+1]	2.95[+1]	7.62	5.60
$2p_{3/2}m_b=3/2$	2.36[+1]	1.01[+1]	5.80	1.93	1.47
	5.65[+1]	2.17[+1]	1.21[+1]	4.10	3.19

$\varepsilon(\text{keV})$				
Etat excité	10	15	25	50
$2s_{1/2}m_b=1/2$	6.23	3.30	1.38	3.78[-1]
	6.60	3.45	1.43	3.87[-1]
$2p_{1/2}m_b=1/2$	1.24	4.85[-1]	1.37[-1]	2.20[-2]
	2.20	9.61[-1]	3.28[-1]	7.28[-2]
$2p_{3/2}m_b=1/2$	1.55	5.70[-1]	1.49[-1]	2.23[-2]
	2.61	1.09	3.65[-1]	7.68[-2]
$2p_{3/2}m_b=3/2$	7.40[-1]	3.14[-1]	9.42[-2]	1.53[-2]
	1.71	8.09[-1]	2.96[-1]	6.95[-2]

IV.2.2. Polarisation linéaire de la raie Ly- α_1

En utilisant les données des sections efficaces du tableau 3, nous avons calculé la polarisation linéaire de la raie Ly- α_1 donnée par l'équation (3.11).

Sur la figure IV.1, nous avons tracé les variations du degré de polarisation linéaire de la raie Ly- α_1 en fonction de l'énergie cinétique de l'électron incident dans le domaine 1-50 keV. La courbe discontinue correspond aux résultats qui tiennent compte de la contribution directe de la RR tandis que dans la courbe continue sont incluses les contributions des cascades radiatives provenant de tous les sous-niveaux magnétiques avec $3 \leq n \leq 6$.

Comme on peut le remarquer sur la figure IV.1, les cascades radiatives ont pour effet de réduire significativement le degré de polarisation de la raie Ly- α_1 . Cette réduction s'amplifie avec l'augmentation de l'énergie de l'électron incident.

En effet, le degré de polarisation $P_{Ly\alpha_1}$ est réduit de 16% à 1 keV et atteint les 72% à 50 keV.

IV.2.3. Rapport des intensités des raies Lyman- α

En utilisant les résultats des sections efficaces des sous niveaux magnétiques de l'état $n=2$, affichées dans le tableau 3, nous avons calculé le rapport d'intensité de la raie Ly- α_1 sur la raie combiné Ly- α_2 (+M1) de l'ion Fe²⁵⁺ donné par l'équation (3.12), et ceci dans le domaine d'énergie des électrons incidents 1-50 keV. Nous avons évalué ainsi le rapport de branchement B_{M1} associé à la raie (M1), qui figure dans l'équation (3.13), égale à la valeur 0.128. Pour cela, nous avons utilisé la valeur de la probabilité de transition radiative $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ par voie M1 égale à $A_{M1} = 3.66 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ obtenue au moyen du code FAC (voir tableau 2). D'autre part, pour la probabilité de transition par voie 2E1, nous avons utilisé le résultat $A_{2E1} = 2.49 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ trouvé dans [18].

Les résultats du rapport d'intensité de la raie Ly- α_1 sur Ly- α_2 (+M1) sont présentés sur la figure IV.2, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron incident dans le domaine 1-50 keV. Comme précédemment, la courbe discontinue indique que le processus de RR s'est produit directement dans le niveau considéré tandis que dans

la courbe continue sont incluses les contributions des cascades radiatives provenant de tous les sous-niveaux magnétiques avec $3 \leq n \leq 6$.

Nous remarquons, d'après ces résultats, que les cascades radiatives contribuent à l'augmentation du rapport d'intensité à cause de la diminution de la polarisation linéaire. Cette augmentation atteint les 7% à 1 keV jusqu'à dépasser 120 % à 50 keV.

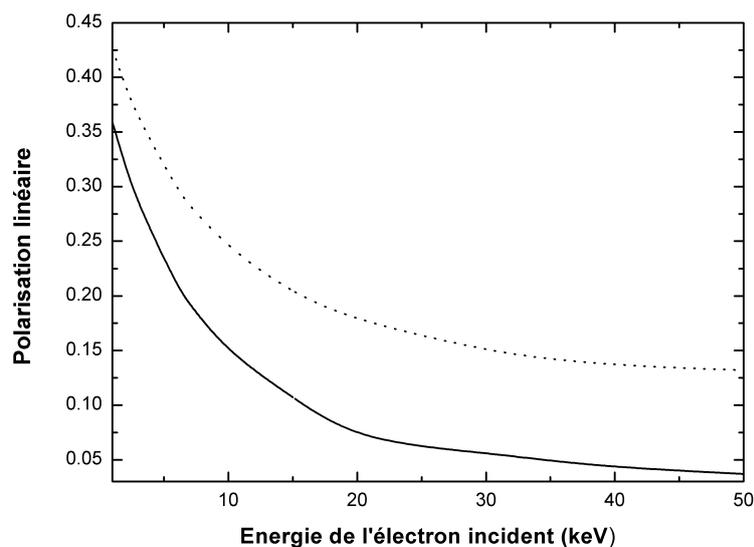


Figure IV.1 : Degré de polarisation de la raie Ly- α_1 de Fe²⁵⁺ en fonction de l'énergie de l'électron incident dans le domaine 1–50 keV. La courbe discontinue correspond aux calculs tenant compte de la recombinaison radiative directe dans le niveau supérieur 2p_{3/2} tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant les cascades radiatives.

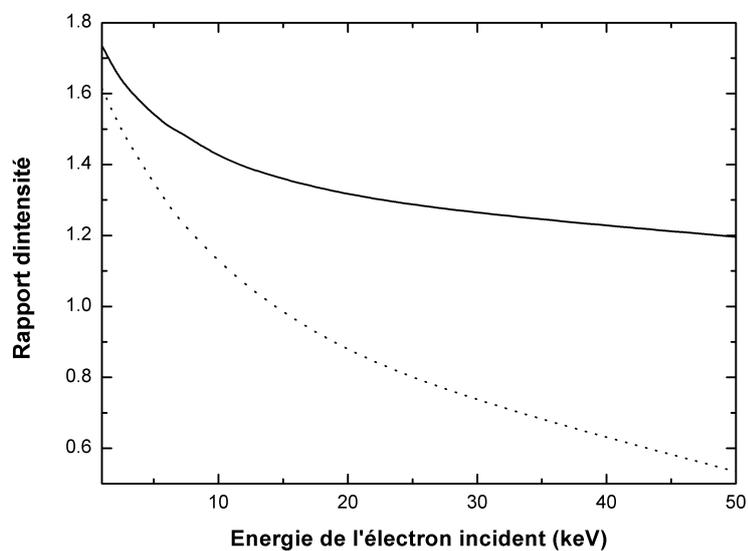


Figure IV.2 : Le rapport d'intensité de la raie Ly- α_1 sur l'intensité de la raie combinée Ly- α_2 (+M1) en fonction de l'énergie de l'électron incident dans le domaine 1-50 keV. La courbe discontinue correspond à la contribution directe de la recombinaison radiative tandis que la courbe continue correspond aux cas indirect.

Conclusion Générale

Conclusion générale :

Nous nous sommes intéressés, dans ce mémoire de Master, à étudier théoriquement et de manière détaillée la polarisation linéaire et le rapport d'intensité des raies lyman- α émises suite à la recombinaison radiative des ions nus Fe^{26+} .

Plus précisément, nous avons étudié le rôle joué par les cascades radiatives issues de tous les niveaux avec $3 \leq n \leq 6$ sur les propriétés d'émission des raies lyman- α . Cette étude a été élaborée dans un large domaine d'énergie des électrons incidents variant de 1 à 50 keV et pour des densités électroniques inférieures à $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Les intensités relatives des raies lyman- α sont fréquemment utilisées pour tester et interpréter les mesures expérimentales obtenues dans les expériences dans les sources EBIT. Ces intensités peuvent aussi trouver des applications dans les diagnostics des plasmas astrophysiques photoionisés de faible température électronique, dans lesquelles il est bien connu que le processus de la recombinaison radiative constitue le processus dominant de peuplement des niveaux excités et donc majeur pour la production des raies d'émission.

A travers les calculs que nous avons effectués, nous avons remarqué que les cascades radiatives ont un effet très important sur la polarisation linéaire de la raie lyman- α_1 puisqu'elle est réduite de 0.43 à 0.36 à 1 keV et de 0.13 à 0.04 à 50 keV.

Le même effet a été constaté, évidemment, sur le rapport des intensités des raies lyman- α où nous avons démontré, à partir des résultats obtenus, l'importance d'inclure les transitions supérieures. En effet, l'inclusion de ces cascades radiatives a conduit à l'augmentation du rapport d'intensité de 1.61 à 1.73 pour l'énergie de l'électron incident égale à 1 keV et de 0.53 à 1.20 pour l'énergie 50 keV.

Au cours de ce mémoire, j'ai eu l'opportunité d'élargir mes connaissances sur le langage python puisque j'ai conçu un programme principal permettant de calculer la contribution des cascades radiatives, et d'autres petits programmes pour le calcul des propriétés des raies lyman- α ainsi que les tracés des courbes.

Ce mémoire m'a permis aussi de me familiariser avec les notions de physique atomique appliquées aux plasmas chauds et aussi d'améliorer mon niveau de rédaction.

*Références
bibliographiques*

Références bibliographiques

- [1] M.K. Inal, J. Dubau, J. Phys. B : At. Mol. Phys. 20 (1987) 4221.
- [2] M.H. Chen, J.H. Scofield, Phys. Rev. A 52 (1995) 2057.
- [3] H.L. Zhang, D.H. Sampson, M.K. Inal, Phys. Rev. A 63 (2001) 052713.
- [4] E. Haug, Solar Phys. 71 (1981) 77.
- [5] K. Tanaka, N. Nitta, K. Akita, T. Watanabe, Solar Phys. 86 (1983) 91.
- [6] M.A. Bautista, L. Titarchuk, Astrophys. J. 511 (1999) 105.
- [7] P. Beiersdorfer, G. Brown, S. Utter, P. Neill, K.J. Reed, A.J. Smith, R.S. Thoe. Phys. Rev. A 60 (1999) 4156.
- [8] D. Porquet et J. Dubau, Astron. Astrophys. Suppl. Ser.143 (2000) 495.
- [9] L. Bettadj, Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen (2010).
- [10] L. Bettadj , M.K. Inal , A. Surzhykov and S. Fritzsche, Nucl.Instrum.Methods. Phys.Res.B 268 (2010) 3509.
- [11] H.F.Beyer and V.P.Shevelko, Introduction to the physics of highly charged ions, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (2003).
- [12] <https://www.plasma.com/fr/plasmatechnik/introduction-aux-plasmas/>
- [13] https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89tat_plasma#cite_note-2
- [14] HART J, "Génie des Procédés Plasmas" UPS, " modélisation de la cinétique chimique pour la transformation des oxydes d'azote des gaz d'échappement par décharges couronne", Stage DEA, 1994.
- [15] <http://www.maxicours.com>.
- [16] <http://www.maths-et-physique.net>.
- [17] Encyclopédie Universalis France, S.A(1999).
- [18] F.A. Parpia, W.R. Johnson, Phys. Rev. A 26 (1982) 1142
- [19] K.L. Wong, P. Beiersdorfer, K.J. Reed, A.L. Osterheld, in : P. Beiersdorfer, T. Fujimoto (Eds.), Proceedings of the 3rd US-Japan Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy, University of California Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-ID-146907, (2001) 311.
- [20] M.F.Gu. Astrophys.J.582(2003)1241.
- [21] www.poly-prepas.com/images/files/rayons%20x.pdf

Annexe A

- **Le script python que nous avons conçu pour le calcul des sections efficaces effectives dans lesquelles sont incluses les contributions des cascades radiatives :**

```
# -*- coding: cp1252 -*-

import numpy as np
from math import factorial as fct
from sympy.physics.quantum.cg import CG

def load_data(nomf):
    ''' Charger le fichier avec une ouverture standard'''
    f = open(nomf, 'r')

    data = []
    for line in f.readlines():
        data.append(line.replace('\n', '').split(' '))

    f.close()
    data2 = []

    '''Effacer tout les éléments nuls (sans valeurs) de
la liste'''
    for i in range(len(data)):
        data2.append([x for x in data[i][:] if
len(x.strip()) > 0])
    #print data2
    return data2

def extract_data(data):
    '''
    Ninv: Nombre de niveau
    EC: Energie cinétique en keV
    '''
    Ninv = int(data[0][0])
    EC = float(data[0][1])
    '''
    Sections Efficaces Partielles: sigmdir[Ninv][Jp_max]
    Jp nombre de sections efficaces pour un niveau
    énergétique
    Jp_max: nombre maximal des niveaux énergétiques
    '''
    sigmdir = []
    for i in np.arange(0, Ninv):
        #sigmdir.append(list(map(float, data[i+1][3:])))
```

```
sigmdir.append(map(float,data[i+1][3:]))

Jp = []
for i in np.arange(0, Ninv):
    Jp.append(int(data[i+1][2]))
Jp_max = max(Jp)

for i in np.arange(0, Ninv):
    if Jp[i]!=Jp_max:
        sigmdir[i].extend([0]*(Jp_max-Jp[i]))
sigmdir = np.array(sigmdir, dtype=np.float32)
'''
Extraction des probabilités de transition
NI: nombre de niveaux cascadants sur le niveau I
RB(j): rapport de branchement radiatif j-->I
'''
NI = []
I = []
IIP = []
RB = []

for i in np.arange(Ninv+1, len(data)):
    I.append(int(data[i][0]))
    NI.append(int(data[i][1]))
    IIP.append(list(map(int,data[i][2::2])))

    RB.append(list(map(float,data[i][3::2])))

xJJ = []
for i in np.arange(0, len(Jp)):
    xJJ.append(Jp[i]-1./2.)

return Ninv, EC, sigmdir, Jp, I, NI, IIP, RB, xJJ

'''
Programme Principal

Lecture des données à partir du fichier des cascades
Et sauvegarde des données dans une liste donnee qui
contient:
1- Nombre de Niveau
2- Energie
3- Sections efficaces partielles
4- Probabilités transitions
'''

fic_in = 'cascadetot_n6_1keV.txt' #Fichier d'entrée
fichier_out = 'data_out.txt' #Fichier de sortie
```

Annexe

```
donnee_initial = load_data(fic_in)
fic_out = open(fichier_out,"w+")

'''
Extraction des données
'''
donnee = list(filter(None, donnee_initial)) #Effacer les
listes vides dans la matrice
Ninv, EC, sigmdir, Jp, I, NI, IIP, RB, xJJ =
extract_data(donnee)

'''
Calcul des cascades
'''

print ("Energie electrons incidents: %5.1f keV"%(EC)
print ("Traitement du fichier: %s"%(fic_in)
print ("-----")
fic_out.write("Energie electrons incidents: %5.1f keV\n"
%(EC))
fic_out.write ("-----\n\n")

sigmeff = np.zeros((sigmdir.shape[0],
sigmdir.shape[1]+1), dtype=float)

for i in np.arange(0, len(I)):
    print ("** Niveau %2d"%(I[i])
    print ("-----")
    fic_out.write("\n** Niveau %2d\n" %(I[i]))
    fic_out.write ("-----\n\n")
    xJ = xJJ[I[i]-1]
    Jp1 = int(xJ+1./2.)
    for i1 in np.arange(0, Jp1):
        sigmcat = 0.
        xMJ = (i1+1)-1./2.
        fic_out.write(" * MJ = %3.1f Sigma Dir =
%9.3e\n"%(xMJ, sigmdir[I[i]-1][i1]))
        MJ2 = int(2*xMJ)
        for i2 in np.arange(0, NI[i]):
            IP = IIP[i][i2]
            xJP = xJJ[IP-1]
            JPP1 = int(xJP+1./2.)
            i3 = 0
            sigmcak = 0.
            while (i3 < JPP1):
                xMJP = (i3+1)-1./2.
                VCC2 = (CG(xJ, xMJ, 1., xMJP-xMJ, xJP,
xMJP).doit()).evalf()
                VCC3 = (CG(xJ, xMJ, 1., -xMJP-xMJ, xJP,-
xMJP).doit()).evalf()
```

Annexe

```
        sigmcak = sigmcak + RB[i][i2]*sigmdir[IP-
1][i3]*(VCC2**2+VCC3**2)
        i3 = i3 + 1
        fic_out.write("\t Niv. Cascadant = %3d
Sigma Cas = %9.3e\n"%(IP, sigmcak))
        sigmcat=sigmcat+sigmcak
        sigmeff[I[i]-1][i1]=sigmdir[I[i]-1][i1]+sigmcat
        fic_out.write("\tSigma Eff= %9.3e Sigma Cas
Tot= %9.3e\n\n" %(sigmeff[I[i]-1][i1],sigmcat))
        sigmdir[I[i]-1][i1]=sigmeff[I[i]-1][i1]
fic_out.close()

print ("Résultats sauvegardés dans le fichier:
%s"%(fichier_out)
print (u"Programme Terminé")
```

Fichier d'entrée : Data

```
35 1.0
 1 2p1/2 1 7.260e+1
 2 2s1/2 1 1.078e+2
 3 2p3/2 2 1.160e+2 2.363e+1
 4 3p1/2 1 2.728e+1
 5 3s1/2 1 3.563e+1
 6 3d3/2 2 1.727e+1 1.743e+0
 7 3p3/2 2 4.485e+1 8.247e+0
 8 3d5/2 3 2.111e+1 6.910e+0 1.628e-2
 9 4p1/2 1 1.271e+1
10 4s1/2 1 1.603e+1
11 4d3/2 2 1.071e+1 1.065e+0
12 4p3/2 2 2.116e+1 3.696e+0
13 4d5/2 3 1.314e+1 4.248e+0 7.494e-3
14 4f5/2 3 2.928e+0 5.144e-1 6.936e-4
15 4f7/2 4 3.281e+0 1.265e+0 4.070e-3 1.535e-6
16 5p1/2 1 6.860e+0
17 5s1/2 1 8.537e+0
18 5d3/2 2 6.427e+0 6.336e-1
19 5p3/2 2 1.151e+1 1.953e+0
20 5d5/2 3 7.896e+0 2.537e+0 3.858e-3
21 5f5/2 3 2.547e+0 4.490e-1 5.021e-4
22 5f7/2 4 2.853e+0 1.106e+0 2.950e-3 1.031e-6
23 5g7/2 4 3.778e-1 8.428e-2 1.909e-4 4.338e-8
24 5g9/2 5 4.077e-1 1.662e-1 6.593e-4 3.346e-7 0.000e+0
25 6s1/2 1 5.064e+0
26 6p1/2 1 4.098e+0
27 6p3/2 2 6.902e+0 1.151e+0
28 6d3/2 2 4.043e+0 3.968e-1
29 6d5/2 3 4.973e+0 1.591e+0 2.223e-3
30 6f5/2 3 1.868e+0 3.300e-1 3.314e-4
31 6f7/2 4 2.091e+0 8.142e-1 1.949e-3 6.691e-7
```

Annexe

32	6g7/2	4	4.258e-1	9.548e-2	1.892e-4	3.664e-8									
33	6g9/2	5	4.590e-1	1.885e-1	6.536e-4	2.811e-7	0.000e+0								
34	6h9/2	5	3.784e-2	9.583e-3	3.121e-5	1.540e-8	0.000e+0								
35	6h11/2	6	4.007e-2	1.656e-2	8.242e-5	6.874e-8	0.000e+0	0.000e+0							
24	3	31	2.667E-03	34	2.213E-02	35	9.987E-01								
23	3	30	2.756E-03	31	7.548E-05	34	9.765E-01								
22	4	29	4.457E-03	32	1.585E-02	33	4.448E-01	35	9.668E-05						
21	5	28	4.701E-03	29	2.197E-04	30	7.283E-06	32	4.286E-01	34	9.155E-05				
20	5	25	2.265E-05	27	3.645E-03	30	1.147E-02	31	1.724E-01	33	7.190E-05				
19	4	25	9.739E-02	28	8.749E-03	29	5.266E-02	30	7.342E-06						
18	4	25	1.507E-05	26	4.314E-03	27	3.951E-04	30	1.602E-01						
17	2	26	1.015E-02	27	9.642E-03										
16	3	25	4.581E-02	28	4.273E-02	30	2.642E-05								
15	8	20	3.374E-03	23	3.550E-02	24	9.982E-01	29	2.448E-03	32	1.959E-02	33	5.528E-01	34	
7.116E-05		35	1.248E-03												
14	8	18	3.566E-03	20	1.661E-04	23	9.628E-01	28	2.588E-03	29	1.206E-04	30	1.046E-05	32	
5.336E-01		34	1.177E-03												
13	8	19	4.184E-03	21	2.406E-02	22	3.610E-01	25	4.861E-05	27	3.577E-03	30	2.035E-02	31	
3.075E-01		33	1.329E-05												
12	7	17	1.544E-01	18	1.693E-02	20	1.021E-01	25	1.296E-01	28	1.675E-02	29	1.015E-01	30	
5.287E-06															
11	7	16	4.976E-03	21	3.372E-01	25	3.240E-05	26	4.247E-03	27	3.878E-04	30	2.868E-01	32	
1.141E-05															
10	4	16	1.798E-02	19	1.714E-02	26	1.863E-02	27	1.794E-02						
9	5	17	7.250E-02	18	8.328E-02	25	6.118E-02	28	8.348E-02	30	2.066E-05				
8	13	12	4.000E-03	14	6.600E-02	15	9.967E-01	19	3.325E-03	21	4.198E-02	22	6.351E-01	24	
1.835E-03		25	8.321E-05	27	2.984E-03	30	3.370E-02	31	5.132E-01	32	2.287E-04	33	2.297E-03		
7	12	10	2.829E-01	11	4.160E-02	13	2.518E-01	15	2.873E-04	17	2.161E-01	18	3.848E-02	20	
2.342E-01		25	1.840E-01	26	2.334E-05	27	1.179E-05	28	3.634E-02	29	2.220E-01				
6	10	9	4.798E-03	14	9.317E-01	16	3.981E-03	21	5.967E-01	23	1.653E-03	25	5.546E-05	26	
3.575E-03		27	3.229E-04	30	4.804E-01	32	2.069E-03								
5	8	9	3.874E-02	12	3.711E-02	16	3.995E-02	19	3.872E-02	26	3.994E-02	27	3.885E-02	28	
3.640E-05		29	3.794E-05												

Annexe

4	8	10	1.325E-01	11	2.072E-01	17	1.017E-01	18	1.942E-01	25	8.677E-02	27	1.215E-05	28
1.845E-01	30	1.105E-05												
3	18	5	6.821E-01	6	1.628E-01	8	9.940E-01	10	3.981E-01	11	1.204E-01	13	7.405E-01	15
2.995E-03	17	3.099E-01	18	1.056E-01	20	6.518E-01	22	3.871E-03	25	2.688E-01	26	8.291E-05	27	
4.192E-05	28	9.830E-02	29	6.078E-01	30	9.327E-04	31	4.236E-03						
2	10	4	1.215E-01	6	5.440E-04	7	1.176E-01	9	1.218E-01	12	1.193E-01	16	1.204E-01	19
1.184E-01	26	1.192E-01	27	1.174E-01	29	2.767E-05								
1	11	5	3.179E-01	6	8.306E-01	10	1.865E-01	11	6.231E-01	14	2.334E-03	17	1.454E-01	18
5.496E-01	25	1.262E-01	27	4.339E-05	28	5.131E-01	30	3.305E-03						

Résumé

Etude théorique et détaillée de la polarisation linéaire de la raie Lyman- α_1 et du rapport des intensités des raies Lyman- α , émises par les ions hydrogénoïdes recombinaison de fer Fe^{25+} suite à la recombinaison radiative des ions nu Fe^{26+} , a été effectuée. Cette recombinaison est due à la collision entre les ions recombinaison Fe^{26+} et un faisceau unidirectionnel d'électrons monoénergétiques d'une énergie variant de 1 à 50 keV. Nous avons étudié dans ce mémoire la contribution du processus de recombinaison radiative indirecte via des cascades radiatives aux propriétés des raies Lyman- α pour l'ion Fe^{25+} . Le processus de recombinaison radiative est un processus important et dominant dans le peuplement des niveaux excités pour le cas des plasmas photoionisés de faibles densités électroniques.

Abstract

Theoretical and detailed study of the linear polarization and the ratio of the Lyman- α lines emitted by recombined hydrogen-like ions Fe^{25+} , due to the radiative recombination of the bare Fe^{26+} ions, was established. This result from collisions between bare Fe^{26+} and a unidirectional beam of monoenergetic beam of electrons having energies varying from 1 to 50 keV. We have studied in this work the contribution to the properties of the Lyman- α lines for Fe^{25+} ions coming from the indirect radiative recombination process through radiative cascades. The radiative recombination process is an important and dominant mechanism of population of excited levels in photoionized plasmas of low electronic densities.

المخلص:

تم تأسيس دراسة نظرية وتفصيلية عن الاستقطاب الخطي ونسبة خطوط Lyman- α المنبعثة من أيونات شبيهة بالهيدروجين المعاد تجميعها Fe^{25+} ، بسبب إعادة التركيب الإشعاعي لأيونات Fe^{26+} العارية. ينتج هذا عن تصادمات بين العارية Fe^{26+} وحزمة أحادية الاتجاه لحزمة الإلكترون أحادية الطاقة للإلكترونات التي تتراوح طاقاتها بين 1 و 50 كيلو فولت. لقد درسنا في هذا العمل المساهمة في خواص خطوط Lyman- α لأيونات Fe^{25+} القادمة من عملية إعادة التركيب الإشعاعي غير المباشر من خلال الشلالات الإشعاعية. إن عملية إعادة التركيب الإشعاعي هي آلية مهمة ومهيمنة لمجموعات من مستويات الإثارة في البلازما الضوئية ذات الكثافة الإلكترونية المنخفضة.