

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**Ministère De L'enseignement Supérieur**  
**Et De La Recherche Scientifique**



**Université Echahid Hamma Lakhdar-El-Oued**

**Faculté Des Sciences Exactes**

**Département : Sciences de la matière**

**Filière : Physique**

N° d'ordre :

N° de série :

**MEMOIRE**

Présentée Pour l'obtention du Diplôme de Master en Physique Appliquée :

**Rayonnement et Energie**

**Par: MANSOURI Imane**

**Intitulé**

**Calcul des Taux d'ionisation pour Quelques Atomes**

Soutenue le :24 / 05 / 2016

**Devant le jury composé de :**

Président:	ASKRI Souhaila	MAA	Université d'El-Oued
Examineur:	ATTIA M. Elhadi	MAA	Université d'El-Oued
Rapporteur:	DILMI Samia	MCB	Université d'El-Oued

Année Universitaire: 2015/2016

# *Dédicace*

*Je dédie ce travail à:*

*Ma très chère mère et mon père qui se sont sacrifiés  
tout au long.*

*Mes frères Adel et Yassine, mes sœurs Maroi et Manar.*

*Toute la famille MANSOURI et MAALOUL.*

*Tous mes amis.*

*Et tous ceux qui me sont chers.*

# Remerciements

*Je tiens à remercier tout premièrement Dieu le tout puissant pour la volonté, la santé et la patience, qu'il m'a donné durant toutes ces longues années.*

*Je tiens à exprimer tout spécialement ma profonde reconnaissance à MADAME DILMI Samia Professeure à l'Université d'El-Oued. Ce travail n'aurait certainement pas pu être réalisé sans son aide constante et sa gentillesse inégalée. Travailler avec elle fut un vrai plaisir.*

*Je suis très reconnaissante à ASKRI Souhaïla , pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma mémoire . Qu'elle accepte mes vifs remerciements .*

*Qu'il me soit aussi permis d'adresser mes plus vifs remerciements à mes très chères amies, MOAN Ihsane ,khadija , Mourdjana, dont le soutien n'ajamaïs fait défaut.*

*Je remercie du fond du cœur ma famille et ma belle-famille pour leurs appuis durant toutes ces années et, particulièrement, à ma belle-mère à qui j'adresse mon profond respect et reconnaissance.*

*\* MANSOURI Imane*

## Table des matières

<b>Table des figures</b> .....	I
<b>Liste des tableaux</b> .....	II
<b>Nomenclature</b> .....	III
<b>Introduction générale</b> .....	01

### Chapitre I: Généralités sur les plasmas

Introduction.....	05
I-1-Définitions.....	05
I-2- Classification des plasmas .....	05
I-3- Modèle d'équilibre dans les plasmas .....	06
I-3-1- Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC) .....	06
I-3-2- Lois vérifiées par un plasma à l'ETC .....	07
I-3-3- Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL) .....	09
I-3-4- Modèle coronal (MC) .....	10
I-3-5 Modèle collisionnel radiatif (MCR).....	10
Conclusion .....	12

### Chapitre II : Processus atomiques élémentaire dans les plasmas

Introduction.....	14
II-1- Transitions radiatives .....	14
II-1-1- Emission spontanée et photoexcitation .....	14
II-1-2- Emission stimulée .....	15
II-1-3- Le coefficient de taux de transition radiative.....	16
II-2- Excitation et désexcitation collisionnelle.....	17
II-2-1- Le coefficient de taux d'excitation.....	18
II-3- L'ionisation par électron d'impact .....	19
II-3-1- L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps .....	19
II-4- La photoionisation et la recombinaison radiative .....	20
II-4-1- La photoionisation .....	20

II-4-2- La recombinaison radiative .....	21
II-5- La recombinaison diélectronique et autoionisation .....	21
II-5-1- Capture diélectronique .....	22
II-5-2- Stabilisation radiative .....	23
II-6- Les codes de calcul .....	24
II-6-1 Introduction .....	24
II-6-2- Code ATOM .....	24
II-6-3- Code TRANSPEC .....	25
II-6-4- Code COWAN .....	26
II-6-5- Code FAC .....	26
Conclusion.....	27

### **Chapitre III : Calcul des taux d'ionisation : Effets des électrons chauds**

Introduction.....	29
III-1- Eléments de théorie .....	29
III-1-1- Fonctions de distributions .....	29
III-1-1-1- Fonction de distribution Maxwellienne .....	31
III-1-1-2- Fonction de distribution Non-Maxwellienne.....	31
III-1-2-Méthode de calcul des sections efficaces.....	32
III-1-2-1-les méthodes classiques.....	32
III-1-2-2-Approximation de Coulomb-Born.....	32
III-1-2-3-Les équations semi empiriques.....	33
III-2- Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'Hélium neutre et le Béryllium .....	34
III-2-1-Introduction .....	34
III-2-2-Résultats de calcul et discussion.....	35
III-3-Calcul des coefficients de taux d'ionisation.....	36
III-3-1-Méthode de calcul en utilisant une distribution maxwellienne.....	38
III-3-1-1-Résultats et discussion.....	38
III-3-2-Méthode de calcul en utilisant une distribution Non-maxwellienne.....	39
III-3-2-1-Résultats et discussion.....	40
Conclusion.....	44
Conclusion générale.....	46
Références.....	48

## Table des figures

<b>Figure (I-1):</b>	Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles... collisionnels radiatifs (cas optiquement mince)	11
<b>Figure (III-1):</b>	Distribution Maxwellienne normalisée.....	31
<b>Figure (III-2):</b>	Sections efficaces de l'He neutre.....	36
<b>Figure (III-3):</b>	Sections efficaces de l'Be neutre .....	36
<b>Figure (III-4):</b>	Coefficients du taux d'ionisation pour He (cas de la distribution maxwellienne).	39
<b>Figure (III-5):</b>	Coefficients du taux d'ionisation pour l'hélium neutre (cas de la distribution..... non- maxwellienne) pour $f_{hot}= 0.8, 0.9, 1.0$	41
<b>Figure (III-6):</b>	Coefficients du taux d'ionisation pour l'hélium neutre (cas de la distribution..... non- maxwellienne) pour $f_{hot}= 0.01, 0.02, 0.04$	42
<b>Figure (III-7):</b>	Coefficients du taux d'ionisation pour le Be (cas de la distribution non..... maxwellienne) pour $f_{hot}= 0.7, 0.8, 0.9$ et 1.0	43

---

## Liste des tableaux

<b>Tableau (III-1):</b>	Sections efficaces d'ionisation de l'He .....	35
<b>Tableau (III-2):</b>	Potentiel d'ionisation de quelques éléments.....	37
<b>Tableau (III-3):</b>	Les écarts relatifs des taux d'ionisation pour He neutre dans le cas de la..... distribution maxwellienne	39
<b>Tableau (III-4):</b>	Les écarts relatifs des taux d'ionisation de l'He neutre dans le cas de la..... distribution non- maxwellienne pour $f_{hot} = 0.8, 0.9, 1.0$	42
<b>Tableau (III-5):</b>	Les écarts relatifs des taux d'ionisation de l'He neutre dans le cas de la..... distribution non- maxwellienne pour $f_{hot} = 0.01, 0.02, 0.04$	43

# **Introduction générale**

## Introduction générale

Lorsqu'un gaz est soumis à un champ électrique de forte intensité ou chauffé très fortement, les électrons sont séparés des atomes du gaz. Le milieu obtenu est globalement neutre mais constitué de particules chargées, ions et électrons. Ce fluide est un plasma, considéré comme le quatrième état de la matière. Par ailleurs, on peut extraire des électrons ou des ions de certains métaux en les soumettant à une très grande différence de potentiel électrique. On obtient dans ce cas un plasma non neutre ou faisceau de particules chargées.

Le plasma se manifeste à l'état naturel dans les étoiles ou les aurores boréales, mais il a également de nombreuses et diverses applications industrielles : les tubes à néon, les écrans plasma, les satellites de communication, la production de rayons X ou d'énergie, etc...

Les températures requises pour obtenir certains plasmas rendent leur étude expérimentale coûteuse et peu accessible. Leurs applications sont pourtant d'un très grand intérêt, c'est pourquoi leur étude théorique et leur simulation numérique ont été largement développées. D'importants moyens sont notamment mis en œuvre pour la production d'énergie par réaction de fusion dans le réacteur ITER [1,2]. Depuis le procédé «plasma» au début du siècle, les techniques plasmas ont connu une évolution contrastée. Pour un temps, elles furent partiellement abandonnées pour des raisons économiques. Ce n'est que dans les années soixante, que la mise au point de nouveaux générateurs autorisa une reprise de leurs utilisations (découpage par plasma, soudure, projection, synthèse chimique et traitement de surface, etc...). Aujourd'hui, le nombre d'applications est important et va croissant, comme en témoigne l'augmentation spectaculaire des équipements de production utilisant les plasmas. Comme les flammes, les plasmas possèdent une enthalpie très élevée pouvant être utilisée pour le chauffage ou pour des réactions chimiques. En revanche, ils peuvent fonctionner sans oxygène puisque leur énergie n'est pas chimique mais électrique.

Si l'électricité utilisée est produite de manière écologique, les procédés peuvent être parfaitement propres [3]. Les plasmas peuvent donc remplir certains des rôles attribués aux flammes, sans les conséquences négatives sur l'environnement.

Ils présentent par ailleurs d'autres avantages spécifiques par rapport aux flammes : pas de limites en température, des densités d'énergie très élevées, des réactions spécifiques et des cinétiques plus rapide.

La physique des plasmas s'est alors développée en intégrant toutes les avancées de la physique moderne. C'est une science complexe, prenant ses racines dans de nombreux concepts utilisés pour décrire les solides, les liquides ou les gaz, mais faisant appel à pratiquement tous les domaines de la physique (magnétodynamique, théorie des collisions, physique atomique et moléculaire, physique nucléaire, théorie cinétique, thermodynamique, propagation des ondes, rayonnement, spectroscopie..), le tout aboutissant en général à des équations non linéaires couplées, ardues à résoudre même avec les techniques numériques d'aujourd'hui. Ces dernières années plusieurs modèles numériques ont été proposés afin de mieux décrire les décharges [4, 5]. La physique atomique montre son importance au diagnostic des plasmas chauds. Ces diagnostics utilisent la relation de l'émission de rayonnement par les ions avec les propriétés du plasma. L'intensité des raies dépend de la température et de la densité électronique du plasma tandis que leur profil est influencé par les champs électrique et magnétique, par la température ionique et par le mouvement d'ensemble des ions provenant de leur diffusion ou de l'expansion du plasma. Les diagnostics nécessitent une abondance des données fiables sur les processus radiatifs et collisionnels qui commandent l'ionisation du plasma et l'excitation des ions.

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électromagnétique. Le grand nombre d'équations et de degrés de liberté (3 d'espaces, 3 de vitesse, plus le temps) classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement.

La compréhension du rôle d'électrons chauds dans les plasmas est particulièrement importante à cause de leur influence sur la dynamique de plasma, la production de rayonnement et les bilans énergétiques. Un majeur conducteur historique dans l'étude des plasmas avec les électrons chauds est la question de réchauffements dans le laser motorisé aux schémas de fusion par confinement inertiels. Des lasers intenses interagissant avec des cibles denses peuvent déposer l'énergie significative dans des électrons chauds à travers l'absorption résonante [6,7], de tels électrons peuvent mener aux pertes d'énergie significatives et avoir des effets délétères sur la stabilité et le contrôle de plasma [8]. Dans d'autre cas, les effets d'électrons chauds sont désirables, par exemple quand ils augmentent la production de rayonnement de haute énergie des sources plasma relativement à basses énergies [9, 10]. Si les électrons chauds sont avantageux ou nuisibles, les détectant et les caractérisant dans des plasmas de laboratoire est une étape importante vers le contrôle de leurs effets.

Dans ce travail on s'intéresse au calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre et du Be dans un plasma. Plusieurs auteurs et dans plusieurs types de plasmas [11] ont utilisé des distributions non-maxwelliennes en énergie des électrons chauds pour simuler les spectres de raies. Notre objectif à travers ce travail s'attache à l'étude des effets des électrons chauds sur les taux d'ionisation.

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

Le Chapitre I traite des généralités sur les plasmas où nous abordons les différents types de plasmas ainsi que les méthodes approximatifs pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et en déduire ses propriétés physiques. Les modèles d'équilibre fréquemment utilisés pour la modélisation des plasmas sont abordés.



# Chapitre I

## **Généralités sur les plasmas**

## Introduction

Souvent considérés comme le "quatrième état de la matière", les plasmas composent plus de 99% de la matière connue. Dans la terminologie actuelle, ce terme désigne de manière générale tout gaz électriquement neutre partiellement ou totalement ionisé et recouvre un grand nombre de sous types aux caractéristiques très différentes.

### I-1- Définitions

Un gaz ionisé est un gaz ayant été soumis à une énergie suffisante pour dissocier les électrons des atomes. On parle alors de phénomène d'ionisation et on définit le degré d'ionisation  $\alpha$  du gaz par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_{tot}} \quad (I - 1)$$

Où:  $\alpha$  est le degré d'ionisation,  $n_e$  est le nombre d'électrons et  $n_{tot}$  est le nombre total de molécules – chargées ou non – constituant le gaz. Lorsque  $\alpha = 1$ , le gaz est totalement ionisé et lorsque  $\alpha < 1$ , on dit que le gaz est faiblement ionisé. Un gaz ionisé est donc un mélange composé de molécules neutres, d'ions positifs et négatifs ainsi que d'électrons et présente un comportement collectif différent d'un gaz neutre. En effet, ce mélange est sensible aux forces électromagnétiques et les particules chargées peuvent être influencées par une source externe ou interagir les unes avec les autres. Dans un gaz suffisamment ionisé, ces interactions entre particules deviennent suffisamment importantes pour influencer sur le comportement de l'ensemble et on parle alors de plasma[12].

### I-2-Classification des plasmas

Les plasmas peuvent se présenter sous des formes très différentes et sont généralement classifiés selon deux critères. Un premier critère est l'équilibre thermodynamique du mélange et la température des différentes particules qui le composent. Un second critère est le degré d'ionisation du gaz, pouvant varier de  $\alpha \ll 1$  à  $\alpha \approx 1$ . On classe alors les plasmas selon les catégories suivantes :

**-Les plasmas fortement ionisés :** les espèces ont une température identique dont la valeur atteint quelques millions de degrés. Le plasma est alors totalement ionisé. Ces plasmas se retrouvent par exemple au cœur des étoiles, où se produisent des réactions de fusion nucléaire.

-Les plasmas faiblement ionisés, parmi lesquels on distingue deux sous-groupes :

\**Les plasmas thermiques* : les électrons et les ions sont à l'équilibre thermodynamique contrairement aux neutres qui ne le sont pas forcément. En général, les neutres ont une température de quelques milliers de degrés tandis que les particules chargées ont une température de quelques dizaines de milliers de degrés. Ces plasmas se retrouvent par exemple dans les arcs électriques utilisés pour la soudure ou la découpe.

\**Les plasmas froids* : le mélange est en fort déséquilibre. Les électrons ont une température élevée tandis que les ions et les neutres sont à l'équilibre. Ce type de plasma permet d'obtenir un milieu doté de propriétés chimiques avantageuses tout en gardant la caractéristique thermodynamique raisonnable et dispose ainsi de nombreuses applications. Les plasmas dans les luminaires, de dépollution ou de décontamination, ainsi que les plasmas interstellaires entrent dans cette classe[12].

### I-3- Modèle d'équilibre dans les plasmas

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 émergent 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 complet (ETC), modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL), le modèle coronal (MC) et le modèle collisionnel-radiatif (MCR) [13] .

#### I-3-1 Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC)

Un plasma est constitué d'un grand nombre de particules, matérielles ou non (les photons). Ces particules possèdent une certaine énergie cinétique et potentielle, elles bougent dans l'espace, et entrent en collision avec les particules voisines. S'il n'existe aucun échange de matière ni d'énergie avec le milieu extérieur, un état d'équilibre peut être atteint, dans lequel chaque processus est contrebalancé par le processus inverse. Un état de micro-réversibilité est alors atteint :

tout mécanisme qui tend à faire perdre de l'énergie à une particule est instantanément compensé par le mécanisme inverse qui tend à lui faire gagner cette même énergie. On parle alors d'équilibre thermodynamique complet (ETC), où toutes les particules du plasma ont la même énergie moyenne, et où tous les processus collisionnels et radiatifs sont micro réversibles[13].

### I-3-2- Lois vérifiées par un plasma à l'ETC

- **Loi de distribution de Maxwell**

Un plasma à l'ETC est isotrope : les particules ne privilégient aucune direction de propagation. Les normes de vecteurs vitesses de ces particules sont donc distribuées autour d'une valeur moyenne nulle ; cette distribution stationnaire est décrite par la loi de Maxwell : le nombre  $dn$  de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v + dv$  dans un plasma de température  $T$  vérifie la relation suivante :

$$\frac{dn}{n} = \left( \frac{m}{2\pi k_{\beta} T} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{mv^2}{2k_{\beta} T} \right) 4v^2 dv \quad (I - 2)$$

Où :  $m$  est la masse de la particule et  $n$  le nombre total de particules.

- **Distribution de Boltzmann**

Dans un plasma à l'ETC, la population des niveaux (des états) d'énergie des atomes (ou des ions) est donnée par la distribution de Boltzmann [14, 15]:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left( -\frac{E_n - E_m}{k_{\beta} T} \right) \quad (I - 3)$$

Où :  $N_n$  et  $N_m$  représentent les densités des atomes (ou des ions) correspondant respectivement aux niveaux d'énergie  $n$  et  $m$ ,  $g_n$  et  $g_m$  sont les dégénérescences et  $E_n$  et  $E_m$  les énergies des niveaux  $n$  et  $m$ .  $T$  est la température du système. Cette température s'appelle aussi la température d'excitation [14] et si l'excitation des atomes (ou des ions) dans ce système est principalement réalisée par l'impact d'électrons, elle est égale à la température des électrons  $T_e$ .

On peut aussi déterminer la population d'un niveau d'énergie  $n$  des atomes (ou des ions)  $N_n$  par rapport à la densité totale des atomes (ou des ions)  $N$  dans le plasma [14,15]:

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{Z(T)} \exp\left[-\frac{E_n}{k_\beta T}\right] \quad (I - 4)$$

Où  $Z(T)$  représente la fonction de partition:

$$Z(T) = \sum_K g_k \exp\left[-\frac{E_k}{k_\beta T}\right] \quad (I - 5)$$

où la sommation se réalise sur tous les niveaux d'énergie d'atome (ou d'ion).

- **Equation de Saha**

Dans un plasma en équilibre thermodynamique, la relation entre les densités des électrons, des atomes et des ions (une fois ionisés) peut être décrite par l'équation de Saha [14, 15]:

$$\frac{N_i N_n}{N_a} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e k_\beta T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{E_{ion}}{k_\beta T}\right] \quad (I - 6)$$

Où:  $N_e$ ,  $N_a$  et  $N_i$  représentent respectivement la densité des électrons, des atomes et des ions,  $Z_a$  et  $Z_i$  sont respectivement la fonction de partition des atomes et des ions,  $E_{ion}$  l'énergie d'ionisation d'atome depuis le niveau de base et  $T$  la température du système. Cette température s'appelle aussi la température d'ionisation [16]. Si l'ionisation des atomes dans ce système se réalise principalement par l'impact d'électron, la température d'ionisation est égale à la température des électrons  $T_e$ .

L'équation de Saha peut être aussi utilisée pour les ions plusieurs fois ionisés. Dans ce cas, elle donne la relation entre la densité des électrons et la densité des espèces lourdes du plasma ayant des niveaux d'ionisation successives [14, 15]:

$$\frac{N_e N_{(r+1)}}{N_{(r)}} = 2 \frac{Z_{(r+1)}}{Z_{(r)}} \left(\frac{2\pi m_e k_\beta T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{E_{ion}^{(r)}}{k_\beta T}\right] \quad (I - 7)$$

Où :  $r$  indique le niveau d'ionisation d'une espèce (par exemple :  $r = 0$  - atome (non-ionisé),  $r = 1$  - ion une fois ionisé,  $r = 2$  - ion deux fois ionisé,...).

- **Loi de Planck**

Lorsque le flux radiatif absorbé par un élément de volume du plasma est égal au flux émis par ce même élément de volume, l'équilibre thermodynamique est atteint. Le milieu est alors un corps noir s'il absorbe tous les rayonnements à toutes les longueurs d'onde. Toutes les radiations contribuent à son équilibre thermique.

La fonction de Planck  $L_{\lambda}^0(T)$ , décrit la luminance spectrale d'un corps noir à la température  $T$  :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[ \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_{\beta} T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (I - 8)$$

Où :  $h$  est la constante de Planck,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $k_{\beta}$  est la constante de Boltzmann.

### I-3-3-Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)

Seuls les plasmas rencontrés en astrophysique, dans les étoiles notamment, peuvent être considérés à l'équilibre thermodynamique complet. Les échanges de matière et d'énergie avec le milieu environnant sont alors totalement négligeables devant les phénomènes internes à ces systèmes. Les plasmas utilisés au laboratoire ne sont pas à l'ETC. Ils présentent des gradients de température et de concentration. Des phénomènes de transport de masse et d'énergie non réversibles ont lieu au sein de ces plasmas, et le rayonnement n'y est pas totalement réabsorbé. L'équilibre entre la matière et le rayonnement n'existe plus, c'est le champ électrique extérieur qui fournit l'énergie nécessaire au maintien du plasma. Dans les plasmas suffisamment denses pour favoriser les phénomènes de collisions ( $N_e \geq 10^{21} m^{-3}$ ), en présence de champ électrique ou de forces extérieures modérés, la distribution des vitesses des électrons est presque toujours maxwellienne [17]. La distance moyenne parcourue par les électrons entre deux collisions est si faible que ne peuvent apparaître que de très petites perturbations dans la fonction de distribution dans le temps et l'espace. Localement, il y a alors micro-réversibilité des processus dus aux collisions, le plasma est dit à l'état d'équilibre thermodynamique local (ETL). Les populations de toutes les espèces et de leurs niveaux excités restent bien décrites par les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha [18]. Par contre il n'y a pas micro-réversibilité des processus dus au rayonnement, ce qui implique que la loi de Planck n'est plus valable

### I-3-4- 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 densité faible et de température électronique élevée, comme les couronnes stellaires, les plasmas tokamak produits en laboratoire à des fins de fusion, les sources d'ions Electron Beam Ion Trap (EBIT).

Dans les plasmas peu denses hauts températures, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être écrits par les lois simples de Saha et de Boltzmann [12]. 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 collision. 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 [19]. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : excitation par collision, désexcitation radiative spontanée, ionisation par collision et/ou photoionisation recombinaisons diélectrique et radiative [20].

### I-3-5 Modèle collisionnel radiatif (MCR)

Le modèle collisionnel-radiatif (MCR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles ETL et MC déjà vus. On l'utilise lorsqu'on étudie des plasmas moyennement denses, 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.

Il s'agit du modèle le plus général pour lequel le peuplement et le dépeuplement des niveaux sont assurés par tous les processus collisionnels et radiatifs importants. Le système d'équations (I-9) est d'une grande complexité, compte tenu du nombre d'ions et de niveaux considérés:

$$\frac{dN_n^q}{dt} = -N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{nm}) + N_n^{q'} \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{nm}) \quad (I-9)$$

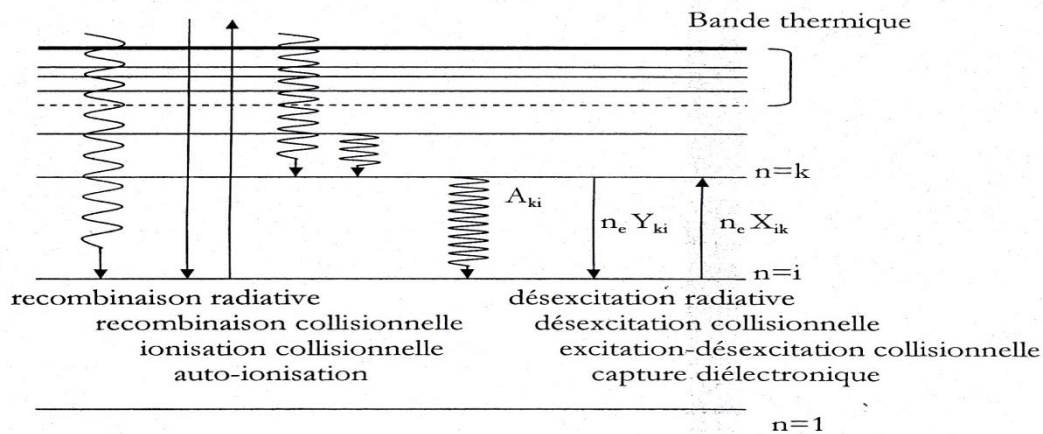
Où:  $N_n^q$  la population du niveau n de l'ion de charge q,  $N_n^{q'}$  la population du niveau n de l'ion de charge q'.

Il va donc falloir trouver des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, cas qui pose le plus de problèmes (le nombre de niveaux détaillés caractérisés par leur nombre quantique  $J$  est énorme : plusieurs millions) ; le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers.

On peut, tout d'abord, tenir compte des simplifications suivantes :

- On limite le nombre de niveaux.

Pour cela, on introduit le concept de *bande thermique* [9], qui traduit le fait que les niveaux les plus élevés sont d'énergie très proche du niveau fondamental de l'ion supérieur. Si cette différence d'énergie est plus petite que l'énergie thermique  $kT_e$ , les processus collisionnels sont hautement probables et s'équilibrent. On peut donc supposer ces niveaux à l'ETL, par rapport au niveau fondamental de l'ion supérieur. La figure (I-1) représente schématiquement ce modèle:



**Figure (I-1):** Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles collisionnels radiatifs (cas optiquement mince) [9].

- Dans le cas où l'expérience l'autorise, on peut supposer toutes les populations (des niveaux excités et fondamentaux) à l'équilibre stationnaire :

$$\frac{dN_n^q}{dt} = 0 \quad (I - 10)$$

On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma. Dans ces cas, le système d'équations se résume à :

$$-N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{nm}) + N_n^{q'} \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{nm}) = 0 \quad (I - 11)$$

Les termes  $R$  et  $C$  représentent les processus radiatifs et collisionnels. Le premier terme correspond aux mécanismes de dépeuplement du niveau (terme négatif) et le deuxième (positif) prend en compte tous les processus de peuplement du niveau à partir des autres niveaux notés  $m$ , de charge  $q'$ .

Il faut effectuer une inversion de matrice pour résoudre le système. Toutefois, en général, dans certaines zones du plasma, l'interaction laser-matière, est suffisamment rapide pour que les populations ioniques n'aient pas le temps d'atteindre l'équilibre stationnaire collisionnel-radiatif (retard à l'ionisation ou à la recombinaison).

On remarquera qu'à grande densité les processus collisionnels dominent et assurent la micro-réversibilité. Alors, l'équilibre collisionnel radiatif tend vers l'équilibre thermodynamique.

## Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre les différents types de plasmas ainsi que les méthodes approximatifs pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et en déduire ses propriétés physiques.

## Chapitre II

# **Processus atomiques élémentaire dans les plasmas**

## Introduction

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 [21]. Ce rayonnement émis du plasma représente une source unique d'information.

Parmi les processus importants d'émission de rayonnement par un plasma chaud ( $T_e > 10^6$  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 et d'autres.

### II-1- Transitions radiatives

Nous traitons dans cette section un paramètre atomique lié à un processus élémentaire dans les plasmas qui concerne l'émission spontanée et le phénomène inverse qui est la photo excitation. Ce processus est gouverné par le taux de probabilité de transition radiative représenté par :

$$(N, Z)^* \Leftrightarrow (N, Z) + h\nu \quad (II - 1)$$

Où  $(Z, N)$  représente un ion de charge  $Z$  possédant  $N$  électrons. L'étoile indique l'état d'excitation de l'ion.

Les probabilités de transition radiative sont, généralement, indispensables dans le calcul d'émission de raies. L'évaluation des probabilités de transition et les forces d'oscillateur correspondantes est associée au calcul atomique des niveaux d'énergie. Ces problèmes brièvement discutés au cours de la thèse sont abordés dans plusieurs références spécialisées [22-24]. Pour les ions hautement ionisés les effets relativistes doivent être inclus.

#### II-1-1 Emission spontanée et photoexcitation

Un atome dans un état excité  $j$  d'énergie  $E_j$  peut, généralement, avoir une transition radiative spontanée à un état  $i$  d'énergie plus basse  $E_i$  avec émission d'un photon d'énergie :

$$h\nu_{ji} = E_j - E_i \quad (II - 2)$$

correspondant à une raie spectrale de nombre d'onde :

$$\sigma_{ji} = \frac{1}{\lambda_{ij}} = \frac{E_j - E_i}{hc} \quad (II - 3)$$

Où:  $\lambda_{ij}$ : longueur d'onde en (m),  $\nu_{ji}$ : la fréquence d'onde en ( $s^{-1}$ ) et  $c$ : la vitesse de la lumière= $3 \times 10^8$  (m/s).

L'émission spontanée est une émission incohérente : un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition. Ce processus est dominant pour des niveaux dont la différence d'énergie est grande. Le coefficient d'émission spontanée, noté  $A_{ji}$ , varie en  $Z^4$  : on peut donc aisément déduire que les phénomènes radiatifs domineront pour les ions lourds. Le processus inverse, la photoexcitation, est un processus d'interaction avec le champ de rayonnement, ou encore un processus de réabsorption. Le taux correspondant à cette réaction est noté  $B_{ij}$ , il s'agit de la probabilité d'absorption donnée par Einstein qui s'écrit :

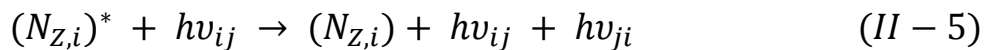
$$B_{ij} = \int \psi(\nu)u(\nu)d\nu \quad (II - 4)$$

Où :  $B_{ij}$  est la probabilité d'absorption,  $\psi(\nu)$  est le profil de la raie d'absorption et  $u(\nu)$  est la densité spectrale d'énergie du rayonnement.

Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir.

### II-1-2 Emission stimulée

Les transitions peuvent, aussi, avoir lieu en présence d'un champ de radiation. Ceci induit une transition, on parle alors d'une émission stimulée et une absorption correspondante.



Cette émission, cohérente, est à la base de l'effet laser, elle est caractérisée par son taux de réaction  $B_{ji}$ , noté coefficient d'Einstein pour l'émission, dépend fortement du rayonnement présent.

Les coefficients  $A_{ji}$ ,  $B_{ij}$  et  $B_{ji}$  sont reliés par les relations d'Einstein :

$$B_{ji} = \frac{8\pi h\nu_{ji}^3}{c^3} A_{ji} \quad , \quad B_{ij}g_i = B_{ji}g_j \quad (II - 6)$$

Où:  $g_j$  et  $g_i$  sont respectivement les poids statistiques du niveau  $j$  et du niveau  $i$ ,  $B_{ji}$  est la coefficient d'Einstein pour l'émission et  $A_{ji}$  est le coefficient d'émission spontanée.

De plus, afin de prendre en compte la réabsorption du rayonnement par le plasma de façon simplifiée, on introduit un facteur d'échappement auquel on attribue, une valeur entre 0 (plasma optiquement mince) et 1 (plasma optiquement épais), qui pondère le taux du processus radiatif.

Il représente effectivement la fraction locale du rayonnement qui s'échappe et dépend entre autres de la population d'ions dans l'état fondamental.

La durée de vie d'un atome dans un état de niveau  $j$  est :

$$\tau_j = \left( \sum_i A_{ji} \right)^{-1} \quad (II - 7)$$

Où:  $\tau_j$  La durée de vie.

### II-1-3 Le coefficient de taux de transition radiative

La probabilité de transition d'une émission spontanée par unité de temps à partir d'un état excité  $YJM$  à un état  $Y'J'M'$  d'énergie plus bas [23] est :

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 v^3}{3c^3 h} |\langle \psi_0 | r | \psi'_0 \rangle|^2 \quad (II - 8)$$

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} \sum_q |\langle YJM | P_q^{(n)} | Y'J'M' \rangle|^2 \quad (II - 9)$$

Où:

$$P_q^{(1)} = \sum_{i=1}^N r_q^{(1)}(i) = \sum_{i=1}^N r_i C_q^{(1)}(i) \quad (II - 10)$$

est la  $q^{\text{ème}}$  composante du moment dipolaire d'un atome mesurée en unité de  $a_0$  ( $a_0$  est le rayon de Bohr).

Les transitions radiatives dans l'approximation dipolaire électrique peuvent avoir lieu sauf si les éléments de matrice dans l'équation (II-9) sont non nuls. Plusieurs lois de sélection viennent de l'application du théorème de Wigner-Eckart. Les éléments de matrices sont donnés en fonction du symbole 3j par :

$$\langle YJM | P_q^{(1)} | Y'J'M' \rangle = (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \langle YJ | P^{(1)} | Y'J' \rangle \quad (II - 11)$$

Une quantité qui mesure l'intensité de raie est la force de raie définie comme [24] :

$$S = \left| \langle YJ | |P^{(1)}| | Y'J' \rangle \right|^2 \quad (II - 12)$$

La substitution de la relation (II-12) dans (II-9) donne une relation qui lie la probabilité de transition  $a$  la force de raie  $S$  :

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} S \sum_q \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}^2 \quad (II - 13)$$

Ainsi la probabilité totale de transition radiative  $A$  entre  $Y'J'M'$  et tous les états  $M$  de  $YJ$  est reliée à la force de raie par :

$$A = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h(2J' + 1)} S \quad (II - 14)$$

et la probabilité de transition radiative en poids statistique est :

$$gA = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} S = 2.0261 \cdot 10^{-6} \sigma^3 S \quad (s^{-1}) \quad (II - 15)$$

Où:  $\sigma$  est en  $\text{cm}^{-1}$  et  $S$  en unité de  $e^2 a_0^2$ .

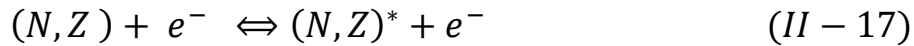
L'intensité d'une raie est proportionnelle à  $S$  :

$$I \propto \sigma^4 S \quad (II - 16)$$

## II-2- Excitation et désexcitation collisionnelle

Lors d'une collision d'un électron du plasma avec un ion de charge  $Z$ , ce dernier peut passer dans un état excité, ou encore se désexciter en absorbant l'énergie correspondante à l'électron incident.

Ces deux processus, inverses l'un de l'autre se traduisent par le bilan :



Le calcul des sections efficaces de ces processus est complexe, néanmoins des valeurs approchées ont été calculées, sans la prise en compte des transitions interdites [25,26]. On peut néanmoins observer [27] que les taux augmentent avec la température et qu'ils sont d'autant plus grands que les niveaux excités sont proches les uns des autres. Il est donc légitime de déduire que le peuplement des hauts niveaux excités est étroitement lié aux processus collisionnels.

### II-2-1- Le coefficient de taux d'excitation

Les sections efficaces et les coefficients de taux d'excitation par électron d'impact (EIE) sont particulièrement importants pour l'interprétation des raies d'émission.

La section efficace d'excitation, pour une transition à partir du niveau  $i$  d'énergie  $E_i$  (évaluée à partir de la limite d'ionisation) au niveau  $j$  d'énergie  $E_j$  est donnée par [28]:

$$\sigma^{exc}_{i \rightarrow j} = \frac{1}{g_i} \left( \frac{\chi_H}{\epsilon} \right) \Omega_{ij} \pi a_0^2 \quad (II - 18)$$

Où:  $\Omega_{ij}$  est la force de collision,  $\epsilon$ : l'énergie de l'électron d'impact,  $a_0$  le rayon de Bohr et  $\chi_H$  le potentiel d'ionisation.

Le coefficient de taux d'excitation par l'électron d'impact est donné par [28]:

$$C_{i \rightarrow j} = \frac{8 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{T_e}} \frac{1}{g_i} \int_{\Delta E_{ij}/T_e}^{\infty} \Omega_{ij} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_e}\right) d\left(\frac{\epsilon}{T_e}\right) \quad (II - 19)$$

Où:

$$\Delta E_{ij} = E_j' - E_i' \quad (II - 20)$$

La symétrie de la force de collision assure que l'équilibre détaillé pour le taux de désexcitation est satisfait :

$$C_{j \rightarrow i} = \frac{g_i}{g_j} C_{i \rightarrow j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{T_e}\right) \quad (II - 21)$$

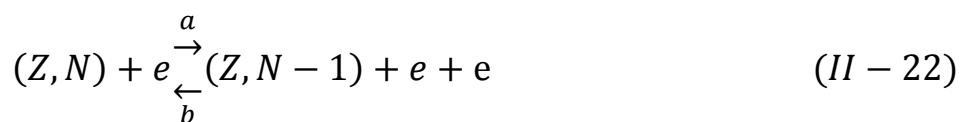
Des sections efficaces et des coefficients de taux d'excitation par l'électron d'impact sont calculés pour la séquence isoélectronique à partir de H- jusqu'aux néonoïdes (Ne-like). Pour ces données, il était plus commode, pour estimer les sections efficaces et les taux d'utiliser des équations analytiques simples [28, 29]. Récemment, Ralchenko et al. [30] présentent une comparaison des sections efficaces pour les processus de collision pour l'atome d'hélium.

### II-3- L'ionisation par électron d'impact

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 [19].

#### II-3-1-L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps

Au cours d'une collision entre un électron du plasma et un ion de charge  $Z$ , un électron lié de cet ion est porté dans le continuum (a).



Lors de la collision de deux électrons avec un ion de charge  $Z+1$  (b), il peut y avoir capture de l'un des électrons. Il s'agit du processus de recombinaison collisionnelle. L'énergie ainsi récupérée est cédée à l'autre électron.

Le processus inverse de l'ionisation 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. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses ( $ne > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) [19].

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 [31].

- **Ionisation indirecte**

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 [19,21, 31,32]. 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.

## **II-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 [24,31, 33, 34, 35].

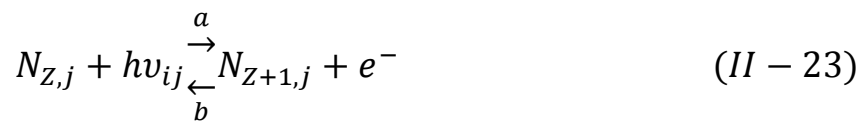
### **II-4-1- La photoionisation**

L'ionisation radiative est aussi appelée photoionisation, c'est le processus inverse de la recombinaison radiative.

Elle se produit lorsqu'un rayonnement électromagnétique ionise un ion du plasma, elle n'est significative que pour des flux de photons très grands. Dans les plasmas de  $Z$  élevé, la photoionisation et son mécanisme inverse jouent un rôle crucial dans la zone de réémission, ils représentent l'un des processus privilégiés de la conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible.

#### II-4-2- La recombinaison radiative

La recombinaison radiative permet la capture d'un électron libre par un ion de charge  $Z+1$  :



L'énergie ainsi libérée est émise sous la forme d'un photon (b). On notera que l'efficacité de la recombinaison radiative diminue avec la température et que son importance augmente avec  $Z$  [36, 37]. La recombinaison radiative se produit préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion  $Z$ , et se propage sous forme de cascade radiative.

#### II-5- La recombinaison diélectronique et autoionisation

Ce mécanisme intervient pour expliquer l'existence des niveaux doublement excités (caractérisés par les raies satellites). Le processus de recombinaison diélectronique exige la réalisation de deux événements simultanés :

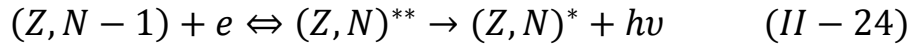
- 1- capture d'un électron libre dans un état excité de l'ion
- 2- excitation de l'électron initialement en couche K

Il s'agit d'un processus résonnant car l'électron ne peut être capturé en couche L que s'il a l'énergie correspondante.

Cet état doublement excité peut se désexciter de deux façons différentes. L'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'*effet Auger*. Mais, dans certaines conditions, il peut y avoir désexcitation radiative. Ce mécanisme est appelé stabilisation de la recombinaison radiative. Les raies caractéristiques de ce réarrangement sont les *satellites* de la raie issue de l'ion charge  $Z+1$ . De tous les processus décrits jusqu'alors, la recombinaison diélectronique est le mécanisme le plus difficile à modéliser car il fait intervenir des états doublement excités.

**II-5-1- Capture diélectronique**

Dans La recombinaison, un électron libre est transféré à un état de bande de l'ion par l'intermédiaire d'un état doublement excité. Ce processus est composé par deux étapes, la première inclue une capture diélectronique suivi par une transition radiative vers un état au-dessous de la limite d'ionisation :



Un électron de l'ion (Z, N) peut exciter vers un état k. Un électron (ou plus) peut, aussi, exciter au-dessus de la limite d'ionisation et il sera dans un état dit doublement excité j. cet état peut autoioniser spontanément (transition non radiative) vers un état i pour une énergie moins que  $E_i = E_j$  et donne lieu à un électron libre avec une énergie cinétique  $\varepsilon$  tel que :

$$\varepsilon_{im} = E_i - E_m \quad (II - 25)$$

Le calcul de taux de capture diélectronique ou de recombinaison diélectronique se fait par l'utilisation des lois statistiques de Boltzmann et de Saha et par le principe d'équilibre avec le processus inverse qui est l'autoionisation, soit pour le coefficient de taux de RD [23]:

$$\begin{aligned} B_{mj}^d &= \frac{h^3}{2(2\pi mKT)^{3/2}} \frac{g_j \Gamma_{jm}^a}{g_m} \exp\left(-\frac{E_{jm}}{KT}\right) \\ &= \frac{4\pi^{3/2} a_0^3}{T^{3/2}} \frac{g_j \Gamma_{jm}^a}{g_m} \exp\left(-\frac{E_{jm}}{KT}\right) \end{aligned} \quad (II - 26)$$

où :  $E_{jm} = E_j - E_m$ ,  $\Gamma_{jm}^a$  :est le taux d'autoionisation du niveau j,  $a_0$  :est lerayon de Bohr,

et  $g_m$  est le poids statistique de niveaux m ,T est la température en Rydberg.

**II-5-2- Stabilisation radiative**

L'ion  $(Z, N)$  formé à l'état  $j$  peut se re-ioniser par auto ionisation. Ainsi le processus de recombinaison diélectronique se complète que par la de-excitation vers un niveau au-dessous de la limite d'ionisation  $m_0$ . Le processus le plus important, dans ce cas, est la transition radiative vers un niveau  $k$  avec un taux de transition radiative  $A_{jk}^r$

La probabilité de cette transition radiative vers un niveau  $k$  est donnée par le rapport de branchement :

$$B_{jk} = \frac{A_{jk}^r}{\sum_{m'} \Gamma_{jm'}^a + \sum_{K'} A_{jk}^r} \quad (II - 27)$$

Où:  $B_{jk}$  La probabilité de cette transition radiative vers un niveau  $k$  et  $A_{jk}^r$  le taux de transition radiative.

Ainsi le coefficient de taux de recombinaison net est donné par :

$$\alpha_{mjk}^d = B_{mj}^d(T) B_{jk} \quad (II - 28)$$

Le taux de recombinaison effectif du chemin  $j \rightarrow k$ , moyenné sur tous les états  $m$  est :

$$\alpha_{jk}^d = \frac{4\pi^{3/2} \Gamma_{jm}^a a_0^3 g_j}{T^{3/2} G_m} \exp\left(\frac{E_s}{T}\right) \frac{\sum_m \Gamma_{jm}^a A_{jk}^r}{\sum_{m'} \Gamma_{jm'}^a + \sum_{K'} A_{jk}^r} \quad (II - 29)$$

Où:  $E_s$  est une valeur moyenne de la différence  $E_j - E_m$ .  $G_m$  est le poids statistique total de la configuration fondamentale.

Le coefficient de taux de recombinaison total est :

$$\alpha^d(T) = \sum_j \sum_k \alpha_{jk}^d \quad (II - 30)$$

## II-6- Les codes de calcul

### II-6-1-Introduction

Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire, d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies et longueurs d'onde des différents niveaux et les sections efficaces et les coefficients de taux des processus élémentaires dans les plasmas. Cependant, le calcul direct de ces données devient impossible pour les atomes à plusieurs électrons et aussi pour les grands nombres quantiques. Dans ce cas on fait recours aux programmes et codes de calcul basés sur des théories citées auparavant.

Malgré le nombre important des codes existant pour le traitement des données atomiques, ils sont tous en compétition pour donner des résultats proches de l'expérimental.

Pour les probabilités de transition (sections efficaces et coefficients des taux) une précision de l'ordre de 10% est acceptable, alors que pour les longueurs d'onde (énergies) une précision meilleure que  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-4}$  est sollicitée spécialement pour le diagnostic en rayons X des plasmas denses [38].

### II-6- 2- Le code ATOM

Le programme ATOM [38] est utilisé pour le calcul des fonctions radiales et les caractéristiques collisionnelles et radiatives des atomes neutres et les ions positifs : les forces d'oscillateur, probabilités de transition, taux d'autoionisation, sections efficaces pour la photo recombinaison, excitation, ionisation par électron d'impact etc, i.e., les caractéristiques des interactions des photons avec les électrons. Plusieurs approches sont utilisées dans ATOM, Coulomb-Born avec échange, méthode de matrice K, représentations des ondes partielles et autres.

Le code ATOM est utilisé pour le calcul des fonctions d'onde radiales et les caractéristiques collisionnelles et radiatives des atomes et des ions de charge  $Z \leq 99$  avec un nombre quantique principal  $n \leq 9$ . Le code ATOM se base sur la méthode d'approximation d'un électron semi-empirique pour les fonctions d'onde radiales utilisant des valeurs expérimentales pour l'énergie de l'électron optique comme paramètre d'entrée. Le calcul des caractéristiques collisionnelles et radiatives des atomes et des ions sont obtenues par ATOM pour chaque transition arbitraire mais avec un nombre quantique principal  $n_1$  du niveau haut limité :  $n_1 \leq n_0 + 6$  ou  $n_0$  est le niveau fondamental [38].

### II-6-3-Le code TRANSPEC

TRANSPEC [29-30] est un modèle collisionnel-radiatif incluant le transfert de rayonnement dans les raies, écrit pour l'analyse spectroscopique des plasmas. Il a été initialement écrit pour la spectroscopie de couche K, s'appliquant à toute une classe de plasmas chauds (température électronique allant de quelques dizaines d'eV à quelques milliers d'eV) constitués d'ions de numéro atomique intermédiaire tels que  $6 \leq Z \leq 26$ . La spectroscopie de couche K est celle qui concerne principalement des ions ayant 1, à 3 électrons liés. Ces restrictions initiales correspondent en fait aux bornes de certaines tables de données atomiques disponibles dans la littérature.

L'émission en couche K présente l'avantage d'être simple dans la mesure où les raies intenses sont peu nombreuses, bien résolues les unes des autres. Comme le numéro atomique n'est pas très élevé, les profils de raies sont sensibles à l'élargissement Stark. Ces profils de raie sont perturbés par le plasma existant autour de l'ion émetteur. Ainsi, comme les raies sont bien individualisées, leur largeur est caractéristique de la densité électronique du plasma. TRANSPEC inclut donc la modélisation de l'élargissement Stark sur des raies de couche K (raies de résonance et satellites).

Pour un plasma homogène, le code TRANSPEC peut être utilisé en mode ( monocellule). Dans ce cas, il suffit de rentrer une densité, une température, la nature de l'élément à étudier et la taille du plasma afin d'obtenir le spectre dans une gamme de longueur d'onde donnée. Il prend en compte le couplage radiatif possible entre les cellules qui sont traversées par le rayonnement émis par le plasma lui-même. Le code se révèle être plus qu'un simple code collisionnel-radiatif: il calcule de façon cohérente les populations avec le transfert radiatif sur les raies optiquement épaisses.

Le code fonctionne en trois étapes [39] :

1. Calcul des populations dans les diverses cellules et aux différents instants, de façon cohérente avec le rayonnement. Un fichier contenant les populations des niveaux est alors généré.
2. Choix d'une gamme spectrale et génération des émissivités et des opacités dans chaque cellule.
3. Calcul du spectre émergent du plasma dans une gamme de longueur d'onde donnée.

#### II-6-4-Le code COWAN

Les codes de physique atomique peuvent être utilisés pour calculer une base de données qui peut être utilisé pour la modélisation du plasma. Le code de structure atomique Cowan (CATS) est une adaptation des codes de structure atomique de R.D.Cowan [40]. L'entrée au CATS se compose de l'étape d'ionisation et une liste de configurations électroniques. CATS résout les équations de Hartree-Fock avec des corrections relativistes pour chaque orbitale de chaque configuration d'entrée. Les niveaux de la structure fine sont générés pour chaque configuration et couplage intermédiaire, et interaction de configuration sont inclus en utilisant la théorie de perturbation.

Les niveaux d'énergie et leurs désignations : fonctions d'ondes, intégrales de Slater, les coefficients de mélange, et les forces d'oscillateur pour les transitions entre les niveaux sont stockées dans les fichiers de données atomiques. L'onde plane de Born (PTB), sections efficaces d'excitation par électron d'impact peuvent aussi éventuellement être calculées. D'autres codes d'excitation collisionnelle (ACE) sont utilisés pour fournir une meilleure qualité de choix de sections efficaces par électron d'impact que celles calculées par CATS. La méthode de l'onde déformée (DW) avec CATS est utilisée pour calculer les sections efficaces. Le Programme d'ionisation général pour les processus impliquant des électrons et des rayonnements (GIPPER code) [40] utilise CATS pour calculer les sections efficaces pour les processus d'ionisation. Les processus considérés comprennent la photo-ionisation, l'ionisation par impact électronique par collision, et l'autoionisation. Divers méthodes de calcul sont disponibles et les fonctions d'ondes déformées sont employées. CATS, ACE, et GIPPER peuvent fonctionner moyennement à la fois. Ces codes écrivent des fichiers de base de données dans un format cohérent [10].

#### II-6-5-Le code FAC

Le code FAC (Flexible Atomic Code) [41] est utilisé par la suite pour le calcul de structure atomique et les caractéristiques collisionnelles et radiatives de l'hélium neutre et les ions héliumoides.

Le code FAC permet aussi le calcul pour un grand nombre quantique  $n$  des niveaux d'énergie, les transitions radiatives, l'excitation collisionnelle et l'ionisation par l'impact électronique, la photoionisation, l'autoionisation, la recombinaison radiative et la capture diélectronique.

Le calcul de structure atomique dans FAC est basé sur l'interaction de configuration relativiste avec les fonctions d'onde des particules indépendantes. Ces bases des fonctions d'onde sont obtenues à partir d'un potentiel central local qui est déterminé d'une façon auto régulière (self-consistently determined). Ce dernier représente l'écran électronique du potentiel nucléaire. Les effets relativistes sont inclus par l'utilisation de l'Hamiltonien de Dirac-Coulomb. Les effets QED d'ordre supérieur sont aussi inclus avec l'interaction de Breit dans la limite de l'énergie zéro pour le photon d'échange, les approximations hydrogénoïdes pour l'auto-énergie et les effets de polarisation du vide. Les processus du continuum sont traités dans l'approximation des ondes déformées "Distored Wave" (DW) [42].

## Conclusion

Dans ce chapitre, les différents processus collisionne et radiatifs élémentaire dans les plasmas ont été exposés. Nous avons aussi abordé la nécessité de la connaissance au préalable des codes de calcul pour le traitement des données atomiques. Plusieurs codes de calcul ont été décrits.

## Chapitre III

# **Calcul des taux d'ionisation: Effets des électrons chauds**

## Introduction

Les électrons Non-Maxwelliens et suprathermiques (ou 'chaud') présentent un sujet d'intérêt continu à la physique des plasmas et la fusion car ces électrons peuvent jouer un rôle important dans la formation, l'évolution et les propriétés radiatives d'une large variété de sources plasma. La distribution d'énergie électronique Non-Maxwellienne a été prédite ou détectée dans des diverse sources de laboratoire incluant les tokamaks [43, 44], des plasmas Laser [45, 46, 47], et des plasmas à force pulsée [47,48], aussi bien qu'à des sources astrophysiques comme des fusées de signalisation solaires [49,50] et des noyaux galactiques actifs [51], où ils sont produits par des champs électriques forts ou des interactions laser-plasma résonantes. De plus, les sources collisionnelle de rayon X (RX) qui mesurent les processus atomiques de base, comme des pièges d'ion de faisceau électronique [52] sont typiquement conduites par des faisceaux électroniques, qui sont principalement Non-Maxwellien. Les modèles collisionnel-radiatifs atomiques qui incluent les effets non-maxwellien et les distributions d'énergies électroniques sont donc d'intérêts significatifs, tant dans les données de physique atomiques que comme les outils spectroscopiques qui peuvent déterminer la présence et les caractéristiques de la fonction de distribution d'électron (EDF) dans des plasmas à partir des mesures spectroscopiques non invasives.

La simulation numérique des plasmas est un grand défi en raison de la complexité des problèmes réalistes, elle est aussi un moyen puissant d'investigation des phénomènes physiques, parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales. Elle permet d'obtenir des informations détaillées sur des systèmes complexes, devant lesquels les méthodes de calcul analytiques sont impuissantes, et permet aussi d'accéder à des grandeurs souvent inaccessibles à l'expérience. Le coût numérique peut devenir très important lorsque la fonction de distribution s'éloigne de l'équilibre thermodynamique, parce qu'une méthode cinétique est alors nécessaire. Lorsque la solution reste proche de l'équilibre, une description fluide peut être suffisante.

### III-1- Eléments de théorie

#### III-1-1- Fonctions de distributions

Le gaz modélisé par un système de  $N$  particules ponctuelles classiques indiscernable, est décrit par un hamiltonien  $H$  dépendant des coordonnées et des impulsions de toutes les particules.

L'espace des phases d'un tel système ayant  $6N$  dimension, la fonction de distribution dans l'espace des phases dépend, outre du temps, de  $6N$  variables coordonnées et impulsions.

Beaucoup de ces propriétés, que le gaz soit ou non en équilibre thermodynamique, sont en effet convenablement décrites en moyen de la fonction de distribution à une particule  $f(r, p, t)$  fonction de 6 variables coordonnées et impulsions ainsi que du temps.

Lorsque les particules sont indépendantes, il suffit pour décrire complètement le système au niveau classique ou pour déterminer les propriétés macroscopiques, de connaître la fonction de distribution à un corps  $f(r, p, t)$  dans l'espace de phase associée à la particule où  $f(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t)$ .

La distribution  $f(r, p, t)$  ainsi introduite peut être interpréter de la manière suivante :  $f(r, p, t)d^3rd^3p$  représente le nombre moyen de particules contenues dans l'élément de volume de l'espace de phase  $d^3rd^3p$  à l'instant  $t$  :

$$d\tau = dq_1dq_2dq_3dp_1dp_2dp_3 \quad (III - 1)$$

La connaissance de  $f(r, p, t)$  permet de déduire tous les propriétés du système dans le cadre de l'approximation de particule indépendante.

Le nombre moyen de particules par unité de volume à l'instant  $t$ ,  $n(r, t)$  est obtenue en intégrant la fonction  $f(r, p, t)$  dans l'espace des impulsions des particules [53] :

$$n(r, t) = \iiint f(r, p, t) d^3p \quad (III - 2)$$

La valeur moyenne (locale) au point  $r$  et à l'instant  $t$  de n'importe quelle grandeur  $Q(r, p, t)$  liée à une particule est ainsi donnée en fonction de la fonction  $f(r, p, t)$  par [53] :

$$Q(r, t) = \frac{1}{n(r, t)} \iiint f(r, p, t) Q(r, p, t) d^3p \quad (III - 3)$$

Ça peut s'agir de l'énergie cinétique, de la quantité de mouvement, ou toute autre propriété caractéristique des particules.

### III-1-1-1-Fonction de distribution Maxwellienne

Si notre système est collisionné avec une fréquence de collision  $\nu$ , après un temps long comparé au temps de collision  $1/\nu$ , l'équipartition de l'énergie par collisions va toujours faire tender le système vers une fonction de distribution des vitesses Maxwellienne :

$$f(v) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_e v^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{III} - 4)$$

Où :  $m_e$  est la masse des particules,  $n_e$  est le nombre d'électrons,  $T_e$  est la température et  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

On remarque que dans ce cas, la fonction de distribution est définie par un seul paramètre, la température  $T_e$ . La distribution Maxwellienne est la seule distribution pour laquelle la température est définie.

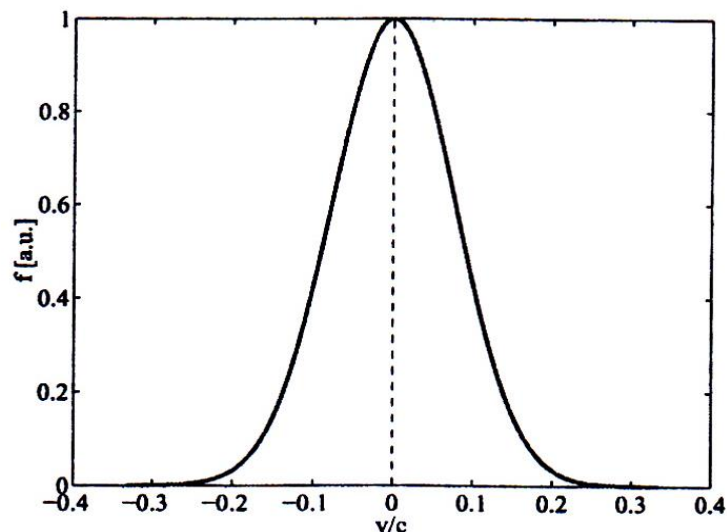


Figure (III-1): Distribution Maxwellienne normalisée [53].

### III-1-1-2- Fonction de distribution Non-Maxwellienne

La compréhension du rôle d'électrons chauds dans les plasmas est particulièrement importante à cause de leur influence sur la dynamique de plasma, la production de radiation et les bilans énergétiques. Un majeur conducteur historique dans l'étude des plasmas avec les électrons chauds est la question de réchauffements dans le laser motorisé aux schémas de fusion par confinement inertiels.

Des lasers intenses interagissant avec des cibles denses peuvent déposer l'énergie significative dans des électrons chauds à travers l'absorption résonante [54], de tels électrons peuvent mener aux pertes d'énergie significatives et avoir des effets délétères sur la stabilité et le contrôle de plasma [8]. Dans d'autre cas, les effets d'électrons chauds sont désirables, par exemple quand ils augmentent la production de radiation de haute énergie des sources plasma relativement à basses énergies [48, 10]. Si les électrons chauds sont avantageux ou nuisibles, les détectant et les caractérisant dans des plasmas de laboratoire est une étape importante vers le contrôle de leurs effets.

### III-1-2-Méthode de calcul des sections efficaces

Il existe trois différentes méthodes pour l'évaluation théorique des sections efficaces d'ionisation  $\sigma_Z^{ion} \left( \frac{\varepsilon}{\chi_Z} \right)$ . Qui exprime Le rapport entre l'énergie d'impact électronique et l'énergie d'ionisation  $\chi_Z$  d'ion avec une charge Z: les méthodes classiques, les approximations de Coulomb-Born (CB) et les équations semi-empiriques.

#### III-1-2-1-les méthodes classiques

La méthode classique la plus fréquemment utilisée est la méthode de paramètre d'impact classique d'échange, initialement développé par Burgess [55]. La section efficace d'ionisation est calculée pour « symmetrized binary encounters » (pour les petits paramètres d'impact) et la section efficace pour les collisions avec des grands paramètres d'impact traités par une approche semi- classique, i.e., par une théorie de perturbation avec un orbital classique proposé pour l'électron perturbateur.

#### III-1-2-2-Approximation de Coulomb-Born

Un travail considérable a été mené pour le calcul des sections efficaces d'ionisation utilisant l'approximation de Coulomb-Born. Ce travail a été résumé par Vainshtein et al. [29]. L'équations proposée pour la section efficace:

$$\sigma_Z^{ion} = \pi a_0^2 \frac{\xi}{2l_0} \left( \frac{\chi_H}{\chi_Z} \right) \Phi_i(u) (cm^2) \quad (III - 5)$$

Où:  $a_0$  est le rayon de Bohr,  $\xi$  est le nombre des électrons périphériques dans la sous-couche considérée (de nombre orbital  $l_0$ ) ayant une énergie  $\chi_Z$ ,  $u = \left(\frac{\varepsilon}{\chi_Z}\right)$

La fonction  $\Phi_i$  est définie par :

$$\Phi_i(u) = \left(\frac{u-1}{u}\right) \frac{C_1}{(u+1) + C_2} \quad (III - 6)$$

Les paramètres  $c_1$  et  $c_2$  sont obtenus par une méthode de moindre carré à partir d'un calcul numérique et sont présentés sur des graphes ou des tableaux [29].

### III-1-2-3-Les équations semi empiriques

Plusieurs équations sont présentées par Kato et al. [56] pour le calcul des sections efficaces et coefficients de taux d'ionisation. Parmi eux on peut citer l'équation de Lotz [56], Arnaud et al. [57] et celui du groupe de Belfast [68-69].

L'équation de Lotz a été largement utilisée pour le calcul des sections efficaces et les coefficients de taux d'ionisation [56]. Lotz déduit la section efficace d'ionisation en se basant sur des données expérimentales pour les ions faiblement ionisés avec des faibles charges  $Z$  :

$$\sigma = \sum_{j=1}^{N_{Sc}} a_j \zeta_j \frac{\ln u_j}{u_j \chi_j^2} \{1 - b_j \exp[-C_j(u_j - 1)]\} \quad (III - 7)$$

Où:  $u_j = \left(\frac{\varepsilon}{\chi_j}\right)$ ,  $\varepsilon$  est l'énergie de liaison d'un électron dans la  $j^{\text{ème}}$  sous couche,  $\zeta_j$  est le nombre des électrons équivalents dans la sous couche  $j$  alors que  $a_j$ ,  $b_j$  et  $C_j$  sont des constantes qui peuvent être ajustées à partir des données expérimentales et des lois d'échelle.

Pour les ions ionisés plus que quatre fois, Lotz donne pour  $a_j = 4.5 \cdot 10^{-14} \text{ (cm}^2 \text{ eV}^2)$ ,  $b_j = 0$  et

$C_j = 0$ , le nombre de sous couches  $N_{sc}$  est de 2 pour les ions H au Ca et de 3 pour les ions Sc au Zn.

Arnaud et Rothenflug [56] ont évalué des sections efficaces pour les ions H, He, C-Si, S, Ar, Ca, Fe et Ni. Ils utilisent une équation paramétrique proposée par Younger [60] pour la section efficace d'ionisation directe (en  $\text{cm}^2$ ) :

$$\sigma = \sum_j \frac{1}{u_j \chi_j^2} \left[ a_j \left( 1 - \frac{1}{u_j} \right) + b_j \left( 1 - \frac{1}{u_j} \right)^2 + C_j \ln(u_j) + d_j \frac{\ln(u_j)}{u_j} \right] \quad (II - 8)$$

Les coefficients  $a_j, b_j, C_j$  et  $d_j$  sont des constantes tabulées [57].

Bell et al. [58] et Lennon et al. [59] donnent des sections efficaces d'ionisation pour les ions : dans la séquence H-O [58] et F-Ni [59].

Les sections efficaces sont obtenues par ajustement suivant l'équation :

$$\sigma = \frac{1}{u \chi^2} \left[ A \ln u + \sum_{i=1}^N B_i \left( 1 - \frac{1}{u} \right)^i \right] \quad (II - 9)$$

Les coefficients  $A$  et  $B_i$  sont obtenus par ajustement de moindre carré, ils sont donnés sur des tableaux pour  $N=5$  [58-59].

## III-2- Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'Hélium neutre et le Béryllium

### III-2-1-Introduction

Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire, d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies des différents niveaux, les longueurs d'onde des différentes transitions, les sections efficaces et les coefficients des taux des processus élémentaires dans les plasmas.

Le calcul théorique de la section efficace d'ionisation par impact électronique est un problème complexe car il fait intervenir trois corps après la collision. Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dernières années, aucune théorie n'est à l'heure actuelle pleinement satisfaisante.

La méthode dite de couplage convergent fermé "Convergent Close Coupling" (CCC) donne des résultats encourageants [61], mais la nécessité d'inclure un grand nombre de niveaux dans le modèle d'atome utilisé la rend lourde à mettre en pratique.

Le model "Binary-Encounter-Bethe" (BEB) de Y.-K. Kim et M. E. Rudd [62] est généralement en excellent accord avec les résultats expérimentaux disponibles, et est d'application simple. Cependant, le calcul direct (analytique) de ces données devient impossible pour les atomes à plusieurs électrons et aussi pour les grands nombres quantiques [63]. Dans ce cas on fait appel aux programmes et codes de calcul.

Malgré le nombre important des codes existant pour le traitement des données atomiques, ils sont tous en compétition pour donner des résultats proches de l'expérience. Dans notre travail nous avons choisi le code FAC (Flexible Atomic Code) [41,42] pour calculer les sections efficaces d'ionisation d'He neutre et Be qui va être utilisé par la suite pour le calcul des taux d'ionisation pour l'hélium neutre et Be.

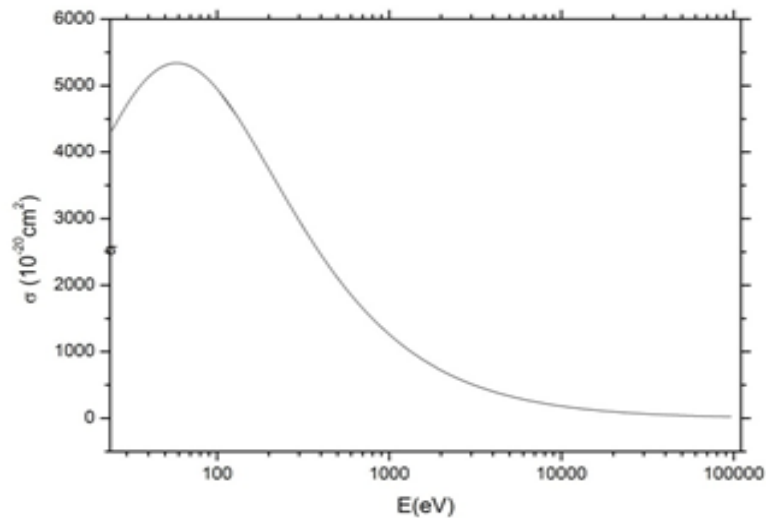
### III-2-2 -Résultats de calcul et discussion

Les résultats de calcul des sections efficaces d'ionisation de l'He neutre et le Be obtenus sont reportés sur les figures (III-2), (III-3) respectivement dans la gamme énergétique ( $10-10^4$ ) eV. Le tableau (III-1) présente quelques valeurs de ces sections efficaces d'ionisation.

Nous remarquons, d'après les figures (III-2) et (III-3) de l'He neutre et Be respectivement, que les valeurs des sections efficaces diminuent légèrement avec la température.

**Tableau (III-1):** Sections efficaces d'ionisation de l'He.

E(eV)	$\sigma$ ( $10^{-20}\text{cm}^2$ )
24.6	4328.8
100.8	4934.8
1009.1	1257.6
10092.6	166.1



Figure( III-2): sections efficaces de l'He neutre.

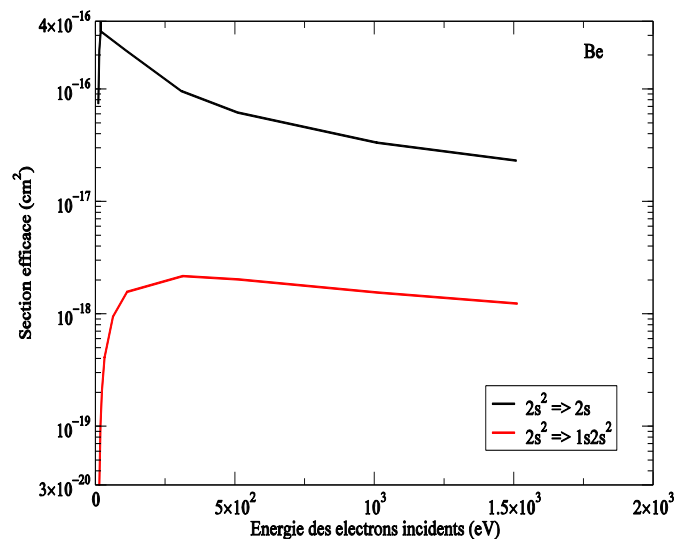


Figure (III-3): Sections efficaces du Be.

### III-3- Calcul des coefficients de taux d'ionisation

Les coefficients de taux d'ionisation pour différents ions sont importants pour comprendre l'équilibre d'ionisation à la fois aux plasmas de laboratoire et d'astrophysiques. Plusieurs formules empiriques ont été proposées pour calculer les coefficients de taux d'ionisation ainsi que les sections efficaces. Le processus d'ionisation à partir des états métastables est également important dans l'expérience.

Dans cette réaction, un électron incident ionise un atome, un ion ou une molécule, généralement de l'état fondamental vers le continu.

La réaction implique le transfert d'énergie et de quantité de mouvement entre l'électron incident et un électron lié au noyau avec une certaine énergie. Pour déloger cet électron lié, l'électron incident doit donc avoir une énergie  $E_i$  au moins aussi grande qu'un certain seuil  $\chi_i$  qui est le potentiel d'ionisation de l'atome. Le tableau (III-2) donne les potentiels d'ionisation pour différents atomes:

**Tableau (III-2) :** Potentiel d'ionisation de quelques éléments. [45].

Potentiel Ionisation (eV)	Élément	Symbole	Numéro Atomique
24.587	Hélium	He	2
21.564	Néon	Ne	10
15.759	Argon	Ar	18
14.534	Azote	N	7
13.999	Krypton	Kr	36
13.618	Oxygène	O	8
13.598	Hydrogène	H	1
12.13	Xénon	Xe	54
11.26	Carbone	C	6
9.394	Zinc	Zn	30
9.322	Béryllium	Be	4
9.225	Or	Au	79
9	Platine	Pt	78
7.98	Tungstène	W	74
7.87	Fer	Fe	26
7.726	Cuivre	Cu	29
7.646	Magnésium	Mg	12
7.099	Molybdène	Mo	42
6.82	Titane	Ti	22
5.986	Aluminium	Al	13

Le coefficient du taux d'ionisation  $\tau$  est donné en fonction de la section efficace d'ionisation  $\sigma(E)$  par l'intégrale :

$$\tau = \int v\sigma(E)f(E)dE \quad (III - 10)$$

Où:  $M$  est la masse des particules,  $f(E)$  est la fonction de distribution en fonction de l'énergie,  $E$  représente l'énergie d'impact électronique et  $v$  est la vitesse des particules.

Dans notre cas, on distingue deux types de fonctions de distribution maxwellienne et non- maxwellienne.

### III-3-1-Méthode de calcul en utilisant une distribution maxwellienne

Dans ce cas la fonction de distribution  $f_M(E)$ , exprimée en fonction de l'énergie d'impact, s'écrit sous la forme suivante :

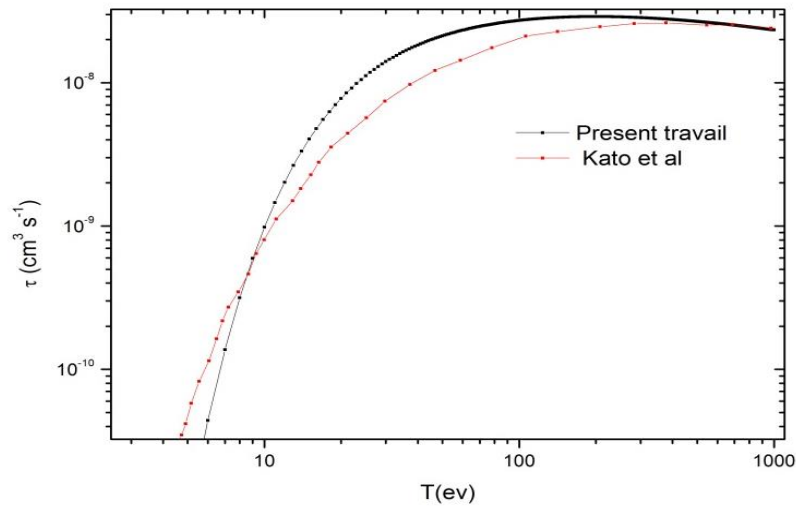
$$f_M(E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (III - 11)$$

Où : T est la température en (eV). Cette fonction de distribution sera injectée dans la formule (III-10) du taux d'ionisation.

#### III-3-1-1-Résultat et discussion

Les résultats obtenus pour le calcul des coefficients de taux d'ionisation de l'hélium neutre sont comparés à ceux publiés dans [64, 65]. La figure (III-4) montre les valeurs de ces taux pour une distribution maxwellienne. En général, une bonne concordance a été remarquée sur les courbes de la figure (III-4). Des écarts importants sont observés pour les faibles températures dans la gamme énergétique [20-200] (eV). En effet, aux faibles températures, (T inférieur à 12.5 eV pour l'hélium) les taux d'ionisation sont très sensibles au comportement des sections efficaces [64]. Il existe des écarts considérables entre les différentes méthodes théoriques et/ou empiriques.

L'approximation de Born de l'onde plane n'est pas valide aux faibles énergies et donne des sections efficaces plus petites d'un facteur de 2 que celles obtenues par un calcul basé sur la méthode des ondes déformées (DW) [64]. Ces écarts sont acceptables dans l'intervalle [200 - 700] (eV), alors qu'ils sont très faibles à partir de 1000 eV. Le tableau (III-3) montre quelques écarts relatifs par rapport à Kato et al. [64] des taux d'ionisation de l'hélium neutre. Nous avons trouvé des écarts relatifs de l'ordre de 0.2.



**Figure (III-4):** Taux d'ionisation pour He (cas de la distribution maxwellienne).

**Tableau (III-3):** Les écarts relatifs des taux d'ionisation pour He neutre dans le cas de la distribution maxwellienne.

T (eV)	$\tau_{\text{Kato}}$	$\tau_{\text{M}}$	$\Delta \tau_{\text{M}} / \tau_{\text{kato}}$
24.6	5.41 E-09	0.10 E-09	0.98
100	1.99 E-08	2.74 E-08	0.27
1000	2.38 E-08	2.38 E-08	0.00

**N.B :**

$\tau_{\text{M}}$  : Taux d'ionisation dans le cas de la distribution maxwellienne.

$\Delta \tau_{\text{M}} / \tau_{\text{kato}} = \tau_{\text{M}} - \tau_{\text{kato}} / \tau_{\text{kato}}$  : Ecart relatif des taux d'ionisation dans le cas de la distribution maxwellienne.

### III-3-2- Méthode de calcul en utilisant une distribution non- maxwellienne

Nous utilisons une distribution non-maxwellienne en énergie pour le calcul des taux d'ionisation à partir des sections efficaces. Cette distribution a été utilisée pour étudier l'influence des électrons chauds sur les propriétés radiatives d'un plasma d'hélium [66]. Les plasmas produits à basse pression exhibent souvent des fonctions de distributions non-maxwelliennes pour les électrons qui peuvent être représentées par une distribution à deux températures qui correspondent à une population chaude et une autre froide.

Dans notre cas, nous avons choisi une distribution Non-Maxwellienne qui prend la forme [66]:

$$f_{NM}(E) = (1 - f_{hot})f_M(T_{bulk}) + f_{hot}f_M(T_{hot}) \quad (III - 12)$$

Où:  $f_{hot}$  est une fraction normalisée des électrons chauds,  $f_M$  la distribution maxwellienne,  $T_{bulk}$  et  $T_{hot}$  sont les températures des électrons froids et chauds respectivement. Selon *Escarguel et al.* [66] la valeur exacte de la température  $T_{hot}$  n'est pas importante : en effet, les études [66] ont prouvé que la dépendance spectrale à l'égard de la température  $T_{hot}$  est plutôt faible si  $k_B T_{hot}$  est plus grand que l'énergie d'ionisation. L'injection de la relation (III-12) dans l'équation (III-10), ainsi que les sections efficaces d'ionisation calculées par le code FAC [41] pour l'He neutre et Be nous ont permis d'obtenir les taux d'ionisation pour différentes valeurs de la fraction des électrons chauds  $f_{hot}$ .

### III-3-2-1-Résultats et discussion

Les résultats obtenus du calcul des coefficients du taux d'ionisation de l'He neutre et Be sont reportés sur les figures (III- 5), (III- 6), (III- 7) dans le cas de la distribution Non-Maxwellienne.

Les figures (III-5) et (III-6) présentent les résultats de calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre pour la distribution non-maxwellienne pour différentes fractions des électrons chauds. La température  $T_{bulk}$  a été prise pour une valeur moyenne de  $k_B T_{bulk}$  égale à 0.85 eV. La valeur exacte de cette température n'influe pas sur l'allure de la courbe des taux d'ionisation. En effet les fractions des électrons froids sont prises faibles par rapport aux électrons chauds.

Si on s'intéresse aux hautes températures, on remarque que les courbes des taux d'ionisation sont très sensibles aux fractions des électrons chauds. Le tableau (III-4) montre quelques écarts relatifs par rapport à Kato et al. [64] pour différentes fractions (0.8, 0.9 et 1). Les courbes des taux d'ionisation sur la figure (III-5) s'éloignent de celui de Kato et al. [64] au fur et à mesure que la fraction des électrons chauds diminue. Cependant, pour une fraction de 100% des électrons chauds les courbes s'approchent de celle obtenue par la distribution maxwellienne. Ceci montre une sensibilité remarquable des taux d'ionisation en fonction des fractions des électrons chauds [66].

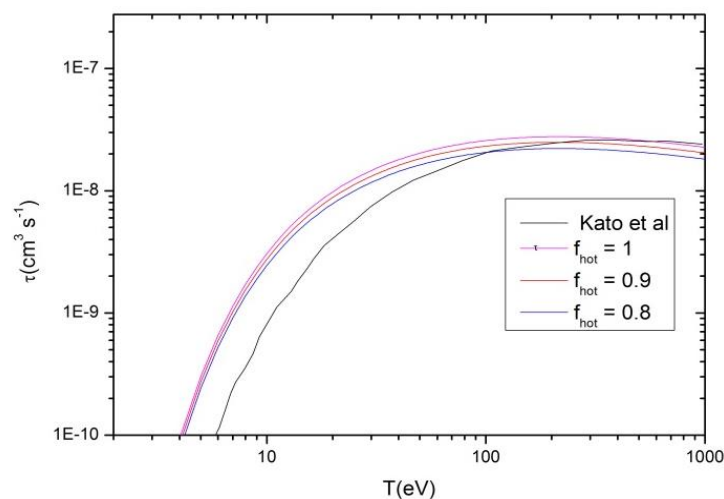
Cependant, et pour la figure (III-6), en remarque une bonne concordance entre les courbes du présent travail et celle de Kato et al. [64] pour les différentes fractions (0.01, 0.02, 0.04).

Le tableau (III-5) montre quelques écarts relatifs. Ces écarts sont acceptables dans l'intervalle [20-1000] (eV) alors qu'elles sont trop faibles autour de 100eV.

Nous avons tracé dans la figure (III-7) les courbes représentant les variations des coefficients de taux d'ionisation du Be pour la distribution non-maxwellienne pour différentes fractions des électrons chaud en fonction de la température électronique et ceci dans le domaine de température électronique  $T$  entre 0.5 et  $10^3$  eV. Nous avons aussi inclus les résultats obtenus par application d'une distribution maxwellienne pour  $f_{hot}=1$ .

Cependant, et pour la figure (III-7), on remarque que les courbes du présent travail pour les différentes fractions (0.7, 0.8, 0.9) sont en général assez proches de celle tracer pour la fraction  $f_{hot}=1$  et qui représente les taux d'ionisation pour une distribution Maxwellienne. Les courbes des taux d'ionisation sur la figure (III-7) s'éloignent de celle obtenue par la distribution maxwellienne pour  $f_{hot}=1$  au fur et à mesure que la fraction des électrons chauds diminue. Ceci montre une sensibilité remarquable des taux d'ionisation en fonction des fractions des électrons chauds. Il existe des écarts relatifs dans l'intervalle [100 -1000] (eV), ces écarts sont de l'ordre de 0.2.

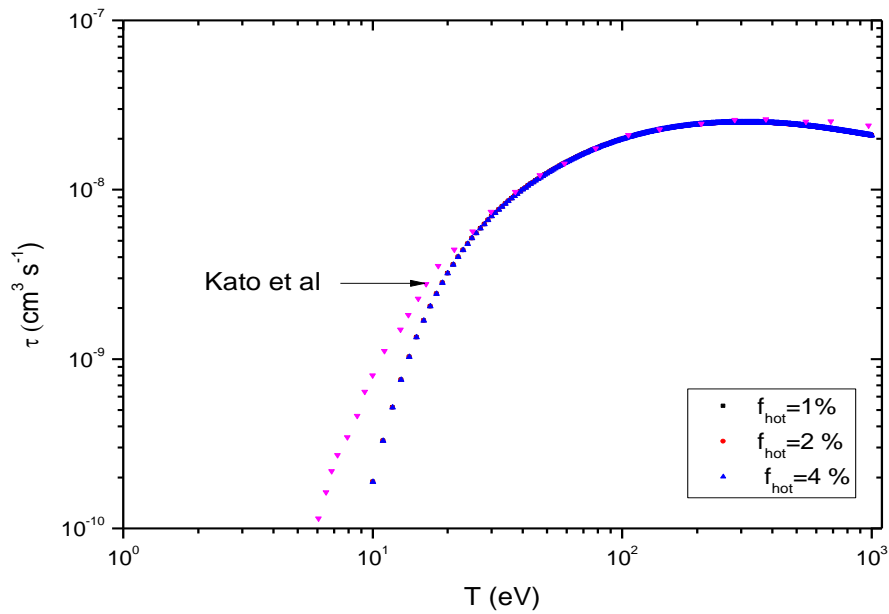
Des écarts relatifs, entre les deux distributions maxwellienne et Non-maxwellienne, ont été calculés pour les différentes fractions des électrons chauds. Des écarts importants sont observés pour les faibles températures dans la gamme énergétique [20-100] (eV) ou  $f_{hot}=0.7$ , alors qu'elles sont trop faibles autour de 1000eV ou  $f_{hot}=0.9$ . Ils sont de l'ordre de 0.01 à 0.06 [68].



**Figure (III-5):** Coefficients du taux d'ionisation pour l'hélium neutre (cas de la distribution non- maxwellienne) pour  $f_{hot}=0.8, 0.9, 1.0$ .

**Tableau (III-4):** Les écarts relatifs des taux d'ionisation de l'He neutre dans le cas de la distribution non- maxwellienne pour  $f_{hot}= 0.8, 0.9, 1.0$ .

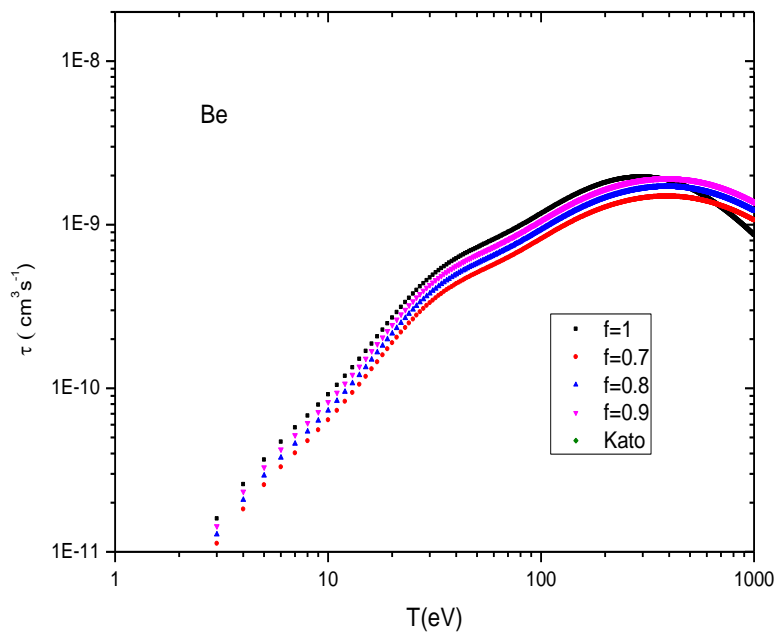
T (eV)	$\tau_{Kato}$	$f_{hot}$	$\tau_{NM}$	$\Delta \tau_{NM} / \tau_{kato}$
25.09	5.61 E-09	0.8	9.36 E-09	0.66
		0.9	10.57E-09	0.88
		1.0	12.18E-09	1.17
100	1.99 E-08	0.8	2.03 E-08	0.015
		0.9	2.25 E-08	0.12
		1.0	2.55 E-08	0.27
700	2.49 E-08	0.8	1.99E-08	0.20
		0.9	2.16E-08	0.13
		1.0	2.49E-08	0.00
1000	2.45E-08	0.8	1.80E-08	0.26
		0.9	2.03E-08	0.17
		1.0	2.30E-08	0.06



**Figure (III-6):** Coefficients du taux d'ionisation pour l'hélium neutre (cas de la distribution non- maxwellienne) pour  $f_{hot}= 0.01, 0.02, 0.04$ .

**Tableau (III-5):** Les écarts relatifs des taux d'ionisation de l'He neutre dans le cas de la distribution non- maxwellienne pour  $f_{hot} = 0.01, 0.02, 0.04$ .

T (eV)	$\tau_{Kato}$	$f_{hot}$	$\tau_{NM}$	$\Delta \tau_{NM} / \tau_{kato}$
21.24	4.44 E-09	0.01	3.61E-09	0.18
		0.02	3.61E-09	0.18
		0.04	3.61E-09	0.18
106	2.11 E-08	0.01	2.04 E-08	0.03
		0.02	2.04 E-08	0.03
		0.04	2.04 E-08	0.03
972.3	2.40 E-08	0.01	2.11E-0.8	0.12
		0.02	2.11E-0.8	0.12
		0.04	2.11E-0.8	0.12



**Figure (III-7):** Coefficients du taux d'ionisation pour le Be (cas de la distribution Non- maxwellienne) pour  $f_{hot} = 0.7, 0.8, 0.9$  et 1.0.

**NB :**

$\tau_{NM}$  : Taux d'ionisation dans le cas de la distribution non- maxwellienne.

$\Delta \tau_{NM} / \tau_{kato} = \tau_{NM} - \tau_{kato} / \tau_{kato}$ : Ecarts relatifs des taux d'ionisation dans le cas de la distribution non-maxwellienne.

$f_{hot}$  : La fraction des électrons chauds.

## Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les éléments de théorie incluant dans le calcul des coefficients de taux d'ionisation. Les fonctions de distributions Maxwellienne et Non-Maxwellienne ont été exposés. Nous avons utilisés une distribution Maxwellienne et Non-Maxwellienne pour le calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre et du Be à partir des sections efficaces calculer par le code FAC. Les résultats obtenus sont comparés à ceux publié par Kato et al. [64].

# **Conclusion générale**

## Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié théoriquement les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation et quelques processus atomiques élémentaires dans les plasmas, en particulier l'ionisation, les transitions radiatives et l'autoionisation. Nous nous sommes précisément intéressés au calcul des coefficients des taux d'ionisation pour l'Hélium neutre et le Béryllium en utilisant deux types de distributions : maxwellienne et non-maxwellienne.

Les mesures directes existantes de sections efficaces ne couvrent principalement que les atomes et molécules neutres ainsi que quelques ions faiblement ionisés. L'obtention de résultats concernant des ions moyennement ou fortement ionisés passe donc obligatoirement par une étude théorique. De nombreuses équipes travaillent à déterminer, de la façon la plus précise possible, ces sections efficaces et de nombreuses théories et méthodes de calcul ont été élaborées. Nous avons aussi mené un calcul des sections efficaces d'ionisation de l'Hélium neutre et le Be basé sur le programme numérique FAC. Les sections efficaces différentielles de l'ionisation par impact électronique sont obtenues par la théorie relativiste des ondes déformées (DW) en fonction des forces de collision dans la gamme énergétique ( $10-10^5$ ) eV.

Une étude détaillée a été menée pour le calcul des taux d'ionisation de l'Hélium neutre et le Be qui sont obtenus à partir des sections efficaces et générés par un calcul numérique.

Nous avons utilisé deux distributions : maxwellienne et non-maxwellienne en énergie. En général, une bonne concordance a été remarquée sur les courbes de notre travail et celle de Kato et al pour une distribution maxwellienne. Des écarts relatifs importants sont observés pour les faibles températures dans la gamme énergétique [20-200] (eV), alors qu'ils sont très faibles à partir de 1000 eV.

D'une autre part, une distribution non-maxwellienne a été utilisée pour étudier l'influence des électrons chauds sur les propriétés radiatives d'un plasma d'hélium. Les plasmas produits à basse pression exhibent souvent des fonctions de distributions non-maxwelliennes pour les électrons qui peuvent être représentées par une distribution à deux températures qui correspondent à une population chaude et une autre froide. Les résultats de calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre pour la distribution non-maxwellienne pour différentes fractions des électrons chauds sont comparés à ceux de Kato et al. La température  $T_{bulk}$  a été prise pour

une valeur moyenne de  $k_B T_{\text{bulk}}$  égale à 0.85 eV. La valeur exacte de cette température n'influe pas sur l'allure de la courbe des taux d'ionisation. En effet les fractions des électrons froids sont prises faibles par rapport aux électrons chauds. Nous avons pu remarquer que les courbes des taux d'ionisation sont très sensibles aux fractions des électrons chauds.

Comme perspectives, On peut généraliser l'étude en considérant d'autres atomes ou ions héliumoïdes. On peut aussi continuer à calculer les coefficients des taux d'ionisation de l'Hélium neutre en utilisant d'autres formes de distribution non-maxwellienne.

## Références

- [1] C.K. Birdsall and A.B. Langdon. Plasma Physics via Computer Simulation. Institute of Physics (IOP), Series in Plasma Physics, (1991).
- [2] Francis Filbet. "Contribution à l'analyse et la simulation numérique de l'équation de Vlasov" PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy I, (2001).
- [3] J. Rentsch, J. Jaus, K. Roth and R. Preu, "Economical and ecological aspects of plasma processing for industrial solar cell fabrication", 31<sup>th</sup> IEEE Photovoltaic Specialists Conference pp, 931- 934, (2005).
- [4] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, " Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor", Phys. Rev. E51, 1376,(1995).
- [5] M. Davoudabadi , J. S. Shrimpton , F. Mashayek, " On accuracy and performance of highorder finite volume methods in local mean energy model of non-thermal plasmas", Journal of Computational Physics, v.228 n.7, p.2468-2479, April, (2009)
- [6] W. L. Kruer, "*The Physics of Laser Plasma Interactions*" (Addison Wesley, 1988).
- [7] A. B. Langdon, " Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions", Phys. Rev. Lett. **44**, 575 (1980).
- [8] R. W. Harvey, V. S. Chan, S. C. Chiu, T. E. Evans, M. N. Rosenbluth, and D. G. Whyte, " Runaway electron production in DIII-D killer pellet experiments, calculated with the CQL3D/KPRAD model ", Phys. of Plasmas **7**, 4590 (2000).
- [9] P. Choi, C. Deeney, and C.S. Wong, " Absolute timing of a relativistic electron beam in a plasma focus", Physics Letters A **128**, 80 (1988).
- [10] J. Abdallah, Jr., A.Ya. Faenov, D. Hammer, S.A. Pikuz, G. Csanak, and R.E.H. Clark, " Effect of an electron beam generated in an X-pinch plasma on the structure of the K spectra of multiply charged ions" , Phys. Scr. **53**, 705 (1996).
- [11] S. B. Hansen and A. S. Shlyaptseva, " Effects of the electron energy distribution function on modeled x-ray spectra" , Physical Review E **70**, 36402 (2004).
- [12] V. Nagels-Silvert, *Thèse de doctorat*, (École polytechnique-France, 2004).
- [13] DILMI Samia, *Thèse de doctorat*, " Etude de quelques processus atomiques affectant la cinétique atomique : Application à l'ionisation de l'hélium neutre et quelques ions héliumoides" , Université Badji Mokhtar Annaba, 2014.
- [14] B. Milic, *Osnove fizike gasne plazme (Bases de la physique du plasma)*, Naucnaknjiga, Beograd, 1977 – en serbe.

- [15] H. R. Griem, *"Principles of Plasma Spectroscopy"*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [16] A. Thorne, U. Litzen and S. Johansson, *Spectrophysics: Principles and Applications*, (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- [17] H.R.Griem, "Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy", *Phys. review A*, 131 (1963) 1170-1176.
- [18] T.Fujimoto et R.W.P. McWhirter, "Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy", *Phys. review A*, 42 (1990) 6588-6601.
- [19] D. Salzman, *"Atomic Physics in Hot Plasmas"*, (Oxford University Press, New York 1998).
- [20] J.C. Raymond and N.C. Brickhouse, *"Atomic Processes in Astrophysics"*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **237**, 321 (1996).
- [21] M.K. Steven, E. Behar, A. Kinkhabwala et al. *"X-ray spectroscopy of astrophysical plasmas"* *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **360**, 1923, (2002).
- [22] E. V. Condon and G. H. Shortley, *"The Theory of Atomic Spectra"*, Cambridge University Press, Cambridge, reprinted in (1970).
- [23] R. D. Cowan, *"the Theory of Atomic Structure and Spectra"*, University of California Press, USA, (1981).
- [24] I. I. Sobelman, *"Atomic Spectra and Radiative Transitions"*, 2nd ed., Springer, Berlin, (1992).
- [25] Mewe, R., *Astron. And Astrophys.***20**, 215 (1972)
- [26] H. VAN REGEMORTER, "Rate of collisional excitation in stellar atmospheres", *Astrophys. J.* 136, 906–915 (1962). - 50. C. D. H. CHISHOLM and U. OPIK, ...
- [27] Lee, R. W., Whitten, B.L. & Strout, R.E., J." *Spectra-A model for K-shell spectroscopy* "Quant. Spect. Radiat. Trans., **32**, 91 (1984).
- [28] C. De Michelis and M. Mattioli, "Soft-X-ray spectroscopic diagnostics of laboratory plasmas", *Nuclear Fusion*, **21**(1981) 677.
- [29] L. A. Vainshtein , I. I. Sobelman and E. A. Yukov, *"Cross-Sections of Excitation of Atoms and Ions by Electrons"*, Nauka, Moscow (1973).
- [30] Yu. V. Ralchenko, R. K. Janev, T. Kato, D. V. Fursa et al. "cross section database for collision processes of helium atom with charged particles.I.Electron impact processes", *NIFS-DATA Series*, **59** (2000).
- [31] J.V. Paradijs and A.M. Bleeker, *"X-Ray Spectroscopy in Astrophysics"*, (Springer, Netherlands 1997).

- [32] F.G. Dortan, *Thèse de doctorat*, (Université Paris XI, 2003).
- [33] A.K. Pradhan and S.N. Nahar, *"Atomic Astrophysics and Spectroscopy"*, (Cambridge 2011).
- [34] D. Naujoks, *"Plasma-Material Interaction in Controlled Fusion"*, (Springer, Berlin 2006).
- [35] D.H. Sampson, *"Atomic Photoionization"*, (Springer, Berlin 1982).
- [36] R.W. P. McWhirter, *Physics Reports (Section C of Physics Letts.)* 37, 165 (1978) "Atomic and Molecular Data for Controlled Thermonuclear Fusion, invited" ...
- [37] Seaton, M. J., *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **119**, 81 (1959)
- [38] V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *"Atomic Physics for Hot Plasma"*, IOP Publishing, UK, (1993).
- [39] O. Peyrusse, *JQSRT*, **51**, 281 (1994)
- [40] B. J. Archer, R. E. H. Clark, C. J. Fontes, and H. Zhang: *GIPPER USER MANUAL Version 1.5b*, Los Alamos National Laboratory P.O. Box 1663, MS F663 Los Alamos, New Mexico 87545, (2000).
- [41] M. F. Gu, FAC 1.0.7, <http://kipac-tree.stanford.edu/fac/>
- [42] M. F. Gu, *can. J. phys*, vol 86 (2008) 675—689
- [43] R. Bartiromo, F. Bombarda, and R. Giannella, "Spectroscopic study of nonthermal plasmas", *Phys. Rev. A* **32**, 531 (1985).
- [44] J. M. Liu, J. S. De Groot, J. P. Matte, T. W. Johnston, and R. P. Drake, "Electron heat transport with non-Maxwellian distributions", *Phys. Of Plasmas* **1**, 3570, (1994).
- [45] A. G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima, T. Augustine, P. D'Olivera, S. Hulin, P. Monot, A. Ya.Faenov, T. A. Pikuz, and I. Yu.Skobelev, "Direct spectroscopic observation of multiple-charged-ion acceleration by an intense femtosecond-pulse laser", *Phys. Rev. E* **60**, 3273 (1999).
- [46] A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto, T. Tajima, T. Augustine, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, and I. Yu.Skobelev, "Pulse duration effect on the distribution of energetic particles produced by intense femtosecond laser pulses irradiating solids", *Phys. Plasmas* **8**, 3718 (2001).
- [47] K.G. Whitney and P.E. Pulsifer, "Plasma conditions for non-Maxwellian electron distributions in high current discharges and laser-produced plasmas", *Phys. Rev. E* **47**, 1968
- [48] P. Choi, C. Deeney, and C.S. Wong, *Physics Letters A* **128**, 80 (1988).
- [49] J.M. McTiernan and V. Petrosian, *Astrophys. J.* **359**, 541 (1990).
- [50] U. Feldman, "Electric Currents as the Main Cause of Coronal and Flare Activity in the Sun and in Many Late-Type Stars", *Physica Scripta* **65**, 185 (2002).

- [51] M.G. Baring, Mon. Not. R. Astron. Soc. **253**, 388 (1991).
- [52] P. Beiersdorfer, S.R. Elliott, A. Osterheld, T. Stohlker, J. Autrey, G.V. Brown, A.J. Smith, and K. Widmann, " Search for  $1s2s3S1-1s2p3P2$  decay in  $U90^+$ ", Phys. Rev. A **53**, 4000 (1996).
- [53] Christian NGO, Hélène NGO, "Physique statistique à l'équilibre et hors équilibre", Masson Paris Milan Barcelone, (1995).
- [54] W. L. Kruer, "*The Physics of Laser Plasma Interactions*", (Addison Wesley, 1988).
- [55] A. Burgess and I. C. Percival, " Advances in Atomic and molecular Physics", eds. D. R. Bates and I.Estermann, Academic Press, NY, (1968).
- [56] T. Kato et al. "comparaison of ionization Rate Coefficients of Ion from Hydrogyn throught Nickel", NIFS-Data-Series, 14 (1991).
- [57] M. Arnaud and R. Rothenflug, Astron, Astrophys. " An updated evaluation of recombination and ionization rates" ,Supp. Ser. 60 (1985) 425.
- [58] K. L. Bell et al., J. Phys. Chem. " Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Light Atoms and Ions ",Ref. Data, 12 (1983) 891.
- [59] M. A. Lennon et al., J. Phys. Chem. " Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Fluorine to Nickel" ,Ref. Data, 17 (1988) 1285.
- [60] S. M. Younger, "Electron ionization rate coefficient for highly ionized iron and scandium", JQSRT, 26 (1981) 329.
- [61] K. Bartschat and I. Bray. "Electron-impact ionization of atomic hydrogen from the 1S and 2S states", J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 29: (1996), L577-L583
- [62] Y. Kim, M. E Rudd, "Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization", Phys. Rev. A, 50 (1994): 3954-3967
- [63] E.H. Guedda, "Contribution à des structures atomiques et processus élémentaires dans les plasmas: Applications aux : hydrogénoïdes et aux héliumoïdes"; thèse de doctorat, université Badji Mokhtar Annaba, Algerie (2006).
- [64] H.Suno and T.Kato, "Cross Section Database for Carbon Atoms and Ions: Electron-impact Ionization, Excitation and charge Exchange in Collisions with Hydrogen Atoms", NIFS-DATA, 509-5292, Japan, (2005).
- [65] S.Zou, L.Pichl, M.Kimura and T.Kato, "Total partial and differential ionization cross sections in in proton-hydrogen collisions at low energy", NIFS-DATA-71, Japan, (2003)
- [66] Escarguel. A, Rosmej. F. B, Brault. C, Pierre. Th, Stamm. R, Quotb. K, " Influence of hot electrons on radiative properties of a helium plasma", Plasma Phys. Control. Fusion 49, 85–93 (2007)

[67] Dilmi.S, Guedda.E.H, Boumali.A.M; Can. J." Calcul des coefficients des taux d'ionisation de l'hélium neutre" ,Phys. **91: 1–4** (2013)

[68] Dilmi.S, Guedda.E.H, " Les effets des électrons chauds sur le calcul des taux d'ionisation du Be et des ions  $\text{Be}^{+1}$ ,  $\text{Be}^{+2}$  et  $\text{Be}^{+3}$ ",Annale des Sciences et Technologie (AST), Vol7 N<sup>0</sup>2, 103-107(2015).

## ملخص

التأين بواسطة التأثير الإلكتروني هو عملية ذرية أساسية في محاكاة انبعاث الإشعاع وأيضا لدراسة التوازن الأيوني في البلازما. في عملنا، اخترنا FAC لحساب المقاطع التأين الفعالة لذرات الهيليوم والبريليوم المحايدة. يتم حساب معدل التأين بواسطة برنامج حساب عددي بدلالة المقاطع الفعالة المتحصل عليها بواسطة برنامج FAC. درسنا تأثير التوزيع غير ماكسويلي للإلكترونات الساخنة لكل من ذرتي الهيليوم والبريليوم وبالمقارنة مع النتائج المتحصل عليها وجدنا ان نسبة الإلكترونات الساخنة في البلازما تؤثر في حساب معدل التأين.

**الكلمات المفتاحية:** المقاطع الفعالة، برنامج FAC، الإلكترونات الساخنة، معدل التأين.

## Résumé

L'ionisation par impact électronique est un processus atomique indispensable dans la simulation des émissions radiatives des raies et aussi pour l'étude du bilan ionique. Dans notre travail, nous avons choisi le code FAC (Flexible Atomic Code) pour calculer les sections efficaces d'ionisation de l'hélium neutre et du Be. Les taux d'ionisation seront générés par un calcul numérique. Nous avons étudié les effets de la fraction des électrons chauds sur le taux d'ionisation d'un plasma d'He neutre et du Be. La fraction des électrons chauds est représentée par une distribution non-Maxwellienne. Les taux d'ionisation sont générés à partir des sections efficaces et pondérées par cette distribution. L'utilisation d'une distribution Non-Maxwellienne des électrons chauds, pour différentes fractions nous a permis de montrer la sensibilité de ces taux par rapport aux fractions des électrons chauds. Les résultats sont comparés à ceux trouvées dans la littérature.

**Les mots clés :** Sections efficaces, Code FAC, les électrons chauds, Les taux d'ionisation

## Abstract

The electron impact ionization is an essential process in atomic simulation of radiative emission lines and also in the study of ionic balance. In our work, we chose the FAC code (Flexible Atomic Code) to calculate the cross sections of ionization of neutral He and Be. The ionization rate is generated by a numerical calculation. We have studied the effects of the fraction of hot electrons on the rate of ionization of He-like and Be. The fraction of the hot electrons is represented by a Non-Maxwellian distribution. The ionization rates are generated from the cross sections and weighted by this distribution. Using a Non-Maxwellian distribution of hot electrons for different fractions allowed us to show the sensitivity of these rates relative to fractions of hot electrons. The results are compared to those found in the literature.

**Key words:** cross section, FAC code, hot electrons, Ionization rates.