

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur

et de la Recherche Scientifique

N° d'ordre:

N° de série:



Université Echahid Hamma Lakhdar El-Oued

FACULTE DES SCIENCES EXACTE



Mémoire de fin d'étude

Présenté pour l'obtention du diplôme:

MASTER ACADEMIQUE

Domaine: Sciences de la Matière

Filière: physique

Spécialité: physique appliqué de rayonnement et énergie

Présenté par: NANI BAYA

Thème

**Calcul des sections efficaces et les taux
d'ionisation pour l'hélium neutre et quelques
ions héliumoïdes.**

Soutenu le: 20/06/2019

Membres de jury:

Difallah Mosbah

M.C.A

Président

Zouari Ahmed Fatma

M.A.A

Examineur

Dilmi Samia

M.C.A

Rapporteur

Année Universitaire: 2018/2019

DÉDICACE



A mes chers parents pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse, leur soutien et leurs prières tout au long de mes études;

A mes chères sœurs Saliha, Dalila, Meriem, Cherifa, ses enfants pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral;

A mes chers frères Makhlouf, Sadok, Kamel, ses enfants pour leur appui et leur encouragement;

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire;

A tous mes amis;

A tous ceux qui m'a aidé à accomplir ce travail.

Baya

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer tout spécialement ma profonde reconnaissance à Madame Dilmi Samia, Maitre de conférences A 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 Monsieur Difallah Mosbah, Maitre de conférences A à l'Université d'El-Oued pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma mémoire. Qu'il accepte mes vifs remerciements.

Mademoiselle Zouari Ahmed Fatma, Maitre Assistante A à l'Université d'El-Oued, a accepté d'examiner ce travail. Je suis réjoui de sa participation au jury et qu'elle sache que je suis très sensible à l'honneur qu'elle m'a fait.

Je suis gré à Monsieur Labi Yassine et Monsieur Nani Sadok qui m'ont énormément aidé à bien mener certaines parties de ce mémoire.

Enfin, un grand merci à tous ceux qui m'a aidé à accomplir ce travail.

Nani Baya

sommaire

Sommaire	I
Table des figures	III
Liste des tableaux	IV
Liste des symboles	V
Introduction générale	2
Chapitre 01: Notions de base sur les plasmas chauds	
1-1 Introduction	5
1-2 Qu'est-ce qu'un plasma physique?	5
1-3 Plasmas chauds produits en laboratoire	6
1-4 Paramètres d'un plasma	7
1-5 Classification des plasmas	10
1-5-1 Les plasmas chauds	10
1-5-2 Les plasmas thermiques	10
1-5-3 Les plasmas non-thermiques ou plasmas froids	10
1-6 Modèles d'équilibre	11
1-6-1 Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC)	11
1-6-2 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)	12
1-6-3 Modèle coronal (MC)	13
1-6-4 Modèle collisionnel radiatif (MCR)	13
1-7 Conclusion	15
Chapitre 02: Fondement théorique du calcul des sections efficaces et fonctions de distribution	
2-1 Introduction	17
2-2 Sections efficaces	17
2-2-1 Définition	17
2-2-2 Les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation	18

Sommaire

2-2-2-a Les méthodes classiques	18
2-2-2-b Approximation de Coulomb-Born	18
2-2-2-c Les équations semi-empiriques	19
2-2-3 Codes de calcul	20
2-2-3-a Le code COWAN	20
2-2-3-b Le code FAC	21
2-3 Fonctions de distribution	21
2-3-1 Définition	21
2-3-2 Fonction de distribution Maxwellienne	22
2-3-3 Fonction de distribution Non-Maxwellienne	23
2-4 Conclusion	23
 Chapitre 03: Etude des taux d'ionisation: Application au hélium neutre et les ions héliumoïdes	
3-1 Introduction	25
3-2 Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'hélium neutre et les ions héliumoïdes	25
3-2-1 Résultats et discussion	29
3-3 L'ionisation par impact électronique	30
3-3-1 Calcul des coefficients de taux d'ionisation	30
3-3-2 Résultats et discussion	34
3-4 Conclusions	34
Conclusion générale	36
Références	38

Table des figures

Numéro	Titre des figures	Page
Chapitre 01: Notions de base sur les plasmas chauds		
Figure 1-1	Les différents états de la matière.	5
Figure 1-2	Configuration Tokamak pour les plasmas de fusion magnétique.	6
Figure 1-3	Types de plasmas en fonction de leur température par rapport à leur densité.	11
Figure 1-4	Représentation schématique des processus intervenant dans le modèle collisionnel radiatif.	14
Chapitre 02: Fondement théorique du calcul des sections efficaces et fonctions de distribution		
Figure 2-1	Schéma simplifié relatif à la notion de section efficace.	17
Figure 2-2	Distribution Maxwellienne normalisée	22
Chapitre 03: Etude des taux d'ionisation: Application au hélium neutre et les ions héliumoides		
Figure 3-1	Sections efficaces de l'He neutre.	26
Figure 3-2	Sections efficaces de Li^+ .	26
Figure 3-3	Sections efficaces de Be^{+2} .	27
Figure 3-4	Sections efficaces de l'He neutre.	28
Figure 3-5	Sections efficaces de Li^+ .	28
Figure 3-6	Sections efficaces de Be^{+2}	29
Figure 3-7	Le coefficient du taux d'ionisation de l'He neutre.	31
Figure 3-8	Le coefficient du taux d'ionisation de Li^+ .	31
Figure 3-9	Le coefficient du taux d'ionisation de Be^{+2} .	32
Figure 3-10	Le coefficient du taux d'ionisation de l'He neutre.	32
Figure 3-11	Le coefficient du taux d'ionisation de Li^+ .	33
Figure 3-12	Le coefficient du taux d'ionisation de Be^{+2} .	33

Liste des tableaux

Numéro	Titre des tableaux	Page
	Chapitre03: Etude des taux d'ionisation:	
	Application au hélium neutre et les ions héliumoides	
Tableau 3-1	Sections efficaces d'ionisation de l'He.	25
Tableau 3-2	Sections efficaces d'ionisation de Li^+ .	26
Tableau 3-3	Sections efficaces d'ionisation de Be^{+2} .	27
Tableau 3-4	Sections efficaces d'ionisation de l'He neutre.	27
Tableau 3-5	Sections efficaces d'ionisation de Li^+ .	28
Tableau 3-6	Sections efficaces d'ionisation de Be^{+2} .	29

Liste des symboles

- α : Le degré d'ionisation.
- n_e : Le nombre d'électrons.
- n_{tot} : Le nombre total de molécules-chargées.
- n_i : La densité ionique.
- T_e : Température électronique.
- T_i : Température ionique.
- μ_0 : La perméabilité magnétique du vide.
- n_0 : La densité électronique à l'équilibre.
- e : électron.
- i : ion.
- λ_D : La longueur de Debye.
- Λ : Paramètre de couplage.
- $k_B T_e$: L'énergie thermique.
- n : des niveaux excités et fondamentaux.
- q : charge.
- N_n^q : la population du niveau n de l'ion de charge q .
- a_0 : Le rayon de Bohr.
- ξ : Le nombre des électrons périphériques dans la sous-couche considérée.
- τ : Taux d'ionisation.
- E : L'énergie d'impact électronique.
- v : La vitesse des particules.
- $f(E)$: La fonction de distribution en fonction de l'énergie.
- $\sigma(E)$: La section efficace d'ionisation.
- F_M : Fonction de distribution maxwellienne.
- F_{NM} : Fonction de distribution non- maxwellienne.
- f_{hot} : Fraction d'électrons chauds.
- m_e : La masse d'électrons.
- T_{bulk} : Température des électrons froids.
- T_{hot} : Température des électrons chauds.
- Z : nombre atomique.
- q_t : Charge test.

Liste des symboles

Symboles grecs

γ : Constantes de décomposition.

ε : Collecteur d'énergie électronique.

σ : Sections efficace.

τ : Taux d'ionisation électronique des collisions.

Indicateurs

Bulk : corps froids.

G: distribution gaussienne.

Hot: corps chaud.

i: Niveau initiale.

ion: ionisation.

M: Distribution Maxwellienne.

NM: Distribution Non- Maxwellienne.

P: Loi de puissance.

Les Abréviations

ETL: Modèle d'équilibre thermodynamique local.

ETC: Modèle d'équilibre thermodynamique complet.

MC: Modèle coronal.

MCR: Modèle collisionnel radiatif.

FAC: Flexible Atomic Code.

COWAN: code de structure atomique Cowan.

Introduction générale

Introduction générale

Le plasma, appelé gaz ionisé, ressemble à une « soupe » constituée de deux ingrédients fondamentaux : les ions, chargés positivement, et les électrons, chargés négativement. La force attractive entre les particules "des deux types est telle que les charges positives et négatives tendent à se mêler en un ensemble quasi neutre à l'échelle macroscopique [1].

Les atomes peuvent être partiellement ou fortement ionisés suivant la température. Un plasma peut donc être considéré comme un mélange d'ions chargés positivement et d'électrons chargés négativement, coexistant éventuellement avec des atomes et des molécules neutres. Par exemple, dans un tube luminescent, les ions et les électrons sont peu nombreux par rapport aux atomes et aux molécules. Par contre, dans les plasmas produits pour les expériences de fusion, le gaz est fortement ionisé, et les atomes et molécules sont en faible proportion, voire totalement absents dans le cœur de la décharge [2].

Le plasma est naturellement présent 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...[3]

L'étude de l'ionisation simple ou multiple des atomes ou des molécules par impact de particules chargées, et plus particulièrement par impact électronique, représente un des domaines les plus importants de la physique des collisions. L'analyse des informations qu'apportent ces études joue un rôle essentiel aussi bien pour la compréhension de la structure de la matière que de la dynamique de la collision et présente un intérêt tant fondamental que pratique pour la compréhension de nombreux phénomènes naturels dans plusieurs domaines de la physique, tels que la biophysique (dépôt d'énergie consécutif à l'irradiation de tissus vivants), la physique des plasmas (processus de transfert d'énergie au sein de plasmas chauds) et l'astrophysique (rôle essentiel des mécanismes élémentaires d'interaction-ionisation, excitation, capture – qui interviennent lors de la formation d'objets cosmologiques)[4].

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 ce travail on s'intéresse au calcul des sections efficaces et des taux d'ionisation de l'hélium neutre et d'autres ions héliumoides.

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

Le Chapitre 1 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

Introduction générale

physiques. Les modèles d'équilibre fréquemment utilisés pour la modélisation des plasmas sont abordés.

Le Chapitre 2 est consacré au fondement théorique du calcul des sections efficaces. Nous rappelons les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation, parmi lesquels on peut citer: les méthodes classiques, Approximation de Coulomb-Born et les équations semi-empiriques. Nous abordons aussi l'importance des codes de calcul pour le traitement des données atomiques. Plusieurs codes de calcul sont décrits.

Nous présentons aussi, les éléments de théorie incluant dans le calcul des coefficients de taux d'ionisation pour l'Hélium neutre et les ions héliumoïdes étudiés (Li^+ , Be^{+2}). Les fonctions de distributions Maxwellienne et Non-Maxwellienne sont exposés.

Nous reportons dans le Chapitre 3 nos résultats numériques. Nous présentons tout d'abord, les courbes des sections efficaces d'ionisation de l'hélium neutre et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) calculer par les équations semi-empiriques. La seconde partie est consacrée au calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) à partir des sections efficaces et cela pour une distribution d'électrons maxwellienne.

Enfin, une conclusion générale est présentée.

Chapitre 01

**Notions de base sur les
plasmas chauds.**

1-1 Introduction

La matière peut se trouver dans plusieurs états ou bien phases, il y'a quatre états les plus connus: solide, liquide, gaz, et plasma. Pour que la matière passe d'un état à un autre, elle doit changer ou transformer de phase, et le changement d'état se produit lorsque les caractéristiques de la matière changent: pression, température, volume, densité, énergie...etc [5].

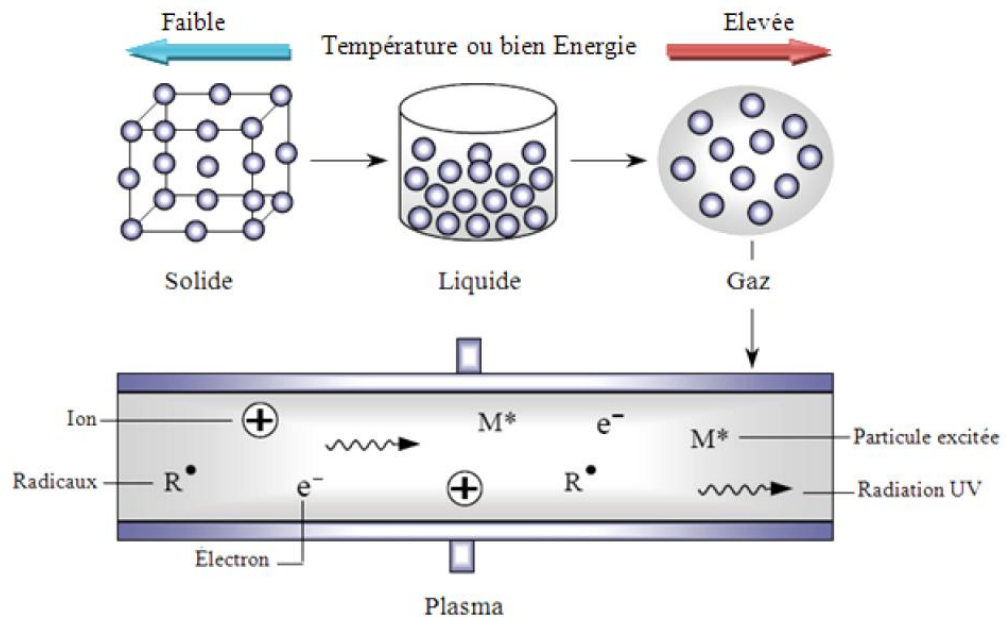


Figure 1-1: Les différents états de la matière [6].

1-2 Qu'est-ce qu'un plasma physique?

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 α du gaz par:

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

où 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 fortement ionisé et lorsque $\alpha \ll 1$, 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 électromagnétique et les particules chargées peuvent être influencées par une source externe ou interagir les unes avec les autres[7].

1-3 Plasmas chauds produits en laboratoire

Il existe actuellement plusieurs dispositifs permettant de créer en laboratoire des plasmas chauds comme ceux à confinement magnétique (Tokamaks), à confinement par lasers (fusion inertielle) ou par compression magnétique (Z-pinch). Ces plasmas sont créés à des densités relativement élevées par rapport à ceux existant dans l'Univers, de l'ordre de 10^{14} e/cm³ jusqu'à 10^{22} e/cm³. On arrive à produire des plasmas dont la température électrique dépasse aisément 10^8 K.

Dans les tokamaks par exemple, le confinement du plasma est obtenu par de forts champs magnétiques dont les lignes de champ s'entourent sur un tore (**Figure 1-2**). Les particules chargées du plasma suivent ces lignes de champ et restent ainsi confinées un certain temps.



Figure 1-2: Configuration Tokamak pour les plasmas de fusion magnétique. Les lignes bleues représentent les lignes de champ magnétique [8].

L'objectif recherché dans ce genre de dispositifs est la création d'énergie par fusion thermonucléaire contrôlée d'éléments légers, principalement selon la réaction:



Où D: Deuterium, T: Tritium, He: helium, n: neutron

On peut montrer que cette réaction ne peut s'entretenir que pour des températures de l'ordre du kev. A ces température, le plasma est évidemment complètement ionisé, les densités observées dans les tokamaks en fonctionnement sont de l'ordre de 10^{13} à 10^{14} électron par cm³. Les difficultés associées au développement de tels dispositifs sont à la fois technologiques (génération de champs magnétiques intenses et stables, tenue des matériaux au flux de neutrons...) et scientifiques (le problème majeur de la stabilité du plasma sur des échelles de temps suffisamment longues passe par la maîtrise des phénomènes de turbulences observées dans ces conditions expérimentales)[8].

1-4 Paramètres d'un plasma

Les plasmas sont constitués de population d'électron, d'ions et des neutres dont les interactions peuvent être décrites par les principales quantités de densité et de température:

- **La densité:**

En spécifiant la densité des ions ou d'électrons. Nous définissons la densité comme le nombre d'électrons par unité de volume, soit n_e . Si les ions ont une charge $+Ze$, la densité ionique n_i est obtenue par la condition de neutralité de charge $n_e e = n_i Ze$; c'est l'hypothèse de quasi-neutralité où $n_i = n_e / Z$. Si Z vaut 1 nous avons alors : $n_i = n_e$.

- **La température:**

Bien que les deux gaz d'électrons et d'ions soient mélangés; il faudra distinguer entre température électronique T_e et température ionique T_i . A l'équilibre thermique ces deux quantités sont égales. Cependant, lorsqu'on calcule les temps d'équipartition d'énergie, on constate les échelles de temps suivantes:

- les électrons se thermalisent entre eux.
- les ions se thermalisent entre eux.
- finalement, ces deux gaz se thermalisent entre eux.

Dans beaucoup de cas, le temps de confinement est trop court pour que le troisième processus ait lieu, d'où une température électronique et une température ionique qui sont différentes.

Signalons qu'il y a également lieu dans certains cas de tenir en compte d'une anisotropie de température. En effet, dans beaucoup de cas, le plasma est immergé dans un champ magnétique: les propriétés de transport de l'énergie diffèrent dans la direction du champ et dans celle perpendiculaire au champ.

En plus de la densité et de la température, il y a d'autres paramètres caractérisant le plasma:

- **Les longueurs caractéristiques:**

Le libre parcours moyen est la distance moyenne entre deux collisions; la longueur de Debye est la distance critique d'interaction collective c'est-à-dire la plus petite distance au-delà de laquelle le champ électrique est écranté; le rayon de giration est le rayon caractéristique du mouvement hélicoïdal des particules dans un champ magnétique.

- **Les fréquences caractéristiques:**

La fréquence de collision est la fréquence moyenne entre deux collisions successives; on distingue les collisions: électrons-ions (w_{ei}) ; électron-neutres (w_{en}) et ions-neutre (w_{in}).

La température des électrons est très supérieure à la température des ions et des neutres. La fréquence plasma est la fréquence d'oscillation d'un plasma soumis à une perturbation locale de la densité électronique.

- **Les vitesses caractéristiques:**

La vitesse d'alfvén, la vitesse du son.

- **La grandeur β :**

Pour un plasma magnétisé, le paramètre β représente le rapport de la pression thermique, cinétique $p = nk_{\beta}T$ et de la pression magnétique $B^2/2\mu_0$.

$$\beta = \frac{nk_{\beta}T}{B^2/2\mu_0} \quad (1-3)$$

Avec k_{β} est la constante de Boltzmann ($k_{\beta} = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Joules/Kelvin). Les ions et les électrons sont supposés être à la même température T et n la densité des électrons du plasma. $\vec{B}$ est le champ magnétique et μ_0 la perméabilité magnétique de vide. En effet, le confinement magnétique d'un plasma n'est possible que si la valeur de β est inférieure à un, ($\beta \ll 1$).

- **Écrantage de Debye:**

La plus petite distance au-delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté s'appelle la longueur de Debye. Elle apparait en résolvant l'équation de poisson autour d'une charge test q_t :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0} (n_e - n_i) - q_t \delta(r) \quad (1-4)$$

Ou ρ : La masse volumique. ϵ_0 : La permittivité absolue de vide.

Et en prenant une distribution de Boltzmann pour la densité des électrons et des ions qui entourent la charge test:

$$n_{e,i} = n_0 \exp \left(\frac{q_{e,i} \phi}{2\pi k_{\beta} T_{e,i}} \right) \quad (1-5)$$

Où n_0 est la densité électronique à l'équilibre. Ainsi, on trouve le potentiel électrique produit par la charge s'écrit:

$$\phi = \frac{q_t}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1-6)$$

Où r est la distance par rapport à la charge test et λ_D est la longueur de Debye donnée par:

$$\lambda_{D_{e,i}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_{e,i}}{n_0 q_{e,i}^2}} \quad (1-7)$$

- **Paramètre de couplage:**

Dans un plasma, il faut prendre en compte deux propriétés:

- 1- la tendance de désordre due à l'agitation thermique.
- 2- la tendance à l'organisation due à l'aspect dynamique et collectif de l'interaction coulombienne.

Un équilibre s'établit entre l'ordre et le désordre quantifié par le paramètre plasma ou paramètre de couplage donné par

$$\Lambda = \left[\frac{v_{th}}{\left(\frac{n e^2}{m \epsilon_0} \right)} \right]^3 \quad (1-8)$$

Où v_{th} : La vitesse thermique. n : la densité électronique. m : la masse.

Nous identifions deux limites pour Λ : le cas fortement couplés $\Lambda \ll 1$, dans laquelle l'énergie potentielle de l'interaction particules est plus importante que leurs mouvement cinétiques et le cas faiblement couplés $\Lambda \gg 1$, où les mouvements thermique des particules sont plus importants. C'est le cas presque toujours rencontré des plasmas naturels et artificiels. En termes de la longueur de Deby[9], le paramètre plasma devient :

$$\Lambda = n \lambda_D^3 \quad (1-9)$$

1-5 Classification des plasmas

A partir des paramètres présentés dans le paragraphe précédent, il est possible de distinguer et de classer les différents plasmas. La **Figure 1-3** propose une classification des différents plasmas en fonction de la température électronique et de densité de particules chargées. Cette classification permet alors de ressortir trois catégories de plasmas: les plasmas chauds, les plasmas thermiques et les plasmas non-thermiques.

1-5-1 Les plasmas chauds

La température de ce type de plasma est de l'ordre de quelques millions de degrés et correspond généralement aux plasmas stellaires (soleil,...). Le taux d'ionisation de ces plasmas est proche de 100%. Nous trouvons ce type de plasma dans le domaine de la fusion thermonucléaire.

1-5-2 Les plasmas thermiques

Ces plasmas sont caractérisés par une température égale pour toutes les espèces (électrons, ions, molécules) de quelques milliers de degrés, par une densité énergétique élevée et par un taux d'ionisation inférieur à 100%. Leurs applications sont la soudure à arcs électriques, la projection de matière, etc.

1-5-3 Les plasmas non-thermiques ou plasmas froids

Dans ce type de plasma, la température des ions et des neutres, proche de la température ambiante, est bien inférieure à celle des électrons ($10^4 - 10^5$ K). De plus, la densité d'énergie et le taux d'ionisation sont plus faibles que dans le cas des plasmas thermiques. Les électrons peu nombreux mais énergétiques permettent donc d'obtenir une chimie très efficace tout en gardant le gaz à température ambiante [10]. Ces plasmas sont utilisés dans l'industrie pour le traitement de surface, la dépollution, la génération d'ozone, l'éclairage, etc[11].

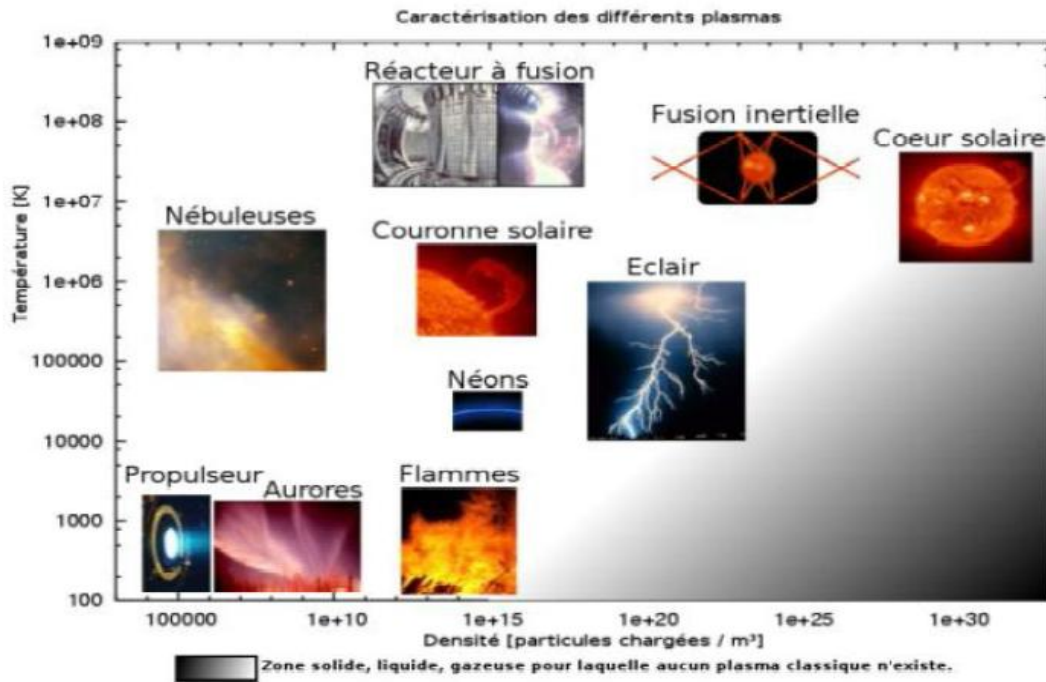


Figure 1-3: Types de plasmas en fonction de leur température par rapport à leur densité [12].

1-6 Modèles d'équilibre

1-6-1 Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC)

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 totalement négligeables devant les phénomènes internes à ces systèmes. Prenons par exemple le soleil: sur 10^{12} photons émis à l'intérieur du soleil, seul un ne sera pas réabsorbé et sortira du soleil pour aller dans l'espace[11].

En effet, 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[12].

1-6-2 Modèle d'équilibre thermodynamique local(ETL)

Il est utile de différencier équilibre thermodynamique global et local. En thermodynamique, les échanges à l'intérieur d'un système et avec l'extérieur sont contrôlés par des paramètres intensifs. Par exemple, la température contrôle les échanges de chaleur. L'équilibre thermodynamique global (ETG) signifie que ces paramètres intensifs sont homogènes dans tout le système, tandis que l'équilibre thermodynamique local (ETL) signifie que ces paramètres peuvent varier dans l'espace et le temps, mais que cette variation est tellement lente que pour tout point, on suppose qu'il existe un voisinage en équilibre autour de ce point[13].

Si la description du système suppose des variations très importantes de ces paramètres intensifs, les hypothèses faites pour définir ces paramètres intensifs ne sont plus valables et le système ne sera ni en équilibre global, ni en équilibre local. Par exemple, une particule a besoin d'effectuer d'un certain nombre de collisions afin de parvenir à l'équilibre avec son environnement. Si la distance moyenne qu'elle aura parcourue la déplace hors du voisinage dans lequel elle tentait d'entrer en équilibre, elle ne parviendra jamais à l'équilibre, et il n'y aura pas de ETL. La température est, par définition, proportionnelle à l'énergie interne moyenne d'un voisinage en équilibre. Vu qu'il n'y a plus de voisinage en équilibre, la notion même de température n'a ici plus de sens.

La notion d'équilibre thermodynamique local ne s'applique qu'à des particules massives. Dans un gaz rayonnant, les photons émis et absorbés n'ont pas besoin d'être en équilibre thermodynamique entre eux ou avec leur environnement pour qu'il y ait un ETL.

Par exemple, un ETL existe dans un verre d'eau contenant un glaçon en train de fondre. La température dans le verre peut être définie en tout point, mais est plus faible près du glaçon. L'énergie des particules près du glaçon sera distribuée selon une distribution de Maxwell-Boltzmann pour une certaine température.

L'énergie de particules situées en un autre point suivra une distribution de Maxwell-Boltzmann pour une température différente [13].

L'équilibre thermodynamique local n'est pas un équilibre stable, sauf s'il est maintenu par des échanges entre le système et l'extérieur. Par exemple, il pourrait être maintenu dans notre verre d'eau en y ajoutant de la glace au fur et à mesure pour compenser la fusion. Les phénomènes de transport sont des processus qui conduisent d'un d'équilibre local à un équilibre global. Pour revenir à notre exemple, la diffusion de la chaleur conduira notre verre d'eau à l'équilibre global, pour lequel la température sera identique en tout point [13].

1-6-3 Modèle coronal (MC)

Modèle simple dérivé de l'étude de la couronne solaire et applicable à certains plasmas stationnaires de densité faible et de température électronique élevée.

Dans les plasmas peu denses à haute température, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être décrits par les lois simples de Saha et Boltzmann. Il est alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions qui se trouvent en compétition. De telles études ont été entreprises par les astrophysiciens, pour divers plasmas stellaires. Ainsi, dans le cas de la couronne solaire, où les densités sont très faibles (10^8 électrons par cm^3), avec une température électronique très élevée ($T_e > 10^6 \text{K}$), seuls certains processus restent prépondérants. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivant: ionisation par choc $\rightleftharpoons$ recombinaison radiative excitation par choc $\rightleftharpoons$ désexcitation par émission spontanée [14].

L'ionisation est produite par collision avec un électron, le processus de photo ionisation pouvant être négligé par suite de la faible intensité du rayonnement. À cause de la faible densité électronique, la recombinaison est radiative, et non par chocs triples. Pour des raisons identiques, l'excitation est due aux collisions, non à l'absorption de photons, et la désexcitation se fait par émission spontanée, et non par chocs électroniques.

L'application de ce modèle simple aux plasmas transitoires peu denses créés en laboratoire a permis d'interpréter l'évolution des phénomènes d'ionisation dans une décharge pulsée, d'évaluer l'énergie dissipée par le rayonnement d'impuretés et d'estimer la valeur de quelques coefficients d'ionisations et celle de certaines forces d'oscillateur [14].

1-6-4 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 collisionnel 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 collisionnel et radiatifs importants. La **Figure 1-4** représente schématiquement ce modèle. Le

système d'équations (1-9) est d'une grande complexité, compte tenu du nombre d'ions et de niveaux considérés:

$$\frac{dN_n^q}{dt} = -N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) + N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{mn} + n_e c_{mn}) \quad (1-10)$$

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, 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 $k_B T_e$, 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 [15].

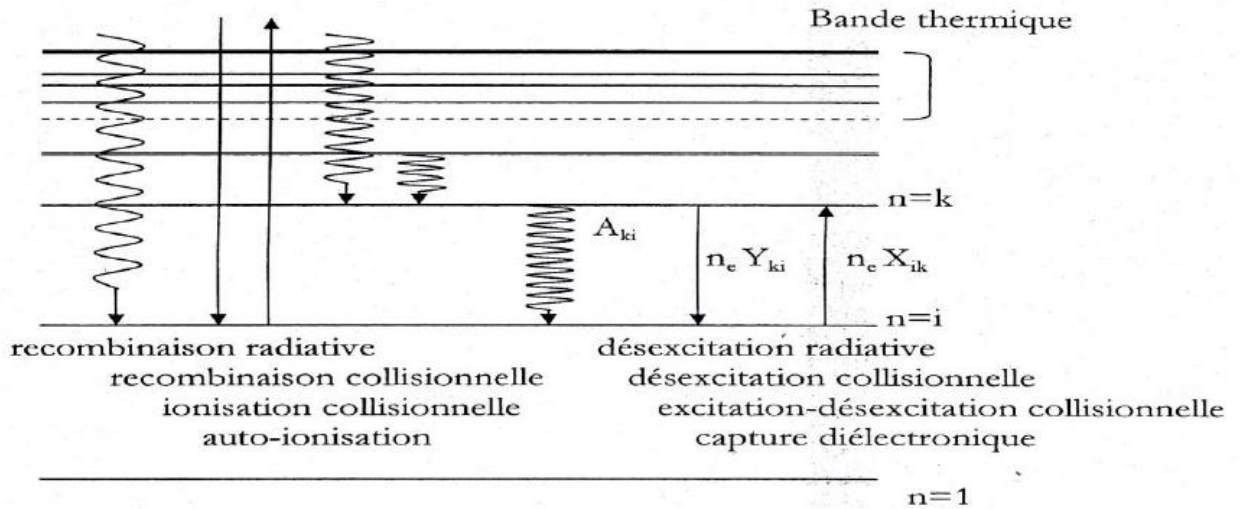


Figure 1-4: Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles collisionnel radiatifs (cas optiquement mince) [15].

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

$$\frac{dN_n^q}{dt} = 0 \quad (1-11)$$

N_n^q est la population du niveau n de l'ion de charge q .

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:

$$-N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) + N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{mn} + n_e c_{mn}) = 0 \quad (1-12)$$

Les termes R et C représentent les processus radiatifs et collisionnel. 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 collisionnel radiatif tendent vers l'équilibre thermodynamique [15].

1-7 Conclusion

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

Chapitre 02

**Fondement théorique
du calcul des sections
efficaces et fonctions
de distribution.**

2-1 Introduction

L'excitation et l'ionisation collisionnelles sont des processus majeurs de peuplement des niveaux en physique des plasmas et font l'objet de nombreuses études pour obtenir des bases exhaustives de sections efficaces concernant les ions qui intéressent en particulier la communauté des astrophysiciens ou encore celle des physiciens de la fusion magnétique et inertielle.

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. Henry [16,17,18], Sobelman[19], Fano[20] ou encore Carthy et Weigold [21] ont fait des présentations détaillées. Nous limiterons notre étude aux deux approches envisageables en présence de champ électrique: l'approximation de Born et la méthode des ondes déformées "Distorted Waves".

2-2 Sections efficaces

2-2-1 Définition

Pour explorer les propriétés du noyau on fait généralement des expériences de diffusion (« collision ») de particules d'un faisceau qu'on envoie sur une cible et on observe la diffusion « derrière » la cible. Ce qui intéresse en général le physicien c'est la probabilité qu'une « réaction se produise ». En fait la mesure consiste à faire un grand nombre de mesures entre un grand nombre de particules incidentes et un grand nombre de noyaux cible et de mesurer les particules diffusées par un détecteur. On s'intéresse à la moyenne des valeurs mesurées. La probabilité qui nous intéresse c'est le rapport entre le taux d'interaction et le flux incident. Nous allons voir que cette probabilité qu'on appelle section efficace est indépendante des variables caractérisant le faisceau et la cible, c'est-à-dire l'intensité du faisceau et la géométrie et densité de la cible.

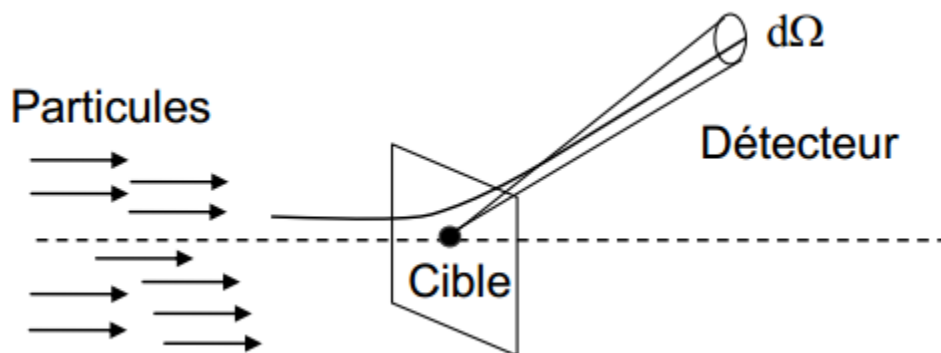


Figure 2-1: schéma simplifié relatif à la notion de section efficace [22].

2-2-2 Les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation:

Il existe trois différentes méthodes pour l'évaluation théorique des sections efficaces d'ionisation $\sigma_Z^{\text{ion}}\left(\frac{\varepsilon}{x_Z}\right)$: les méthodes classiques les approximations de Coulomb-Born (CB) et les équations semi-empiriques [23].

2-2-2-a Les méthodes classiques:

La méthode classique la plus fréquemment utilisée est la méthode de paramètre d'impact classique d'échange, initialement développé par Burgess[24]. La section efficace d'ionisation est calculée pour les collisions avec des grands paramètres d'impact traité par une approche semi-classique, i.e., par une théorie de perturbation avec un orbital classique proposé pour l'électron perturbateur.

2-2-2-b Approximation de Coulomb-Born:

Comme l'interaction entre les électrons a une longue portée, alors la trace de l'effet des électrons de la cible sur les électrons incident (diffusé) et actif (éjecté) doit se trouver dans les fonctions d'ondes. L'approximation de Born aux ondes distordues (Distorted wave Born approximation DWBA) est basée sur cette idée. Dans ce cas l'électron incident est représenté par une onde distordue calculée par la résolution de l'équation de Schrödinger qui contient le potentiel de la cible, tandis que les électrons diffusé et éjecté sont représentés par des ondes distordues calculées par la résolution de l'équation de Schrödinger qui contient le potentiel de l'ion. Cependant, bien que cette approximation tienne compte de l'interaction des électrons libres avec les électrons de la cible elle reste une approximation de premier ordre puisque elle considère que le projectile n'interagit qu'une seule fois avec la cible. Quand l'énergie du projectile est basse, l'interaction avec les électrons de la cible n'est plus négligeable comme dans le cas de l'approximation de Born. La fonction d'onde du projectile subie alors l'effet d'un potentiel de distorsion avant et après la collision avec la cible. Ce potentiel est de courte portée et devient pratiquement nul au-delà d'une certaine distance, et les électrons incident, diffusé et éjecté peuvent être représentés par des ondes distordues. Quand les énergies d'incidence et de diffusion sont très grandes, les effets de distorsion et d'échange deviennent faibles [23].

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 [25]. L'équation proposée pour la section efficace:

$$\sigma_Z^{\text{ion}} = \pi a_0^2 \frac{\xi}{2l_0 + 1} \left(\frac{x_H}{x_Z} \right)^2 \phi_i(u) (\text{cm}^2) \quad (2 - 1)$$

Où a_0 est le rayon de Bohr, ξ est le nombre des électrons périphériques dans la sous-couche considérée (de nombre orbital l_0) ayant une énergie, x_Z et x_H : Les potentiels, $u = \frac{\varepsilon}{x_Z}$, ε est l'énergie de liaison d'un électron.

La fonction ϕ_i est définie par:

$$\phi_i(u) = \left(\frac{u-1}{u} \right) \frac{c_1}{(u+1)+c_2} \quad (2 - 2)$$

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 [25].

2-2-2-c Les équations semi-empiriques:

Plusieurs équations sont présentées par Kato et al.[23] pour le calcul des sections efficaces et coefficients de taux d'ionisation. Parmi eux on peut citer l'équation de Lotz [26], Arnaud et al.[27] et celui du groupe de Belfast [28].

- **L'équation de Lotz**

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

$$\sigma = \sum_{j=1}^{N_{sc}} a_j \tau_j \frac{\ln u_j}{u_j x_j^2} \{1 - b_j \exp[-c_j(u_j - 1)]\} \quad (2 - 3)$$

Où $u_j = \frac{\varepsilon}{x_j}$, ε est l'énergie de liaison d'un électron dans la $j^{\text{ème}}$ sous couche, x_j : potentiel d'ionisation. τ_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

$a_j = 4.5 \times 10^{-14}(\text{cm}^2\text{ev}^2)$ $b_j = 0$ 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.

- **L'équation d'Arnaud et al**

Arnaud et Rothenflug [27] 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[26] pour la section efficace d'ionisation directe (en cm^2):

$$\sigma = \sum_j \frac{1}{u_j x_j^2} \left[a_j \left(1 - \frac{1}{u_j} \right) + b_j \left(1 - \frac{1}{u_j} \right)^2 + c_j \ln(u_j) + d_j \frac{\ln(u_j)}{u_j} \right] \quad (2-4)$$

Les coefficients a_j, b_j, c_j et d_j sont des constants tabulées [27].

2-2-3 Codes de calcul

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.

2-2-3-a Le code COWAN

Le code de structure atomique Cowan (CATS) est une adaptation des codes de structure atomique de R.D.Cowan [29]. 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.

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) [29] utilise CATS pour calculer les sections efficaces pour les processus d'ionisation.

2-2-3-b Le code FAC

Le code FAC permet 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) [30, 31].

2-3 Fonctions de distribution des vitesses**2-3-1 Définition**

La théorie magnéto-ionique de milieux gaz légèrement ionisés, fondée non pas sur des méthodes approchées s'appuyant sur la notion du libre parcours moyen, mais sur l'équation intégral-différentielle de Boltzman.

Pour préciser les idées, rappelons brièvement certains caractères d'un gaz idéal composé d'une seule espèce de constituants, en particulier la notion de la distribution Soit:

$$f(v)dv_x dv_y dv_z = f(v)dv \quad (2 - 5)$$

Le nombre de particules par unité de volume dont les composantes de vitesse sont comprises entre v_x et $v_x + dv_x$, v_y et $v_y + dv_y$, v_z et $v_z + dv_z$; f est par définition la fonction de répartition des vitesses v .

L'intégrale triple de cette fonction étendue aux composantes de vitesse:

$$n = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty f(v)dv \quad (2 - 6)$$

n est la densité des molécules. Soit G une fonction quelconque de la vitesse corpusculaire; la valeur moyenne ou l'espérance mathématique $E(G)$ de G se définit par l'expression:

$$\bar{G} = E(G) = \frac{1}{n} \iiint G f dv. \quad (2-7)$$

2-3-2 Fonction de distribution Maxwellienne

Le gaz est uniforme et non soumis à un champ de forces extérieur, la fonction f représente la distribution maxwellienne dans les conditions classique:

$$f = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (2-8)$$

La répartition des vitesses des particules chargées dans un milieu gazeux ayant une température et une pression uniformes n'est pas nécessairement maxwellienne si leur densité n'est pas uniforme ou si des champs extérieurs sont mis en jeu. Dans de tels cas, la fonction $f(v, r, t)$ sera dès lors régie par l'équation intégral-différentielle de Boltzman.

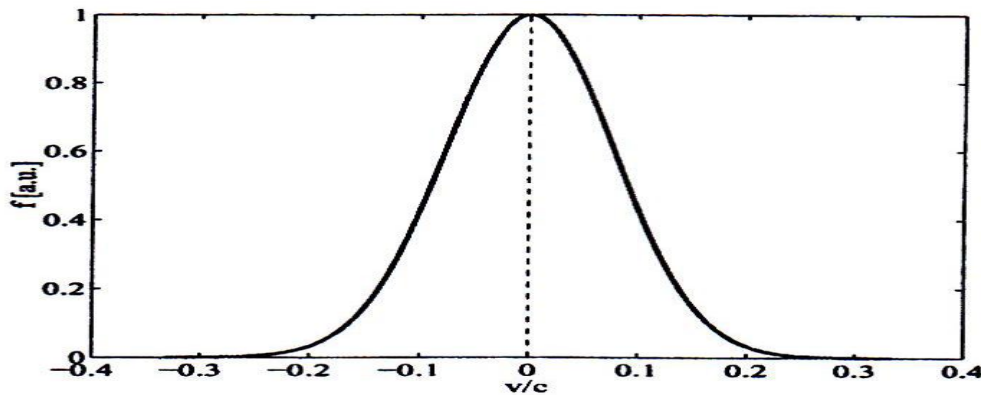


Figure 2-2: Distribution Maxwellienne normalisée[3].

Des études sur les électrons chauds ont été adaptées aux expériences particulières, et leurs conclusions ont été limitées pour fixer les formes de la distribution d'énergie utilisées pour décrire les électrons chauds. Des distributions d'énergie électroniques gaussiennes ont été utilisées pour décrire les électrons chauds produits par les impulsions laser intenses sur des cibles des groupes de gaz [34], des électrons chauds dans des plasmas formés par l'irradiation laser de cibles solides modélisés avec des fonctions de distribution gaussiennes et maxwellienne, et des électrons chauds dans des plasmas de force pulsée ont été modélisés en utilisant des distributions gaussienne et des distributions de la loi de puissance [32].

Les formes des fonctions de distributions sont présentées comme suit [32]:

$$\text{Maxwellienne: } F_M(\varepsilon', T_e) = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi T_e^3}} \exp \left[-\varepsilon/T_e \right] \quad (2-9)$$

Gaussienne:

$$F_G(\varepsilon', \varepsilon_0) = \frac{1}{w\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{1 - \text{erf}(-\varepsilon/w)} \right) \exp \left[- \left(\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{w} \right)^2 \right] \quad (2-10)$$

$$\text{La loi de puissance: } F_p(\varepsilon', \varepsilon_0) = \left(\frac{\gamma-1}{\varepsilon_0^{1-\gamma}} \right); \quad \varepsilon \geq \varepsilon_0 \quad (2-11)$$

2-3-3 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. Les effets des électrons chauds sur les spectres de raies K-shell modélisé ont été largement étudiés en utilisant les fonctions de distributions électroniques à deux températures [33,34].

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. Une distribution non-Maxwellienne proposée par Escarguel et al. [35] a été choisie pour étudier les effets des électrons chauds sur les taux d'ionisation et qui prend la forme:

$$F_{NM}(E) = (1 - f_{\text{hot}})F_M(T_{\text{bulk}}) + f_{\text{hot}}F_M(T_{\text{hot}}) \quad (2-12)$$

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.

2-4 Conclusion

Nous avons présenté les méthodes théoriques pour le calcul des sections efficaces ainsi que les approximations effectuées pour rendre les résultats plus précis. Les différents types des sections efficaces ont été exposés. Nous avons aussi présenté les codes de calculs ainsi que les fonctions de distribution adaptée pour le calcul des taux.

Chapitre 03

**Etude des taux
d'ionisation:**

**Application au hélium
neutre et les ions
héliumoïdes.**

3-1 Introduction

La collision d'un électron d'énergie suffisamment grande avec un atome, une molécule ou un solide peut induire l'excitation vers le continuum d'un ou plusieurs électrons de la cible fournie une diversité de phénomènes qui peuvent dépendre du domaine dans lequel se trouvent les conditions cinématiques de l'état final de plusieurs particules chargées.

3-2 Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'hélium neutre et les ions héliumoïdes

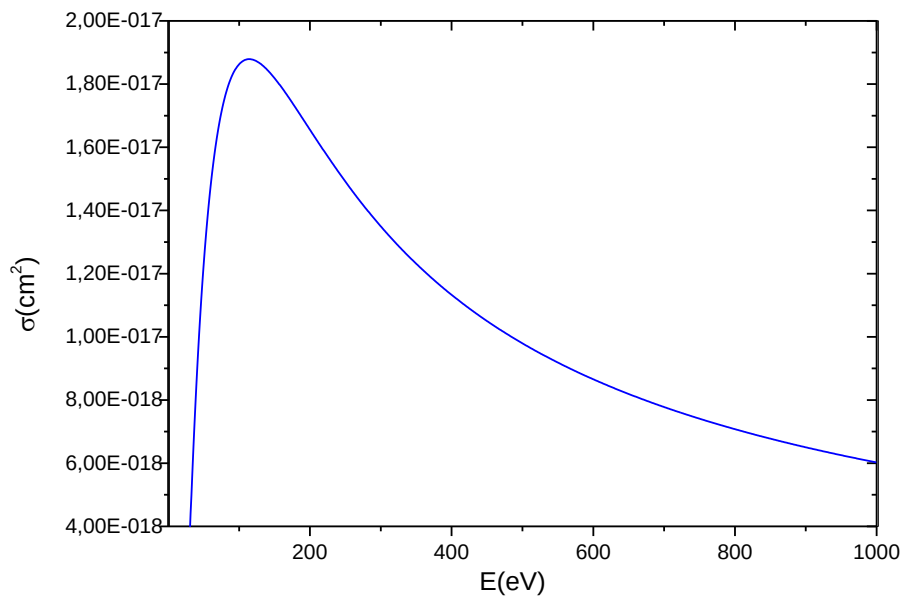
Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire, d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies des différents niveaux, les longueurs d'onde des différentes transitions, les sections efficaces et 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 [3].

Nous utilisons les équations semi-empiriques proposées par Lotz et Arnaud pour le calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'Hélium neutre et les ions héliumoïdes

- Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'hélium neutre (He) et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) par l'équation de Lotz :

Tableau 3-1: Sections efficaces d'ionisation de l'He.

E (eV)	$\sigma [10^{-17}] (\text{cm}^2)$
24.6	0
121.6	1.88
999.6	0.603

**Figure 3-1:** Sections efficaces de l'He neutre.**Tableau 3-2:** Sections efficaces d'ionisation de Li^+ .

E (eV)	$\sigma [10^{-16}] (\text{cm}^2)$
5.39	0
21.39	4.4
999.39	0.388

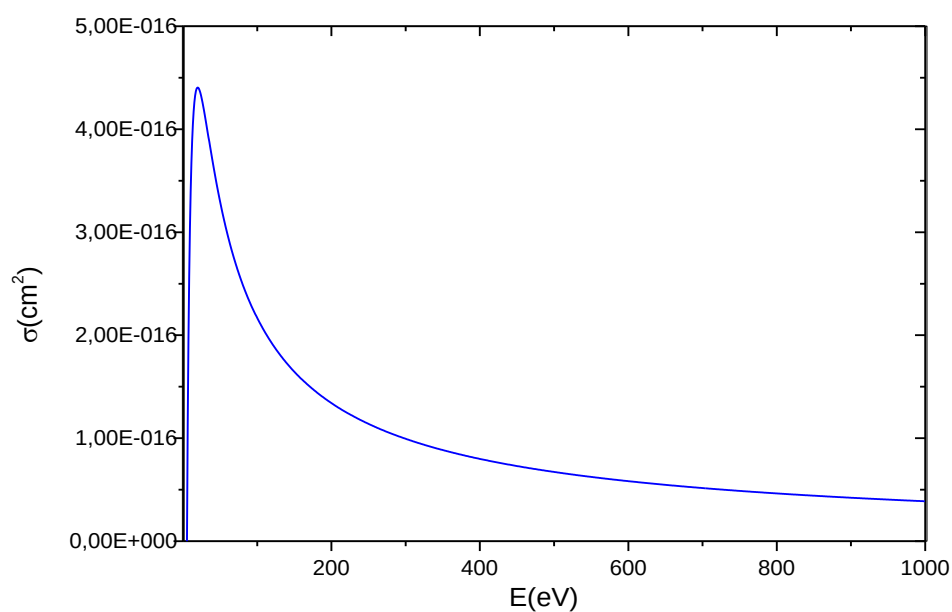
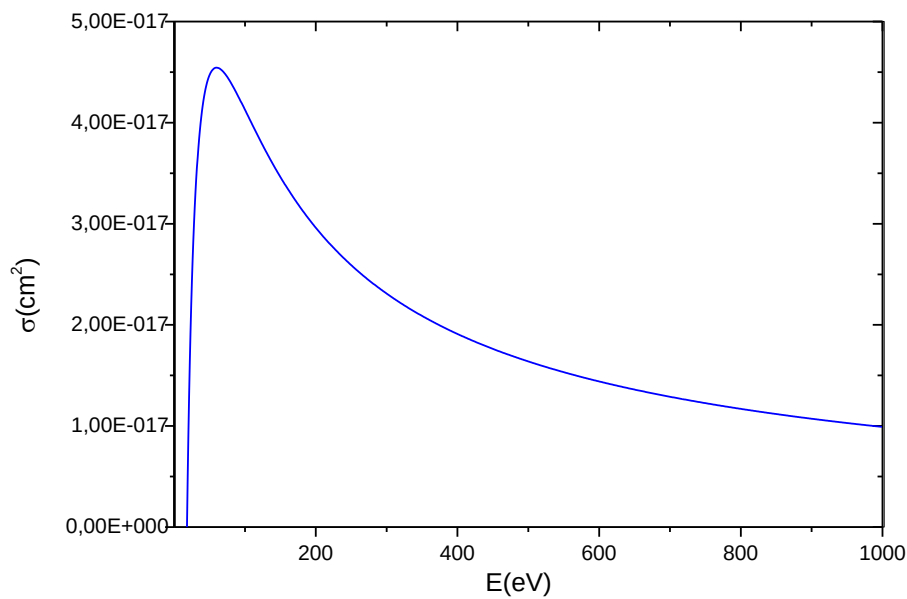
**Figure 3-2:** Sections efficaces de Li^+ .

Tableau 3-3: Sections efficaces d'ionisation de Be^{+2} .

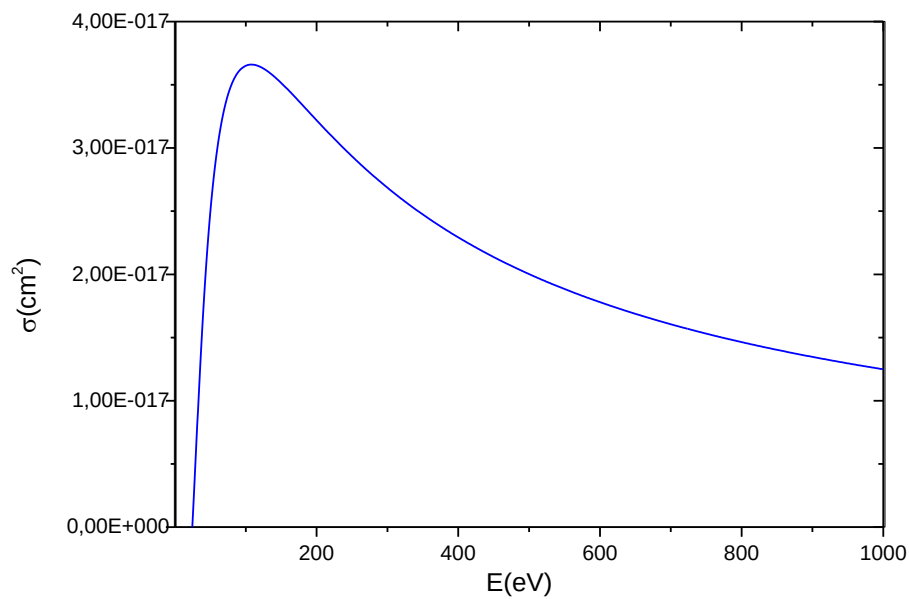
E (eV)	$\sigma [10^{-17}] (\text{cm}^2)$
18.2	0
64.2	4.54
999.2	0.991

**Figure 3-3:** Sections efficaces de Be^{+2} .

- Calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'hélium neutre (He) et les ions héliumoides (Li^+ , Be^{+2}) par l'équation d'Arnaud :

Tableau 3-4: Sections efficaces d'ionisation de l'He neutre.

E (eV)	$\sigma [10^{-17}] (\text{cm}^2)$
24.6	0
133.6	3.6
999.6	1.25

**Figure 3-4:** Sections efficaces de l'He neutre.**Tableau 3-5:** Sections efficaces d'ionisation de Li^+ .

E (eV)	$\sigma [10^{-15}] (\text{cm}^2)$
5.39	0
17.39	1
999.39	0.0655

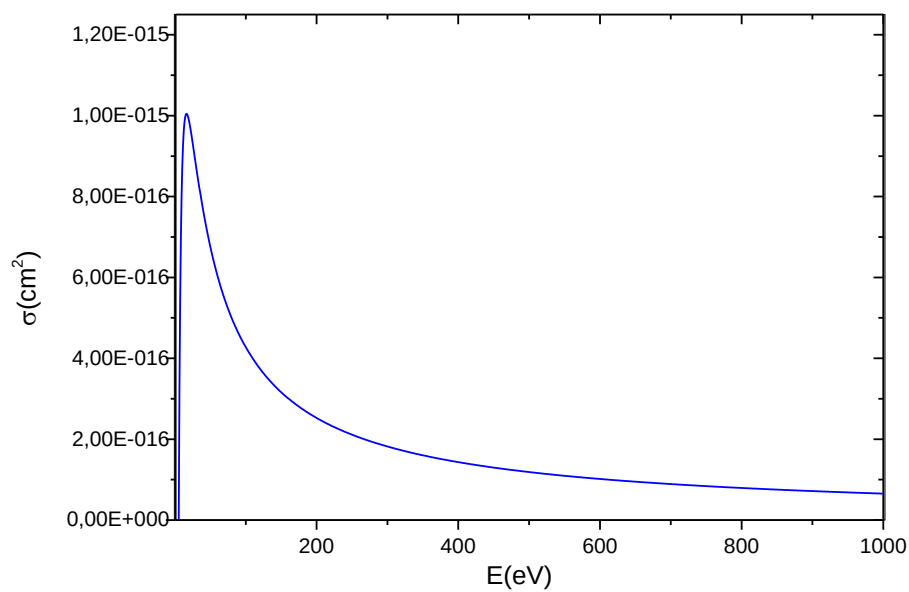
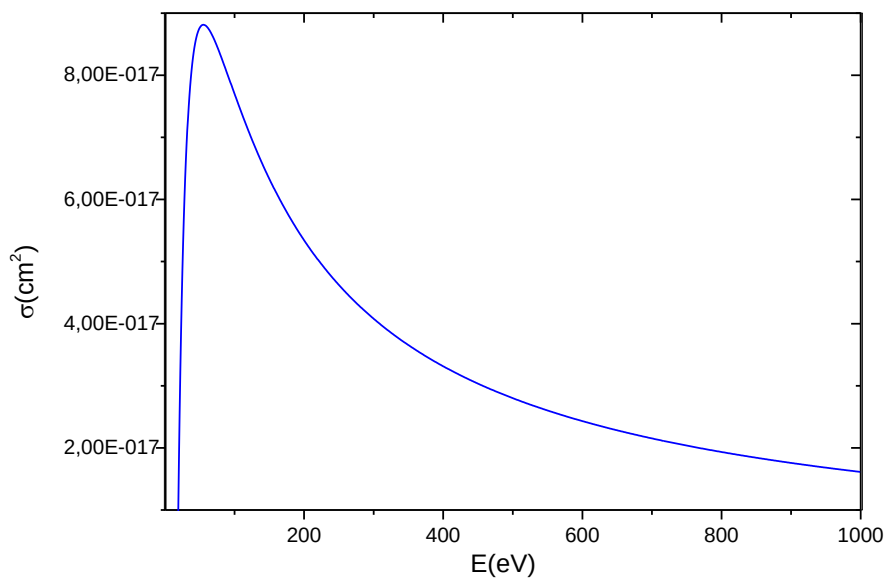
**Figure 3-5:** Sections efficaces de Li^+ .

Tableau 3-6: Sections efficaces d'ionisation de Be^{+2} .

E (eV)	$\sigma [10^{-17}] (\text{cm}^2)$
18.2	0
57.2	8.81
999.2	1.61

**Figure 3-6:** Sections efficaces de Be^{+2} .

3-2-1 Résultats et discussion

Les résultats de calcul des sections efficaces d'ionisation de l'He neutre et les ions héliumoïdes tel que Li^+ , Be^{+2} obtenus par les équations semi-empirique de Lotz et Arnaud et al sont reportés sur les figures (3-1), (3-2), (3-3), (3-4), (3-5) et (3-6) respectivement dans la gamme énergétique ($10\text{-}10^3$) eV. Les tableaux (3-1), (3-2), (3-3), (3-4), (3-5) et (3-6) présentent quelques valeurs de ces sections efficaces d'ionisation.

Nous remarquons, d'après les figures mentionnés au-dessus de l'He neutre et les ions Li^+ , Be^{+2} respectivement, que les valeurs des sections efficaces diminuent légèrement avec l'énergie ; alors qu'elles prennent des valeurs très petites avec l'augmentation de l'énergie et devienne presque nulle autour de 10^3 eV et cela d'après les tableaux.

3-3 L'ionisation par impact électronique

Dans le processus d'ionisation simple, il y a une ionisation directe d'un seul électron où la plupart de l'énergie de l'électron incident est transférée à l'électron émis par la cible, et où la cinématique des électrons incident, diffusé et éjecté est complètement déterminée. Il est d'usage de considérer l'électron le plus rapide comme étant le diffusé, et l'électron le plus lent comme étant l'éjecté.

Le but de la théorie de collision est de trouver un modèle qui peut définir l'évolution du système de collision dans la région d'interaction. Les résultats donnés par ce modèle doivent être comparable avec des observations mesurées par les expériences. Pour construire ce type de modèles il faut établir un rapport entre les fonctions d'ondes qui décrivent les états initial et final du système. Les modèles théoriques simplifiés peuvent fournir une compréhension du procédé d'ionisation, où la dynamique du système de collision est régie par les principes de la mécanique quantique.

3-3-1 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 des 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.

Le coefficient du taux d'ionisation τ est donné en fonction de la section efficace d'ionisation $\sigma(E)$ par l'intégrale [35] :

$$\tau = \int v \sigma(E) f(E) dE \quad v = \sqrt{\frac{2E}{M}} \quad (3-1)$$

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

$$f_M(E) = \frac{2\sqrt{E}}{T^{3/2}\sqrt{\pi}} e^{-\frac{E}{T}} \quad (3-2)$$

où T est la température en (eV). Cette fonction de distribution sera injectée dans la formule (3-1) du taux d'ionisation.

Les résultats obtenus concernant la détermination du taux d'ionisation de l'He neutre et les ions héliumoides tel que Li^+ et Be^{+2} sont reportés sur les figures (3-7), (3-8), (3-9), (3-10), (3-11) et (3-12) respectivement.

- Calcul des coefficients de taux d'ionisation pour l'hélium neutre(He) et les ions héliumoides (Li^+ , Be^{+2}) obtenu à partir des sections efficaces calculer par l'équation de Lotz:

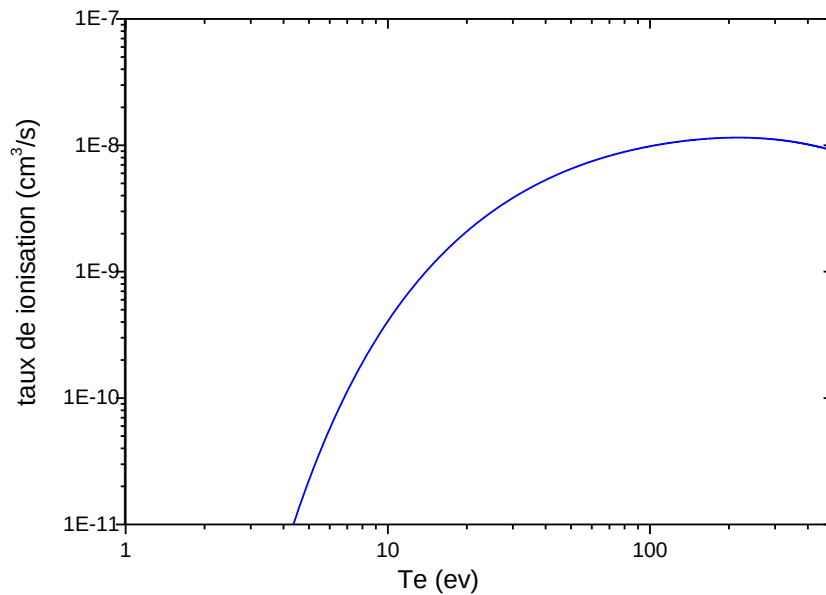


Figure 3-7: Le coefficient du taux d'ionisation de l'He neutre .

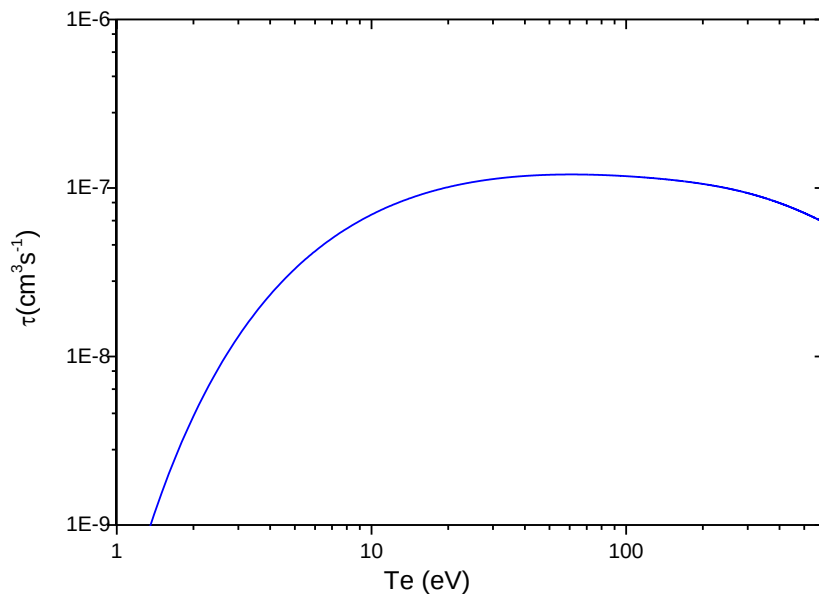


Figure 3-8: Le coefficient du taux d'ionisation de Li^+ .

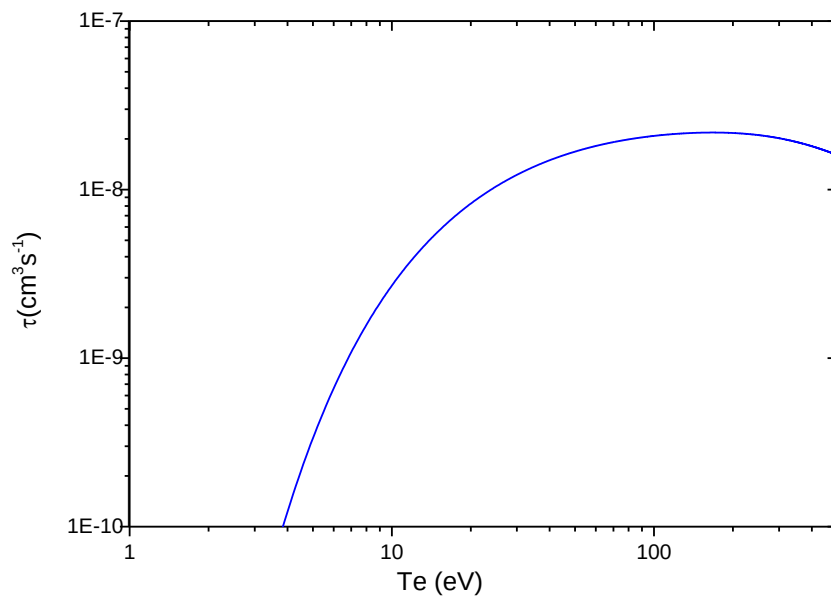


Figure 3-9: Le coefficient du taux d'ionisation de Be^{+2} .

- Calcul des coefficients de taux d'ionisation pour l'hélium neutre(He) et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) obtenu à partir des sections efficaces calculées par l'équation d'Arnaud:

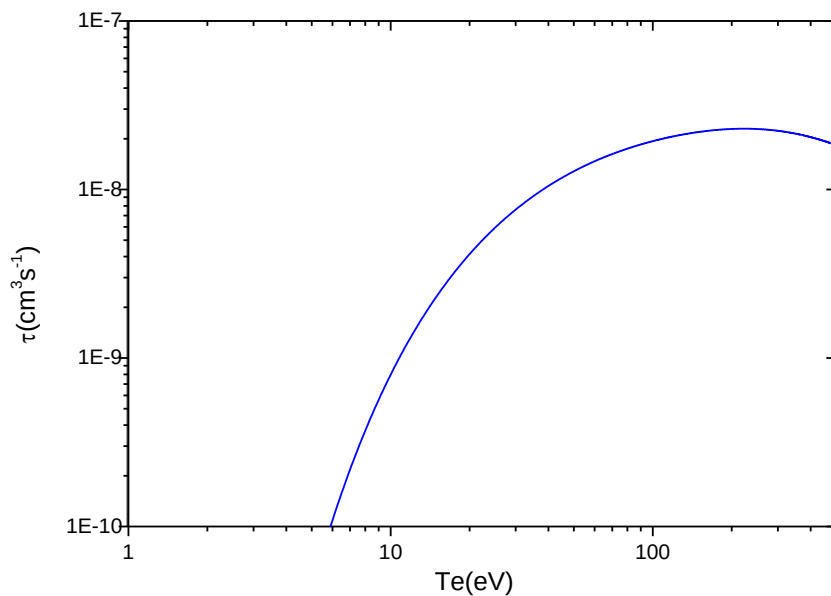


Figure 3-10: Le coefficient du taux d'ionisation de l'He neutre.

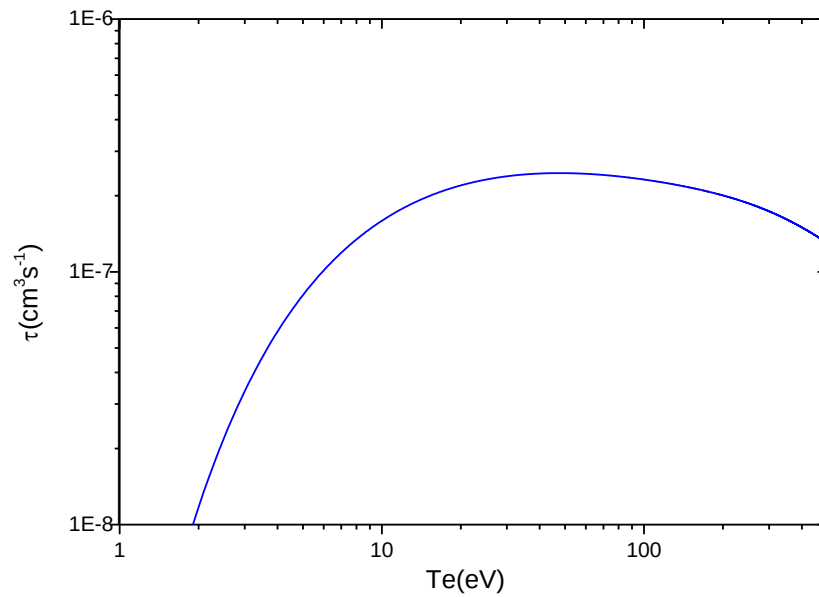


Figure 3-11: Le coefficient du taux d'ionisation de Li^+ .

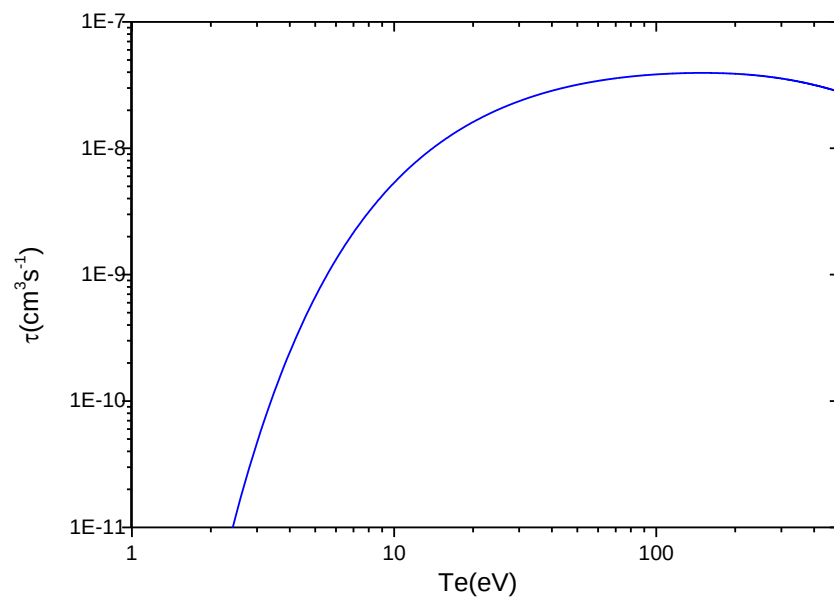


Figure 3-12: Le coefficient du taux d'ionisation de B^{+2} .

3-3-2 Résultats et discussion

Les figures (3-7), (3-8), (3-9), (3-10), (3-11) et (3-12) présentent les résultats de calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) pour une distribution Maxwellienne.

Nous remarquons que les valeurs des coefficients des taux augmentent très rapidement à des températures basses jusqu'à une certaine valeur de T_e ou les atomes atteignent leurs état de saturation.

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. 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).

Dans les plasmas réels, nous devons tenir compte de l'ionisation des états excités car la population des états excités ne sont pas toujours négligeable par rapport à la population de l'état fondamental. Les coefficients de taux sont ceux de l'état fondamental, sauf pour les données recommandées pour les ions du fer proposé par Pindzola [36].

3-4 Conclusions

Nous avons étudié dans ce chapitre le calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'Hélium neutre et les ions héliumoïdes étudiés. Nous avons utilisés une distribution Maxwellienne pour le calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre et les ions héliumoïdes (Li^+ , Be^{+2}) à partir des sections efficaces calculer par les équations semi-empirique.

Conclusion générale

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié théoriquement les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation des ions héliumoides et quelques processus atomiques élémentaires dans les plasmas, en particulier l'ionisation par impact électronique. Nous nous sommes précisément intéressés au calcul des coefficients des taux d'ionisation pour l'Hélium neutre et d'autres ions héliumoides comme : Li^+ , Be^{+2} on utilisant une distribution 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 exploré les méthodes théoriques pour le calcul des sections efficaces ainsi que les approximations effectuées.

Une étude détaillée a été menée pour le calcul des taux d'ionisation de l'Hélium neutre et les ions héliumoides: Li^+ , Be^{+2} qui sont obtenu à partir des sections efficaces et généré par un calcul numérique.

Liste des références

- [1] P.H.Rebut, (1999), L'énergie des étoiles, la fusion nucléaire contrôlée, Edition Odilejacob, ISBN:2-7381-9752-4, Chp3.
- [2] N.G.Sabri, T.Benouaz, (2006), La Production d'énergie par la Fusion thermonucléaire dans un plasma de Tokamak, C.U.Bechar, ALGERIE-SIPE8.
- [3] S.Dilmi, A M. Boumali, Influence of the Electron Energy Distribution Function on the Calculation of Ionization Rate in Hot Plasma, U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 79, Iss. 1: 249–260, (2017).
- [4] Adnan Naja. Étude expérimentale par impact électronique de l'ionisation simple et double d'atomes et de petites molécules. Physique Atomique (physics.atom-ph), Université Paris Sud - Paris XI, (2008).
- [5] S. Abada, H. Zouzou, Influence des fonctions de distribution d'énergie sur le calcul des taux d'ionisation dans les plasmas chauds, Mémoire de fin d'étude MASTER ACADEMIQUE, Université Echahid Hamma Lakhdar El-Oued, (2018).
- [6] Radhia Abd Jelil, thèse de doctorat, université sciences et technologies de Lille1, France, (2010).
- [7] V. Nagels-Silvert, Thèse de doctorat, (École polytechnique-France, 2004).
- [8] Mohamed Sadek Bentotache, Karimm Elhadj Merabti, Calcul de la distribution d'états de charge du néou dans un plasma cornal chaud en équilibre d'ionisation, mémoire de master, Université Abou-Bekr Belkaid,Tlemcen, (2011).
- [9] N. SABRI Ghoutia, Etude de la Propagation d'une Onde Electromagnétique, Université Abou-Bekr Belkaid,Tlemcen, (2010).
- [10] O. Guaitella, Nature de la synergie plasma-photocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type: l'acétylène, thèse physique, école polytechnique,France , (2006).
- [11] J. Abdallah, Jr, D. P. Kilcrease, A. Y a .Faenov and T. A. Pikuz: The Calculation of Satellite Line Structures in Highly Stripped Plasmas, Multicharged Ion Spectra Data Center, 1462, 95050, (1998).
- [12] Seaton, M. J, Mon. Not. Roy, Astr. Soc. 119, 81 (1959).
- [13] T. Blenski, A. Grimaldi et F. Perrot, Hartree-Fock statistical approach to atomsand photoabsorption in plasmas. Physical Review E, 55:4889, 40, 108, (1997).
- [14] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. Goldstein, D. Shvarts et A. Zigler, Supertransition- arrays: A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. Phys. Rev.A, 40:3183–3193, (1989).
- [15] O. Peyrusse, J. Phys. B, 33, 4303 (2000).
- [16] R. J. W. Henry. Applying large computers to problems in physics : electron collision cross sections in atomic physics. Rep. Prog. Phys. 327-362, (1993).

Référence

- [17] I. D. Williams. Electron-ion scattering. Rep. Prog. Phys. 62, 1431- 1469, (1999).
- [18] R. J. W. Henry. Excitation of atomic positive ions by electron impact. Phys. Rep. 68, 1-91, (1981).
- [19] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein, et E. A. Yukov. Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines. Springer-Verlag, Berlin, (1981).
- [20] U. Fano et A. R. P. Rau. Atomic collisions and spectra. Academic Press, London, (1986).
- [21] Carthy et Weigold. Electron Ion Collisions. (1993).
- [22] 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).
- [23] T. Kato, T. Fujiwara, and Y. Hanaoka, Astrophys. J. 492, 822, (1998).
- [24] A. Burgess and I. C. Percival, Advances in Atomic and molecular Physics, eds. D. R. Bates and I. Estermann, Academic Press, NY, (1968).
- [25] L. A. Vainshtein , I. I. Sobelman and E. A. Yukov, Cross-Sections of Excitation of Atoms and Ions by Electrons, Nauka, Moscow (1973).
- [26] Lotz, w, Report Institute fur Plasma physics, IPP 1/62, (1967).
- [27] M. Arnaud and R. Rothenflug, Astron. Astrophys. Supp. Ser. 60, 425, (1985).
- [28] K. L. Bell et al., J. Phys. Chem. Ref. Data, 12, 891, (1983).
- [29] R. D. Cowan, the Theory of Atomic Structure and Spectra, University of California Press, USA, (1981).
- [30] M. F. Gu, FAC 1.0.7, <http://kipac-tree.stanford.edu/fa/>
- [31] M. F. Gu, can. J. phys, vol 86, 675—689, (2008).
- [32] S. B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, Effects of the electron energy distribution function on modeled x-ray spectra, Phys. Rev. E 70, 036402 (2004).
- [33] A. H. Gabriel and K. J. Phillips, Mon. Not. R. Astron. Soc. 189, 319 (1979).
- [34] F. B. Rosmej, J. Phys. B 30, L819, (1997).
- [35] A. Escarguel, F. B. Rosmej, C. Brault, Th. Pierre, R. Stamm and K. Quoth, Plasma Phys. Control. Fusion 49 , 85–93, (2007).
- [36] M. S. Pindzola, D. C. Griffin, C. Bottcher, S. M. Younger and H. T. Hunter, Nuclear Fusion S.S., 21, (1987).

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. 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 et les sections efficaces. Dans notre travail, nous avons utilisé les équations semi-empiriques pour calculer les sections efficaces d'ionisation de l'Hélium neutre et les ions Li^+ et Be^{+2} . Les taux d'ionisation sont générés à partir des sections efficaces et pondérées par une distribution maxwellienne.

MOTS-CLÉS: Sections efficaces, Ionisation par impact électronique, Fonction de distribution maxwellienne.

ABSTRACT: The electron impact ionization is an important atomic process in the simulation of line radiative emissions and also for the study of ion balance. Several issues related to the study of laboratory plasmas, astrophysics and controlled thermonuclear fusion require the knowledge of the atomic structure as the energies of different levels and cross sections. In our work, we used semi-empirical equations to calculate the ionization cross sections of Helium like and Li^+ and Be^{+2} ions. Ionization rates are generated from the cross sections and weighted by a Maxwellian distribution.

KEY- WORDS: cross sections, Electron impact ionization, Maxwellian distribution function.

ملخص: التأين بواسطة التأثير الإلكتروني هو عملية ذرية أساسية في محاكاة الانبعاثات الإشعاعية للأشعة وأيضاً لدراسة التوازن الأيوني. تتطلب العديد من المشكلات المتعلقة بدراسة البلازما المخبرية والفيزياء الفلكية والانصهار النووي الحراري المتحكم فيه معرفة مسبقة بالهيكل الذري مثل طاقات المستويات المختلفة والمقاطع الفعالة. لقد استخدمنا، في عملنا هذا، معادلات شبه تجريبية لحساب المقاطع الفعالة للتأين لذرة الهليوم و الأيونات الشبيهة بالهليوم: Li^+ و Be^{+2} . يتم حساب معدلات التأين من المقاطع الفعالة وموزونة بواسطة توزيع ماكسويلي.

الكلمات المفتاحية: المقاطع الفعالة، التأين بواسطة التأثير الإلكتروني، دالة التوزيع الماكسويلي.