



N°d'ordre :

N°de série :

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES MATHEMATIQUES ET DES SCIENCES DE LA MATIERE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire de Master

Spécialité: Physique

Préparée par: NAAM Fatima Zohra

PROFIL DE RAIE DEGENEREE DANS LES PLASMAS

Soutenu le 28/05/2015, devant le jury:

Prof. A Khelfaoui

UKM Ouargla

Président

M.C.A. H. Benzair

UKM Ouargla

Examineur

M.C. A. Naam

UKM Ouargla

Directeur De Mémoire

Dédicace

Je dédie ce travail:

À ma très chère mère.

À mon très cher père

À mon mari et mon fils

À mes soeurs et leurs familles.

À mes frères et leurs familles.

À toute les familles Naam et sofrani.

À toutes mes amies.

Remerciements

Ma gratitude, envers toutes celles et ceux qui m'ont permis de mener ce travail à bien, est une émotion d'une rare intensité.

Mes remerciements s'adressent mon directeur de recherche, le Dr. A. Naam, je tiens à le remercier vivement pour son aide, ses discussions ainsi que pour sa compétence et les bonnes orientations, ses précieux conseils mais aussi ses encouragements, est pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury

Pr.F. Khelfaoui
M.C.A. H. Benzair

Qui ont accepté de participer au jury de soutenance.

Je remercie monsieur Pr.M.T Mefteh et Pr.F. Khelfaoui, L. Zeghichi et H. Benzair pour leurs conseils, et leur soutien matériel.

Je remercie tous les enseignants et mes collègues de Master Rayonnement qui m'ont aidé par leurs conseils et leurs encouragements.

Enfin, je remercie toute personne ayant participé à réaliser ce travail.

Table des matières

1	INTRODUCTION	7
2	PLASMA ET CAUSE D'ELARGISSEMENT	10
2.1	Généralité sur les plasmas	10
2.1.1	Définition	10
2.1.2	Familles des plasmas	11
2.1.3	Paramètres d'un plasma	11
2.2	Causes d'élargissements d'un profil de raies	16
2.2.1	Elargissement naturelle	16
2.2.2	Elargissement Doppler	16
2.2.3	Effet Zeeman	18
2.2.4	Amortissement par collision et effet Stark	18
3	PROFIL DE RAIES STARK D'UN PLASMA ET ELARGISSEMENT ELEC- TRONIQUE	19
3.1	Formalism de profile de raies	19
3.2	Paramètres importants dans l'élargissement stark	21
3.2.1	Temps d'intérêt du processus d'élargissement	21

3.2.2	Temps de collision	22
3.3	Approximations d'impact	22
3.4	Approximation quasi-statique	23
3.5	Elargissement électronique	24
4	CALCUL DU PROFIL DE STARK (ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE)	29
4.1	Définition d'un système quantique	29
4.1.1	Transition radiatives et les règles de sélection	30
4.2	Matrice de la perturbation électronique	31
4.2.1	Matrice de la perturbation électronique dans l'espace de Helbert	31
4.2.2	Matrice de la perturbation électronique dans l'espace de Liouville	32
4.2.3	Matrice approximée de la perturbation électronique	32
4.3	Calcul du profil des raies	33
5	RESULTATS ET DISCUSSIONS	35
6	CONCLUSION GENERALE	42

Table des figures

2-1	Classification des plasmas	12
5-1	La variation de la largeur électronique sans et avec approximation en fonction du nombre spectroscopique Z	36
5-2	Le pourcentage d'erreur sur la largeur électronique pour $Z < 10$	37
5-3	Le pourcentage d'erreur sur la largeur électronique pour $Z > 10$	37
5-4	Profils de la raie $Ly-\alpha$; l'hélium hydrogénéoïde He^{+1} (approximé et non approximé).	38
5-5	Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Lithium hydrogénéoïde Li^{+2} (approximé et non approximé).	39
5-6	Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Béryllium hydrogénéoïde Be^{+3} et (approximé et non approximé).	40
5-7	Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Bore hydrogénéoïde B^{+4} (approximé et non approximé).	41

Chapitre 1

INTRODUCTION

Le but principal de la spectroscopie des plasmas, est l'analyse du rayonnement émis par une matière partiellement ou totalement ionisée. Elle est employée comme un moyen de diagnostic dans les plasmas qui ne perturbe pas le milieu et permet l'étude dans l'espace et dans le temps à la fois.

Le rayonnement émis par le plasma permet de relier d'une part, les propriétés d'un émetteur isolé avec les propriétés du plasma qui l'entoure (traduction de l'interaction émetteur-milieu à travers les processus d'ionisation, de recombinaison, d'excitation et désexcitation), et d'autre part, les propriétés macroscopiques du milieu (abondance des diverses espèces ioniques dans un état d'excitation donné, température ionique, température et densité électronique, charge effective, pertes radiatives, état d'équilibre, phénomène de transport) et les propriétés microscopiques des différents constituants.

Dans les plasmas, le rayonnement est décomposé soit par réfraction, ou bien par diffraction où observe des raies brillantes ou obscures selon qu'elles sont en émission ou en absorption. De l'intensité de ce spectre ou du profil des raies, on veut déduire des renseignements sur les conditions physiques (température, densités, champs de vitesse, champ électrique, champ magnétique. . . .) par un élargissement et/ ou un déplacement. Les plasmas usuellement étudiés au laboratoire couvrent une gamme de densités allant de 10 particules par cm^{-3} (espace interstellaire) jusqu'à 10^{25} particules par cm^{-3} (intérieur des étoiles, fusion par confinement inertiel), et

de températures comprises entre 10^2 K et 10^8 K.

Les raies obtenues dans la spectroscopie des plasmas ne sont pas infiniment fines et ont un profil qui donne la répartition de l'intensité dans la raie. Le profil reflètera les propriétés physiques du plasma : il pourra être Doppler au centre de la raie alors que sur les ailes, dans les plasma denses, seront fortement influencées par les autres particules du plasma qu'elles soient neutres ou chargées, ce qu'on appelle "effet Stark ". Ce dernier est l'un des mécanismes d'élargissement de la raie spectrale, il intervient quand un atome, une molécule, ou un ion, qui émet la lumière dans un gaz, est perturbé par ses interactions avec les autres constituants du gaz plasmonique, tels que d'autres atomes, molécules, ions, ou électrons. L'étude de ce phénomène est nécessaire pour des observations spectroscopiques précises, elle peut en outre donner des indications et informations utiles sur les conditions et les concentrations dans le plasma. L'élargissement des raies est devenu un moyen important pour mesurer les températures de toute la gamme de densités des espèces formant le gaz de plasma.

Parmi les théories les plus utilisées dans ce domaine est celle dite l'approximation de chemin classique qui met en évidence ces effets et a suscité beaucoup d'attention ces dernières années. Elle est basée sur la considération classique, c'est-à-dire que la dynamique des perturbateurs, atomes, molécules, ions ou électrons qui perturbent l'émetteur, est régi par les lois de la mécanique classique. Ainsi, l'approximation du chemin classique suppose que chaque perturbateur peut être localisé et suivi sur une trajectoire droite, dans le cas où l'émetteur est neutre (négligeant leurs interaction mutuelles). Mais dans le cas d'un émetteur chargé, les perturbateurs décrivent des trajectoires hyperboliques.

On peu écrire la contribution des perturbateurs chargés sur le profil des raies. Les électrons qui sont responsables, à cause de leur forte mobilité, des variations de la phase du train d'onde émis, contribuent dans une composante électronique du champ électrique, par une approche collisionnelle, tandis que les ions, plus lourds donc plus lents, qui génèrent des champs électriques peuvent être considérés constants pendant le processus d'émission, sont traités dans l'approche d'un champs quasi-statique.

Dans un plasma de nombreux travaux ont été effectués pour calculer l'élargissement des

raies isolées d'un plasma [1], en utilisant l'approximation d'impact pour des électrons dans sa version semi-classique, et l'approximation quasi-statique pour les ions [2, 3, 4].

Notre but est de calculer la largeur électronique du profil des raies dégénérées où nous allons introduire l'effet électronique dans le calcul comme un opérateur. D'autre part, Dans un plasma un travail a été effectué pour calculer l'élargissement des raies isolées d'un plasma, en utilisant l'effet électronique dans le calcul du profil des raies dégénérées comme une valeur moyenne de l'opérateur électronique (l'opérateur de collision approximée). En d'autres termes quel serait le pourcentage de cette correction sur l'élargissement des raies spectrales isolées.

Ce mémoire est divisée en trois chapitres couvrant l'étude de l'opérateur de collision électronique et son profil des raies. Le premier chapitre est consacré la présentation des plasmas et ses paramètres. Nous allons aussi présenter les causes principales d'élargissement des raies, les largeurs de raies à mi-haut

Le deuxième chapitre inclut une description générale du formalisme de base de calcul du profil de raies Stark, ainsi qu'un rappel des principaux paramètres et des approximations utilisées. Dans le cadre de l'approximation dipolaire et l'approximation d'impact, nous allons développer l'opérateur de collisions électroniques en négligent la structure fine de l'ion émetteur (les niveaux d'énergie sont supposés dégénérés) et la présentation classique pour les électrons libres.

Dans le troisième chapitre de ce mémoire, nous allons développer la matrice de la perturbation électronique de collisions binaires (ion- électron) dans l'espace de Helbert et de Liouville. Nous allons employer aussi la matrice approximé de l'opérateur de collision électronique (valeur moyenne) dans les deux espaces. Nous allons utiliser ces matrices pour développer les formules des profils des raies dans les deux cas précédants.

Enfin les discussions et la conclusion ont fait l'objet du quatrième chapitre, nous allons comparer l'opérateur de collision approximée et non approximée pour différentes valeurs de nombre spectroscopique Z , dans le cas où la raie est dégénérée. Cela nous permet de comparer entre les deux profils de raies approximée et non approximée pour différentes valeurs de Z . Allons discuter le pourcentage de la correction pendant un aperçu des courbes pour quelques éléments.

Chapitre 2

PLASMA ET CAUSE D'ELARGISSEMENT

2.1 Généralité sur les plasmas

2.1.1 Définition

Le terme " plasma" a été introduit en physique en 1928 Par le Physicien américain I.Langmuir [5]. Le plasma est souvent désigner comme étant le quatrième état de la matière ; soumise à une source de chaleur, celle-ci commence par se liquéfier, puis il passe à l'état gazeux et devient finalement un plasma[6].

La transition entre les gaz neutres et les plasmas complètement ionisés est assurée par les gaz partiellement ionisés. Par abus de langage, on donne également à ceux-ci le nom de plasmas dans la mesure ou ils sont électriquement neutre[5]. Le passage d'un état a un autre dans la séquence solide -liquide-gaz -plasma, est obtenu par augmentation de l'énergie moyenne fournie au constituant. Lorsque cette énergie moyenne dépasse le seuil d'ionisation, le gaz est alors entièrement ionisé[6].

Dans les plasmas denses, il faut tenir compte de l'effet des particules environnant l'atome ou l'ion émetteur : c'est l'élargissement par collision, le mot collision recouvrant ici toutes les formes d'interactions possibles entre l'émetteur et les perturbateurs. Dans les plasmas, lorsque le degré

d'ionisation ($\alpha = \frac{Ne}{Ne+Na}$), Ne et Na sont les densités électronique et atomique respectivement) est suffisamment élevé, l'interaction la plus importante est celle qui met en cause les particules chargées (ions et électrons)[7].

2.1.2 Familles des plasmas

Les plasma peuvent être divisées en trois catégories d'après leur température, en mesurant l'énergie cinétique des électrons et des ions. On peut citer quelques plasmas typiques :

- Les valeurs typiques Le plasma ultra dense (chauds), correspondant à des températures supérieures à $10^6 K$ et des densités électroniques comprises entre 10^{20} et 10^{25} particules par cm^{-3} . Ils sont réalisés, de nos jours en laboratoire grâce à l'utilisation de lasers de puissance.

- Les plasmas froids de laboratoire, où les ions restent à des températures inférieures à $10^3 K$ alors que les électrons sont à des températures élevées. Ils sont créés par décharges électriques dans les gaz (plasmas de décharge pincée (z-pinch)) ou obtenus dans les réacteurs à plasma où le plasma est confiné magnétiquement, ou ceux engendrés par couplage inductif avec un système « radiofréquence ».

- Les plasmas thermiques : caractérisés par des températures de fonctionnement supérieure à $3000 K$ (utilisation des décharges d'arc pour la soudure, la découpe, la projection de matière, ...)[6]

2.1.3 Paramètres d'un plasma

Nous citons quelques paramètres importants pour pouvoir décrire plus précisément les phénomènes physiques.

Fréquence plasma

Le déplacement des électrons peut perturber un plasma initialement neutre, à cause de ce déplacement un excès d'électrons apparaît d'une petite distance (par rapport à la longueur de

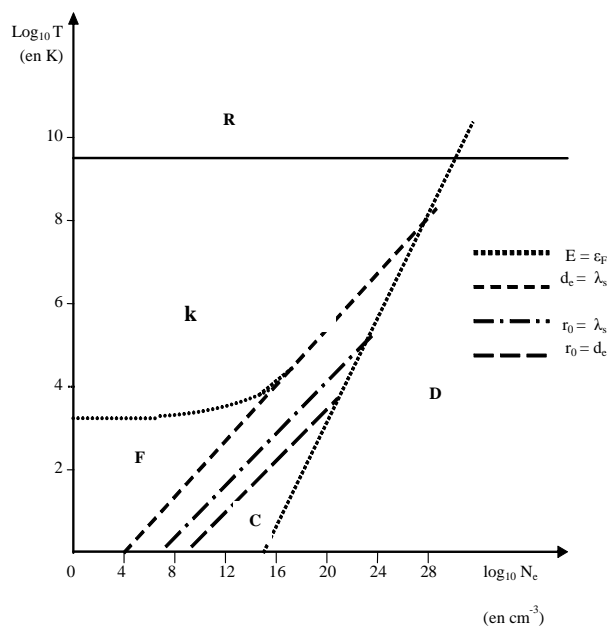


FIG. 2-1 – Classification des plasmas

Debye λ_D). On peut dire que le mouvement des électrons se joint d'oscillations autour de la position d'équilibre. La fréquence de plasma ω_{pe} caractérise l'échelle temporelle, elle est donnée par la formule[5] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e q_e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

où ω_{pe} exprimée en SI , N_e la densité électronique du plasma non perturbé (initial)(en cm^{-3}), q_e est la charge d'un électron(en C), m_e est la masse d'un électron(en kg), et ϵ_0 la constante diélectrique.

ω_{pe} se met également sous la forme numérique (en Hz) :

$$\omega_{pe} = 5.64 \times 10^4 N_e^{1/2} \quad (2.2)$$

où N_e est la densité électronique du plasma, exprimée (en cm^{-3}).

A partir de ω_{pe} on peut définir, le temps caractéristique du plasma f_{pe} :

$$f_{pe} = 2\pi/\omega_{pe} \quad (2.3)$$

Le temps de réponse d'un plasma soumis à une excitation correspond à un temps de l'ordre de ω_{pe}^{-1} .

Longueur de Debye

On peut la définir comme étant longueur critique d'interaction en analysant le modèle unidimensionnel, un plasma neutre de densité constante N_e sc. Prolonge par une gaine d'électrons de densité également N_e .le champ électrique dans le plasma est constant. Il peut être nul ou non selon les conditions aux qu' on suppose réalisées lorsque $X \rightarrow \infty$. Dans la gaine.le champ est variable et non nul :le potentiel Y obéit à l'équation de poisson :

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -N_e q_e / \epsilon_0 \quad (2.4)$$

Dont la solution générale est :

$$\Phi(x) = a + bx - \left(\frac{N_e q_e}{2\varepsilon_0}\right)x^2 \quad (2.5)$$

Où a et b sont deux constantes déterminées par les valeurs de Φ et $d\Phi/dx$ pour $x = 0$. Le terme qui quadratique qui représente l'effet sur la distribution de la charge d'espace constant $\rho = N_e q_e$ dans la gaine, c'est-à-dire l'effet cumulatif des interactions collectives dans cette gaine. On peut donc définir une longueur critique d'interaction collective par la condition :

$$kT/2 = q_e(N_e q_e / 2\varepsilon_0)x^2 \quad (2.6)$$

La valeur de x ainsi définie est la longueur de Debye qui d'après et est donnée par :

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 kT}{N_e q_e^2} \quad (2.7)$$

ce qui donne en remplaçant les constantes fondamentales par leurs valeurs :

$$\lambda_D \approx 6.9(T_e/N_e)^{1/2} \quad (\text{CGS}) \quad (2.8)$$

Longueur de Landau

La longueur de Landau r_0 est définie comme étant la distance à laquelle s'équilibre l'énergie potentielle d'interaction entre deux électrons avec l'énergie cinétique d'agitation thermique, c'est-à-dire :

$$k_B T = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \quad (2.9)$$

Donc :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 k_B T} \quad (2.10)$$

La longueur de Landau intervient dans l'analyse des phénomènes de collision et dans celle des corrélations de position dans un plasma[6].

Rayon de la sphère ionique

En appelant R_S le rayon de la sphère moyenne occupée par un ion en mouvement dans l'espace. Ce rayon est donné par [8] :

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi N_i} \right)^{1/3} \quad (\text{CGS}) \quad (2.11)$$

avec N_i la densité ionique du plasma (en cm^{-3}).

Paramètre de couplage

Le paramètre de couplage est le rapport de l'énergie potentielle moyenne et l'énergie cinétique moyenne ; il est défini par la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{(z_e)^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T R_S} \quad (2.12)$$

avec ;

Z : charge de l'ion.

k_B : constante de Boltzmann.

T : température de milieu.

R_S : rayon de la sphère ionique.

Pour un plasma à deux espèces d'ions, on prend la charge moyenne des ions. Ce paramètre permet de classer les plasmas en deux régimes limites :

- Plasma fortement couplé : si $\Gamma \geq 1$
- Plasma faiblement couplé : si $\Gamma \ll 1$

2.2 Causes d'élargissements d'un profil de raies

2.2.1 Elargissement naturelle

En l'absence de toute perturbation, un atome excité retourne à son état fondamental lorsque la durée de vie de son excitation s'achève "naturellement", cet événement pouvant survenir selon une certaine dispersion statistique temps, et donc en longueur d'ondes également, de sorte que la raie d'émission correspondante possède une largeur, très fine comparée à d'autres sources d'élargissement, mais bien déterminée [9] : la largeur naturelle. Celle-ci trouve sa source dans la relation d'incertitude de Werner Heisenberg, qui lie le sort de la durée de vie de l'état excité avec son énergie :

$$\Delta E \cdot \Delta \tau \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.13)$$

où $\Delta \tau$ représente la durée de vie de l'état excité, dont la valeur n'est pas absolument fixe, et varie avec une certaine amplitude. Ces très légères variations entraînent de part la relation d'incertitudes une certaine largeur également énergie ΔE , au moment de la désexcitation (et donc en nombre d'onde, en longueur d'onde, etc.).

2.2.2 Elargissement Doppler

Parmi les causes d'élargissement de la raie : l'effet Doppler. Il est toujours présent et domine la forme de la raie dans les plasmas peu denses et de température élevée. Cet effet a pour conséquence que la fréquence observée d'une raie spectrale est changée par le mouvement de l'atome qui rayonne. La fréquence apparente monte quand l'atome se déplace vers l'observateur et descend quand le mouvement est dans le sens opposé. En cas d'un atome se rapprochant de l'observateur avec une vitesse, la fréquence observée est :

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{V}{c}\right) \quad (2.14)$$

Où ν_0 : fréquence d'émission au repos

c : vitesse de la lumière

Pour un volume d'atomes ayant une distribution de vitesse Maxwellienne,

Le spectre résultant a une distribution de fréquence symétrique autour de la fréquence émise par l'atome au repos.

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left[- \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

avec I : est l'intensité totale dans la raie

I_ν : est l'intensité de la fréquence ν

$\Delta\nu_D$: est le déplacement Doppler en fréquence qui correspond à la vitesse la plus probable ;
d'où :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{V_{pr}}{c} \quad (2.16)$$

Le profil de raie est un profil Gaussien défini par une fonction de la forme :

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp \left(- \frac{x^2}{B^2} \right) \quad (2.17)$$

Tel que : $x = \nu - \nu_0$

B : est une demi- largeur à demi- hauteur donnée par :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0 V_{pr}}{c} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

Alors la largeur Doppler en Hertz est :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{m c^2}} \quad (2.19)$$

La forme d'une raie élargie par l'effet Doppler est Gaussienne, avec une demi- largeur à demi- hauteur donnée par :

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{m c^2}} \quad (2.20)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de la raie (centrale).

2.2.3 Effet Zeeman

En présence d'un champ magnétique, il existe une énergie d'interaction avec les moments cinétiques de l'atome (mouvement de noyau et des électrons). Cette perturbation permet de lever la dégénérescence des niveaux d'énergie, et peut se traduire par une perturbation du profil observé[10].

2.2.4 Amortissement par collision et effet Stark

Les collisions de l'atome émetteur avec d'autres particules (atome, électron, ion) sont à l'origine d'élargissement collisionnel des raies. Cet élargissement étant d'autant plus important que les densités sont élevées, où l'effet Doppler et l'élargissement naturel sont négligeables[11]. On distingue deux types d'élargissements collisionnels :

- L'élargissement dû aux collisions de l'atome excité avec des atomes ou des molécules neutres à cause des forces de Van Der Waals.

- L'élargissement dû aux collisions de l'atome excité avec les particules chargées (électrons, ions) à cause des forces coulombiennes, est l'élargissement Stark.

Les collisions engendrent l'élargissement des raies spectrales selon un profil Lorentzien. L'élargissement Stark devient prédominant dès que le taux d'ionisation dépasse 1%[12], ce qui est le cas de notre étude. Par conséquent, nous allons expliquer plus en détails ce dernier phénomène.

la présence d'un micro champ électrique extérieur ou du micro champ créé par les particules chargées du milieu environnant la particule émettrice, provoque un élargissement dit "STARK". Le micro champ peut avoir toutes les directions et prendre toutes les valeurs possibles, autour d'une certaine valeur moyenne, suivant la répartition des ions dans l'espace, à chaque instant. L'effet "STARK", pour une transition donnée, dépend essentiellement de la densité, mais aussi de la température[10].

Chapitre 3

PROFIL DE RAIES STARK D'UN PLASMA ET ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE

3.1 Formalism de profile de raies

Dans le cas de l'émission spontanée, la puissance totale rayonnée lors d'une transition d'un état α d'énergie à un état β d'énergie, d'une particule émettrice, est donnée par :

$$P_{\alpha\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3c^3} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (3.1)$$

où \vec{d} est l'opérateur moment dipolaire de l'atome et $\omega_{\alpha\beta}$ est la fréquence émise[6] :

$$\hbar\omega_{\alpha\beta} = E_{\alpha} - E_{\beta} \quad (3.2)$$

Pour obtenir le spectre complet, on doit sommer sur tous les états finaux possibles et faire une moyenne sur les états initiaux. La puissance rayonnée par unité de fréquence, $P(\omega)$, est donnée par :

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (3.3)$$

où le profil de raie $I(\omega)$ est défini par :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) \rho_{\alpha} \quad (3.4)$$

ρ_{α} est la probabilité pour le système de se trouver dans un état α . Al'équilibre thermodynamique ρ_{α} est donnée par :

$$\rho_{\alpha} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{\alpha}}{kT}\right)}{\sum_{\alpha} \exp\left(-\frac{E_{\alpha}}{kT}\right)} \quad (3.5)$$

On introduit la transformée de Fourier $C(t)$ du profil $I(\omega)$ de la transition :

$$C(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (3.6)$$

$$C(t) = \sum_{\alpha\beta} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \exp(-i\omega_{\alpha\beta} t) \rho_{\alpha} \quad (3.7)$$

La propriété $C(-t) = [C(t)]^*$ de la symétrie par renversement du temps permet d'écrire à partir de la transformation de fourier inverse de $C(t)$ [7]:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) dt C(t) \quad (3.8)$$

L'effet Stark est causé par l'interaction des particules chargées sur émetteur. Il est très important dans les plasmas denses. Nous considérons que le système physique est formé d'un "bain thermique" de perturbateurs (ions et électrons).

le hamiltonien total du système est :

$$H = H_0 + H_B(t) + v_{EB}(t) \quad (3.9)$$

ou H_0 est le hamiltonien de l'émetteur isolé. $H_B(t)$ est le hamiltonien du bain et $v_{EB}(t)$ est l'énergie d'interaction émetteur-bain.

Dans la suite on va considérer des raies spectrales jusqu'à un déplacement de

fréquence beaucoup plus petite que kT/\hbar , et l'hypothèse du chaos initial va nous permettre de factoriser la matrice densité de notre système en un produit de deux matrices densités :

$$\rho = \rho_E \rho_B \quad (3.10)$$

ou ρ_E et ρ_B sont les matrices densité relatives à l'émetteur et au bain de perturbateurs.

3.2 Paramètres importants dans l'élargissement Stark

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées sur émetteur. Il est très important dans les plasmas denses.

Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origines les travaux de Baranger (1958) [13, 14]. Immédiatement suivies de ceux de Kolb et Griem[15] où les électrons sont traités dans le cadre de la théorie d'impact et les ions dans le cadre de la théorie quasi-statique.

Le microchamp du plasma (champ électrique au niveau de l'émetteur), dû aux particules chargées. Obéit à un processus stochastique très complexe. Des progrès dans le traitement d'élargissement Stark, passent en particulier par une bonne connaissance des propriétés du microchamp au niveau de l'émetteur[6]. Le premier pas important consiste à séparer le microchamp total E_t en deux composantes l'une ionique et l'autre électronique :

$$E_t(t) = E_i(t) + E_e(t) \quad (3.11)$$

3.2.1 Temps d'intérêt du processus d'élargissement

Le temps d'intérêt est l'intervalle de temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement de l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs. On définit le temps d'intérêt t_i comme :

$$\Delta t_i = \frac{1}{\Delta \omega}, \quad \Delta \omega = \omega - \omega_0 \quad (3.12)$$

et ω_0 est le centre de la raie.

3.2.2 Temps de collision

le temps de collision t_c défini comme le rapport entre le paramètre d'impact de la collision (ρ) et la vitesse thermique la plus probable du perturbateur (v_{pr}).

$$t_c = \frac{\rho}{v_{pr}} \quad (3.13)$$

avec :

$$\frac{4}{3}\pi\rho^3 N_e = 1 \quad (3.14)$$

où N_e est la densité électronique du plasma. Si le temps d'intérêt Δt_i est bien plus grand ou bien plus petit que le temps de collision t_c , le problème de calcul du profil de raies se simplifie énormément, à partir de deux approximations limitées possibles [16, 17, 18] : approximation d'impact, approximation quasi-statique.

3.3 Approximations d'impact

C'est une approximation qui est valable lorsque le temps de collision t_c est très court devant le temps d'intérêt Δt_i . Dans cette approximation nous supposons que les collisions sont instantanées et arrivent avec la fréquence ν , chaque collision interrompant complètement le train d'onde de la lumière.

Les électrons, particules rapides de très faible masse, sont traités par l'approximation d'impact (Griem 1974)[19] :

$$t_c \ll \Delta t_i$$

Supposons qu'un électron de vitesse v , et de paramètre d'impact ρ , entrant en collision avec un atome excité formé d'un électron sur une orbite de nombre quantique principal n et d'un coeur de charge Ze . L'énergie d'interaction [20, 21] est de l'ordre de $e^2 n^2 a_0 / Z \rho^2$. L'approximation d'impact est valable, si le produit de l'énergie d'interaction par le temps de collision est petit devant \hbar . Une estimation pour ρ est utilisée (l'équation $\frac{4}{3}\pi r_e^3 = N_e^{-1}$) en remplaçant ρ par la distance moyenne r_e où N_e représente la densité en nombre d'électrons, ce qui donne[16]

$$\frac{Z^3 A}{n^6} \gg 1 \quad (3.15)$$

où :

$$A = \frac{2(2\pi m_e K_B T_e)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (3.16)$$

T_e est la température d'électron, et m_e la masse d'un électron. A est le nombre d'états quantiques accessibles pour chaque électron. Les grandes valeurs de A devant l'unité, permettent d'utiliser une statistique classique de Maxwell-Boltzmann ; Des petites valeurs de A signifient que le gaz d'électrons est dégénéré. Souvent la condition (3.16) est satisfaite, y compris pour des valeurs du nombre quantique principal n élevées.

3.4 Approximation quasi-statique

Cette approximation est valable quand les temps de collisions t_c sont plus grands que le temps d'intérêt Δt_i ($t_c \gg \Delta t_i$), les ions perturbateurs sont traités dans le cadre de l'approximation quasi-statique. Cette approximation est souvent valide pour les grandes densités et les basses températures, ainsi que les ailes [22, 23].

Le calcul des profils de raie Stark nécessite des modèles numériques. Parmi ces modèles

deux sont présentés : le modèle de Woltz et Hooper[24], et celui de Calisti et al.[25]. Les deux modèles utilisent l'approximation quasi- statique, et l'approximation d'impact et d'autre. Ils donnent pour un ion arbitraire des profils permettant la comparaison avec des expériences[6].

3.5 Elargissement électronique

Le profil des raies d'émission et d'absorption des atomes est utilisé comme un diagnostic de température et de densité dans les plasmas, ils présentent la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale du rayonnement. L'élargissement a été étudié dans plusieurs textes spécialement dans le cadre la théorie classique pour les raies isolées [29, 30, 26, 27, 28]. Griem et al [31, 32, 33, 34] ont fait améliorer la théorie pour les raies isolées. En particulier l'opérateur de collision électronique a été avancé pour ce type de raies dans l'approximation semi-classique., Parmi ces travaux théoriques, il y a dans lesquels la distinction entre les atomes neutres et les ions est ignorée où la trajectoire des électrons est une droite ; et il y a dans lesquels on distingue entre l'atome et l'ion auquel cas la trajectoire de l'électron autour d'un ion est une hyperbole ce qui change l'opérateur de collision d'une valeur notable surtout à basse énergie.

La meilleure évaluation de cet opérateur a été établie par Griem [35], il a calculé cet opérateur selon son approche et sans structure fine.

Les électrons du plasma créent, au point où se trouve l'ion rayonnant, un champ électrique. Si les différentes perturbateurs peuvent être considérés comme indépendants, le champ de chacune de ces particules sera coulombien. Les électrons très rapides créeront un champ très rapidement variable, sa perturbation se calculera en utilisant la théorie des collisions individuelles. Il faudra également tenir compte du moment dipolaire de l'ion rayonnant.

Pour un ion hydrogénoïde, et dans la théorie d'impact, un opérateur de collision électronique a été donné par Griem [35] :

$$\begin{aligned}
\Phi_{ab} = & -\frac{N_e}{\hbar^2} \int \int 2\pi v f(v) dv \rho d\rho \times \\
& \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_2) \right. \\
& + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) \\
& \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) + \dots \right\} \quad (3.17)
\end{aligned}$$

$\vec{d} = e\vec{\mathbf{R}}$ est l'opérateur moment dipolaire de l'émetteur, $\vec{E}(t)$ est le champ électrique créé par l'électron perturbateur, défini comme :

$$\vec{E}(t) = -ke\vec{r}(t) \left| \vec{r}(t) \right|^{-3} \quad (3.18)$$

Donc, nous utilisons l'approximation dipolaire où l'interaction de l'ion émetteur avec le champ électrique d'électron perturbateur $E(t)$ est donnée par :

$$V(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = e\vec{\mathbf{R}} \cdot \vec{E}(t) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \vec{\mathbf{R}} \cdot \vec{r}(t) \left| \vec{r}(t) \right|^{-3} \quad (3.19)$$

avec, $\vec{r}(t)$ symbolise le rayon vecteur d'électron.

On peu employer (3.19) pour simplifier l'expression (3.17), d'où :

$$\begin{aligned}
\Phi_{ab} = & -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} v f(v) dv \rho d\rho \times \\
& \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{\left| \vec{r}(t_1) \right|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_2)}{\left| \vec{r}(t_2) \right|^3} \right. \\
& + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_1)}{\left| \vec{r}(t_1) \right|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_2)}{\left| \vec{r}(t_2) \right|^3} \\
& \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{\left| \vec{r}(t_1) \right|^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_2)}{\left| \vec{r}(t_2) \right|^3} + \dots \right\} \quad (3.20)
\end{aligned}$$

avec sans structure fine de l'ion émetteur, la trajectoire du perturbateur est maintenant déterminée par l'équation de mouvement d'électron, on peu écrire

$$m\ddot{\vec{r}}(t) = -\frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}(t)}{|\vec{r}(t)|^3} \quad (3.21)$$

et après intégration, on trouve :

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v f(v) dv d\rho \left\{ \frac{1}{2} \left[R_b \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 \right. \\ & - \vec{\mathbf{R}}_b \cdot \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \vec{\mathbf{R}}_a \cdot \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[\vec{\mathbf{R}}_a \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 + \dots \right\} \quad (3.22) \end{aligned}$$

La vitesse de l'électron après la collision, en fonction de l'angle de déviation φ_c , est donnée par :

$$\dot{\vec{r}}(+\infty) = \dot{\vec{r}}(-\infty) \cos \varphi_c + \vec{\rho} \left(\frac{v}{\rho} \right) \sin \varphi_c \quad (3.23)$$

On peut écrire aussi :

$$\left(\vec{v}_{+\infty} - \vec{v}_{-\infty} \right)^2 = 4v^2 \sin^2 \frac{\varphi_c}{2} \quad (3.24)$$

pour :

$$\left| \dot{\vec{r}}(+\infty) \right| = \left| \dot{\vec{r}}(-\infty) \right| = v \quad (3.25)$$

Puisque le paramètre d'impact $\vec{\rho}$ et les directions de vitesse initial d'électron $\dot{\vec{r}}(-\infty) = \vec{v}$ sont indépendants, la moyenne sur les angles s'écrit sous la forme suivante :

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v^3 f(v) dv d\rho \sin^2 \left(\frac{\varphi_c}{2} \right) \times (\mathbf{R}_b \mathbf{R}_b - 2\mathbf{R}_b \mathbf{R}_a + \mathbf{R}_a \mathbf{R}_a) + \dots \quad (3.26)$$

Dans le cas de l'attraction Coulombienne (trajectoire hyperbolique), la relation entre l'angle de déviation φ_c et le paramètre d'impact ρ est :

$$\rho = \rho_0 \frac{\cos \frac{\varphi_c}{2}}{\sin \frac{\varphi_c}{2}} \quad (3.27)$$

avec ρ_0 est le demi-grand axe de l'hyperbole défini par [36] :

$$\rho_0 = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \quad (3.28)$$

où v est la vitesse d'électron.

En exprimant la distribution de Maxwell des vitesses $f(v)$ donnée par :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (3.29)$$

et en transformant l'intégrant sur ρ à une intégrale sur φ_c , on obtient :

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -\frac{4\pi}{3} N_e \frac{e^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin \frac{\varphi_{c\max}}{2}}{\sin \frac{\varphi_{c\min}}{2}} \\ & \times (\mathbf{R}_b \cdot \mathbf{R}_b - \mathbf{R}_b \cdot \mathbf{R}_a + \mathbf{R}_a \cdot \mathbf{R}_a) + \dots \end{aligned} \quad (3.30)$$

Le terme de l'opérateur de collision électronique ϕ est donné par :

$$\phi(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin \frac{\varphi_{c\max}}{2}}{\sin \frac{\varphi_{c\min}}{2}} \quad (3.31)$$

D'après la relation (3.27), il est clair que l'angle de déviation φ_c est inversement proportionnelle au paramètre d'impact ρ . Ce qui nous donne :

$$\varphi_{c\max} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\min}}\right) \quad (3.32)$$

$$\varphi_{c\min} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\max}}\right) \quad (3.33)$$

Les notations ρ_{\min} et ρ_{\max} représentent les limites d'intégration sur le paramètre d'impact que l'on discutera à la fin de ce chapitre. Chaque élément de matrice de l'opérateur de collision peut être exprimé en fonction de ϕ :

$$\begin{aligned} \langle\langle\alpha\beta|\Phi_{eg}|\alpha'\beta'\rangle\rangle &= \sum_{\alpha''} \vec{r}_{\alpha\alpha''} \vec{r}_{\alpha''\alpha'} \phi(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) + \sum_{\beta''} \vec{r}_{\beta''\beta} \vec{r}_{\beta'\beta''} \phi(\omega_{\beta'\beta''}, \omega_{\beta''\beta}) \\ &\quad - \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\beta'\beta} \phi(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Il est clair que la contribution de l'opérateur de collision électronique à l'élargissement Stark sera réduite à celle de ϕ .

Chapitre 4

CALCUL DU PROFIL DE STARK (ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE)

4.1 Définition d'un système quantique

On s'intéresse au profil de raie émis par une particule (ion) perturbée par des électrons du bain. La particule émettrice interagit avec ce bain.

Nous considérons que les transitions radiatives se font entre des états de deux groupes de niveaux d'énergie de l'émetteur (atome double), qui sont répartis en un groupe de niveaux supérieurs, noté $\langle\langle b \rangle\rangle$, formé des états $\Psi_{200}, \Psi_{210}, \Psi_{211}, \Psi_{21-1}$ et un groupe de niveaux inférieur, noté $\langle\langle a \rangle\rangle$, formé des états Ψ_{100} . Une transition radiative de l'atome se fait entre les deux groupes de niveaux $\langle\langle b \rangle\rangle$ et $\langle\langle a \rangle\rangle$ (la transition Lyman α).

Dans la base des états du système $\{\Psi_\alpha, \Psi_\beta\}$, les éléments dipolaires radiatifs relient un état α (du groupe de niveaux $\langle\langle a \rangle\rangle$) à un état β (du groupe de niveaux $\langle\langle b \rangle\rangle$) par la formule :

$$e \langle \alpha | \vec{E} \cdot \vec{r} | \beta \rangle = \vec{d}_{\alpha\beta} \cdot \vec{E}$$

Les éléments dipolaires qui couplent les états à l'intérieur du même groupe, sont appelés couplage Stark[10]. Les effets de tous les perturbateurs qui agissent sur l'émetteur, se traduisent par un élargissement, ou un déplacement ou par une levée de dégénérescence des niveaux. Les spectres expérimentaux des plasmas sont un moyen très important pour la comparaison avec les spectres théoriques obtenus.

Dans l'approximation dipolaire, tous les effets des électrons perturbateurs du plasma peuvent être traités comme un micro champ électrique uniforme produit par tous l'électron du plasma. Cependant dans l'approximation dipolaire le microchamp crée par tous l'électron du plasma.

Nous avons considéré un system constitué d'émetteur ionique hydrogènoide et des électrons perturbateurs. En négligeant les effets des ions et des atomes neutres d'environnement sur l'ion émetteur, et en tenant compte de la théorie de perturbation, l'Hamiltonien H de notre system est comme suite :

$$H = H_0 - i\phi \quad (4.1)$$

H_0 :est l'interaction d' ion isolé.

$-i\phi$:représente l'effet électronique.

4.1.1 Transition radiatives et les règles de sélection

Les règles de sélection entre deux niveaux d'énergie sont liées aux nombres quantique du niveau d'énergie de l'atome ; n, l, s, j, m_j . Les règles de sélection dans l'approximation de dipole électrique sont :

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (interdite } 0 \rightarrow 0 \text{)}$$

$$\Delta m_j = 0, \pm 1$$

$$\Delta s = 0$$

Dans notre cas nous avons négligé la structure fine de l'ion émetteur où son niveaux d'énergie sont considérés dégénérés. On utilisant les nombres quantiques du niveau d'énergie de l'ion hydrogènoide ; n, l, m_l , les règles de sélection devient :

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\Delta m_l = 0, \pm 1$$

Le but de notre sujet est de traiter la raie $Ly - \alpha$ sans structure fine. Pour cette raison nous avons besoin des formules des fonctions d'onde dans la base (nlm_l) . Les fonctions d'ondes du niveaux $n = 1$ et $n = 2$ sont défini par :

$$\psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-Zr}{a_0}\right) \quad (4.2)$$

$$\psi_{200} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{Zr}{2a_0} \right) \exp\left(\frac{-Zr}{2a_0}\right) \quad (4.3)$$

$$\psi_{210} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp\left(\frac{-Zr}{2a_0}\right) \cos \theta \quad (4.4)$$

$$\psi_{211} = \frac{-1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp\left(\frac{-Zr}{2a_0}\right) \sin \theta \exp(i\varphi) \quad (4.5)$$

$$\psi_{21-1} = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp\left(\frac{-Zr}{2a_0}\right) \sin \theta \exp(-i\varphi) \quad (4.6)$$

où : Z est le nombre spectroscopique de l'ion hydrogènoide, a_0 le rayon de Bohr, et r, θ, φ , sont les coordonnées sphérique.

4.2 Matrice de la perturbation électronique

4.2.1 Matrice de la perturbation électronique dans l'espace de Helbert

La dimension de la matrice de l'hamiltonien de perturbation électronique pour une transition $Ly - \alpha$ de la fréquence ω_0 , est de 4×4 . Griem a donné une formule générale des éléments de la

matrice de l'opérateur de collision électronique [35], chaque élément prend la forme suivante :

$$\langle \beta | \Phi | \beta' \rangle = \frac{9}{4} \frac{n^2}{Z^2} (n^2 - l^2 - l - 1) \delta_{ll'} \delta_{m_l m'_l} \phi$$

4.2.2 Matrice de la perturbation électronique dans l'espace de Liouville

Dans l'espace de Liouville Alexiou a développé une autre formule généralisée de l'opérateur de collision électronique, cette formule s'écrit :

$$\langle \langle \alpha \beta | \Phi | \alpha' \beta' \rangle \rangle = \sum_{\alpha''} \vec{r}_{\alpha \alpha''} \vec{r}_{\alpha'' \alpha'} \phi + \sum_{\beta''} \vec{r}_{\beta'' \beta} \vec{r}_{\beta' \beta''} \phi - \vec{r}_{\alpha \alpha'} \vec{r}_{\beta' \beta} \phi. \quad (4.7)$$

Dans les conditions de l'approximation dipolaire, on obtient les différents éléments de la matrice perturbation électronique Φ pour $Ly - \alpha$ à partir des composantes de l'opérateur collision électronique, exprimées dans la base des états propres liés à l'effet Stark, pris dans cet ordre : $|200\rangle, |210\rangle, |211\rangle, |21 - 1\rangle$, et la formule (4.7).

Pour valider ces résultats nous avons utilisé la correspondance entre les éléments de matrice de l'opérateur de collision Φ_L dans l'espace de Liouville et l'opérateur Φ_H dans l'espace de Hilbert dont il est issu se fait selon l'expression :

$$\langle \langle \alpha' \beta' | \alpha \beta \rangle \rangle = \langle \alpha | \alpha' \rangle \langle \beta | \beta' \rangle \quad (4.8)$$

On remarque que les deux matrices vérifient la correspondance (4.8), ce qui valide notre calcul.

4.2.3 Matrice approximée de la perturbation électronique

Pour un émetteur ionique hydrogène, Naam a utilisé une matrice approximée Φ_{app} pour tracer les profils des raies [37]. La largeur devient approximée aussi par l'opérateur électronique approximé suivant :

$$\Phi_{app} = \begin{pmatrix} \phi & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \phi \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

D'après les équations (??) et (4.9), on peut faire une comparaison entre les deux largeurs approximé et non approximé.

4.3 Calcul du profil des raies

Dans l'espace Liouville, l'opérateur du system s'écrit :

$$L = L_0 - i\phi \quad (4.10)$$

En utilisant la notation $U(t)$ pour décrire l'opérateur d'évolution du system quantique :

$$U(t) = \exp(-i[L_0 - i\phi]t) \quad (4.11)$$

En remplaçant U par sont expression la formule de l'opérateur d'évolution $U(t)$, la fonction d'autocorrélation devient :

$$C(t) = \left\langle \left\langle \vec{d}^* \left| \{\exp(-i[L_0 - i\phi]t)\} \right| \vec{d} \right\rangle \right\rangle \quad (4.12)$$

Le modèle que nous avons présenté, et le programme qui lui est associé, permettent de calculer le profil de raie en utilisant l'approximation d'impact pour les électrons, en prenant en compte l'effet, sur le profil, du mouvement des électrons perturbateurs pendant l'émission.

Nous utilisons l'expression du profil de raie telle qu'on l'a définie précédemment pour écrire l'intensité I émise pour une configuration de champ électronique donnée, la formule de profil des raies (3.8) devient :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) \left\langle \left\langle \vec{d}^* \left| \{ \exp(-i [L_0 - i\phi] t) \} \right| \vec{d} \right\rangle \right\rangle dt \quad (4.13)$$

On réécrit l'équation précédente de la manière suivante :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \left\langle \left\langle \vec{d}^* \left| \int_0^{+\infty} \exp(i[\omega - L_0 + i\phi] t) \right| \vec{d} \right\rangle \right\rangle dt \quad (4.14)$$

et on calcule directement la transformée de Fourier :

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} R_e \left\langle \left\langle \vec{d}^* \left| [\omega - L_0 + i\phi]^{-1} \right| \vec{d} \right\rangle \right\rangle dt \quad (4.15)$$

La suite du calcul conduit à une inversion matricielle qui fournit le profil de raie :

$$I(\omega) = \frac{-1}{\pi} \text{Re} \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} \rho_{\alpha\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\alpha'\beta'} \left\{ \ll \alpha\beta \mid (i\Delta\omega I - \Phi)^{-1} \mid \alpha'\beta' \gg \right\} \quad (4.16)$$

Chapitre 5

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Ce travail est consacré à la théorie d'élargissement électronique des raies spectrales. Notre but a été de fournir, aux astrophysiciens spécialistes des étoiles chaudes et des trous noirs et aux physiciens qui observent les profils des raies spectrales de certains plasmas de laboratoire, une méthode qui permet de calculer numériquement la raie isolée d'un ion hydrogénoïde avec précision, et ainsi l'influence de l'opérateur de collision électronique et l'opérateur approximé sur le profil des raies.

Les résultats présentés dans ce chapitre concernent le nombre spectroscopique Z , qui influence sur l'opérateur de collision électronique calculé sans approximation $\Delta\omega$ et $\Delta\omega_{app}$ l'opérateur approximé. Le nombre spectroscopique Z peut influencer aussi sur le pourcentage de la précision

$$p = \frac{\Delta\omega_{app} - \Delta\omega}{\Delta\omega} \times 100$$

La comparaison se fera dans le cas où la structure fine de l'ion émetteur est négligé.

Notre but a été de comparer le profil obtenu dans notre travail et le profil approximé. En effet, nous allons étudier aussi l'influence de la précision sur la forme du profil de raies dans tous les cas précédents.

A une température électronique $T = 8.5 \times 10^9$ K et une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, nous avons calculé l'opérateur de collision électronique pour la raie $Ly-\alpha$ et pour une inélasticité nulle. La figure (5-1) présente la variation de la largeur électronique sans et avec approximation

en fonction du nombre spectroscopique Z . On remarque que l'opérateur électronique calculé sans approximation diminue exponentielle avec le nombre spectroscopique, par contre l'opérateur approximé est constante.

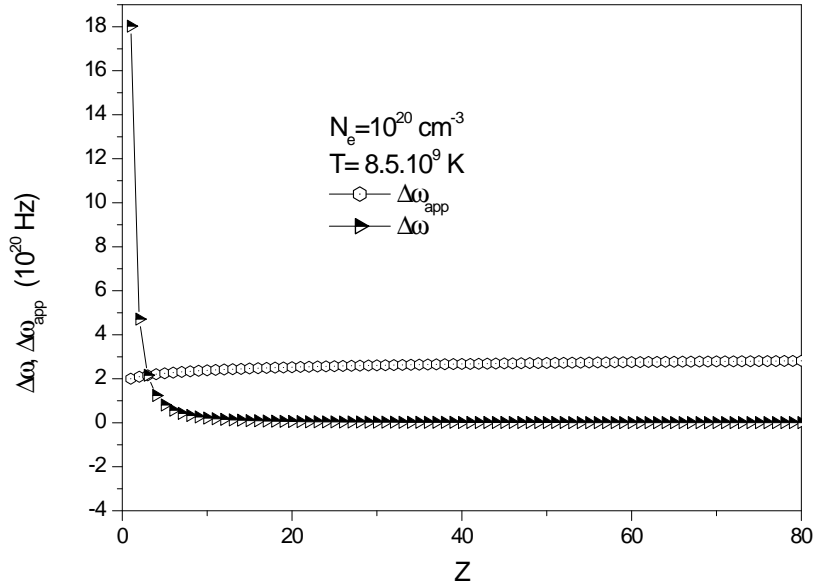


FIG. 5-1 – La variation de la largeur électronique sans et avec approximation en fonction du nombre spectroscopique Z .

Les figures (5-2),(5-3) montrent que la précision sur la largeur électronique dans le cas où $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ est très importante pour $Z \neq 3$. Il augmente proportionnellement avec le nombre spectroscopique Z . Pour $Z < 3$ il apparait que la largeur approximée $\Delta\omega_{app}$ est inférieure à celui non approximée $\Delta\omega$, et cette dernière est inférieure à la largeur approximée pour $Z > 3$.

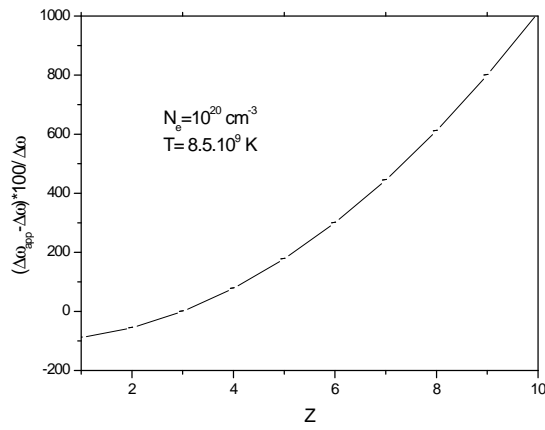


FIG. 5-2 – Le pourcentage d’erreur sur la largeur électronique pour $Z < 10$.

:/Users/toshiba/AppData/Local/Temp/graphics/NPKDC702_A.pdf

FIG. 5-3 – Le pourcentage d’erreur sur la largeur électronique pour $Z > 10$.

Dans la figure (5-4) nous présentons l'approximation sur la raie $Ly - \alpha$ de l'hélium hydrogénoïde He^{+1} , pour une densité électronique N_e de 10^{20} cm^{-3} , et une température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. Nous avons calculé le profil de la raie $Ly - \alpha$, dont la largeur électronique est approximé et non approximé.

En tenant compte de l'approximation sur la largeur électronique, avec $Z < 3$, la raie devient moins large de 55.55% par rapport au cas non approximé pour He^{+1} .

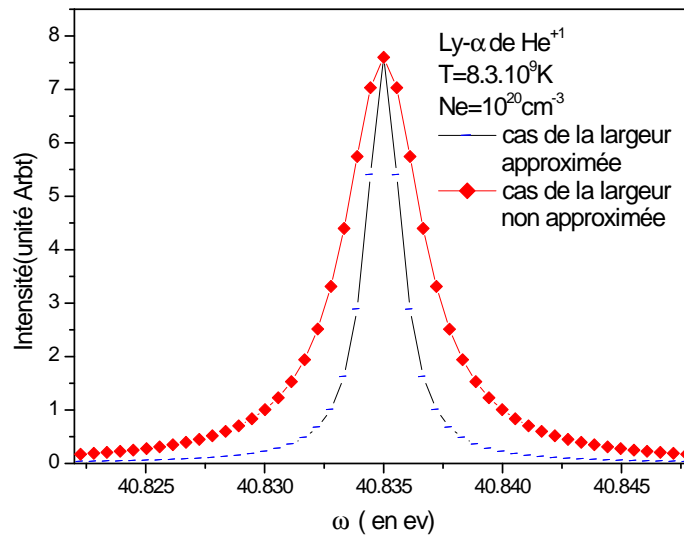


FIG. 5-4 – Profils de la raie $Ly - \alpha$; l'hélium hydrogénoïde He^{+1} (approximé et non approximé).

Sur la figure (5-5), nous avons tracé la raie $Ly - \alpha$ de Lithium hydrogénoïde Li^{+2} , où la densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et la température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. Sous ces conditions et avec et sans la correction sur la largeur électronique, nous avons calculé la raie pour différentes valeurs du fréquence ω . On remarque que les deux profils coïncident.

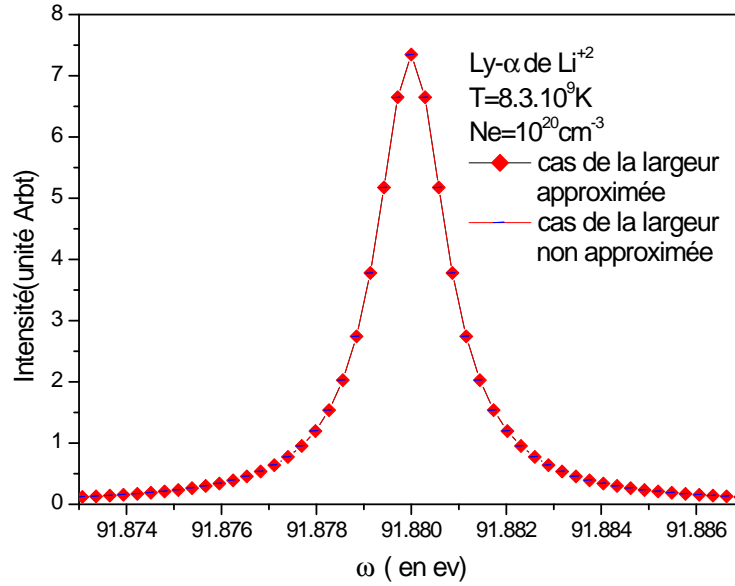


FIG. 5-5 – Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Lithium hydrogénoïde Li^{+2} (approximé et non approximé).

Les figures (5-6),(5-7) présentent l'approximation sur la raie $Ly-\alpha$, avec $Z > 3$, de Béryllium hydrogénéoïde Be^{+3} et de Bore hydrogénéoïde B^{+4} , à une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, et à une température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. Nous remarquons que l'approximation sur les collisions électron-ion induit une augmentation observable de largeur à mi-hauteur de ces raies, de 77.77% par rapport au cas non approximé pour Be^{+3} et de 177.77% pour B^{+4} .

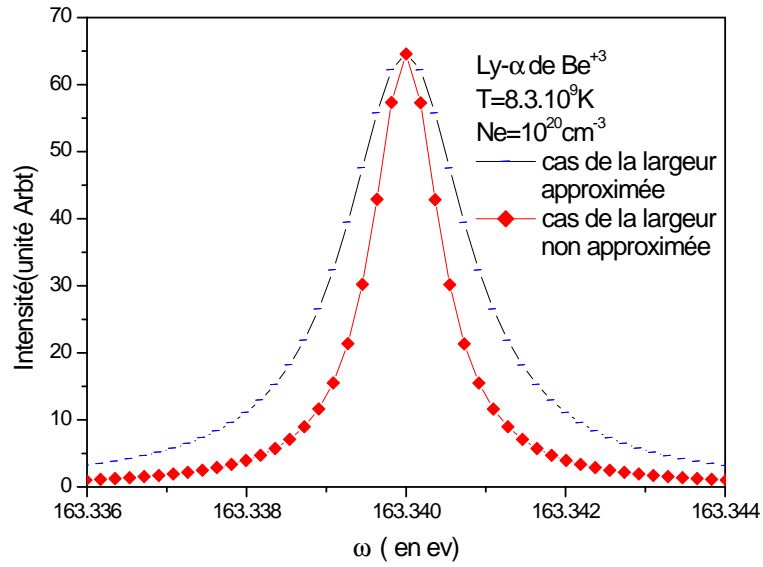


FIG. 5-6 – Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Béryllium hydrogénéoïde Be^{+3} et (approximé et non approximé).

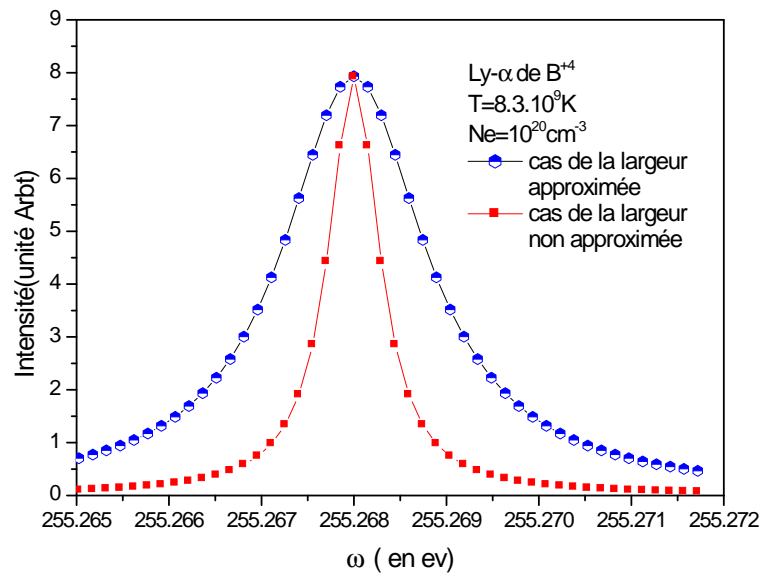


FIG. 5-7 – Profils de la raie $Ly - \alpha$; de Bore hydrogéoïde B^{+4} (approximé et non approximé).

Chapitre 6

CONCLUSION GENERALE

L'étude des profile des raies est importante dans le diagnostic des caractéristiques du plasma (T, Ne) dans plusieurs domaines.

La spectroscopie plasma est l'étude du rayonnement émis par un atome ou un ion immergé dans un milieu partiellement ou complètement ionisé. Le spectre de raies répond aux différentes interactions, qui précèdent ou accompagnent l'émission, par un élargissement et/ou un déplacement, et/ou une levée de la dégénérescence des niveaux. La mesure des profils spectraux, combinée avec une théorie adéquate, représente de ce fait un moyen approprié de diagnostic des plasmas d'astrophysique ou de laboratoire.

Pour ce type de plasma, il n'y a aucun moyen pour obtenir directement des informations sur leurs propriétés physiques, il faut donc les déduire par des méthodes de diagnostics indirectes. Certaines de ces méthodes reposent sur la capacité de la modélisation des profils des raies et leur comparaison avec les spectres expérimentaux. L'analyse du spectre des raies émises par le plasma peut être utilisée comme moyen de diagnostic pour accéder aux conditions physiques (température, densités, champs de vitesse, champ électrique, champ magnétique. . . .).

L'objectif de ce travail etant utiliser l'effet électronique dans le calcul du profil des raies dégénérées comme une valeur non approximée de l'opérateur électronique (l'opérateur de collision non approximée). En d'autres termes tracer des profils des raies correct.

Ce manuscrit est composé de quatre chapitres ; dans le premier chapitre nous avons présenté

quelques définitions sur les plasmas et leur classifications. nous avons présenté aussi ; quelques paramètres utiles dans l'étude d'un plasma les différents types d'élargissement du profil de raie sont aussi présentés.

Le second chapitre traite le formalisme de profil des raies et les équations paramétriques importants dans l'élargissement stark. Nous avons développé l'élargissement des raies provoqué par des perturbateurs chargés (électrons). Nous avons calculé l'opérateur de collision électronique des raies dégénérés selon l'approche d'Alexiou.

Dans troisième chapitre, nous avons défini la système quantique et traité la raie $Ly - \alpha$ sans structure fine. Pour cette raison nous avons développé la matrice de la perturbation électronique pour un émetteur ionique dans les deux espace, de Helbert et de Liouville. Comparons cette dernière matrice avec la matrice approximée obtenu et utilisé par [37],

Pour traiter l'effet de l'approximation (valeur moyenne de Φ) sur les raies dégénérées, c'est-à-dire la séparation d'énergie α égale à 0, nous avons développé la formule du profil de raies où la largeur considéré est électronique (les autres élargissements sont négligés).

Dans le quatrième chapitre, nous avons étudié l'effet de l'approximation sur l'élargissement électronique des raies spectrales dégénérés où la structure fine de l'ion émetteur et négligeable. L'erreur de l'approximation sur la largeur électronique peut atteindre -55.55% pour $Z < 3$, égale a 0 pour $Z = 3$, et plus de 77.77% pour $Z > 3$.

A une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, et à une température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$, nous avons montré que l'approximation sur la largeur électronique de raie $Ly - \alpha$, avec $Z < 3$, la raie devient moins large de 55.55% par rapport au cas non approximé pour He^{+1} . Avec $Z > 3$ et pour le Béryllium hydrogéoïde Be^{+3} , l'approximation sur les collisions électron-ion induit une augmentation observable de largeur à mi-hauteur de ces raies, de 77.77% par rapport au cas non approximé et de 177.77% pour le Bore B^{+4} . Mais pour le Lithium hydrogéoïde Li^{+2} où $Z = 3$ les deux profils approximé et non approximé coïncident.

Ces résultats nous montrent que l'approximation sur la matrice de l'opérateur de collision (la valeur moyenne) donne une grande erreur pour Z diffère de 3, donc ne peut être utilisé. Elle est valide seulement pour le Lithium hydrogéoïde Li^{+2} où $Z = 3$.

Bibliographie

- [1] P. W. Anderson, Phys. Rev. **76**, 647, (1949).
- [2] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel, Phys. Rev. **125**, 177, (1962).
- [3] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. **2**, 322, (1969).
- [4] M. Baranger, Phys. Rev. **112**, 855, (1958).
- [5] J. L. Delcroix et A. Bers ; " Physique des Plasma " ; inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [6] L. Ben mebrook ; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).
- [7] M. T. Meftah ; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [8] S. Ichimaru ; " Plasma Physics " ; Benjamin/Cummings. Publishing Company, Inc, Menlo
- [9] D. Boland ; "Thèse de doctorat", Université d'Aix-Marseille, France, (2012).
- [10] A. K. Touati ; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (2003).
- [11] K. Chénini ; "Thèse de Magister", Université de Ouargla, (2000)
- [12] W. L. Wise ; "plasma Diagnostic Techniques", ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Loenard, Academic Press, New York (1965).
- [13] M. Baranger ; Phys. Rev. **111**, 481, (1958).
- [14] M. Baranger ; Phys. Rev. **111**, 494, (1958).
- [15] A. C. Kolb et H. R. Griem ; Phys. Rev. **111**, 514, (1958).
- [16] F. Khelfaoui ; " Modèle de profils Stark d'ion Multichargés sans les plasma chauds " ; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1991).
- [17] H. R. Griem ; " Spectral Line Broadening by Plasma " ; Academic press, New York, (1994).

- [18] M. T. Meftah; “ Contribution au formalisme de l’élargissement de raies dans les plasma “; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [19] H. R. Griem; ” Spectral line broadening by plasmas ”; Academic Press Inc. New York, (1974); chap II.
- [20] M. Baranger, Phys. Rev. **111**, 481, (1958).
- [21] HM. Baranger, Phys. Rev. **111**, 494, (1958).
- [22] C. Stehlé, J.Q.S.R.T.**44**, 135, (1990).
- [23] C. Stehlé, Journal de phys., coll1, suppl. **II**, 121, (1991).
- [24] L.A. Woltz et C.F. Hooper,Phys.rev.A38,4766(1988)).
- [25] A.Caisti,F.Stamm,B.Talin et R.w.lee,Phys.Rev.A 42,5433(1990).
- [26] M.Baranger ; Phys. Rev. **111**, 494 (1958).
- [27] M. Baranger ; Phys. Rev. **112**, 855 (1958).
- [28] P. W. Anderson ; Phys. Rev. **76**, 647 (1949)..
- [29] E. Lindholm ; Ark.Mat.Astron.Fysik **28 B**, 3 (1941).
- [30] M. Baranger ; Phys. Rev. **111**, 481 (1958).
- [31] H. R. Griem, A. Kolb, and K. Y. Shen ; Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
- [32] H. R. Griem ; ”Plasma Spectroscopy”, McGraw-Hill, New York (1964).
- [33] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel ; Phys. Rev. **125**, 177 (1962).
- [34] S. Bréchet, et Van Regemorter ; H. 1963 C. R. A. S. **256**, 609.
- [35] H. R. Griem, and K. Y. Shen ; Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
- [36] S. Sahal-Bréchet ; Astron. Astrophys. **2**, 322 (1969).
- [37] A.NAAM ;”Thèse de doctorat”,Université de Ouargla, (2015).

ملخص

التحليل الطيفي للبلازما هو دراسة الإشعاع المنبعث من ذرة أو أيون مغموس في وسط متأين جزئياً أو كلياً. الخطوط الطيفية المتحصل عليها من التحليل الطيفي للبلازما ليست في منتهى الدقة إنما هي في شكل طيف يعطي توزيعاً لشدة الخط الطيفي. طيف الإشعاع يعكس الكثير من الخواص الفيزيائية للبلازما. الفعل الإلكتروني في حساب خطوط الطيف المتوالدة يأخذ كقيمة لمعامل التصادم الإلكتروني (قيمة غير مقربة لمعامل التصادم الإلكتروني). من جهة أخرى تمثيل منحنيات للخطوط الطيف أكثر دقة، وكذا إجراء مقارنات مع القيمة المقربة المعتمدة سابقاً.

الكلمات المفتاحية: خطوط الطيف، تعريض ستارك معامل التصادم الإلكتروني.

Résumé

La spectroscopie plasma est l'étude du rayonnement émis par un atome ou un ion immergé dans un milieu partiellement ou complètement ionisé, les raies obtenues dans la spectroscopie des plasmas ne sont pas infiniment fines et ont un profil qui donne la répartition de l'intensité dans la raie. Le profil reflète les propriétés physiques du plasma. L'effet électronique dans le calcul du profil des raies dégénérées est utilisé comme une valeur de l'opérateur électronique (l'opérateur de collision non approximée). En d'autres termes tracer des profils des raies correct, aussi bien que présenter des comparaisons avec les valeurs approximées qui ont utilisés précédemment.

Mots clés: profile des raies, élargissement Stark, opérateur de collision électronique.

Abstract

Plasma spectroscopy is the study of radiation emitted by an atom or ion surrounded by a medium partially or fully ionized. The lines obtained in the spectroscopy of plasmas are not infinitely thin and have a shape which gives the intensity distribution in the line. The line shape will reflect the physical properties of plasma. The electronic effect in the calculation of degenerate lines profile is used as a value of the electronic operator (the collision operator not approximated). In other words draw the proper lines shape; as well as introducing comparisons with approximated values that used previously

Key words: Lines shape, Stark broadening, relativistic collision electronic operator.