

x N^o d'ordre :
N^o de série :

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES MATHÉMATIQUES ET DES SCIENCES DE
LA MATIÈRE
Département de Physique



Mémoire
MASTER

Domaine : Sciences de la Matière
Filière : Physique
Spécialité : *Physique théorique*.
Présenté par : **Rouabsabrina**

Thème

L'OPERATEUR DE COLLISION
IONIQUE

Soutenu publiquement

Le : 06/06/2022

Devant le jury composé de :

HASSANI Imane

BEN MABROUK Lazhar

NAAM Amel.

MCB

Prof

MCA

président

Examineur

Encadreur

UKM OUARGLA

UKM OUARGLA

UKM OUARGLA

THE UNIVERSITY OF NEW SOUTH WALES

SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING AND
COMPUTER SCIENCE AND ENGINEERING

The Élan
Am386SC300
Portable Computer

John Zaitseff (2120715)

Bachelor of Engineering (Computer Engineering)

October 1995

Supervisor: A/Prof. Branko Celler

Assessor: Dr. Tim Hesketh

Contents

1	Introduction générale	2
2	Généralités sur les plasmas	4
2.1	Introduction	4
2.2	Définitions et paramètres de plasma	4
2.2.1	Qu'est-ce qu'un plasma physique ?	4
2.2.2	Les types de plasma	5
2.2.3	Paramètres d'un plasma	5
2.3	Elargissement d'un profil de raie	7
2.3.1	Elargissement naturel (profil Lorentzien)	7
2.3.2	Elargissement collisionnel par les particules neutres	7
2.3.3	Elargissement Doppler :	7
2.3.4	Elargissement Stark (Effet Stark) :	8
3	L'opérateur de collision électronique	10
3.1	Introduction	10
3.2	Mouvement d'un électron autour d'un centre de charge positive	10
3.2.1	La trajectoire de l'électron perturbateur	12
3.3	L'opérateur de collision électronique	13
4	L'opérateur de collision ionique	18
4.1	Introduction	18
4.2	Collision (ion-ion)	18
4.3	L'opérateur de collision ionique	19
5	Résultats et discussions	22
5.1	L'opérateur de collision ionique et l'opérateur de collision électronique	22
5.1.1	L'influence de la température T sur ϕ et ϕ_e	22
5.1.2	L'influence de la température T sur le pourcentage $P(\%)$	23

5.1.3	L'influence de la densité électronique N_e sur ϕ et ϕ_e . . .	23
5.1.4	L'influence de la densité électronique N_e sur le pourcentage $P(\%)$	23
5.1.5	L'influence du nombre spectroscopie Z sur ϕ et ϕ_e . . .	23
5.1.6	L'influence du nombre spectroscopie Z sur le pourcentage $P(\%)$	23
5.1.7	Le profil des raie	27
6	CONCLUSION	28

List of Figures

5.1	Variaton des opérateurs ϕ et ϕe pour ($N_e = 10^6 m^{-3}$, de Sc^{+20}) . . .	24
5.2	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour $N_e = 10^{16} cm^{-3}$ de Sc^{+20}	24
5.3	Variation des opérateurs ϕ et ϕe pour ($T = 1.15 \times 10^{30} K$, de Sc^{+20}) .	25
5.4	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de $T = 3 \times 10^9 \text{ }^0K$ de Sc^{+20} .	25
5.5	Variation des opérateurs ϕ et ϕe pour ($N_e = 10^{16} cm^{-3}$, $T = 1.1610^{30} K$, de Sc^{+20})	26
5.6	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour ($N_e = 10^{16} cm^{-3}$, $T = 1.1610^{30} K$) de Sc^{+20}	26

List of Tables

DEDICACES

Je dédie ce travail comme preuve de gratitude, et de reconnaissance à :

Les plus chères personnes dans la vie ma mère et mon père.
A mon frère et mes sœurs.

A mon cher mari, pour la patience et le soutien dont il a fait preuve pendant toute la durée de ce travail et à qui je voudrais exprimer mes affections et mes grâtes.

A ma belle famille

A tous mes amis. A toute la promotion de MASTER Physique théorique ,2022.

Remerciements

Avant tout je remercie Allah le tout puissant de nous avoir accordé la force, le courage et les moyens afin pouvoir accomplir ce modeste travail.

La réalisation de ce mémoire a été possible grâce au concours de plusieurs personnes à qui je voudrais témoigner toute ma gratitude.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma gratitude à M.A.Naam, docteur de l'université d'Ouargla pour avoir accepté de diriger ma mémoire et pour ses conseils, ses orientations, ses encouragements et sa bienveillance.

Je désire aussi remercier, les membres de jury ; D :Hassani Imen de l'Université d'Ouargla, ainsi que P : Ben Mebrouk de l'université d'Ouargla, d'avoir accepté l'évaluation de ce travail.

Je tiens à remercier spécialement mes très chers parents et mon mari ; qui m'ont toujours encouragé ; ainsi que mes sœurs et mon frère. Enfin, je remercie toute personne ayant participé à réaliser ce travail.

Chapter 1

Introduction générale

La spectroscopie des plasmas est l'étude de la radiation émise par un milieu partiellement ou complètement ionisé. L'information contenue dans le spectre dépend de la physique de l'ion Emetteur et dépend aussi de la physique du plasma environnant. Cette dépendance est une conséquence directe de l'interaction des particules chargées formant le plasma avec l'émetteur.

Le spectre des raies répond alors aux multiples interactions microscopiques qui ont accompagné ou précède l'émission par un Elargissement et/ou un déplacement. Le profil des raies spectrales est une représentation très pertinente de l'émetteur (ion) et de son environnement. Qui sont une image analytique du rayonnement traduit des réactions microscopique associées à l'exposition aux émissions ou au déplacement.

Les raies obtenues dans la spectroscopie des plasmas ne sont pas infiniment finis et elles ont un profil qui donne la répartition de l'intensité dans la raie. L'effet Stark est 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 plasmique, 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.

Dans un plasma de nombreux travaux ont été effectués pour calculer l'élargissement des raies isolées d'un plasma, en utilisant l'approximation d'impact pour des électrons dans sa version semi-classique, et l'approximation quasi-statique pour les ions.

Dans ce travail sa sera la première fois que nous considérons les ions rapide, mobile dans le plasma chaud, donc nous allons traiter leur contribution sur l'élargissement dans le cadre de l'approximation impact. Nous allons remplacer l'effet des perturba-

teurs ioniques sur la largeur de raie par une valeur moyenne ϕ comme un opérateur de collision ionique.

Ce mémoire est divisé en scinque chapitres couvrant l'étude de l'opérateur de collision ionique. Le premier chapitre est consacré d'une introduction générale.

Le deuxième chapitre est consacré une définition qu'est-ce qu'un plasma et ses paramètres. Nous allons aussi présenter les causes principales d'élargissement des raies.

Dans le troisième chapitre de ce mémoire, nous allons établir l'opérateur de collision électronique dans sa version semi-classique dans le plasma.

Dans le quatrième chapitre nous allons premièrement établir les équations paramétriques de mouvement d'un ion perturbateur autour d'un ion émetteur. Ensuite nous allons développer l'opérateur de collision ionique dans le cadre de l'approximation d'impact.

Enfin les discussions et la conclusion ont fait l'objet du cinquième chapitre, nous allons faire des comparaisons entre l'opérateur de collision électronique et l'opérateur de collision ionique en termes de (la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion rayonnant Sc . En suit nous allons tracer des profils des rais pour différents conditions.

Chapter 2

Généralités sur les plasmas

2.1 Introduction

Il est bien connue que ; si en chauffant un solide jusqu'à certaines températures élevées, il va se transformer en liquide, et si nous continuons à le chauffer, nous obtiendrons un gaz (troisième état de la matière). Mais, si l'énergie fournit soit de telle sorte, que l'énergie d'agitation thermique des électrons est comparable à leur énergie d'ionisation de l'espèce solide considérée ! Nous obtenons dans ce cas, le plasma comme « Un quatrième état de la matière », l'état qui composerait 99% de toute la matière de l'univers [1].

Dans ce chapitre nous allons définir le plasma, et ces paramètres.

2.2 Définitions et paramètres de plasma

2.2.1 Qu'est-ce qu'un plasma physique ?

Le terme "plasmas" a été utilisé en physique pour la première fois par les physiciens Langmuir et Tonk en 1928 pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube décharge.

Le plasma est un corps qui a été soumis une quantité d'énergie qui suffit pour séparer les «électrons de leur atomes (phénomène d'ionisation). Comme ces particules sont chargées, le plasma se réagit d'une manière déférentes qu'un gaz neutre en présence du champ électriques et /ou magnétiques. Les plasmas peuvent être de nature très déférente, leurs propriétés également, ainsi que les théories et les modèles décrivant chaque nature d'un plasma.Les effets collectifs des particules doivent être plus importants que les effets dus à la force colombienne entre particules [1, 2].

2.2.2 Les types de plasma

Un plasma, du fait qu'il soit ionisé, comporte des électrons libres et est donc plus ou moins conducteur. En effet, on peut classer le plasma dans deux grandes catégories [3] :

Plasma froid

L'énergie des électrons constituant ce plasma est supérieure à l'énergie des ions. Les plasmas froids sont généralement très réactifs chimiquement et sont d'excellents conducteurs électriques. Ce dernier s'obtient grâce à l'application d'une décharge électrique dans un gaz isolant. Cela va permettre l'ionisation d'une infime partie de ce gaz. Cette quantité permet au plasma de rester à une température globalement froide. Et c'est d'ailleurs une des raisons pour laquelle les scientifiques et les industries utilisent actuellement ce plasma.

Plasma chaud

Les électrons et les ions sont dit « chauds », c'est-à-dire que ces deux groupes ont une énergie élevée. Ce plasma demande plus d'énergie pour être créé et est donc plus coûteux et moins facilement accessible. De plus les ions sont beaucoup plus réactifs et entraînent ainsi une importante élévation de sa température.

2.2.3 Paramètres d'un plasma

Pour avoir une description plus précise des phénomènes physiques ayant lieu dans un plasma, on cite quelques paramètres importants.

La fréquence plasma :

La fréquence plasma est la fréquence associée à un mouvement d'oscillation due à la force de Coulomb, qui repousse les électrons quand ces électrons se déplacent d'une petite distance (par rapport à λ_D) [4], elle est donnée par la formule:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\left(\frac{N_e q_e^2}{m_e \varepsilon_0}\right)} \quad (2.1)$$

où N_e : est la densité électronique non perturbée,

ε_0 : est la permittivité du vide,

m_e ; q_e : sont la masse et la charge de l'électron

Longueurs de Debye:

C'est la longueur critique d'interaction collective[5], elle s'écrit sous la forme suivante:

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T}{n_e e^2}} \approx 6.9 \sqrt{\frac{T(k)}{n_e (cm^{-3})}} \quad cgs \quad (2.2)$$

où:

k_B est la constant de Boltzmann,

T est la température du plasma(en k),

e est la charge d'électron .

Longueur de Landau :

La longueur de Landau représente la longueur critique d'interaction binaire, c'est la distance à laquelle il faut que deux électrons s'approchent pour que l'énergie binaire et l'énergie cinétique soient du même ordre de grandeur[6], et donnée comme:

$$r_0 = \frac{e^2}{4K_B T_e} \quad (2.3)$$

T_e : est la température électronique

On peut écrire r_0 en cm sous la forme :

$$r_0 = (1,67210^{-3} \frac{1}{T_e}) \quad (2.4)$$

Le rayon électronique :

Le rayon électronique c'est la distance entre deux électrons[7], donnée par la formule:

$$r_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi N_e}} \quad (2.5)$$

Rayon de la sphère ionique :

On nommant R_s le rayon de la sphère moyenne occupé par un ion en mouvement dans l'espace[8]. Ce rayon est donné par la formule:

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.6)$$

N_i : est la densité ionique du plasma en $(cm)^{-3}$

2.3 Elargissement d'un profil de raie

Le profil de raie présente la distribution de l'intensité autour de la fréquence centrale du rayonnement émis ou absorbé.[9]

Plusieurs types d'élargissement de raie peuvent se présenter comme :

2.3.1 Elargissement naturel (profil Lorentzien)

Les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle, appelée élargissement naturel :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.7)$$

ΔE : est l'incertitude sur l'énergie d'un niveau et τ est la durée de vie moyenne de l'état

E_i : ce niveau possède une largeur ΔE_i

La largeur de la raie à mi-hauteur (FWHM), dans ce cas est donnée :

$$\Delta\omega = \Delta E_i + \Delta E_j \quad (2.8)$$

2.3.2 Elargissement collisionnel par les particules neutres

Les collisions avec les particules neutres causent aussi un élargissement des raies spectrales, sa largeur est donnée comme:

$$\Delta\omega_{\text{col}} = \frac{1}{T_{\text{col}}} \quad (2.9)$$

T_{col} : est la durée de vie moyenne entre deux collisions [4]

2.3.3 Elargissement Doppler :

c'est la différence entre la fréquence du rayonnement émis et la fréquence émise par la particule au repos. L'élargissement dû à l'effet Doppler statistique est lié à la distribution des vitesses de l'émetteur à la température [10]

T du milieu et m la masse de l'émetteur

$$\Delta\omega_D = 7,1610^{-7} \omega_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (2.10)$$

2.3.4 Elargissement Stark (Effet Stark) :

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées (ions, électrons) avec l'émetteur.[17]

$$E = E_i + E_e \quad (2.11)$$

Le profil d'une raie élargi par effet Stark électronique est d'une forme Lorentzienne.

Les collisions entre l'émetteur et les particules chargées sont traitées dans le cadre de deux approximations différentes :

Approximation d'impact

La validité de l'approximation d'impact est que les durées t_c des collisions, doivent être beaucoup plus grandes que le temps d'intérêt Δt_i . Si $\Delta\omega$ est la largeur de la raie, l'intervalle de temps Δt_i est de l'ordre de $1/\Delta\omega$. La condition de validité de la théorie d'impact est définie par [12]:

$$\Delta\omega.t_c \ll 1 \quad (2.12)$$

Les électrons, particules rapides ont des masses très faibles, des temps de collisions très courts devant le temps d'intérêt Δt_i . Donc ils sont traités par l'approximation d'impact[13]. Un ordre de grandeur $\bar{\rho}$ appelé "paramètre d'impact moyen" peut être obtenu à partir de la largeur de la raie $\Delta\omega$, il est donné par:

$$\bar{\rho}^2 = \frac{\bar{r}e^2}{\hbar\Delta\omega} \quad (2.13)$$

où \bar{r} est le rayon moyen de l'atome hydrogénoïde, relié au le nombre quantique principal du niveau supérieur et le rayon de Bohr a_0 par:

$$\bar{r} = \frac{n^2 a_0}{Z} \quad (2.14)$$

Z est le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur. En utilisant l'estimation $\bar{\rho} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} N_e^{-1/3}$, la condition de validité de l'approximation d'impact s'écrit[12]:

$$\frac{Z^3 A}{n^6} \gg 1 \quad (2.15)$$

avec:

$$A = \frac{2(2\pi m_e K_B T)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (2.16)$$

où N_e représente la densité en nombre d'électrons, T est la température des électrons, m_e la masse d'un électron, et 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; Des petites valeurs de A signifient que le gaz d'électrons est dégénéré. Souvent la condition [10] est satisfaite, y compris pour des valeurs du nombre quantique principal n élevées.

Les interactions des électrons perturbateurs avec l'émetteur sont données par un opérateur de collision électronique ϕ [9, 15, 16]. Dans l'opérateur de Liouville $L(t)$, le terme $-i\phi$ présente la contribution de la composante électronique:

$$L(t) = L_0 + l_i(t) - i\phi \quad (2.17)$$

avec:

$$l(t) = l_i(t) - i\phi \quad (2.18)$$

où l_i est l'effet de la composante ionique.

Le terme $-i\phi$ est non hermétique, ϕ dans la formule de l'opérateur de Liouville représente tous les élargissements homogènes (électronique, naturel).

Approximation quasi-statique

Les ions sont des particules lourdes, peu rapides, et on admet dans les calculs que le champ électrique des ions auquel est soumis l'émetteur reste constant pendant toute la durée de l'émission. On retombe dans le cas de l'effet Stark classique, dans lequel l'émetteur est soumis à un champ électrique constant. Les ions perturbateurs sont traités dans le cadre de l'approximation quasi-statique[17]. Cette approximation est valable quand les temps de collisions t_c sont très longs comparés au temps d'intérêt Δt_i . Elle est souvent valide pour les grandes densités et les basses températures, ainsi que sur les ailes des raies[11].

On peut utiliser cette approximation pour calculer l'élargissement Stark produit par les microchamps ioniques $\vec{E}_i(t)$ dans le plasma. L'opérateur de Liouville s'écrit de la façon suivante:

$$L = L_0 - \vec{d} \cdot \vec{E}_i(t) - i\phi \quad (2.19)$$

avec \vec{d} est le moment dipolaire électrique.

Chapter 3

L'opérateur de collision électronique

3.1 Introduction

Depuis une cinquantaine d'années de l'étude théorique des profils de raies spectrales dans l'approximation d'impact a fait l'objet d'un grand nombre de recherches. La théorie classique adiabatique de Lindholm a d'abord été généralisée. Baranger, reprenant les travaux d'Anderson [18], a développé le formalisme quantique de base en tenant compte des collisions inélastiques par le biais de la matrice de diffusion S . Pour des raies isolées, Baranger a montré que la largeur de raies s'exprime comme la somme des sections efficaces de collision. Griem et al. [19, 20], Se basant sur les résultats théoriques de Baranger [21, 22, 23], ont fait avancer la théorie pour les raies isolées. Cependant, parmi ces travaux théoriques, il y a dans lesquels la distinction entre les atomes neutres et les ions est ignorée auquel cas 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 basse énergie. Dans ce chapitre nous allons montrer le calcul de l'opérateur électronique dans le plasma.

3.2 Mouvement d'un électron autour d'un centre de charge positive

Pour traiter la collision élastique, dans le plasma, on suppose deux particules ponctuelles isolées 1 et 2, elles interagissent à distance par l'intermédiaire de forces (Van der Waals, Coulomb...) dépendant de leur nature. Chaque particule exerce sur l'autre une force

central, c'est le cas où la force d'interaction est dérivée d'un potentiel $W(r)$.

On peut facilement, exprimer en fonction de coordonnées polaires (r, φ) les valeurs du vecteur du moment cinétique \vec{M} , et l'énergie cinétique totale du mouvement relatif:

$$\vec{M} = \mu r^2 \dot{\varphi} \quad (3.1)$$

et:

$$u_R = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) \quad (3.2)$$

D'après la formule (3.1) on remarque que $\dot{\varphi}$ ne change pas de signe, donc on peut dire que l'angle φ varie toujours avec le temps de façon monotone.

A partir des lois de conservation de l'énergie et du moment en obtenant la solution complète du mouvement d'un mobile fictif de masse μ (dans un champ extérieur). En exprimant (3.1) et (3.2), on trouve:

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{\mu} [E - W(r)] - \frac{M^2}{\mu^2 r^2}}} + Cte \quad (3.3)$$

où $W(r)$ est le champ extérieur, et E est l'énergie totale du système. En utilisant (3.3) dans (3.1) et nous intégrons, il vient:

$$\varphi = \int \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} + Cte \quad (3.4)$$

La distance minimale d'approche r_m c'est la valeur la plus grande des solutions de l'équation suivante:

$$2\mu [E - W(r_m)] - \frac{M^2}{r_m^2} = 0 \quad (3.5)$$

On suppose que r_m existe, on peut définir la valeur correspondante de l'azimut φ_m par:

$$\varphi_m = \int_{r_m}^{\infty} \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} \quad (3.6)$$

L'angle de déviation φ_c est lié à φ_m par la relation suivante:

$$\varphi_c = \pi - 2\varphi_m \quad (3.7)$$

3.2.1 La trajectoire de l'électron perturbateur

L'exemple le plus important de champ central est le champ dans lequel l'énergie potentielle est inversement proportionnelle à r et les forces sont inversement proportionnelles à r^2 . C'est l'exemple du champ électrostatique de Coulomb qui nous intéresse ici, il peut être un champ d'attraction ou de répulsion. Dans notre modèle on va prendre les collisions ion-électron, où l'émetteur est un ions d'une charge positive ($+Ze$), est perturbé par un électron d'une charge négative ($-e$)Le champ électrostatique de Coulomb doit être un champ d'attraction[24]:

$$W(r) = -\frac{\alpha}{r} \quad (3.8)$$

où α est une constante positive donnée par:

$$\alpha = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.9)$$

où Z est le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur.

Pour $E < 0$ le mouvement de la particule sera fini, ce qui concerne l'état lié, mais le mouvement sera infini pour $E > 0$, c'est l'état libre. Nous effectuons une intégration élémentaire, on trouve:

$$\varphi = \arccos \frac{\frac{M}{r} - \frac{\mu\alpha}{M}}{\sqrt{2\mu E + \left(\frac{\mu\alpha}{M}\right)^2}} + Cte \quad (3.10)$$

En introduisant les notations:

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{mv^2} \quad (3.11)$$

et:

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (3.12)$$

où ρ et ρ_0 sont respectivement le paramètre d'impact et le demi-grand axe de l'hyperbole non relativiste qui est décrit par (3.11).

En choisissant l'origine des angles φ de telle sorte que la constante soit nulle, la formule de la trajectoire peut s'écrire sous la forme[25]:

$$\frac{\rho^2}{r\rho_0} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (3.13)$$

C'est l'équation d'une section conique ayant son foyer à l'origine des coordonnées. (ρ^2/ρ_0) et ε sont appelées respectivement, le paramètre et l'excentricité de l'orbite [25]. Il est clair d'après (3.12) que $\varepsilon < 1$, lorsque $E < 0$ c'est-à-dire que l'orbite est une ellipse. Pour $E = 0$ l'excentricité $\varepsilon = 1$, c'est-à-dire que la trajectoire est une parabole. Lorsque $E > 0$ la trajectoire est une hyperbole où $\varepsilon > 1$. La distance du périhélie au centre est donnée par:

$$r_{\min} = \frac{\rho^2}{\rho_0(\varepsilon + 1)} = \rho_0(\varepsilon - 1) \quad (3.14)$$

ρ_0 est le demi-grand axe de l'hyperbole.

Dans notre cas, l'état est libre $E > 0$ et $\varepsilon > 1$, où les orbites sont hyperboliques, ce qui nous permet d'écrire:

$$t = \frac{1}{v} \int \frac{r dr}{\sqrt{(r + \rho_0)^2 - \rho_0^2 \varepsilon^2}} + Cte \quad (3.15)$$

En utilisant la substitution naturelle $r + \rho_0 = \rho_0 \varepsilon \cosh x$, on aboutit à:

$$r = \rho_0 (\varepsilon \cosh x - 1) \quad (3.16)$$

$$t = \frac{\rho_0}{v} (\varepsilon \sinh x - x) + Cte \quad (3.17)$$

Il est plus facile de choisir l'origine des temps de telle sorte que la constante s'annule. On peut employer aussi les coordonnées cartésiennes de la particule:

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi \quad (3.18)$$

d'où, l'équation paramétrique du mouvement:

$$X = \rho_0 (\varepsilon - \cosh x) \quad (3.19)$$

$$Y = \rho_0 \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \sinh x \quad (3.20)$$

3.3 L'opérateur de collision électronique

Parmi les collisions qui peuvent se produire au sein du milieu du plasma, on s'intéresse aux électrons, généralement beaucoup plus rapides puisque de masse beaucoup plus faible que les ions.

L'effet de la composante électronique \vec{E}_e sera calculé dans le cadre de l'approximation d'impact.

$$\phi(0) = -\frac{\pi N_e (z-1)^2 e^2}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty dt_1 \int_{-\infty}^\infty dt_2 \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \quad (3.21)$$

A partir de l'expression (3.21) on peut déduire le second terme de l'équation identique à $\phi(0)$.

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.

Il est clair que la contribution de l'opérateur de collision ionique à l'élargissement Stark sera réduite à celle de ϕ (terme direct) .

L'ion émetteur dans un plasma est influencé par le champ électrique dû aux électrons et aux ions. Les électrons, particules rapides ont des masses très faibles, des temps de collisions très courts devant le temps d'intérêt. Donc ils sont traités par l'approximation d'impact. Les hautes vitesses des perturbateurs et les basses densités, sont les conditions qui doivent être réalisées afin d'appliquer l'approximation d'impact dans les cas d'interaction électrons-ion. Pour les collisions élastiques ion-électron, nous utiliserons également la théorie semi-classique[26].

Alexiou a utilisé une approche pour développer l'opérateur de collision électronique pour une raie non dégénérée[27]. Nous allons utiliser la même approche pour obtenir cet opérateur dans le cas où la structure fine est négligeable. Nous allons définir le cas non relativistes .

Premièrement, Nous considérons un système des coordonnées polaires planes (r, φ) . La formule de la trajectoire hyperbolique du perturbateur peut s'écrire sous la forme:

$$\frac{\rho^2}{r\rho_0} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (3.22)$$

où ρ et ε sont appelées respectivement, le paramètre d'impact, et l'excentricité de l'orbite donnée par:

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (3.23)$$

Le demi-axe de l'hyperbole ρ_0 est relié à la vitesse v , et au nombre atomique de l'ion rayonnant Z par:

$$\rho_0 = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0mv^2} \quad (3.24)$$

où e est la charge de l'électron et ϵ_0 est la permittivité de vide.

Deuxièmement, en négligeant la structure fine de l'ion émetteur, $\vec{E}(t)$ est le champ électrique créé par l'ion perturbateur, défini comme:

$$\vec{E}(t) = -ke\vec{r}(t) \left| \vec{r}(t) \right|^{-3} \quad (3.25)$$

Dans le cas d'un émetteur ionique, la trajectoire est une hyperbole d'excentricité ϵ et de demi-grand axe ρ_0 .

On utilisant les équations paramétriques (X), (Y), (r), le terme direct pour les raies isolées $\phi(0)$ s'écrit comme[27]:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \frac{f(v)}{v} dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{\rho}{\rho_0^2} d\rho \int_{-\infty}^\infty dx_1 \int_{-\infty}^\infty dx_2 \\ & \times \frac{(\epsilon - \cosh x_1)(\epsilon - \cosh x_2) + (\epsilon^2 - 1) \sinh x_1 \sinh x_2}{(\epsilon \cosh x_1 - 1)^2 (\epsilon \cosh x_2 - 1)^2} \end{aligned} \quad (3.26)$$

A partir de (3.12), on peut faire un changement de variable où l'intégration sur ρ passe à l'intégration sur ϵ ,

$$\frac{\rho}{\rho_0^2} d\rho = \epsilon d\epsilon \quad (3.27)$$

il vient:

$$\phi(0) = -\frac{\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\epsilon_{\min}(v)}^{\epsilon_{\max}(v)} \frac{d\epsilon}{\epsilon} \quad (3.28)$$

$$\left[G_1(\epsilon)G_1(\epsilon) + \frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2} G_2(\epsilon)G_2(\epsilon) \right] \quad (3.29)$$

Donc:

$$\phi(0) = -\frac{\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\epsilon_{\min}(v)}^{\epsilon_{\max}(v)} \frac{d\epsilon}{\epsilon} \quad (3.30)$$

$$\left[G_1^2(\epsilon) + \frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2} G_2^2(\epsilon) \right] \quad (3.31)$$

A partir de (3.30), on peut déduire ε_{\min} et ε_{\max} :

$$\varepsilon_{\min} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\min}}{\rho_0}\right)^2} \quad (3.32)$$

$$\varepsilon_{\max} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_0}\right)^2} \quad (3.33)$$

où ρ_{\min} et ρ_{\max} sont les bornes d'intégration sur le paramètre d'impact.

Les fonctions figurant dans la formule (3.28) sont:

$$G_1(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon})}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} \quad (3.34)$$

$$G_2(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} \quad (3.35)$$

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur $\omega = 0$, on trouve[28]:

$$\begin{aligned} G_1(\varepsilon) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon})}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} = \left[\frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1) \tanh(\frac{x}{2})}{(\varepsilon^2 - 1) [(\varepsilon + 1) \tanh(\frac{x}{2})^2 + \varepsilon - 1]} \right]_{-\infty}^{\infty} \\ &= \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)}{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)} - \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)(-1)}{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)} = 2 \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$G_2(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx \sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} = 0 \quad (3.37)$$

En injectant les fonctions $G_1(\varepsilon)$ et $G_2(\varepsilon)$ dans l'expression (3.30), on obtient:

$$\phi = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\varepsilon_{\min}(v)}^{\varepsilon_{\max}(v)} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$$

En intégrant sur l'excentricité ε , on aboutit à la formule du terme direct de l'opérateur de collision électronique ϕ :

$$\phi = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \ln \frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{\min}} \quad (3.38)$$

L'expression (3.38) représente l'opérateur de collision électronique de la raie isolée dans le cas où la structure fine de l'ion émetteur est négligeable (sans effets du spins) c'est-à-dire raie dégénéré.

On devrait normalement employer la longueur de Debye λ_D pour choisir le paramètre d'impact maximum ρ_{\max} (la distance à partir de laquelle les ions et les electrons voisins de l'émetteur ne font plus écran à l'action d'un perturbateur éloigné). Une analyse plus soigneuse Griem et al 1962[29, 30, 31]rapporte une coupure équivalente à $\rho_{\max} = 1.1\lambda_D$. D'autre part, S.Alexiou [26] utilise la valeur $\rho_{\max} = 0.68\lambda_D$. On peut aussi choisir:

$$\rho_{\max} = \lambda_D \quad (3.39)$$

Une estimation très grossière est utilisée jusqu'à aujourd'hui, consiste à introduire le rayon de Weisskopf ρ_W de la transition qui est défini:

$$\rho_W \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar (n_e^2 - n_g^2)}{m (Z + 1) v} \quad (3.40)$$

Chapter 4

L'opérateur de collision ionique

4.1 Introduction

Les électrons sont généralement beaucoup plus rapides puisque de masse beaucoup plus faible que les ions. Un travail devenu aujourd'hui une référence a été accompli par Griem, Kolb et Shen[32], et aboutit à l'élargissement par collision électronique. On suppose que les états initiaux de l'émetteur qui contribuent à une raie spectrale sont également probables. L'ion émetteur dans un plasma est influencé par le champ électrique du aux les ions perturbateurs, ces ions sont des particules, lourds, et considérés immobile. Donc on peut traiter leurs collisions dans le cadre de l'approximation quasi-statique. La contribution des perturbateurs ionique dans l'élargissement, est présentée par des micro champ ionique \vec{E}_i .

Mais dans le plasma chaud, les ions sont considérées rapides, mobiles, donc nous allons traiter leur contribution sur l'élargissement dans le cadre de l'approximation impact. Dans notre cas nous allons remplacer l'effet des perturbateurs ioniques sur la largeur de raie par une valeur moyenne ϕ comme un opérateur de collision ionique.

Dans notre chapitre, nous allons premièrement établir les équations paramétriques de mouvement d'un ion perturbateur autour d'un ion émetteur. Ensuite nous allons développer l'opérateur de collision ionique dans le cadre de l'approximation d'impact.

4.2 Collision (ion-ion)

Le champ électrostatique de Colomb doit être un champ d'impulsion:

$$w = \frac{\alpha}{r} \tag{4.1}$$

où α est une constante positive ,d'où:

avec Z est le nombre atomique de charge de l'ion émetteur.

Alors la formule de la trajectoire hyperbolique du perturbateur peut s'écrire sous la forme:

où ρ et ε sont appelées respectivement, le paramètre d'impact, et l'excentricité de l'orbite qui est donnée par:

où ρ et ρ_0 sont respectivement le paramètre d'impact et le demi-grand axe de l'hyperbole non relativiste qui est décrit par[31]:

Le demi-axe de l'hyperbole ρ_0 est relié à la vitesse v , et au nombre atomique Z de l'ion émetteur par:

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{mv} = \frac{(Z-1)^2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 m v^2} \quad (4.2)$$

où m et v sont respectivement la masse et la vitesse de l'ion perturbateur, e est la charge de l'électron et ε_0 est la permittivité électrique dans vide.

Pour obtenir l'équation paramétrique du mouvement d'une particule dans un champ d'impulsion de Coulomb, on introduit les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique du système:

Et en choisissant l'origine de temps de telle sorte que la constante soit nulle, le temps peut s'écrire sous la forme d'une représentation paramétrique suivante :

On considère maintenant un système des coordonnées cartésiennes (O, X, Y) , qui nous permet de définir le mouvement à partir des équations paramétriques de X, Y .

où le paramètre x prend toutes les valeurs comprises entre $-\infty$ et $+\infty$.

4.3 L'opérateur de collision ionique

Les hautes vitesses des perturbateurs et les basses densités, sont les conditions qui doivent être réalisées afin d'appliquer l'approximation d'impact dans les cas d'interaction ion-ion. Pour les collisions élastiques ion-ion, nous utiliserons également la théorie semi-classique[?] donc on peut présenter l'opérateur de collision ionique par la formule:

$$\phi(0) = -\frac{\pi N_i}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty dt_1 \int_{-\infty}^\infty dt_2 \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \quad (4.3)$$

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[32].

Alexiou a utilisé une approche pour développer l'opérateur de collision électronique pour une raie non dégénérée[26]. Nous allons utiliser la même approche pour obtenir cet

opérateur dans le cas où la structure fine est négligeable. Nous allons définir le cas non relativistes

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur, $\vec{E}(t)$ est le champ électrique créé par l'ion perturbateur, défini comme:

$$\vec{E}(t) = k(z-1)e\vec{r}(t)\left(\vec{r}(t)\right)^{-3} \quad (4.4)$$

D'après les équations paramétriques on peut définir le produit scalaire $\vec{E}(t_1).\vec{E}(t_2)$

En remplaçant le produit scalaire $\vec{E}(t_1).\vec{E}(t_2)$ dans la formule (4.3), par les équations paramétriques du mouvement (??),(??),(??),(??), L'opérateur de collision ionique pour les raies isolées $\phi_i(0)$ s'écrit comme:

il vient:

Donc:

A partir de (??), on peut déduire ε_{\min} et ε_{\max} :

$$\varepsilon_{\min} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\min}}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.5)$$

$$\varepsilon_{\max} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.6)$$

où ρ_{\min} et ρ_{\max} sont les bornes d'intégration sur le paramètre d'impact.

Les fonctions figurant dans la formule (??) sont:

$$G_1(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\left(1 + \frac{\cosh x}{\varepsilon}\right)}{\left(\cosh x + \frac{1}{\varepsilon}\right)^2} \quad (4.7)$$

$$G_2(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\sinh x}{\left(\cosh x + \frac{1}{\varepsilon}\right)^2} \quad (4.8)$$

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur, on trouve:

En injectant les fonctions $G_1(\varepsilon)$ et $G_2(\varepsilon)$ dans l'expression (??), on obtient:

En intégrant sur l'excentricité ε , on aboutit à la formule du terme direct de l'opérateur de collision ionique ϕ :

L'expression (??) représente l'opérateur de collision ionique de la raie isolée dans le cas où la structure fine de l'ion émetteur est négligeable (sans effets du spins) c'est-à-dire raie dégénéré.

Dans notre travail, on considère les paramètres d'impact maximal et minimal comme:

$$\rho_{\max} = \lambda_D \quad (4.9)$$

$$\rho_{\min} = \rho_W \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar (n_e^2 - n_g^2)}{m(Z+1)v} \quad (4.10)$$

Chapter 5

Résultats et discussions

Des études précédentes ont été calculées l'influence de l'effet de collisions ioniques sur l'élargissement Stark, où ces collisions ont été estimées dans le cadre de l'approximation quasi-statique [26, 32].

Dans ce chapitre nous allons faire des comparaisons entre l'opérateur de collision ionique ϕ et l'opérateur de collision électronique ϕ_e en termes de la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion émetteur Sc^{+20} .

En suite nous allons estimer l'influence de notre correction sur l'élargissement Stark.

5.1 L'opérateur de collision ionique et l'opérateur de collision électronique

Nous allons faire des comparaisons entre L'opérateur de collision ionique ϕ et l'opérateur de collision électronique ϕ_e .

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

On note le pourcentage $P(\%)$ de notre correction sur l'opérateur:

$$P = \frac{\phi - \phi_e}{\phi} \times 100 \quad (5.1)$$

5.1.1 L'influencedelatempérature T sur ϕ et ϕ_e

La figure (5.1) présenté les variations des opérateurs ϕ et ϕ_e en fonction de T de Sc^{+20} . On remarque que les deux opérateurs augmentent avec la température T , mais ϕ commencé à s'éloigner de ϕ_e quant $T = 1.5 \times 10^3 \text{ }^\circ K$ pour $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

5.1.2 L'influence de la température T sur le pourcentage $P(\%)$

La figure (??) présente la variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de température T pour le Sc^{+20} à $N_e = 10^{16} cm^{-3}$. On remarque que le pourcentage est croissante avec l'augmentation de température T à partir du rapport 35% à 95%.

5.1.3 L'influence de la densité électronique N_e sur ϕ et ϕ_e

On discute ici comment une augmentation de la densité fait apparaître notre correction sur l'élargissement Stark dans un plasma de Sc^{+20} égrégré.

La figure (5.3) présente les variations des opérateurs ϕ et ϕ_e en fonction de N_e pour $T = 1.15 \times 10^3 \text{ } ^0K$. On remarque que la courbe de l'opérateur ϕ est supérieur à l'opérateur ϕ_e . On observe que les deux courbes augmentent et avoir la même allure .

5.1.4 L'influence de la densité électronique N_e sur le pourcentage $P(\%)$

La figure(5.4) montre la variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de N_e pour le Sc^{+20} à $T = 3 \times 10^9 \text{ } ^0K$. On remarque que le pourcentage diminue pour atteindre une valeur minimale constante 35%.

5.1.5 L'influence du nombre spectroscopie Z sur ϕ et ϕ_e

Nous présentons dans la figure (5.5), les variations des opérateurs ϕ et ϕ_e en fonction du nombre spectroscopie Z pour ($N_e = 10^{16} cm^{-3}, T = 1.16 \text{ } 10^3 \text{ } ^0K$). On remarque que les deux opérateurs devient avoir la même allure. Il apparaît que les deux courbes diminuent exponentiellement pour atteindre une valeur constante égal a 0.

5.1.6 L'influence du nombre spectroscopie Z sur le pourcentage $P(\%)$

La figure (5.6) montre la variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour ($N_e = 10^{16} cm^{-3}, T = 1.16 \text{ } 10^3 \text{ } ^0K$). On remarque que le pourcentage diminue avec le nombre spectroscopie Z .

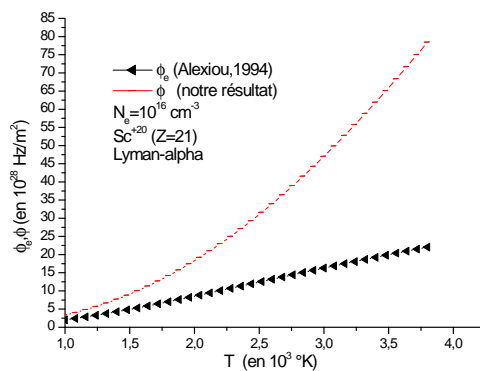


Figure 5.1: Variaton des opérateurs ϕ et ϕ_e pour ($N_e = 10^6 m^{-3}$, de Sc^{+20})

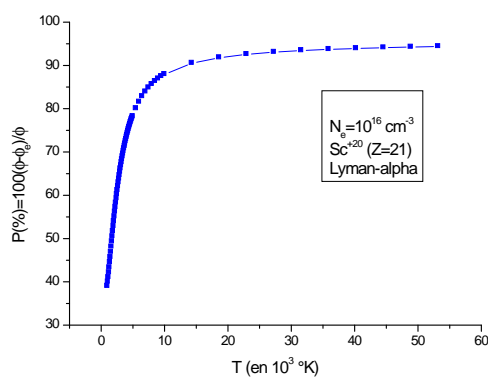


Figure 5.2: Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour $N_e = 10^{16} cm^{-3}$ de Sc^{+20} .

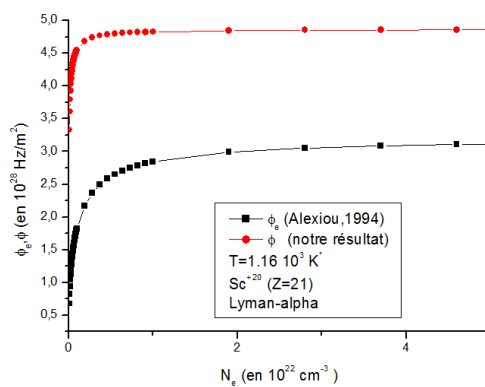


Figure 5.3: Variation des opérateurs ϕ et ϕ_e pour ($T = 1.15 \times 10^{30} \text{ K}$, de Sc^{+20})

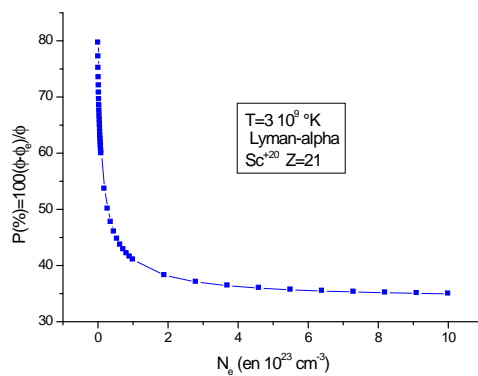


Figure 5.4: Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de $T = 3 \times 10^9 \text{ K}$ de Sc^{+20} .

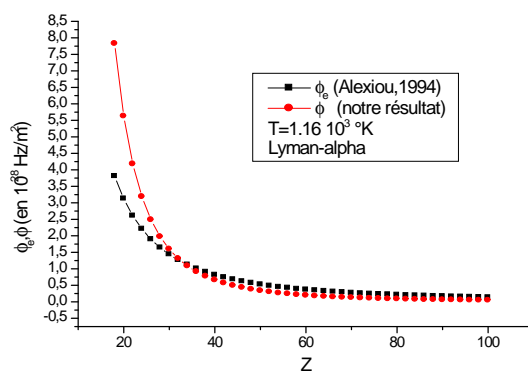


Figure 5.5: Variation des opérateurs ϕ et ϕ_e pour ($N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1.1610^{30} \text{ K}$, de S_c^{+20})

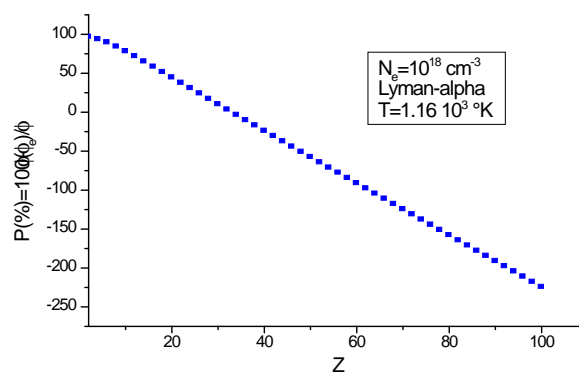


Figure 5.6: Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour ($N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1.1610^{30} \text{ K}$) de S_c^{+20} .

5.1.7 Le profil des raie

Dans la figure (??), nous présentons l'effet de l'opérateur de collision ionique ϕ et de l'opérateur de collision électronique ϕ_e sur la raie $Ly - \alpha$ de Scandium hydrogéoïde Sc^{+20} , pour une densité électronique N_e de 10^{16} cm^{-3} , et une température électronique $T = 1.8 \times 10^3 \text{ K}$. Nous avons calculé le profil de la raie $Ly - \alpha$. En tenant compte de l'effet de l'opérateur de collision ionique sur la largeur de la raie, on remarque que la raie est moins intense et plus large par rapport à la raie tracer avec de l'opérateur de collision électronique.

La figure(??) présente l'effet de l'opérateur de collision ionique ϕ et d'opérateur de collision électronique ϕ_e sur la raie $Ly - \alpha$ de Scandium hydrogéoïde Sc^{+20} , à une densité électronique $N_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$, et à une température électronique $T = 2.52 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$. Nous remarquons que l'effet de l'opérateur de collision ionique sur la largeur la raie est moins intense et plus large par rapport à la raie de l'opérateur de collision électronique.

Chapter 6

CONCLUSION

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.

Cette étude a permis d'acquérir nos connaissances sur le profil de raie, les différents types des élargissements, ainsi que l'opérateur de collision ionique qui constitue l'axe principal de cette étude.

Ce manuscrit est composé de cinq chapitres; dans le premier chapitre nous avons présenté une introduction générale.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté quelques définitions sur les plasmas. Et nous avons aussi présenté les causes principales d'élargissement des raies (les largeurs de raies à mi-haut). Dans le troisième chapitre, nous avons établi l'opérateur de collision électronique. Dans le quatrième chapitre, nous avons calculé l'opérateur de collision ionique dans sa version semi-classique dans le plasma. Au Cinquième chapitre, nous avons fait des comparaisons entre l'opérateur de collision ionique et l'opérateur de collision électronique en termes de la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion rayonnant Sc^{+20} .

D'après notre étude l'opérateur de collision ionique supérieur à l'opérateur électronique avec un pourcentage de 35% à 100% selon la température T . d'autre part, ce pourcentage diminue avec le nombre atomique Z et la densité électronique N_e . Nous trouvons aussi que la largeur ionique de la raie supérieur à la largeur électronique, ces résultats nous montrent que l'effet de l'opérateur ionique dans les plasmas chaud

(hautes température) ne peut pas être négligé et doit être pris en compte pour les petits nombres atomiques Z .

Bibliography

- [1] I. Langmuir; Proc. Nat. Acad. Sci, U. S, **14**, 627, (1928).
- [2] J. L. Delcroix et A. Bers; "Physique des Plasmas", inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [3] N. Crouseilles; "Thèse de doctorat", Institut National des Sciences Appliquées, (2004).
- [4] L. Ben mebrouk; "Mémoire de Magister", Université de Ouargla, (2003).
- [5] K. Chénini; "Thèse de Magister", Université de Ouargla, (2000).
- [6] D. Boland; "Thèse de doctorat", Université d'Aix-Marseille, France, (2012).
- [7] E. L. Bertrand; "Thèse de doctorat", Université d'Orléans, France, (2011).
- [8] F. Khelfaoui; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1991).
- [9] K. Chenini; "Thèse de doctorat", Université Kasdi Merbah, Ouargla, Algérie, (2011).
- [10] M.T. Meftah; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1996).
- [11] A. K. Touati; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (2003).
- [12] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. **1**, 91, (1969).
- [13] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. **2**, 322, (1969).
- [14] S. Bréchet et H. Van Regemorter; C. R. A. S, **256**, 609.
- [15] B. Held; "physique des plasmas froids", Ed. Masson, Paris, (1994).
- [16] M. Moisan et J. Pelletier; "physique des plasmas collisionnels", EDP Sciences, France, (2006).
- [17] J. Stark, Spectral analyse Chemische Atome (S. Hirzel, Leipzig, 1914).

-
- [18] P. W. Anderson; Phys. Rev. **76**, 647 (1949).
- [19] H. R. Griem; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964).
- [20] H. R. Griem; "Spectral Line Broadening by Plasma", Academic press, New York, (1994).
- [21] M. Baranger; Phys. Rev. **111**, 481, (1958).
- [22] M. Baranger; Phys. Rev. **111**, 494, (1958).
- [23] M. Baranger, Phys. Rev. **112**, 855, (1958).
- [24] M. Moisan et J. Pelletier; "physique des plasmas collisionnels", EDP Sciences, France, (2006).
- [25] A. Naam; "Mémoire de Magister", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2006).
- [26] S. Alexiou; Phys. Rev. **A49**, 106 (1994).
- [27] A. Naam; "Mémoire de doctorat", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2015).
- [28] A. Naam, M. T. Meftah, S. Douis et S. Alexiou ; ASR. 54, 1242-1247, (2014).
- [29] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; Phys. Rev. **125**, 177 (1962).
- [30] H. R. Griem; "Spectral line broadening by plasmas", Academic Press. Inc. New York (1974), chap II
- [31] A. Poquérusse, S. Alexiou, et E. Klodzh; Pergamon. **56**, 153 (1996).
- [32] H. R. Griem, A. Kolb, and K. Y. Shen; Phys. Rev. **116**, 4 (1959).

Résumé

Le spectre des raies répond aux diverses interactions entre l'émetteur et les perturbateurs qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et /ou un déplacement. La valeur moyenne de l'effet électronique est souvent remplacée par un opérateur de collision électronique. Dans ce mémoire, nous calculons l'opérateur de collision ionique pour des raies en négligeant la structure fine. La trajectoire de l'ion perturbateur est prise une hyperbole dont le centre de diffusion est l'ion émetteur. L'effet moyen de ces collisions, est calculé aux paramètres d'impact et aux vitesses initiales selon les distributions des vitesses de Maxwell (non-relativiste). Nous considérons alors le mouvement de l'ion perturbateur autour de l'ion émetteur. Nous avons obtenu, pour la première fois, l'opérateur de collision ionique dans le cadre de l'approximation d'impact. Un ensemble de comparaisons entre l'opérateur de collision électronique et l'opérateur ionique a été faite pour différentes valeurs, de la densité électronique, du nombre spectroscopique, et de la température.

Mots clés : L'opérateur de collision ionique, élargissement ionique, approximation d'impact.

Abstract

The line shape responds to the various interactions between the emitter and the disruptor that preceded or accompanied the emission, by broadening and/or displacement. The average value of the electronic effect is often replaced by an electronic collision operator. In this thesis, we calculate the ionic collision operator for isolated lines by neglecting the fine structure. The path of the perturber ion is taken a hyperbole whose diffusion center is the emitting ion. The average effect of these collisions is calculated at impact parameters and initial speeds according to the Maxwell (non-relativist) velocity distributions. We then consider the movement of the disruptive ion around the emitting ion. We obtained, for the first time, the ion collision operator as part of the impact approximation. A set of comparisons between the electronic collision operator and the ion operator was made for different values, electronic density, spectroscopic number, and temperature.

Keywords : ion collision operator, ion broadening, impact approximation.

ي جيب طيف الخطوط بتعريض أو إزاحة على مختلف التفاعلات بين المشع
فغالباً ما تعوض القيمة المتوسطة للفعل الالك
معامل التصادم الأيوني للخطوط عن طريق إهمال البنية الدقيقة . يتم أخذ مسار الأيون
زائد ومركز التشتت هو الأيون . يتم حساب وفقاً لتوزيعات سرعة ماكسويل (غير النسبية).
معامل التصادم الأيوني تقريبا ال . راء مجموعة من المقارنات بين
الأیوني قيم الإلكترونية، الحرارة ذاتالتأثير الأهم
عند الدرجات العالية.
الكلمات المفتاحية: معامل التصادم الأيوني التعريض الأيوني تقريبا الصدم.

