

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA



FACULTÉ DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGÉNIEUR

\*\*\*\*\*

Département des sciences physiques

## Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de  
**Magister**

Spécialité : Sciences Physiques

Option : Physique Rayonnement et Matière

Préparé Par : HARZELLI Sana

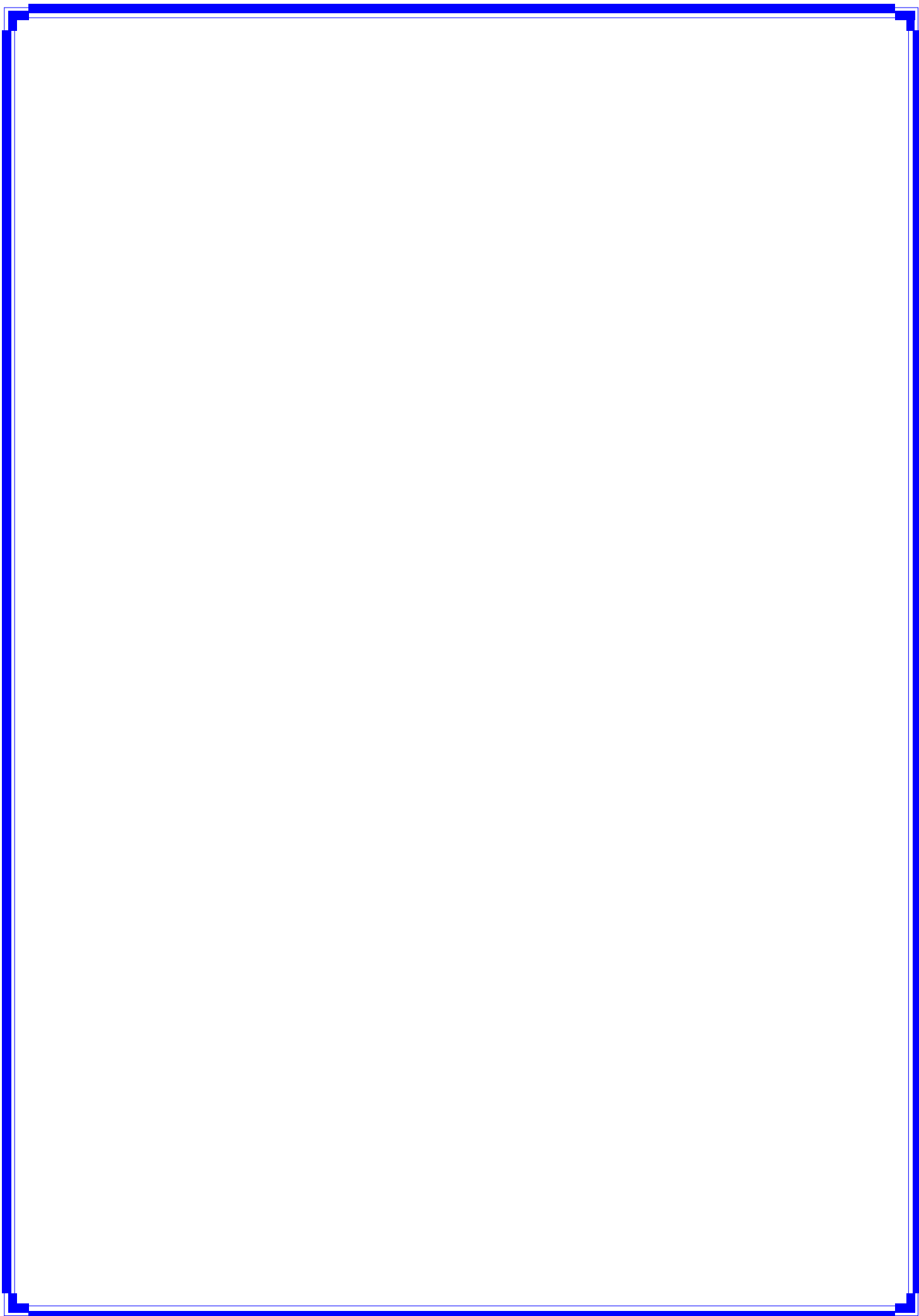
### Thème

**L'OPERATEUR DE COLLISION  
ELECTRONIQUE  
EN PRESENCE DU CHAMP MAGNETIQUE  
DANS LES PLASMAS**

20/09/2006

Devant le jury composé de :

- |              |                       |                     |
|--------------|-----------------------|---------------------|
| ▪ Président  | : Amar. Boukraa       | M.c.c Univ. Ouargla |
| ▪ Examineur  | : Abdelouahab. Ouahab | M.c. Univ. Ouargla  |
| ▪ Examineur  | : Sassi. Messaadi     | M.c. Univ. Batna    |
| ▪ Rapporteur | : Mohamed.Tyeb.Meftah | Prof. Univ. Ouargla |



## ملخص

الطيف الإشعاعي في فيزياء البلازما يترجم لنا ما يحدث بداخلها فمن خلاله نحدد خصائصها الفيزيائية المختلفة. من بين أنواع التعريض التي يخضع لها الطيف التعريض الإلكتروني الناتج عن التصادمات بفعل الإلكترونات المتواجدة في البلازما. قمنا بحساب مساهمة هذا التعريض في الطيف بتواجد حقل مغناطيسي خارجي ثابت و موحد الخواص. وأخذنا كتطبيق لحسابه العنصرين  $Ar^{+17}, He^+$  ضمن الانتقاليين ليمان- $\alpha$  و بالمر- $\alpha$  و توصلنا إلى أن نسبة هذه المشاركة مهمة بالمقارنة مع التعريض الحاصل بفعل ستارك والتعريض الطبيعي.

## Résumé

Dans la physique des plasmas le profil de raie traduit ses différentes propriétés physiques. Parmi les causes d'élargissement, les collisions des électrons libres avec les ions émetteurs du rayonnement. Comme application nous calculons la valeur de l'élargissement électronique en présence du champ magnétique des éléments Hélium et Argon hydrogénoïde pour la raie Lyman- $\alpha$  et la raie Balmer. Nous concluons que la contribution de cet élargissement est négligeable devant l'élargissement Stark et l'élargissement naturel.

**Mots clés:** plasma chaud, profil de raie, élargissement Stark, opérateur des collisions électroniques.

## Abstract

Spectral line shapes in plasma physics give different informations of physical characteristic of the medium. The broadening can be done by electronic collisions.

In this work we have calculated the contribution of electronic broadening in presence of uniform magnetic field. Applications a Lyman- and Balmer- lines of Helium and Argon hydrogénoïde like show that the contribution of magnetic field is negligible comparison to stark and natural broadening

**Key words:** plasma chaud, line shaps, broadening Stark electronic collisional operator

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Théorie générale des plasmas et des profils de raies</b>	<b>5</b>
1.1	Qu'est ce qu'un plasma ? . . . . .	5
1.2	Paramètres importants dans l'étude de plasma . . . . .	5
1.3	Exemples et classification des plasmas . . . . .	9
1.4	Applications des plasmas . . . . .	9
1.5	Profil de raie . . . . .	10
1.6	L'élargissement d'un profil de raie . . . . .	10
1.6.1	Elargissement naturel . . . . .	10
1.6.2	Elargissement Doppler . . . . .	12
1.6.3	Elargissement Stark . . . . .	13
1.6.4	Paramètres importants dans l'élargissement des raies . . . . .	17
1.6.5	Elargissement instrumental . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Les effets collisionnelle et l'élargissement électronique dans les plasmas</b>	<b>19</b>
2.1	Les collisions dans les plasmas . . . . .	19
2.2	Types des collisions . . . . .	20
2.2.1	Collisions élastiques . . . . .	20
2.2.2	Collisions inélastiques . . . . .	21
2.2.3	Collisions réactives . . . . .	22
2.3	Section efficace . . . . .	23
2.4	Fréquence de collision . . . . .	24
2.5	Trajectoire des particules chargées entrées en collisions . . . . .	24
2.5.1	collisions coulombiennes binaires . . . . .	24
2.6	Elargissement électronique . . . . .	25

<b>3</b>	<b>Les interactions entre les particules et le champ magnétique dans les plasmas</b>	<b>32</b>
3.1	Effet du champ magnétique sur le système de niveaux d'énergie d'un atome . . .	32
3.1.1	Effet Zeeman anormal . . . . .	33
3.1.2	Effet Paschen-Back . . . . .	35
3.1.3	Effet Zeeman normal . . . . .	36
3.2	Trajectoire des particules chargées . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Effet de trajectoires sous champ magnétique sur l'élargissement électronique</b>	<b>41</b>
4.1	Introduction . . . . .	41
4.2	le profile de raie . . . . .	41
4.3	L'opérateur de collisions . . . . .	45
4.4	Résultats et interprétation . . . . .	50
4.4.1	Méthode de calcul . . . . .	52

# Introduction

La spectroscopie est la technique de diagnostic la plus utilisée en physique du plasmas de nos jours. C'est une discipline expérimentale fondamentale dans l'étude du rayonnements émis par un milieu partiellement ou totalement ionisé, appelé plasma. Ce dernier dépend non seulement des propriétés de l'émetteur isolé mais, aussi des propriétés de son environnement. Il se distingue nettement de la spectroscopie de position, où on s'intéresse essentiellement à la structure d'un atome ou d'un ion isolé. Cette dépendance est une conséquence de l'interaction des ions et des électrons avec l'émetteur à travers des processus d'ionisation, de recombinaison, d'excitation et désexcitation ; lesquels déterminent l'état de l'émetteur.

En général le rayonnement émis par un plasma est caractérisé par un profil spectral qui donne la répartition de l'intensité autour de la fréquence central. Le profil des raies spectrales est une représentation de l'atome émetteur et de son environnement. Le spectre de raie va répondre aux multiples interactions microscopique qui ont précédé ou accompagné l'émission, par l'élargissement, le déplacement de ses composantes ou par une levée de dégénérescence des niveaux. Des mesure faites sur les profils spectraux fournissent un moyen approprié de diagnostic des plasmas ( détermination de la densité électronique  $n_e$ , de la température  $T$ , ...).

Dans un plasma de température est de densité modérée, les raies spectrales sont élargies par plusieurs phénomènes tels que : l'élargissement naturel qui est la largeur minimum d'une raie, l'élargissement Doppler et l'élargissement par collisions avec les atomes neutres ( forces Van der Waals) et avec les électrons ; enfin par interaction avec les ions : (effet Stark). L'élargissement dû à l'effet stark est l'un des mécanismes d'élargissement des raies spectrales en spectroscopie des plasmas. Il est due à l'interaction des particules chargées (ions et électrons) sur un émetteur.

La théorie de base des profils des raies Stark [5], repose sur la description de la composante électronique du champ par approche collisionnelle, c'est la théorie d'impact ; tandis que la composante ionique est décrite par une approche d'un champ quasi-statique. Ces hypothèses sont justifiées par les plus grandes vitesses des électrons que des ions.

Les études théorique et expérimentales, de l'effet stark sont depuis les années 60 sur l'étude théorique des profils des raies spectrales dans l'approximation d'impact a fait l'objet d'un grand nombre de recherches. Baranger [9][10], reprenant les travaux d'Anderson [23], a développé le formalisme quantique de base en tenant compte des collisions inélastiques. Ceci qui a permis de montrer que la largeur et le déplacement de la raie émise entre les niveaux  $\alpha$  et  $\beta$  s'expriment simplement à partir des éléments diagonaux  $S_{\alpha\alpha}$  et  $S_{\beta\beta}$  de la matrices de diffusion atome rayonnant-particule perturbatrice. Pour les raies isolées, Baranger a montré que la largeur s'

exprime sous la forme d'une somme des sections efficaces de collision. Griem et al [24][25][4] ont fait avances la théorie appliquée aux raies spectrales isolées. Le calcul de l'opérateur de collision électronique pour ces raies a fait un grand pas lorsque Griem, Baranger, Kolb et Oertel (G.B.K.O) [17] et Sahal-Bréchet [26] ont utilisé avec succès les résultats théoriques de Baranger [9] en adoptant l'approximation semi-classique. Ces travaux ont tenu compte de la trajectoire hyperbolique de l'électron perturbant l'ion émetteur, et ont montré que cet effet est très important aux faibles énergies et que ce la entraîne un accroissement notable de l'opérateur de collisions. L'amélioration apportée par ces travaux est l'introduction de terme quadrupolaire dans la contribution des collisions élastiques à la largeur

Dans notre travail on utilise l'opérateur de collision pour tester l'élargissement électronique, car il est très peu sensible à l'élargissement Stark ionique [18][27], et d'autre part nous allons développer l'expression de l'opérateur de collisions électroniques en présence du champ magnétique.

Ce mémoire est articulé en quatre chapitres, le premier chapitre, décrit des définitions sur les plasmas et leur classification ainsi que les principales élargissements des raies. Il présente également une description générale du formalisme de profil de raie et un rappel du formalisme d'élargissement Stark.

Dans le deuxième chapitre nous présentons l'effet collisionnel, les types des collisions et la dérivation de l'opérateur de collisions électroniques. Les dernières améliorations proposées par S.Alexiou [18], adaptées dans ce travail et prises en considération.

Le troisième chapitre présente l'étude théorique de l'action d'un champ magnétique sur les niveaux d'énergie de l'émetteur (effet Zeeman). Deux limites sont traitées : l'approximation du champ fort (dégénérescence des niveaux d'énergie par l'effet Zeeman est plus important que leur dégénérescence par l'effet de structure fine) et l'approximation du champ faible (l'effet Zeeman est moins important que la structure fine). L'interaction entre le champ magnétique et les particules chargées (électron-ion), est traitée dans ce chapitre on présente leurs trajectoires.

Dans le chapitre quatre un modèle d'approximation de calcul de la contribution du champ magnétique dans l'élargissement électronique est présenté. Comme application nous calculerons la valeur de l'élargissement électronique en présence du champ magnétique de l'éléments  $He^+$ ,  $Ar^{+17}$  dans la raie Lyman  $\alpha$  et la raie Balmer.

Enfin nous terminerons ce manuscrit par une conclusion, où les principaux résultats seront résumés.

# Chapitre 1

## Théorie générale des plasmas et des profils de raies

### 1.1 Qu'est ce qu'un plasma ?

Historiquement le terme "plasma" a été utilisé en physique pour la première fois par les physiciens Langmuir et Tonks en 1928 pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tub à décharge [1].

Le plasma est normé comme "quatrième état de la matière". Cette appellation vient du fait qu'au fur et à mesure que la température d'un corps augmente, il change d'état . Il passe successivement de l'état solide à l'état liquide puis à l'état gazeux. Si la température atteint environ  $10000^{\circ}K$  à  $100000^{\circ}K$ , la plupart de la matière est ionisée : on a alors l'état de plasma.

Le plasma est donc un corp qui a été soumis à une quantité d'énergie suffisante pour dissocier les électrons de leurs atomes (phénomène d'ionisation). Comme ces particules sont chargées, le plasma se comporte d'une manière différentes qu'un gaz neutre en présence de champs électriques et/ou magnétique. Les plasmas peuvent être de nature très différentes, leurs propriétés également, ainsi que les théories et les modèles décrivant chaque nature de plasma.

### 1.2 Paramètres importants dans l'étude de plasma

Pour caractériser les phénomènes liés au plasmas, en utilise différentes notions et paramètres, parmi lesquels on cite :



## Le degré d'ionisation

Tout plasma est caractérisé par son degré d'ionisation. Ce dernier étant le rapport entre le nombre  $N_e$  de charges négatives (ou positives) et le nombre total de particules par unité de volume [3]. Le degré d'ionisation est donc donné par la quantité  $\alpha$  :

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_n} \quad (1.1)$$

Le degré d'ionisation est le première paramètre de classification des plasmas :

si  $\alpha \ll 1$  le plasmas est dit "faiblement" ionisé et si  $\alpha \approx 1$ , il est dit "fortement" ionisé. Un gaz faiblement ionisation, son fréquence de collision électron-neutre est supérieure aux fréquences de collision électron-ion ou électron-électron. On utilisera la notation usuelle :  $\nu_{eo} \gg \nu_{ee}, \nu_{ei}$ . Pour un gaz fortement ioniser on aura alors :  $\nu_{eo} \prec \nu_{ee}, \nu_{ei}$

## Le rayon de la sphère ionique

Le rayon de la sphère ionique est la distance moyenne entre les ions, noté  $R_s$  et est donné par [2]

$$R_s = \left( \frac{3}{4\pi N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.2)$$

où  $N_i$  est la densité des ions.

## Longueur de Landau ( longueur critique d'interaction binaire)

La longueur de Landau  $l_L$  est la distance d'approche de deux électrons. Pour que leur énergie potentiel d'interaction binaire soit de même ordre de grandeur que leur énergie d'agitation thermique, on a :

$$KT = \frac{e^2}{l_L} \quad (1.3)$$

et donc la longueur de Landau vaut :

$$l_L = \frac{e^2}{KT} \quad (1.4)$$

La longueur de Landau intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et des corrélations de position dans un plasma

## le paramètre de couplage

Le paramètre de couplage est le rapport de l'énergie d'interaction entre deux électrons séparés par la distance moyenne  $a$ , à l'énergie thermique  $KT$ , et égal à la longueur de Landou  $L_l$  sur la distance moyenne  $a$ .

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{a} = \frac{L_l}{a} \quad \text{où } \beta = \frac{1}{KT} \quad (1.5)$$

Si  $\Gamma \ll 1$ , le couplage est dit faible, l'énergie cinétique est alors supérieure à l'énergie d'interaction coulombienne.

Si  $\Gamma \succ 1$ , le couplage est fort, l'énergie d'interaction coulombienne est supérieure l'énergie cinétique.

## Longueur de Debye ( longueur critique d'interaction collective )

La longueur de Debye est défini par la relation suivante :

$$\lambda_D = \left( \frac{KT}{8\pi N_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

elle représente la distance entre deux électrons pour la quelle le potentiel d'interaction entre ces deux électrons devient négligeable par l'effet d'écrantage due a la présence des ions formant le fond continu. C'est pour cette raison qu' elle est appelée aussi longueur critique d'interaction collective.

La longueur de Debye en unité CGS est donnée par :

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T}{N_e}} \quad (1.7)$$

$N_e$  la densité électronique,  $T$  la température du plasma et  $Z$  la charge des ions du plasma en unité de charge de proton.

## Fréquence plasma

Quand les ions subissent un petit déplacement (devant la longueur de Debye ), relativement aux ions voisin ils sont repoussés par la force de coulomb. Ceci provoque un mouvement d'oscillation. La fréquence associée à ce mouvement collectif est connue par le nom de la fréquence du plasma de système. Elle est liée au comportement collectif du plasma, et a été interprétée par Tonks et Langmuir 1929.

Quand on perturbe un plasma à l'équilibre, les électrons vont se mettre en oscillation avec une certaine fréquence  $\omega_p$ , définie par [3] :

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n (Ze)^2}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

## 1.3 Exemples et classification des plasmas

Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils constituent plus de 99% de la matière. Par contre dans notre environnement proche : "la terre" il passe presque inaperçus puisque leurs conditions d'apparition sont très éloignées des conditions nécessaires aux besoins de la vie terrestre. D'autre par on peut fabriquer des plasmas dans les laboratoires.

Comme nous l'avons vu, le plasma est constitué d'électrons, d'ions et de particules neutres. Le milieu est caractérisé par les densités  $N_e$  des électrons,  $N_i$  des ions  $N_0$  des particules neutres. Généralement l'état cinétique des différentes espèces est caractérisé par les trois températures  $T_e$ ,  $T_i$  et  $T_0$  respectivement température des électrons, des ions et des particules neutres.

Très souvent on se base sur la densité et la température électronique pour classer les plasmas. Devant cette classification, la physique des plasmas couvre un domaine de densité électronique allant de  $10^6 m^{-3}$  (espace interstellaire) à  $10^{30} m^{-3}$  (plasma dans les métaux et étoiles). Les températures électroniques peuvent varier de  $10^2 eV$  (espace interstellaire et décharges froides) à  $10^4 eV$  (intérieur des étoiles, plasmas de fusion).

On peut citer quelques plasmas typiques :

- **Les plasmas ultradenses (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 laser 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 plasmas 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 supérieures à  $3000 K$  (utilisation des décharges d'arc pour la soudure, la découpe, projection de matière,...).

- **Les plasmas d'astrophysique** dont la densité électronique est supérieure à  $10^{23}$  particules par  $cm^3$ .

Les valeurs typiques de température et de densité électronique concernant les plasmas naturels et ceux produits dans les laboratoires.

## 1.4 Applications des plasmas

Parmi les domaines d'études et d'applications des plasmas, on peut citer :

- L'astrophysique et la physique de l'environnement spatial.
- La fusion thermonucléaire contrôlée.
- La chimie des plasmas
- L'analyse d'éléments (chimie analytique).
- L'éclairage (lampes à néon ).
- Les sources d'ions et d'électrons.
- La soudure (soudure à l'arc).
- Le traitement de surface et la fabrication des matériaux en micro électronique.

## 1.5 Profil de raie

La spectroscopie du plasma est fondamentalement une discipline expérimentale qui concerne l'étude du rayonnement émis par un émetteur ionique ou atomique immergé dans un plasma, dans lequel il dépend non seulement des propriétés de l'émetteur isolé, mais aussi des propriétés du plasmas qui l'entour. Il est généralement caractérisé par un profil spectral qui donne la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale.

Le profil des raies spectrales est une représentation très pertinente de l'atome émetteur et de son environnement. La description du formalisme de profil de raies d'émission d'un émetteur plongé dans un plasma est tout a fait générale, par le fait que le profil spectral est donné par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du dipole. Le calcul de cette fonction nécessite la connaissance de l'opérateur d'évolution de l'émetteur. L'équation stochastique vérifiée par l'opérateur d'évolution doit être résolue pour obtenir le profil de raies.

## 1.6 L'élargissement d'un profil de raie

Le rayonnement émis par un atome ou un ion, porte la marque des diverses perturbation qui agissent sur l'émetteur. Ces perturbations se traduisent par un élargissement, un déplacement ou par une dégénérescence élevée des niveaux.

### 1.6.1 Elargissement naturel

Un atome excité dans un état d'énergie  $E_j$ , passe dans un état de moindre énergie  $E_i$ , est émit un spectre caractérisé par une largeur naturelle qu'est liée aux temps de vie des deux niveaux d'énergie de la transition, c'est à dire le niveau excité  $j$ , a une durée de vie finit par suite de l'existence d'une probabilité non nulle d'émission spontanée vers des niveaux inférieurs

$n$ . Ceci est dû au fait que les niveaux d'énergies possèdent toujours une largeur naturelle. La durée de vie  $\tau_j$  d'un niveau  $j$  est définie par :

$$\tau_j = \frac{1}{\sum_{n\pi j} A_{jn}}, \quad (1.9)$$

où  $\sum_{n\pi j} A_{jn}$  est une somme sur toutes les valeurs de la probabilité d'émission spontanée entre les niveaux  $j$  et les niveaux inférieurs  $n$ . Pour un niveau d'énergie de largeur naturelle  $\Delta E$  le principe de Heisenberg conduit à une durée de vie  $\tau$  :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.10)$$

Weigner et Weisskopf ont proposé une théorie [2] qui donne la dispersion des fréquences autour de la fréquence centrale  $\omega_{ij}$  :

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i, \quad \nu_{ij} = \frac{\omega_{ij}}{2\pi} \quad (1.11)$$

selon cette théorie la probabilité d'émission d'un photon de fréquence  $\nu$  tel que  $h\nu = E_j - E_i$  peut être mise sous la forme suivante :

$$I(\nu) d\nu = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} \quad (1.12)$$

avec

$$\Delta\nu = \frac{\frac{1}{\tau_j} - \frac{1}{\tau_i}}{4\pi} \quad (1.13)$$

où  $\Delta\nu$  est la largeur naturelle de la raie à mi-hauteur.

Si  $I$  est l'intensité totale dans la raie, l'intensité  $I_\nu$  à la fréquence  $\nu$  sera :

$$I_\nu = \frac{I}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} \quad (1.14)$$

pour une forme plus générale, les profils de dispersion sont :

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{(x^2 + \delta^2)} \quad (1.15)$$

avec  $x = \nu - \nu_{ij}$

c'est à dire que la largeur naturelle de la raie est une fonction de forme lorentzienne, inverse des durées de vie des niveaux  $i$  et  $j$  respectivement. En général cette largeur est petite comparée

à d'autres types d'élargissement

### 1.6.2 Elargissement Doppler

L'effet Doppler est le mécanisme dominant dans les plasmas peu denses et à température très élevées[2], il est une conséquence du mouvement des atomes.

à cause de l'agitation thermique les atomes se déplacent d'une manière aléatoire, certains atomes vont se rapprocher de l'observateur et d'autres vont s'éloigner, la fréquence apparente croît quand l'atome se déplace vers l'observateur et diminue quand le mouvement est dans le sens opposé, il en résulte que la raie spectrale, qui est une superposition des raies émises par beaucoup d'atomes, est élargie. En effet, quand la source (atome) se rapproche de l'observateur avec une vitesse  $v \ll c$  la fréquence observée est :

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (1.16)$$

où  $\nu_0$  fréquence d'émission au repos et  $c$  vitesse de la lumière.

Dans 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. Cette distribution est donnée par [2] :

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left\{ - \left( \frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right\}, \quad (1.17)$$

avec  $I$  est l'intensité totale dans la raie,  $I_\nu$  est l'intensité de la fréquence  $\nu$  et  $\Delta\nu_D$  est le déplacement Doppler en fréquence qui correspond à la vitesse la plus probable  $v_{pr}$  ; d'où :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{v_{pr}}{c} \quad (1.18)$$

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

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta} \exp \left( -\frac{x^2}{\beta^2} \right) \quad (1.19)$$

tel que :  $x = \nu_0 - \nu$  et  $\beta$  est une demi-largeur à demi-hauteur donnée par :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{v_{pr}}{c} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.20)$$

Si le mouvement dans le milieu est d'origine thermique  $v_{pr}$  sera :

$$v_{pr} = \left( \frac{2K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

avec  $K_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  est la température en Kelvin. et  $m$  la masse en unité de masse atomique (c'est à dire  $m = A M_P$ , où  $A$  est le nombre atomique et  $M_P$  est la masse de proton ).

Alors la largeur Doppler en Hertz est :

$$2\Delta\nu_D = 2\nu_0 \left( \frac{2K_B T \ln 2}{m c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.22)$$

on obtien :

$$2\Delta\nu_D = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (1.23)$$

### 1.6.3 Elargissement Stark

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 recouvre ici toutes les formes d'interaction possibles entre l'émetteur et les perturbateurs.

Dans les plasmas, lorsque le degré d'ionisation est suffisamment élevé, l'interaction la plus importante est celle qui met en cause les particules chargées (ions, électrons) et c'est la présence des champs électrique qui a conduit à appeler ce type d'élargissement "élargissement Stark".

Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origines les travaux de Baranger (1958) [[9], [10]] immédiatement suivis de ceux de Kolb et Griem (1958) [11] où les électrons sont traités dans le cadre de la théorie d'impact et les ions dans le cadre de la théorie quasi-statique.

#### Définition du système physique

Nous considérons que le système physique est formé d'un émetteur radiatif ionique ou atomique plongé dans un milieu proche de l'équilibre thermodynamique (bain thermique). On peut considérer essentiellement deux approximations :

**Approximation impacte :** Où l'émetteur est couplé individuellement avec chaque particule perturbatrice du bain thermique, cette approximation est intéressante dans le cas où le couplage émetteur-bain peut être représenté par des chocs binaires, ce qui est le cas par exemple



pour les interactions atome-atome dans un gaz, ou pour les interactions électron-émetteur dans un plasma.

**Approximation quasi-statique :** Où l'émetteur échange de l'énergie avec l'ensemble du bain thermique, cette approximation est intéressante lorsque les propriétés de l'émetteur dépendront d'un environnement local plus ou moins stable, c'est le cas par exemple pour des interactions ion-émetteur dans un plasma

**Calculs profils de raies :** L'interaction dans l'approximation dipolaire s'écrit :

$$V = - \vec{d} \vec{E}(t) \quad (1.24)$$

où  $\vec{d}$  est l'opérateur moment dipolaire et  $\vec{E}(t)$  le champ électrique créé par les perturbateurs au centre de l'atome à l'instant  $t$

Cette expression est valable pour un émetteur neutre, mais si l'émetteur est un ion il faut ajouter le terme d'ordre zéro, le potentiel de coulomb  $(ZZ_P e^2)/r$ , où  $r$  la distance entre le perturbateur et le centre de l'ion, et  $Z$   $Z_P$  respectivement les nombres de charge de l'émetteur et du perturbateur.

Le système considéré, consiste en un émetteur atomique ou ionique immergé dans un bain de perturbateurs.

Le modèle le plus simple consiste à considérer le système complet comme un seul objet quantique d'une molécule gigantesque avec des niveaux d'énergie et des états stationnaires [[12], [13]]

Alors que, dans le cas de l'émission spontanée, la puissance totale rayonnée lors d'une transition d'un état " $\alpha$ " d'énergie  $E_\alpha$  à un état " $\beta$ " d'énergie  $E_\beta$ , d'une particule émettrice, est donné par :

$$P_{\alpha\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3 c^3} |\langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle|^2 \quad (1.25)$$

où  $\vec{d}$  est l'opérateur moment dipolaire de système(émetteur-perturbateur) et  $\omega_{\alpha\beta} = (E_\alpha - E_\beta)/\hbar$  est la fréquence émise

On obtient le spectre complet, en prenant la somme sur tous les états initiaux et finaux de transitions possible contribuant à la raie [4] :

$$P = \frac{4\omega^4}{3 c^3} \sum_{\alpha\beta} \rho_\alpha \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (1.26)$$

où  $\rho_\alpha$  est la probabilité de trouver le système dans l'état initial  $\alpha$

La puissance émise  $P(\omega)$  pour une fréquence donnée est proportionnelle au profil  $I(\omega)$  de la raie étudiée :

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (1.27)$$

soit :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (1.28)$$

Le passage à la transformée de Fourier nous permet d'introduire une fonction du temps  $C(t)$  :

$$C(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega t) I(\omega) d\omega \quad (1.29)$$

En combinant(1.28) et (1.29) on obtient

$$C(t) = \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} \exp(-i\omega t) \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (1.30)$$

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  $C(t)$  :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) C(t) dt \quad (1.31)$$

où Re signifie partie réelle.

On peut donner un sens physique à cette fonction  $C(t)$  :

Soient  $H$  et  $T(t, 0)$ , respectivement le hamiltonien total du système (émetteur + perturbateurs) et l'opérateur d'évolution du système en représentation de Schrodinger. Si  $H$  est indépendant du temps, l'opérateur d'évolution  $T(t, 0)$  s'écrit :

$$T(t, 0) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} Ht\right) \quad (1.32)$$

avec  $T(0, 0) = I$ , où  $I$  est l'opérateur identité.

On peut calculer la fonction  $C(t)$  de la manière suivante[31]

$$\begin{aligned}
C(t) &= \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} \exp(-i\omega_{\alpha\beta}t) \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \\
&= \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle^* \exp\left(\frac{i}{\hbar}E_{\beta}t\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_{\alpha}t\right) \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \\
&= \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha} \langle \alpha | \vec{d}^{\dagger} | \beta \rangle \exp\left(\frac{i}{\hbar}E_{\beta}t\right) \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_{\alpha}t\right) \\
C(t) &= Tr \left[ \rho \vec{d}^{\dagger} T^{\dagger}(t, 0) \vec{d} T(t, 0) \right]
\end{aligned} \tag{1.33}$$

On notant :  $\vec{d}(t) = T^{\dagger}(t, 0) \vec{d} T(t, 0)$  l'opérateur moment dipolaire électrique en représentation de Heisenberg,  $C(t)$  devient :

$$C(t) = Tr \left[ \vec{d}(0) \vec{d}(t) \rho \right]$$

$C(t)$  apparait ainsi comme la fonction d'autocorrélation de l'amplitude de la lumière [14].

Si on suppose que le système total formé par l'émetteur et l'ensemble des perturbateurs est à l'équilibre à la température  $T$ . La matrice densité du système s'écrit dans le cas d'un ensemble canonique :

$$\rho \propto \exp\left(-\frac{H}{KT}\right)$$

où  $H = H_E + H_B + V_{EB}$  est l'Hamiltonien du système total, avec  $H_E$  et  $H_B$  les termes relatifs à l'émetteur et au bain de perturbateurs, et  $V_{EB}$  le potentiel d'interaction entre les deux. La matrice densité peut être factorisée. En supposant qu'il n'existe qu'un couplage faible entre l'émetteur et son environnement. On peut alors séparer le sous-système atomique du sous-système des perturbateurs en factorisant la matrice de densité à l'instant initial :

$$\rho = \rho_E \rho_B \tag{1.34}$$

où  $\rho_E$  et  $\rho_B$  sont les matrices densités relatives à l'émetteur et au bain. Cette factorisation permet de calculer la trace en deux étapes :

$$C(t) = Tr_E \left[ \rho_E Tr_B \left[ \rho_B \vec{d}(0) \vec{d}(t) \right] \right]$$

où  $Tr_E$  et  $Tr_B$  ne portent respectivement que sur les états de l'émetteur et du bain de perturbateurs.

La notion de bain utilisée précédemment signifie que les états des perturbateurs évoluent librement sans action de l'émetteur, et que les états de l'émetteur évoluent sous l'action de  $H_0 + V_{EB}(t)$ .

La trace sure les états des perturbateurs est remplacée par une moyenne statistique, symbolisée par  $\{\dots\}$ , dans l'espace des phases des perturbateurs :

$$C(t) = Tr_{E\rho_E} \left\{ \vec{d}(0) \vec{d}(t) \right\}. \quad (1.35)$$

## 1.6.4 Paramètres importants dans l'élargissement des raies

### Temps d'intérêt du processus d'élargissement

Le temps d'intérêt d'un processus d'élargissement est une conséquence directe de la forme, en transformée de Fourier, du profil de raies. Le temps d'intérêt  $t_i$  est l'intervalle du temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement de l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs :

$$t_i = \frac{1}{|\Delta\omega|} \quad \text{où} \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad \text{et} \quad \omega_0 \text{ est le centre de la raie}$$

### Temps de collision

Dans les plasmas cinétiques où l'approximation des collisions binaires est satisfaite, le temps caractéristique associé à la perturbation correspond au temps de collision  $\left(\tau_c = \frac{\rho}{V_{pr}}\right)$ , défini comme le rapport entre le paramètre d'impact de collision  $\rho$  et la vitesse thermique la plus probable du perturbateur  $V_{pr} = \sqrt{\frac{2K_B T}{m}}$ .

Pour les plasmas plus denses, au lieu d'utiliser le temps de collision, on utilise le temps caractéristique de relaxation d'une fonction de corrélation du microchamp électrique du plasma ce dernier décrit les effets collectifs des perturbateurs.[4]

### L'approximation d'impact

l'importance de l'approximation d'impact est due au fait qu'elle est presque toujours valable pour traiter les perturbateurs électroniques. Cette approximation est utilisée lorsque les collisions sont essentiellement binaires, et valable lorsque le temps de collision  $\tau_c$  est très court devant le temps d'intérêt  $t_i$ .

Soit un électron de vitesse  $V$ , de paramètre d'impact  $\rho$ , entrant en collision avec un atome excité constitué d'un électron sur une orbite de nombre quantique principal  $n$  et d'un coeur

de charge  $Z_e$ . Un élément dipolaire caractéristique de la matrice de transition est de l'ordre de  $q_e n^2 \frac{a_0}{Z_e}$  ( $a_0$  est le rayon de Bohr) et donc l'énergie d'interaction [5] est de l'ordre de  $q_e^2 n^2 \frac{a_0}{Z_e \rho^2}$ .

L'approximation d'impact est valable, quand le produit de l'énergie d'interaction par le temps de collision est petit devant  $\hbar$  :

$$q_e^2 n^2 \frac{a_0}{Z_e \rho^2} \frac{\rho}{V_{pr}} \ll \hbar \quad (1.36)$$

on élevant au cube :

$$\frac{Z_e^3 \rho^3 \hbar^3 V_{pr}^3}{q_e^6 n^6 a_0^3} \gg 1 \quad (1.37)$$

Pour estimer le paramètre d'impact  $\rho$  on remplace  $\rho$  par la distance moyenne entre particule  $r_e$  qui est définie par l'équation  $\frac{4}{3} \pi r_e^3 N_e = 1$ ,  $V_{pr}$  est estimée par la vitesse thermique

$$V_{pr} = \sqrt{\frac{2K_B T}{m_e}} \quad (1.38)$$

ce qui donne en ométant quelques facteurs numériques :  $A \frac{Z_e^3}{n^6} \gg 1$  avec  $A = \frac{2(2\pi m K_B T)^{\frac{3}{2}}}{N_e \hbar^3}$

A représente le nombre d'états quantique accessibles pour chaque électron A étant toujours très grand, la condition  $A \frac{Z_e^3}{n^6} \gg 1$  précédente est en général satisfaite, y compris pour les valeurs élevées du nombre quantique principal  $n$ .

## L'approximation quasi-statique

Si le temps de collision  $\tau_c$  d'une interaction est très grand devant le temps d'intérêt  $t_i$ , alors on peut ignorer complètement le mouvement des perturbateurs, et l'approximation quasi-statique qu'il convient d'utiliser. Elle est souvent plus valable quand les ions se déplacent lentement [6]. Cette approximation est souvent valide pour les basses températures et les grandes densités [[7], [8]].

### 1.6.5 Elargissement instrumental

Dans la largeur de raie des spectres expérimentaux, il y a deux contributions, la largeur primaire et la largeur instrumentale de l'appareil utilisé, donc il faut tenir compte de cette largeur.

La forme de l'élargissement instrumental peut être Gaussienne ou Lorentzienne.

## Chapitre 2

# Les effets collisionnelle et l'élargissement électronique dans les plasmas

Dans les plasmas plus denses, l'effet Doppler et l'élargissement naturel sont négligeables puisque les formes des raies spectrales sont fortement influencées par les interactions avec les atomes ou les ions au voisinage [20]. En effet la durée de vie d'un niveau excité d'un atome rayonnant peut être limitée par les collisions avec les autres particules du milieu.

Les collisions agissant sur l'émetteur dépendront de la nature des particules perturbatrices. dans le cas où l'émetteur est neutre c'est la Forces de Van Der Waals et c'est la force colombiennes pour des perturbateurs chargés.

### 2.1 Les collisions dans les plasmas

Lorsque deux particules initialement séparées par une distance  $d$  s'approchent l'une de l'autre, et comencent à intéragir et si, après cette interaction quelques changement mesurables se sont produits, on dit qu'une collision a eu lieu. Dans les mécanismes de collisions il y a deux échelles d'observation

- L'échelle microscopique, où les particules sont identifiées à des points matériels en mouvement (Théorie cinétique) ; leurs déplacements seront repérés dans le référentiel de laboratoire.
- L'échelle sub-microscopique, permettant d'accéder à la structure interne des particules, les mouvements de leurs constituants élémentaires (noyaux, électrons liés) seront étudiés dans le référentiel de leur centre de masse.

Le plasma est un milieu très complexe contenant un grand nombre de particules de nature différentes, pour chaque particules on peut définir des degrés de liberté internes (sub-microscopique) est externe (microscopique).

En raison de l'agitation thermique de chacun de ses constituants, de multiples collisions se produisent au sein du plasma, permettant des transferts de quantité de mouvement et d'énergie entre les particules. Ces effets ont une importance capitale, puisqu'ils permettent au plasma d'atteindre un état d'équilibre.

Les collisions au sein du plasma peuvent provoquer des échanges entre les degrés de liberté internes et externes de chaque particule [1]. Afin simplifier les mécanismes de collisions, on suppose que le plasma est suffisamment dilué, et nous admettrons que les collisions à deux corps dominantes et que la durée d'une collision est petit devant l'intervalle de temps entre deux collisions successives. Ces hypothèses permettent de considérer la collision comme un problème à deux corps isolés du reste du système.

## 2.2 Types des collisions

Appelons  $P(i)$ ,  $Q(j)$  les deux particules avant le choc et  $P(k)$ ,  $Q(l)$  les produits de la collision où  $i$ ,  $j$ ,  $k$  et  $l$  représentent leurs états internes (excitations électronique, vibrationnelle, rotationnelle) et  $\Delta E_{ijkl}$  la variation globale d'énergie interne au cours du choc. On distingue trois classes de collisions :

### 2.2.1 Collisions élastiques

Les hypothèses de base du calcul des collisions élastiques entre deux particules  $P(i)$ ,  $Q(j)$  sont : l'énergie cinétique du système de particules impliquées dans une collision est conservée, l'énergie interne individuelle de chaque particule est inchangée après cette collision, il y a seulement une simple déviation de la trajectoire des particules, accompagnée d'un transfert moyen d'énergie cinétique.

$$P(i) + Q(j) \longrightarrow P(i) + Q(j) + \Delta E_{ijkl}$$

avec  $\Delta E_{ijkl} = 0$

Ceci implique que dans le cas de l'interaction d'une particules avec un atome, la population électronique de l'atome cible n'est pas modifiée lors d'une collision élastique. Les collisions ion-atome à faible énergie cinétique sont souvent traitées comme des collisions élastiques en première approximation. Macroscopiquement, ces collisions se traduisent par des phénomènes de diffusion

et de transfert de quantité de mouvement et d'énergie. La fraction d'énergie  $E_{PQ}$  transférée d'une particule de masse  $m$  à une particule de masse  $M$  est, quelque soit l'angle de déviation est donnée par la relation suivante[16] :

$$E_{PQ} = \frac{2mM}{(M + m)^2},$$

si  $m \ll M$

$$E_{PQ} = \frac{2m}{M}.$$

### 2.2.2 Collisions inélastiques

Contrairement aux collisions élastiques, l'énergie total du système de particule n'est pas conservé lors d'une collision inélastique. Ainsi, l'énergie interne de chacun des participants a la collision peut être modifiée.

$$P(i) + Q(j) \longrightarrow P(k) + Q(l) + \Delta E_{ijkl}$$

Lorsque la collision est résonnante (c'est-à-dire le transfert d'énergie est parfaitement réalisé entre les états  $i, j$ , et  $k, l$ );  $\Delta E_{ijkl} = 0$ .

Dans le cas d'une collision ion-atome, chacun des deux partenaires peut voir sa population électronique modifiée, lors de la collision, les électrons vont ressentir simultanément le potentiel attractif des noyaux cibles et projectiles. Une partie de l'énergie cinétique perdue par le projectile peut ainsi être transférée aux électrons. Les modification de configuration électronique des deux partenaires dépendent des processus fondamentaux intervenant lors de la collision inélastique. On distinguera trois processus essentiels : la capture, l'excitation et l'ionisation.

#### Processus inélastiques élémentaires

Lors d'une collision inélastique ion-atome, les configurations électronique des deux participants peuvent être modifiées. La capture électronique par le projectile, l'excitation de l'atome cible et du projectile ainsi que l'ionisation de l'atome cible sont ici brièvement présentées.

##### •La capture

La capture consiste au transfert d'un ou plusieurs électrons depuis un état lié de la cible vers un état lié du projectile. Si la capture crée un trou (électron manquant) dans une couche interne de la cible, celle-ci peut à nouveau être ionisée lors de la désexcitation par un processus



auto-ionisant tel que l'effet Auger.

### •L'excitation

Lors de la collision ion-atome, un électron de la cible peut être transféré vers un état moins lié. L'atome cible se trouve dans un état excité ; de même, le projectile peut être excité lors de la collision. Deux voies de désexcitation peuvent ensuite être suivies, la transition radiative ou la transition Auger. Si l'excitation concerne un électron de valence de la cible, seule une transition radiative est possible. Dans le cas d'un électron quittant une couche interne, l'importance relative des deux voies de désexcitation dépend de la couche atomique considérée et du numéro atomique de la cible [Krause 1979, Briand 1994]. Si la désexcitation s'effectue par transition Auger, la cible sera ionisée après l'excitation.

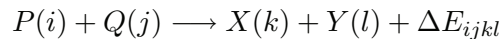
### •l'ionisation

De même qu'une collision peut conduire à une excitation de la cible ou du projectile, il est également possible qu'un électron de la cible ou du projectile transite d'un état lié vers un état du continuum électronique. Si l'électron arraché vient d'une couche interne, alors l'atome cible ou l'ion projectile peut à nouveau être ionisé lors de la désexcitation, comme dans les cas de la capture et de l'excitation.

Ces trois processus primaires sont généralement concomitants lors d'une collision ion atome. La contribution relative de ces mécanismes dépend à la fois de la nature du projectile et de la cible ainsi que de la couche atomique considérée, mais également de la vitesse relative à laquelle la collision a lieu. On distinguera trois domaines de vitesse, à basse vitesse, la capture d'un électron par le projectile est le phénomène dominant. Aux vitesses intermédiaires, les trois processus coexistent avec des sections efficaces équivalentes. Enfin, l'excitation et l'ionisation prédominent et sont presque équiprobables aux grandes vitesses.

### 2.2.3 Collisions réactives

Les collisions réactives donnent des produits  $X(k)$ ,  $Y(l)$  différents des particules initiales.



avec  $\Delta E_{ijkl} \neq 0$

## 2.3 Section efficace

Pour décrire les collisions nous allons introduire la notion statistique de section efficace de collision. Cette grandeur sera utile pour décrire par les méthodes de la théorie cinétique le rôle des collisions dans le comportement global d'un gaz.

Considérons deux jets de particules  $P(i), Q(j)$  se croisant dans l'espace,  $i$  et  $j$  représentant leurs états internes d'énergie,  $n_1$  et  $n_2$  leurs densités numériques respectives et  $\vec{w}_1, \vec{w}_2$  leurs vitesses dirigées. Les deux faisceaux définissent dans l'espace une zone de collision de volume  $dv$ .

Pour simplifier la description physique de la collision, nous supposons que chaque jet est monocinétique (les particules ont toutes la même vitesse dirigée) et que les densités  $n_1$  et  $n_2$  de chaque espèce sont suffisamment faibles pour pouvoir négliger les interactions au sein d'un même faisceau [1]. On considère deux particules  $A$  et  $B$  de masse  $m_A$  et  $m_B$ , de vitesses  $\vec{w}_A, \vec{w}_B$  respectivement. Dans un repère fixe par rapport à  $B$ , la vitesse relative de ces particules est :

$$\vec{w} = \vec{w}_A + \vec{w}_B \quad (2.1)$$

Si l'on suppose qu'un flux  $F_A$  de particules  $A$  tombe à la vitesse  $\vec{w}$  sur la particule cible  $B$ , un certain nombre de particules  $dN_A$  sera dévié. Ces particules sont déterminées en plaçant un détecteur de surface d'entrée  $dS_D$  à une distance  $r_D$  de la région de collision  $dV$ . Celle-ci est donc observée suivant un angle solide  $d\Omega$

$$d\Omega = \frac{dS_D}{r_D^2} = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.2)$$

On peut écrire :

$$dN_A = F_A \sigma(\vec{w}, \theta, \varphi) d\Omega \quad (2.3)$$

Où  $\sigma(\vec{w}, \theta, \varphi)$  est la section efficace différentielle de collision.

Si on intègre l'équation (2.3) sur tous les angles on trouve :

$$N_A = F_A \sigma_0(\vec{w}) \quad (2.4)$$

avec  $\sigma_0$  la section efficace de collision totale.

## 2.4 Fréquence de collision

La fréquence de collision des particules  $A$  avec d'autres particules  $B$  est définie comme l'inverse du temps entre deux collisions successives. On peut la calculer en déterminant le flux de particules de type  $A$  dirigées vers une particule  $B$  située dans un volume  $d^3\vec{r}$  :

$$F_A = n_A \bar{w}_{AB} \quad (2.5)$$

où  $\bar{w}_{AB}$  est la vitesse moyenne relative de  $A$  par rapport à  $B$ .

Le nombre totale de particules déviées  $n_d$  par toutes les particules  $B$  dans  $d^3\vec{r}$  est donc :

$$n_d = (n_A \bar{w}_{AB} \sigma_0) (n_B d^3\vec{r}) \quad (2.6)$$

$\sigma_0$  étant la section efficace de collision  $AB$ ,  $n_A$  la densité des particules  $A$  et  $n_B$  densité des particules  $B$ . En divisant l'équation (2.6) par  $n_A d^3\vec{r}$ , on obtient les fréquences de collisions  $\nu_{AB}$

$$\nu_{AB} = n_B \sigma_0 \bar{w}_{AB} \quad (2.7)$$

La fréquence de collision d'un électron avec une particule neutre est beaucoup plus importante que celle d'un ion avec la même particule [19]. On peut définir aussi le temps de collision  $\tau_{AB}$  par la relation suivante :

$$\tau_{AB} = \frac{1}{\nu_{AB}} \quad (2.8)$$

## 2.5 Trajectoire des particules chargées entrées en collisions

On dit qu'il y a collision lorsque deux ou plusieurs particules se rapprochent accidentellement à des distances assez faibles pour que les énergies d'interaction deviennent comparables aux énergies cinétiques ; les particules ainsi entrées en collision auront des trajectoires courbes, aussi longtemps qu'elles resteront à courte distance les unes des autres. Après la collision, elles reprendront des trajectoires quasi rectilignes.[3]

### 2.5.1 collisions coulombiennes binaires

Les interactions binaires conduisent, lorsque deux particules passent près l'une de l'autre, à des collisions binaires : ce mécanisme permet des échanges d'énergie entre les différentes espèces de particules et conduit à des effets dissipatifs (amortissement) dans les ondes. Dans l'exemple

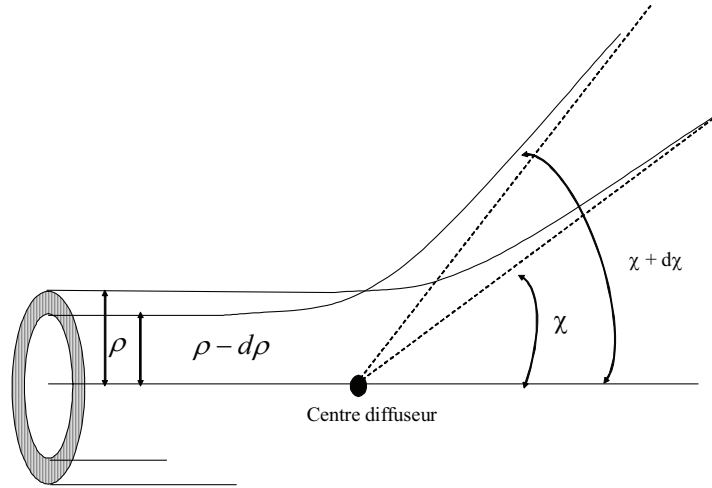


FIG. 2-1 – collision binaire électron-ion , $\rho$  paramètre d'impact et  $\chi$  angle de déviation.

simple les collisions des électrons sur les ions produisent à la longue un amortissement de celles-ci.

Dans le cas des collisions électron ion qui sont plus simples à décrire parce que dans un tel processus l'ion de masse beaucoup plus élevée que celle de l'électron, peut être supposé immobile, la trajectoire de l'électrons est une hyperbole.

Longtemps avant le choc, les trajectoires étaient quasi rectillignes, suivant deux droites parallèles distantes l'une de l'autre de  $\rho$ ;s'il n'y avait pas de force d'interaction, la distance de plus courte approche des deux particules aurait été précisément  $\rho$ .  $\rho$  est ce qu'on appelle le paramètre d'impact de la collision, et  $\chi$  l'angle de déviation

## 2.6 Elargissement électronique

En supposant que les états initiaux de l'émetteur qui contribuent à une raie spectrale sont également probables, on peut omettre la matrice de densité dans l'équation de la fonction d'autocorrelation du moment dipolaire électrique, qui s'écrit alors :

$$C(t) = \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \left\{ \vec{d}_{\alpha\beta} \langle \beta | T^+(t) | \dot{\beta} \rangle \vec{d}_{\dot{\beta}\alpha} \langle \dot{\alpha} | T(t) | \alpha \rangle \right\}_{moy} \quad (2.9)$$

En utilisant l'approximation d'impacte, qui suppose que le temps de collision est très petit devant le temps d'intérêt, pour calculer l'effet de la composante électronique, et on utilise la

représentation d'interaction de l'opérateur d'évolution

$$U(t, 0) = \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) T(t, 0) \quad (2.10)$$

où  $H_E$  est l'hamiltonien de l'émetteur non perturbé on outre  $U(t, 0)$  doit satisfaire à son tour à l'équation de shrödinger, avec le potentiel  $V_{cl}$  :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dU(t)}{dt} &= \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) V_{cl}(t) \exp\left(-\frac{iH_E t}{\hbar}\right) U(t) \\ &= \hat{V}(t) U(t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

dont la solution peut être écrite sous une forme itérative :

$$U(t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_0^t \hat{V}(t_1) dt_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^t \hat{V}(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} \hat{V}(t_2) dt_2 + \dots \quad (2.12)$$

en substituant l'équation (2.12) dans (2.9), la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique devient[33] :

$$C(t) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\alpha - E_\beta)t\right] \left[ \vec{d}_{\alpha\beta} \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \{U_b(t) U_a^*(t)\}_{moy} \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \vec{d}_{\beta\dot{\alpha}} \right] \quad (2.13)$$

Afin de calculer la moyenne sur les perturbateurs, considerons la variation par rapport au temps de la quantité concernée :

$$\begin{aligned} \Delta \{U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\}_{moy} &= \{U_b(t + \Delta t, 0) U_a^*(t + \Delta t, 0) - U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\} \\ &= \{[U_b(t + \Delta t, t) U_a^*(t + \Delta t, t) - 1] U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\} \end{aligned} \quad (2.14)$$

et en remarquant que la quantité se trouvant entre les crochets dans l'équation (2.14) sera évaluée

$$U(t + \Delta t, t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} \hat{V}(\dot{t}_1) d\dot{t}_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_t^{t+\Delta t} \hat{V}(\dot{t}_1) d\dot{t}_1 \int_t^{\dot{t}_1} \hat{V}(\dot{t}_2) d\dot{t}_2 + \dots \quad (2.15)$$

utilisons le changement de variable  $t_1 = \dot{t}_1 - t$  et  $t_2 = \dot{t}_2 - t$  et la définition (2.12) de  $\dot{V}(t)$ , pour aboutir à :

$$\{U(t + \Delta t)\} = \left\{ 1 - \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) \left[ \frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} \dot{V}(t_1) dt_1 - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \dot{V}(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} \dot{V}(t_2) dt_2 + \dots \right] \exp\left(-\frac{iH_E t}{\hbar}\right) \right\} \quad (2.16)$$

Si on choisit l'intervalle de temps suffisamment grand pour que dans le produit des facteurs de l'équation (2.16), les deux termes soient statistiquement indépendants, on peut remplacer cette équation aux différences par une équation différentielle :

$$\frac{d}{dt} \{U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\} = \exp\left(\frac{i(H_b - H_a)t}{\hbar}\right) \Phi_{ab} \exp\left(-\frac{i(H_b - H_a)t}{\hbar}\right) \{U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\} \quad (2.17)$$

où  $H_b$  et  $H_a$  sont les projections de  $H_E$  sur les sous espaces supérieur et inférieur de la transition, et  $\Phi_{ab}$  **l'opérateur de collisions électroniques** indépendant du temps et du microchamp ionique, qui est donné par l'expression :

$$\begin{aligned} (\Delta t) \Phi_{ab} = & \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} [\dot{V}_b(t_1) - \dot{V}_a^*(t_1)] dt_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} \dot{V}_b(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} \dot{V}_b(t_2) dt_2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} \dot{V}_a^*(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} \dot{V}_a^*(t_2) dt_2 - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} \dot{V}_b(t_1) dt_1 \int_0^{\Delta t} \dot{V}_a^*(t_2) dt_2 \right\} \quad (2.18) \end{aligned}$$

Dans cette expression  $\Delta t$  a été choisi plus grand que le temps de collision, mais beaucoup plus petit que le temps de variation caractéristique de  $U$ . On peut citer deux conséquences importantes à savoir :

Les collisions individuelles étant indépendantes, alors la moyenne dans (2.18) se réduit à une simple multiplication par le nombre de collision durant le temps [17] avec un paramètre d'impact  $\rho$  donné par :

$$N_e \Delta t \int v dv f(v) 2\pi \rho dv \quad (2.19)$$

Où  $N_e$  est la densité électronique.

La deuxième conséquence découle du choix d'un temps de collision très court qui permet d'étendre l'intégration sur le temps entre  $-\infty$  et  $+\infty$ . Cette hypothèse est celle des collisions complètes dans l'intervalle de temps envisagé et permet d'écrire l'opérateur de collision sous la

forme suivante

$$\begin{aligned}
\Phi_{ab} = & 2\pi N_e \int_0^\infty v dv f(v) \int_0^\infty \rho d\rho \left[ -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} [\dot{V}_b(t_1) - \dot{V}_a^*(t_1)] dt_1 \right. \\
& + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{V}_b(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} \dot{V}_b(t_2) dt_2 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{V}_a^*(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} \dot{V}_a^*(t_2) dt_2 \\
& \left. - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{V}_b(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{V}_a^*(t_2) dt_2 \right]_{ang} \quad (2.20)
\end{aligned}$$

La moyenne à prendre dans l'expression (2.20) est notée  $[\dots]_{ang}$  et porte sur les angles entre  $\vec{\rho}$ ,  $\vec{v}$  et le dipôle de l'émetteur.

Avec l'hypothèse de collisions complètes, la solution de l'équation (2.17) s'exprime comme :

$$\{U_b(t, 0) U_a^*(t, 0)\} = \exp\left(\frac{i(H_b - H_a)t}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{i(H_b - H_a)t}{\hbar} + \Phi_{abt}\right) \quad (2.21)$$

et l'expression (2.13) de la fonction d'auto-correlation du moment dipolaire électronique devient :

$$C(t) = \vec{d}_{\alpha\beta} \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \exp\left(-\frac{i(H_b - H_a)t}{\hbar} + \Phi_{abt}\right) \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \vec{d}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}^* \quad (2.22)$$

Il en résulte que le profil de raie obtenu par la transformée de Fourier, s'écrit sous la forme :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \vec{d}_{\alpha\beta} \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \left[ i\omega - \frac{i(H_b - H_a)}{\hbar} + \Phi_{ab} \right]^{-1} \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \vec{d}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}^* \quad (2.23)$$

Cette formule permet de calculer le profil de raie élargi uniquement par la partie du bain thermique formée par les électrons.

Le résultat de l'intégration angulaire sur la position et la vitesse du terme en  $\frac{i}{\hbar}$  de l'opérateur de collision donné par l'équation (2.20) étant nul, les éléments de matrice de celui-ci sont donnés par

$$\begin{aligned}
\left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \Phi_{ab} \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle = & -\frac{2\pi N_e}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_0^\infty \rho \delta_{0, \vec{\rho}, \vec{v}} d\rho \\
& \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \left( \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \dot{V}_a^*(t_1) \dot{V}_a^*(t_2) \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \right. \right. \\
& + \left. \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \dot{V}_b(t_1) \dot{V}_b(t_2) \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \right) \\
& \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \left\langle \left\langle \alpha\beta \left| \dot{V}_b(t_1) \dot{V}_a^*(t_2) \right| \dot{\alpha}\dot{\beta} \right\rangle \right\rangle \right]_{ang} \quad (2.24)
\end{aligned}$$

où  $\dot{V}(t)$  est la représentation d'interaction de  $V_{cl}(t)$  définie par l'équation (2.11), le symbole

$\delta_{0,\vec{\rho},\vec{v}}$  assure que la vitesse  $\vec{v}$  et le paramètre d'impacte  $\vec{\rho}$  sont perpendiculaires, et les indices répétés signifient qu'on doit sommer sur les états correspondants.

Notons que l'on a la propriété :

$$\begin{aligned} \langle\langle \alpha\beta | \dot{V}_a^*(t_1) \dot{V}_a^*(t_2) | \dot{\alpha}\dot{\beta} \rangle\rangle &= \langle \alpha | \dot{V}_a^*(t_1) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \dot{V}_a^*(t_2) | \alpha' \rangle \delta_{\beta\dot{\beta}} \\ &= \langle \alpha' | \dot{V}_a(t_2) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \dot{V}_a(t_1) | \alpha \rangle \delta_{\beta\dot{\beta}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

ce qui entraîne que les éléments de matrice de l'opérateur de collision peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle\langle \alpha\beta | \Phi_{ab} | \dot{\alpha}\dot{\beta} \rangle\rangle &= -\frac{2\pi N_e}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_0^\infty \rho \delta_{0,\vec{\rho},\vec{v}} d\rho \\ &\quad \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \left( \langle \alpha' | \dot{V}_a(t_2) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \dot{V}_a(t_1) | \alpha \rangle \delta_{\beta\dot{\beta}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \langle \beta | \dot{V}_a(t_2) | \beta'' \rangle \langle \beta'' | \dot{V}_a(t_1) | \beta' \rangle \delta_{\alpha\alpha'} \right) \right. \\ &\quad \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \langle \beta | \dot{V}_a(t_1) | \beta' \rangle \langle \alpha' | \dot{V}_a(t_2) | \alpha \rangle \right]_{ang} \end{aligned} \quad (2.26)$$

les trois terms de l'équation (2.26) ont la même structure, nous somme tenté par exemple de calculer le premier terme :

$$-\frac{2\pi N_e}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_0^\infty \rho \delta_{0,\vec{\rho},\vec{v}} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \langle \alpha' | \dot{V}_a(t_2) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | \dot{V}_a(t_1) | \alpha \rangle \delta_{\beta\dot{\beta}} \quad (2.27)$$

En remplaçant  $\dot{V}$  par son expression, les elements de matrice figurant dans l'équation (2.27), prennent les formes suivantes :

$$\langle \alpha'' | \dot{V}_a(t_1) | \alpha \rangle = e r_{\alpha''\alpha,m} E_m(t_1) \exp(it_1\omega_{\alpha\alpha''}) \quad (2.28)$$

$$\langle \alpha'' | \dot{V}_a(t_2) | \alpha \rangle = e r_{\alpha''\alpha',m'} E_{m'}(t_2) \exp(it_2\omega_{\alpha''\alpha'}) \quad (2.29)$$

où  $(-e\vec{r})$  est l'opérateur moment dipolaire de l'émetteur,  $\omega_{\alpha\alpha'}$  est la fréquence de Bohr pour la différence d'énergie des états  $\alpha'$  et  $\alpha$ , et les indices répétés  $m$  et  $m'$  traduisent les produits scalaires  $\vec{r}$  et le micro-champ électronique  $\vec{E}$ . En injectant les équations (2.28) et (2.29) dans l'expression (2.27), on peut définir quantité  $\Phi_d$

$$\begin{aligned} \Phi_d(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) &= -\frac{2\pi N_e e^2}{3\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) d\vec{v} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \\ &\quad \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \exp(i\omega_{\alpha\alpha''} t_1 + i\omega_{\alpha''\alpha'} t_2) \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \end{aligned} \quad (2.30)$$



Le second terme de l'équation (2.26) mène à un terme identique  $\Phi_d(\omega_{\beta'\beta''}, \omega_{\beta'\beta})$ . Le troisième terme de l'équation (2.26) donne un terme légèrement différent que nous allons noter  $\Phi_{int}$  est qui s'écrit :

$$\Phi_d(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}) = -\frac{2\pi N_e e^2}{3\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) d\vec{v} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \exp(i\omega_{\alpha\alpha'} t_1 + i\omega_{\beta'\beta} t_2) \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \quad (2.31)$$

Les limites d'intégration sur le paramètre d'impact sont  $\rho_{\min}$  et  $\rho_{\max}$  que l'on discutera plus loin

Les termes  $\Phi_d$  (terme direct) et  $\Phi_{int}$  (terme d'interférence) permettent d'écrire un élément de matrice de l'opérateur de collision sous la forme.

$$\begin{aligned} \langle\langle \alpha\beta | \Phi_{ab} | \alpha'\beta' \rangle\rangle &= \sum_{\alpha''} \vec{r}_{\alpha''\alpha} \vec{r}_{\alpha''\alpha'} \Phi_d(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) + \sum_{\beta''} \vec{r}_{\beta''\beta} \vec{r}_{\beta''\beta'} \Phi_d(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) \\ &\quad - \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\beta'\beta} \Phi_{int}(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}) \end{aligned}$$

L'évaluation de  $\Phi_d$  et  $\Phi_{int}$  est primordiale pour calculer l'opérateur de collision électronique à l'élargissement Stark. Dans les raies isolées où  $(\omega_1 = -\omega_2)$  la théorie d'impact est applicable. En fait  $\Phi_{int} = 2 \text{Re} \Phi_d$  comme résultat d'une propriété d'intégrale double [18].

Donc le terme d'interférence  $\Phi_{int}(\omega_1 = -\omega_2)$  est donné par :

$$\Phi_{int}(\omega_1) = \frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{KT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty v d\vec{v} \exp\left(-\frac{mv^2}{2KT}\right) \{a(\xi_1, \varepsilon_{\max}(v)) - a(\xi_1, \varepsilon_{\min}(v))\} \quad (2.32)$$

où la fonction  $a(\xi, \varepsilon)$  a pour expression :

$$a(\xi, \varepsilon) = \exp(\pi|\xi|) |\xi| \varepsilon K_{i\xi}(|\xi|\varepsilon) \left| \dot{K}_{i\xi}(|\xi|\varepsilon) \right| \quad (2.33)$$

où  $K_{i\xi}(|\xi|\varepsilon)$  est une fonction de Bessel modifiée d'indice complexe, et  $\dot{K}_{i\xi}(|\xi|\varepsilon)$  est sa dérivée relativement à l'argument, et  $\varepsilon(v)$  est l'excentricité de la trajectoire hyperbolique de l'électron :

$$\varepsilon(v) = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{q}\right)^2} \quad (2.34)$$

où  $q$  est donné par :

$$q = \frac{Ze^2}{mv^2} \quad (2.35)$$

$Z$  est la charge de l'émetteur.

$\xi_i = \frac{q\omega_i}{v}$  est le paramètre d'inélasticité, on peut définir comme une mesure de la différence d'énergie des états

entre lesquels s'effectuent des transitions collisionnelles.

$\varepsilon_{\max}(v)$  et  $\varepsilon_{\min}(v)$  correspondent respectivement aux paramètres d'impact maximum et minimum  $\rho_{\max}$  et  $\rho_{\min}$ .

Nous avons choisi  $\rho_{\max} = \lambda_d$ , où  $\lambda_d$  est la longueur de Debye. Le paramètre d'impact minimum est généralement déterminé en posant la condition de validité de la théorie de perturbation au second ordre.

## Chapitre 3

# Les interactions entre les particules et le champ magnétique dans les plasmas

En présence d'un champ magnétique, il existe une énergie d'interaction avec les moments cinétiques de l'atome ( mouvement du 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.

Nous allons dériver quelques propriétés des trajectoires de particules chargées

### 3.1 Effet du champ magnétique sur le système de niveaux d'énergie d'un atome

L'influence d'un champs magnétique sur les niveaux d'énergie d'un atome a été étudiée par Piter Zeeman à partir de 1896 [15] : chacune des raies émises par l'atome soumis au champ magnétique se scinde en un certain nombre de raies équidistantes, séparées par des intervalles proportionnels au champ magnétique, c'est l'effet Zeeman.

Ce champ interagit avec les moments magnétiques présent dans l'atome : moment magnétique orbital de spin, de l'électron et le moment magnétique de noyau :

$$\vec{M}_L = \frac{q_e}{2m_e} \vec{L}, \quad \vec{M}_S = \frac{q_e}{m_e} \vec{S}, \quad \vec{M}_I = \frac{q_p}{2m_p} g_p \vec{I} \quad (3.1)$$

Où  $q_e, m_e$  sont respectivement la charge et la masse de l'électron,  $q_p, m_p$  la charge et la masse

du proton,  $S$ ,  $L$  sont les moments cinétiques totaux orbital et de spin de l'électron,  $I$  le moment cinétique de spin de noyau et  $g_p$  est le facteur de Landé

L'hamiltonien qui décrit l'énergie d'interaction de l'atome avec le champ magnétique  $\vec{B}$  s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
 H_Z &= -\vec{B}(\vec{M}_L + \vec{M}_S + \vec{M}_I) \\
 &= -\frac{q_e}{2m_e}\vec{B}(\vec{L} + 2\vec{S}) - \frac{q_e}{2m_e}g_p\vec{B}\cdot\vec{I} \\
 &= \vec{\omega}_0(\vec{L} + 2\vec{S}) + \vec{\omega}_n\cdot\vec{I}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

où  $\omega_0$  est la pulsation de Larmor définie par :  $\omega_0 = -\frac{q_e}{2m_e}B$  et  $\omega_n$  définie par  $\omega_n = -\frac{q_e}{2m_e}g_pB$

Puisque  $m_e \ll m_p$  les effets liés au spin du noyau sont beaucoup plus petits que ceux liés au spin de l'électron, ce qui nous permet de négliger l'effet de couplage de noyau avec le champ magnétique. L'hamiltonien total qui décrit un atome plongé dans un champ magnétique s'écrit donc :

$$H = H_0 + H_f + H_{mag}$$

$H_0$  est l'hamiltonien de l'atome non perturbé :  $H_0 = \frac{P^2}{2\mu} + V(r)$ .

$H_f$  est la somme des termes de structure fine :  $H_f = \omega_{mv} + \omega_{so} + \omega_d$

$H_{mag}$  est l'hamiltonien Zeeman :  $H_{mag} = \vec{\omega}_0\cdot(\vec{L} + 2\vec{S})$ .

Selon l'intensité du champ, on est conduit à distinguer trois cas qui correspondent à trois calculs différents :

- Le champ magnétique est relativement faible de sorte que l'hamiltonien  $H_{mag}$  peut être considéré comme petit par rapport à  $H_f$  ; L'hamiltonien de structure fine  $H_0 + H_f$  est alors un hamiltonien non perturbé et  $H_{mag}$  est traité comme une perturbation des états  $|nlsm_j\rangle$  : C'est l'effet Zeeman dit anormal.

- Le champ magnétique est grand et  $H_f$  est faible devant  $H_{mag}$ . Dans ce cas,  $H_f$  est traité comme une perturbation on  $H_0 + H_{mag}$  c'est l'effet Paschen-Back.

- Si on néglige complètement le terme de structure fine, on parle d'effet Zeeman normal.

- Lorsque les interactions  $H_{mag}$  et  $H_f$  sont d'égale grandeur, on obtient un effet Zeeman intermédiaire. Dans ce cas, le problème doit être traité sans approximations

### 3.1.1 Effet Zeeman anormal

Plaçons-nous dans le cas où le champ magnétique est uniforme et parallèle à l'axe  $oz$ . Dans le cadre de la théorie des perturbations, l'Hamiltonien  $H_{mag}$  va être considéré comme une per-

turbation par rapport à l'Hamiltonien non perturbé  $H_0 + H_f$ . Le calcul des corrections  $E^{(1)}$  dans l'approximation de 1<sup>er</sup> ordre, conduit à utiliser les états propres de  $H_0 + H_f$  pour obtenir les éléments diagonaux matriciels de  $H_{mag}$ . On utilise donc une base notée  $\{|nlsm_j\rangle\}$  ( formée à partir des vecteurs propres communs à  $L^2, S^2, J^2, J_z$ , avec  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ).

On obtient :

$$E_{mag}^{(1)} = \langle jm_j | \omega_0 \cdot (L_z + 2S_z) | jm_j \rangle \quad (3.3)$$

La notation des états a été allégée puisque  $H_f$  ne concerne que les variables orbitales et de spin. Il faut donc exprimer les opérateurs  $L_z$  et  $S_z$  dans la base  $\{|jm_j\rangle\}$

D'après le théorème de projection [32], et dans un sous espace  $\mathfrak{S}(l, s, j)$ , on a les relations suivantes:

$$\langle L_z \rangle = \frac{\langle \vec{L} \vec{J} \rangle_{lsj}}{\hbar^2 j(j+1)} \langle J_z \rangle \quad (3.4)$$

$$\langle S_z \rangle = \frac{\langle \vec{S} \vec{J} \rangle_{lsj}}{\hbar^2 j(j+1)} \langle J_z \rangle \quad (3.5)$$

où  $\langle \vec{L} \vec{J} \rangle_{lsj}$  et  $\langle \vec{S} \vec{J} \rangle_{lsj}$  désignent respectivement les valeurs moyennes des opérateurs  $\vec{L} \vec{J}$  et  $\vec{S} \vec{J}$  pour les états du système appartenant à  $\mathfrak{S}(l, s, j)$ .

On peut écrire :

$$\langle L_z \rangle = \frac{\langle J^2 + L^2 - S^2 \rangle}{2 \langle J^2 \rangle} \langle J_z \rangle \quad (3.6)$$

$$\langle S_z \rangle = \frac{\langle J^2 - L^2 - S^2 \rangle}{2 \langle J^2 \rangle} \langle J_z \rangle \quad (3.7)$$

Les valeurs propres de  $J^2, L^2, S^2$  étant :

$$\hbar^2 j(j+1), \hbar^2 l(l+1), \hbar^2 s(s+1) \quad (3.8)$$

On obtient :

$$\langle L_z + 2S_z \rangle = \left( 1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \langle J_z \rangle \quad (3.9)$$

Avec ce calcul on montre que l'opérateur  $H_{mag}$  pouvait se mettre sous la forme :

$$H_{mag} = \omega_0 g J_z \quad (3.10)$$

où  $g$  est le facteur de Landé

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \quad (3.11)$$

On calcule  $E_{mag}^{(1)}$  :

$$E_{mag}^{(1)} = \langle jm_j | \omega_0 (L_z + 2S_z) | jm_j \rangle \quad (3.12)$$

$$E_{mag}^{(1)} = \omega_0 \left( 1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \langle jm_j | J_z | jm_j \rangle$$

Dans la base  $|nlsm_j\rangle$  :

$$\langle jm_j | J_z | jm_j \rangle = \hbar m \quad (3.13)$$

Donc:

$$E_{mag}^{(1)} = \left( 1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \hbar \omega_0 m_j \quad (3.14)$$

L'énergie de perturbation devient :

$$E_{mag} = \hbar \omega_0 g m_j \quad (3.15)$$

On constate que, pour une valeur déterminée de  $j$ ,  $l$  et  $s$ , l'énergie de perturbation dépend de  $m_j$ , la dégénérescence du niveau  $n$  est donc totalement levée, à un ensemble des valeurs des nombres quantique  $n$ ,  $l$ ,  $s$ ,  $j$ ,  $m_j$  correspond un niveau d'énergie  $E_{nlsm_j}$  auquel est attaché une seule valeur d'état  $|nlsm_j\rangle$ .

Le nombre quantique  $m_j$  peut prendre  $(2j+1)$  valeurs :

$$m_j = -j, -j+1, \dots, j \quad (3.16)$$

### 3.1.2 Effet Paschen-Back

Dans ce cas, l'énergie d'interaction  $W_{mag}$  est plus importante que les termes de la structure fine  $W_f$  : on doit prendre comme hamiltonien d'ordre zéro

$$H = H_0 + H_{mag} \quad (3.17)$$

et on considère  $H_f$  comme une perturbation d'ordre un.

Les valeurs propres de  $H_{mag}$  sont obtenues aisément à partir des états  $|nlsm_l m_s\rangle$  qui sont des vecteurs propres de  $L^2$ ,  $S^2$ ,  $L_z$  et  $S_z$ .

les valeurs propres de  $H_{mag}$  sont :

$$E_{mag} = \langle n l s m_l m_s | \omega_0 \cdot (L_z + 2S_z) | n l s m_l m_s \rangle \quad (3.18)$$

et l'énergie totale sans structure fine :

$$E = E_0 + \omega_0 \hbar (m_l + 2m_s) \quad (3.19)$$

avec  $E_0$  la valeur propre de  $H_0$ .

Considérons à présent l'Hamiltonien  $H_f$  en ne retenant que le terme d'interaction spin-orbite qui s'écrit [21] :

$$W_{so} = \xi_{nl} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (3.20)$$

où  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$  et  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$ .

Le terme  $W_{so}$  est suffisant pour faire apparaître la décomposition des niveaux  $E_{mag}$  et la correction d'énergie est égale, d'après les résultats de la théorie des perturbation, à la valeur moyenne de  $H_f$  prise dans l'état non perturbé.

$$\langle H_f \rangle = \xi_{nl} \hbar^2 m_l m_s \quad (3.21)$$

Alors un état  $|n l s m_l m_s\rangle$  correspond à un niveau d'énergie  $E$ , défini par les nombres quantiques  $n, l, s, m_l, m_s$  et donné par :

$$E_{tot} = E + E_{LS} \quad (3.22)$$

$$= E_0 + \omega_0 \hbar (m_l + 2m_s) + \xi_{nl} \hbar^2 m_l m_s \quad (3.23)$$

Dans l'expression de  $E_{tot}$  figure les nombres  $m = m_l + 2m_s$  et les produits  $m_l m_s$ . Au premier ordre  $W_{so}$  la dégénérescence entre les niveaux où les couples de nombre  $(m, m_l, m_s)$  sont identique pour des valeurs  $m_l$  et  $m_s$  différentes, n'est pas levée. L'énergie d'interaction spin orbite ne fait que déplacer ces niveaux sans modifier leur structure.

### 3.1.3 Effet Zeeman normal

En champ fort, la structure fine est complètement négligée :

$$H = H_0 + H_{mag}$$

Dans cette approximation on étudie la structure du niveaux  $n^2P/$  les valeur de  $m_l$  sont égales à  $-1,0,1$  et  $m_s = \pm 1/2$ . Les couples  $(m, m_l, m_s)$  distincts sont alors les suivants :  $(2, 1/2)$ ,  $(0, 1/2)$ ,  $(1, 0)$ ,  $(-2, 1/2)$ .

L'effet d'un champ magnétique intense est donc de faire apparaître cinq sous niveaux qui existent déjà dans l'expression de  $E$  donnée par la relation (3.19)

### 3.2 Trajectoire des particules chargées

Le plasma étant constitué de particules chargées, il est primordial de connaître leur mouvement dans diverses configuration de champs électrique, magnétique, statique ou oscillatoire. Cette étude est consacré à l'influence de champ magnétique constant, c'est-à-dire ne variant pas dans le temps, sur les particules chargées.

En principe, il suffit de résoudre l'équation de Newton,

$$\sum \vec{f} = m\vec{\gamma} \quad (3.24)$$

Le mouvement d'une particule chargée libre dans un champ magnétique est déterminé par la force de Lorentz qui est perpendiculaire à la fois à la vitesse  $\vec{v}$  de la particule et au champ magnétique  $\vec{B}$ , l'équation du mouvement est :

$$-\frac{ze^2}{r^3}\vec{r} + q\vec{v} \wedge \vec{B} = m\vec{r}'' \quad (3.25)$$

où  $m$  est la masse de la particule et  $q$  sa charge. négligeant la force de coulombe devant la force de Lorentz, car le champ magnétique est très fort on obtien :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{qB}{m}\vec{v} \wedge \vec{K} \quad (3.26)$$

où  $\Omega = \frac{qB}{m}$  alors :

$$\frac{d}{dt}(v_x + iv_y) = -i\Omega(v_x + iv_y)$$

La solution générale de cette équation s'écrit :

$$v_x + iv_y = (v_x^2(0) + v_y^2(0))^{\frac{1}{2}} \exp(-i\Omega t) \quad (3.27)$$



après l'intégration la (3.27) on trouve :

$$(x + iy) = \frac{v(0)}{-i\Omega} \exp(-i\Omega t) + b$$

$$\begin{aligned} (x + iy) &= \frac{iv(0)}{\Omega} \exp(-i\Omega t) + x(0) + iy(0) - \frac{iv(0)}{\Omega} \\ &= \left( \frac{v_x(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{v_y(0)}{\Omega} \cos(\Omega t) + x(0) + \frac{v_y(0)}{\Omega} \right) + \\ &\quad + i \left( \frac{v_x(0)}{\Omega} \cos(\Omega t) + \frac{v_y(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) + y(0) - \frac{v_x(0)}{\Omega} \right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

donc :

$$\begin{aligned} x &= x(0) + \frac{v_x(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{v_y(0)}{\Omega} (1 - \cos(\Omega t)) \\ y &= y(0) + \frac{v_y(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{v_x(0)}{\Omega} (1 - \cos(\Omega t)) \\ z &= v_z(0)t + z_0 \end{aligned}$$

la trajectoire de la particule est une hélice circulaire dont l'axe est dirigé suivant la direction du champ magnétique  $\vec{B}$  appliqué et décrite à la pulsation  $\Omega$ .

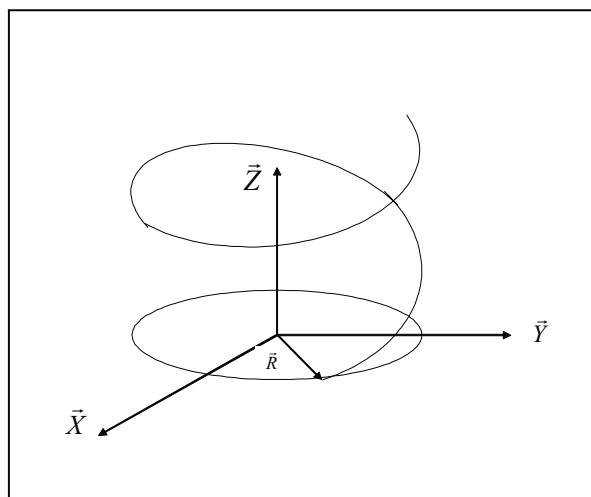


FIG. 3-1 – Trajectoire hélicoïdale

avec les composantes suivantes :

$$X(t) = \frac{v_x(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{v_y(0)}{\Omega} \cos(\Omega t) \quad (3.29)$$

$$Y(t) = \frac{v_y(0)}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{v_x(0)}{\Omega} \cos(\Omega t) \quad (3.30)$$

$$Z(t) = v_e(0) t \quad (3.31)$$

donc :

$$\vec{r}(t_i) = X(t_i) \vec{i} + Y(t_i) \vec{j} + Z(t_i) \vec{k} \quad (3.32)$$

le rayon de Larmor est  $R^2 = X^2(t) + Y^2(t)$  et lui même est le rayon rotationnel de l'ion,

$$\begin{aligned} R^2 &= \left( \frac{v_x(0)}{\Omega} \right)^2 + \left( \frac{v_y(0)}{\Omega} \right)^2 \\ &= \frac{v_x^2(0) + v_y^2(0)}{\Omega^2} \\ Z^2(t) &= v_e^2(0) t^2 \end{aligned}$$

$$R \propto \frac{1}{\Omega}$$

$$R_e \propto \frac{m_e}{qB} \quad \text{et} \quad R_{ion} \propto \frac{m_{ion}}{qB}, \quad m_{ion} \gg m_e$$

$$\text{donc :} \quad R_{ion} \gg R_e$$

comme une approximation on dit que la trajectoire de l'ion est un cercle dans le plan XOY, mais le mouvement d'électron est linéaire suivant l'axe Z. pour cela nous utilisons une approximation dont chaque ion tourne autour d'un électron dont l'électron suit l'axe du champ magnétique (oz) la figure(3 - 2)

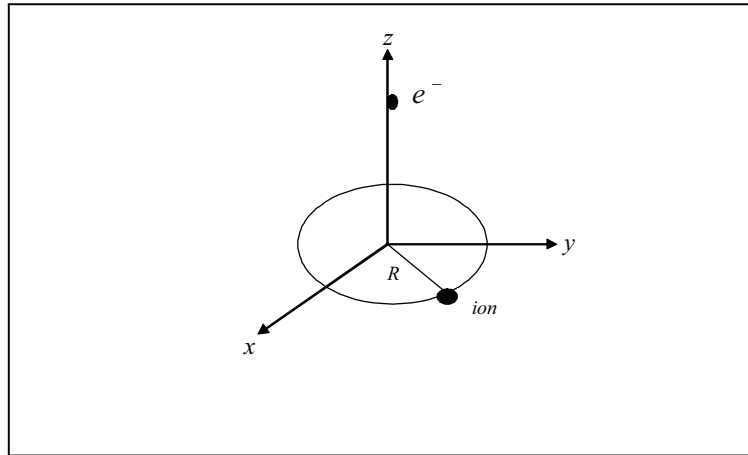


FIG. 3-2 – l'approximation qui est utilisée dans les plasmas en présence du champ magnétique

Notre modèle d'étude est un plasma composé de plusieurs configurations dicrites si-dessus

## Chapitre 4

# Effet de trajectoires sous champ magnétique sur l'élargissement électronique

### 4.1 Introduction

Le plasma est un milieu composé de particules neutres (atomes, molécules) et de particules chargées (ions, électrons). Les interactions essentiellement coulombiennes, entre les diverses particules, assurent l'existence des collisions entre ces particules, ces collisions entre ces particules, par exemple les collisions électroniques jouent un rôle important dans l'élargissement du spectre de plasma. L'effet moyen de ces collisions produit un amortissement qui se traduit par un opérateur dit : opérateur de collision électronique  $\phi$ . Si sur ce milieu agit un champ magnétique extérieur constant, il faut calculer la contribution due au champ magnétique à  $\phi$ .

### 4.2 le profil de raie

On obtient le profil de raie  $I(\omega)$  selon la formule[5] :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) C(t) dt \quad (4.1)$$

où

$$C(t) = \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} \left\{ \langle \beta | T^+ | \dot{\beta} \rangle \langle \dot{\alpha} | T | \alpha \rangle \right\}_P \quad (4.2)$$

Où  $\{\dots\}_p$  signifie la moyenne statistique sur les perturbateurs de l'ion émetteur.

On utilise pour ce calcul la représentation d'interaction de l'opérateur d'évolution :

$$T = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}Ht\right)$$

où  $H = H_0 + V_{cl}(\tau)$ , avec  $V_{cl}(\tau)$  est l'interaction dans l'approximation dipolaire s'écrit :

$$V_{cl}(\tau) = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\tau) \quad (4.3)$$

donc l'expression de l'opérateur d'évolution est approximativement égale à :

$$\begin{aligned} T &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t - \frac{i}{\hbar}\int_0^t V_{cl}(\tau) d\tau\right) \\ &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0t\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V_{cl}(\tau) d\tau\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

En développant le terme suivante :

$$\begin{aligned} \left\{ \exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_0^t V_{cl}(\tau) d\tau\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V_{cl}(\hat{\tau}) d\hat{\tau}\right) \right\}_P &= \exp\left(-\frac{1}{\hbar^2}\int_0^t \int_0^t \{V_{cl}(\tau) V_{cl}(\hat{\tau})\} d\hat{\tau}d\tau\right) \\ &= \exp\phi_B \end{aligned} \quad (4.5)$$

où  $\phi_B$  représente l'opérateur de collision électronique

$$\phi_B = -\frac{1}{\hbar^2} \int_0^t \int_0^t \{V_{cl}(\tau) V_{cl}(\hat{\tau})\} d\hat{\tau}d\tau \quad (4.6)$$

en substituant (4.3) dans (4.6) on obtient :

$$\begin{aligned} \phi_B &= -\frac{\vec{d}^2}{\hbar^2} \int_0^t \int_0^t \{\vec{E}(\tau) \vec{E}(\hat{\tau})\} d\hat{\tau}d\tau \\ &= r^2\Phi \end{aligned} \quad (4.7)$$

avec

$$\Phi = -\frac{e^2}{\hbar^2} \int_0^t \int_0^t \{\vec{E}(\tau) \vec{E}(\hat{\tau})\} d\hat{\tau}d\tau \quad (4.8)$$

En substituant (4.4) dans (4.2) on obtient :

$$\begin{aligned}
C(t) &= \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} \left\langle \beta \left| \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_0 t\right) \exp(\phi_B) \right| \dot{\beta} \right\rangle \left\langle \dot{\alpha} \left| \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_0 t\right) \exp(\phi_B) \right| \alpha \right\rangle \\
&= \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_{\beta} t\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{\alpha} t\right) \left\langle \beta \left| \exp(\phi_B) \right| \dot{\beta} \right\rangle \left\langle \dot{\alpha} \left| \exp(\phi_B) \right| \alpha \right\rangle
\end{aligned}$$

en utilisant le développement  $\exp(\phi_B) \approx 1 + \phi_B$  avec  $(\phi_B^2 = 0)$  on peut écrire :

$$\begin{aligned}
C(t) &= \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_{\beta} t\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{\alpha} t\right) \\
&\quad \left( \delta_{\beta\dot{\beta}} + \Phi\langle\beta | \vec{r}^2 | \dot{\beta}\rangle \right) \left( \delta_{\dot{\alpha}\alpha} + \Phi\langle\dot{\alpha} | \vec{r}^2 | \alpha\rangle \right)
\end{aligned} \tag{4.9}$$

les facteurs en  $(\beta, \beta')$  et  $(\alpha, \alpha')$  ne sont différents de zéro que pour  $\beta = \beta'$  et  $\alpha = \alpha'$  donc :

$$\begin{aligned}
C(t) &= \sum_{\alpha\dot{\alpha}\beta\dot{\beta}} \rho_{\alpha} \vec{d}_{\alpha\beta} \vec{d}_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_{\beta} t\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{\alpha} t\right) \\
&\quad \exp\left(\Phi\left[\langle\beta | \vec{r}^2 | \dot{\beta}\rangle + \langle\dot{\alpha} | \vec{r}^2 | \alpha\rangle\right]\right)
\end{aligned} \tag{4.10}$$

donc nous calculons :

$$\begin{aligned}
\langle\beta | \vec{r}^2 | \dot{\beta}\rangle &= \int \int d\vec{x} d\vec{y} \langle\beta | \vec{x}\rangle \langle\vec{x} | \vec{r}^2 | \vec{y}\rangle \langle\vec{y} | \dot{\beta}\rangle \\
&= \int \int d\vec{x} d\vec{y} \varphi_{\beta}^*(\vec{x}) \varphi_{\dot{\beta}}(\vec{y}) \vec{r}^2 \delta(\vec{x} - \vec{y}) \\
&= \int d\vec{x} \varphi_{\beta}^*(\vec{x}) \varphi_{\dot{\beta}}(\vec{x}) \vec{r}^2
\end{aligned}$$

la fonction d'onde  $\varphi_{nlm}(\vec{x}) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi)$  et  $d\vec{x} = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi dr$  dans le cas général :

$$\langle nlm | r^2 | \dot{n}\dot{l}\dot{m}\rangle = \int dr R_{nl}^* R_{\dot{n}\dot{l}} r^4 \int \int Y_l^{*m}(\theta, \varphi) Y_{\dot{l}}^{\dot{m}'}(\theta, \varphi) d\Omega \tag{4.11}$$

avec

$$\int \int Y_l^{*m}(\theta, \varphi) Y_{\dot{l}}^{\dot{m}'}(\theta, \varphi) d\Omega = \delta_{\dot{l}l} \delta_{\dot{m}m}$$

En particulier pour la raie **Lyman $\alpha$**  :  $\alpha = 1, \beta = 2$

La fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique est :

$$C(t) = \vec{d}_{12}^2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\omega_{12}t\right) \sum_{\alpha} \exp(\Phi \langle \alpha | \vec{r}^2 | \alpha \rangle) \sum_{\beta} \exp(\Phi \langle \beta | \vec{r}^2 | \beta \rangle)$$

$$C(t) = \vec{d}_{12}^2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\omega_{12}t\right) \exp(\Phi \langle 100 | \vec{r}^2 | 100 \rangle) [\exp(\Phi \langle 200 | \vec{r}^2 | 200 \rangle) + \exp(\Phi \langle 211 | \vec{r}^2 | 211 \rangle) + \exp(\Phi \langle 21-1 | \vec{r}^2 | 21-1 \rangle) + \exp(\Phi \langle 210 | \vec{r}^2 | 210 \rangle)]$$

les fonctions radiales sont [22]

$$R_{10} = 2(a_0)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{r}{a_0}\right) \quad (4.12)$$

$$R_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r}{a_0}\right) \quad (4.13)$$

$$R_{21} = \frac{1}{2\sqrt{6}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right) \left(\frac{r}{a_0}\right) \quad (4.14)$$

pour  $n = 2$

$$\langle 200 | r^2 | 200 \rangle = 42a_0^2$$

$$\langle 211 | r^2 | 211 \rangle = 30 a_0^2$$

on a :  $\langle 211 | r^2 | 211 \rangle = \langle 210 | r^2 | 210 \rangle = \langle 21-1 | r^2 | 21-1 \rangle$  et le reste est nule.

et pour  $n = 1$

$$\langle 100 | r^2 | 100 \rangle = 3a_0^2 \quad (4.15)$$

dans l'état  $|100\rangle$  le cas possible est :  $\langle 100 | r^2 | 100 \rangle$

après ces calculs on retrouve la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique :

$$C(t) = \vec{d}_{12}^2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\omega_{12}t\right) \exp(3a_0^2\Phi) [\exp(42a_0^2\Phi) + 3 \exp(30 a_0^2\Phi)]$$

$$C(t) = \vec{d}_{12}^2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\omega_{12}t\right) [\exp(45a_0^2\Phi) + 3 \exp(33 a_0^2\Phi)] \quad (4.16)$$

Pour la raie **Balmer**– $\alpha$ , les fonctions radiales sont [22] :

$$R_{30} = \frac{2}{3\sqrt{3}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{3a_0}\right) \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{a_0} + \frac{2}{27} \left(\frac{r}{a_0}\right)^2\right) \quad (4.17)$$

$$R_{31} = \frac{8}{27\sqrt{6}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{3a_0}\right) \frac{r}{a_0} \left(1 - \frac{r}{6a_0}\right) \quad (4.18)$$

$$R_{32} = \frac{4}{81\sqrt{30}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{3a_0}\right) \left(\frac{r}{a_0}\right)^2 \quad (4.19)$$

pour  $n = 3$

$$\langle 300 | r^2 | 300 \rangle = 207a_0^2 \quad (4.20)$$

$$\langle 311 | r^2 | 311 \rangle = 180a_0^2 \quad (4.21)$$

$$\langle 321 | r^2 | 321 \rangle = 126a_0^2 \quad (4.22)$$

les cas possibles sont :

$$\langle 311 | r^2 | 311 \rangle = \langle 310 | r^2 | 310 \rangle = \langle 31 - 1 | r^2 | 31 - 1 \rangle$$

$$\text{et } \langle 32 - 2 | r^2 | 32 - 2 \rangle = \langle 32 - 1 | r^2 | 32 - 1 \rangle = \langle 320 | r^2 | 320 \rangle = \langle 321 | r^2 | 321 \rangle = \langle 322 | r^2 | 322 \rangle$$

et les autres termes sont nules.

Dans le cas  $n = 2$ , ces termes sont déjà calculés, après ces calculs on trouve la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique pour la raie **Balmer**– $\alpha$  :

$$\begin{aligned} C(t) = & \vec{d}_{23}^2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \omega_{23} t\right) \left[ \exp(249a_0^2 \Phi) + 3 \exp(222 a_0^2 \Phi) + 5 \exp(168 a_0^2 \Phi) \right. \\ & \left. + 3 \exp(237a_0^2 \Phi) + 9 \exp(210a_0^2 \Phi) + 15 \exp(156a_0^2 \Phi) \right] \end{aligned} \quad (4.23)$$

### 4.3 L'opérateur de collisions

A partir de l'expression (4.7) on obtient l'opérateur  $\phi_B$  qui décrit l'élargissement dû à la perturbation électronique des états de même nombre quantique  $n$ .

On définit le champ électrique créé à chaque instant par les électrons

$$\vec{E}(\tau) = Ke \frac{\vec{r}(\tau)}{\|\vec{r}(\tau)\|^3}, \quad \vec{E}(\dot{\tau}) = Ke \frac{\vec{r}(\dot{\tau})}{\|\vec{r}(\dot{\tau})\|^3} \quad (4.24)$$

et

$$\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau}) = (Ke)^2 \frac{\vec{r}(\tau)}{\|\vec{r}(\tau)\|^3} \frac{\vec{r}(\dot{\tau})}{\|\vec{r}(\dot{\tau})\|^3} \quad (4.25)$$



En substituant (3.32) dans (4.25) on obtient

$$\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau}) = \frac{v^2 (\cos(\Omega\tau) \cos(\Omega\dot{\tau}) + \sin(\Omega\tau) \sin(\Omega\dot{\tau}))}{\Omega^2 \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{v_e^2 \tau \dot{\tau}}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}}$$

avec :

$$\left(\frac{v_x(0)}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{v_y(0)}{\Omega}\right)^2 = \left(\frac{v(0)}{\Omega}\right)^2, \quad \text{où } v \text{ est la vitesse de l'ion}$$

$$v_z = v_e, \quad \text{avec } v_e \text{ est la vitesse de l'électron}$$

maintenant pour trouver  $\Phi$  il faut calculer la valeur moyenne de  $\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau})$

$$\langle \vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau}) \rangle = \int f(\vec{v}) (\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau})) d\vec{v} \quad (4.26)$$

où  $f(\vec{v})$  est la fonction de distribution de Maxwell-Boltzman :

$$\begin{aligned} \langle \vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau}) \rangle &= \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int \exp\left[-\frac{m}{2K_B T} (v_x^2 + v_y^2 + v_e^2)\right] (\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau})) dv_x dv_y dv_e \\ &= (2\pi) \left(\frac{m_e}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_i}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_e \exp\left(-\frac{m_e}{2K_B T} v_e^2\right) \\ &\quad \int_0^{+\infty} v dv \exp\left(-\frac{m_i}{2K_B T} v^2\right) (\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau})) \end{aligned} \quad (4.27)$$

en substituant (4.27) dans (4.8) il vient :

$$\begin{aligned} \Phi &= -\frac{e^2}{\hbar^2} (2\pi) \left(\frac{m_e}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_i}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_e \exp(-\alpha v_e^2) \\ &\quad \int_0^{+\infty} v dv \exp(-\beta v^2) \int_0^t \int_0^t (\vec{E}(\tau) \vec{E}(\dot{\tau})) d\dot{\tau} d\tau \\ &= -(Ke)^2 \frac{e^2}{\hbar^2} (2\pi) \left(\frac{m_e}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_i}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \\ &\quad \int_{-\infty}^{+\infty} dv_e \exp(-\alpha v_e^2) \int_0^{+\infty} v dv \exp(-\beta v^2) \int_0^t \int_0^t I d\dot{\tau} d\tau \end{aligned} \quad (4.28)$$

où  $\alpha = \frac{m_e}{2\pi K_B T}$  et  $\beta = \frac{m_i}{2\pi K_B T}$

$$\begin{aligned}
I &= \frac{v^2}{\Omega^2} \frac{\cos(\Omega\tau) \cos(\Omega\dot{\tau})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{v^2}{\Omega^2} \frac{\sin(\Omega\tau) \sin(\Omega\dot{\tau})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}} \\
&+ \frac{v_e^2 \tau \dot{\tau}}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}}
\end{aligned} \tag{4.29}$$

donc l'intégrale double sur le temps  $\tau$  et  $\dot{\tau}$  dans (4.28) s'écrit comme :

$$\begin{aligned}
\int_0^t \int_0^t I d\dot{\tau} d\tau &= \frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \int_0^t d\tau \frac{1}{t} \frac{\cos(\Omega\tau)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^t d\dot{\tau} \frac{1}{t} \frac{\cos(\Omega\dot{\tau})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \\
&\frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \int_0^t d\tau \frac{1}{t} \frac{\sin(\Omega\tau)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^t d\dot{\tau} \frac{1}{t} \frac{\sin(\Omega\dot{\tau})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \\
&v_e^2 t^2 \int_0^t d\tau \frac{1}{t} \frac{\tau}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \tau^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^t d\dot{\tau} \frac{1}{t} \frac{\dot{\tau}}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 \dot{\tau}^2\right)^{\frac{3}{2}}}
\end{aligned} \tag{4.30}$$

et utilisant le changement de variable  $\frac{\tau}{t} = u, d\tau = t du$  et  $\frac{\dot{\tau}}{t} = \dot{u}, d\dot{\tau} = t d\dot{u}$  on arrive à :

$$\begin{aligned}
\int_0^t \int_0^t I d\dot{\tau} d\tau &= \frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \int_0^1 du \frac{\cos(\Omega t u)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^1 d\dot{u} \frac{\cos(\Omega t \dot{u})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t \dot{u})^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \\
&\frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \int_0^1 du \frac{\sin(\Omega t u)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^1 d\dot{u} \frac{\sin(\Omega t \dot{u})}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t \dot{u})^2\right)^{\frac{3}{2}}} + \\
&v_e^2 t^2 \int_0^1 du \frac{t u}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^1 d\dot{u} \frac{t \dot{u}}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t \dot{u})^2\right)^{\frac{3}{2}}}
\end{aligned}$$

on peut réécrire l'intégrale double sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\int_0^t \int_0^t I \, d\tilde{\tau} d\tau &= \frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \left( \int_0^1 du \frac{\cos(\Omega tu)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 + \\
&\frac{v^2}{\Omega^2} t^2 \left( \int_0^1 du \frac{\sin(\Omega tu)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 + \\
&v_e^2 t^2 \left( \int_0^1 du \frac{t u}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2
\end{aligned}$$

pour chaque terme on utilise le développement limité en  $u$ , et on choisi les premiers termes d'ordre zero en  $t$ , on obtient alors les resultats :

$$\left( \int_0^1 du \frac{\sin(\Omega tu)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 = \frac{\Omega^8 t^2 (-12v^2 + 9\Omega^2 t^2 v_e^2 + \Omega^2 t^2 v^2)^2}{576v^{10}} \quad (4.31)$$

$$\left( \int_0^1 du \frac{\cos(\Omega tu)}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 = \frac{(-6v^2 + 3\Omega^2 t^2 v_e^2 + \Omega^2 t^2 v^2)^2 \Omega^6}{36v^{10}} \quad (4.32)$$

$$\left( \int_0^1 \frac{t u}{\left(\frac{v^2}{\Omega^2} + v_e^2 (t u)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^2 = \frac{t^2 (4v^2 - 3\Omega^2 t^2 v_e^2)^2}{64v^{10}} \quad (4.33)$$

Donc :

$$\int_0^t \int_0^t I \, d\tilde{\tau} d\tau = t^2 \frac{\Omega^4}{v^4} \quad (4.34)$$

Remplaçant (4.34) dans l'expression de  $\Phi$  il vient:

$$\begin{aligned}
\Phi &= -(2\pi) (Ke)^2 \frac{e^2}{\hbar^2} t^2 \Omega^4 \left( \frac{m_e}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{m_i}{2\pi K_B T} \right) \\
&\int_{-\infty}^{+\infty} dv_e \exp(-\alpha v_e^2) \int_{v \min}^{+\infty} dv \frac{\exp(-\beta v^2)}{v^3} \\
&= -(2\pi) (Ke)^2 \frac{e^2}{\hbar^2} t^2 \Omega^4 \left( \frac{m_e}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{m_i}{2\pi K_B T} \right) \\
&\frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \left[ -\text{Ei}(1, \beta v^2 \min) + \frac{\exp(-\beta v^2 \min)}{\beta v^2 \min} \right] \quad (4.35)
\end{aligned}$$

où  $v \min = 0.319 \sqrt{\frac{K_B T}{m_i}}$ .

Alors  $\phi_B$  est la grandeur physique qui décrit la contribution collisionnelle dans le profil de raie en présence du champ magnétique :

$$\begin{aligned} \phi_B = & -(2\pi) (Ke)^2 \frac{e^2}{\hbar^2} t^2 \Omega^4 \left( \frac{m_e}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{m_i}{2\pi K_B T} \right) \\ & \frac{1}{2} \beta \left[ -\text{Ei}(1, \beta v^2 \min) + \frac{\exp(-\beta v^2 \min)}{\beta v^2 \min} \right] \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha}} \end{aligned} \quad (4.36)$$

avec  $\Omega = \frac{q}{m_i} B$  où  $q$  et  $m_i$  sont la charge et la masse de ion respectivement.

Pour obtenir la largeur à mi-hauteur il faut calculer le profil de raie  $I(\omega)$ . En effet, en substituant (4.16) dans (4.1) il vient :

$$I(\omega) = \frac{\vec{d}_{12}^2}{\pi} \text{Re} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \omega_{12} t\right) [\exp(45a_0^2 \Phi) + 3 \exp(33a_0^2 \Phi)] dt \quad (4.37)$$

$$I(\omega) = \left( \frac{\vec{d}_{12}^2}{\pi} \right) \left( \text{Re} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t - 45a_0^2 \varphi t^2) dt + 3 \text{Re} \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t - 33a_0^2 \varphi t^2) dt \right)$$

L'intégration peut alors se faire au moyen de la formule bien connue suivante :

$$\int_0^{+\infty} \exp[at - bt^2] dt = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \exp\left\{\frac{a^2}{4b}\right\}$$

et nous obtenons le profil  $I(\omega)$

$$I(\omega) = \frac{1}{2} \left( \frac{\vec{d}_{12}^2}{\pi} \right) \left( \sqrt{\frac{\pi}{45a_0^2 \varphi}} \exp\left\{\frac{-\omega^2}{4(45a_0^2 \varphi)}\right\} + 3 \sqrt{\frac{\pi}{33a_0^2 \varphi}} \exp\left\{\frac{-\omega^2}{4(33a_0^2 \varphi)}\right\} \right) \quad (4.38)$$

En définitive, la largeur a mi-hauteur estle double de la solution de l'equation :

$$I(\omega) = \frac{I_{\max}(\omega)}{2} \quad (4.39)$$

où  $I_{\max}(\omega) = I(0)$

## 4.4 Résultats et interprétation

Les effets du champ magnétique et des propriétés du plasma sur l'opérateur de collision électronique  $\Phi$ , peuvent être visualisés par le tracé des graphes  $\Phi_B(T)$  et  $\Phi_B(B)$ .

Nous avons choisi une gamme de température entre  $[10^5 - 10^7 K]$ , un champ magnétique recouvrant les valeurs de 1 à 20 *Tesla*. En vue de traiter l'effet du nombre de charge sur l'élargissement électronique, nous avons réalisé notre calcul pour trois types de plasma : l'hydrogène ( $H$ ), l'hélium hydrogèneoïde ( $He^+$ ) et aussi pour l'argon hydrogèneoïde  $Ar^{+17}$ .

**L'effet de la température :**

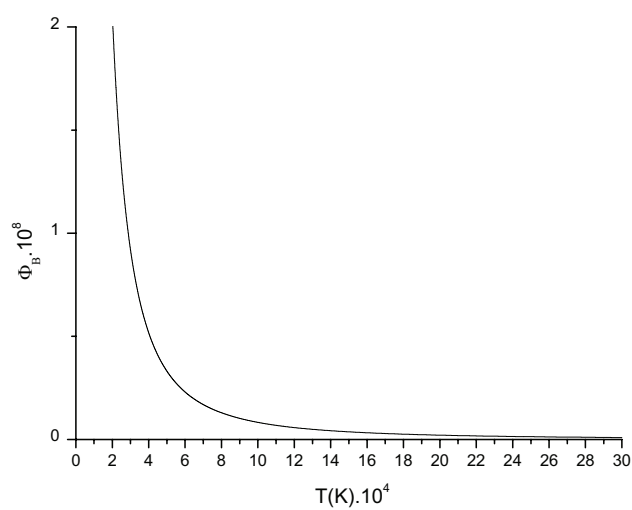


FIG. 4-1 – Variation de  $\Phi_B$  en fonction de  $T$  pour l'hydrogène avec  $B = 2T$

### L'effet du champ magnétique :

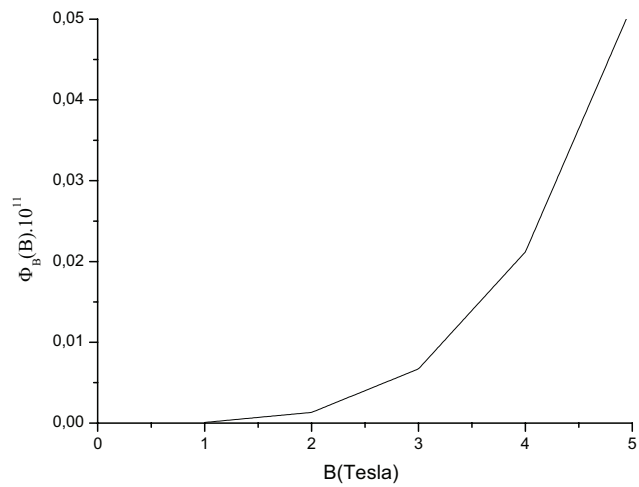


FIG. 4-2 – Effet du champ magnétique sur  $\phi_B$  pour  $T=10^5 K$ .

Nous constatons la dépendance inverse de  $\Phi_B$  avec la température et la dépendance croissante de  $\Phi_B$  avec  $B$ . Physiquement, cela s'explique par le fait que la distance moyenne entre l'ion et l'électron est inversement proportionnelle au champ  $B$  et proportionnelle à la vitesse  $v$ , donc l'élargissement doit être proportionnel à  $B$  et inversement proportionnel à la température.

#### 4.4.1 Méthode de calcul

Nous avons utilisé le code Pim-Pam-Poum (*P.P.P*), développé en 1990 par Calisti et al [29],[30], pour calculer les largeurs des profils des raies. Ces résultats nous permettent d'apprécier l'élargissement dû au champ magnétique, qu'on a calculé précédemment.

##### Plasma d'Heliume Hydrogéoïde :

##### Résultats numérique par [*P.P.P*] :

Les valeurs de l'élargissement électronique de la raie Lyman- $\alpha$  et Balmer- $\alpha$  à la température de  $T=10^7 K$  et pour trois valeurs de la densité électronique  $Ne$ , calculées par le code sont données par le tableau suivant :

$Ne(cm^{-3})$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_{PP}$ (eV)	$Ne(cm^{-3})$	Balmer $\Delta\omega_{PP}$ (eV)
$10^{18}$	$1.29 \times 10^{-2}$	$10^{14}$	$2.044 \times 10^{-3}$
$10^{19}$	$3.29 \times 10^{-2}$	$10^{15}$	$2.042 \times 10^{-3}$
$10^{20}$	$6.25 \times 10^{-2}$	$10^{16}$	$2.020 \times 10^{-3}$

TAB. 4.1 – Résultats de calcul par le code P.P.P

##### Calcul de l'élargissement dû au champ magnétique :

Dans les tableaux suivants nous avons calculé l'élargissement électronique en présence du champ magnétique. Nous avons rapporté ces élargissements pour trois valeurs de  $B$  à  $T$  constant, et trois valeur de  $T$  à  $B$  constant ( $B=2T$ ). Cette méthode, nous permet d'isoler l'effet du champ magnétique  $B$  de celui de l'effet Stark.

$B(T)$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_B$ (eV)	Balmer $\Delta\omega_B$ (eV)
1	$4.6834 \times 10^{-14}$	$2.6480 \times 10^{-13}$
5	$1.1708 \times 10^{-12}$	$6.6201 \times 10^{-12}$
15	$1.0537 \times 10^{-12}$	$5.9581 \times 10^{-11}$

TAB. 4.2 – Résultats de calcul les largeurs pour différentes valeurs de  $B$

$T(K)$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_B$ (eV)	Balmer $\Delta\omega_B$ (eV)
$10^5$	$1.8733 \times 10^{-11}$	$1.2412 \times 10^{-10}$
$10^6$	$1.8733 \times 10^{-12}$	$1.2412 \times 10^{-11}$
$10^7$	$1.8733 \times 10^{-13}$	$1.2412 \times 10^{-12}$

TAB. 4.3 – Résultats de calcul les largeurs pour différentes valeurs de  $T$

### Plasma d'Argon Hydrogénoïd :

Nous procédons de la même manière pour le plasma d'Argon Hydrogénoïde, cela nous permet de voir l'effet du nombre de charge.

$Ne(cm^{-3})$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_{PP}$ (eV)	$Ne(cm^{-3})$	Balmer $\Delta\omega_{PP}$ (eV)
$10^{18}$	0.2045	$10^{19}$	0.5048
$10^{19}$	0.2048	$10^{22}$	0.5073
$10^{22}$	0.2053	$10^{23}$	0.5862

TAB. 4.4 – Résultats de calcul par le code P.P.P

$B(T)$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_B$ (eV)	Balmer $\Delta\omega_B$ (eV)
1	$1.6709 \times 10^{-13}$	$9.4480 \times 10^{-13}$
5	$4.1774 \times 10^{-12}$	$2.3620 \times 10^{-11}$
15	$3.7597 \times 10^{-11}$	$2.1258 \times 10^{-10}$

TAB. 4.5 – Résultats de calcul les largeurs pour différentes valeurs de  $B$

$T(K)$	Lyman- $\alpha$ $\Delta\omega_B$ (eV)	Balmer $\Delta\omega_B$ (eV)
$10^5$	$6.6839 \times 10^{-11}$	$4.7193 \times 10^{-10}$
$10^6$	$6.6839 \times 10^{-12}$	$4.7193 \times 10^{-11}$
$10^7$	$6.6839 \times 10^{-13}$	$4.7193 \times 10^{-12}$

TAB. 4.6 – Résultats de calcul les largeurs pour différentes valeurs de  $T$

Nous constatons que l'élargissement dû au champ magnétique est d'un ordre de  $10^{10}$  fois plus petit que l'élargissement Stark et de  $10^4$  fois moindre que l'élargissement naturelle. L'ordre de cet élargissement reste toujours le même à des températures allant de  $10^5$  à  $10^7 K$  et des champs magnétique de 1 à 15 *Tesla*. Le nombre de charge  $Z$  n'influe pas sur l'ordre de l'élargissement. Nous concluons que l'élargissement dû au champ magnétique peut être négligé devant les autres causes des élargissement.



## Conclusion

La spectroscopie plasma est l'étude du rayonnement émis par un atome ou un ion immergé dans un milieu partiellement ou complètement ionisé. L'information contenue dans le spectre dépend non seulement des propriétés de l'émetteur isolé, mais aussi de la physique du plasma environnant. L'analyse du spectre des raies émises par le plasma peut être utilisée comme moyen de diagnostic pour accéder à la température et à la densité du plasma. La dépendance entre le rayonnement émis et son environnement est une conséquence directe de l'interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entourent. Le spectre des raies répond alors aux multiples interactions qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement, un déplacement, une levée de dégénérescence des niveaux.

Aujourd'hui, un des domaines les plus intéressants de la recherche où la spectroscopie joue un rôle important, est celui de la fusion thermonucléaire contrôlée par la voie de confinement magnétique. La physique de plasma à haute température constitue la base scientifique fondamentale de la fusion contrôlée. Des progrès continus dans ce domaine ont amené les physiciens à construire des machines dans lesquelles un fort champ magnétique assure le confinement du plasma.

Pour ce type de plasma, il n'y a aucun moyen direct pour obtenir des informations sur leurs propriétés physiques comme la densité et la température électronique, et il faut donc les déduire par des méthodes de diagnostics indirectes.

Nous avons représenté le développement de calcul de l'opérateur de collision électronique par l'utilisation d'une dérivation de l'approximation d'impact anciennement améliorée par Alexiou et des trajectoires hyperboliques lors de la perturbation électronique.

Le but de notre travail est de calculer la contribution collisionnelle électronique à l'élargissement du profil de raie en présence du champ magnétique.

Parmi les causes d'élargissement, nous nous sommes intéressés aux collisions des électrons (libres) avec les ions émetteurs du rayonnement. Comme application nous avons calculé la valeur de l'élargissement électronique en présence du champ magnétique des éléments Hélium et Argon hydrogénoïde pour la raie Lyman- $\alpha$  et la raie Balmer- $\alpha$ . Nous concluons que la contribution de cet élargissement est négligeable devant les autres élargissements.

# Bibliographie

- [1] B.Held ; "physique des plasmas froids " ; Ed.Masson (1994).
- [2] C.perck-winel ; "introduction à la spectroscopie des plasma" ; Gordon et Breach. Science publishers ; INC.New York.1967.
- [3] J.L.Delcroix et A. Bers "physique des plasma" ; inter édition, CNRS éditions 1984.
- [4] H.R.Griem, "spectral line broadening by plasmas" Academic Press, New York and London, (1974)
- [5] M.Baranger, "Atomic and Molecular Processes", Academic Press, New York (1962)
- [6] H.R.Griem, "spectral line broadening by plasmas" Academic Press, New York, (1994)
- [7] C. Stehlé. J.Q.S.R.T.44.135 (1990)
- [8] C. Stehlé, Journal de phys, coll, suppl.II, 121(1991)
- [9] M.Baranger.phys .Rev.112,855(1958)
- [10] M.Baranger.phys. Rev.111, 494(1958)
- [11] A.C.Kolb et H.R.Griem, Phys. Rev.111, 514(1958)
- [12] V.F.Weisskopf,Phys.Rev.75, 287(1932)
- [13] A.Jablonski,Phys.Rev. 63, 78(1945)
- [14] D.Baranger, dans Atomic and molecular Processes (édité par D.R.Bates), Academic Press, New York(1962)
- [15] J.Hladik, "Mécanique Quantique'Atomes et Molécules'", Masson, Paris(1997).
- [16] P. Fauchais ; "Gaz Ionisés et Plasmas" ; Technique de l'Ingénieur, AF3 560.
- [17] H.R.Griem, M.Baranger, A.C.Kolb, et G.Oertel, Phys.125, 177(1962)

- [18] S.Alexiou, Phys. Rev. A49, 106(1994)
- [19] J. M. Poitevin, T. Phys. D. Appl. Phys., 12, (1979).
- [20] D. Poirier ; “Validation de la Vitesse de l’Ecoulement d’un Plasma à l’Aide de Sonde Electrostatique par la Fluorescence Induite par Laser Université de Québec, 1998.
- [21] B.H.Bransden et C.J.Joachain, "Physics of Atoms and Molecules" Longman Scientific (19996).
- [22] C.C.Tannoudji , B.Diu et F.Laloe, "Mécanique Quantique"
- [23] P.W.Anderson, Phys.Rev. 76, 647 (1949)
- [24] H.R.Griem, A.Kolb, et Y. Shen, Phys.Rev. 116 (1959)
- [25] H.R.Griem, Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, New York (1964) ;
- [26] S.Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. 2, 322 (1969)
- [27] S.Alexiou, J.Q.S.R.T. 53, 109 (1995)
- [28] H.R.Griem, Z.Physik 137, 280 (1954)
- [29] A. Calisti, F.Khalfaoui, R. stamm et B.Talin, Phys. Rev A42, 5433(1990).
- [30] A. Calisti, L.Godbert, R. Stamm, et B.Talin, P 21 M case 232, Centr de saint Jérôme, Universite de Provence, 13397. Marseille. Cedex 20 and R.W. Lee, Lawrence National laboratory, Livermore C A 94550.(1993).
- [31] F.Khalfaoui thèse de Doctora Université de Provence Marseille (France) Mai 1991.
- [32] K.Touati thèse de Doctora Université de Provence Marseille (France) Février 2003.
- [33] M.T.Meftah thèse de Doctora Université de Provence Marseille (France) Mars 1996