

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA

FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE ET DES
SCIENCE DE LA MATIERE

DEPARTEMENT DES SCIENCE DE LA MATIERE



Mémoire MASTER ACADEMIQUE

Domaine : SCIENCE DE LA MATIERE

Filière : PHYSIQUE

Spécialité : Physique du Rayonnement,
Spectroscopie et Optoélectronique

Présenté par : Khadra ARIF

Thème

*Calcul de la fonction de distribution du
microchamp électrique d'un plasma soumis sous un
champ magnétique extérieur*

Soutenu Publiquement Le : .23 /06/2013

Devant le jury :

M . S. DOUIS

Président

UKM Ouargla

Dr. CHENINI Keltoum

Encadreur

UKM Ouargla

Pr. M. T. MEFTAH

Examineur

UKM Ouargla

Année Universitaire : 2012 /2013

DEDICACES

Je dédie le présent mémoire à :

Ma chère mère .

À mon cher Père Ahmed.

À mon grand Père et ma grand mère

À mes frères et sœurs.

À tous mes amis.

À toute la promotion de MASTER Physique du Rayonnement ,2013

À tous ceux qu'ont cru en mes succès..

Khadra

Remerciement

Je remercie avant tout ALLAH, Le Tout Puissant, qui nous a permis grâce à ses faveurs et bien faits, de concrétiser ce travail.

Mes remerciements vont à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail en particulier :

Dr. KELTOUM CHENINI pour avoir accepté de m'encadrer et de me diriger, qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Le Professeur M. T. Meftah, pour son soutien scientifique déterminant, ainsi que pour ses compétences et ses bonnes orientations, pour ses précieux conseils et aussi ses encouragements, Je lui exprime toute ma gratitude.

Je remercie également Monsieur S. Douis, président de jury pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider, d'examiner et de juger ce modeste travail.

Je remercie Zineb, Mahmoud Douh, Monira, et tous mes amis pour leur aide.

Sans oublier, Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à tous les Masters de Physique du Rayonnement promotion 2013 .

Khadra Arif

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Théorie générale des plasmas et des profils de raies | 6 |
| 1.1 | Généralités sur les plasmas | 6 |
| 1.1.1 | Qu'est-ce qu'un plasma physique? | 6 |
| 1.1.2 | Paramètres d'un plasma | 7 |
| 1.1.3 | Classification des plasmas | 9 |
| 1.1.4 | Applications des plasmas | 10 |
| 1.2 | Elargissement et formalisme du profil des raies | 11 |
| 1.2.1 | Elargissement naturel : | 11 |
| 1.2.2 | Elargissement Doppler : | 12 |
| 1.2.3 | Elargissement collisionne par les particules neutres : | 12 |
| 1.2.4 | Elargissement collisionnel par les particules chargées (Effet Stark) : | 13 |
| 1.2.5 | Elargissement instrumental : | 13 |
| 1.3 | Les interactions entre les particules et le champ magnétique dans les plasmas | 13 |
| 1.3.1 | Effet et du champ magnétique sur le système de niveaux d'énergie d'un atome | 14 |
| 1.3.2 | Effet Zeeman anormal : | 15 |
| 1.3.3 | Effet Paschen-Back : | 17 |
| 1.3.4 | Effet Zeeman normal | 18 |
| 2 | Propriétés statiques du microchamp électrique | 20 |
| 2.1 | Interêt des fonctions de distribution du microchamp électrique : | 20 |
| 2.2 | Calcul de la fonction de distribution du microchamp ionique : | 21 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.3 | Modèles de calcul de la fonction de distribution du microchamp électrique : | 23 |
| 2.3.1 | Holtsmark (1919) : | 23 |
| 2.3.2 | Ecker-Müller distribution : | 23 |
| 2.3.3 | Baranger et Mozer (1959) : | 24 |
| 2.3.4 | Modèle de particules indépendantes : | 25 |
| 2.3.5 | Approximation des coordonnées globales de Hooper (1966) : | 26 |
| 2.3.6 | Approximation APEX (Adjustable Parameter Exponential Approximation) : | 27 |
| 2.3.7 | Théorie de plus proche voisin (NN) : | 27 |
| 2.4 | Simulation numérique | 28 |
| 2.4.1 | Simulation avec la méthode de la dynamique moléculaire (MD) | 28 |
| 2.4.2 | Simulation numérique avec la méthode de Monte Carlo (MC) | 29 |
| 3 | Calcul de la fonction de distribution du microchamp électrique d'un plasma magnétisés | 30 |
| 3.1 | Calcul du Lagrangie d'une charge soumise a un champ électromagnétique extérieur | 30 |
| 3.2 | Calcul du microchamp électrique dans les plasmas magnétisés | 33 |
| 3.2.1 | Aproximation de Holtsmark (1919) | 35 |
| 3.3 | Résultats et discussion | 38 |

Table des figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1-1 | Diagramme de classification des plasmas (CGS). | 10 |
| 2-1 | Système d'un milieu composé de N ion dans un plasma | 21 |
| 2-2 | Comparaison de la fonction de distribution du microchamp, entre le modèle de 'Ecker -Müller $WE(E/E_0)$ et celui de Holtmark $WH(E/E_0)$ pour différentes valeurs de δ , fonction du champ réduit E/E_0 | 25 |

Introduction générale

La spectroscopie des plasmas est une technique de diagnostic la plus utilisée en physique du plasma de nos jours.

C'est une discipline expérimentale fondamentale dans l'étude du rayonnement émis par un milieu partiellement ou totalement ionisé, appelé plasma.

En général le rayonnement émis par un plasma est caractérisé par un profil de raie spectral qui donne la répartition de l'intensité autour de la fréquence central. Le profil des raies spectrales sont 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 d'énergie.

Des mesure faites sur les profils des raies spectrales fournissent un moyen approprié de diagnostic des plasmas (détermination de la densité électronique , de la température, ...).

Les profils des raies spectrales sont élargies par plusieurs phénomènes tels que : l'élargissement naturel, élargissement Doppler, élargissement par collisions avec les atomes neutres (forces de Vander Waals) et avec les électrons et par interaction avec les ions (effet Stark).

L'élargissement dû à l'effet Stark est l'un des mécanismes d'élargissement du profils des raies spectrales dans la 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[1], repose sur la description de la composante électronique du champ par approche collisionnelle.

L'effet Stark est une conséquence du microchamp électrique crée par les électrons et les ions perturbateurs .

Le microchamp électrique affecte sur la forme du profils des raies spectrale et d'autre part sur la formule analytique du profil de raie spectrale. Et cela exige la connaissance de la fonction de distribution de microchamp électrique et par fois ces dérivées partielles.

Les chercheurs ont tenté de trouver des fonctions de distribution de champ électrique d'actualité depuis 1919 (HOLTSMARK) à ce jour, par contre le calcul, des dérivées partielles de la fonction de distribution du microchamp, est incluse dans la zone d'intérêt en 1975 par Demura[2].

Les plasmas soumis sous un champ magnétique (faible, fort) sont influencés par ce dernier, et cela se manifeste sur les niveaux d'énergie d'un émetteur (levé de dégénérescence, déplacement...). Et donc les profils de raies spectrales émises sont affectés par ce champ magnétique.

Le but de notre travail est le calcul de la fonction de distribution du microchamp électrique d'un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur . Ce mémoire est composé d'une introduction générale, de trois chapitres et une conclusion générale et des perspectives.

Nous commençons le premier chapitre par des définitions et généralités sur les plasmas, dont nous allons présenter l'état plasma; les paramètres utiles dans l'étude d'un plasma, on représente les types une classification typique et domaines d'applications des plasmas. Nous verrons les causes principales d'élargissement des raies et les interactions entre les particules et le champ magnétique dans les plasmas.

Dans Le deuxième chapitre nous allons présenter l'intérêt des fonctions de distribution du microchamp électrique, le calcul de la fonction de distribution du microchamp ionique, quelques travaux fait pour le calcul de la fonction de distribution du microchamp, on citant quelques modèles utilisés et quelques résultats obtenu tels que : Holtsmark, Mozer, Hooper... etc.

Dans le troisième chapitre, nous allons calculé la fonction de distribution du microchamp électrique dans un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur on suivant les étapes : calcul d'hamiltonien d'une charge électrique dans un champ magnétique, présentation de la fonction de distribution du microchamp dans ce cas, utilisation de l'approximation de Holtsmark pour le calcul de la fonction de distribution du microchamp et pour obtenir le résultat final nous devons élaboré un programme numérique en langage fortran(on utilisant le Maple aussi).

A la fin du chapitre nous présentons quelques résultats de la fonction de distribution du microchamp en fonction du champ magnétique B pour quelques conditions de plasma donnés (température, densité électronique, charge d'émetteur... etc).

Et nous terminons notre mémoire par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Théorie générale des plasmas et des profils de raies

1.1 Généralités sur les plasmas

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

Historiquement le terme "plasmas" a été utilisé en physique pour la première fois par les physiciens Langmuir et Tonk en 1928 pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tub à décharge [3].

Le plasma est normé comme " quatrième état de la matière", cette appellation vient du fait qu'au fur et mesure que la température d'un corps augmente, il change d'état. il passe successivement de l'état solide à l'état liquide est gazeux. on a alors l' état de plasma.

Le plasma est donc un corps 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 magnétiques. les plasmas peuvent être de nature très différentes, leurs propriétés également, ainsi que les théories et les modèles décrivant chaque nature de plasma [4].

1.1.2 Paramètres d'un plasma

Pour pouvoir décrire plus précisément les phénomènes physiques, on peut citer quelques paramètres importants d'un plasma.

Degré d'ionisation Le plasma est caractérisé par son degré d'ionisation (qui est de l'ordre de 10^{-10} jusqu'à 1) défini comme étant le rapport :

$$\alpha = \frac{N_i}{N_i + N_0}$$

Où N_i est la densité des électrons (ou d'ions positives), et N_0 la densité des neutres.

On définit une valeur critique α_0 du degré d'ionisation propre à chaque gaz. Si $\alpha > \alpha_0$, [5] on dit que le gaz fortement ionisé.

Au-dessous de cette limite, le gaz est considéré comme étant faiblement ionisé.

La fréquence plasma

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

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e q_e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

Où

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

ω_{pe} se met également sous la forme numérique en (HZ).

$$\omega_{pe} = 5,64 \cdot 10^4 \cdot N_e^{1/2} \quad (1.2)$$

Où N_e : est la densité électronique du plasma, exprimée en (cm^{-3}) [6].

Longueur de Debye

Considérons une charge ponctuelle q_i dans un plasma, dans le voisinage de cette particule le potentiel de debye est représenté par :

$$\phi = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp -\frac{r}{\lambda_D} \quad (1.3)$$

Avec :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q_e^2 N_e}} \quad (1.4)$$

où :

λ_D est du à la distance moyenne à partir de la quelle les particules du milieu font l'action d'un écran sur l'ion ; elle est appelée la longueur de Debye.

D'où K_B est la constant de Boltzmann, T est la température du plasma, q_e est la charge d'électron [7].

λ_D représente aussi la distance maximale pour que les interactions Coulombiennes individuelles entre particules interviennent.

La longueur de debye s'écrit aussi sous la fourme :

$$\lambda_D = 6,9 \sqrt{\frac{T}{N_e}} (cm) \quad (1.5)$$

Longueur de landau

La longueur de landau représente la longueur critique d'interaction binaire, c'est la distance à la quelle il faut que deux électrons s'approchent pour que l'énergie binaire soit de même ordre de grandeur que leurs énergies cinétiques [8].

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K_B T_e} \quad (1.6)$$

T_e : est la température électronique.

On peut écrire r_0 en cm sous la forme :

$$r_0 = (1,672 \cdot 10^{-3}) \frac{1}{T_e} \quad (1.7)$$

Rayon de la sphère ionique

On appelant R_s le rayon de la sphère moyenne occupé par un ion en mouvement dans l'espace. Ce rayon est donné par la formule [9] :

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi N_i} \right)^{1/3} \text{ (CGS)} \quad (1.8)$$

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

Paramètre de couplage

On peut introduire le paramètre de couplage d'un plasma, qui présente le rapport entre l'énergie potentielle moyenne et l'énergie cinétique moyenne de l'ion émetteur donnée par la formule suivante :

$$\Gamma = \frac{Z_e^2}{R_s K_B T} \quad (1.9)$$

Où : Z_e représente la charge de l'ion et T est la température du milieu.

Si $\Gamma \ll 1$ cela signifie que l'énergie d'interaction entre particules est faible devant l'énergie thermique, dans ce cas le plasma est dit faiblement couplé.

Dans le cas inverse on dit que le plasma est fortement couplé.

1.1.3 Classification des plasmas

Les longueurs fondamentales r_0 , λ_s , et d_e (la distance moyenne entre deux électrons $N_e d_e^3 = 1$) peuvent s'exprimer en fonction de la densité N_e et de la température électronique T_e .

La comparaison des trois longueurs r_0 , λ_s , et d_e permet d'introduire une classification générale des plasmas selon les valeurs relatives de la densité et de la température en échelle logarithmique. [10] cette classification est présentée sur le diagramme (1-1) suivant :

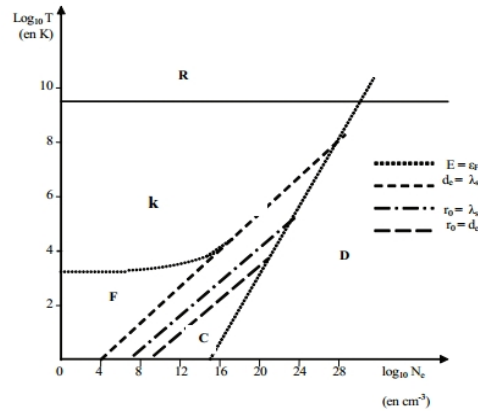


FIG. 1-1 – Diagramme de classification des plasmas (CGS).

Où R représente des plasmas relativistes, K plasmas cinétiques classiques, C plasmas denses à fortes corrélations, D plasmas dégrénergés quantiquement (métaux), F gaz faiblement ionisés.

ε_F l'énergie de Fermi, λ_s la longueur d'écran de Debye, cette longueur peut s'exprimer en fonction de la densité électronique N_e , de la densité ionique N_i , et de la température d'électrons T_e :

$$\lambda_s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{q_e^2 N_e + q_i^2 N_i}} \quad (1.10)$$

Où q_e et q_i la charge de l'électron et la charge d'ion respectivement.

1.1.4 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'éclairage (lampes à néon).

Les sources d'ions et d'électrons.

La soudure (soudure à l'arc).

L'analyse d'éléments (chimie analytique).

Le traitement de surface et la fabrication des matériaux en micro électronique [11].

1.2 Elargissement et formalisme du profil des raies

Les profils des raies sont un outil important de diagnostic dans les plasmas. Ces profils subissent des élargissements de plusieurs types, dont on peut citer.

Notant que La largeur d'une raie est mesurée à mi hauteur, d'où la valeur de l'intensité égale à la moitié de l'intensité maximale I_{max} au centre de la raie.

1.2.1 Elargissement naturel :

Il est connu que les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle, appelée élargissement naturel [12].

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.11)$$

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

τ_i : est la durée de vie moyenne d'un niveau excité d'énergie E_i ; ce niveau possède une largeur ΔE_i .

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

$$\Delta\omega = \delta E_i + \delta E_j \quad (1.12)$$

$\Delta\omega_{ij}$: représente la largeur de la raie à mi-hauteur (*FWHM*)

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\delta_1}{x^2 + \delta_1^2} \quad (1.13)$$

D'où :

$$\delta = \frac{\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j}}{4\pi} \quad (1.14)$$

$$x = \omega - \omega_{ij} \quad (1.15)$$

1.2.2 Elargissement Doppler :

La fréquence du rayonnement émis est différente de la fréquence émise par la particule au repos ; cette différence cause un élargissement appelé ; l'élargissement Doppler. L'élargissement dû à l'effet Doppler statistique est lié à la distribution des vitesses de l'émetteur à la température T du milieu et à la masse m de l'émetteur [13].

$$\Delta\omega_D = 7,16 \times 10^{-7} \omega_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (1.16)$$

$\Delta\omega_D$ et ω_0 en eV, T en Kelvin et m en u.m.a.

La forme du profil dans ce cas est une forme Gaussienne.

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{B} \exp\left(-\frac{x^2}{B^2}\right) \quad (1.17)$$

où :

$$B = \Delta\omega_D \quad (1.18)$$

$$x = \omega - \omega_0 \quad (1.19)$$

1.2.3 Elargissement collisionne par les particules neutres :

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

$$\Delta\omega_{\text{col}} = \frac{1}{\tau_{\text{col}}} \quad (1.20)$$

avec τ_{col} est la durée de vie moyenne entre deux collisions.

1.2.4 Elargissement collisionnel par les particules chargées (Effet Stark) :

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

Le champ électrique au niveau de l'émetteur appelé encore le microchamp du plasma a deux composants [14].

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (1.21)$$

E_i est composante créée par tous les ions composant le milieu et E_e est la composante électronique créée par tous les électrons.

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

1.2.5 Elargissement instrumental :

Les appareils de mesure et de spectroscopie causent un élargissement supplémentaire aux raies spectrales observées. Cet élargissement est dû entre autres, aux phénomènes de diffraction des raies de la lumière et aux dimensions finies des appareils. Les constructeurs donnent les élargissements et les profils correspondants. Le profil peut être :

- Un profil de Lorentz.
- Un profil de Gauss.
- Un profil de Voigt.
- Un profil de composé.

1.3 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.

1.3.1 Effet et 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 :

$$\vec{M}_L = \frac{q_e}{2m_e} \vec{L}, \quad \vec{M}_S = \frac{q_e}{m_e} \vec{S}, \quad \vec{M}_I = \frac{q_p}{2m_p} g_p \vec{I} \quad (1.22)$$

Où q_e et m_e sont respetiement la charge et la masse de l'électron, q_p et 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 :

$$H_Z = -\vec{B} \cdot (\vec{M}_L + \vec{M}_S + \vec{M}_I) = -\frac{q_e}{2m_e} \vec{B} \cdot (\vec{L} + 2\vec{S}) - \frac{q_e}{2m_e} g_p \vec{B} \cdot \vec{I} = \vec{\omega}_0 \cdot (\vec{L} + 2\vec{S}) + \vec{\omega}_n \cdot \vec{I} \quad (1.23)$$

Ou ω_0 est la pulsation de Larmor définie par : $\omega_0 = -\frac{q_e}{2m_e} B$ et ω_n définie par $\omega_n = -\frac{q_e}{2m_e} g_p B$.

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 et 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, 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 du même ordre de grandeur, on obtient un effet Zeeman intermédiaire. Dans ce cas, le problème doit être traité sans approximations.

1.3.2 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 perturbation par rapport à l'hamiltonien non perturbé $H_0 + H_f$ le calcul des corrections $E^{(1)}$ dans l'approximation de 1^{er} 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 , j^2 , j_z avec $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$).

On obtient :

$$E_{mag}^{(1)} = \langle nlm_j | \omega_0 \cdot (L_z + 2S_z) | nlm_j \rangle \quad (1.24)$$

[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 [16] et dans un sous espace $\mathfrak{S} = (l; s; j)$ on a les relations suivantes :

$$\langle L_z \rangle = \frac{\langle \vec{L} \vec{J} \rangle_{lsj}}{\hbar^2 j(j+1)} \langle J_z \rangle \quad (1.25)$$

Let $\vec{S} \vec{J}$ pour les états du système appartenant à $\mathfrak{S}(l, s, j)$.

On peut écrire :

$$\langle L_z \rangle = \frac{\langle J^2 + L^2 - S^2 \rangle}{2(j^2)} \langle J_z \rangle \quad (1.26)$$

$$\langle S_z \rangle = \frac{\langle J^2 - L^2 - S^2 \rangle}{2(j^2)} \langle J_z \rangle \quad (1.27)$$

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

$$\hbar^2 j(j+1), \hbar^2 l(l+1), \hbar^2 s(s+1) \quad (1.28)$$

On obtient :

$$\langle L_z + 2S_z \rangle = \left(1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \langle J_z \rangle \quad (1.29)$$

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

$$H_{mag} = \omega_0 g J_z \quad (1.30)$$

où g est le facteur de Landé

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \quad (1.31)$$

On calcule :

$$E_{mag}^{(1)} = \langle jm_j | \omega_0 (L_z + 2S_z) | jm_j \rangle \quad (1.32)$$

$$E_{mag}^{(1)} = \omega_0 \left(1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \langle jm_j | J_z | jm_j \rangle \quad (1.33)$$

Dans la base $|nlsm_j\rangle$:

$$\langle jm_j | J_z | jm_j \rangle = \hbar m \quad (1.34)$$

Donc :

$$E_{mag}^{(1)} = \left(1 + \frac{j(j+1) + l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \right) \hbar \omega_0 m_j \quad (1.35)$$

L'énergie de perturbation devient :

$$E_{mag} = \hbar \omega_0 g m_j$$

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 :

$$m_j = -j, -j + 1, \dots, j \quad (1.36)$$

1.3.3 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, et on considérons H_f comme une perturbation d'ordre un.

$$H = H_0 + H_{mag} \quad (1.37)$$

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 :

$$E_{mag} = \left\langle n l s m_l m_s \mid \omega_0 \cdot (L_z + 2S_z) \mid n l s m'_l m'_s \right\rangle \quad (1.38)$$

L'énergie totale sans structure fine :

$$E = E_0 + \omega_0 \hbar (m_l + 2m_s) \quad (1.39)$$

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 :

$$W_{so} = \zeta_{nl} \vec{L} \vec{S} \quad (1.40)$$

où

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

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 perturbations, à la valeur moyenne de H_f prise dans l'état non perturbé.

$$\langle H_f \rangle = \zeta_{nl} \hbar^2 m_l m_s \quad (1.41)$$

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

$$E_{tot} = E + E_{LS} \quad (1.42)$$

$$E_{tot} = E_0 + \omega_0 \hbar (m_l + 2m_s) + \zeta_{nl} \hbar^2 m_l m_s \quad (1.43)$$

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

1.3.4 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 $m_s = \pm\frac{1}{2}$. Les couples (m, m_l, m_s) distincts sont alors les suivants : $(2, \frac{1}{2})$, $(0, \frac{1}{2})$, $(1, 0)$, $(-2, \frac{1}{2})$.

L' effet d'un champ magnétique intense est donc de faire apparaître cinq sous niveaux qui existent déjà dans l'expression E de donnée par la relation (1.39).

Chapitre 2

Propriétés statiques du microchamp électrique

2.1 Interêt des fonctions de distribution du microchamp électrique :

Pour connaître l'état du plasma (ces composantes, sa température, sa densité ...) [17], il est commode de faire le diagnostic et analyser les profils des raies spectrales du rayonnement émis, car ces profils subissent soit un élargissement, ou un shift (déplacement) ou une asymétrie.

Plusieurs effets causent l'élargissement des profils de raies y compris ; effet Doppler, effet collisionnelle électronique, effet Stark [18], c'est l'effet des microchamps électrique qui est un effet d'élargissement important.

La contribution de l'effet du microchamp électrique dans l'expression analytique du profil de raie, se fait par les fonctions de distribution du microchamp d'un émetteur sur un intervalle de valeur données.

Deux méthodes de calcul des calcul des distributions du microchamps sont utilisées :

- * Les calculs théoriques approximatifs.
- * La simulation numérique.

Toutes ces méthodes posent un modèle préliminaire du système physique dans le plasma, puit elles déterminent la valeur physique cherché, en suite elles déposent les équations mathématiques

et les approximations qui conviennent ou bien les algorithmes numérique dans le cas d'utilisation de la simulation numérique .

2.2 Calcul de la fonction de distribution du microchamp ionique :

Plusieurs calculs ont été fait pour l'obtention de la fonction de distribution du microchamp, et tous ces calculs se basant sur la description du système physique du plasma par une méthode statistique précisée [19].

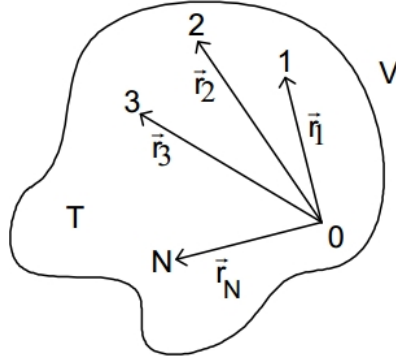


FIG. 2-1 – Système d'un milieu composé de N ion dans un plasma

Considérant un système physique, composé de N ions ponctuels, ces ions sont plongés dans un bain homogène et électriquement neutre, qui a une température T et un volume V .

Ces ions s'interagissent entre eux avec un potentiel de Debye, dans le calcul de la fonction de distribution du microchamp à un point chargé, on ajout au système un autre ion considéré comme référence, et donc le système contient $(N + 1)$ ions ponctuels. Par contre pour un point neutre le système sera un cas spécial de l'état d'un point chargé [20].

La probabilité de trouver un vecteur champ entre \vec{E} et $\vec{E} + d\vec{E}$ se donne avec l'expression $Q(\vec{\varepsilon}) d\vec{\varepsilon}$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp(-\beta U) \delta \left(\vec{\varepsilon} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i \right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \quad (2.1)$$

$U = U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_N)$ est l'énergie potentielle du système, elle depend des coordonnées des particules par rapport à l'ion central émetteur.

$\delta\left(\vec{\varepsilon} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right)$ est la fonction de distribution de Dirac, E est la somme qu'on prend comme origine.

$$Z_N = \int \int \dots \int \exp(-\beta U) \prod_{j=1}^N dr_j \text{ est la fonction de partition}$$

On utilisé la forme intégrale de la fonction de Dirac ou la transformation de Fourier on trouve :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{x}) d\vec{\lambda} \quad (2.2)$$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int T(\vec{\lambda}) \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \quad (2.3)$$

$$T(\vec{\lambda}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp(-\beta H) \cdot \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \quad (2.4)$$

$$= \left\langle \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \right\rangle \quad (2.5)$$

Considérant le système quasi-isotrope, on peut écrire dans l'espace des champs $P(\varepsilon) d\varepsilon = Q(\varepsilon) \cdot 4\pi\varepsilon^2 d\varepsilon$ La probabilité de trouver un microchamp électrique ε à l'origine des coordonnées.

$$P(\varepsilon) = Q(\varepsilon) \cdot 4\pi\varepsilon^2 = T(\lambda) \sin(\varepsilon\lambda) \lambda d\lambda. \quad (2.6)$$

Est une formule basé dans calcul de fonction de distribution du microchamp électrique [21], [22].

2.3 Modèles de calcul de la fonction de distribution du micro-champ électrique :

Le calcul de la fonction de distribution du microchamp électrique $P(\varepsilon)$ est basé sur le calcul de l'intégral dans l'équation (2.6), et précisément la valeur $T(\lambda)$, il existe plusieurs modèles différents dont chaque chercheur a choisi l'approximation convenable à son théorème, parmi ces modèles on peut citer [23] :

2.3.1 Holtsmark (1919) :

J. Holtsmark [24] fut premier qui a traité ce problème moyennant certaines approximations. Il a supposé le système être composé de N particules qui n'interagissent pas entre elles, alors l'énergie potentielle du système est nulle $U = 0$ [25]. Ce modèle et donc cette approximation peut être adoptée si la température est très élevée $T \rightarrow \infty$. Ce modèle est devenu une limite où convergent tous les autres modèles, à température élevée et/ou à densité faible, $\Gamma \ll 1$.

$$T(\lambda) = \exp\left(-L^{\frac{3}{2}}\right)$$

$$L = \lambda\varepsilon_0$$

$$\varepsilon_0 = \frac{e}{r_0^2}$$

r_0 est la distance moyenne entre les particules.

Alors le terme final de fonction de distribution Holtsmark est :

$$\varepsilon_0 P(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp\left(-L^{\frac{3}{2}}\right) \sin(\varepsilon\lambda) \lambda d\lambda.$$

2.3.2 Ecker-Müller distribution :

Ecker et Muller ont introduit l'effet d'écrantage dans l'expression du champ électrique, ils ont considéré que le champ ionique dans le plasma est écranté par le champ électronique (écran de Debye), et dans ce cas il est considéré que l'interaction entre les ions est négligeable. La différence entre ce modèle et celui de Holtsmark est que ce modèle a utilisé l'expression du champ électrique de Debye et cela veut dire que les ions sont écrantés par les électrons.

L'expression du champ électrique de Debye est donnée comme :

$$\vec{E}(\vec{r}) = -Z_p e \left(1 + \frac{r}{r_{D_e}}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_{D_e}}\right) \frac{\vec{r}}{r^3}$$

$Z_p e$ est la charge des ions, e est la charge d'électron, r_{D_e} est rayon de Debye électronique [26].

La distribution de Ecker-Müller est devenue une fonction qui dépend de facteur δ qui dépend du nombre des ions dans la sphère de Debye donné par la relation suivante :

$$\delta = \frac{4\pi}{3} N_i r_{D_e}^3$$

On définit le paramètre a comme suit :

$$a = \delta^{\frac{1}{3}} = \frac{R_0}{r_{D_e}}$$

R_0 est la distance la plus petite entre les ions.

Pour un plasma faiblement couplé, il faut que a tende vers une grande valeur. Et pour $a = 0$ la distribution de tendre vers la distribution de Holtsmark. Quand la valeur de a augmente, le microchamp électrique diminue.

La courbe suivante montre une comparaison entre les distributions de ecker-Müller et Holtsmark, pour $\delta = \infty$ effet d'écrantage est négligé et donc la distribution de Ecker - Müller avec celle de Holtsmark [27].

2.3.3 Baranger et Mozer (1959) :

Baranger et Mozer (BM) ont utilisé un développement diagramatique pour la transformée de Fourier de la fonction de distribution de microchamp et arrêtent la série au deuxième ordre[54].

D'autres auteurs[56] ont montré que le deuxième ordre de la théorie de Baranger et Mozer est en bon accord avec les résultats de Hooper[55] pour une large gamme de conditions et pour des faibles corrélations dans le plasma. Les résultats de ce modèle sont aussi en accord avec ceux de Holtsmark pour des températures très élevées.

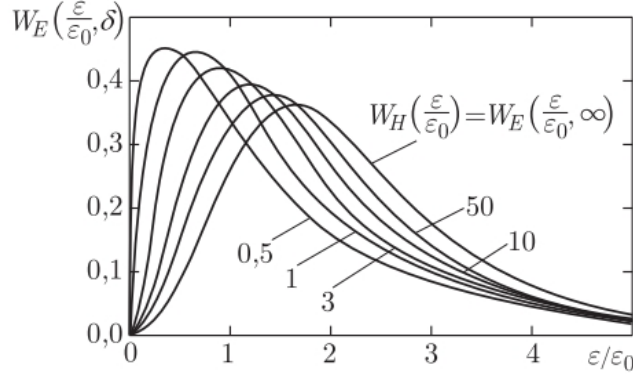


FIG. 2-2 – Comparaison de la fonction de distribution du microchamp, entre le modèle de Ecker-Müller $W_E(E/E_0)$ et celui de Holtmark $W_H(E/E_0)$ pour différentes valeurs de δ , fonction du champ réduit E/E_0 .

2.3.4 Modèle de particules indépendantes :

Ce modèle était introduit la première fois par Lewis et Margenau (1958) [28] ; il néglige toutes les interactions, sauf celles entre chaque ion et l'ion émetteur central. Ce modèle correspond au premier ordre du modèle de Baranger et Mozer sauf qu'il considère que le potentiel est nu (interaction coulombienne), alors que le modèle de Baranger et Mozer le considère écranté selon la théorie de Debye et Hückel (1923)[29].

Et donc on obtient :

$$T(\lambda) = \exp\left(-4\pi \int_0^\infty g_1(r_1) [1 - j_0(\lambda \varepsilon_1)] r_1^2 dr_1\right)$$

Où $g_1(r_1)$ est la fonction de corrélation de l'ion émetteur et l'ion produisant la perturbation, et j_0 est la fonction Bessel d'ordre zéro.

Remplaçant l'expression de $T(\lambda)$ pour obtenir l'expression finale de la distribution $P(\varepsilon)$.

Ce modèle est considéré comme le modèle de Baranger –Mozer de premier ordre .

2.3.5 Approximation des coordonnées globales de Hooper (1966) :

C'est une éssaie pour renforcer l'approximation, en supposant que les potentiels et les champs ont deux contributions [30] ; l'une d'elle est de longue potrée, et l'autre est de courte portée dont elles sont traitées d'une manière différentes.

L'énergie potentielle est :

$$U_N = U_0 + U_1 \quad (2.7)$$

U_N : l'énergie d'interaction total.

où : U_0 est la partie de longue portée, qui est supposée comme source (la partie inportante), et U_1 est la partie de courte durée qui se traite comme perturbation du système.

Le terme de partie de courte portée est :

$$U_1 = \sum_j \omega_j = \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \exp -\alpha \frac{r_{ij}}{\lambda_D} \quad (2.8)$$

α : est un facteur intermédiaire de calcul, c'est un nombre real positif.

r_{ij} :est la distance entre un ion j et un ion i .

λ_D : est la longueur de Debye.

L'énergie d'intéraction total est donc :

$$U_N = U_0 + \sum_j \omega_j \quad (2.9)$$

$$\sum_{i=1}^N \vec{E}_i = - \vec{\nabla} U = - \vec{\nabla} U_0 - \vec{\nabla} \sum_j \omega_j \quad (2.10)$$

On reporte les expressions (2.10) et (2.10) dans l'équation (2.4) on trouve :

$$T(\vec{\lambda}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp \left[-\beta U_0 + i \frac{\vec{\lambda}}{e} \cdot \vec{\nabla} U_0 \right] \prod_{j=1}^N \exp \left(-\beta \sum_j w_j + i \frac{\vec{\lambda}}{e} \cdot \vec{\nabla} \sum_j w_j \right) d\vec{r}_j \quad (2.11)$$

Pour évaluer partie U_1 de l'intégrale dans l'équation (2.11), on utilise (cluster expansion) comme nous avons vu précédemment dans la méthode de [31] Baranger et Moser [32].

2.3.6 Approximation APEX (Adjustable Parameter Exponential Approximation) :

Ce modèle était proposé par Iglesias et al (1983) [33] pour calculer la fonction de distribution du microchamp dans le cas d'un plasma fortement couplé; il a été généralisé pour les plasmas faiblement couplés [34], [35]. Dufty et al (1985) ont étendu ce modèle pour les points monochargés. La comparaison avec d'autres modèles (MC [36], MD [37]) montre que le modèle d'APEX est une meilleur approximation pour le calcul de la distribution du microchamp mais moins convenable pour les calculs du gradient du champ.

2.3.7 Théorie de plus proche voisin (NN) :

Quand le microchamp de plasma est très intense au niveau de l'émetteur, le champ est dominé par un seul perturbateur plus proche voisin. Cela suggère un simple modèle qui sera valide pour des valeurs du champ intenses, basé sur le plus proche voisin. Supposant que l'émetteur est localisé à l'origine, et prenons le perturbateur de plus proche voisin situé dans la direction positive de l'axe z , le champ électrique à l'émetteur est :

$$E(z) = \frac{Z r_e^2}{z^2} \exp(-kz) (1 + kz) \quad (2.12)$$

Où Z est la charge effective de l'émetteur, r_e est la distance entre les électrons, et z est la distance entre le perturbateur et l'émetteur,

$$k^2 = \frac{4\pi e^2 N_e}{k_B T}$$

e est la charge d'électron, N_e est la densité électronique, T est la température et K_B est la constante de Boltzmann. L'écran du plasma peut être négligé si le perturbateur s'approche de l'émetteur d'une distance plus ou moins de la longueur d'écrantage [38].

2.4 Simulation numérique

La simulation numérique est une technique qui est utilisable dans plusieurs problèmes tels que : le calcul de la fonction de distribution du microchamp, et celle de la dérivée de champ, l'effet de la dynamique des ions sur les profils Stark d'atome d'hydrogène [39] et d'ion hydrogénoïdes [40], et des ions héliumoïdes [41]. On considère des charges ponctuelles, distribuées aléatoirement dans une cellule cubique, dont on détermine sa longueur avec les données physiques (T, N_e, Z_e) et d'autres données numériques qu'on donne au programme. On calcule le champ d'un ion situé au centre de la cellule. Ces modèles utilisent, le potentiel de Debye, qui introduit l'effet d'écran créé par les électrons. Ces programmes calculent le champ électrique en appliquant le principe de recombinaison. Ils calculent les composantes E_x, E_y, E_z puis ils déduisent le champ global. Parmi les méthodes de simulations numériques on cite celle de Monte Carlo (MC) et celle de la Dynamique Moléculaire (MD).

2.4.1 Simulation avec la méthode de la dynamique moléculaire (MD)

La méthode de simulation, appelée dynamique moléculaire permet d'étudier les propriétés dépendant du temps. Elle nous permet le calcul de certains paramètres statistiques (statiques ou dynamiques)[42]. La méthode de MD a été introduite pour simuler le comportement des fluides et des solides au niveau moléculaire ou atomique. Elle est basée sur la résolution des équations du mouvement.

Dans la thèse de Khelifaoui [43] le calcul de la fonction de distribution du microchamp est réalisé par cette méthode. Kilcrease [44] a calculé la fonction de distribution de microchamp avec cette méthode. La méthode de la dynamique moléculaire est désormais une méthode de référence mais les calculs sont longs.

2.4.2 Simulation numérique avec la méthode de Monte Carlo (MC)

La méthode de Monte Carlo (MC) a été proposée par Métropolis et al [45], en utilisant l'approche statistique, ainsi que la génération des nombres aléatoires pour étudier les solutions liquides [46]. Cette méthode est aussi utilisée et expliquée en détail dans les travaux de C. Stehlé et al [47],[48] . Cette méthode est souple car elle ne contient pas des équations différentielles à résoudre[49] . L'algorithme de la méthode de Monte Carlo génère une série de configurations aléatoires jusqu'à l'obtention d'une énergie potentielle minimale du système considéré. acceptée, et dans le cas où il est supérieur à ce facteur, la nouvelle configuration sera rejetée, et le système récupère l'ancienne configuration. L'énergie de cette nouvelle configuration sera considéré comme un nouveau état dans le calcul de l'énergie moyenne du système.

Parmi les travaux réalisés par cette méthode dans le calcul de la fonction de distribution du microchamp, on cite ceux de Iglisias et al[50], Golosnoy[51], Potekhin et al[52].

Chapitre 3

Calcul de la fonction de distribution du microchamp électrique d'un plasma magnétisés

3.1 Calcul du Lagrangie d'une charge soumise a un champ électromagnétique extérieur

L'un des exemples intéressant des systèmes, qui ont des forces potentielles généralisées, c'est le système des charges qui déplace dans un champ électromagnétique extérieur. On peut écrire la force de Lorentz appliquée sur une particule de masse m et de charge q , en déplacement dans un champ électromagnétique comme suit :

$$\vec{F} = q \left[\vec{E} + (\vec{v} \wedge \vec{B}) \right] \quad (3.1)$$

\vec{E} et \vec{B} sont les champs électrique et magnétique successivement. On peut écrire la force de Lorentz résultante d'un champ électrique et un champ magnétique sous la forme suivante :

$$\vec{F} = -\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial V}{\partial v} \quad (3.2)$$

Avec :

$$V(\vec{r}, \vec{v}; t) = q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A} \quad (3.3)$$

Alors que, $\varphi = \varphi(\vec{r}, t)$ et $\vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t)$, sont successivement le potentiel électrique et magnétique, qui correspondent aux puissance des champs électrique et magnétique, reliés avec les expressions :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \quad (3.5)$$

Et remplaçant la valeur de V dans l'expression (3.3) dans (3.2) on trouve :

$$\vec{F} = -q \overrightarrow{\text{grad}}\varphi + q \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{A} \cdot \vec{v}) - q \frac{d\vec{A}}{dt} \quad (3.6)$$

Avec :

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} v_z = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} (\vec{v} \cdot \overrightarrow{\nabla}) \vec{A} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{A} \cdot \vec{v}) &= \overrightarrow{\nabla}(\vec{A} \cdot \vec{v}) = (\overrightarrow{\text{grad}} \vec{A}) \cdot \vec{v} + (\vec{v} \cdot \overrightarrow{\nabla}) \vec{A} + \vec{A} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{v} + \vec{v} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} = \\ &(\vec{v} \cdot \overrightarrow{\nabla}) \vec{A} + \vec{v} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Dans le calcul de (3.8) on a considéré que la vitesse est indépendante de \vec{r} :

Remplaçant la valeur de $\frac{d\vec{A}}{dt}$ par l'équation (3.7), et la valeur de $(\vec{A} \cdot \vec{v})$ par l'expression (3.8) et dans l'équation (3.6) on obtient l'équation de Lorentz (3.1) en fonction des potentiels φ et \vec{A} :

$$\vec{F} = q \left[-\overrightarrow{\text{grad}} \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \right] \quad (3.9)$$

On peut écrire l'operateur de Lagrange d'une particule chargée soumise sous un champ électromagnétique extérieur dans les coordonnées cartésiennes sous la forme suivante :

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{m}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + q \vec{v} \cdot \vec{A}(x, y, z, t) - q \varphi(x, y, z, t) \quad (3.10)$$

Comme on peut écrire aussi l'hamiltonien d'une particule chargée de masse m et charge q dans un champ électromagnétique extérieur dont ses deux potentiels par l'expression (3.10) :

$$\mathcal{L} = \frac{m}{2} (v^2) + q \vec{v} \cdot \vec{A} - q \varphi \quad (3.11)$$

Remarquons que :

$$H = \vec{v} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v} - \mathcal{L} = m \frac{v^2}{2} + q \varphi \quad (3.12)$$

Alors que la quantité de mouvement \vec{P} est égale à :

$$\vec{p} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v} = m \vec{v} + q \vec{A} \quad (3.13)$$

Donc :

$$\vec{v} = \frac{1}{m} (\vec{p} - q \vec{A}) \quad (3.14)$$

Finalement on obtient l'expression de l'hamiltonien H d'une particule charge situé dans un champ magnétique extérieur tel que :

$$H = \frac{1}{2m} [\vec{p} - q \vec{A}(\vec{r}, t)]^2 + q \varphi(\vec{r}, t) \quad (3.15)$$

$$= \frac{p^2}{2m} - \frac{q}{m} \vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) + \frac{q^2}{2m} \vec{A}^2(\vec{r}, t) + q \varphi(\vec{r}, t) \quad (3.16)$$

Comme dans la plupart des cas le terme quadratique en A est très petit devant les autres termes, on retient l'hamiltonien sous la forme suivante[53] :

$$H \simeq \frac{p^2}{2m} - \frac{q}{m} \vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) + q \varphi(\vec{r}, t) \quad (3.17)$$

3.2 Calcul du microchamp électrique dans les plasmas magnétisés

La probabilité de trouver un vecteur de champ électrique élémentaire ε , situé entre les deux valeurs ε et $\varepsilon+d\varepsilon$, est donnée par l'expression $Q(\vec{\varepsilon}) d\vec{\varepsilon}$ où $Q(\vec{\varepsilon})$ est la fonction de distribution du microchamp électrique donnée sous la forme :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp(-\beta H) \delta\left(\vec{\varepsilon} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N dr_j^{\vec{}} d\vec{p}_j \quad (3.18)$$

Où ; $\beta = \frac{1}{kT}$ avec, T est la température du milieu, k est la constante de Boltzmann et H est l'Hamiltonien du système ;

$\delta\left(\vec{\varepsilon} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right)$ est la fonction de distribution de Dirac.

$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i$ est la somme résultante des champs électriques créés par tous les ions à la position de l'ion émetteur.

Z_N est la fonction de partition, c'est une fonction qui rend la distribution de probabilité normalisée.

$$Z_N = \int \int \dots \int \exp(-\beta H) \prod_{j=1}^N dr_j^{\vec{}} d\vec{p}_j \quad (3.19)$$

On utilise la forme intégrale de la fonction de Dirac ou la transformation de Fourier on trouve :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{x}) d\vec{\lambda} \quad (3.20)$$

Alors l'équation (3.18) s'écrit comme :

$$\begin{aligned}
Q(\vec{\varepsilon}) &= \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int d\vec{\lambda} \exp(-\beta H). \\
&\quad \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot (\vec{\varepsilon} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i)) d\vec{r}_j d\vec{p}_j
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Ou encore :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int T(\vec{\lambda}) \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \tag{3.22}$$

Avec :

$$T(\vec{\lambda}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp(-\beta H) \cdot \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j d\vec{p}_j \tag{3.23}$$

$$= \left\langle \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \right\rangle \tag{3.24}$$

Utilisant l'intégrale angulaire dans l'équation (3.22) on trouve :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{2\pi^2 \varepsilon} \int_0^\infty T(\vec{\lambda}) \sin(\lambda \varepsilon) \lambda d\lambda \tag{3.25}$$

Si on considère que le système est quasi-isotrope, on peut écrire dans l'espace des champs :

$$Q(\varepsilon) \cdot 4\pi \varepsilon^2 d\varepsilon = P(\varepsilon) d\varepsilon \tag{3.26}$$

$$P(\varepsilon) = Q(\varepsilon) \cdot 4\pi \varepsilon^2 = \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^{+\infty} T(\lambda) \sin(\varepsilon \lambda) \lambda d\lambda \tag{3.27}$$

L'équation (3.27) représente la probabilité de trouver un champ de valeur ε localisé à l'origine des coordonnées (position de l'émetteur ionique ou neutre).

3.2.1 Aproximation de Holtsmark (1919)

L'approximation de Holtsmarck considère que le système est composée de N particules n'interagissent pas les uns avec les autres, et dans ce cas l'énergie potentielle d'interaction du système est nulle $U = 0$.

Cela signifie que la température est trop élevée et donc l'énergie cinétique des particules est dominante par rapport à l'énergie potentielle; $\Gamma \ll 1$

$\Gamma = \frac{V_{\text{énergie potentielle}}}{V_{\text{énergie cinétique}}} = \frac{\langle U \rangle}{\langle V \rangle}$ est le paramètre de couplage.

$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i$ est la somme des champs électrique à la position de ions émetteur.

$$T(\vec{\lambda}) = \frac{1}{Z_N} \int \int \dots \int \exp(-\beta H) \cdot \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j d\vec{p}_j \quad (3.28)$$

$$T(\vec{\lambda}) = \frac{1}{Z_N} \int \dots \int \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \vec{E} - \frac{\beta}{2m} (p_{x_j}^2 + p_{y_j}^2 + p_{z_j}^2) + \frac{q}{m} \beta (A_x p_{x_j} + A_y p_{y_j} + A_z p_{z_j}) - \beta q \varphi\right) \prod_{j=1}^N dx_j dy_j dz_j dp_{x_j} dp_{y_j} dp_{z_j}$$

Arrivé à ce stade, prenons (on peut se convaincre facilement que $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B}$) :

$$A_x = -\frac{B}{2}y; \quad A_y = \frac{B}{2}x; \quad A_z = 0 \quad (3.30)$$

On utilise l'équation (3.27) on trouve :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int T(\vec{\lambda}) \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \quad (3.31)$$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{Z_N} \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\int \dots \int \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \vec{E} - \frac{\beta}{2m} (p_{x_j}^2 + p_{y_j}^2 + p_{z_j}^2) + \frac{q}{2m} \beta B (-yp_{x_j} + xp_{y_j}) - \beta q \varphi(x, y, z)\right) dx_j dy_j dz_j dp_{x_j} dp_{y_j} dp_{z_j} \right]^N$$

L'approximation de Holtsmark consiste à négliger l'interaction de l'émetteur avec les autres ions du plasma, ceci devient à poser le terme $\varphi(x, y, z) = 0$ dans l'expression précédente, ce qui la simplifie davantage :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3 Z_N} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\int \dots \int \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \vec{E} - \frac{\beta}{2m} (p_{xj}^2 + p_{yj}^2 + p_{zj}^2) + \frac{q}{2m} \beta B (-yp_{xj} + xp_{yj})\right) dx_j dy_j dz_j dp_{xj} dp_{yj} dp_{zj} \right]^N \quad (3.33)$$

Intégrant sur les impulsions p_{xj} , p_{yj} et p_{zj} on trouve :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta}{2m} p_{xj}^2 - \frac{q}{2m} \beta B y p_{xj}\right) dp_{xj} = \sqrt{\frac{2\pi m}{\beta}} \exp\left(\frac{\beta q^2 y^2 B^2}{8m}\right) \quad (3.34)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta}{2m} p_{yj}^2 + \frac{q}{2m} \beta B x p_{yj}\right) dp_{yj} = \sqrt{\frac{2\pi m}{\beta}} \exp\left(\frac{\beta q^2 x^2 B^2}{8m}\right) \quad (3.35)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta}{2m} p_{zj}^2\right) dp_{zj} = \sqrt{\frac{2\pi m}{\beta}} \quad (3.36)$$

De la même façon pour les autres composantes.

On remplace les équations (3.34), (3.35) et (3.36) dans l'équation (3.33) on trouve : (après avoir pris l'approxiamtion $Z_N \simeq \left(\frac{2\pi m}{\beta}\right)^{3N/2} V^N$) :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\frac{1}{V} \int \exp\left(-i\vec{\lambda} \cdot \vec{E} + \frac{\beta q^2 B^2}{8m} (x^2 + y^2)\right) dx dy dz \right]^N \quad (3.37)$$

faisant usage des coordonnées sphériques on trouve (gardons $\vec{\lambda}$ selon z) :

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \quad (3.38)$$

$$\left[\frac{2\pi}{V} \int \exp\left(-i\lambda E \cos(\theta) + \frac{\beta q^2}{8m} B^2 r^2 \sin^2(\theta)\right) r^2 \sin\theta dr d\theta \right]^N$$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \quad (3.39)$$

$$\left[\frac{2\pi}{V} \int r^2 dr \int \exp\left(-i\frac{\lambda q}{r^2} \cos(\theta) + \frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2 \sin^2(\theta)\right) \sin\theta d\theta \right]^N$$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\frac{2\pi}{V} \int r^2 dr f(r, \lambda) \right]^N \quad (3.40)$$

L'intégrale angulaire donne, en posant $\cos(\theta) = t$:

$$f(r, \lambda) = \int_0^\pi \exp\left(-i\frac{\lambda q}{r^2} \cos(\theta) + \frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2 \sin^2(\theta)\right) \sin\theta d\theta \quad (3.41)$$

$$= e^{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2} \int_{-1}^1 \exp\left(-i\frac{\lambda q}{r^2} t - \frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2 t^2\right) dt \quad (3.42)$$

$$= e^{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{\lambda q}{r^2}\right)^2}{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{2\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2 + I\frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{2\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2 - I\frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{\frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2}}\right) \right) \quad (3.43)$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{M}} \exp\left(M - \frac{\left(\frac{\lambda q}{r^2}\right)^2}{M}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{2M + I\frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{M}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{2M - I\frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{M}}\right) \right) \quad (3.44)$$

Avec :

$$M = \frac{\beta}{8m} B^2 q^2 r^2$$

Reste l'intégrale sur r et $\vec{\lambda}$:

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\frac{2\pi}{V} \int r^2 dr f(r, \lambda) \right]^N \quad (3.45)$$

$$Q(\vec{\varepsilon}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{2\pi}{V} \right)^N \int \int \int \exp(i\vec{\lambda} \cdot \vec{\varepsilon}) d\vec{\lambda} \left[\int_{r_0}^{+\infty} r^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{hh}} \exp\left(hh - \frac{\left(\frac{\lambda q}{r^2} \right)^2}{hh} \right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{2hh + I \frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{hh}} \right) + \operatorname{erf}\left(\frac{2hh - I \frac{\lambda q}{r^2}}{2\sqrt{hh}} \right) \right) dr \right]^N \quad (3.46)$$

pour $\frac{\lambda q}{r^2}$ il faut la rendre sans dimension comme ceci :

D'abord il faut s'entendre que λ est en unité l'inverse du champ électrique donc (en considérant le champ moyen $\varepsilon_0 = \frac{q}{a^2}$ avec a le rayon ionique moyen) :

$$\begin{aligned} \frac{\lambda q}{r^2} &= \frac{\lambda \varepsilon_0 q}{\varepsilon_0 \frac{r^2}{a^2} a^2} = (\lambda \varepsilon_0) \frac{1}{\varepsilon_0 \frac{r^2}{a^2}} \frac{q}{a^2} = (\lambda \varepsilon_0) \frac{1}{\varepsilon_0 \frac{r^2}{a^2}} \varepsilon_0 \\ &= \frac{(\lambda \varepsilon_0)}{\frac{r^2}{a^2}} = \frac{\bar{\lambda}}{\frac{r^2}{a^2}} \end{aligned}$$

La résolution de l'équation (3.46) pour l'obtention de la fonction de distribution du microchamp électrique, dans un plasma (magnétisé) soumis sous un champ magnétique, se fait numériquement.

3.3 Résultats et discussion

Nous remarquons d'après le résultat final, que la fonction de distribution du microchamp, d'un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur, est dépendante de la valeur du champ magnétique.

Pour avoir une idée plus proche de cette dépendance, nous avons élaboré un programme numérique en langage fortran(ou Maple) pour calculer la fonction de distribution du microchamp électrique d'un plasma

magnétisé, on utilisant l'équation (3.46).

Mais à cause du facteur de temps, malheureusement , nous n'avons pas pu avoir des résultats numériques, car le calcul nous demande beaucoup d'effort pour finaliser notre programme et cela nous dépasse.

Nous allons essayé de accomplir notre calcul numérique dans le future proche pour pouvoir donner quelques résultats numériques pour avoir une grande idée de la variation de la fonction de distribution du microchamp avec les valeurs du champ magnétique B.

Conclusion générale

Les profils des raies spectrales d'un plasma sont un moyen approprié de diagnostic dans ce milieu. La connaissance de la fonction de distribution du microchamp et celle de la dérivée partielle (dans certains cas) du microchamp sont nécessaires pour le calcul du profil des raies. Le calcul de la fonction de distribution du microchamp était calculé par plusieurs modèles théoriques.

Le microchamp électrique affecte sur la forme du profils des raies spectrales et d'autre part sur la formule analytique de raie spectrale, et cela exige la connaissance de la fonction de distribution de microchamp électrique et ces dérivées partielles.

Dans ce mémoire nous avons calculé pour la première fois la fonction de la distribution du microchamp électrique d'un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur . Nous avons devisé ce mémoire en trois chapitres.

Nous avons commencé par une introduction générale, dont nous avons exposé l'intérêt de l'étude d'un plasma et les profils de raies de ce milieu, ainsi que l'intérêt de notre mémoire.

Dans le premier chapitre nous avons exposé quelques définitions et une généralité sur les plasmas ; élargissement et formalisme du profil des raies, les interactions entre les particules et le champ magnétique dans les plasmas.

Dans Le deuxième chapitre nous avons présenté l'interêt des fonctions de distribution du microchamp électrique, calcul de la fonction de distribution du microchamp ionique, et les travaux récents du calcul de la fonction de distribution du microchamp. Nous avons présenté quelques résultats obtenu par quelques modèles utilisés tels que : Holtmark, Ecker-Müller, mozer, Hooper... etc.

Dans le troisième chapitre, nous avons calculé la fonction de distribution du microchamp électrique dans un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur, le calcul est basé sur le travail précédent de la fonction de distribution du microchamp électrique (chapitre II), où nous avons utilisé la formule de la probabilité de trouver un vecteur champ entre \vec{E} et $\vec{E} + d\vec{E}$. Nous avons suivit les étapes : calcul d'hamiltonien d'une charge électrique dans un champ magnétique, présentation de la fonction de distribution du microchamp dans ce cas, utilisation de l'approximation de Holtmark pour ce calcul et pour l'obtention des résultats finaux nous avons élaboré un programme numérique en langage fortran(on utilisant le Maple aussi).

Nous allons suivre et raffiné le calcul numérique pour le calcul de la distribution du micro-champ, cela pour obtenir les résultats numériques qui donnent l'idée sur la variation de cette fonction avec les valeurs du champ magnétique B .

Bibliographie

- [1] M.Baranger, "Atomic and Molular Processes", Academic Press, New York (1962).
- [2] J.Holtsmark, Ann.Phys(Leipzig) 58,577 (1919).
- [3] B.Held;"physique des plasmas froids " ; Ed. Masson .VBN.(1994).
- [4] C.perck-winel; "introduction à la spectroscopic des plasma"; Gordon et Breach. Science publishers ; INC.NewYork.(1967).
- [5] B. Held ; " physique des plasmas froids " ; Ed. Masson, Paris, (1994).
- [6] A .GHAZEL ; Mémoire master" Etude de l'asymétrie des profils des raies entenant compte de l'opacité des milieux". Université d'Ouargla.(2012).
- [7] A .Naam ; Mémoire magister" l'opérateur de collision électronique dans les plasmas relativistes". Universit d'Ouargla.(2006).
- [8] N. Crouseilles ; " Modèles cinétiques et hybrides fluide- cinétique pour les gaz et les plasmas hors équilibre " ;
thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, France,(2004).
- [9] S.Ichimarū .« plasma physics »;Benjamin.cummings. Publishing company.Inc, Menlo Park. California.(1986).
- [10] J. L. Delcroix et A. Bers ; " Physique des Plasma " ; inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [11] .S. Harzelli ; "mémoire l'operateur de collision électronique en présence du champ magnétique dans les plasmas".Université Ouargla.(2006).
- [12] F.Khelfaoui ,Cours.de master en physique de rayonnement ,Université de Ouargla.(2010-2011).

- [13] K .Chenini ;"Mémoire de magister .Contribution à l'étude de la redistribution du rayonnement dans les plasmas". Université d'Ouargla.(2000).
- [14] Arslane Boud ghene stambool, calcul du rayonnement total émis par un plasma.
- [15] J.Hladik ; "Méanique Quantique'Atomes et Moléules'", Masson, Paris(1997).
- [16] K.Touati ; "Thèse de Doctora Université de Provence Marseille" (France) Février(2003).
- [17] M.S.Murillo,D.P.Kilcrease,and L.A.Collins.Theoretical Division,los Alamos National laboratory,los Alamos, New Mexico 87545. distribution and their Application,VSP(1999) .
- [18] D.Salzmann,"Atomic Physics in Hot plasmas",Oxford University Press(1998) .
- [19] Chihhi ; "Thèse de Doctorat, Université de Constantine", Algérie, (2005).
- [20] C.A.Iglesia and C.F.Hooper,jr, Phys.Rev.25,1049(1982) .
- [21] C.F.Hooper,jr,Phys.Rev. 149, 177(1966) .
- [22] S.ASKRRI ; Mémoire de magister Université de El'Ouad .
- [23] K.CHENINI ; Thèse de Doctorat,Université de Ouargla (2011) .
- [24] J. Holtsmark ; Ann. Phys (Leipzig) 58, 577 (1919).
- [25] F.PERROT andM.W.C.DHARMA-WARDANA. Physica134A(1985) 231 – 248.
- [26] G. Ecker, Z. Physik 148, 593 (1957) ; G. Ecker, K.G. M"uller, ibid 153, 317 (1958).
- [27] A.B. Schmidt, Statistical Thermodynamics of Classical Plasmas, Moscow, Energoizdat,1991, pp. 1-120, (in Russian).
- [28] M. Lewis et H. Margenau ; Phys. Rev. 109, 842 (1958).
- [29] P. Debye et E. Hçkel ; Phyik. Z. 24, 185 (1923).
- [30] C. F. Hooper ; Phys. Rev. 149, 177 (1966).
- [31] M.Baranger and B. Mozer,Phys. Rev. 115.521(1959) .
- [32] J.E.Mayer and M.G.Mayer,Statistical Mecanics(JohnWileysons, inc, NewYork, 1940), chap13.
- [33] C. A. Iglesias, J. L. Lebowitz et D. MacGowan ; Phys. Rev A28, 1667 (1983).
- [34] J. W. Dufty, D. B. Boercker et C. A. Iglesias ; Phys. Rev A31, Num 3, 1681(1985).

- [35] C. A. Iglesias, H. E. DeWitt, J. L. Lebowitz, D. M. Gowan et W. B. Hubbard ; Phys. Rev A31, 1698 (1985).
- [36] A. V. Demura, G. V. Sholin et C. Stehlé ; JQRST 15, 881 (1975).
- [37] D. P. Kilcrease, M. S. Murillo et L. A. Collins ; JQRST 58, 677 (1997).
- [38] D. P. Kilcrease, R. C. Mancini et C. F. Hooper ; Jr. Phys. Rev. E 48, 3901 (1993).
- [39] R. Stamm, E. W. Smith et B. Talin ; Phys. Rev A30, 2039 (1984).
- [40] R. Stamm, Y. Botzanowski, V. P. Kaftandjian et B. Talin ; Phys. Rev. Lett. 52, 2217 (1984).
- [41] D. P. Kilcrease, R. C. Mancini et C. F. Hooper ; Jr. Phys. Rev. E 48, 3901 (1993).
- [42] B. J. Alder et T. E. Wainwrigth ; J. Chem. Phys. 27, 1208 (1957).
- [43] F. Khelfaoui ; Thèse de Doctorat de l'Université de Provence (1991).
- [44] R. Stamm, E. W. Smith et B. Talin ; Phys. Rev A30, 2039 (1984).
- [45] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teler et E. Teller ; J. Chem. Phys. 21, 1087 (1953).
- [46] M. P. Allen et D. J. Tildesley ; Computer Simulation of Liquids ; ed Claverdrom Press Oxford, (1987).
- [47] C. Stehlé, D. Gilles et A. V. Demura ; Eur. Phys. J. D12, 355 (2000).
- [48] A. V. Demura, D. Gilles, C. Stehlé ; JQRST 54, 123 (1995).
- [49] M. Kourichi ; Thèse de Magistère, Constantine (1995).
- [50] C. A. Iglesias et al ; JQRST 65, 303 (2000).
- [51] I. O. Golosnoy ; îSpectral Line Shapesî, V 11, 179 (2001).
- [52] A. Y. Poenkhin, G. Chabrier et D. Gilles ; Phys. Rev. E65, 1 (2002).
- [53]
- [54] M. Baranger et B. Mozer ; Phys. Rev, 115, Num 3, 521 (1959).
- [55] C. F. Hooper ; Phys. Rev. 149, 77 (1966).
- [56] H. Pfennig, E. Treštz et Z. fr Naturforsch ; 21a, 697 (1966).

Résumé

Le plasma est un milieu très intéressant à étudier. Le diagnostic des caractéristiques de ce milieu nécessite l'étude des profils des raies spectrales émises par ce milieu. Le calcul et l'étude des profils de raie sont des moyens importants, et dans ce cas le calcul de la fonction de distribution du microchamp dans les plasmas est demandé.

Le champ magnétique influe sur les niveaux d'énergie d'un émetteur (atome, ion...etc), et donc influe directement sur le profil. Un plasma soumis sous un champ magnétique est influencé strictement par ce champ, par conséquent la fonction de distribution du microchamp électrique dans un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur est liée à ce champ.

Dans notre travail nous avons calculé, pour la première fois, la fonction de la distribution du microchamp électrique dans un plasma soumis sous un champ magnétique extérieur, on négligeant l'interaction entre les ions par l'utilisation de l'approximation de Holtsmark.

Le résultat de la fonction de distribution du microchamp obtenue montre que le champ magnétique B influe sur la relation de cette fonction.

Mots clés : Plasma magnétisé, profils des raies spectrales, microchamp électrique, approximation de Holtsmark.

الخلاصة

البلازما هي عبارة عن وسط مهم للدراسة. تشخيص خصائص هذا الوسط يتطلب دراسة خطوط الطيف المنبعثة منها. دراسة خطوط الطيف و عوامل مهم جدا، وفي هذه الحالة حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ضرورية في حساب البلازما. الحقل المغناطيسي يؤثر على مستويات الطاقة للجسيمات المشعة (ايون، ذرة،) وبالتالي يؤثر مباشرة على أشكال خطوط الطيف. تتأثر البلازما بالحقول المغناطيسية الخارجية. حيث تؤثر هذه الحقول على دالة توزيع حقلها الكهربائي الموضوعي. في عملنا قمنا و لأول مرة بحساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي في بلازما خاضعة لحقل مغناطيسي خارجي، حيث قمنا بإهمال التفاعلات بين الايونات باستعمال تقريب Holtsmark.. النتائج تبرز أن الحقل المغناطيسي الخارجي يؤثر على دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي. **الكلمات المفتاحية :** البلازما الخاضعة لحقل مغناطيسي خارجي، خطوط الطيف، دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي، تقريب Holtsmark.

Abstract

The plasma is a very interesting medium to study. The diagnosis of the characteristics of this medium requires the study of the spectral lines shapes emitted by this medium. The calculation and the study of these profiles are an important means, and at this case, the calculation of the distribution function of the electric microfield in plasmas is required.

The magnetic field influences at the energy levels of a emitter (atom, ion...), so it influences directly on the spectral line shapes. A plasma subjected under a magnetic field is influenced strictly by this field, consequently the distribution function of the electric microfield in plasma subjected under an external magnetic field is related to this magnetic field.

In our work we calculated, for the first time, the distribution function of the electric microfield in plasma subjected by an external magnetic field, we have neglected the interaction between the ions using the Holtsmark approximation.

The result of the distribution function of the electric microfield obtained watch that the magnetic field B influences at this function.

Key words: Magnetized plasma, Spectral line shapes, electric microfield distribution function, Holtsmark approximation.