

**UNIVERSITE KASDI MERBAH-OUARGLA**

**Faculté des mathématiques  
et des Sciences de la Matière**

**Département des sciences physiques**



**Mémoire**

**MASTER ACADEMIQUE**

**Domaine : Sciences de la Matière**

**Filière : physique**

**Spécialité : La physique de détecteur de rayonnement optique et électronique**

**Présenté par : OUGGAD Yamina**

**Thème:**

**ETUDE COMPARATIVE ENTRE LES EFFETES RELATIVITES  
ET NON RELATIVISTES (DOPPLERL ET ELECTRONIQUE)  
DANS LES PLASMAS**

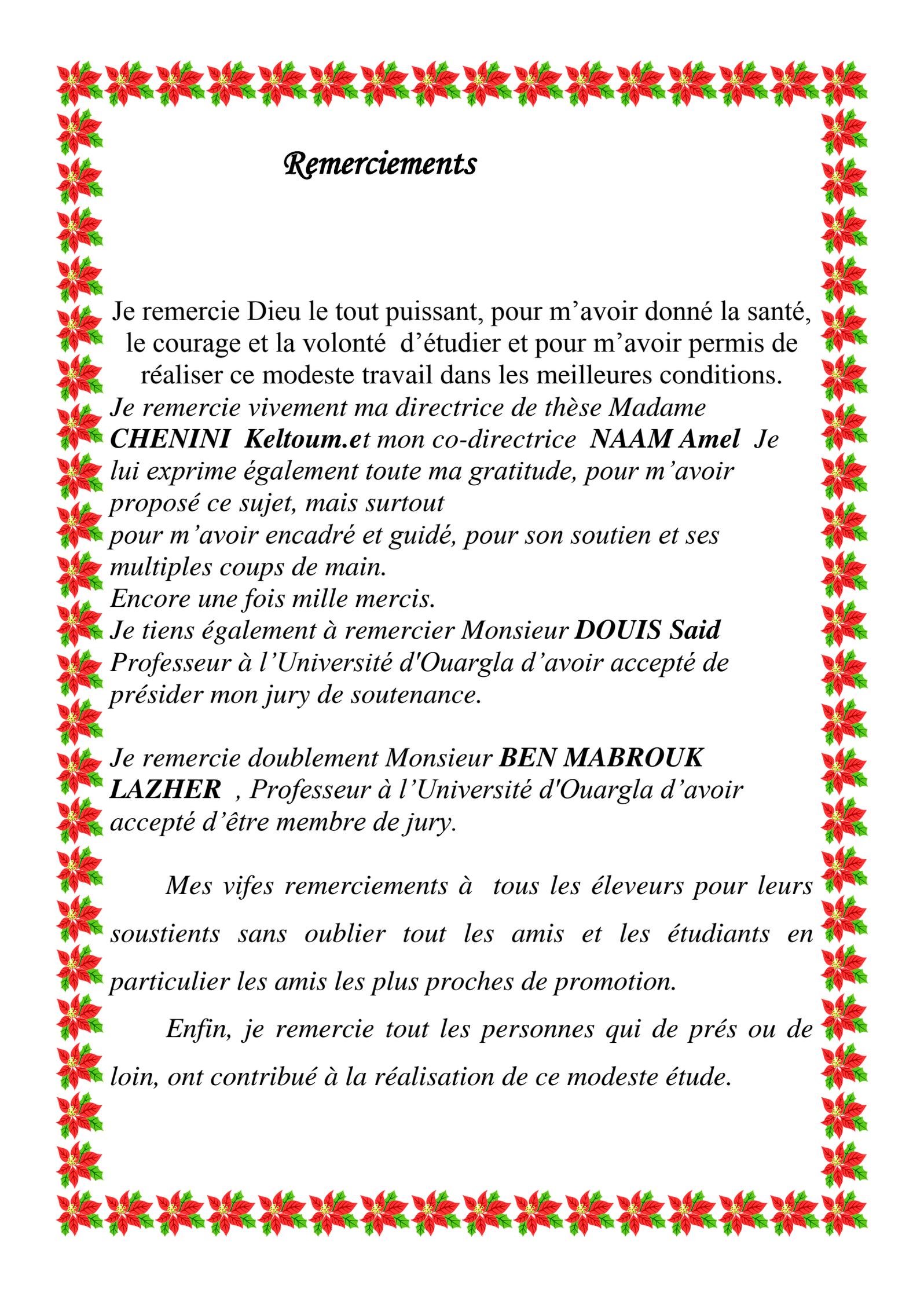
**Soutenu publiquement :**

**Le : 02/06/2014**

**Devant le jury :**

<b>Douis Saïd</b>	<b>( M .C)</b>	<b>Président</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>Chenini keltoum</b>	<b>(M.C)</b>	<b>Encadreur</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>Naam Amel</b>	<b>(M.A.A)</b>	<b>Co Encadreur</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>Ben Mabrouk Lazher</b>	<b>(M.C)</b>	<b>Examineur</b>	<b>UKM Ouargla</b>

**Année Universitaire 2013 /2014**



## Remerciements

Je remercie Dieu le tout puissant, pour m'avoir donné la santé, le courage et la volonté d'étudier et pour m'avoir permis de réaliser ce modeste travail dans les meilleures conditions.

*Je remercie vivement ma directrice de thèse Madame **CHENINI Keltoum**.et mon co-directrice **NAAM Amel** Je lui exprime également toute ma gratitude, pour m'avoir proposé ce sujet, mais surtout pour m'avoir encadré et guidé, pour son soutien et ses multiples coups de main.*

*Encore une fois mille mercis.*

*Je tiens également à remercier Monsieur **DOUIS Said** Professeur à l'Université d'Ouargla d'avoir accepté de présider mon jury de soutenance.*

*Je remercie doublement Monsieur **BEN MABROUK LAZHER** , Professeur à l'Université d'Ouargla d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*Mes vives remerciements à tous les éleveurs pour leurs soutiens sans oublier tout les amis et les étudiants en particulier les amis les plus proches de promotion.*

*Enfin, je remercie tout les personnes qui de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce modeste étude.*

## Résumé

Le but de ce travail est d'étudier et développer les élargissements Doppler et électronique dans le cas relativiste et non relativiste dans un plasma chaud. Ce travail est une étude comparative entre les quatre types d'élargissements, nous avons traité l'influence des paramètres du plasma comme la température, l'angle de diffusion et la charge d'émetteur, sur les élargissements étudiés.

Des résultats d'ion de polonium montrent que l'augmentation de la température augmente l'effet Doppler relativiste et diminue l'élargissement électronique relativiste et non relativiste.

## Mots clés

Élargissement Doppler, Élargissement électronique, effet relativiste et non relativiste, plasma chaud.

## ملخص

ان الهدف من هذا العمل هو دراسة وتطوير تعريضي دوبلر والإلكتروني في الحالة النسبية وغير النسبية في بلازما ساخنة. في هذا العمل نقوم بدراسة مقارنة الأربعة تعريضات بدلالة تغير درجة الحرارة وزاوية التشتت التي يصنعها المرسل مع التعريض المدروس .

نتائج أيون البولونيوم توضح أن زيادة درجة الحرارة يؤدي إلى زيادة تعريض دوبلر النسبي وينقص التعريض الإلكتروني النسبي والكلاسيكي.

**الكلمات المفتاحية:** تعريض دوبلر، التعريض الإلكتروني، الفعل النسبي وغير النسبي، البلازما الساخنة .

## abstract

The aim of this work is to study and develop the Doppler enlargements and electronics in the relativistic and non-relativistic case in hot plasma. This work is a comparative study entered fourths types of extensions, we addressed the influence of plasma parameters such as temperature, the scattering angle and the emitter load on enlargement studied.

Results ion polonium show that increasing the temperature increases the relativistic Doppler effect and decreases the non relativistic and relativistic electronic enlargement.

**Keyword:** Doppler broadening, electronic Enlargement, relativistic and non relativistic effect, hot plasma

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Généralités sur les plasmas</b>	<b>6</b>
1.1	Généralités sur les plasmas	6
1.1.1	Définition d'un plasma	6
1.1.2	Degré d'ionisation	7
1.2	Paramètres importants dans l'étude des plasmas	7
1.2.1	Fréquence plasma	7
1.2.2	Longueur de Debye	8
1.2.3	Longueur de Landau	8
1.2.4	Rayon de la sphère ionique	9
1.2.5	Paramètre de couplage	9
1.3	Classification des plasmas	10
1.3.1	Plasma thermique	10
1.3.2	Plasma électrique	10
1.4	Application des plasmas	11
1.5	Elargissement d'un Profiles des raies	12
1.5.1	Elargissement naturel	12
1.5.2	Elargissement Doppler statistique	13
1.5.3	Elargissement par effet Stark	14

1.5.4	Elargissement Zeeman . . . . .	14
1.5.5	Elargissement instrumental . . . . .	15
1.5.6	Elargissement par collisions . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Elargissement Doppler dans le cas relativiste et non relativiste</b>	<b>16</b>
2.1	Effet Doppler . . . . .	16
2.1.1	Quadrvicteur d'onde . . . . .	16
2.2	Elargissement doppler dans le cas non relativiste . . . . .	19
2.2.1	Effet Doppler relativiste . . . . .	22
2.3	Elargissement électronique . . . . .	24
2.3.1	Elargissement électronique relativiste . . . . .	26
<b>3</b>	<b>RESULTATS ET DISCUSSIONS</b>	<b>28</b>
3.1	Effet de température sur l'élargissement Doppler . . . . .	28
3.1.1	Effet de la température sur l'élargissement électronique . . . . .	31
3.1.2	Elargissement Doppler à la température constante pour différents émetteurs	33

# Table des figures

1-1	diagramme de classification des plasmas ( $T_e, N_e$ ) . . . . .	11
3-1	variation d'élargissement Doppler en fonction de la température pour un émetteur $z = 84$ , et $\theta = 0.99\pi/2$ . . . . .	29
3-2	variation le pourcentage $\frac{\Delta D}{D}$ (%) en fonction de la température pour l'émetteur $z = 84$ , et $\theta = 0.99\pi/2$ . . . . .	30
3-3	variation de l'élargissement Doppler en fonction de la $\theta$ pour un émetteur $T = 10^{10}k$ et $z = 84$ . . . . .	30
3-4	variation de l'élargissement Doppler et électronique en fonction de la température pour un émetteur $z = 84$ , et $\theta = 0.99\pi/2$ . . . . .	32
3-5	variation le pourcentage $\frac{\Delta\phi}{\phi}$ (%) et $\frac{\Delta D}{D}$ (%) en fonction de la température pour un émetteur $z = 84$ et un angle d'observation $\theta = 0.99\pi/2$ . . . . .	32
3-6	variation de l'élargissement Doppler non relativiste en fonction de la température pour un émetteur différents et $\theta = 1.55^\circ$ . . . . .	33
3-7	variation de l'élargissement Doppler relativiste en fonction de la température pour un émetteur différents et $\theta = 1.55^\circ$ . . . . .	34

# Introduction générale

Dès le début du 18 siècle, lorsque l'on sut utiliser des machines pneumatiques et électriques, on observe des phénomènes lumineux très variés produits par le passage de l'électricité à travers de l'air plus ou moins raréfié, puis à travers différents gaz[1]. Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace[2], ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres. La spectroscopie des plasmas est l'étude de la radiation émise par un milieu partiellement ou complètement ionisé. L'information contenue dans le spectre dépend de la physique de l'atome ou de l'ion émetteur et dépend aussi de la physique du plasma environnant. Cette dépendance est une conséquence directe de l'interaction des particules chargées formant le plasma avec l'émetteur[3]. 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 centrale. 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 microscopiques qui ont précédé ou accompagné l'émission, par l'élargissement, le déplacement de ses composantes ou par une levée de dégénérescence des niveaux. Des mesures faites sur les profils spectraux fournissent un moyen approprié de diagnostic des plasmas (détermination de la densité électronique, de la température, ...etc).

Dans un plasma de température et de densité modérées 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, et avec les électrons et aussi 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 dû à l'interaction des particules chargées (ions et électrons) sur un émetteur[4]. Dans ce mémoire nous allons traiter quelques élargissements du profil de raies comme l'élargissement Doppler et électronique (collision) dans deux cas limites ; dans le cas non relativiste comme en générale par le cas classique et le cas relativiste qui intervient dans les hautes températures. Nous allons faire une étude comparative entre les deux élargissements dans les deux cas relativistes et non relativistes. Ce mémoire est composé de trois chapitres.

Le premier chapitre est une généralité sur les plasmas, dont on va présenter des définitions du plasma ainsi que les paramètres utiles dans un plasma. Nous présenterons les types d'élargissements des profils de raie dans les plasmas.

Le deuxième chapitre est consacré au calcul d'effet Doppler dans les deux cas relativiste et non relativiste. La présentation de développement de calcul d'élargissement de l'opérateur de collision électronique dans le cas non relativiste et relativiste.

Dans le troisième chapitre nous allons faire une étude comparative entre les cas relativistes et non relativistes des élargissements électronique et Doppler. Notre étude comparative sera basée sur quelques paramètres du plasma tels que la température. Notre mémoire sera finalisée par une conclusion.

# Chapitre 1

## Généralités sur les plasmas

### 1.1 Généralités sur les plasmas

L'étude des décharges électriques est une discipline ancienne, dont l'un des pionniers est le célèbre physicien anglais M. Faraday, dans la première moitié du 19<sup>ème</sup> siècle, le terme "plasmas" a été introduit[5]. Le physicien américain Irving Langmuir en 1928 par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement, un gaz devient un plasma lorsque l'addition de chaleur ou d'une autre forme d'énergie provoque l'expulsion d'un ou des électrons de plusieurs atomes. Les restes de ces atomes sont positivement chargés, et les électrons négatifs ainsi libérés sont libres de se déplacer. Ces atomes, ainsi que le gaz électriquement chargé qui est créé, sont dits "ionisés"[6].

#### 1.1.1 Définition d'un plasma

L'état « plasma » constitue le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux états dits "classiques" : solide, liquide et gaz. Il représente près de 99% de l'univers[7], il existe dans la nature (courant solaire, soleil, intérieur des étoiles . . . . .), comme en laboratoire où il est généralement produit par des décharges électriques.

Pour étudier un plasma, il est commode d'avoir une idée sur quelque paramètre de ce milieu, comme le degré d'ionisation.

### 1.1.2 Degré d'ionisation

Le plasma est caractérisé par son degrés d'ionisation définie comme [8] :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_i} \quad (1.1)$$

où  $n_e$  est la densité des électrons (ou d'ions positives), et  $n_i$  est la densité des neutres.

On défini une valeur critique du degré d'ionisation propre à chaque gaz, on dit que le gaz est fortement ionisé. Au-dessous de cette limite, le gaz est considéré comme étant faiblement ionisé[3].

Les plasmas faiblement ionisés ,  $\alpha < 1$ , par exemple les plasmas industriels et l'ionosphères. Les plasmas fortement ionises  $\alpha = 1$ , comme les plasmas thermonucléaires et les plasmas stellaires[9].

## 1.2 Paramètres importants dans l'étude des plasmas

Pour caractériser les phénomènes liés plasmas, on utilise différents notions et paramètres[4] parmi les quels on cite :

### 1.2.1 Fréquence plasma

Lorsque l'on écart le plasma de l'équilibre électronique par exemple en déplaçant l'électrons d'une petite distance relativement aux ions voisins [8], les électrons effectuent un mouvement d'oscillation afin que le plasma retourne à sa position d'équilibre[10], la fréquence associée à ce mouvement est connue sous le nom de fréquence plasma.

L'échelle de temps associé à la réponse électronique est donc l'inverse de la pulsation plasma ou  $\omega_{pe}$  définie comme :

$$\omega_{pe} = \left( \frac{q_e^2 N_e}{m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

$N_e$  : est la densité électronique du plasma, exprimée en  $cm^{-3}$ .

$q_e$  : est la charge d'un électron(en  $C$  ).

$\omega_{pe}$  : se met également sous la forme numérique (en  $Hz$ ) :

$$\omega_{pe} = 5,64 \times 10^4 N_e^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

A partir de  $\omega_{pe}$  on peut définir le temps caractéristique du plasma

$$f_{pe} = \frac{2\pi}{\omega_{pe}} \quad (1.4)$$

## 1.2.2 Longueur de Debye

La longueur de debye constitue l'échelle spatiale caractérisant l'hypothèse de quasineutralité et le phénomène d'écrantage électrique. Afin d'établir ce résultat nous allons d'abord étudier un modèle unidimensionnel d'écrantage électrique et nous expliquerons ensuite comment une structure d'écrantage peut être attachée à toutes les particules du plasma à travers le concept de sphère de Debye[9].

Longueur de debye est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{q_e^2 N_e}} \quad (1.5)$$

ou'

$$\lambda_d = 6,9 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}} \text{ (cm)} \quad (1.6)$$

$K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_e$  est la température du plasma,  $q_e$  est la charge d'un électron et  $\varepsilon_0$  est la constante diélectrique.

## 1.2.3 Longueur de Landau

La longueur de Landau qui se présente comme la longueur critique à une réaction binaire est donnée par :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 k_B T} \quad (1.7)$$

Elle est appelée aussi la distance classique d'approche minimale [11]. Cette longueur est utilisée pour l'analyse des phénomènes de collisions et les liaisons dans les plasmas.

Le longueur de Landau est la distance à l'approche de deux électrons, pour que leur énergie potentielle d'interaction binaire soit de même ordre de grandeur que leur énergie d'agitation thermique .

On peut écrire la définition de  $r_0$  en sous la forme [12] :

$$r_0 = 1,672 \times 10^{-3} \frac{1}{T} \quad (1.8)$$

avec  $T$  est la température en K

#### 1.2.4 Rayon de la sphère ionique

Le rayon moyen de la sphère ionique : c'est une distance moyenne estimée entre deux ions d'espèces  $j$ , il est donné par :

$$r_{oj} = \left( \frac{3}{4\pi N_j} \right)^{1/3} \quad (1.9)$$

$N_j$  est la densité ionique d'espèce  $j$ .

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

$$R_s = \left( \frac{3}{4\pi N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.10)$$

#### 1.2.5 Paramètre de couplage

La paramètre de couplage est le rapport de l'interaction entre deux électrons, où le rapport entre l'énergie potentielle moyenne et l'énergie cinétique moyenne, on peut l'introduire comme :

$$\Gamma = \frac{(z_e)^2}{K_B T R_s} \quad (1.11)$$

$Z_e$  : représente la charge de l'ion

Si  $\Gamma \ll 1$  le couplage est dit faible [12], l'énergie thermique est supérieur à l'énergie d'interaction entre les particules,  $\Gamma \gg 1$  le couplage est fort et donc l'énergie d'interaction entre les particules est supérieur à l'énergie thermique.

### 1.3 Classification des plasmas

Il existe deux types essentiels de plasmas, les plasmas thermiques et les plasmas électriques[5] et les plasmas créés par l'homme, comme nous l'avons vu le plasma est constitué d'électron, d'ion et de particules neutres, le milieu est caractérisé par le densité :

#### 1.3.1 Plasma thermique

Le gaz est chauffé à une température suffisamment élevée pour une ionisation partielle ou complète. Les espèces présentes sont alors en équilibre thermique les unes avec les autres, telles que :

$$T_e \sim T_i \sim T_n$$

Les plasmas utilisés dans les réacteurs à fusion sont du type thermique. L'un des désavantages des plasmas thermiques est leur caractère destructif par leur température élevée au contact des matériaux.

#### 1.3.2 Plasma électrique

Les plasmas induits électriquement sont appelés « décharges » et à cause de leurs basses températures, ils sont quelques fois assimilés aux plasmas froids. Par définition le plasma froid est un gaz ionisé qui n'est pas à l'équilibre thermodynamique, et dont seuls les électrons sont chauffés. Bien évidemment les décharges ne sont pas en équilibre thermique lorsque :

$$T_e \gg T_n \text{ et } T_e > T_i > T_n$$

Les types des plasmas les plus utilisés induits électriquement sont la décharge en courant continu[13] crée par l'application d'un potentiel DC, la décharge radiofréquence RF qui utilise un champ électrique de fréquence radio  $\simeq 13.56$  MHz

R : plasmas relativist

- K : plasmas cinétiques classiques
- C : plasmas denses à fortes corrélation
- D : plasmas dégénérés quantiquement
  
- F : gaz faiblement ionisés [14]

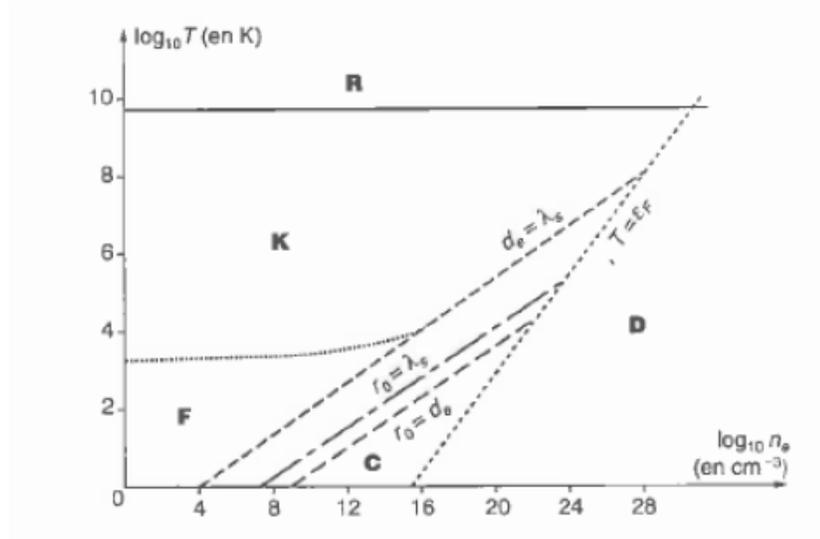


FIG. 1-1 – diagramme de classification des plasmas ( $T_e, N_e$ )

## 1.4 Application des plasmas

La diversité des plasmas et de leurs particularités physiques et cinétiques se reflète dans le grand nombre des méthodes disponibles pour produire de manière artificielle des plasmas destinés à la recherche et à des applications industrielles. Les plasmas dans les domaines du traitement de l'information [8], traitement de l'énergie et du traitement des matériaux nécessiterait une monographie entièrement dédiée à ce sujet. Dans cette fin de chapitre d'introduction nous renoncerons donc à un tel programme et nous présenterons quelques réalisations telles que les réacteurs pour la microélectronique, les tokamaks et les propulseurs. Les applications ce

sont étendues à la quasi-totalité des technologies importantes ,la chimie des plasmas ,l'éclairage (lampes à néon ) ,les sources d'ions et d'électrons ,l'emballage, la nettoyage [9],la soudure ,dans le secteur médical ,le traitement de surface ,et la fabrication des matériaux en micro électronique . . . .etc.1-2Profils les de raies et type d'élargissement d'une raie spectrale :

## 1.5 Elargissement d'un Profils des raies

Présente la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale du rayonnement émis ou plusieurs, absorbé types d'élargissement de raie peuvent se présente comme :

Elargissement doppler

Elargissement naturel

Elargissement instrumentale

Elargissement Stark

Elargissement par collision

Elargissement zeeman

### 1.5.1 Elargissement naturel

La largeur naturelle est liée au temps durant lequel un atome isolé peut rester dans un état excité[15]. Dans la pratique cette cause d'élargissement est négligeable devant l'effet Doppler. L'élargissement naturel est souvent négligeable devant les autres causes d'élargissement, c'est donc une largeur très faible. Wigner et Weisskopf ont proposé une théorie qui donne la dispersion des fréquences autour de la fréquence centrale  $\nu_{ij}$ , telle que :

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i \quad (1.12)$$

ou' :

$$\nu_{ij} = \frac{\omega_{ij}}{2\pi} \quad (1.13)$$

$E_i$  est l'énergie de l'état inférieur et  $E_j$  est l'énergie de l'état supérieur

$h$  est la constante de Planck

$\omega_{ij}$  est la fréquence de centre de la raie

Selon cette théorie, la probabilité d'émission d'un photon de fréquence  $\nu$  et d'énergie  $h\nu$  peut être mise sous la forme suivante :

$$I(\nu) d\nu = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} d\nu \quad (1.14)$$

avec :

$$\Delta\nu = \frac{\left(\frac{1}{\tau_j} + \frac{1}{\tau_i}\right)}{4\pi} \quad (1.15)$$

$\Delta\nu$  est la largeur naturelle de la raie à mi-hauteur. Si  $I$  est l'intensité totale de la raie, l'intensité  $I_\nu$  à la fréquence  $\nu$  sera :

$$I_\nu = \frac{I}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} \quad (1.16)$$

Le profil a la forme Lorentzienne :

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{(x^2 + \delta^2)} \quad (1.17)$$

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 niveau  $i$  est  $j$  respectivement. En générale cette largeur est petite comparée à d'autres types d'élargissement.

### 1.5.2 Elargissement Doppler statistique

Les émetteurs de lumière (atomes ou molécules) ne sont généralement pas au repos. Ils se déplacent dans toutes les directions avec toutes sortes de vitesses (agitation thermique dans les gaz et vibration dans les solides). Dans la majorité des cas ils font partie d'un gaz[4]. Pour un observateur dans le repère du laboratoire, on doit considérer l'émission comme issue d'une

source en mouvement. L'observateur reçoit donc des valeurs de fréquences groupées autour d'une valeur correspondante à une vitesse radiale nulle. La vitesse  $v$  de l'atome étant petite devant la vitesse de la lumière. On utilise l'expression classique de l'effet Doppler, dont l'angle entre la direction d'observation et le vecteur vitesses est  $\theta$ , le changement de fréquences entre la fréquence émise et celle ressentit est :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{V \cos \theta}{c} = \frac{V_x}{c} \quad (1.18)$$

$v$  est la vitesse moyenne,  $c$  est la vitesse de la lumière

$$V = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (1.19)$$

### 1.5.3 Elargissement par effet Stark

Sous l'effet d'un champ électrique, les atomes sont perturbés et la dégénérescence de leurs niveaux d'énergie est levée. Les niveaux habituels sont remplacés par plusieurs niveaux d'énergie très proches (effet Stark). Une raie issue du niveau primaire habituel se décompose en plusieurs raies voisines[4]. Pour séparer ces raies voisines on a besoin d'un champ électrique de l'ordre de  $10^7 V/m$ . Mais dans les sources lumineuses ils existent des champs électriques continus ou alternatifs créés par les électrodes en plus des champs électriques créés au niveau de l'atome par les ions produits par la décharge. Du fait que ces champs créés restent très faible par rapport à  $10^7 V/m$ , ils n'arrivent pas à séparer les différentes raies voisines mais on observe uniquement un élargissement dit élargissement par effet Stark. L'élargissement Stark devient très important dans les plasmas de degré d'ionisation élevé. Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origine les travaux de Béranger[16] suivis de ceux de Kolb et Grimé[17] où les électrons sont traités dans l'approximation d'impact et les ions dans la théorie quasi-statique.

### 1.5.4 Elargissement Zeeman

En présence d'un champ magnétique, il existe une énergie d'interaction avec les moments cinétique de l'atome (mouvement du noyau et des électrons). Cette perturbation permet de

lever la dégénérescence des niveaux d'énergie [18] et peut se traduire par un élargissement dit élargissement Zeeman.

### 1.5.5 Elargissement instrumental

La nature même des éléments optiques constitutifs du spectromètre provoque un élargissement de type gaussien. La précision des mesures spectroscopiques est déterminée par la largeur de la raie à mesurer [19]. La largeur de raie des spectres expérimentaux est due à deux contributions la largeur primaire et la largeur instrumentale de l'appareil utilisé. Dans ce cas il faut tenir compte de cette largeur. La forme de l'élargissement instrumental peut être Gaussienne ou Lorentzienne.

### 1.5.6 Elargissement par collisions

Comme l'atome n'est pas isolé dans la source alors les différents atomes subissent entre eux des collisions. Lorsqu'une telle collision met en jeu un atome excité, celui-ci généralement perd son énergie d'excitation au cours de la collision et par suite la durée de vie dans l'état excité est diminuée. Par conséquent on va avoir un élargissement plus grand par rapport à l'élargissement naturel. Cet élargissement dépend de la pression du gaz constituant la source [19], [3].

Les collisions dans un plasma

Lorsque deux particules initialement séparées par une distance  $d$  s'approchent l'une de l'autre, elles commencent à interagir et si après cette interaction produit quelque changement mesurable, on dit qu'une collision a eu lieu. On peut distinguer :

- Les collisions élastiques
- Les collisions inélastiques

## Chapitre 2

# Elargissement Doppler dans le cas relativiste et non relativiste

## 2.1 Effet Doppler

### 2.1.1 Quadravecteur d'onde

La fréquence d'un signal électromagnétique (radio ou lumineux) reçu par un observateur mobile par rapport à une source émettrice fixe ou bien par un observateur fixe par rapport à une source émettrice mobile subit un changement apparent. La variation apparente de fréquence est proportionnelle à la vitesse relative entre l'observateur et la source le long du chemin qui les sépare. L'effet Doppler est utilisé en astrophysique pour connaître la vitesse angulaire des étoiles car leur mouvement, selon la perspective, provoque un déplacement des raies émises par rapport aux mêmes raies émises par une source terrestre[20].

Le principe est le même pour un rayonnement lumineux, qui se décale vers les grandes longueurs d'onde en s'éloignant, vers les courtes longueurs d'onde en se rapprochant.

On détermine ainsi la vitesse d'un mobile émettant du son ou de la lumière, en mesurant le décalage de la fréquence reçue par rapport à la fréquence émise.

Le déphasage correspond donc à un phénomène physique qui doit être indépendant du choix du référentiel galiléen par lequel on l'étudie .

Une onde électromagnétique plane monochromatique, polarisée rectilignement, se propage dans le vide à la vitesse de phase  $\nu = c$  dans la direction donnée par son vecteur d'onde  $\vec{k}$ , est décrite par des données des champs électrique et magnétique en tout point  $M(\vec{OM} = \vec{r})$  à chaque instant  $t$  par rapport un référentiel galiléen ( $\mathcal{R}$ )

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ \vec{B} &= \frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \vec{E} \text{ avec } \|\vec{k}\| = \frac{\omega}{c},\end{aligned}$$

Cette onde possède une double périodicité, spatiale et temporelle :

La période temporelle :  $T$ , avec une fréquence :  $\nu = \frac{1}{T}$ , une pulsation :  $\omega = 2\pi\nu$ , une longueur d'onde dans le vide :  $\lambda = cT$ , un nombre d'onde :  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ , un vecteur d'onde :  $k = \frac{\omega}{c}$  et un facteur de Lorentz :  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}$

Nous sommes amenés à postuler que la phase  $\Phi = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$  est un scalaire invariant dans tout changement de référentiel galiléen :  $\Phi = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$  est un scalaire invariant relativiste.

Nous remarquons que ce scalaire est égal, au signe près, au produit scalaire (à quatre dimensions) du quadrivecteur position  $\vec{R}(\vec{r}, ict)$  et d'une quantité  $\vec{K}(\vec{k}, \frac{i\omega}{c})$  qui se comporte donc comme un quadrivecteur [20], puisque ce produit scalaire dans l'univers de Minkowski doit être invariant dans tout changement de référentiel :

$$\Phi = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} = - \left( \vec{k}, i \frac{\omega}{c} \right) (\vec{r}, ict) = - \vec{K} \cdot \vec{R} \quad (2.1)$$

les quantités  $\vec{k}$  et  $\frac{i\omega}{c}$  sont donc les composantes d'un quadrivecteur, quadrivecteur d'onde

$$\vec{K} = \left( \vec{k}, i \frac{\omega}{c} \right) \quad (2.2)$$

son carré scalaire est bien invariant par transformation de Lorentz, il est même nul dans tout référentiel pour une onde se propageant dans le vide :

$$\vec{K}^2 = \vec{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (2.3)$$

L'onde lumineuse monochromatique plane est caractérisée, en notation complexe, par la fonction d'onde  $C$

où  $\omega = 2\pi\nu$  est la pulsation et  $k$  le vecteur d'onde de composantes  $k_x$ ,  $k_y$  et  $k_z$ . La partie imaginaire de l'argument de l'exponentielle peut être considérée comme le produit scalaire, changé de signe, de deux quadrivecteurs :  $\vec{R} = (ct, r)$  et  $\vec{K} = (\omega/c, k)$ . Avec les transformations de Lorentz on remarque que l'espace et le temps peuvent se transformer l'un en l'autre un peu comme les coordonnées spatiales se transforment les une dans les autres sous rotations. Un lien très intime est établi entre les notions d'espace et de temps, on parlera désormais d'espace-temps, et ce lien éclaire plus qu'en physique classique la nature du temps. Ce lien peut se voir comme une sorte de symétrie sous permutation entre  $x$  et  $ct$  dans les transformations (une vitesse  $c$  doit intervenir si on convient que l'on ne peut permuter les rôles que des grandeurs homogènes  $x$  et  $ct$ , contrairement à  $x$  et  $t$ ). Ce lien, un physicien aurait même pu trouver intérêt à l'exiger sans même y avoir été contraint par l'expérience comme cela fut le cas.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{k}' = (\mathcal{L}) \vec{k} \\ k'_x = \gamma(\mu) \left( k_x - \beta \frac{\omega}{c} \right) \\ k'_y = k_y \\ k'_z = k_z \\ \frac{\omega'}{c} = \gamma(\mu) \left( \frac{\omega}{c} - \beta k_x \right) \end{array} \right.$$

et la transformation inverse donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{k} = (\mathcal{L})^{-1} \vec{k}' \\ k_x = \gamma(\mu) \left( k'_x - \beta \frac{\omega'}{c} \right) \\ k_y = k'_y \\ k_z = k'_z \\ \frac{\omega}{c} = \gamma(\mu) \left( \frac{\omega'}{c} + \beta k'_x \right) \end{array} \right.$$

## 2.2 Elargissement doppler dans le cas non relativiste

Parmi les causes d'élargissement de la raie est l'effet doppler. Souvent l'émission du rayonnement par une particule (atome ,ion , etc ...) se fait pendant le mouvement[23], la fréquence du rayonnement émise est différente de la fréquence imise par la particule au repos. La vitesse moyenne des particule à l'équilibre thermodynamique est liée à la température du milieu .

Cet effet a pour conséquence que la fréquence observée d'une raie spectrale est changé par le mouvement de l'atome qui rayonne. La fréquence apparente augmente quand l'atome se déplace vers l'observateur et diminue quand le mouvement est dans le sens opposé.

est la largeur Doppler, la vitesse moyenne  $v$  est telle que  $v_m = \sqrt{\frac{2KT}{m}}$  avec  $T$  est la température du milieu et  $m$  est la masse des atomes considérés,  $m = Z.Mp$  ,  $Z$  est le nombre atomique et  $Mp$  est la masse du proton,  $K$  est la constante de Boltzmann,  $c$  étant la vitesse de la lumière et  $\omega_0$  est la fréquence de la raie au repos. La mesure de l'élargissement Doppler procure donc un bon diagnostic de la température du milieu, puisque les autres grandeurs sont des constantes.

Quand une source d'onde sinusoïdale est en mouvement par rapport à un récepteur, celui-ci attribue aux vibrations qu'il reçoit une fréquence différente de la fréquence émise, l'aberration et l'effet Doppler semblent bien fournir les seules méthodes permettant la mesure de  $c$  sur un parcours simple de la lumière, en contre partie, le récepteur ou la source doivent occuper successivement au moins deux repère galiléés différent. Historiquement les deux première mesures de  $c$  sont celle de Roemer basée sur un phénomène formellement identique à un effet Doppler (la fréquence d'oscillation des satellites de jupiter joue le même rôle de la fréquence d'émission d'un train d'ondes), et celle de Bradley basée sur l'aberration[21].

d'effet doppler et d'aberration il ne reste alors qu'a refermer les coupoles des observatoires, et nourrissant , tous les observatoires font de la spectroscopie et pointés en direction, bien que leurs instruments soient placés dans le champ de gravitation solaire, terrestre et lunaire a là une situation de fait qu'il serait intéressant de légitimer

A l'instant  $t$  l'émetteur émis un rayonnement, ce dernier atteint l'observateur à l'instant  $t_1$ .

$$t_1 = t_l + t \quad (2.4)$$

et comme la distance parcourue est  $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  on peut écrire :

$$t_l = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{C}$$

alors :

$$t_1 = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{C} + t \quad (2.5)$$

Après un temps égale à  $T_0$  ( la période de l'émission), l'émetteur émis un autre onde qui atteint l'observateur à l'instant  $t_2$  :

$$t_2 = t + T_0 + \frac{\sqrt{(x + VT)^2 + y^2 + z^2}}{C} \quad (2.6)$$

où  $V$  est la vitesse de l'émetteur.

La période apparente  $T_a$  du signal pour l'observateur est donc :

$$T_a = t_2 - t_1 \quad (2.7)$$

L'intervalle de temps entre la détection des deux impulsion est donc :

$$T_a = T_0 + \frac{1}{C} \left( \sqrt{(x + VT)^2 + y^2 + z^2} - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \right) \quad (2.8)$$

La distance par courue par l'émetteur entre les deux version beaucoup moins que la distance entre l'observateur et l'émetteur :

$$VT \ll \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{C} \quad (2.9)$$

$$T = T_0 + t$$

et comme  $t = \frac{x}{C}$ , et  $x = V_x T$ , et  $V_x = v \cos \theta$ , alors :

$$T = \frac{T_0}{\left(1 + \frac{V \cos \theta}{C}\right)} \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{\nu_0} = \frac{1}{\nu} \left(1 + \frac{V \cos \theta}{C}\right)$$

$$\nu_0 = \frac{\nu}{\left(1 + \frac{V \cos \theta}{C}\right)} \quad (2.11)$$

Dont  $\nu_0$  est la fréquence d'émission au repos,  $\nu$  est la fréquence d'émission en mouvement,  $c$  la vitesse de la lumière.

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v \cos \theta}{C}$$

$$\omega - \omega_0 = \omega \frac{v \cos \theta}{C} \quad (2.12)$$

Et donc l'élargissement Doppler classique ou non relativiste bien est tel que :

$$D_C = \nu_0 \frac{v \cos \theta}{C} \quad (2.13)$$

La superposition des raies émises par le plasmas, contenant un ensemble d'atomes avec des vecteurs vitesses orientés dans toutes les directions de l'espace avec des modules répartis selon une loi maxwellienne [24], conduit à un profil Doppler de type gaussien de demi largeur  $\Delta\lambda_D$  :

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\ln 2}\Delta\omega_D \quad (2.14)$$

$\Delta\lambda_D$  est la raie par l'équation(2.12), et  $\Delta\omega_D$  est relié à la mi-largeur

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2KT \ln 2}{m}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2KT \ln 2}{mc^2}} \quad (2.15)$$

$\lambda_0$  : est la longueur d'onde du centre de la raie

$$2\Delta\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{2KT \ln 2}{mc^2}} \quad (2.16)$$

$$2\Delta\nu = 7.1314 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T_e}{Z}} \text{ K}^{-1/2} \quad (2.17)$$

### 2.2.1 Effet Doppler relativiste

L'effet Doppler relativiste a été calculé par Albert Einstein dans son mémoire fondamentale en 1905, ce calcul est empreint de l'esprit relativiste et extrêmement simple dans son développement. Einstein considère que l'émission continue d'une onde électromagnétique monochromatique par une source placée très loin des observateurs en sorte que le signal est représenté par une onde plane monochromatique. Deux observateurs sont en mouvement rectiligne uniforme l'un par rapport à l'autre[22], on fait les conventions habituelles afin que leurs coordonnées soient reliées par la transformation de Lorentz montrent que l'on peut retrouver ce résultat. La notion de quadrivecteur d'onde permet un calcul simple et élégant

soit  $\vec{k}' = \left( \vec{k}', i\frac{\omega_0}{c} \right)$  le quadrivecteur d'onde correspondant à l'onde reçue par l'observateur, le vecteur d'onde  $\vec{k}'$  fait un angle  $\theta$  par rapport à l'axe  $ox$  du référentiel lié à l'observateur.

soit  $\vec{k}^* = \left( \vec{k}^*, i\frac{\omega^*}{c} \right)$  le quadrivecteur d'onde correspondant à cette même onde dans le référentiel propre de la source avec un angle  $\theta'$ , différent de  $\theta$  A priori, le référentiel propre

de la source ( $R^*$ ) se déplaçant à la vitesse uniforme  $\vec{v}$  le long de l'axe des  $x$  par rapport au référentiel galiléen ( $R$ ), nous avons de plus :

Ecrivons la transformation des composantes du quadricteur d'onde lors de ce changement de référentiel :

$$\begin{aligned}\vec{k}^* &= (\mathcal{L})^{-1} \vec{k}' \\ k_x^* &= \gamma_{(\mu)} \left( k'_x + \beta \frac{\omega'}{c} \right) \\ k_y^* &= k'_y \quad \text{et} \quad k_z^* = k'_z \\ \frac{\omega^*}{c} &= \gamma_{(\mu)} \left( \frac{\omega_0}{c} + \beta k'_x \right)\end{aligned}$$

$\gamma_{(\mu)}$  est le paramètre de relativité, définit par :

$$\gamma_{(\mu)} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

Nous remarquons que  $k'_x = \|\vec{k}'\| \cos \theta = \frac{\omega_0}{c} \cos \theta$

la quatrième relation nous donne tout de suite :

$$\frac{\omega^*}{c} = \gamma_{(\mu)} \left( \frac{\omega_0}{c} + \frac{v}{c} \frac{\omega_0}{c} \cos \theta \right) \quad (2.18)$$

d'où :

$$\frac{\omega^*}{c} = \gamma_{(\mu)} \frac{\omega_0}{c} \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (2.19)$$

et comme  $\omega = 2\pi\nu$  alors  $\omega^* = 2\pi\nu^*$

$$\nu^* = \gamma_{(\mu)} \nu_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (2.20)$$

divisant sur  $\nu_0$ , la valeur de compensation  $\gamma_{(\mu)}$  la notation standard de la relativité, alors :

$$D_r = \nu^* - \nu_0 = \nu_0 \left( \frac{(1 + \frac{v}{c} \cos \theta)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (2.21)$$

et comme  $\nu^* = \frac{1}{T^*}$  et  $\nu_0 = \frac{1}{T_0}$  alors :

$$\frac{1}{T^*} = \gamma(\mu) \frac{1}{T_0} \left( 1 + \frac{V}{C} \cos \theta \right) \quad (2.22)$$

$$T^* = \frac{T_0}{\gamma(\mu) \left( 1 + \frac{V}{C} \cos \theta \right)} \quad (2.23)$$

d'où :

$$T^* = \frac{T_0 \sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}}{\left( 1 + \frac{V}{C} \cos \theta \right)} = T \sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}} = \frac{T}{\gamma} \quad (2.24)$$

La période relativiste apparente  $T^*$  du signal pour l'observateur est reliée avec celui non relativiste  $T$  par :

$$T^* = \frac{T}{\gamma} \quad (2.25)$$

## 2.3 Elargissement électronique

L'élargissement des raies provoqué par des perturbateurs chargés (l'élargissement Stark) a été le principal ou l'exclusivité de beaucoup d'examen des raies depuis la publication des papiers par Baranger dans 1958, ce qui a montré qu'on peut représenté la largeur et le déplacement de raie émise entre les niveaux. Une grande partie du travail théorique suivant a été basé sur ces articles, qui sont inspirés de la théorie d'impact d'Anderson [7] en 1949 pour des types de raies se produisant réellement dans les plasmas.

Griem, Baranger, Kolb et Oertel (G, B, K,O) et Sahal-Bréchet ont utilisé avec succès les résultats théoriques de Baranger en adoptant l'approximation semi-classique pour calculer l'opérateur de collisions électroniques deaux faibles énergies et entraîne un accroissement remarquable de l'opérateur de collision. Ils ont montré aussi que la contribution du terme quadripolaire des

collisions élastiques peut représenté jusqu'à 25% de la largeur totale de la raie. Des expériences tests ont été effectuées par Glenzer et al, Perez et al et Blagojevic et al ont montré un désaccord avec la théorie proposé par (G, B, K, O). Ces expériences ont porté sur les raies isolées pour  $\Delta n = 0$  d'ions lithiomoïdes, qui sont très peu sensibles à l'élargissement Stark ionique,[3] c'est des bons candidats pour tester l'élargissement électronique.

Le champ dans lequel l'énergie potentielle est inversement proportionnelle à  $r$  et les forces sont inversement proportionnelles à  $r^2$ , est l'exemple le plus important de champ central. C'est le cas par exemple du champ électrostatique de Coulomb, et du champ de gravitation newtonien ; le premier peut être un champ d'attraction que de répulsion, et aussi le second est un champ d'attraction [3]. Pour un champ d'attraction, et pour  $E > 0$  le mouvement de la particule infini. Nous effectuons une intégration élémentaire. On peut choisir l'origine des angles  $\varphi$  de telle sorte que la constante soit nulle. La formule de la trajectoire peut s'écrire sous la forme [3] :

$$\frac{\rho^2}{r\rho_0} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (2.26)$$

L'équation (2.26) est l'équation d'une section conique ayant son foyer à l'origine des coordonnées.  $(\rho^2/\rho_0)$  et  $\varepsilon$  sont appelées respectivement, le paramètre et l'excentricité de l'orbite. Lorsque  $E > 0$ , le mouvement est infini,  $\varepsilon > 1$  donc la trajectoire est une hyperbole, qui contourne le centre du champ (foyer).

Pour les raies dégénérés isolées et dans le cadre de l'approximation d'impact, l'opérateur de collision électronique est donné par[25] :

$$\Phi_d(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\alpha''\alpha'}) = -\frac{2\pi N_e e^2}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \exp(i\omega_{\alpha\alpha''} t_1 + i\omega_{\alpha''\alpha'} t_2) \left[ \vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \right] \quad (2.27)$$

avec  $\omega$  la séparation d'énergie,  $v$  la vitesse d'électron,  $\rho$  le paramètre d'impact,  $E$  le champ électrique crée par les électrons.

pour les hautes températures, un opérateur de collision électronique relativiste a été dév-

loppé par A. Naam [3], défini comme suit :

$$R_e\phi_d = -\frac{8\pi N_e e^2}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{\mu}{K_B T_2}\right)^{\frac{3}{2}} R_e \left( \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{\mu v^2}{K_B T_2}\right) \ln \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}} \right) \quad (2.28)$$

$\mu$  la masse réduite (électron- émetteur),  $\epsilon$  l'exentricité d'hyperbole,  $T$  la température.

### 2.3.1 Elargissement électronique relativiste

Tout comme le problème dans le cas non relativiste, nous considérons un système des coordonnées polaires planes  $(r^*, \varphi^*)$ , (\*) est consacré au mouvement relativiste. L'équation du mouvement relativiste pour le centre de masse  $G$  d'électron-ion de vitesse relative  $v$  et de position  $r^*$  est :

$$\frac{d\vec{P}^*}{dt^*} = -gradW(r^*) \quad (2.29)$$

où  $\mu$  est la masse réduite au repos (la masse invariante de la particule),  $\vec{v}$  la vitesse de  $G$  (la vitesse relative), et  $c$  la vitesse de la lumière.  $W(r^*)$  représente le champ électrostatique de Coulomb dans lequel  $\alpha > 0$ , c'est-à-dire un champ d'attraction central, où :

$$\alpha = \frac{(Z - 1) e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (2.30)$$

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

Le mouvement de la particule est infini c'est-à-dire  $E^* \geq 0$  (état de diffusion), On choisit l'origine des  $\varphi^*$  de telle sorte que la constante soit nulle, où la formule de l'hyperbole relativiste qui est donné par :

$$\frac{\rho^2}{r^* \rho_0} = 1 + \epsilon^* \cos \varphi^* \quad (2.31)$$

où  $\rho$  et  $\rho_0$  sont respectivement le paramètre d'impact non relativiste et le demi-axe de l'hyperbole non relativiste

L'équation ( 2.31 ) n'est plus celle d'une section conique, le périhélie de cette orbite n'est

plus fixé dans l'espace. La valeur de rayon vecteur au périhélie est toujours égale à  $\frac{\rho_0^{*2}}{\rho_0^*(1+\varepsilon^*)}$ , où le point au périhélie ne quitte jamais la circonférence de ce rayon.

Cela signifie que le mouvement suit dans le cas relativiste une hyperbole complexe ; les périhélies successifs des orbites (hyperboles) décrivent une circonférence.

Donc, avec la distribution de Maxwell sur la vitesse on peut représenter  $\phi_d^*$  sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \phi^*(\omega_1, \omega_2) = & -\frac{2\pi N_e e^2}{\hbar^2} 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi K_B T_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2K_B T_e}\right) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \\ & \int_{-\infty}^\infty dt_1^* \int_{-\infty}^{t_1^*} dt_2^* e^{(i\omega_1 t_1^* + i\omega_2 t_2^*)} \left[ \vec{E}^*(t_1^*) \vec{E}^*(t_2^*) \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

L'opérateur de collision relativiste peut s'écrire sous la forme suivante[3] :

$$\begin{aligned} \phi^*(0) = & \phi^*(0) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \left( \frac{\mu}{K_B T_e} \right)^{3/2} \operatorname{Re} \left( \int_0^\infty \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) v dv e^{-\frac{\mu v^2}{2K_B T_e}} \right. \\ & \left. \left[ h^4 \ln \frac{\varepsilon_{\max}^*}{\varepsilon_{\min}^*} - \frac{(h^2 - 1)^2}{4(\varepsilon_{\max}^{*2} - 1)} - \frac{\varepsilon_{\max}^{*4} (h^2 - 1)^2}{(\varepsilon_{\max}^{*2} - 1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_{\max}^* + 1}{\varepsilon_{\max}^* - 1}} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

avec :

$$\varepsilon_{\max}^* = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \sqrt{\frac{\rho_{\max}^2}{\rho_0^2} + 1} \quad (2.34)$$

$$\varepsilon_{\min}^* = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \sqrt{\frac{\rho_{\min}^2}{\rho_0^2} + 1} \quad (2.35)$$

$$h = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.36)$$

## Chapitre 3

# RESULTATS ET DISCUSSIONS

Nous avons élaboré des programmes numériques en langage Maple, pour calculer les élargissements Doppler et électronique relativistes et non relativistes, et nous avons traité l'influence de queleque paramètres du plasmas telles que la température, la charge de l'émetteur ( $Z$ ) sur ces élargissements.

### 3.1 Effet de température sur l'élargissement Doppler

Nous avons calculé l'elargissement Doppler relativiste et non relativiste pour un émetteur donné et un angle d'observation fixé, et nous avons obtenus les résultats suivants :

La figure( 3-1) représente l'élargissement Doppler relativiste et non relativiste pour un angle  $\theta = 0.99\pi/2$  et une émetteur de  $Z = 84$ , il apparaît que les deux largeurs sont affectés par la température du milieu

Nous remarquons que à des températures inférieures à  $10^9 K$  les élargissement Doppler relativiste et non relativiste sont égaux et moins importants( inférieur à  $3eV$ ), alors que pour des températures supérieures à  $4.10^9 K$ , l'élargissements Doppler relativistes devient important que Doppler non relativiste, allant à des températures très élevées (environ  $10^{10} K$ ), l'élargissement Doppler relativiste est supérieur que celui non relativiste ( $D_r = 12eV$  alors que  $D_c = 10eV$ ).On peut distingué que dans les plasmas très chauds, l'élargissement Doppler relativiste et dominant et ne peut être négligé.

La figure( 3-2)montre la variation du rapport entre l'élargissement Doppler relativiste et non relativiste  $R(\%) = \frac{D_r}{D_c} \times 100$ , en fonction de la température pour  $Z = 84$  avec l'angle  $\theta = 0.99\pi/2$ . On distingue d'après cette figure que le rapport augmente en augmentant la température, moins de  $10^9 K$  ce rapport est faible, et donc l'élargissement Doppler non relativiste est dominant. Autour de la température  $T = 5.10^9 K$  on observe que le rapport  $R$  est d'environ 10% et cela justifié que l'élargissement non relativiste devient important que celui non relativiste. Allant à des températures très élevées ( $T = 10^{10} K$ ) le rapport  $R$  est d'environ 14%.

La figure(3-3) montre la variation des élargissements Doppler relativiste et non relativiste en fonction de l'angle d'observation  $\theta$ , pour  $Z = 84$  à une température constante  $T = 10^{10} K$ . On remarque que les deux élargissements diminuent on augmentant l'angle d'observation entre  $1.54^\circ$  et  $1.55^\circ$ . Mais l'élargissement Doppler relativiste reste important même s'il diminue

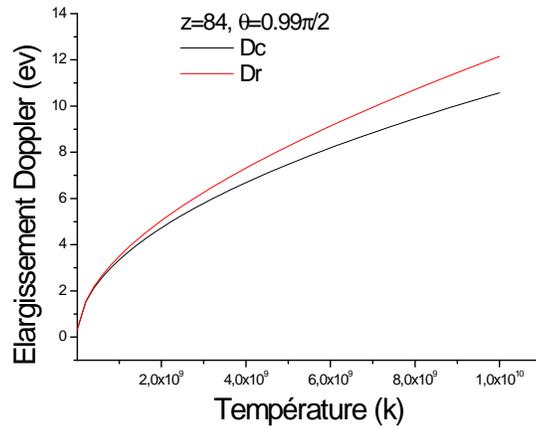


FIG. 3-1 – variation d'élargissement Doppler en fonction de la température pour un émetteur  $z = 84$ , et  $\theta = 0.99\pi/2$

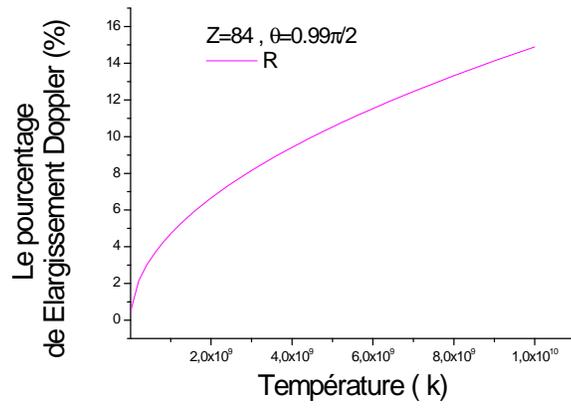


FIG. 3-2 – variation le pourcentage  $\frac{\Delta D}{D}$  (%) en fonction de la température pour l'émetteur  $z = 84$ , et  $\theta = 0.99\pi/2$

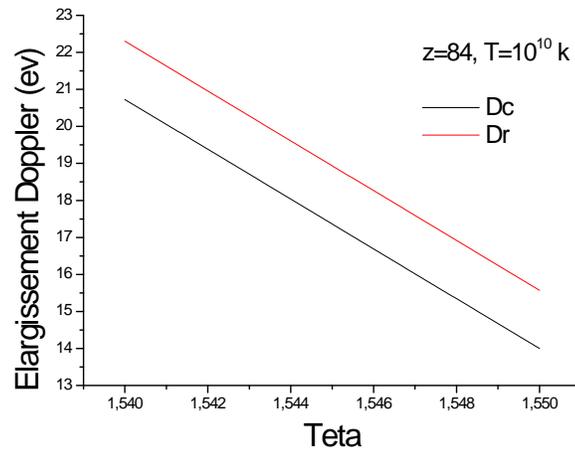


FIG. 3-3 – variation de l'élargissement Doppler en fonction de la  $\theta$  pour un émetteur  $T = 10^{10}k$  et  $z = 84$

### 3.1.1 Effet de la température sur l'élargissement électronique

Dans la figure( 3-4), nous présentons les quatres élargissements en fonction de la température pour un angle d'observation et un émetteur donnés, Nous remarquons d'après ces résultats que les élargissement Doppler relativiste et non relativiste sont nuls à des températures de plasma moins de  $10^9 K$ . Alors que les élargissements électroniques relativistes et non relativistes sont de l'ordre de  $12eV$ . En augmentant la température de plasma, nous observons que l'élargissements électroniques diminuent et les élargissements Doppler augmentent. Nous avons à une température plus de  $1.5 \times 10^9 K$ , les trois effets : Doppler relativiste et non relativiste et électronique relativiste sont comparable (de l'ordre de  $4eV$ ). Par contre à la température  $2.10^9 K$ , les trois effets : Doppler relativiste et non relativiste et électronique non relativiste sont comparable (de l'ordre de  $5eV$ ). Allant à des température très élevées, les effets Doppler relativiste et non relativiste augmentent alors que les élargissements électroniques relativiste et non relativiste diminuent.

La figure(3-5) présente la variation du rapport entre l'élargissements Doppler relativiste et non relativiste  $\frac{\Delta D}{D} (\%) = \frac{D_r - D_c}{D_c} \times 100$ , et aussi le rapport entre l'élargissement électronique relativiste et non relativiste  $\frac{\Delta \phi}{\phi} (\%) = \frac{\phi_r - \phi_c}{\phi_c} \times 100$ , en fonction de la température pour une émetteur  $Z = 84$ , et un angle d'observation  $\theta = 0.99\pi/2$ . On observe que les rapports des deux sont comparable à la température  $T = 10^9 K$ . Après cette température ces effets devient importants, le rapport d'élargissement électronique est plus de 20 pour une température du plasma de  $2.10^9 K$ , et cela prouve que l'effets relativistes deviennent dominant dans ces cas. Allant à des température très élevées ( $T = 10^{10} K$ ) le rapport d'élargissement Doppler est de 15%, alors que le rapports d'élargissement électronique dépasse 70% et cela est un résultats très important à signaler ; l'élargissement électronique relativiste est très important que l'effet Doppler ainsi qu'il est important que les effets non relativistes.

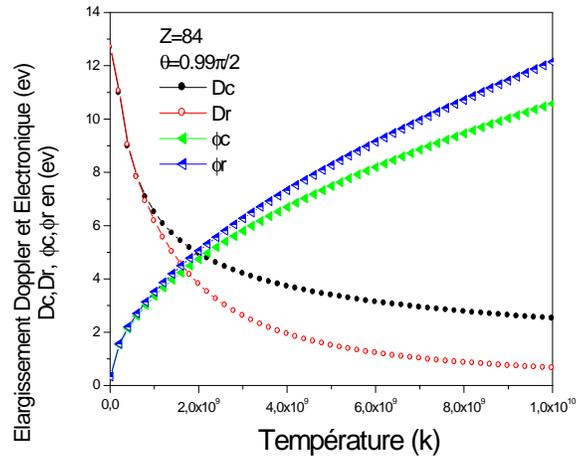


FIG. 3-4 – variation de l’élargissement Doppler et électronique en fonction de la température pour un émetteur  $z = 84$ , et  $\theta = 0.99\pi/2$

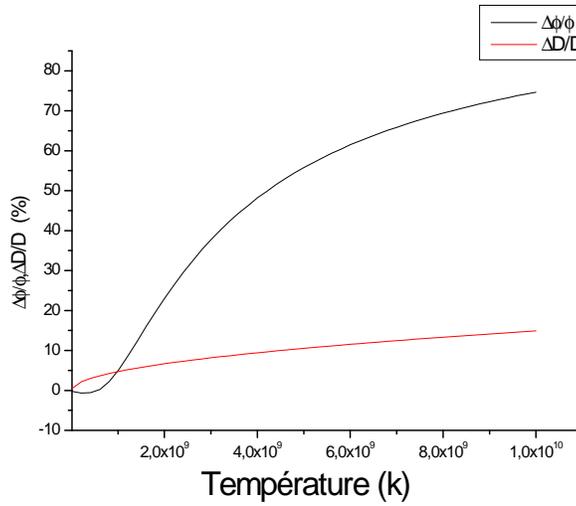


FIG. 3-5 – variation le pourcentage  $\frac{\Delta\phi}{\phi}$  (%) et  $\frac{\Delta D}{D}$  (%) en fonction de la température pour un émetteur  $z = 84$  et un angle d’observasion  $\theta = 0.99\pi/2$

### 3.1.2 Elargissement Doppler à la température constante pour différents émetteurs

D'après la figure(3-6 ), pour un angle  $\theta = 1.55^\circ$ , nous remarquons que l'élargissement Doppler non relativiste augment on augmentant la température mais pour différents émetteurs on observe , que cet élargissement devient important pour les éléments lourds( Z élevé).

La figure( 3-7), représente l'élargissement Doppler relativiste pour un angle  $\theta = 1.55^\circ$ , nous remarquons que l'élargissement Doppler relativiste augment on augmentant la température mais pour différents émetteurs on observe , que cet élargissement devient important pour les éléments lourds( Z élevé).

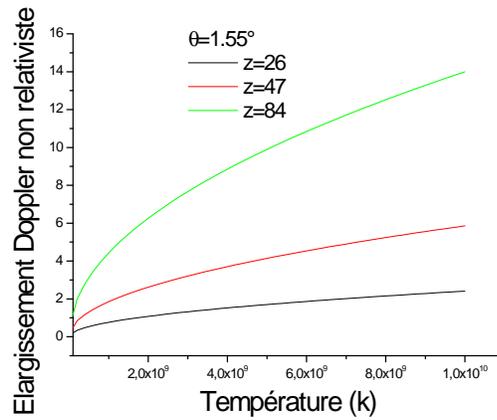


FIG. 3-6 – variation de l'élargissement Doppler non relativiste en fonction de la température pour un émetteur différents et  $\theta = 1.55^\circ$

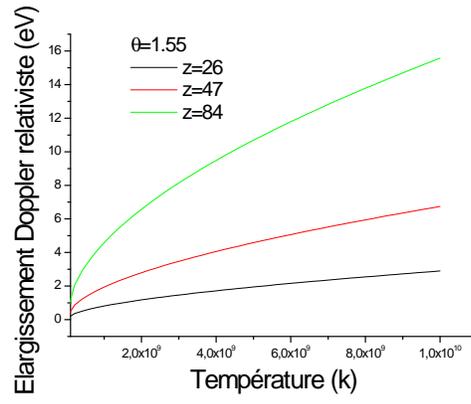


FIG. 3-7 – variation de l'élargissement Doppler relativiste en fonction de la température pour un émetteur différents et  $\theta = 1.55^\circ$

# Conclusion générale

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

Les buts de ce travail sont d'une part l'étude des élargissements Doppler relativiste et non relativiste et les élargissements électroniques relativistes et non relativistes. Cette étude fait l'objectif d'une large comparaison entre ces quatre effets en prenant compte l'influence des paramètres du plasma tels que la température, la charge de l'émetteur et autres...

Dans le premier chapitre, nous avons présenté une définition des plasmas ainsi que son classification. Nous avons vu les paramètres utiles dans l'étude de ces milieux, et nous avons exposé aussi les causes d'élargissements des profils de raies dans les plasmas.

Le deuxième chapitre est consacré au développement des élargissements Doppler relativiste et non relativiste. La présentation des formules des élargissements électroniques, dans les deux cas relativiste et non relativiste a fait partie de ce chapitre.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté quelques résultats des effets Doppler et électronique relativiste et non relativiste. Nous avons exposé l'influence de la température du plasma sur l'élargissement Doppler et nous avons remarqué que l'élargissement Doppler relativiste est dominant dans les plasmas très chauds ( $T \sim 10^9 K$ ). Nous pouvons en conclure aussi que l'angle d'observation est importante dans l'étude de l'élargissement Doppler ainsi que la charge de l'émetteur. Nous avons constaté que l'élargissement électronique relativiste est dominant quand on diminue la température, et que ces quatre élargissements ont le même ordre de grandeur à des températures autour de  $2 \cdot 10^9 K$ . Nous concluons que les effets relativistes ne peuvent être négligés dans les plasmas chauds.

# Bibliographie

- [1] P. Bradu , "L'univers des plasmas " , paris flammarion (1999) p(15).
- [2] M. Moisan et J. Pelletier, "phyique des plasmas collisionnels " EDP sciences (2006) p(15).
- [3] A. Naam ; Thèse de magister, Université de Ouargla(2006).
- [4] S. Harzelli,mémoire de magister ,université de Ouargla (2006).
- [5] H. Bahouh : Thèse de magister,Université de Constantine (2010).
- [6] T. Seffani et F.sidhoum ; Thèse Magister, Université de Tlemcen (2011).
- [7] F. Bouanaka ; memoire de magister,Université de constantine(2008).
- [8] L. Ben mebrouk ; Thèse de magister, Université de Ouargla(2003).
- [9] J . M . Rax "physique des plasmas " ,université de paris DUNOD (2005) p(13,81).
- [10] F. M penning "Nature" **118**,301 (1926).
- [11] Pierre. FAUCHAIS, SPCTS (Science des Procédés Céramiques et des Traitementrs de Surface ) , CNRS. UMR 6638, Université de limges ; faculté des sciences (2000).
- [12] S. Douis ; Thèse de doctorat, Université Kasdi Merbah Ouargla (2013).
- [13] M.Vikas, Badri Ramamurthi ,Demetre. J, Economou ; Journal of applied physics,Vol **91**,N<sup>0</sup>10, (6282\_ 6287) (2002).
- [14] J. L Delcroix et A.Bers "physique des plasmas" Tome1, Université de paris-sud. Orsay, p34 (1994).
- [15] T. R o'brian , M.E .wickliffe, J.E lawler ,W.whaling , J.W. Brault, J.OPT .Am **B 8**, 1185\_ 1201 (1991).
- [16] M. Baranger ;phy,Rev 111,2 494 (1958).

- [17] H. R.Griem ; Academic press, New york(1974).
- [18] A. Touati ; Thèse de doctorat, Université de provence, Marseille, France (2003).
- [19] Sylwia Zielinka ;thèse de doctorat, Université d'orléans, France (2005).
- [20] C. Grosstete ; "relativite restriante et structure atomique de la matière" (1985).
- [21] R. Roglie (Louis de) ; Ann physique T3, (p22\_128), 1925.
- [22] J. Reignier ; "calcul direct de l'effet Doppler \_ fizeau relativiste ", Université libre de bruxelles (2008).
- [23] C. Perker ,Wimel " Introduction à la spectroscopie des plasmas" Gordon et Brech sciense publischers, INC. Newyork(1967).
- [24] E. L-Bertrand ; Thèse de doctorat, Université d'orléans (2011).
- [25] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel, Phys. Rev. **125**, 177, (1962).