

**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 : MESSAOUDI Naziha**

**Thème:**

**LES IONS IMPACT DANS LES PLASMA  
CHAUDS**

**Soutenu publiquement :**

**Le : 02/06/2014**

**Devant le jury :**

<b>BEN MABROUK Lazher</b>	<b>( M .A.A)</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>DOUIS Saïd.</b>	<b>(M.C)</b>	<b>Examineur</b>	<b>UKM Ouargla</b>

**Année Universitaire 2013 /2014**

# *Remerciements*

*Avant tout, nous remercions dieu le tout puissant de nous avoir accordé la santé, le courage et les moyens pour suivre nos études et la volonté pour la réalisation de ce travail.*

*Je remercier :*

*Mes Vifs et sincères remerciements à mon promoteur docteur : CHENINI Kalthoum et Mon Co-promoteur : NAAM Amel assistant à l'Université de KASDI MERBAH- Ouargla, qui a bien voulu prendre en charge et dériver mon travail, pour sa gentillesse, ses aides précieuses, avec beaucoup de rigueur et de patience, ses critiques et ses conseils éclairés m'ont été très biens bénéfiques*

*Non oublier pas Mr :MEFTAH Tayb pour son aide .*

*Je remercie aussi :*

*Mr BEN MABROUK Lazher Maître assistant au Département de mathématique et science de matière de l'université d'Ouargla., pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury*

*Mr. DOUIS Said., d'avoir accepté d'examiné ce travail.*

*A toutes et à tous qui ont participé à la réalisation de ce travail*

*A la fin je tiens à exprimer mes remerciements à tous nos collègues de la promotion de*

*PHYSIQUE RIERMENT 2014*

*Messaoudi Naziha*

### **Résumé :**

La température élevée dans le plasma change la vitesse des ions, et cela demande de changer l'approximation dont on traite ces ions. Les ions de vitesses très élevées se traitent dans l'approximation d'impact et alors on peut les nommer : les ions impact.

Le but de ce travail est de calculer le nombre d'ions impact dans un plasma chaud et de tracer leurs trajectoires.

Nos résultats montrent que le nombre d'ions impact augmente en augmentant la température. Ce nombre est influencé légèrement par le nombre atomique de l'ion émetteur.

Le paramètre d'impact influe d'une façon directe sur la trajectoire, ainsi que l'angle de diffusion qui est un critère qui fait varier la trajectoire.

**Mots clés :** Plasma chaud, ion impact, trajectoire.

### **Abstract**

The high temperature in the plasma changes the speed of the ions, and this requires changing the approximation which these ions is treated. Very high speeds ion treated in the approximation of impact and then we can name: the impact ions.

The aim of this work is to calculate the number of ions in a hot plasma impact and trace their trajectories.

Our results show that the number of ion impact increases with increasing temperature. This number is slightly influenced by the atomic number of the ion emitter.

The impact of a parameter directly influences on the trajectory, and the scattering angle which is a criterion that varies the trajectory.

**Key Ward :** Plasma chauds 'ions impact' trajectoire

# Table des matières

<b>1</b>	<b>GENERALITES SUR LES PLASMAS</b>	<b>6</b>
1.1	Définition d'un plasma . . . . .	6
1.1.1	Grandeurs caractéristiques . . . . .	7
1.2	Classification des plasmas . . . . .	10
1.2.1	Les collisions . . . . .	12
1.2.2	Temps de collisions . . . . .	13
1.2.3	Temps d'intérêt . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Les ions impact dans un plasma</b>	<b>15</b>
2.1	Introduction . . . . .	15
2.2	Elargissement Stark . . . . .	15
2.2.1	Approximation d'impact . . . . .	16
2.2.2	Approximation quasi-statique . . . . .	17
2.3	Les ions impacts . . . . .	17
2.3.1	Nombre d'ions impacts . . . . .	17
2.4	Trajectoire de ions impact . . . . .	18
2.4.1	Théorie classique des collisions binaires élastique . . . . .	18
2.4.2	Mouvement du centre de gravité et mouvement relatif . . . . .	18
2.4.3	Paramètre d'impact . . . . .	19
2.4.4	Mouvement dans un champ central et angle de déviation . . . . .	21
2.4.5	Le problème de Kepler . . . . .	22

<b>3</b>	<b>RESULTATS ET DISCUSSIONS</b>	<b>24</b>
3.1	Trajectoire d'ion . . . . .	26
3.1.1	Effet des vitesses sur la trajectoire . . . . .	27

# Table des figures

1-1	Plasma et particules chargées . . . . .	7
1-2	Classification des plasmas . . . . .	11
2-1	Trajectoires dans le système du center de gravité . . . . .	20
3-1	Le pourcentage de nombre d'ion impact en fonction de température pour différentes éléments . . . . .	25
3-2	Le pourcentage $N_i$ en fonction de vitesse minimale $V_{\min}$ pour différentes éléments	25
3-3	La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact $\rho = 10^{-12}$ avec vitesse $v = 10^8$ . . . . .	26
3-4	La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact $\rho = 1.2 \times 10^{-12}$ avec vitesse $v = 10^8$ . . . . .	27
3-5	La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact $\rho = 10^{-11}$ avec vitesse $v = 10^7$ . . . . .	27
3-6	La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact $\rho = 10^{-11}$ avec vitesse $v = 5 \times 10^7$ . . . . .	28
3-7	La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact $\rho = 10^{-11}$ avec vitesse $v = 10^8$ . . . . .	28

# Introduction générale

Le plasma, appelé aussi le quatrième état de la matière,[1] est un gaz (partiellement) ionisé, dans lequel on trouve à côté des molécules de gaz neutres et des fragments de celles-ci, des électrons libres et des cations, un fait qui rend le gaz conducteur. Il s'y ajoute un grand nombre de molécules excitées qui retombent dans leur état initial en émettant un rayonnement électromagnétique. La lueur caractéristique du plasma est due à ce phénomène.

La spectroscopie est la technique de diagnostic la plus utilisée en physique du plasma de nos jours. C'est une discipline expérimentale fondamentale dans l'étude du rayonnements émis par un milieu partiellement ou totalement ionisé, appelé plasma. Ce dernier dépend non seulement des propriétés de l'émetteur isolé mais, aussi des propriétés de sons environnement. Il se distinguen ettement de la spectroscopie de position, où on s'intéresse essentiellement à la structure d'un atome ou d'un ion isolé. Cette dépendance est une conséquence de l'interaction des ions et des électrons avec l'émetteur à travers des processus d'ionisation, de recombinaison, d'excitation et désexcitation ; lesquels déterminent l'état de l'émetteur[2].

Le mouvement des particules chargées peut être dominé par deux types de collisions, soit par des collisions avec d'autres particules chargées, si le plasma est fortement ionisé, ou par des collisions avec des particules neutres, si c'est un plasma faiblement ionisé. En général, les plasmas sont de bons conducteurs d'électricité grâce à leur forte densité d'électrons libres.[3].

L'ions sont des particules loures traité dans l'approximation quasi-statique[4]. Mais dans les plasmas chaudes et pour des hautes températures on peut les considéré comme des particules rapides, donc on peut les étudiés dans le cadre de l'approximation d'impact [5].

Dans notre travail nous allons calcules le pourcentage le nombre d'ion impacte Il est important développes trajectoire d'ion. Ce mémoire est composé alors de quatre chapitres.

Nous commençons dans premier chapitre par des définitions et généralités sur les plasmas et on représente une classification typique des plasmas. Le deuxième chapitre est consacré à la description de la collision binaire, nous allons extraire les équations paramétriques non relativistes de mouvement. Ensuite nous allons développer des expressions pour le pourcentage

d'ion impact et La formule de la trajectoire. Les résultats numériques, les discussions sont reportés dans le troisième chapitre. et en fin nous finalisans notre mémoire par une conclusion



# Chapitre 1

## GENERALITES SUR LES PLASMAS

### 1.1 Définition d'un plasma

Le plasma est le quatrième état de la matière, il représente près de 99% de l'univers. Il existe soit à l'état naturel (couronne solaire, Soleil, intérieur des étoiles, . . . ), soit au laboratoire où il est généralement produit par décharges électriques. Les plasmas sont des gaz contenant des atomes, des molécules et des ions. Dans un état fondamental ou dans un état excité, des électrons et des photons proviennent de la désexcitation des états excités.

Dans la vie quotidienne, les gaz sont connus pour être des isolants électriques. Cela vient du fait qu'ils ne contiennent que des espèces neutres (des molécules et des atomes). Par contre, en présence d'un champ électrique assez intense, ils peuvent devenir conducteurs. Un événement extérieur, par exemple le rayonnement cosmique, peut créer des électrons libres. L'accélération de ces électrons par le champ électrique appliqué peut alors ioniser les molécules du gaz par impact. Cette création de décharges électriques fait passer le gaz à l'état de conduction ; il en résulte donc la création d'un gaz partiellement ionisé contenant  $n_g$  neutres,  $n_p$  ions positifs et  $n_e$  électrons par unité de volume (cas du gaz électropositif) comme c'est illustré sur la figure [6].

A l'échelle macroscopique, le gaz est quasiment neutre car les densités d'ions  $n_p$  et d'électrons sont pratiquement identiques  $n_e \approx n_p$ . Cette quasi-neutralité est maintenue par des forces

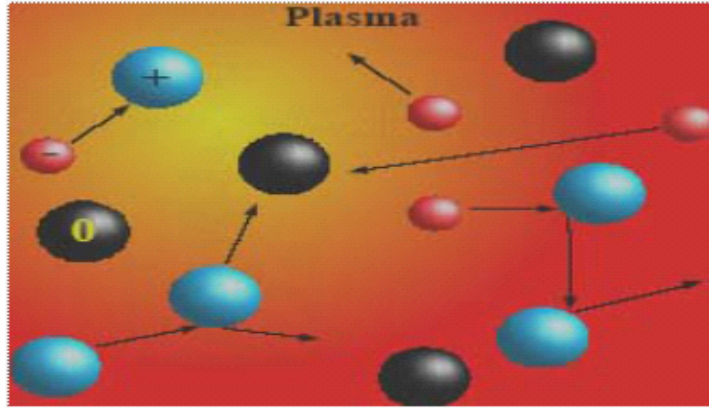


FIG. 1-1 – Plasma et particules chargées

électrostatiques qui apparaissent dès que  $n_e \neq n_p$  et qui font revenir le gaz à l'état neutre[2].

### 1.1.1 Grandeurs caractéristiques

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants : Le degré d'ionisation, les températures (électronique et ionique), le libre parcours moyen, la longueur de Debye et les densités des particules chargées.

#### Le degré d'ionisation

Nous pouvons définir le degré d'ionisation du plasma par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{N_i}{N_i + N_0} \quad (1.1)$$

où  $N_i$  est la densité des ions positifs et  $N_0$  est la densité des espèces neutres.

La valeur critique du degré d'ionisation d'un gaz présent est  $\alpha_0$

On peut faire une première classification des plasmas en utilisant le degré d'ionisation qui est de l'ordre de  $10^{-10}$  jusqu'à 1. Si  $\alpha > \alpha_0$ , on dit que le gaz fortement ionisé. Au-dessous de cette limite, le gaz est considéré comme étant faiblement ionisé[7].

## La fréquence plasma

Quand on provoque une perturbation locale dans un plasma, initialement neutre, à sa position d'équilibre en faisant apparaître un excès d'électrons suivant un plan d'épaisseur  $d\xi$ , comme il va y avoir accumulation de charges qui génèrent un champ électrique supplémentaire qui exercera une force de rappel sur les électrons en excès (revenir vers l'état d'équilibre de neutralité)[8]. Ces électrons mis en mouvement effectueront des oscillations autour d'une position d'équilibre moyenne avec une fréquence angulaire  $\omega_{pe}$  donnée par[5]

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.2)$$

Si l'on tient compte de la masse finie des ions, on montre aussi que les ions ont un mouvement sinusoïdal de pulsation  $\omega_{pi}$  appelée pulsation plasma ionique :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_p q^2}{\varepsilon_0 m_i}} \quad (1.3)$$

Avec :

$m_e, m_i$  sont les masses d'électron et d'ion respectivement

$\varepsilon_0$  est la permittivité du vide ( $8,8542 \cdot 10^{-12} F/m$ ),

$q$  : est la charge d'électron ( $1,6022 \cdot 10^{-19} C$ ),

$n_e = n_p = n_0$  dans le cœur du plasma (avec  $n_0$  la densité de charge initial à  $t = 0s$ ).

## Le libre parcours moyen

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen  $L_p$  est donné par la relation[8]

$$L_p = \frac{1}{n_g \sigma} \quad (1.4)$$

avec :  $\sigma = \pi r^2$ , où  $n_g$  est la densité du gaz,  $\sigma$  est la section efficace et  $r$  est le rayon de l'atome cible

$$v = \sigma n_g \left( \frac{2K_B T}{m} \right)^{1/2}$$

Où  $V_{th} = \left(\frac{2K_B T}{m}\right)^{1/2}$  représente la vitesse thermique et  $m$  est la masse atomique

### La longueur de Debye

Une charge immergée dans un plasma est entourée de charges de signes opposés qui tendent à écranter son champ coulombien. Cette influence a lieu pour toute distance inférieure à la longueur de Debye  $\lambda_D$  définie par l'équation :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \quad \text{où} \quad \lambda_D (cm) = 6,9 \sqrt{\frac{T_e (K)}{n_e (cm^3)}} \quad (1.5)$$

Cette longueur peut, également, être calculée lorsque les particules chargées négativement sont séparées en deux populations de températures différentes. Par exemple dans le cas de plasmas électronégatifs, contenant les densités d'électrons  $n_e$  de température  $T_e$ , d'ions négatifs  $n_n$  de température  $T_{i-}$  et d'ions positifs  $n_p$  de température  $T_{i+}$  et que l'on considère la quasi-neutralité avant la perturbation  $n_p = n_e + n_n$ , la longueur de Debye en plasma électronégatif s'écrit alors :

$$\lambda_{D-} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \sqrt{\frac{1 + \alpha}{1 + \gamma \alpha}} = \lambda_D \cdot \sqrt{\frac{1 + \alpha}{1 + \gamma \alpha}} \quad (1.6)$$

Avec  $\gamma = \frac{T_e}{T_i}$  et  $\alpha = \frac{n_n}{n_e}$  qui représente l'électronégativité du plasma. Pour  $\alpha \gg 1$ , le plasma est fortement électronégatif.

Il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à  $\lambda_D$ . Cette notion est importante pour concevoir un réacteur plasma : la dimension  $L$  de l'enceinte doit être très supérieure à  $\lambda_D$  pour assurer la quasi neutralité du plasma

Le paramètre  $\lambda_D$  peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (Plasmas spatiaux).

### Longueur de Landau

D'autre longueur importante intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et dans les corrélations de position dans un plasma. La longueur de Landau représente la longueur critique d'interaction binaire, c'est-à-dire la distance pour laquelle deux électrons s'approchent

et que pour leur énergie d'interaction binaire soit du même ordre de grandeur que leur énergie cinétique.

### La densité

La densité  $n$  est définie comme étant le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions, neutres). La neutralité du plasma implique  $n_e = n_p$ , en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle.

### Rayon de la sphère ionique

En appelant  $R_s$  le rayon de la sphère moyenne occupée par un ion en mouvement dans l'espace. Ce rayon est donné par ;

$$R_S = \left( \frac{1}{4\pi N_i} \right)^{1/3} \quad (1.7)$$

### Paramètre de couplage

On peut introduire le paramètre de couplage d'un plasma :

$$\Gamma = \frac{(Z_e)^2}{K_B T R_S} \quad (1.8)$$

La condition  $T \ll 1$  signifie que l'énergie d'interaction entre particules est faible devant l'énergie thermique, ces plasmas sont appelés plasmas faiblement couplés. Dans le cas  $T \geq 1$  le Plasma est fortement couplé, c'est le cas où la sphère de Debye est peu peuplée.

## 1.2 Classification des plasmas

Les valeurs typiques de température et de densité électronique concernant les plasmas naturels et ceux qui sont produits dans les laboratoires, sont représentées dans un diagramme d'équilibre en coordonnées  $T, Ne$  (figure ) [1]

Classification des plasmas

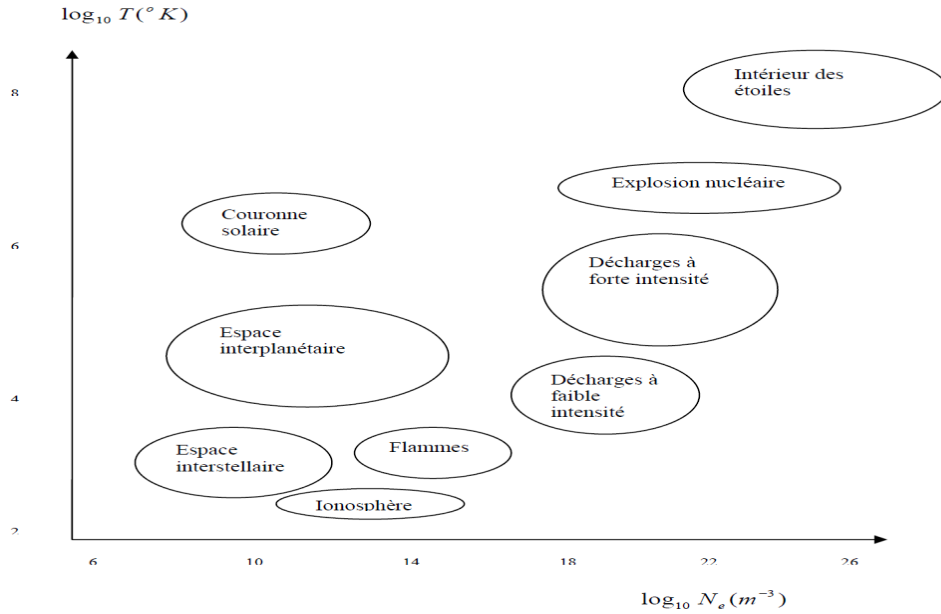


FIG. 1-2 – Classification des plasmas

Deux catégories de plasmas sont définies : les plasmas naturels qui composent 99% de l'univers, et les plasmas créés par l'homme. Comme nous l'avons vu, le plasma est constitué d'électrons, d'ions et de particules neutres. Le milieu est caractérisé par les densités :  $N_e$  pour les électrons,  $N_i$  pour les ions et  $N_0$  pour les neutres. Généralement l'état cinétique de différentes espèces est caractérisé par les trois températures,  $T_e$ ,  $T_i$  et  $T_0$  respectivement température des électrons, des ions et des neutres.

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

- Les plasmas ultradenses (chauds), correspondant à des températures supérieures à  $10^6 K$  et des densités électroniques comprises entre  $10^{20}$  et  $10^{25}$  particules par  $cm^{-3}$ . Ils sont réalisés,

de nos jours au laboratoire grâce à l'utilisation de lasers de puissance.

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

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

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

### 1.2.1 Les collisions

Un plasma est un milieu très complexe contenant un grand nombre de particules de natures différentes. Lorsque deux particules initialement séparées par une distance d'approchent l'une de l'autre, elles commencent à interagir et si, après cette interaction, quelque changement mesurable s'est produit, on dit qu'une collision a eu lieu.

En raison de l'agitation thermique de chacun de ses constituants, de multiples collisions se produisent au sein du plasma, permettant des transferts de quantité de mouvement et d'énergie entre les particules. Ces effets ont une importance capitale, puisqu'ils permettent au plasma d'atteindre un état d'équilibre[1]

**Les collisions élastiques** Une collision élastique est une collision dans laquelle l'énergie transitionnelle totale des molécules est conservée lors de cette collision

Dans les collisions élastiques, il y a seulement déviation des particules, avec échange de quantité de mouvement et d'énergie cinétique.

Pendant les collisions élastiques, il n'y a qu'échange d'énergie cinétique sans variation de l'énergie interne de chaque particule. Lors d'une collision élastique entre une particule légère (de masse  $m$ ) et une particule lourde (de masse  $M$ ) le transfert moyen d'énergie cinétique se fait dans un rapport qui entraîne les phénomènes de diffusion et de transfert d'énergie et de

mouvement[9].

**Les collisions inélastiques** Lorsqu'il y a des collisions inélastiques, celles-ci ont pour résultat de créer et de faire disparaître des particules. Dans ces collisions, il y a changement d'état interne d'au moins une des particules (excitation, désexcitation) et même éventuellement création ou destruction de particules (ionisation, dissociation, recombinaison,...). Dans les collisions inélastiques (qui s'apparentent aux réactions chimiques), il y a non seulement échange de quantité de mouvement et d'énergie cinétique, mais aussi transformation d'énergie cinétique en énergie chimique et vice versa.

Ces collisions assurent l'entretien et la réactivité du plasma au cours desquelles une partie de l'énergie cinétique initiale de la particule est convertie en énergie interne entraînant une excitation ou ionisation de la particule[9].

### 1.2.2 Temps de collisions

Le temps de collision moyen  $\tau_c$  est la durée pendant laquelle il y'a une collision entre l'émetteur et une particule chargée. Il est défini comme le rapport entre le paramètre d'impact  $b$  de la collision, et la vitesse thermique la plus probable de l'émetteur

$$v = \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} \quad (1.9)$$

$$\tau_c = \frac{b}{v} \quad (1.10)$$

Pour les plasmas les plus denses nous utilisons les temps de corrélation des fonctions de corrélation du microchamp électrique du plasma, au lieu d'utiliser le temps de collision. Les temps de corrélation représentent mieux les effets collectifs des perturbateurs [4].

### 1.2.3 Temps d'intérêt

Le temps caractéristique de processus d'élargissement appelé temps d'intérêt  $\Delta t_i$  est le temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement des phénomènes d'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs.



Il est défini par :  $\Delta t_i = \frac{1}{|\Delta\omega|}$  ( $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega_0$  centre de la raie)

$\Delta t_i$  est relatif à un point du profil, puisqu'il varie entre un intervalle de temps très grand au centre de la raie jusqu'à un intervalle aussi petit que l'on veut, lorsqu'on se déplace suffisamment loin de l'aile de la raie[12].

## Chapitre 2

# Les ions impact dans un plasma

### 2.1 Introduction

Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions, libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace, ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique composé exclusivement de particules électriquement neutres. Les plasmas peuvent être séparés en deux grandes familles : les plasmas chauds et les plasmas froids. Les plasmas chauds sont à l'équilibre thermodynamique [10], c'est-à-dire : les espèces neutres comme les espèces chargées sont caractérisées par une seule température, exprimée par l'égalité :  $T_g \gg T_i \gg T_e$ , sont inférieures à  $10^4 K$ . Au contraire, dans les plasmas froids, les ions n'atteint pas d'équilibre thermodynamique. Leur température reste équivalente à celle des neutres (comprise entre  $300K$  et  $2500K$ ) alors que celle des électrons est très élevées (environ  $10^4 - 10^5 K$  ; soit une dizaine d'électron-volts).

### 2.2 Elargissement Stark

Le profil de raie est la transformé de Fourier de la fonction d'autocorrélation du dipôle. Le calcul de cette dernière suggère la connaissance de l'opérateur d'évolution  $U_l(t)$  et exige la résolution de l'équation Stochastique .

Dans cette équation l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs représentée par  $H'(t)$  peut être traduite en deux termes et cela du fait que le champ ressenti par l'émetteur est un champ créé par les ions et les électrons du milieu. Ce microchamp peut s'écrire en deux

composantes, une composante ionique  $\vec{E}_i$  et une autre électronique  $\vec{E}_e$ .

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (2.1)$$

Les temps de mouvement des électrons et des ions sont différents cela revient au fait que leurs masses sont différentes ; dans ce cas il faut traiter ces deux mouvements séparément avec des approximations différentes.

Les deux approximations utilisées sont l'approximation d'impact pour les électrons et l'approximation quasi-statique pour les ions.

### 2.2.1 Approximation d'impact

Soit un électrons entrant en collision avec un atome excité constitué d'un coeur de charge  $Z$  et d'un électron dans un état de nombre quantique principal  $n$ , l'énergie d'interaction [13] est  $q_e^2 n^2 \frac{a_0}{z b^2}$  où  $b$  est le paramètre d'impact.

L'approximation d'impact est valable si la condition suivante est vérifiée :  $q_e^2 n^2 \frac{a_0}{z b^2} \tau_c \ll \hbar$  et  $\tau_c = \frac{b}{v}$ , est le temps de collision.

La notion du temps de collision n'aura de sens sauf si le plasma étudié est un plasma cinétique avec des collisions binaires.

Si les temps de collisions  $t_c$  sont très petits comparés au temps d'intérêt  $\Delta t_i$ , cette approche conduit à la limite d'impact dans le centre de la raie.

Dans le cas des plasmas denses il est plus commode d'utiliser les temps de corrélation des fonctions de corrélation du microchamp électrique du plasma qui représentent mieux les effets collectifs des perturbateurs [4].

Le paramètre d'impact moyen  $b$  est donné par la distance moyenne entre les particules  $r_0$  qui est donnée par l'expression :  $\frac{4}{3}\pi r_0^3 N_e = 1$

L'effet des électrons perturbateurs est traité dans l'approximation d'impact où ils sont représentés par un opérateur de collisions électroniques  $-i\phi$  [13, 14] qui s'ajoute à l'hamiltonien du système dans l'espace de Liouville. Il peut être calculé par une méthode de relaxation [14].

Cet opérateur a été étudié par de nombreux physiciens, entre autres Griem et al [15], Alexiou [16] et Ferri [17].

## 2.2.2 Approximation quasi-statique

Si les temps de collision  $t_c$  sont très long comparés au temps d'intérêt  $\Delta t_i$  ( $t_c \gg \Delta t_i$ ), nous parlons d'une approche quasi-statique (Griem [4]). Cette approximation est valable pour les perturbateurs ioniques. L'atome ressent donc un champ électrique constant pendant l'émission du rayonnement.

## 2.3 Les ions impacts

A certain condition de plasma, précisément dans les plasmas chaud ( $T$  très élevées), on peut trouvé des ions ultravites, et dans ce cas l'approximation quasi-statique ne sera valide pour traité ces ions. Ces ions ont des vitesses très grandes et donc on peut les appelés les **Ions Impact**, alors on doit les traités dans l'approximation d'impact.

La question qui se pose : quel est les nombre des ions impact dans un plasma chaud ; veut dire à température  $T$  très elevée ?

### 2.3.1 Nombre d'ions impacts

Pour calculer le nombre d'ions portant le caractère impact, nous utilisons l'approximation de Maxwell-Boltzmann de la vitesse définie par la loi suivante :

$$N_i = \int f(v) dv \quad (2.2)$$

avec  $f(v)$  est donnée par [6] :

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2K_B T} \right)^{3/2} \int v^2 \exp - \left( \frac{mv^2}{2K_B T} \right) dv \quad (2.3)$$

Séparant les variables et on intègre, on obtient :

$$N_i = \left( 4\pi \left( \frac{m}{2K_B T} \right)^{3/2} \right) \left( -\frac{1}{2} \frac{v \exp \left( - \left( \frac{m}{2K_B T} \right) v^2 \right)}{\left( \frac{m}{2K_B T} \right)} + \frac{\frac{1}{4} \sqrt{\pi} \operatorname{erf} \left( \sqrt{\left( \frac{m}{2K_B T} \right)} v \right)}{\left( \frac{m}{2K_B T} \right)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.4)$$

Le nombre d'ion impact se calcul numériquement on utilisant l'expression précédente(2.4). Il est claire que ce nombre est lié à la température du plasma, à la masse d'ion et de sa vitesse.

## 2.4 Trajectoire de ions impact

### 2.4.1 Théorie classique des collisions binaires élastique

Pour faciliter le processus de traitement des collisions sont des collisions élastiques et pointer centres bloc joue un rôle essentiel dans les phénomènes de transport de gaz ionisé (conductivité électronique, diffusion). Pour résoudre le problème de collision élastique avec la théorie classique, on utilise l'approximation classique qui est valable si :

$$\lambda_B \ll d \tag{2.5}$$

où  $d$  est la distance moyenne inter-particulaire, et  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de Broglie.

En exprimant la longueur d'onde de Broglie  $\lambda_B$  en fonction de l'énergie cinétique  $E$ , donc la condition (2.5) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\hbar}{(2\mu E)^{1/2}} \ll d \tag{2.6}$$

Dans le cas où la masse réduite et l'énergie cinétique sont grandes, la condition(2.6) est d'autant mieux vérifiée.

### 2.4.2 Mouvement du centre de gravité et mouvemente relatif

On considère deux particules, 1 et 2, qui effectuent une collision élastique. On assimile les particules à deux masses ponctuelles  $m_1$  et  $2 m_2$ . On désigne par  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  leur position, par  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$  leur vitesses en foncotion du temps. A chaque instant, la particule 1 exerce une force  $\vec{F}_{12}$  sur la particule 2 et la particule 2 exerce une force  $\vec{F}_{21}$  sur la particule 1.

On note que  $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$

On peut repérer les positions des deux particules 1 et 2 par rapport à celle de, le centre de gravité, on peut écrire :

$$\vec{r}_1 = \vec{G} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r} \quad \text{et} \quad \vec{r}_2 = \vec{G} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r} \quad (2.7)$$

tandis que  $\vec{r}(t) = \vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)$  le vecteur position relatif de la particule 1 par rapport à la particule 2,  $\vec{r}_1(t)$  et  $\vec{r}_2(t)$  sont les positions des particules 1 et 2 respectivement, en fonction du temps.

$\vec{R}$  est la position du centre de gravité, et  $m_1, m_2$  sont les masses ponctuelles des particules 1 et 2 respectivement, elles sont supposées constantes au cours du temps. Il est possible de décomposer leur mouvement en mouvement du centre de gravité et en mouvement relatif. L'énergie du mouvement relatif est donnée par :

$$u_R = \frac{1}{2} \mu v^2 \quad (2.8)$$

avec :

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.9)$$

où  $v = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$  est le module de la vitesse relative, et  $\mu$  est la masse réduite du système des deux particules[6].

### 2.4.3 Paramètre d'impact

On applique le théorème du moment cinétique à une particule soumise à une force centrale.

On en déduit que le moment cinétique  $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{p}$  est constant au cours du temps. Ceci implique que le vecteur position  $\vec{r}$  et le vecteur de la quantité de mouvement  $\vec{p}$  sont à tout instant perpendiculaires au vecteur  $\vec{M}$ [11]. La trajectoire est donc plane : elle est entièrement contenue dans le plan orthogonal au moment cinétique contenant le centre attracteur  $O$ .

On vient de voir que la trajectoire de la particule est contenue dans un plan fixe d'origine  $O$  [10].

Pour simplifier la représentation de la collision, on utilise le schéma de la figure(2-1). La collision peut être décrite dans ce plan en choisissant comme référentiel celui du centre de masse  $G$ , lorsque les particules sont à une distance infinie l'une de l'autre, leurs trajectoires

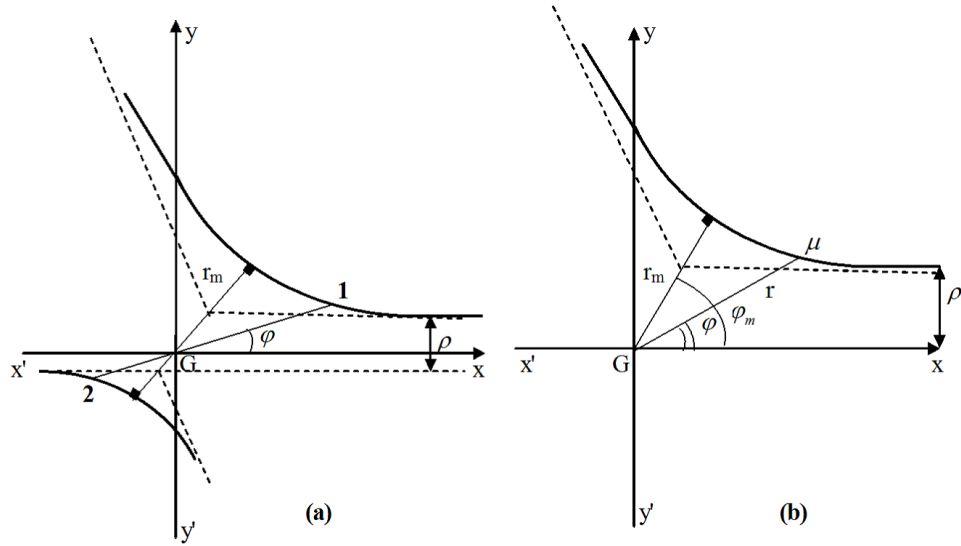


FIG. 2-1 – Trajectoires dans le système du center de gravité

sont rectilignes (parallèles à l'axe  $xx'$ ), notons que  $\rho$  est leur écart suivant ( $yy$ ) (figure [8]), c'est la distance la plus courte dont les deux particules sont plus approche l'une de l'autre.

(a) représente la trajectoires des deux particules.

(b) représente la trajectoire du mobile actif représentant le mouvement relatif.

$\rho$  s'appelle le paramètre d'impact de la collision.  $r$  et  $\varphi$  représentent les coordonnées polaires du vecteur  $\vec{r}$  dans le plan du mouvement des particules. Dirigeons l'axe des  $z$  (avec un vecteur unitaire constant  $\vec{K}$ ) suivant la normale au plan du mouvement, le vecteur rayon de tout point est :

$$\vec{r} = r \vec{e}_r \quad (2.10)$$

On peut écrire le vecteur vitesse sous la forme :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \quad (2.11)$$

avec  $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ ,  $\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$  et  $\frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi$  où  $\vec{e}_r$  et  $\vec{e}_\varphi$  sont les vecteurs unitaires tangents aux lignes des coordonnées. D'autre part :

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \quad (2.12)$$

Le vecteur du moment cinétique du système  $\vec{M}$  est constant :

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{p} = \text{const} \quad (2.13)$$

avec  $\vec{p} = \mu\vec{v}$ . Nous arrivons à la valeur du moment cinétique  $\vec{M}$  en coordonnées polaires à partir de :

$$\vec{M} = \mu.r^2.\dot{\varphi} \quad (2.14)$$

À partir des équations (2.8 et 2.12), nous pouvons trouver l'énergie cinétique du mouvement relatif, en fonction de  $r$  et  $\varphi$  telle que :

$$u_R = \frac{1}{2}\mu(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) \quad (2.15)$$

Le problème du mouvement de deux points matériels se ramène à celui du mouvement d'un point de masse  $\mu$  dans un champ extérieur donné  $W(r)$ .

#### 2.4.4 Mouvement dans un champ central et angle de déviation

Pour obtenir la solution complète du mouvement d'un mobile fictif de masse  $\mu$  (dans un champ extérieur) on part utilise les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique.

On peut exprimer  $\dot{\varphi}$  en fonction de  $M$  depuis la relation(2.14)[11], nous trouvons

$$\dot{\varphi} = \frac{M}{\mu r^2} \quad (2.16)$$

La loi de conservation de l'énergie totale donne  $E = u_R + W(r)$

Séparant les variables et on intégrant, nous obtenons :

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{\mu} [E - W(r)] - \frac{M^2}{\mu^2 r^2}}} + cst \quad (2.17)$$



En exprimant  $dt$  en fonction de  $r$  et  $dr$  et portant cette valeur dans l'expression(2.16), ensuite nous intégrons, il vient que :

$$\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$$

$$\varphi = \int \frac{\frac{M}{r^2}}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} dr \quad (2.18)$$

Nous pouvons dire que l'angle  $\varphi$  varie toujours avec le temps de façon monotone. D'autre part la distance minimum d'approche - (qui est marquée sur la figure (2-1)) se déduit à partir de (2.14). Parce que la relation ne change pas de signe. Elle est la plus grande valeur des solutions de l'équation suivante :

$$2\mu [E - w(r_m)] - \frac{M^2}{r_m^2} = 0 \quad (2.19)$$

Supposons que  $r_m$  existe ; on a :

$$\varphi_m = \int_{r_m}^{\infty} \frac{\frac{M}{r^2}}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} dr \quad (2.20)$$

l'angle de déviation  $\chi$  est lié à  $\varphi_m$  par la relation :

$$\chi = \pi - 2\varphi_m \quad (2.21)$$

avec  $\varphi_m$  est la valeur correspondante de l'azimut.

### 2.4.5 Le problème de Kepler

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 du 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 le second est un champ d'attraction. Pour un champ d'attraction, nous considérons[18] :

$$W(r) = \frac{\alpha}{r} \quad (2.22)$$

où  $\alpha$  est une constante positive.

Pour  $E < 0$  le mouvement de la particule sera fini, et infini pour  $E > 0$ . Nous faisons une intégration élémentaire, il vient :

$$\varphi = \arccos \left( \frac{\frac{1}{r} + \frac{\mu\alpha}{M^2}}{\sqrt{\frac{\mu^2\alpha^2}{M^4} + \frac{2\mu E}{M^2}}} \right) + cte \quad (2.23)$$

On peut choisir l'origine des angles  $\varphi$  de telle sorte que la constante soit nulle, on introduisant les notations :

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{mv^2} \quad (2.24)$$

et :

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2} \quad (2.25)$$

La formule de la trajectoire peut s'écrire sous la forme :

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

## Chapitre 3

# RESULTATS ET DISCUSSIONS

Nous avons élaboré un programme numérique (Maple) pour calculer le nombre des ions impact, ainsi que leurs trajectoires. Nous avons étudiés l'influences de quelque paramètres de plasma telle que la température et la vitesse minimale d'ion. Nous avons aussi tracé quelque courbes des trajectoires selon le paramètre d'impact et la vitesse d'ion perturbateur dans le plasma.

Les résultats présentés dans ce chapitre concerne le nombre d'ion impact dans les plasmas chauds, et leurs trajectoires.

La figure (3-1) montre la variation du nombre d'ion impact  $N_i$  (%) en fonction de la température pour différents émetteurs ( $Z = 81$ ,  $Z = 89$  et  $Z = 104$ ) pour une vitesse minimale ( $V_{\min} = 3.10^5 m/s$ ).

Nous remarquons que le nombre d'ion augmente en augmentant la température. Ce nombre est moins de 10% pour la température  $2.10^8 K$ . ces 3 pourcentage augmente, allant à des température supérieur à  $3.10^8 K$  le nombre d'ion représente plus de 30%. Nous remarquons que on augmentant la charge de l'émetteur le nombre d'ions diminue, mais il est toujours important dans les plasmas chauds.

La figure (3-2) présente la variation du nombre d'ion impact  $N_i$  en fonction de la vitesse minimale pour différents éléments ( $Z = 81$ ,  $Z = 89$  et  $Z = 104$ ) à une température constante ( $10^9 K$ ).

On remarque que les nombre d'ions est très élevés pour des vitesses minimales de l'ordre de

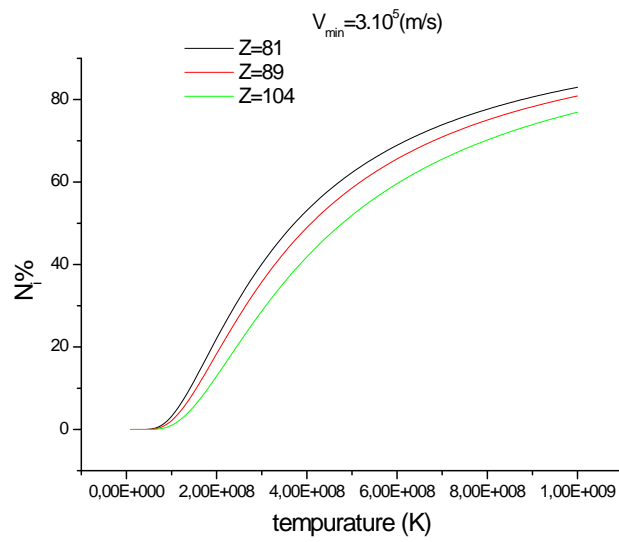


FIG. 3-1 – Le pourcentage de nombre d’ion impact en fonction de température pour différentes éléments

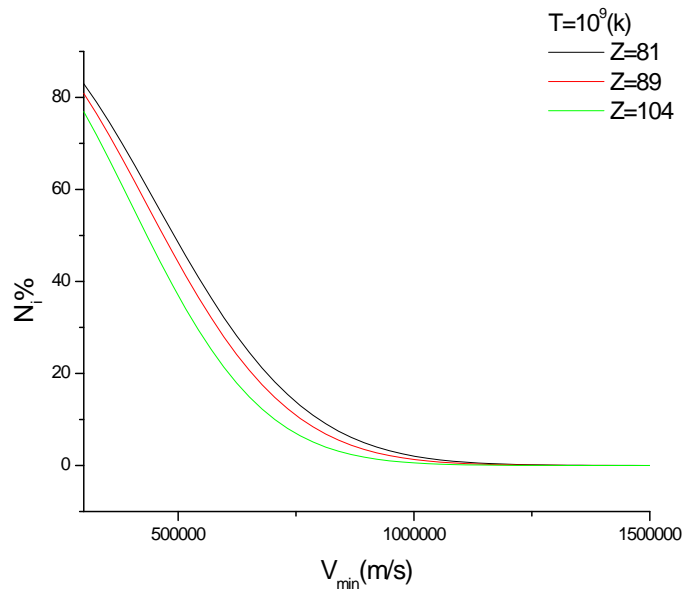


FIG. 3-2 – Le pourcentage  $N_i$  en fonction de vitesse minimale  $V_{\min}$  pour différentes éléments

$3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ . Allant à des vitesses très élevées (plus de  $10^6 \text{ m/s}$ ), le nombre d'ions tend vers zéro.

On remarque aussi que le nombre d'ions diminue quand le nombre atomique  $Z$  augmente.

### 3.1 Trajectoire d'ion

Nous avons calculé la trajectoire des ions impact en fonction du paramètre d'impact  $\rho = 10^{-12}$  avec  $v = 10^8 \text{ m/s}$ , nous obtenons les résultats suivants : le critère de diffusion est l'angle de diffusion  $\varphi$ .

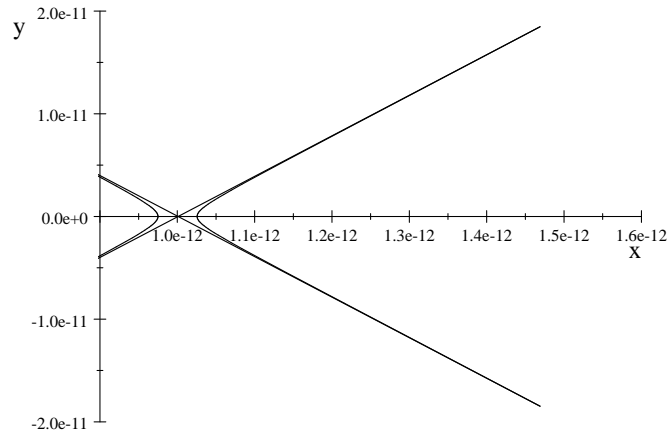


FIG. 3-3 – La trajectoire d'ion impact en fonction du paramètre d'impact  $\rho = 10^{-12}$  avec vitesse  $v = 10^8$

On peut distinguer d'après les deux figures (3-3), (3-4), que le paramètre d'impact  $\rho$  influe d'une façon très importante sur l'allure de la trajectoire d'ion impact autour d'un ion émetteur. Il apparaît que l'angle de déviation varie inversement proportionnellement avec le paramètre d'impact.

Notons que le paramètre d'impact ne peut atteindre la valeur du rayon de Bohr sinon on parlera d'une recombinaison, comme il ne peut dépasser la longueur de Debye, car les interactions électrostatiques dans ce cas sont nulles.

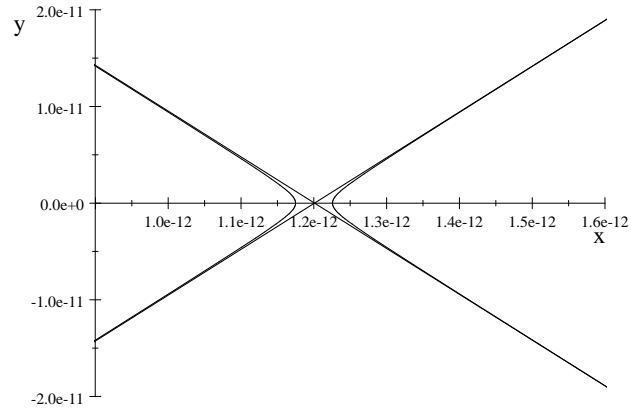


FIG. 3-4 – La trajectoire d’ion impact en fonction du paramètre d’impact  $\rho = 1.2 \times 10^{-12}$  avec vitesse  $v = 10^8$

### 3.1.1 Effet des vitesses sur la trajectoire

Pour différentes vitesses  $v$  des ions, nous obtenons les résultats suivants pour  $z = 2$  et  $v = 10^7 \text{ m/s}$  et  $\rho = 10^{-11}$ .

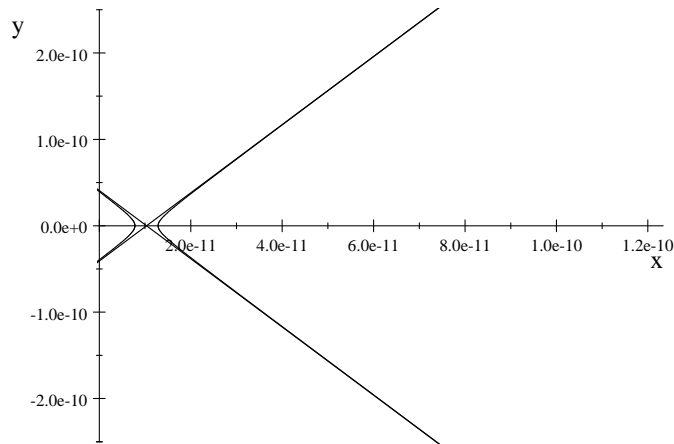


FIG. 3-5 – La trajectoire d’ion impact en fonction du paramètre d’impact  $\rho = 10^{-11}$  avec vitesse  $v = 10^7$

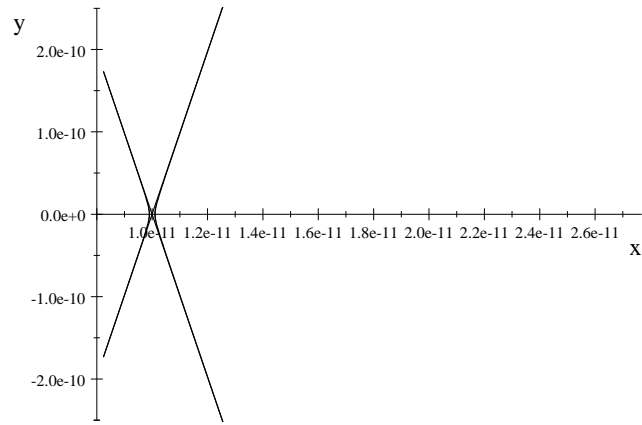


FIG. 3-6 – La trajectoire d’ion impact en fonction du paramètre d’impact  $\rho = 10^{-11}$  avec vitesse  $v = 5 \times 10^7$

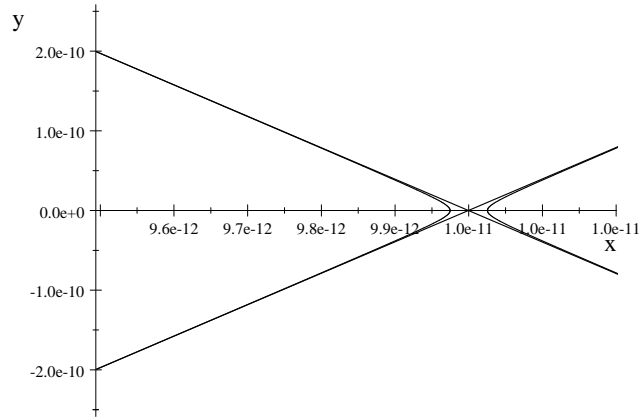


FIG. 3-7 – La trajectoire d’ion impact en fonction du paramètre d’impact  $\rho = 10^{-11}$  avec vitesse  $v = 10^8$

Les trois figures (3-5)(3-6), et (3-7) montre la variation de la trajectoire de l'ion perturbateur selon son vitesse initial. On remarque que l'angle de déviation augmente proportionnellement avec la vitesse initial. On contre partie si la vitesse est très faible on ne peut parlé d'une collision élastique car la force électrostatique peut être faible devant d'autres forces.



# Conclusion générale

Le plasma est défini comme étant le quatrième état de la matière, en suivant les états « solide-liquide-gaz », il est aussi défini comme étant un gaz partiellement ou totalement ionisé.

Les interactions dans les plasmas sont souvent entre les particules constituants. Ces particules sont caractérisées par des températures, alors des vitesses, des densités... etc.

Dans un plasma chaud on peut rencontrer des ions des grandes vitesses, et dans ce cas là l'approximation quasi-statique ne sert à les traiter. Dans ces conditions on parlera des ions avec des vitesses très élevées et alors on les traite dans l'approximation impact : on peut les appeler les ions impact.

L'objectif de notre travail est basé essentiellement sur le calcul du nombre d'ions impact dans un plasma chaud ainsi que leurs trajectoires. La variation du nombre d'ions impact en fonction de quelques paramètres de plasmas a fait aussi partie de ce travail.

Dans le premier chapitre on a défini la notion d'un plasma et son classification, on a présenté les paramètres utiles dans l'étude de ce milieu et aussi les types de collisions.

Le deuxième chapitre a été consacré à l'élargissement Stark et les deux approximations limites utilisées dans l'étude de interactions dans un plasma. Nous avons présenté la théorie classique des collisions binaires élastique. Nous avons calculé théoriquement les nombres d'ions impact ainsi que la formule de leurs trajectoires.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté nos résultats de calcul du nombre d'ions impact en fonction de la température et aussi en fonction de la vitesse minimale de l'ion et aussi pour différentes valeurs de la charge de l'émetteur. Nous avons tracé les trajectoires des ions impact en fonction du paramètre d'impact ainsi qu'en fonction de la vitesse initiale de l'ion. Nos résultats montrent que l'augmentation de la température du plasma fait augmenter le nombre d'ions impact par contre l'augmentation de la charge de l'émetteur  $Z$  fait le diminuer. Nous avons vu aussi que le paramètre d'impact influence d'une façon directe sur la trajectoire de l'ion émetteur et que l'angle de déviation augmente proportionnellement avec la vitesse initiale.

Nous pouvons en conclure d'après notre étude que dans les plasmas très chauds on ne peut négliger le nombre d'ions impact car cela influence directement sur les collisions. Et dans ce cas là on parlera d'un nouveau opérateur de collision ionique (ions impact), en plus de l'opérateur de collision électronique, qui aura lieu dans les prochaines recherches.

# Bibliographie

- [1] L. Ben Mebrouk Mémoire magister Université de Ouargla (2003).
- [2] R. Fitzpatrick; «Introduction to Plasma Physics», the University of Texas, pp (6-11).Springer(1998).
- [3] .C. Boucher “cours de Physique des plasmas“ Institut National de Recherche Scientifique Centre energie-Matériaux-Télécommunication,( 2011).
- [4] H. R. Griem; ”Spectral Line Broadening by Plasma”, Aademic Press, New York and London, (1974).
- [5] A .Naam . Mémoire magister Université d’Ouargla.(2006).
- [6] J-L DELCROIX -A.BERS "physique des plasma 1" ; Universite Paris-Sud Orsay, (1994).
- [7] S.Harzelli Mémoire magister Universite Kasdi Merbah Ouargla (2006).
- [8] H. Bahouhe .Thèse magieister Universite Mantouri constantine ( 2010).
- [9] O.Babahani Thèse de Doctorat Universite Kasdi Merbah Ouaregla (2013)
- [10] T.Dufour Thèse Doctorat . Universite Orléans.
- [11] J-Marc Richard “ mécanique du point et des systèmes materiels version préliminoire sans garantie “ DEUG SMA2 2003-04, module PHYS-SP32.
- [12] K.Chenini Thèse Doctorat, Universite Kasdi Merbah Ouargla (2011).
- [13] M. Baranger; ”Atomic and Molecular Processes”, Academic press, New Yor, (1962).
- [14] H. R. Griem; ”Plasma Spectroscopy” Mc Graw-Hill, New York.(1964).
- [15] H. R. Griem, M. Blaha et P. C. Kepple; Phys. Rev. **A19**, 2421 (1979).
- [16] S. Alexiou; Phys. Rev. **A49**, 106 (1994).

[17] S. Ferri ; Thèse de Doctorat, Université de Provence, France (1998).

[18] [http://www.persee.fr/web/revues/home/prescript/article/rhs\\_0151-4105\\_1989\\_num\\_42\\_1\\_4133](http://www.persee.fr/web/revues/home/prescript/article/rhs_0151-4105_1989_num_42_1_4133).