

N^o d'ordre:

N^o de série:

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA

FACULTE DES MATHEMATIQUES ET

DES SCIENCES DE LA MATIERE

Département de Physique



Mémoire

MASTER ACADIMIQUE

Domaine: Sciences de la Matière

Filière: Physique

Spécialité: Rayonnement et Spectroscopie et Optoélectronique

Présenté par: **BENTADJ Samiha**

Thème

**Etude des spectres émis par une décharge électrique
d'Hélium**

Soutenu publiquement

le :12/06/2014

Devant le jury composé de :

Pr. KHELFAOUI Fethi
Dr. BABAHANI Oumelkheir
Mr. BEN MEBROUK Lazhar

Président
Examineur
Rapporteur

UKM-OUARGLA
UKM-OUARGLA
UKM-OUARGLA

Année Universitaire : 2013 /2014

Remerciement

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance, envers mon encadreur Monsieur **Lazhar BEN MEBROUK** pour ses précieux conseils, ses encouragements, pour m'avoir donné la chance de profiter de sa remarquable compétence, de sa rigueur scientifique et sa grande expérience, qui resteront un modèle.*

*Je suis très reconnaissante, à l'honneur, que me fait Monsieur **Fethi KHELFAOUI** en acceptant de présider le jury et cela malgré ses multiples occupations.*

*J'adresse mes vifs remerciements et toute ma gratitude à Madame **Oum-El-kheir BABAHANI** pour l'intérêt qu'elle a porté à ce modeste travail, en acceptant de faire partie du jury.*

*JE REMERCIE EGALEMENT TOUT MEMBRE DU LABORATOIRE DE RAYONNEMENT ET PLASMA ET PHYSIQUE DES SURFACE (**LRPPS**).*

*Nos sincères remerciements vont également à nos amies les étudiantes de la **promotion de physique de rayonnement de l'année 2013-2014**, chacun avec son nom.*

SOMMAIRE

Sommaire

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale.....(1)

Chapitre I: Généralités des plasmas

I-1 Introduction.....(3)

I-2 Un peu d'histoire.....(3)

I-3 Génération d'un plasma électrique.....(3)

I-3-1 Décharge à courant continu (DC).....(3)

I-3-2 Décharge radio fréquence (RF).....(8)

I-3-3 Décharges micro-ondes.....(9)

I-4 L'intérêt de la technologie plasma.....(9)

I-5 Caractéristiques sur les plasmas.....(9)

I-5-1 La température électronique.....(9)

I-5-2 La densité électronique.....(9)

I-5-3 Taux d'ionisation.....(10)

I-5-4 fréquence plasma électronique et la fréquence plasma ionique.....(10)

I-6 Paramètres du plasma.....(10)

I-6-1 La longueur thermique de d_e Broglie.....(10)

I-6-2 La longueur de Landau r_0 et le paramètre de couplage Ξ(11)

I-6-3 La longueur de Debye.....(11)

I-6-4 Paramètre plasma Λ(12)

I-7 Collisions dans le plasma.....(12)

I-7-1 Collisions élastiques.....(12)

I-7-2 Collisions inélastiques.....(12)

I-7-3 Les collisions avec transfert de charge.....(13)

I-8 Modèles d'équilibre dans les plasmas.....(14)

I-8-1 Équilibre thermodynamique complet.....(14)

I-8-1-1 Loi de Maxwell.....(14)

I-8-1-2 la loi de Boltzmann.....(14)

I-8-1-3 la loi de Saha.....(16)

I-8-1-4 Loi de Planck.....(15)

I-8-1-5 Loi de Dalton.....(16)

I-8-1-6 Loi de neutralité électrique.....	(16)
I-8-2 Equilibre thermodynamique local.....	(16)
I-8-3 Equilibre thermodynamique local partiel.....	(17)
Chapitre II :Etude profil de raies et spectroscopique	
II-1 Introduction	(19)
II-2 Notion de spectre.....	(19)
II-3 Spectre UV-Visible.....	(19)
II-4 Intensité et profil d'une raie d'émission.....	(20)
II-4-1 Intensité d'une raie d'émission.....	(20)
II-4-2 Détermination de la température électronique.....	(20)
II-4-2-1 Méthode du rapport d'intensités relatives de deux raies.....	(20)
II-4-3-1 Les intensités totales de raies 1 et 2.....	(20)
II-5 Profil d'une raie d'émission.....;	(20)
II-6 Phénomènes d'élargissement.....	(22)
I-6-1 Elargissement nature.....	(22)
II-6-2 Elargissement Doppler.....	(23)
II-6-4 Élargissement Stark.....	(23)
II-6-5 Elargissement de Van der Waals.....	(24)
II-6-5 Effet Zeeman en champ faible.....	(26)
II-6-6- Elargissement instrumental.....	(26)
II-7 La forme d'une raie spectrale.....	(27)
II-7-1 Forme Gaussien	(27)
II-7-2 Forme Lorentzien.....	(27)
II-7-4 forme composé.....	(27)
II-8 Spectroscopie.....	(28)
Chapitre III :Le diagnostic Spectroscopique	
III-1 Introduction.....	(32)
III-2 Dispositif Expérimental.....	(32)
III-2-1 Description du dispositif expérimental	(33)
III-3 Les spectres théoriques.....	(34)
III-3-1 Programme de calcul de profil de raie.....	(34)
III-4 Méthode du diagnostic spectroscopique.....	(41)
III-4-1 Méthode de rapport d'intensité de deux rai.....	(41)
III-5 Déterminations les densités ($N_e, N_{He}, N_{He^+}, N_0$).....	(42)

III-5-1 Détermination de la densité électronique.....	(42)
III-5-2 Détermination de la densité des neutres.....	(44)
III-5-3 Discussions des résultats de la densité.....	(44)
III-6 détermination la température électronique (T_e).....	(45)
III-6-1 Discussions des résultats de la température.....	(45)
III-7 Conclusion.....	(46)
Conclusion général.....	(48)

Références

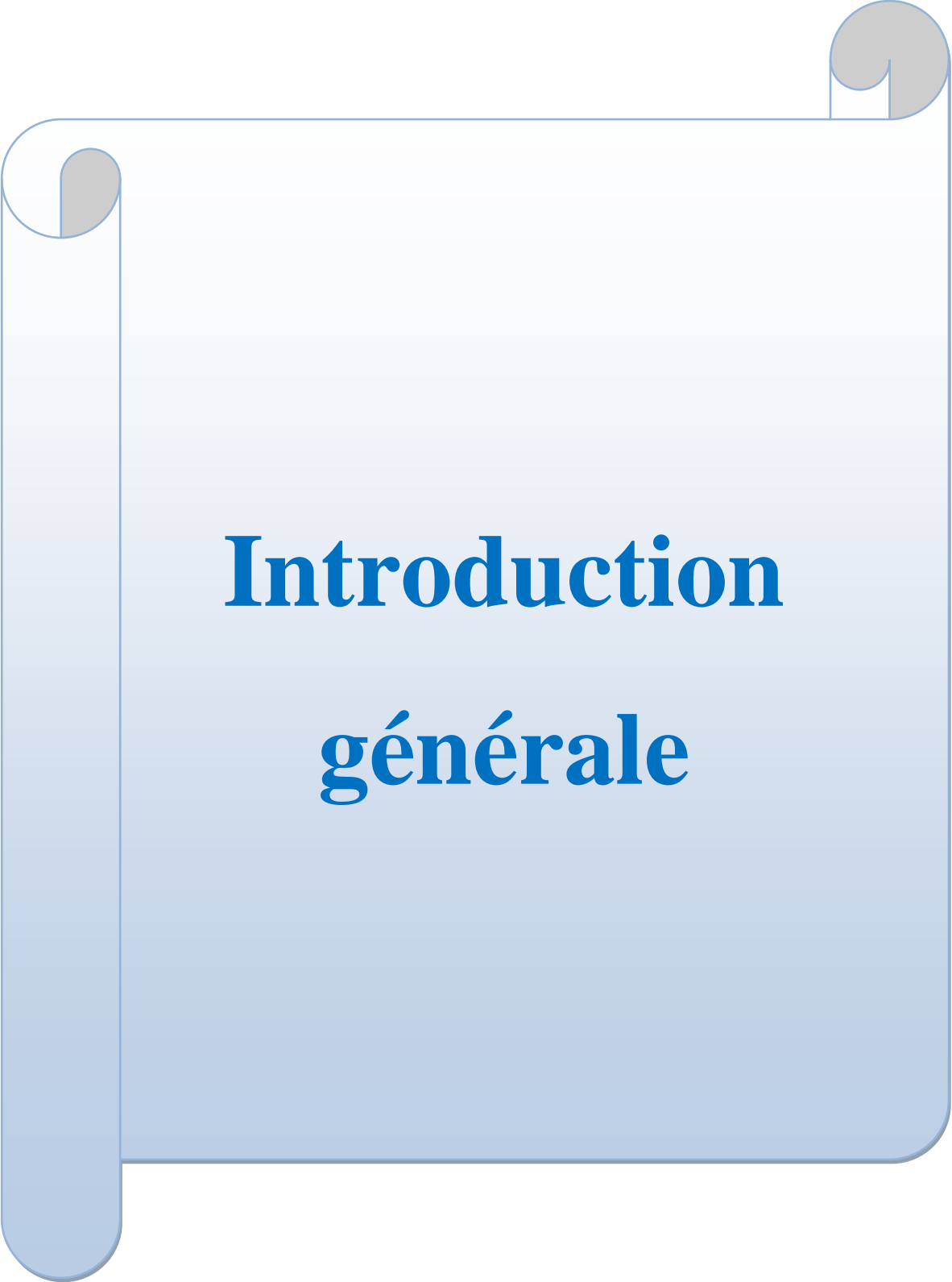
Résumé

La liste des figures

Fig. I-1: La Production d'un plasma par une décharge continue.....	(4)
Fig. I-2: Les Caractéristiques courant-tension d'une décharge continue.....	(4)
Fig. I-3: Une décharge luminescente normale.....	(7)
Fig. I-4 : Une décharge Radiofréquence avec couplage capacitif.....	(8)
Fig. II-1: Grandeurs caractéristiques du profil.....	(22)
Fig. II-2: Le dispositif expérimental de spectroscopie d'émission optique.....	(29)
Fig. III-1 : Montage expérimental de mesure du rayonnement émis par plasma de décharge MW	(33)
Fig. III-2 : Spectre expérimental.....	(34)
Fig. III-3 : Organigramme	(37)
Fig.III-4 : Spectre de He	(38)
Fig. III-5 : Spectre de He ⁺	(38)
Fig.III-6 : Spectre de H.....	(39)
Fig.III-7 : Spectre de Fe.....	(39)
Fig. III-8 : Spectre de O.....	(40)
Fig. III-9 : Spectre de Al.....	(40)

La liste des tableaux

- Le tableau III-1** les donnés de la physique atomique pour quelque spectres et les intensités expérimentales concernant l'atome de He.....(42)
- Le tableau III-2** les donnés de la physique atomique pour quelque spectres et les intensités expérimentales concernant l'atome de He^+(42)
- Le tableau III-3** Les densités (N_e, N_{He}, N_0).....(44)



Introduction générale

Introduction générale

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, ils font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques.

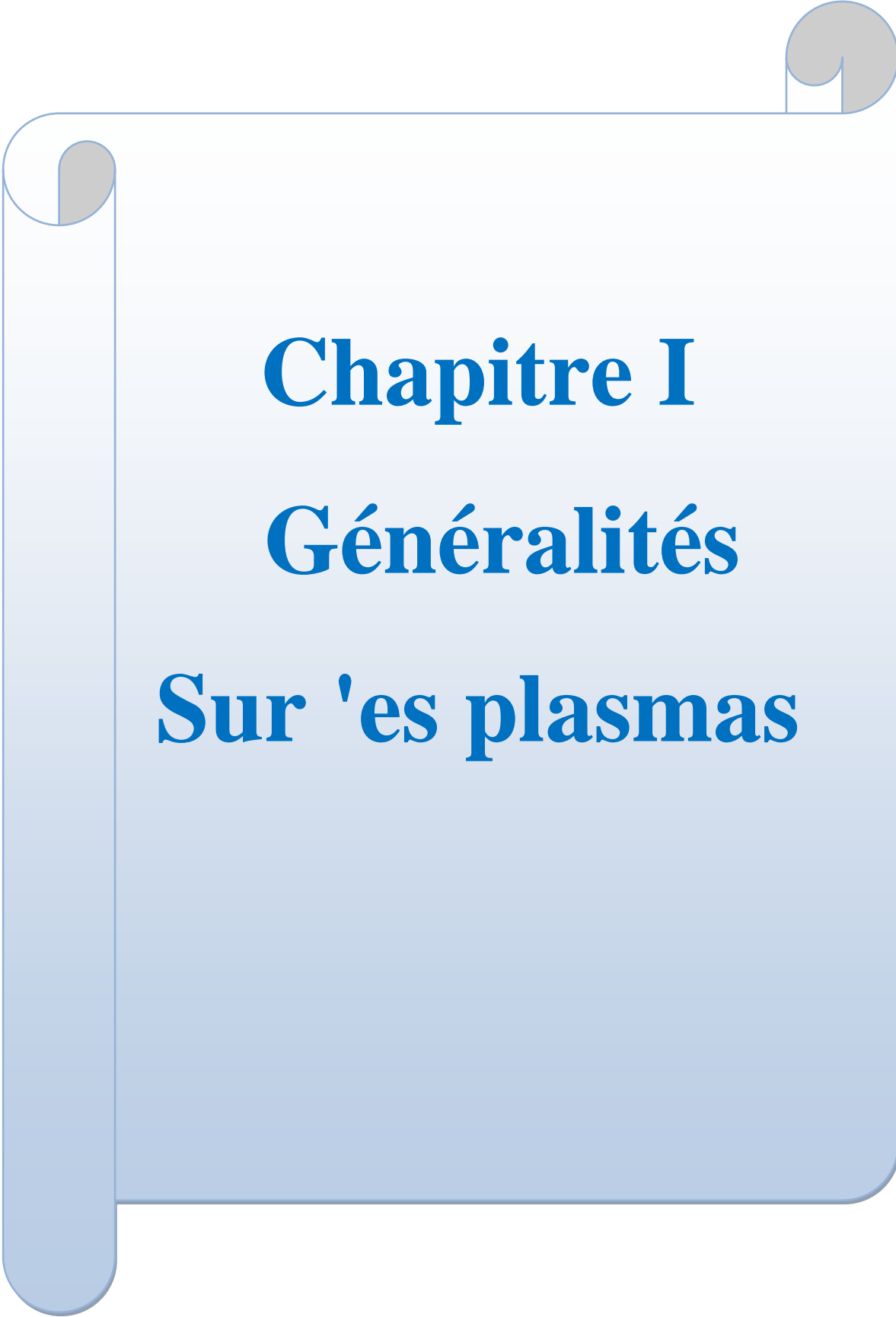
La spectroscopie des plasmas, est l'étude des radiations électromagnétiques émises par un milieu ionisé [1]. La spectroscopie d'émission optique est une technique fréquemment utilisée dans la caractérisation des plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres internes de la décharge [2]. Elle consiste à analyser le spectre de la lumière émise par le plasma.

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des spectres expérimentaux, émis par le plasma de décharge micro-onde (la fréquence commerciale est 2450 Mhz)[Mr. Shakhmatov et al].

Notre mémoire est réparti en trois chapitres organisés de la manière suivante:

- ❖ Dans le premier chapitre, nous donnerons quelques définitions relatives aux plasmas d'une manière générale, et de la décharge électrique en particulier, avec des classifications du plasma et leurs paramètres électriques. Nous présenterons aussi les types de collisions et les lois de l'équilibre thermodynamique complet, et les conditions de l'équilibre thermodynamique local.
- ❖ Dans le deuxième chapitre, nous verrons les profils des raies et les causes des élargissements principales, les largeurs de raies à mi-hauteur, en faisant une revue sur les formes des profils des raies spectrales. Nous présenterons aussi la Spectroscopie d'émission optique.
- ❖ Dans le troisième chapitre, nous commençons par la description du dispositif expérimental utilisé pour enregistrer les spectres émises, avant de présenter notre modèle de diagnostic. Nous avons étudié les intensités relatives des pics pour le diagnostic de la température et la densité électronique.

A la fin, nous exposons, et nous discutons nos résultats, en faisant une comparaison entre les spectres expérimentaux obtenus, en se basant sur notre modèle, et les spectres théoriques résultants.

A decorative graphic of a scroll with a light blue gradient and rounded corners. It features three grey scroll-like elements at the top corners and a vertical tab on the left side.

Chapitre I

Généralités

Sur 'es plasmas

Chapitre I:Généralités 'es le plasmas

I-1 Introduction

La plupart des matériaux qui composent l'univers, dans le cas du plasma et partagent toutes sortes de plasma comme le sujet et expliquent les mêmes mécanismes et géré par les mêmes lois de la physique et ainsi en fonction des quantités de ses arguments comme vous le savez la situation de plasma quatrième article d'être le cas Lahey solide, ni liquide, ni gazeux Il s'agit d'un cas de dilué comme gaz substance à elle est composée de particules et les électrons chargés et les ions positifs rend le centre une certaine proportion globale électriquement neutre.

I-2 Un peu d'histoire

Dès 1923, Irving LANGMUIR et Levy TONKS, deux chimistes américains travaillant chez General Electric, observent le mouvement d'oscillation collective d'un nuage d'électrons pendant une décharge dans le mercure à basse pression. Ce nuage brillant et ondulant leur fait penser au plasma sanguin[3].Le mot est dérivé du plasma grec ancien, qui comprend les icônes célèbres($\alpha\beta\delta\lambda\sigma\theta\omega\mu$) [4].

I-3 Génération d'un plasma électrique

En exploitant les propriétés électriques du plasma, nous pouvons éviter la nécessité d'utiliser des températures élevées. A cause de la présence des particules chargées (électrons et ions), nous pouvons les chauffer en appliquant un champ électrique, tout en gardant fixes les températures des atomes gazeux neutres (température ambiante). Notamment les électrons, avec une masse plus faible sont facilement accélérés et leurs énergies, avec des valeurs de la température électronique (T_e) comprises entre 1 et 10 eV, sont suffisantes pour ioniser les atomes neutres. [5].

I-3-1 Décharge à courant continu (DC):

La décharge luminescente à basse pression est le plus ancien des plasmas froids. Comme le montre la figure I-3, cette décharge est réalisée entre une cathode et une anode où

une différence de potentiel est appliquée aux bornes du tube à travers une résistance de charge R par un générateur de f.é.m. V_0 . En agissant sur la valeur de la résistance R et celle de la tension V_0 , on peut faire varier le courant i , pour des pressions voisines du Torr, soit du mbar ou de Pascal ($760 \text{ Torr} = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pascal}$)

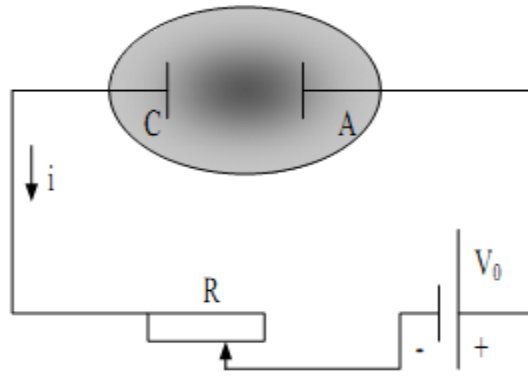


Fig. I-1 Production d'un plasma par une décharge continue [6].

Ainsi, on obtient une caractéristique courant-tension de la décharge comme on la représente dans la figure I- 4. Cette courbe montre plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement, que nous allons décrire

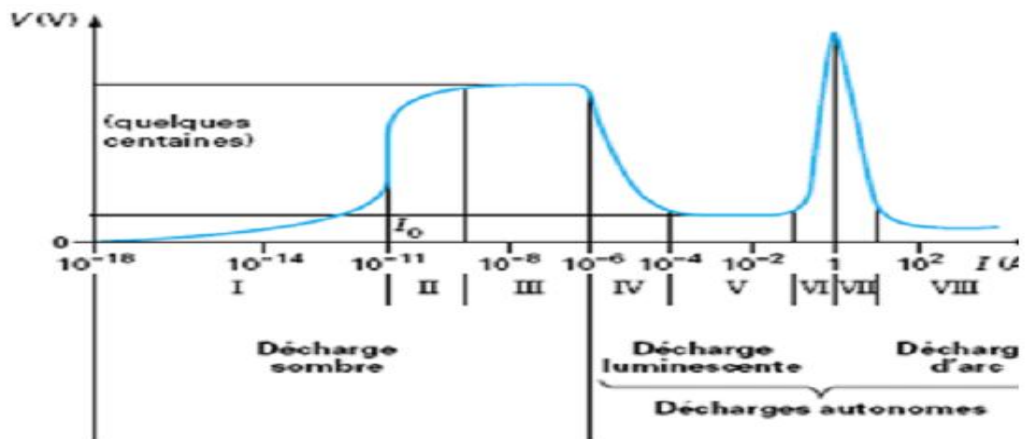


Fig. I-2 Caractéristique courant-tension d'une décharge continue[7].

A- La décharge sombre

Elle contient les régions suivantes

Région I : décharge non autonome sans multiplication électronique

Lorsqu'on augmente le courant I de la décharge, il y a augmentation de la tension comme ces deux grandeurs sont faibles, il n'y a pas donc ionisation ni création de porteurs et donc la décharge ne peut s'entretenir d'elle-même. Pour cette raison, elle est dite non autonome.

Région II : décharge non autonome avec multiplication électronique

Si l'on augmente suffisamment le courant, la tension appliquée à l'électrode se remet à croître, caractérisant une amplification de l'ionisation et une multiplication électronique. Cet effet se produit lorsque, sous l'action du champ appliqué, certains électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser une particule neutre créant de nouveaux électrons susceptibles à leur tour d'ioniser le gaz.

Région III : Décharge de Townsend

Le courant se met à croître plus vite. Le nouveau mécanisme d'ionisation responsable de cette augmentation du courant et l'émission secondaire due au bombardement de la cathode par des ions positifs.

B- Décharge luminescente (autonome)

Elle s'étale sur cinq régions possibles:

Régions IV et VI:

Ce sont deux régions de transition au voisinage de la région V (fig. I-2). Elles sont appelées respectivement décharges luminescentes sub-normale et anormale.

Région V:

C'est la décharge luminescente normale qui constitue un régime familier, puisqu'il est utilisé notamment dans les tubes d'éclairage (tubes à néon, tubes fluorescents).

Dans les décharges luminescentes d'autres phénomènes et propriétés peuvent apparaître

Comme:

- L'apparition d'une charge d'espace avec une non uniformité du champ électrique axial.
- Luminosité visible à l'œil
- Non homogénéité de la décharge, mise en évidence par la répartition de cette luminosité en cinq zones différentes illustrées sur la figure I-2, représentant respectivement:

1- L'espace cathodique:

Elle est caractérisée par l'émission d'électrons secondaires de la cible, elle comporte une zone dite « gaine cathodique ».

2- La lueur négative:

C'est la zone la plus lumineuse de la décharge, cela est dû à de nombreux processus qui peuvent être des collisions [entre (électron-électron), (électron-ion), (électron-neutre)...etc.] ou des excitations et des désexcitations.

Le mouvement des électrons est désordonné, et le champ électrique devient quasi nul.

3- L'espace sombre de Faraday:

L'émission de lumière et d'énergie des électrons sont faibles donc pas d'ionisation, et la présence de particules négatives conduit à l'accroissement du champ électrique. Ce qui crée une nouvelle accélération des électrons.

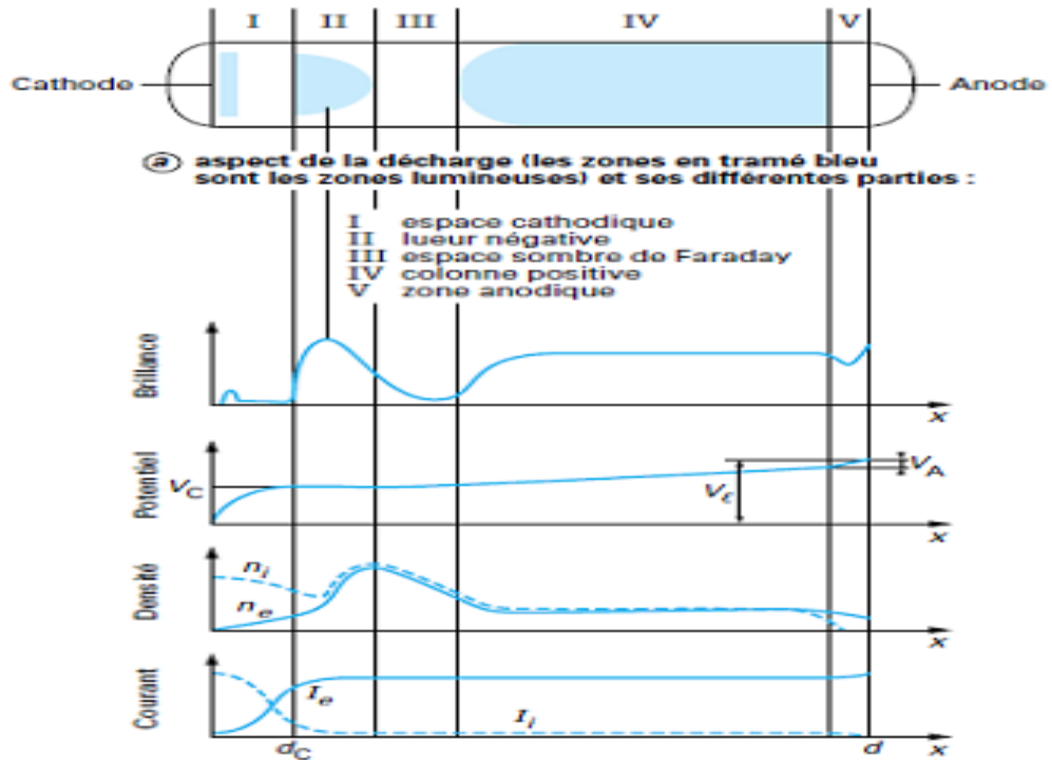


Fig. I-3 architecture d'une décharge lumineuse normale [8].

4- La colonne positive:

Elle est caractérisée par des propriétés électriques et spectrales constantes:

- Même concentration d'électrons et d'ions.
- La décharge est maintenue en équilibre grâce au champ ambipolaire qui donne une accélération aux ions et fait ralentir les électrons.

■ Une distribution de vitesse isotrope pour chaque type de particules, avec une température électronique très supérieure à celle des ions et des neutres.

■ Enfin, la constance des densités de courant (la densité de courant ionique (j_i) est

beaucoup plus faible que la densité de courant électronique (j_e)) qui traduit l'équilibre entre l'ionisation par les électrons et les pertes de particules chargées vers les parois du tube, sur la surface duquel elles se recombinaient [8].

5- La zone anodique:

l'anode attire les électrons et repousse les ions de la décharge. Il se forme, au voisinage, une gaine de charge d'espèce généralement négative, correspondant à une chute de potentiel importante, dite chute anodique.

I-3-2 Décharge radio fréquence (RF):

-Pour résoudre le problème de dépôts des isolants, on utilise une alimentation alternative

-le comportement des gaz utilisés dépend de la fréquence du signal de décharge RF PECVD sont les plus utilisées. La fréquence d'oscillations du plasma est définie comme suit[9]:

$$F_{PI} = \sqrt{\frac{N_i e^2}{m_i \epsilon_0}} \quad [\text{HZ}] \quad (\text{I-1})$$

Où

N_i : densité des ions.

m_i : Masse des ions .

e : charge élémentaire des électrons.

ϵ_0 : Permittivité du vide.

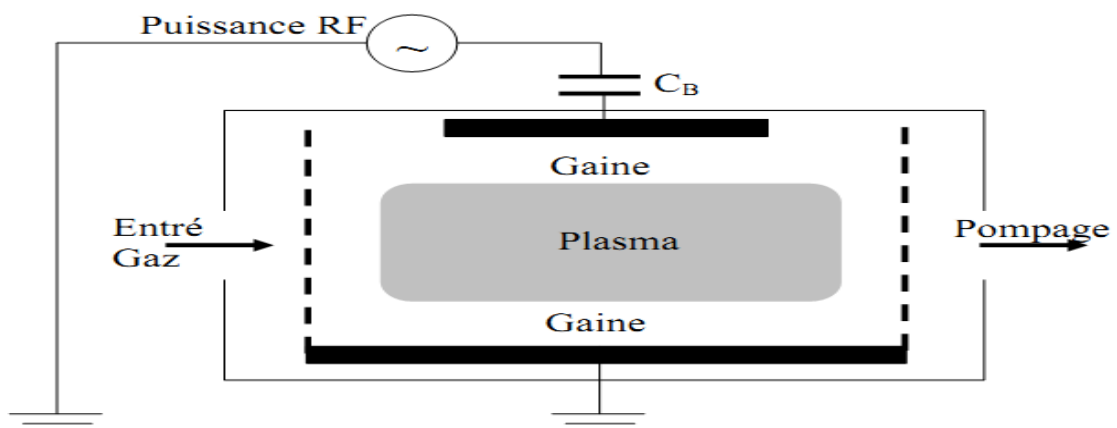


Fig. I-4: d'une décharge Radiofréquence avec couplage capacitif [10].

I-3-3 Décharges micro-ondes:

C'est la méthode la plus couramment utilisée pour les applications industrielles. Elle permet de réaliser des couches sur de grandes surfaces avec une vitesse de croissance

Relativement élevées. Le plasma est produit en utilisant une fréquence de 2.45GHz générée par un banc constitué d'un magnétron, d'un guide d'onde, d'un adaptateur d'impédance et d'un répartiteur de puissance[10].

I-4 dépôt assiste par plasma

La technologie plasma offre plusieurs avantages:

- ✓ Elle permet de couvrir de grandes surfaces avec peu de matière d'où un coût de revient plus faible.

Elle permet aussi d'obtenir une grande variété de matériaux existants et de nouveaux matériaux avec des propriétés électriques, chimique, mécaniques, thermique très différentes en changeant uniquement quelque paramètres de dépôts. De plus, les dépôts peuvent être effectués à basse température contrairement aux autres techniques(pulvérisation, oxydation thermique..), ce qui permet l'utilisation de substrat sensible à l'agitation thermique

- ✓ C'est une technique écologique (utilise peu de matériaux et génère peu de déchets) et facile à mettre en œuvre dans l'industrie[9].

I-5 Caractérisation des plasmas

I-5-1 La température électronique:

T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin ($^{\circ}\text{K}$) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique $\{k T_e\}$ (en électron -volt eV) avec k la constante de Boltzmann, sachant que $1 kT_e \approx 1,4 \times 10^4 \text{ K}$ [12].

I-5-2 La densité électronique:

La densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unités de volume (cm^{-3})[12].

I-5-3 Taux d'ionisation:

le taux d'ionisation τ_i représente le rapport du nombre d'électrons libres sur le nombre de particules totales $N_e + N$, où N est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par :

$$\tau_i = \frac{N_e}{N_e + N} \quad (\text{I-2})$$

On utilise également le rapport N_e/N qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions entre particules chargées et neutres [12].

I-5-4 fréquence plasma électronique et la fréquence plasma ionique:

La fréquence plasma est une fréquence fondamentale qui intervient à tout instant dans la physique des plasmas. La fréquence plasma électronique ω_{pe} est définie par [13]:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{I-3})$$

Pour un plasma d'une seule espèce d'ion, la fréquence plasma ionique ω_{pi} est définie par [13]:

$$\omega_{pi} = \left(\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 M} \right)^{1/2} \quad (\text{I-4})$$

Où n_e et n_i sont les densités des électrons et des ions, m_e et M sont la masse de l'électron et de l'ion, respectivement, e est la charge élémentaire et ϵ_0 est la permittivité du vide

I-6 Paramètres du plasma

I-6-1 La longueur thermique de Broglie λ_{th}

La comparaison de la longueur thermique de Broglie λ_{th} avec la distance entre deux particules permet de rendre compte de l'importance des effets quantiques [13]:

$$\frac{\lambda_{th}}{d_e} = d_e / \left(\frac{h}{\sqrt{m_e k T_e}} \right) \approx 5 \cdot 10^4 \sqrt{T_e (K)} \cdot [n_e (cm^{-3})]^{-1/3} \quad (\text{I-5})$$

$$(d_e = n_e^{-1/3}) \quad (\text{I-6})$$

Ce rapport revient à comparer la température du plasma à la température de Fermi[13]:

$$\frac{d_e}{\lambda_{th}} \propto \sqrt{\frac{T_e}{T_F}} \quad (\text{I-7})$$

- Plasmas cinétiques ou classiques : $d_e \gg \lambda_{th}$ (faible densité ou forte température).

- Plasmas quantiques ou gaz dégénérés : $d_e \ll \lambda_{th}$ Ex : électrons dans un métal, naines blanches.

I-6-2 La longueur de Landau r_0 et le paramètre de couplage Ξ :

Le paramètre de couplage Ξ permet de comparer l'agitation thermique des particules et leur interaction coulombienne[13]:

$$\Xi = \frac{E_p}{E_c} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d_e} \right) / K T_e \approx 1.17 \cdot 10^{-3} \left[\frac{n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e^3 (\text{K})} \right]^{-1/3} \quad (\text{I-8})$$

$$(d_e = n_e^{-1/3}) \quad (\text{I-9})$$

-Ce paramètre peut être exprimé en fonction de la longueur de Landau r_0

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K T_e} \quad (\text{I-10})$$

$$\Xi \equiv \frac{r_0}{d_e} \quad (\text{I-11})$$

Plasmas cinétiques ou classiques, où le désordre domine : $\Xi \ll 1$

Plasmas faiblement corrélés : $\Xi < 1$

Plasmas fortement corrélés ou denses, où l'interaction coulombienne domine et donne naissance à des structures de nature fluide voire cristalline : $\Xi > 1$

I-6-3 La longueur de Debye:

La longueur de Debye est l'échelle spatiale au delà de laquelle les effets coulombien d'une particule chargée sont écartés:

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T_e}{e^2 n_e}} \approx 7 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{T_e (\text{K})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} \quad (\text{I-12})$$

Le rapport Λ permet de comparer l'importance relative des interactions collectives et des interactions binaires [13].

I-6-4 Paramètre plasma Λ :

$$\Lambda = \left(\frac{\lambda_D}{d_e}\right)^3 = n_e \lambda_D^3 \quad (\text{I-13})$$

- Plasmas cinétiques ou idéaux où beaucoup de particules interagissent de manière collective : $\Lambda \gg 1$ [13].
- Plasmas faiblement ou fortement corrélés, où les particules interagissent de manière individuelle : $\Lambda < 1$ [13].

I-7 Collisions dans le 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, quelques changements mesurables se produisent, on dit qu'une collision a eu lieu.

C'est de ces collisions que se déroule la formation des espèces réactives de plasma.

Il existe en réalité plusieurs types de collision [5].

I-7-1 Collisions élastiques:

Lors de ces collisions, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement sont conservées. Les particules lourdes échangent très facilement leur énergie par collision élastique alors que, lors de la collision d'un électron et d'une particule lourde, la fraction d'énergie est très faible.

Un électron devra donc subir des milliers de collisions élastiques pour perdre son énergie [5].



\mathbf{A} : Atome neutre.

I-7-2 Collisions inélastiques:

Ce sont des collisions où une partie de l'énergie cinétique E_{cin} est transformée en énergie interne (c'est-à-dire $\Delta E_{cin} < 0$).

Il convient cependant que ΔE_{cin} doit être au moins égal à l'énergie interne de l'atome ou de la molécule. Les électrons cèdent une partie de leur énergie cinétique et engendrent des processus d'excitation, de dissociation, d'ionisation et d'attachement. Les collisions inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réaction physico-chimique qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques de gaz [5].



A^* : Atom excites

I-7-3 Les collisions avec transfert de charge:

Où l'ion A^+ devient neutre A rapide, et le neutre B, initialement à l'énergétique

devient neutre A rapide, et le neutre B, initialement à la température du gaz, devient B^+ :



1- L' ionisations: Dans le cas des décharges RF basse pression, l'ionisation du gaz est due au processus d'interaction électron molécule. La collision entre un électron et une molécule donne un électron diffusé, un électron éjecté et un ion positif. Ces deux électrons sont accélérés par le champ électrique et donnent un nouveau processus[5].



2-L'attachement:

L'électron peut être saisi par une molécule pour donner un ion négatif. Ce processus se produit surtout lorsque le gaz est électronégatif[5].



3- Le détachement électronique:

La collision d'un ion négatif avec un neutre donne deux neutres A et un électron émis[5].



4- La conversion ionique:

L'impact d'ion sur une molécule conduit à la dissociation de cette molécule et l'apparition d'un nouveau type d'ion.

I-8 Modèles d'équilibre dans les plasmas

I-8-1 Équilibre thermodynamique complet:

Les plasmas en équilibre thermodynamique complet sont caractérisés par les quatre lois [14]:

1-La loi de distribution des vitesses de Maxwell (Température cinétique).

2-La loi de Boltzmann (Température d'excitation)..-

3-La loi de Saha (Température d'ionisations).

4-La loi de Planck corps noir (Température de couleur).

1-8-1-1 Distribution de Maxwell-Boltzmann:

La loi de Maxwell établit la distribution Maxwell-Boltzmann des vitesses microscopique, v , des particules. Pour les électrons, dans le cas d'une distribution isotrope,

$$F(V) = 4\pi V^2 \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mV^2}{2K_B T}\right) \quad (\text{I-20})$$

Où K_B est la constante de Boltzmann, m_e la masse des électrons la température T étant exprimée en Kelvin[15].

I-8-1-2 la loi de Boltzmann:

La densité des niveaux des atomes excités et des ions est donnée par la loi de distribution de Boltzmann, soit entre deux niveaux h et b [16]:

$$\frac{N_h}{N_b} = \frac{g_h}{g_b} \exp\left(-\frac{E_h - E_b}{KT}\right) (\text{I-21})$$

N_h, N_b : Densités des niveaux h et b .

E_h, E_b : Énergies des niveaux h et b .

g_h, g_b : poids statistiques des niveaux h et b .

I-8-1-3 la loi de Saha:

L'équilibre entre l'ionisation et la recombinaison est donné par la loi de Saha-Eggert

(en 1920)[17].

$$\frac{N_e N_i}{N_0} = A_2(T) \exp\left(-\frac{(E_{\text{ion}} + \delta E)}{K_B T}\right) \quad (\text{I-22})$$

Où E_{ion} Est l'énergie d'ionisation.

δE Est la correction d'énergie.

N_i Est la densité d'ions positifs.

N_0 Est la densité des neutres.

N_e Est la densité électronique.

Avec:

$$A_2(T) = \frac{B_e^{\text{int}}(T) B_{Q^+}^{\text{int}}(T)}{B_Q^{\text{int}}(T)} \frac{(2\pi\mu K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \quad (\text{I-23})$$

$B_e^{\text{int}}(T) = 2$ (la fonction de partition pour les électrons).

Où $\mu \approx m_e$ (la masse de l'électron).

La relation (I-26) devient:

$$\frac{N_e N_i}{N_0} = \frac{2 \times B_Q^{\text{int}}(T)}{B_Q^{\text{int}}(T)} \frac{(2\pi\mu K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{\text{ion}} + \delta E)}{K_B T}\right) \quad (\text{I-24})$$

I-8-1-4 Loi de Planck (Corps noir):

La loi de Planck caractérisant la distribution de la lumière spectrale de la source en fonction de la longueur d'onde (ou fréquence).

La loi de Planck exprime la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps et par unité de surface d'un corps noir à la température T d'une direction donnée, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde au voisinage d'une longueur d'onde. Cette grandeur

correspond à la luminance spectrale et elle ne dépend que de la température T et de la longueur d'onde λ (ou fréquence). La loi décrivant la luminance spectrale d'un corps noir à la température T est donnée par Planck (sert à identifier la grandeur relative au corps noir)[18].

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (\text{I-25})$$

I-8-1-5 Loi de Dalton:

La pression totale P du plasma est reliée aux températures T_i de chacune des catégories de particules du milieu par l'intermédiaire de la densité de ces particules[16]:

$$p = \sum_i P_i = \sum_i k_B T_i N_i \quad (\text{I-26})$$

I-8-1-6 Loi de neutralité électrique:

Le plasma est électriquement neutre[16].

$$N_e q_e + N_p q_p + N_n q_n = 0 \quad (\text{I-27})$$

$$N_e = \sum_i z_i N_i \quad (\text{I-28})$$

« N_e »: La densité de électrons.

« q_e »: La charge de électrons.

« N_p »: La densité de ion positif.

« q_p »: La charge de ion positif.

« N_n »: La densité de ion négatif.

« q_n »: La charge de ion négatif.

I-8-2 Equilibre thermodynamique local:

Dans tout le plasma on peut, dans certaines conditions définir un état Equilibre thermodynamique Local. La température locale d'équilibre T est supposée connue en

ce point du plasma. Tout les lois, à l'exception de celle de Planck, sont valables localement. [19].

I-8-3 Equilibre thermodynamique local partiel:

Lorsque la densité est trop faible (en particulier la densité électronique), le nombre de collision par unité de temps n'est plus suffisant pour assurer la micro réversibilité de ces deux niveaux. L'équilibre de Boltzmann n'est alors réalisé que pour les états les plus excités (proche de la limite d'ionisation)[17]. Les niveaux d'énergie voisins du niveau fondamental ont des temps de vie radiatifs tellement courts comparés au temps entre deux collisions électron-neutre qu'ils se dépeuplent de façon radiative plutôt que par collision électronique, échappant ainsi à la cinétique des électrons (loi de SAHA et loi de BOLTZMANN); par contre les niveaux supérieurs, ceux situés sous le premier niveau de l'ion, parce qu'ils subissent un plus grand nombre de collisions que les états inférieurs sont en équilibre collisionnel avec les électrons, et la loi de BOLTZMANN, dans laquelle on pose, permet de déterminer leur densité de population. Par ailleurs, la température du gaz (principalement celle des atomes dans l'état fondamental parce que plus nombreux), notée T_g , est telle que [20].



Chapitre II

Etude

Des Profils de rais

Et La

Spectroscopie

Chapitre II :Etude du profil de rais et spectroscopique**II-1 Introduction**

Les plasma sont étudiés par le rayonnement électromagnétique émis par l'analyse du spectre de qui contenait ce que qualitatif, pour voir les éléments qui composent le plasma et quantifiée, pour déterminer son orientation et des températures et, plus généralement, nous pouvons dire que le rayonnement entrant à partir du plasma de diagnostic est important de connaître l'état du plasma.

II-2 Notion de spectre

La lumière est un élément indispensable à la perception de la couleur. Lorsque nous sommes dans le noir, nous sommes incapables de déterminer la couleur d'un objet.

Au même titre que les ondes radio, la lumière peut être définie comme un rayonnement électromagnétique, c'est-à-dire un ensemble de radiations ou d'ondes électromagnétiques produites par la propagation de particules lumineuses, les photons.

Une radiation électromagnétique est caractérisée par sa longueur d'onde λ exprimée en mètres (m) [21].

II-3 Spectre UV-Visible

Cette spectroscopie fait intervenir une radiation électromagnétique d'énergie notablement élevée. Le domaine utile de longueur d'onde dans les appareils est:

Ultraviolet : $200 \leq \lambda \leq 400\text{nm}$ Visible : $400 \leq \lambda \leq 800\text{nm}$.

Ce type de spectroscopie est très utile pour étudier les structures électroniques des molécules insaturées et pour mesurer l'étendue de leur conjugaison[21].

I-4 Intensité et profil d'une raie d'émission

II-4-1 Intensité d'une raie d'émission:

Dans le cas des plasmas optiquement minces, supposés en équilibre thermodynamique local, une relation simple donne l'intensité I_{mn} d'une raie d'émission. Celle-ci est proportionnelle à la densité N_m du niveau supérieur de la transition $m \rightarrow n$ et à la probabilité A_{mn} [22]:

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h \nu_{nm} \quad (\text{II-1})$$

La connaissance de l'intensité absolue d'une raie d'émission et de la densité N_m rend possible la détermination des caractéristiques du plasma. En combinant l'équation Boltzmann (I-24), nous calculons la température du milieu [22].

II-4-2 Détermination de la température électronique:

Plusieurs méthodes permettent de déterminer les températures de plasma. Nous pouvons citer : le rapport d'intensités relatives entre deux raies [15].

II-4-2-1 Méthode du rapport d'intensités relatives de deux raies:

Cette méthode consiste à faire le rapport des intensités entre deux transitions radiatives dont les niveaux d'énergies de départ vérifient les conditions d'équilibre thermodynamique local pour une température donnée [15].

II-4-2-2 Les intensités totales de raies 1 et 2:

$$I_1 = N_m A_1 h c / \lambda_1 \quad (\text{II-2})$$

$$I_2 = N_n A_2 h c / \lambda_2 \quad (\text{II-3})$$

Où A_1 et A_2 sont les probabilités d'émission spontanée correspondantes, N_m , N_n ; à l'équilibre thermodynamique local les populations des niveaux m et n sont données directement par la loi de Boltzmann en fonction de la température du milieu.

$$N_m = (N_{H_e} g_m / B_{H_e}(T)) \exp(-E_m / k_B T) \quad (\text{II-4})$$

$$N_n = (N_{H_e} g_n / B_{H_e}(T)) \exp(-E_n / k_B T) \quad (\text{II-5})$$

B_{H_e} : est la fonction de la partition H_e

R Soit et le rapport entre les deux intensités de pics:

$$R = I_1 / I_2 \quad (\text{II-6})$$

$$T (K) = (E_m - E_n) / \ln K_B (\lambda_1 A_2 g_n R / \lambda_2 A_1 g_m) \quad (\text{II-7})$$

$$T (eV) = (E_m - E_n) / \ln (\lambda_1 A_2 g_n R / \lambda_2 A_1 g_m) \quad (\text{II-8})$$

L'incertitude relative sur la température est donnée par la formule suivante : [23]

$$\frac{\Delta T}{T} = \left[\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta(A_2/A_1)}{A_2/A_1} \right] \frac{1}{(E_n - E_m)} \quad (\text{II-9})$$

II-5 Profil d'une raie d'émission:

Une raie d'émission a de façon intrinsèque une certaine largeur, 'la largeur naturelle'. Idéalement, un atome isolé, ne subissant aucune interaction, présenterait un spectre de raies ayant ce type de largeur. Dans la réalité, il existe plusieurs effets responsables de l'élargissement des raies d'émission: l'effet Doppler statistique, l'élargissement dû aux collisions (de type Van der Waals) et l'élargissement Stark.

Ces effets peuvent être combinés, alors la convolution de plusieurs profils est observée. [22]

- Les grandeurs caractéristiques d'un profil:

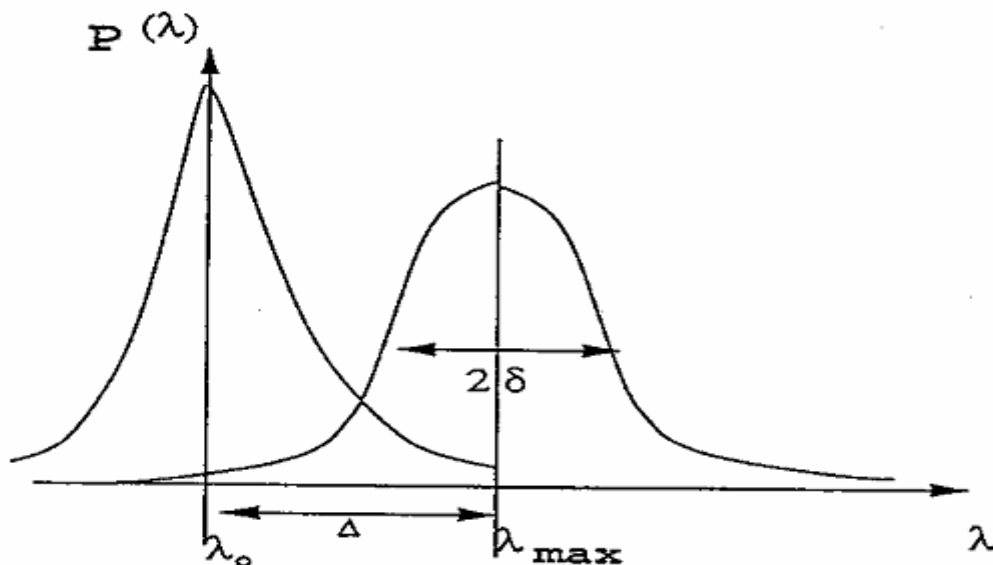


Fig. II-1 Grandeurs caractéristiques du profil[24].

2δ Largeur totale à mi- hauteur;

Δ Déplacement du centre de la raie;

λ_0 Longueur d'onde centrale de la raie;

II-6 Phénomènes d'élargissement

Le profil d'une raie est le résultat de la superposition de plusieurs phénomènes d'élargissement. Nous citons les élargissements suivants :

II-6-1 Elargissement nature:

On peut démontrer, d'après le principe d'incertitude de Heisenberg, que les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle:

$$\Delta E = \hbar/\tau \quad (\text{II-10})$$

Où ΔE est l'incertitude sur l'énergie d'un niveau et τ est la durée de la vie moyenne de l'état quantique. Si τ_i est la durée de vie moyenne d'un niveau excité i d'énergie E_i ; ce niveau possède une largeur ΔE_i . Du fait de la largeur des niveaux énergétiques, les raies spectrales présentent un élargissement naturel[25].

II-6-2 Elargissement Doppler:

Souvent l'émission (ou l'absorption) du rayonnement par une particule (atome, ion, etc....). Se fait pendant le mouvement par effet Doppler, la fréquence du rayonnement émis est différente de la fréquence émise par la particule au repos. la vitesse moyenne des particules à l'équilibre thermodynamique est liée à la température du milieu. $\Delta\omega_D$ ou l'élargissement du à l'effet Doppler statistique est lié, à la distribution des vitesses de hauteur est $\Delta\omega_D$ pour une fréquence d'émission ω_0

$$\Delta\omega_D = 7.16 \times 10^{-2} \omega_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (\text{II-11})$$

Ou' $\Delta\omega_D$ et ω_0 en eV , T en Kelvin et m en u.m.a.

On voit donc que la largeur de la raie croît avec la température. L'intensité lumineuse de la raie est distribuée suivant une gaussienne.

$$I_V = I_{V0} \left[-\frac{c^2}{\sigma^2 V_0^2} (V - V_0)^2 \right] \quad (\text{II-12})$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (\text{II-13})$$

Avec :

R la constante des gaz parfaits[25].

II-6-3 Élargissement (Stark) :

L'interaction entre le champ électrique crée par les particules chargées et l'atome émetteur provoque un élargissement des niveaux d'énergie de l'atome. Le potentiel résultant de cette interaction particules-atomes dépend de la nature de l'atome émetteur. Pour les atomes d'argon et de cuivre, le déplacement des niveaux d'énergie est proportionnel au carré de l'intensité de la force créée par le champ électrique. La vitesse des électrons étant plus importante que celle des ions, leur comportement vis à vis de l'émetteur et l'élargissement des raies émises par les atomes sont plus difficiles à analyser. L'effet des ions étant souvent faible devant celui des électrons [18].

$$\delta_S [A^\circ] = 2w \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) + 3.5A \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[1 - BN_D^{-1/3} \right] 2w \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) \quad (\text{II-14})$$

$$\text{La contribution électronique est : } 2w \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) \quad (\text{II-15})$$

$$\text{La correction ionique est : } 3.5A \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[1 - BN_D^{-1/3} \right] 2w \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) \quad (\text{II-16})$$

Où $B = 1.2$ (pour les ions) ou $3/4$ (pour les neutres) [sans unité], N_D étant le nombre de particules dans la sphère de Debye.

$$N_D = 1.72 \times 10^9 \frac{T(\text{eV})^{3/2}}{n_e(\text{cm}^{-3})^{1/2}} \quad (\text{II-17})$$

II-6-4 Elargissement de Van der Waals:

L'atome émetteur est alors perturbé par un atome neutre de nature différente ou par un atome identique lorsque le niveau supérieur de la raie n'est pas couplé avec le niveau fondamental. Le potentiel d'interaction est de la forme $\frac{C_6}{r^6}$ (r : étant la distance entre les deux atomes).

Les expressions de la largeur à mi-hauteur et du déplacement sont données dans l'approximation des impacts [26]:

$$2\delta V = 8.16C_6^{2/5} (\bar{V}_0)^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi C} \quad (\text{II-18})$$

$$2\Delta V = 2.94C_6^{2/5} (\bar{V}_0)^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi C} \quad (\text{II-19})$$

N_0 densité des atomes perturbateurs;

\bar{V}_0 Vitesse relative moyenne des deux particules

Avec:

$$V_0 = \sqrt{\frac{8KT}{\pi} \left(\frac{M_a + M_p}{M_a M_p} \right)} \quad (\text{II-20})$$

M_a et M_p étant les masses des deux atomes ;

C_6 : étant la constante d'élargissement donnée par la relation suivante [27]:

$$C_6 = C_{6i} - C_{6j} \quad (\text{II-21})$$

Avec:

$$C_{6i} = \alpha_P \frac{e^2}{h} R_i^2 \quad (\text{II-22})$$

C_{6i} et C_{6j} : sont respectivement les constantes d'élargissement Van Der Waals relative au niveau haut (i) et au niveau bas (j) de la transition (i→j) ;

α_P : est la polarisabilité de l'atome perturbateur ;

R_i : est le rayon moyen de l'atome émetteur dans le niveau excité i.

L'expression de R_i est la suivante :

$$R_i^2 = \frac{1}{2Z^2} a_0 n^{*2} [5n^{*2} + 1 - 3I(I + 1)] \quad (\text{II-23})$$

a_0 : rayon de Bohr ;

I: nombre quantique orbital ;

n^* : nombre quantique effectif qui vaut :

$$n^* = Z \left(\frac{E_H}{E_{\text{ion}} - E_i} \right) \quad (\text{II-24})$$

E: énergie d'excitation de l'atome émetteur ;

E_{ion} : énergie d'ionisation ;

E_H : constante de Rydberg ;

(Z-1) : charge de l'atome émetteur, (Z=1 pour un atome neutre).

Le profil de la raie dans le cas d'élargissement de Van Der Waals (dans l'approximation des impacts) est un profil lorentzien. Par contre, dans l'approximation quasi statique l'interaction de Van Der Waals conduits à un profil de Holt mark de la forme [28] :

$$2\delta V = 8.222\pi^3 N_0^2 \frac{\lambda_0^2}{2\pi C} \quad (\text{II-25})$$

$$2\Delta_V = \frac{8}{27} \pi^3 N_0^2 \frac{\lambda_0^2}{2\pi C} \quad (\text{II-26})$$

II-6-5 Elargissement instrumental:

La précision des mesures spectroscopiques est déterminée par la largeur de la raie à mesurer. 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.[29]

II-7 La forme de la raie

Soit $g(x)$ le profil de la raie en émission en fonction de la longueur d'onde ; cette fonction reflète les différents grandeurs caractéristiques et les processus accompagnant l'émission. Cette fonction $g(x)$ peut avoir un profil simple (profil de Gauss, profil de Lorentz, profil de Voigt) ou un profil composé. Le profil composé résulte de la composition de plusieurs phénomènes.

II-7-1 Forme Gaussien:

Le profil Gaussien est tel que :

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi\beta}} \exp\left(-\frac{x^2}{\beta^2}\right) \quad (\text{II-27})$$

$$\beta = \Delta v_D X = \Delta v = v - v_0 [25].$$

II-7-2 Forme Lorentzien:

Le profil Lorentzien est tel que :

$$L(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{(x^2 + \delta^2)} \quad (\text{II-28})$$

Ou' $x=v - v_{ije}$ et $\delta = \Delta v/2$ [25].

II-7-3 Forme Voigt :

La fonction de Voigt est la composition d'un profil Gaussien et un profil Lorentzien ; elle est approximée par une fonction simple :

$$\Phi(v) = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \frac{1}{\Delta v_0} \exp\left(-\left[\frac{v-v_0}{\Delta v_0}\right]^2\right) \quad (\text{II-29})$$

Où la largeur équivalente $\Delta\nu_0; \Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_G^2$

$\Delta\nu_L$: L'élargissement du profil Lorentzien [25].

II-7-4 forme composé:

Si plusieurs causes agissent simultanément pour élargir une raie, il faut trouver le profil composé. Soient $f(x)$ et $g(x)$ deux fonctions qui caractérisent la distribution de l'intensité dans le cas de deux effets d'élargissement indépendants, le profil composé $F(x)$ est un produit de convolution des deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ tel que :

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-y)g(y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)g(x-y)dy \quad (\text{II-30})$$

Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions Lorentziennes de paramètres γ_1 et γ_2 , $F(x)$ est aussi une fonction Lorentzienne de paramètre γ tel que :

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (\text{II-31})$$

Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions Gaussiennes de paramètres β_1 et β_2 , $F(x)$ est aussi une fonction Gaussienne de paramètre β tel que :

$$\beta_3^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2 \quad (\text{II-32})$$

Si $f(x)$ est Gaussienne et $g(x)$ est Lorentzienne de paramètres β et γ successivement, le profil final est un profil de Voigt [25].

II-8 Effet Zeeman en champ faible

Soit E_0 l'énergie correspondant à l'état propre de l'atome lorsqu'il n'est soumis à aucune interaction extérieure ; lorsqu'on applique un champ magnétique faible B , l'énergie de l'atome devient $E(m_j) = E_0 + W(m_j)$. La valeur initiale de l'énergie E_0 se trouve ainsi remplacée par plusieurs valeurs $E(m_j)$ voisines mais distinctes. C'est l'effet Zeeman et les niveaux d'énergie sont les niveaux Zeeman; ils correspondent chacun à une valeur particulière du nombre quantique magnétique m_j .

Si le champ magnétique appliqué est faible, la contribution du terme spin-orbite peut être plus grande que celle associée au terme magnétique [30].

La correction due au terme magnétique peut s'écrire sous la forme :

$$W(m_j) = -g\mu_B B m_j \quad (\text{II-33})$$

Avec

$$g = 1 + \frac{j(j+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (\text{II-34})$$

Le terme « g » s'appelle le facteur de Landé [30].

II-9 Spectroscopie

On désigne habituellement sous le nom de "spectre" une courbe représentant les variations d'une propriété atomique ou moléculaire en fonction d'un paramètre. La spectroscopie est l'ensemble des méthodes permettant la détermination de ces spectres et leur analyse [31].

II-9-1 Spectroscopie d'émission optique:

Cette technique non invasive et facile à mettre en œuvre permet de détecter les espèces réactives d'un plasma en analysant la lumière émise par la décharge. En effet, chaque raie d'émission est caractéristique d'une espèce et de son état énergétique. Le principe de la technique repose sur l'excitation d'une espèce atomique ou moléculaire qui se traduit par le passage d'un électron d'un niveau d'énergie inférieur (E_i) vers un niveau d'énergie supérieur (E_j). Une fois porté au niveau excité, l'électron aura tendance à retourner à nouveau, par cascade radiative, vers un niveau d'énergie inférieur (phénomène de relaxation).

Cette désexcitation donne lieu à l'émission de photons, dont les longueurs d'onde sont caractéristiques de l'élément émetteur et des écarts d'énergie entre les niveaux.

Les transitions permises entre deux niveaux sont gouvernées par les règles de sélection suivantes : [32]

- 1- $\Delta I = \pm 1$ (moment angulaire orbital).
- 2- $\Delta J = 0, \pm 1$ (moment cinétique total: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$).
- 3- $\Delta S = 0$ (spin total des électrons).
- 4- $\Delta L = 0, \pm 1$ (moment angulaire orbital total).

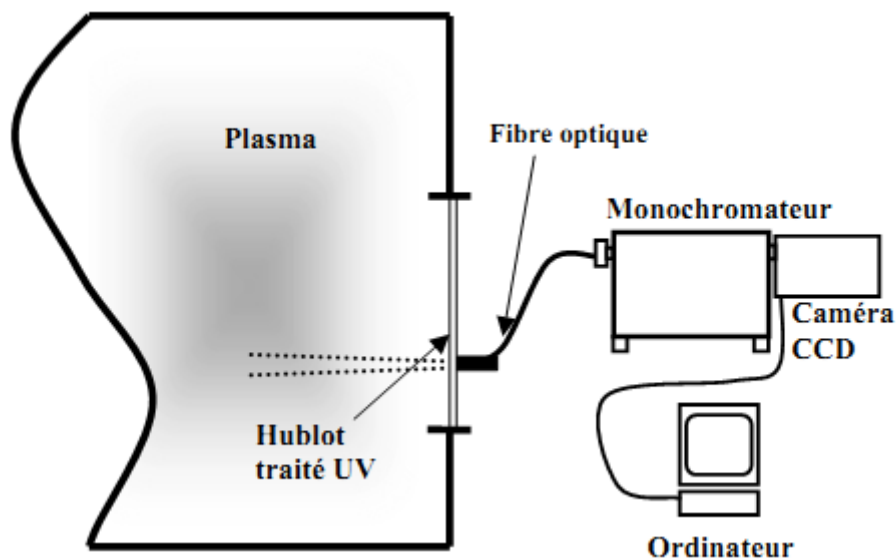
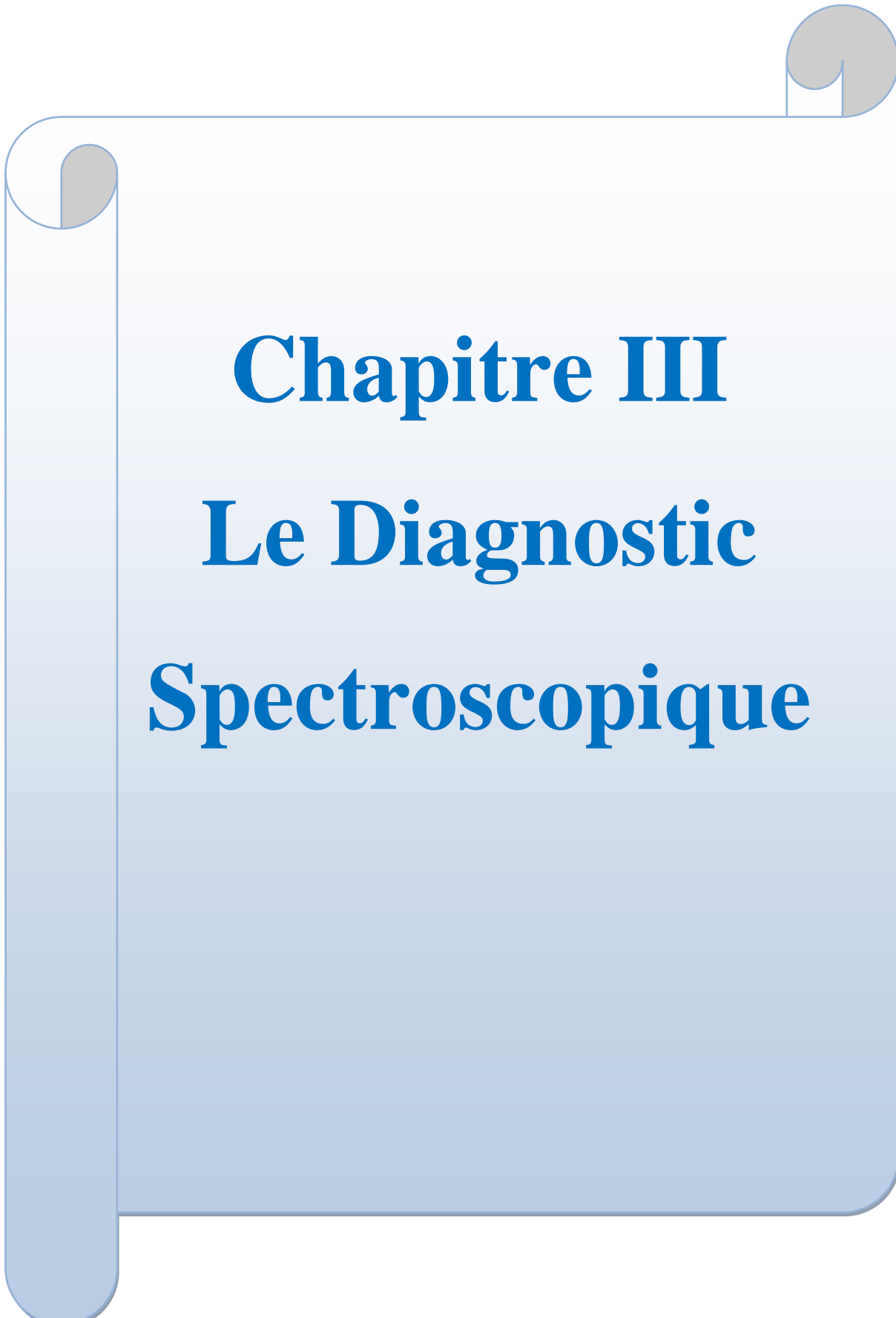


Fig. II-2 Schéma du dispositif expérimental de spectroscopie d'émission optique[32].

Le dispositif expérimental utilisé pour ce type de mesure est constitué de quatre grandes parties :

- 1) **La fibre optique** : elle a le rôle de guider la lumière depuis sa source jusqu'au spectrophotomètre. Elle est constituée de deux parties. La partie centrale (cœur) d'indice de réfraction n_1 est entourée par la gaine optique d'indice de réfraction n_2 plus faible. Le guidage de la lumière est assuré par réflexion totale qui se produit à l'interface entre ces deux milieux[32].
- 2) **Le spectrophotomètre** : il s'agit de l'élément essentiel de l'appareil, car il sépare les rayonnements émis par la source lumineuse en fonction de la longueur d'onde. La lumière amenée par la fibre optique est focalisée sur un premier miroir qui la renvoie, sous forme d'un faisceau parallèle, sur le réseau de diffraction. Un deuxième miroir fait converger les radiations sur le détecteur. Un contrôleur permet de régler la vitesse du moteur du détecteur assurant le balayage des spectres, la position du réseau et le temps d'exposition du Détecteur[32].
- 3) **Le détecteur** : il s'agit d'une caméra CDD (Charged-Coupled Device) constituée de phototransistors qui captent la lumière et la transforment en signal électrique. Chaque transistor forme un pixel de l'image obtenue. [32]

4) **Le système d'acquisition:** il permet l'acquisition et le traitement de l'information reçue du détecteur. Il permet d'obtenir des spectres représentant l'intensité de la transition en fonction de la longueur d'onde[32].

A decorative graphic of a scroll with a light blue gradient background. The scroll is unrolled from the top right and bottom left corners, with grey circular elements representing the rolled-up parts. The text is centered on the unrolled portion.

Chapitre III
Le Diagnostic
Spectroscopique

Chapitre III: Le Diagnostic Spectroscopique

III-1 Introduction:

La spectroscopie d'émission optique est une technique fréquemment utilisée dans la caractérisation de plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres de la décharge, comme la densité électronique et la température électronique.

Nous nous sommes intéressés dans notre travail à l'étude des spectres expérimentaux émis par le plasma de décharge électrique (décharge MW).

Après la description du dispositif expérimental utilisé par (V. A. Shakhatov

et Yu. A. Lebedev)[33], nous avons présenté notre modèle de diagnostic pour déterminer la température et de la densité électronique du milieu. Nous avons appliqué la loi de Boltzmann et la loi de Saha dans les conditions d'équilibre thermodynamique local, un programme numérique élaboré pour réaliser l'étude. Notre programme est basé sur des données de la physique atomique du Hélium (HeI) et les différents éléments probablement trouvés dans le milieu (HeII, H, O, Al, Fe).

III-2 Dispositif Expérimental

Le schéma de principe du montage expérimental utilisé, pour l'étude spectrale de la lumière dans une décharge MW (provoqué par l'hélium pure), est présenté dans la figure suivante (**Fig. III-1**).

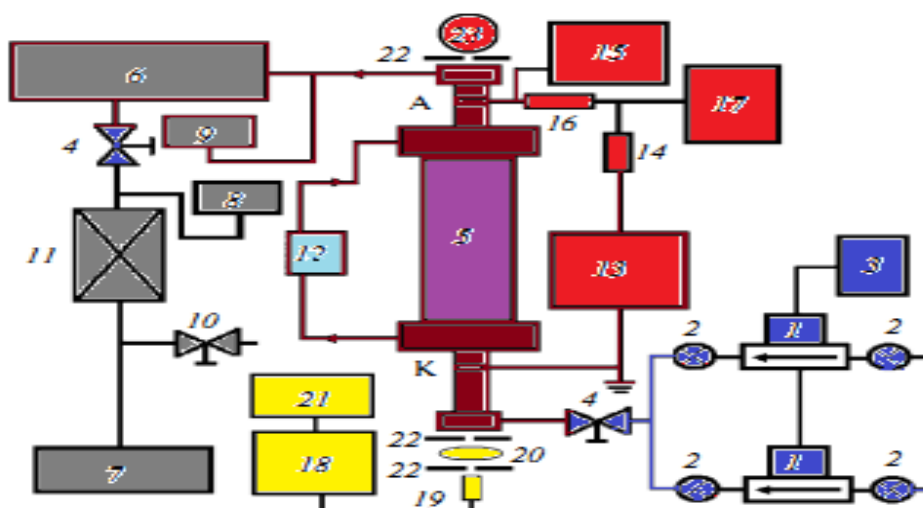


Fig. III-1 Schéma du montage expérimental de mesure du rayonnement émis par plasma de décharge MW.

III-2-1 Description du dispositif expérimental :

- ✓ **Système d'introduire du gaz** (contenu de régulateur et vanne du gaz), la pression totale utilisée pour l'Hélium pure est égal à 4.8 Torr.
- ✓ **Système de décharge** (est un tube de quartz avec le rayon intérieur $R = 1.8$ cm et avec des électrodes en anneau de Titane (anode et cathode) sont placées à l'intérieur de la chambre à la distance $L_{el} = 58$ cm).
- ✓ **Système d'alimentation** (avec des résistances et un voltmètre), la puissance maximale de l'alimentation est égale à 1200W , un générateur MW de fréquence 2.45GHz et une puissance modulable jusqu'à 180W .
- ✓ **Système de refroidissement** (l'eau permet de maintenir la température de la paroi est égale à 300 k).
- ✓ **Système de pompage à vide** (avec un système de mesure de la pression totale dans l'enceinte), Il est constitué d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile. Il permet d'obtenir un vide dans l'enceinte. Avant l'introduction des gaz de l'ordre de $\sim 10^{-3}$ Torr.
- ✓ **Système d'enregistrement des spectres** (Spectromètre AVASPEC) avec un système de collection d'une fibre optique est utilisé pour l'enregistrement des spectres de rayonnement.

Les spectres émis sont enregistrés à travers une fenêtre de quartz (matière transparente pour une longueur d'onde entre 200-800 nm), cette fenêtre est placée dans la partie centrale de la chambre de décharge du gaz (dans le cathode). L'intensité des spectres de rayonnement est moyenne sur la ligne d'observation coïncidant avec l'axe de la chambre de décharge. (L'erreur de mesure d'intensité de rayonnement est de 12 à 14 %)[Chakhatov].

Les spectres enregistrés sont présentés dans la figure suivante (**Fig.III-2**).

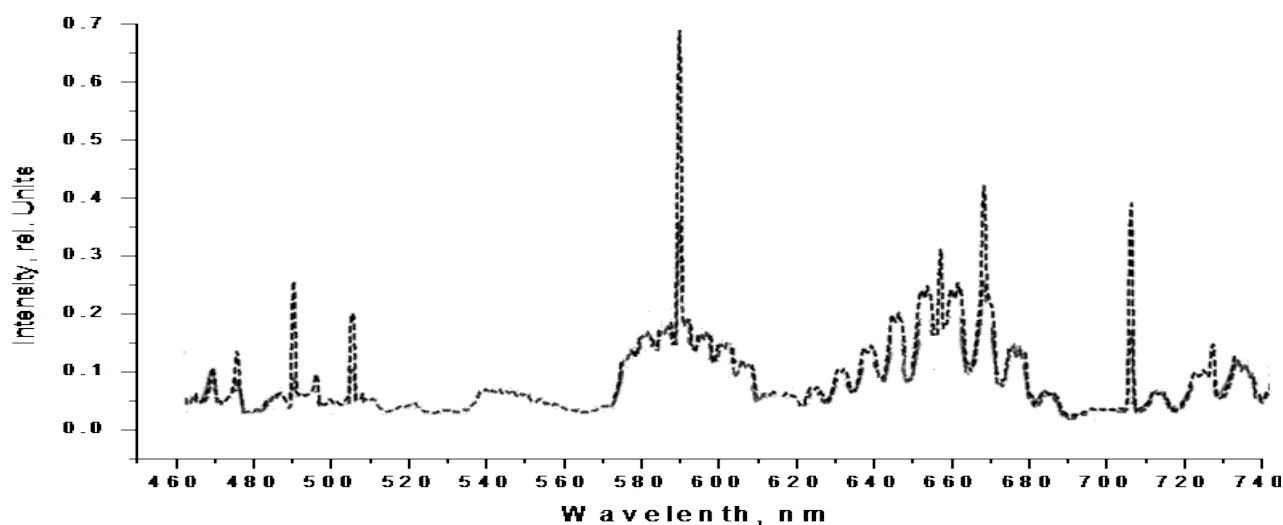


Fig.III-2:Spectre expérimental résultant d'une chambre de décharge MW(2.45GHz) provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr, une puissance de 108W.

III-3 Les spectres théoriques

Un programme numérique élaboré pour calculer les spectres théoriquement. Il est basé sur des données de physique atomique de chaque élément, sur les paramètres de collision de Van Der Waals et sur les causes d'élargissement d'un profil de raies (Naturel, Doppler, Stark et expérimental).

III-3-1 Programme de calcul de profil de raie:

Notre programme permet de modéliser théoriquement les spectres expérimentaux. Il est basé sur des données de physique atomique de chaque élément et les équations suivante :

Distribution de Maxwell –Boltzmann l'équation:(I-20)

La loi de Boltzmann (I-21)

La loi de Saha (I-22)

Loi de Dalton (I-26)

Loi de neutralité électrique (I-27)

Loi de conservation de la matière

et sur les causes d'élargissement d'un profil de raies :

Élargissement naturel (II-10)

Elargissement Doppler (II-11)

Élargissement (Stark) (II-14)

Elargissement de Van der Waals(II-19)

Elargissement instrumental forme Gaussien (II-27)

Elargissement instrumental forme Lorentzien(II-28)

Profil Voigt (II-29)

Le plan de notre programme est présenté dans la figure **(III-3)** .

-Description de programme:

Notre programme est préparé pour travailler dans le cas d'une décharge électrique contenant un gaz pur. Le décharge est présentée par un fichier« DEMW.txt » qui est contenu les donnés suivantes:

1. La longueur d'onde minimale.
2. La longueur d'onde maximale.
3. Nombre de points représentant le spectre
4. Pression du gaz
5. Constante de Van Der Waals
6. Largeur expérimentale : forme gaussienne

7. Largeur expérimentale : forme lorentzienne
8. La masse atomique
9. Les fichiers d'entrée des bases de données atomiques de chaque élément.
10. Les densités de chaque espèce.

Le fichier « DESP.dat » est un fichier d'entrée sur lequel on a les longueurs d'onde des pics avec les intensités expérimentales relatives.

La zone DTMB est basée sur les Méthodes spectroscopiques :

- Si le milieu est à l'équilibre thermodynamique local on passe directement au calcul de profil de raie

- Si le milieu est hors d'équilibre thermodynamique local, on ajoute des coefficients (ces coefficients sont liés à la population de quelques niveaux de transitions).

« SFVE(1 ..5).txt » sont des fichiers de sortie contenant les profils finals de chaque élément.

« SFVM.txt » est un fichier de sortie contenant le profil final du mélange

« DNCS.dat » est un fichier de sortie contenant les élargissements de raie

- Les bases des données atomiques:

Pour étudier les spectres expérimentales et la diagnostique nous préparons les bases des données de la physique atomique pour tous les éléments normalement trouvés dans le milieu (He, He⁺) et les impuretés possibles (O, Fe, H, Al) [34].

Cette base comprend la longueur d'onde, les niveaux d'énergie concernés, la probabilité de la transition concernante aussi et les poids statistiques liés à chaque niveau d'énergie.

Les spectres calculés sont présentés dans les figures ci-après.

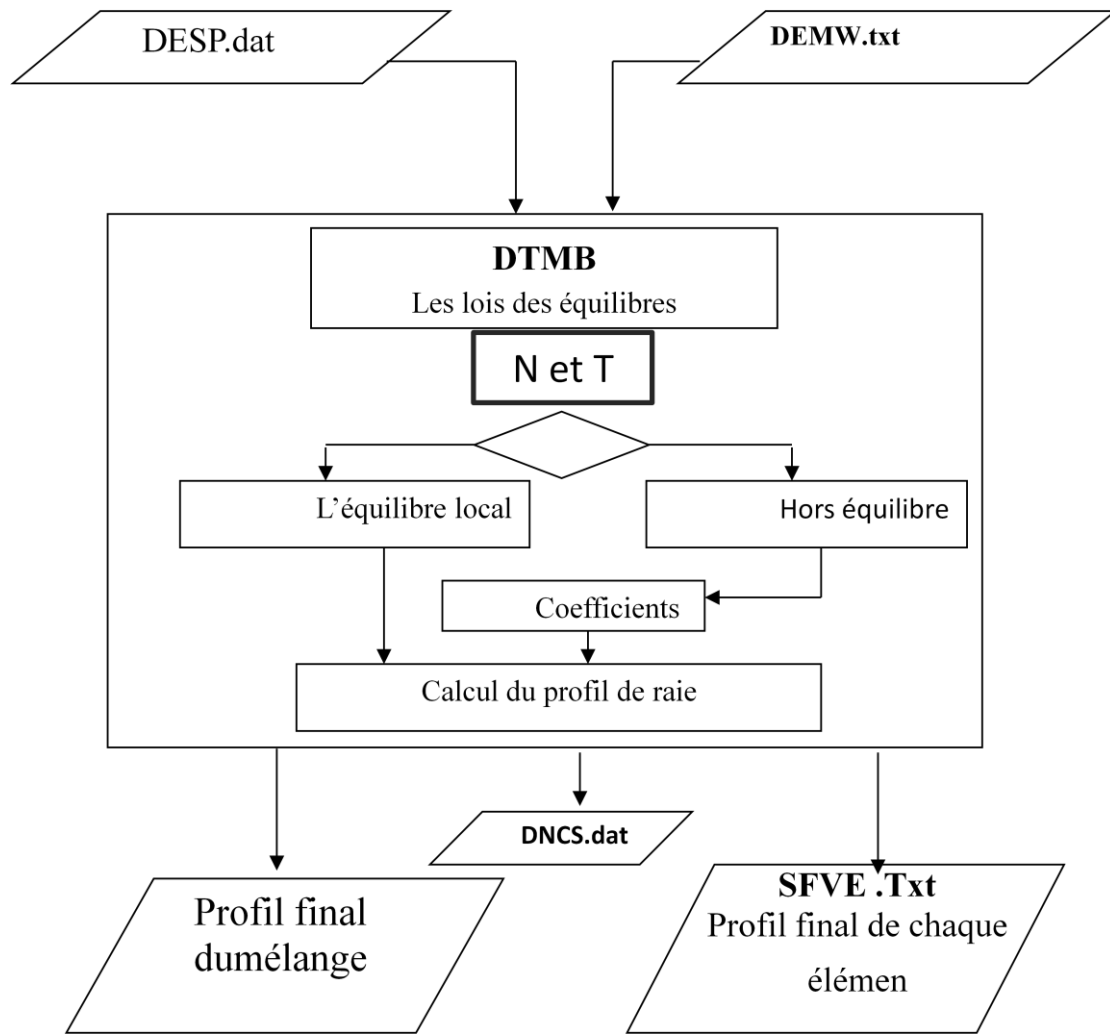
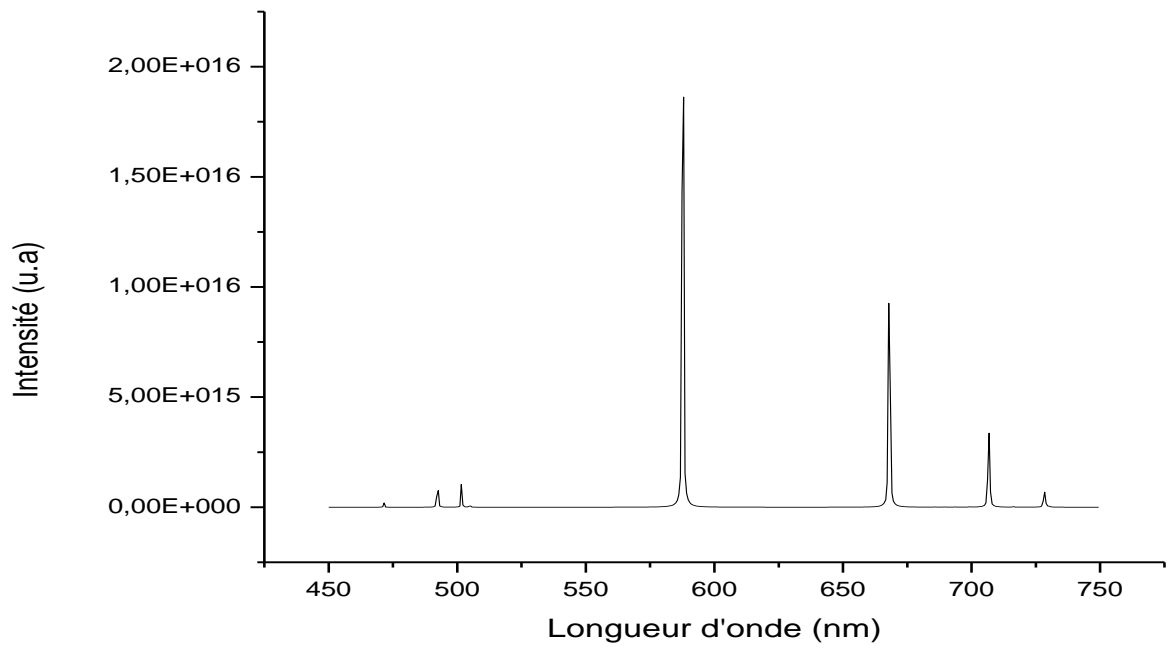
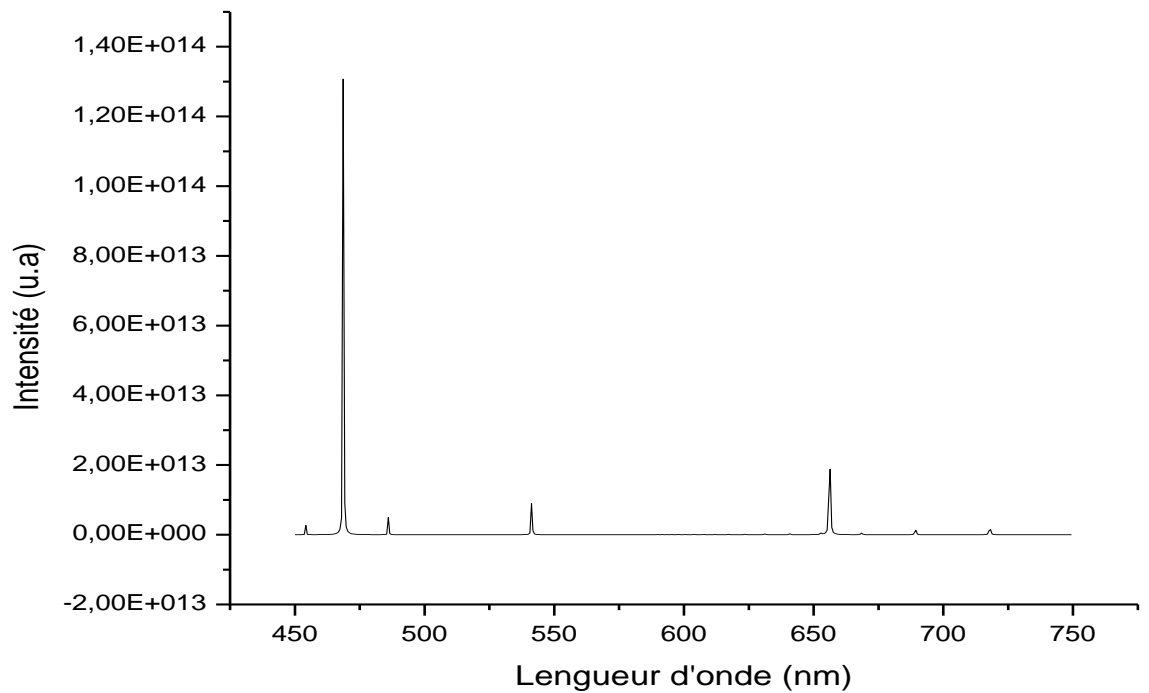


Fig. III-3: Organigramme

**Fig.III-4 : Spectre de He****Fig. III-5 : Spectre de He⁺**

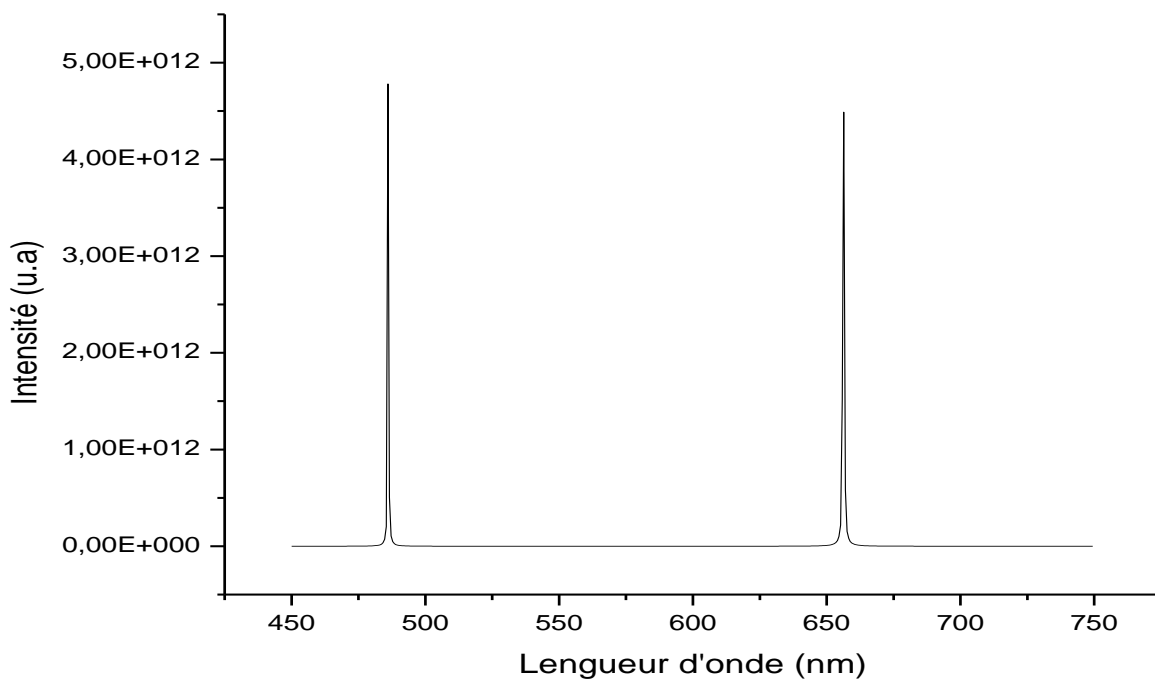


Fig.III-6 : Spectre de H

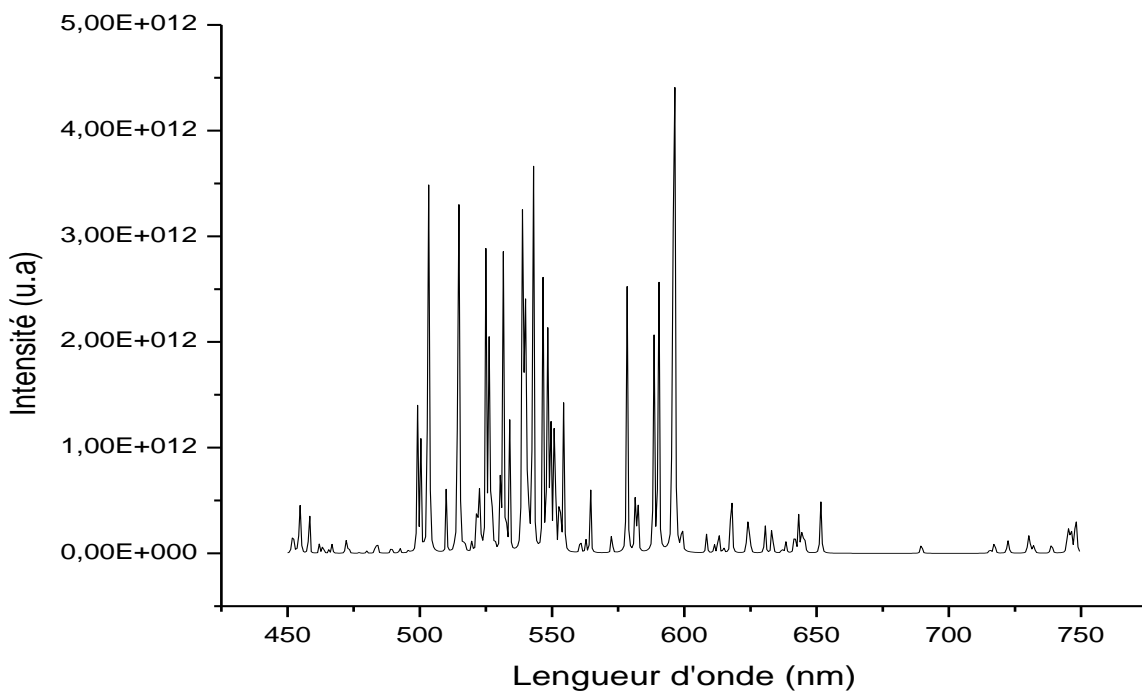
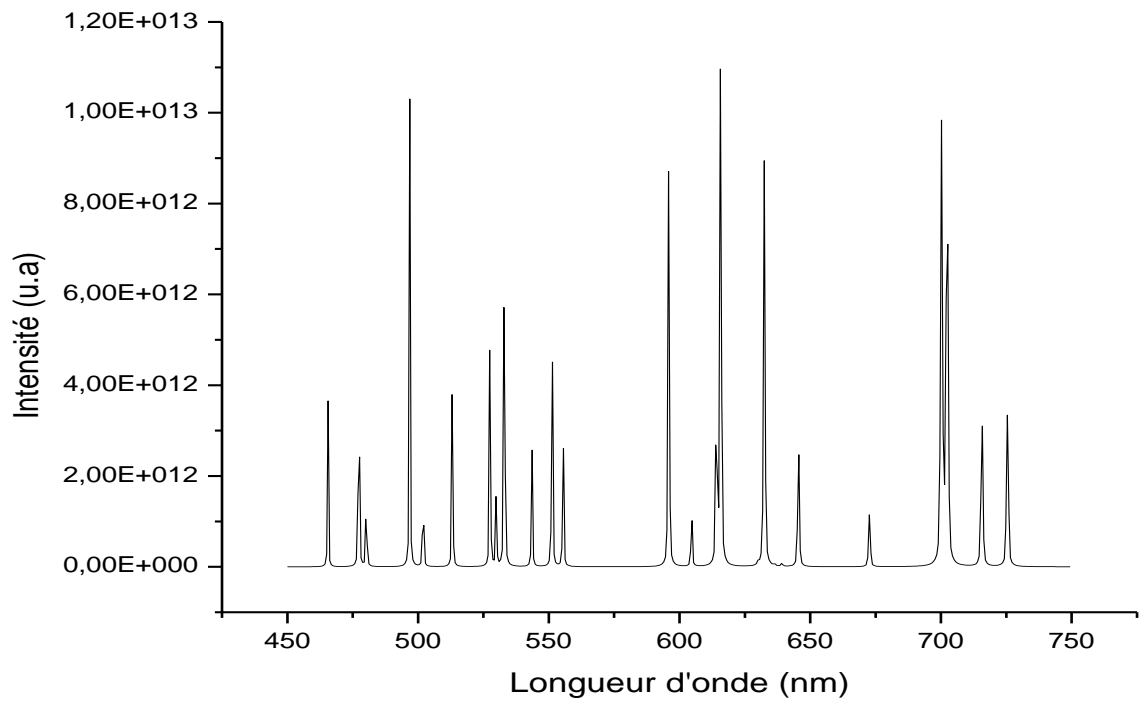
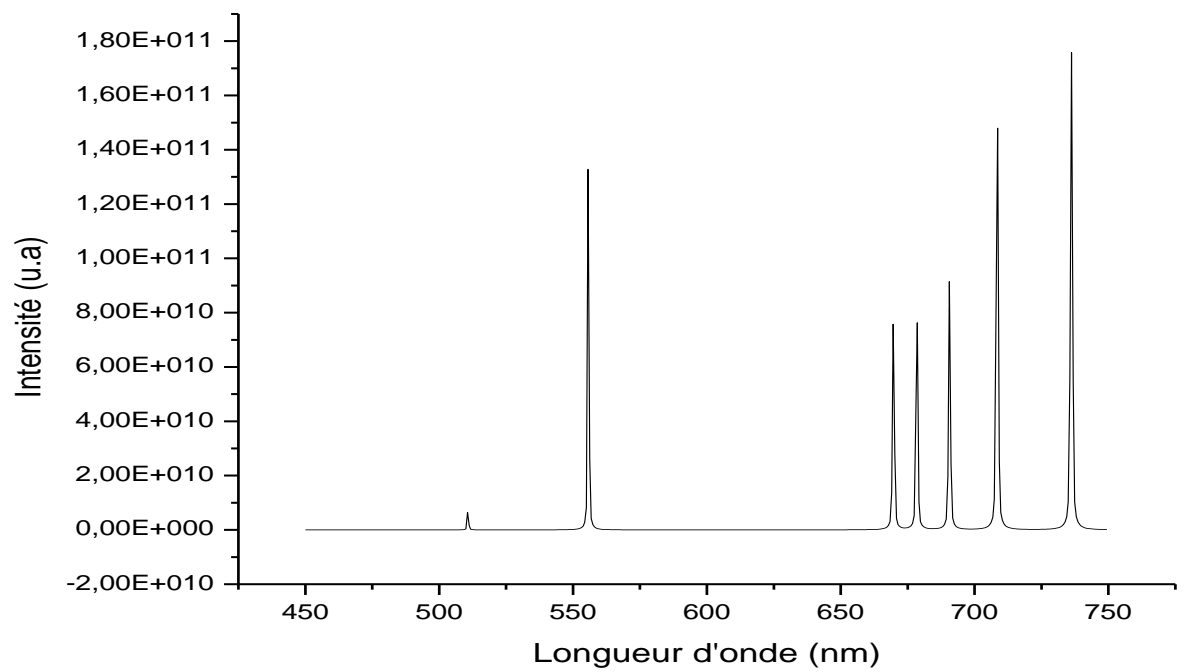


Fig.III-6 : Spectre de Fe

**Fig. III-8 : Spectre de O****Fig. III-9 : Spectre de Al**

III-4 Méthode du diagnostic spectroscopique

Plusieurs méthodes spectroscopiques permettent de déterminer la température et la densité électronique comme: méthodes basées sur l'étude du profil des raies (élargissement et déplacement), d'autres basées sur l'étude du spectre continu, méthodes utilisant le rapport entre les intensités des raies spectrales .

Nous avons utilisé cette dernière méthode comme moyen de diagnostic dans notre travail.

Premièrement on suppose que les différentes particules sont indépendantes, et que l'équilibre thermodynamique soit établi localement en chaque point du plasma, alors notre milieu est considéré à l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.), c'est-à-dire les lois des fonctions de distribution de Maxwell, de Boltzmann et de Saha demeurent valables. Dans ce cas on peut appliquer notre diagnostic spectroscopique pour déduire la température et la densité .

III-4-1 Méthode de rapport d'intensité de deux raies:

La composition chimique d'un milieu étant souvent difficile à connaître de façon précise, surtout lorsque les spectres étudiés proviennent d'impuretés, des électrodes (avec la cathode et l'anode) ou des murs de l'enceinte.

pour déterminer la température, nous avons préféré d'utiliser le rapport de l'intensité de deux ou plusieurs raies d'un même atome ou d'un même ion

La comparaison entre les spectres théoriques (**Fig. III-3, III-4**) et le spectre expérimental

(**Fig. III-2**), permet d'identifier les raies spectrales qui sont représentés dans

les tableaux(**III-1, III-2**).

Tableau III-1 les donnés de la physique atomique pour quelque spectres trouvés et les intensités expérimentales concernant He

N° de pic	$\lambda(nm)$	$A_{ij}(S^{-1})$	$E_i (ev)$	$E_j (ev)$	g_i	g_j	$I(u, a)$	Conf _i	Conf _j
1	492.330	1.99 E +07	21.218044	23.736357	3	3	0.7	1s2p(¹ P ⁰)	1s4d(¹ D)
2	501.707	1.4 E +07	20.615796	23.087040	1	1	1.6	1s2s(¹ S)	1s3p(¹ p ⁰)
3	587.759	3.94 E +07	20.964248	23.073678	1	1	5.9	1s2p(³ p ⁰)	1s3d(³ D)
4	667.999	6.38 E +07	21.218044	23.074097	3	3	3.5	1s2p(¹ P ⁰)	1s3d(¹ D)
5	706.715	1.54 E +07	20.964117	22.718488	3	3	3.3	1s2p(³ P ⁰)	1s3s(³ S)

Tableau III-2 les donnés de la physique atomique pour quelque spectres trouvés et les intensités expérimentales concernant He⁺

N° de pic	$\lambda(nm)$	$A_{ij}(S^{-1})$	$E_i (ev)$	$E_j (ev)$	g_i	g_j	$I(u, a)$	Conf _i	Conf _j
1	468.58	2.2 E +08	48.31581	51.01679437	6	8	2.1	3d (² D) _{5/2}	4f(² F ⁰) _{7/2}
2	656.199	2.2 E +07	51.016816	52.906245	8	10	2.6	4f(² F ⁰) _{7/2}	6g(² G) _{9/2}

III-5 Détermination des densités($N_e, N_{He}, N_{He^+}, N_0$)

Dans les calculs précédents nous avons appliqué la loi de Boltzmann pour

déterminer la température. Dans la suite on va appliquer la loi de Saha pour estimer la densité électronique dans le milieu.

III-5-1 Détermination de la densité électronique:

À partir l'équation (I-27) la loi de Saha pour un plasma d'hélium sera comme la suite :

$$\frac{N_e \times N_{He^+}}{N_{He}} = \frac{2 \times B_{He^+}(T)}{B_{He}(T)} \frac{(2\pi\mu k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{ion} + \delta E)}{k_B T}\right) \quad (III-1)$$

D'où

N_e : est la densité électronique.

N_{He^+} : est la densité des ions (He^+).

N_{He} : est la densité des neutres (He).

$B_{He^+}(T)$: la fonction de partition de He^+ .

$B_{He}(T)$: la fonction de partition de He .

Pour simplifier l'équation précédente (III-1) il faut suivre les étapes suivantes :

- Calculer la densité primaire du gaz de l'Hélium.
- Application de la loi de conservation de la matière.
- Négliger la densité ionique de $He II$.
- Application de la loi de la neutralité du plasma.

étape 1 :

Dans l'approximation du gaz parfait on peut calculer la densité primaire en utilisant la température $T = 300K$ et la pression totale $P_t = 4.8$ Torr suivant les données de montage expérimental et après l'application numérique dans l'équation (II-31) nous trouvons que la densité primaire du gaz de hélium est $N_0 = 1.544 \times 10^{17} cm^{-3}$.

étape 2 :

Alors la loi de conservation de la matière donne

$$N_{He} + N_{He^+} + N_{He^{++}} = N_0 \quad (III-2)$$

Etape 3 :

On suppose que la densité ionique de He^{++} est négligeable.

Donc:

$$N_{He} + N_{He^+} = N_0 \quad (III-3)$$

étape 4 :

D'autre part, la loi de la neutralité du plasma donne:

$$N_e - N_{He^+} = 0 \quad (III-4)$$

Alors l'équation (III-2) est sera

$$N_{He} + N_e = N_0 \text{ (III-5)}$$

Après toutes ces étapes nous trouvons la formule simplifiée de la loi de Saha:

$$\frac{N_e^2}{(N_0 - N_e)} = \frac{2 \times B_{He}(T)}{B_{He}(T)} \frac{(2\pi\mu k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{ion} + \delta E)}{k_B T}\right) \quad \text{(III-6)}$$

Dans laquelle la fonction de partition pour He et pour He^+ est égale au poids statistique du niveau fondamental,

Et l'énergie d'ionisation pour l'hélium est égale à 24.6 eV

Donc l'application numérique dans la dernière équation donne la densité électronique suivante :

$$N_e = 3.67 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

III-5-2 Détermination de la densité des neutres:

Par la substitution dans l'équation suivante :

$$N_0 - N_e = N_{He} \quad \text{(III-7)}$$

Nous trouvons la densité des neutres (l' hélium) $N_{He} = 1.544 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Les résultats de notre calcul pour les densités de tous les espèces de notre milieu est englobé dans le tableau suivante :

Tableau III-4 Les densités calculées ($N_e ; N_{He^+}, N_{He}, N_0$).

$N_e \text{ cm}^{-3}$	$N_{He^+} \text{ cm}^{-3}$	$N_{He} \text{ cm}^{-3}$	$N_0 \text{ cm}^{-3}$
3.67×10^{13}	3.67×10^{13}	1.543×10^{17}	1.544×10^{17}

III-5-3 Discussions des résultats de la densité :

A partir des résultats présentés dans le tableau 4 nous remarquons que :

1-notre milieu est faiblement ionisé et que les neutres sont les espèces majoritaires.

2-Le taux d'ionisation de notre milieu est égale à $2.3 \cdot 10^{-4}$, il est dans les normes du plasma froid (de 10^{-5} à 10^{-1}), parce qu' on a en général:

$$\frac{n_e}{n_n} \ll 1 \quad (\text{III-8})$$

3-D'autre part nous observons que la densité électronique de notre plasma est presque proche de l'ordre de 10^9 à 10^{12} particules par cm^3 ; c'est le cas des plasmas de microdécharge[11].

III-6 détermination de la température électronique (T_e)

Nous utilisons la méthode de rapport d'intensité de deux raies pour calculer la température mais pour deux raies en deux stages différentes c'est-à-dire l'un pour He et l'autre pour He^+ .

Alors on prend le pic $n=4$ dans le tableau (**Tab. III-1**) et le pic $n=2$ dans

le tableau (**Tab .III-2**).

On a

$$T_e = \frac{(E_m - E_n)}{\left[\ln \left(\frac{\lambda_1 A_{21} g_m}{\lambda_2 A_{12} g_n} \right) \right]} + \ln \left(\frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{He}}} \right) - \ln \left(\frac{B_{\text{He}^+}}{B_{\text{He}}} \right) \quad (\text{III-9})$$

N_{He^+} : Densité des ions.

N_{He} : Densité des neutres.

B_{He^+} : la fonction de partition pour He^+ .

B_{He} : la fonction de partition pour .

Après l'application numérique dans l'équation (III-3) la température en kelvin est $T_e = 65507.58\text{K}$ et en électronvolt est $T_e = 3.23 \text{ eV}$.

Pour la température des neutres et des ions de notre milieu est voisine de la température de la mur de notre enceinte, selon notre montage expérimental la température est égale à 300K c'est-à-dire $T_i \approx T_n$.

III-6-1 Discussions des résultats de la température

A partir les résultats trouvés nous remarquons que:

1-La température électronique est très bon . En particulier, la température des électrons est typiquement comprise entre 3et 5ev[35].

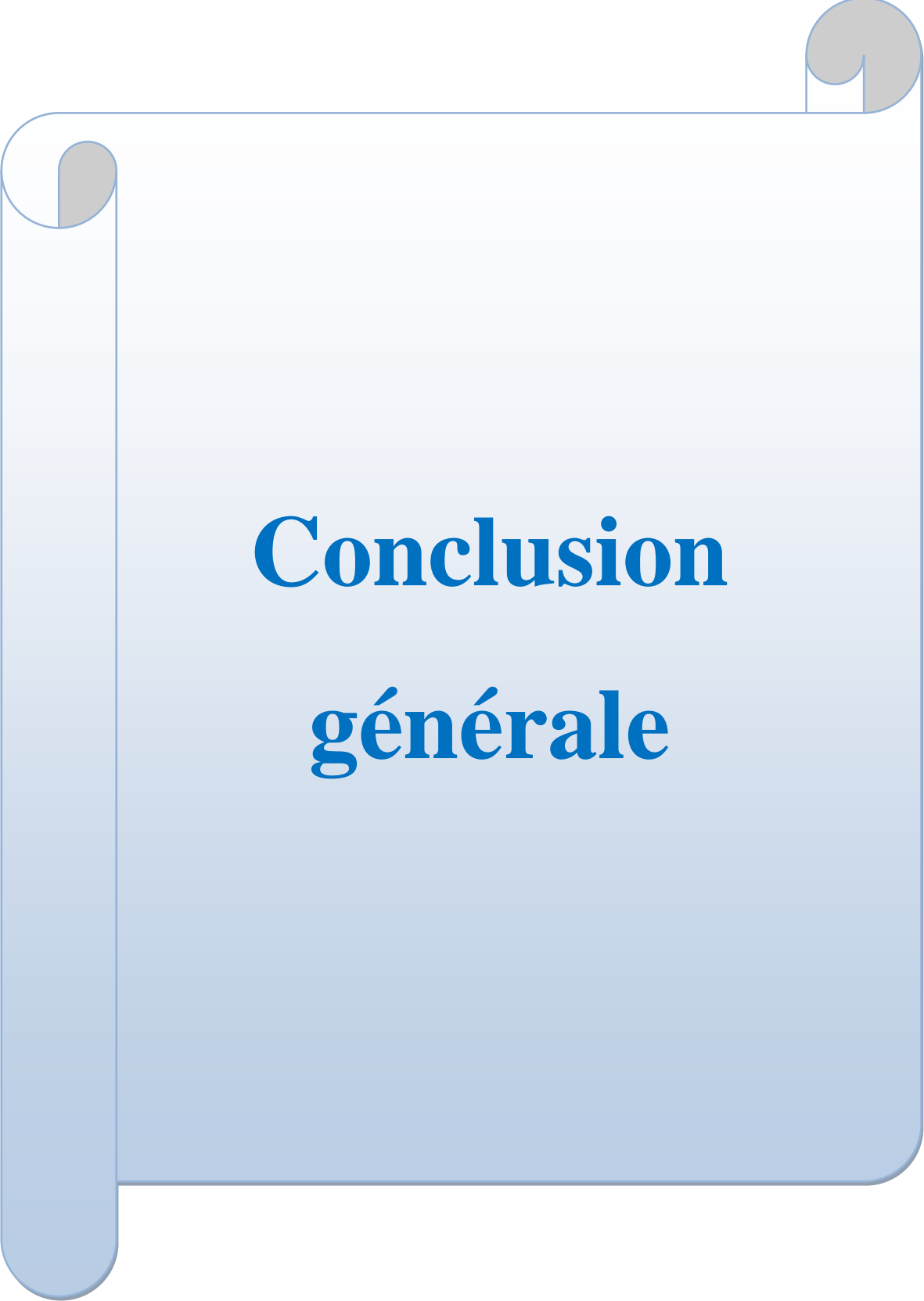
2- La température électronique est plus grande que la température ionique par ce que les transferts de quantités de mouvement ou d'énergie sont très faibles entre les'électrons et les neutres, et très efficaces (masses voisines) entre les ions et les neutres. En conséquence , les températures des espèces légères (électrons) et des espèces lourdes (ions, neutres) sont très différentes au sein d'un plasma froid (au moins sur des échelles de temps suffisamment courtes) : en général , les plasmas froids ne sont pas des milieux à l'équilibre thermodynamique, les températures des ions et du gaz sont voisines et d' un à 2 ordres de grandeurs plus faibles que la température des 'électrons:

$$\frac{T_i}{T_e} \ll 1 \quad (\text{I-10})$$

3- Pour les température des neutres et des ions on remarque que presque sont égaux malgré que les ions possèdent un avantage plus de mouvement par rapport les neutre a cause de ses charges positifs.

II-7 Conclusion

Ce travail est consacré à l'étude de rayonnement émis par plasma de décharge électrique, provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr, une puissance MW de 108W. Notre modèle numérique permet d'identifier plusieurs raies spectrales et montre que les spectres théoriques calculés sont en bon accord avec les spectres expérimentaux. Par l'utilisation de la méthode de Boltzmann nous avons calculé la température électronique, la ($T_e=3.23\text{eV}$) ils sont coïncidé bien avec l'échèle de classification du plasma. L'application la loi de Saha dans notre modèle donne une bonne densité électronique du plasma de décharge électrique ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_0=1.544 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_n=1.543 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).



Conclusion générale

Conclusion générale

La spectroscopie d'émission optique est une technique fréquemment utilisée dans la caractérisation des plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres internes de la décharge. Elle consiste à analyser le spectre de la lumière émise par le plasma.

Nous avons tenté dans ce mémoire d'étudier des spectres expérimentaux émis dans une chambre de décharge contenant un gaz pur (l'hélium).

Pour réaliser ce travail, nous avons d'abord rappelé les paramètres de base de la physique des plasmas et ses applications dans le domaine industriel. C'est le but du premier chapitre. Nous avons montré que le plasma est un milieu très complexe. Il contient plusieurs espèces (atomes, ions, électrons) qui sont en perpétuelle collision. Nous avons également abordé les paramètres internes d'un plasma. Nous avons classé la décharge électrique et présenté l'évaluation du potentiel électrique inter-électrodes. Nous avons classé aussi les types de collisions et les différentes lois de l'équilibre thermodynamique (lois de Maxwell, Boltzmann, Arrhenius, Guldberg-Waage, Saha-Eggert et Planck), et les conditions de l'équilibre thermodynamique. Nous avons aussi montré que les plasmas de laboratoire ne sont pas en équilibre thermodynamique complet et que l'équilibre thermodynamique local peut être appliqué en physique des plasmas.

Ce travail nous conduit à étudier et à comprendre les formalismes de base pour l'élaboration d'un profil de raie. Les différents modes d'élargissements ont été présentés (naturel, Doppler, Stark et expérimental), ainsi que les différents types des spectroscopies du plasma, surtout la Spectroscopie d'émission optique. Ceci a fait l'objet du deuxième chapitre. Dans le troisième chapitre, nous avons commencé par décrire le dispositif expérimental utilisé. Et présentée les spectres expérimentaux, Ces résultants du plasma de décharge électrique, provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr, une puissance MW de 108W. Notre modèle numérique permet d'identifier plusieurs raies spectrales et montre que les spectres théoriques calculés sont en bon accord avec les spectres expérimentaux. Par l'utilisation de la méthode de Boltzmann nous avons calculé la température électronique, la ($T_e=3.23\text{eV}$) il est coïncidé bien avec l'échèle de classification du plasma froid. L'application la loi de Saha dans notre modèle donne une bonne densité électronique du plasma de décharge électrique ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $N_0=1.544 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $N_n=1.543 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$).

Un calcul qui tiendrait compte tous les élargissements et de la fonction de partition exacte permettrait d'obtenir de meilleurs résultats.

A stylized graphic of a scroll with a light blue gradient background. The scroll is partially unrolled, with the top and bottom edges curving upwards. The word "Références" is centered on the scroll in a bold, blue, serif font.

Références

Références

- [1] A. Aid Driss; "Etude de Streamer Cathodique et Anodique dans un Plasma Haute Pression"; Thèse de Doctorat ,Université des Sciences et de la Technologie d'Oran (2010).
- [2] F. Bouanaka, S. Rebiai, H. Bahouh, S. Sahli, "Modeling of low pressure collisional argon plasma in DC discharge ",Global Journal of Physical Chemistry, (2011).
- [3] أ.م.د. بهاء حسين صالح ربيع، "أساسيات في فيزياء البلازما"، جامعة بابل (2013).
- [4] وليد مصطفى الصهيووني، "مقدمة في فيزياء البلازما"، يونيو 2006، سلطنة عمان.
- [5] F. Bouanaka; " Contribution à la Modélisation des Plasmas de Dépôt Basse Pression"; Thèse de doctorat; Université Constantine; Université 1(2013).
- [6] A. Bogaerts , R. Gijbels ; "Numerical modeling of gas discharge plasmas for various applications "; Vacuum, Volume 69, Issues 1–3 pp, 37-52, (2003).
- [7] A. Bogaerts , K. D. Bleecker, I.Kolev, M. Madani, " Modeling of gas discharge plasmas: What can we learn from it?" ; Elsevier, Surface & Coatings Technology ;(2005).
- [8] I. Rafatov, E. A. Bogdanov and A. A. Kudryavtsev, "Account of nonlocal ionization by fast electrons in the fluid models of a direct current glow discharge", Phys. Plasmas (2012)
- [9] M.Kihel;" Caractérisation de films minces déposés par plasma PECVD à partir de vapeurs de TMS"; Mémoire Magister ;Université Mentouri Constantine (2006).
- [10] D. Benyoucef;" Modélisation Particulaire et multi dimensionnelle des décharges hors équilibres a basse pression excitées par champs électromagnétiques "; Thèse Doctorat de L'université de Toulouse, (2011).
- [11] J-L. RAIMBAULT;" Physique des plasmas et applications" Cours (14h); Université paris-sud 11, (2010).
- [12] A. Labergue ;" Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements", Thèse Docteur de l'Université de Poitiers(2002).
- [13] P. Tardiveau ;"physique des plasma" Cours- Master de Physique Fondamentale – M1";Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas pierre , France (2012-2013).
- [14]J.L.Delcroix et A .Bers "Physique des Plasma "inter édition, CNRS éditions,(1984).
- [15] M.Azzaoui "Etude de spectroscopie atomique et moléculaire dans un pulvérisateur cathodique magnéton " Mémoire de Magister , Université de Ouargla(2013).
- [16] P. Freton," Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène Modélisation – expérience ";Docteur de L'université de Paul Sabatier Toulouse; III,(2002).
- [17] B.held;"physique des plasmas froids"; Ed. Masson, (1994).

- [18] A .Boudghene Stambouli; "Calcul du rayonnement total émis par un plasma non homogène" ; Mémoire de magister ; Université Aboubakr Belkaid de Tlemcen;(2006).
- [19] M.Moisan et J PELLETIER Université de Montréal (2006),.
- [20] M. Moisan et J.Pelletier ;"Physique des plasmas collisionnels " ; EDP sciences, France, (2006).
- [21] S. Thoniut;"2. Physique de la lumière 2ème année" Université, site d'Arles Département Informatique;(2013-2014).
- [22]D. Lacroix;" Etude spectroscopique des plasmas de soudage laser: application au transfert d'énergie"; Thèse Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1,(1997).
- [23] S. Pellerin, J.M. CORMIER, F. RICHARD, K. MUSIOL et J. CHAPELLE;
J. PHU. D: APPL. Phys. N°29, pp 726-739, (1996).
- [24] B. Liani.; " Calcul du coefficient d'émission nette dans les plasmas thermiques formes de mélanges de gaz et de vapeurs métalliques ";. Thèse de doctorat, université Paul Sabatier, Toulouse (1992).
- [25]F. Khelfaoui ; " Cour de Magister Physique du rayonnement ", 2010-2009
- [26] G .Traving; " Plasma diagnostic », chII, Lochte-Holtgreven, Ed. (1968).
- [27] Kenleth and R.Lang : « Astrophysical formulae "; Springer. Verlag, Berlin, New York (1978).
- [28] Y. CRESSAULT; "Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges Argon-Hydrogène-Cuivre"; Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III, (Novembre 2001).
- [29] L. Ben Mebrouk "ETUDE DES SPECTRES D'EMISSION D'IONS DE DEPOSITION SUR COUCHES MINCES"; Mémoire de Magister , Université de Ouargla(2003).
- [30] C. Ngô et H. Ngô ;" Physique quantique : introduction : avec exercices corrigés ", Ed. Masson, Paris; (1995).
- [31] J.Derouard ;"Cour de Master Physique Atomique et Moléculaire"; Université Joseph Fourier (2006)
- [32] M.E. Gallion; "ÉTUDE ET DÉVELOPPEMENT DE DÉPÔTS D'ALLYLAMINE ASSISTÉS PAR PLASMA BASSE PRESSION SPECIFIQUES AUX STENTS CORONARIENS RECOUVERTS"; DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE (2010).
- [33] V. A. Shakhatov and Yu. A. Lebedev," Radiation Spectroscopy in the Study of the Influence of a Helium–Nitrogen Mixture Composition on Parameters of DC Glow Discharge

and Microwave Discharge", Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis Received (December 19, 2011).

[34] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASD/energy1.pl>

[35] P.Chabert ;"Plasma radiofréquence pour la microélectronique"; Laboratoire de physique des plasma ,CNRS ,Ecole polytechnique ,UPMC,U. Paris sud,91128 Palaiseau, France(2014).

الملخص

يندرج هذا العمل ضمن دراسة العددية على الأطياف الصادرة من البلازما الهليوم أثناء التفريغ الكهربائي و كان الهدف المرجو هو تحديد درجات حرارة و الكثافات الوسط واعتمدنا في هذه الدراسة على معطيات الفيزياء الذرية لمختلف عناصر الوسط (He^+ , He) والشوائب المحتمل وجودها (al, O, H, Fe) على النموذج النظري لمختلف التعريض (الطبيعي ،دوبلر ،ستارك، التجريبي) وكانت النتائج المتحصل عليها بالنسبة لدرجة الحرارة ($Te=3.23eV$) أما النتائج المتحصل عليها بالنسبة للكثافة ($N_n=1.543 \times 10^{17} Cm^{-3}$ ، $N_0=1.544 \times 10^{17} Cm^{-3}$ ، $Ne=3.67 \times 10^{13} Cm^{-3}$) و نظرا للنتائج المتحصل عليها أثبتت أننا في وسط البلازما التفريغ مخبرينا والتي تتميز بتأين ضعيف.

الكلمات المفتاحية: البلازما الباردة، طيف الانبعاث، تعريض الطيف، المطيافية.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans l'étude numérique des spectres d'hélium plasma lors de la décharge électrique et le but recherché est Déterminer les températures et densités au milieu et nous avons adoptée dans ces données de physique atomique à l'étude pour les différentes composantes du centre (He, He^+) Et impuretés qui peuvent exister (Fe, al, O, H) sur un modèle théorique pour les différentes L'élargissements (Naturel, Doppler, Stark, instrumental) et les résultats ont été obtenus pour la température ($Te=3.23eV$) Les résultats obtenus pour la densité ($N_e=3.67 \times 10^{13} Cm^{-3}$, $N_0=1.544 \times 10^{17} Cm^{-3}$, $N_n=1.543 \times 10^{17} Cm^{-3}$) et au vu des résultats obtenus prouvé que nous sommes dans le centre de la décharge de plasma laboratoire , qui est caractérisé par la faible ionise

Mots clés: plasma froid, spectre d'émission, élargissement le spectre, spectral.

Abstract

This work falls within the numerical study of the spectra of helium plasma during electrical discharge and the desired goal is determine temperatures and densities in the middle and we have adopted in this study atomic physics data for the various components of the center ($He I, He II$) and impurities that might exist (al, O, H, Fe) on a theoretical model for the different exposures (Natural, Doppler, Stark, instrumental) and the results were obtained for the temperature ($Te=5.64eV$) the results obtained for the density ($N_e=3.67 \times 10^{13} Cm^{-3}$, $N_0=1.544 \times 10^{17} Cm^{-3}$, $N_n=1.543 \times 10^{17} Cm^{-3}$) In view of the results obtained proved that we are in the middle of the plasma discharge laboratory which is characterized by the weak ionizes .

Key words: cold plasma, emission spectrum, enlargement the spectrum, spectral.