



République Algérienne Démocratique et Populaire

Université Abou Bekr Belkaid– Tlemcen

Faculté des Sciences

Département de Physique



Laboratoire de physique théorique

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option: Physique des gaz et des Plasmas

Thème

**Calcul des facteurs de fuite des raies
spectrales émises par un plasma thermique**

Présenté par :

Mlle DERKAOUI FATIMA ZOHRA

Le Dimanche 19 Juin 2016

Devant le jury composé de MM.

- Pr M.Inal (Président)
- Pr LIANI Bachir (Encadreur)
- Dr S.I Medjahdi (Examineur)

Année universitaire : 2015-2016

Remerciements

Je remercie le dieu, tout puissant, de m'avoir donné la force pour suivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés pour réaliser ce mémoire.

Ce travail a été réalisé au département de physique, au laboratoire de physique théorique LPT, à la faculté des sciences de l'université Abou Beker Belkaid Tlemcen.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de mémoire Monsieur Liani Bachir Professeur à la faculté des sciences de l'université de Tlemcen. Je le remercie de m'avoir encadré et guidé.

J'adresse mes remerciements les membres du jury : Monsieur Inal .M professeur à la faculté des sciences de l'université de Tlemcen qui m'a fait l'honneur de présider de jury de ma thèse et Madame Medjahdi S.I docteur à la faculté des sciences de l'université de Tlemcen pour m'avoir l'honneur d'examiner ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les professeurs à l'université Abou Baker Belkaid de Tlemcen.

Je remercie mes très chers parents et ma sœur pour leur encouragent.

TABLE des MATIERES

Introduction Générale	01
Chapitre I : Plasma en Equilibre Thermodynamique	
I-1 Description d'un plasma.....	04
I-2 Définition d'un équilibre thermodynamique	05
I-3 Equilibre thermodynamique complet (ETC)	05
I-4 lois d'équilibre thermodynamique	06
I-4-1 loi de Maxwell.....	06
I-4-2 loi de Boltzmann	06
I-4-3 loi de Saha	07
I-4-4 loi de Guldberg Waage.....	08
I-4-5 loi de Planck.....	08
I-5 Equilibre thermodynamique local(ETL)	09
Chapitre II : Généralités Sur le Rayonnement	
II-1 Introduction	11
II-2 Grandeurs caractéristiques du rayonnement.....	12
II-2-1 Flux énergétique.....	12
II-2-2 Emittance total.....	12
II-2-3 Intensité total.....	13
II-2-4 Luminance total.....	14
II-3 Lois du rayonnement thermique d'équilibre	15
II-3-1 Loi de Planck	15
II-3-2 Lois de Wiens	16
II-3-3 Loi de Boltzmann.....	17
II-3-4 Loi de Kirchoff	18
II-4 Equation de transfert radiatif (ETR)	18

Chapitre III : Processus Responsables de L'émission de Rayonnement Dans les Plasmas Thermiques

III-1 Introduction	21
III-2 Fond continue.....	21
III-2-1 Recombinaison radiative.....	21
III-2-2 Attachement radiatif	22
III-2-3 rayonnement de freinage.....	23
III-3 spectre de raie.....	24
III-4 Etude des raies .élargissement.....	25
III-4-1 Types d'élargissements.....	26
III-4-1-1 Elargissement doppler.....	26
III-4-1-2 Elargissement de pression.....	27
III-4-1-3 Elargissement Stark	27
III-4-1-4Elargissement de Van der waals	28
III-4-1-5 Elargissement de résonance	29
III-5- Profil global d'une raie élargie.....	30

Chapitre VI : Résolution D'équation Transfert Radiatif

- Calcul de Facteur de Fuite

VI-1 Introduction.....	32
VI-2 Méthode de coefficient d'émission nette.....	32
VI-3 méthode de calcul.....	34
VI-3-1 Définition de facteur de fuite	35
VI-3-2 Calcul du coefficient d'émission nette des raies.....	35
IV-3-3Calcul du facteur de fuite.....	36
VI-4 Résultats et discussion	38
Conclusion générale.....	42
Références.....	44

Introduction Générale

Introduction Générale

Les procédés industriels utilisant la technologie des plasmas thermiques produits par les torches à plasma et les arcs électriques sont de plus en plus nombreux. Multiples applications de cette technologie sont possibles dans la sidérurgie et le vaste domaine des sciences des matériaux. L'aéronautique et le traitement des déchets et des polluants. Le développement de ces procédés et leur mise au point demande des essais pratiques coûteux et longs. Sur un plan expérimental, les recherches conduisent à l'étude et la mise en œuvre de solutions technologiques adaptées faisant appel à des plasmas thermiques et non thermiques et à des méthodes et outils de diagnostic avancés.

Sur un plan théorique, ces recherches s'appuient sur le développement de connaissances génériques dans les domaines suivants :

- 1- Transferts de masse et de chaleur en milieu plasma.
- 2- Interaction plasma-particules (influence des particules sur les transferts radiatifs).
- 3- Thermodynamique et cinétique chimique des mélanges plasma.

Le calcul du rayonnement émis par les plasmas thermiques se complique sérieusement à cause des gradients de températures, des densités des espèces et de sa distribution complexe. En effet plusieurs raies se superposent à un fond continu lui-même issu de plusieurs processus. Ce rayonnement dépend de la fréquence du spectre, de la température et la géométrie du milieu. Donc en toute Rigueur, il faut traiter le rayonnement sur tout le spectre de l'infrarouge à l'ultraviolet avec un petit pas en longueur.

Jusqu'à ces dernières années, le traitement numérique du transfert radiatif s'est effectué au moyen d'hypothèses simplificatrices dont la validation n'a pas toujours été justifiée. Ainsi on peut classer les différentes méthodes de calcul approché, en deux grandes catégories.

Introduction Générale

Dans la première catégorie, la dépendance spectrale du rayonnement a été considérablement simplifiée en divisant l'intervalle spectral en plusieurs bandes spectrales, sur chacune d'elles, un coefficient d'absorption moyen a été introduit [1]. Cette approximation conduit à de graves erreurs dans le milieu où la contribution des raies est importante [2].

Dans la seconde catégorie, la géométrie du milieu a été simplifiée, les gradients de température négligés et la divergence du flux radiatif est calculée sur l'axe d'un cylindre isotherme. Dans ce modèle, on néglige les phénomènes de chevauchement des raies, ce qui permet d'utiliser des facteurs de fuite dans le coefficient d'émission nette des raies [3].

Le manuscrit de ce mémoire est divisé en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous avons présenté la notion de plasma en équilibre thermodynamique. Ensuite dans le deuxième chapitre nous donnerons des généralités sur le rayonnement thermique.

Le troisième Chapitre se compose en deux parties. Dans une première partie nous présentons les mécanismes responsables de l'émission de rayonnement dans le plasma thermique (recombinaison radiative, attachement radiatif et rayonnement de freinage) et la seconde partie est consacrée à l'étude des phénomènes d'élargissement des raies (Stark, Van der Waals, Résonance et Doppler). Enfin dans le dernier chapitre nous présentons la méthode de la résolution de l'équation de transfert radiatif et déterminer le rayonnement qui s'échappe du plasma, cette méthode s'appuie sur l'utilisation des facteurs de fuite. Nous terminons ce travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Plasma en équilibre thermodynamique

I-1- Description d'un plasma

Le terme plasma a été utilisé en physique pour la première fois par le physicien américain Irving Langmuir en 1928, désigne un gaz ionisé électriquement neutre. Un plasma est donc un milieu constitué d'atome neutre, de molécules, d'électrons, de particules ioniques chargées positivement ou négativement, de photon émis et absorbé (figure I-1).

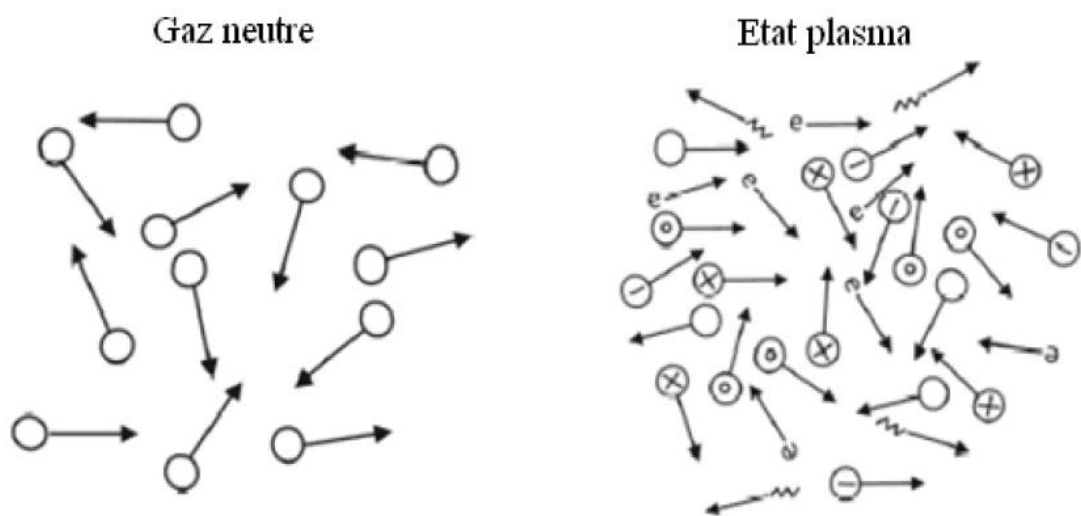


Figure I-1: schéma de la différence entre le gaz neutre et le plasma

Le plasma, appelé aussi « quatrième état de la matière », plus actif que les trois états classiques solide, liquide et gaz. Les plasmas composent plus de 99% de l'univers, se trouve dans la nature (ionosphère, magnétosphère, les étoiles, les éclairs, vent et couronne solaires,...). Les plasmas sont aussi créés de façon artificielles, en laboratoire (décharge électrique, décharge d'arc, réacteur à plasma,...) [4]

Utilisés dans nombreuses applications industrielles comme métallurgie, la projection, le traitement des déchets....

On peut distinguer les plasmas en trois groupes en fonction de la température :

- **Les plasmas chauds** : la température des ions et des électrons est supérieure à $10^6 K$. le gaz est globalement ionisé et peuvent être en équilibre thermodynamique totale comme le soleil, les étoiles.
- **Les Plasmas thermiques** : Le plasma thermique est un milieu gazeux partiellement ionisé ou fortement ionisé, porté à des températures de 3000 à 50 000 K, pour des pressions de l'ordre de l'atmosphère. C'est aussi un milieu très collisionnels.

Les plasmas thermiques sont caractérisés par une densité d'énergie élevée et une température égale pour toutes les espèces (molécules, atomes, ions, électrons, neutres...). L'état thermodynamique de ces plasma est très proche de l'équilibre thermodynamique local pour lequel les lois d'équilibre thermodynamique complet valables, à exception la loi de Planck.

- **Les plasmas froids hors équilibre thermodynamique (HET)** sont des milieux gazeux faiblement ionisé, peu collisionnels .la température des électrons est plus supérieure à la température des autre particules (ions, radicaux, neutre) reste à la température ambiante($T_e \approx 10\ 000K \gg T_i = T_n = 300 K$) .

I-2. Définition d'équilibre thermodynamique

En général, un système thermodynamique est en équilibre thermodynamique quand il est à la fois en équilibre thermique, et chimique. L'état local d'un système en équilibre thermodynamique est déterminé par les valeurs de ses paramètres intensifs, comme la pression ou la température [5].

I-3. Equilibre thermodynamique complet

Un plasma peut atteindre un état thermodynamique complet, lorsque les gradients de température et de pression sont nuls ; les différentes espèces de particules ont alors la même énergie cinétique moyenne (la même température).

En plus de cette condition il faut que tous phénomènes soient équilibrés par son processus inverse comme l'ionisation et recombinaison, l'excitation et désexcitation, l'émission et l'absorption de photons. Dans ces conditions le plasma doit suivre les lois d'équilibre [6].

I-4. Lois d'équilibre thermodynamique

I-4-1. Loi de Maxwell

Loi de Maxwell donne la distribution des vitesses des particules. Cette distribution permet de déterminer le nombre de particules d^3N d'un espace donné dont la vitesse est comprise entre v et $v+dv$ dans un plasma de la température fixée.

$$\frac{d^3N}{N} = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{m v^2}{2\pi k_B T}\right] 4\pi v^2 dv \quad (\text{I-1})$$

m : la masse de particule.

N : le nombre total de particules.

I-4-2. Loi de Boltzmann

Dans un système composé de plusieurs particules en équilibre thermodynamique à une température T , la distribution canonique de l'équation de Boltzmann permet de donner les populations des différents niveaux d'énergies :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Q^{int}} \exp\left[-\frac{E_i}{k_B T}\right] \quad (\text{I-2})$$

Où

N_i : Population d'un niveau d'énergie E_i , N : densité totale de l'espèce.

Q^{int} : Fonction de partition interne de l'espèce considérée (obtenue par somme des facteurs de Boltzmann) : $\sum_i g_i \exp\left[-\frac{E_i}{k_B T}\right]$

g_i et E_i sont respectivement, le poids statistique et l'énergie associés au niveau i .

I-4-3. Loi de Saha

Cette loi permet calculer le degré d'ionisation du milieu elle exprime l'équilibre des processus d'ionisation –recombinaison. Elle peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{N_e N_i}{N_0} = 2 \frac{Q_i^{int}}{Q_0^{int}} \left[\frac{2\pi K_B T m_e}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E}{K_B T}\right) \quad (I-3)$$

Où

N_e , N_i , et N_0 sont les densités des électrons, des ions et des atomes neutres.

Q_i^{int} et Q_0^{int} sont les fonctions de partition internes respectives, de l'ion et l'atome neutre ; on a toujours $Q_e^{int} = 2$ (deux états de spin).

m_e : la masse de l'électron.

K_B : le constante de Boltzmann.

T : la température l'équilibre d'ionisation.

h : le constante de Planck.

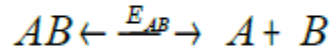
E_i : L'énergie d'ionisation de l'espace considérée.

ΔE : L'abaissement du potentiel d'ionisation à la présence des particules chargée est donné par :

$$\Delta E = 1.21 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{N_e} + 2.5 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{N_e}{T}}$$

I-4-4. Loi de Guldberg- Waage

Cette loi liée les densités des espèces moléculaires à celles des espèces atomiques .elle régit l'équilibre entre de dissociation et recombinaison moléculaires :



C'est une autre forme de loi de Saha :

$$\frac{N_e N_i}{N_0} = \frac{Q_A^{int} Q_B^{int}}{Q_{AB}^{int}} \left(\frac{m_A m_B}{m_{AB}} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_{AB} - \Delta E_{AB}}{K_B T} \right) \quad (I-4)$$

où

Q_A^{int} , Q_B^{int} , Q_{AB}^{int} : sont les fonction de partition internes de la particule A,B et AB. m_A , m_B et m_{AB} leurs masses respectivement. E_{AB} est l'énergie de dissociation et ΔE_{AB} est l'abaissement de potentiel de cette énergie.

I-4-5. Loi de Planck

L'équilibre thermodynamique exige la micro-réversibilité de tous les phénomènes qui se produisent dans le plasma, qu'ils soient collisionnels ou radiatifs. Donc le plasma absorbe autant de rayonnement qu'il en émet. La fonction de distribution spectrale du rayonnement dit suivre la loi de Planck :

$$B_\lambda^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda K_B T}\right) - 1} \quad (I-5)$$

B_λ^0 : Luminance spectrale du ceps noir à la température.

c : la vitesse de lumière dans le vide.

h : constante de Planck.

II-5. Ecart à l'équilibre thermodynamique complet - Equilibre thermodynamique local

Dans un plasma thermique ou un plasma d'arc l'équilibre thermodynamique complet est loin d'être réalisé, à cause de la présence des gradients de température dans certaines régions : La température sur l'axe de décharge est plus élevée d'autre part le rayonnement émis par le plasma n'est pas complètement réabsorbé. Il ne peut donc y avoir micro réversibilité des processus radiatif .Par conséquent la distribution spectrale de rayonnement ne suit plus la loi de Planck.

Pourtant, si les densités électroniques sont supérieures à $10^{22} m^{-3}$ pour des températures au-dessus de 9000 K, les travaux de Griem [7],[8] nous indiquent que les phénomènes collisionnels électroniques sont prépondérants devant les phénomènes radiatifs, qu'il y a micro-réversibilité des processus collisionnels et que certaines lois sont toujours valables :

- la loi de Maxwell (fonction de distribution des vitesses).
- la loi de Saha (distribution des atomes et degré d'ionisation).
- la loi de Guldberg-Waage (dissociation).

Chapitre II

Généralités sur le rayonnement

II-1 .Introduction

En physique, le rayonnement ou synonyme de radiation, désigne le processus d'émission ou de transmission d'énergie sous forme de particules, des ondes électromagnétiques et des ondes acoustiques. On peut classer les rayonnements en deux classes : les rayonnements corpusculaires (particulaires) par exemple : particules alpha, bêta, neutrons et aussi les rayonnements électromagnétiques (ondes radio, infrarouge, ultraviolet, domaine visible,...).

Le terme de "rayonnement" désigne également l'énergie ainsi émise et propagée, qui est aussi appelée "énergie rayonnante ".On parle aussi de rayonnement lumineux, et de rayonnement calorique.

A température supérieure au zéro absolu, tout corps émet et absorbe un rayonnement électromagnétiques appelé rayonnement thermique ou rayonnement du corps noir.

Un rayonnement électromagnétique est constitué d'un faisceau de particules, les photons .ces particules sont porteuses de quanta d'énergie.la valeur E , de l'énergie que porte un photon peut être calculé par la relation de Planck :

$$E = h \nu$$

Avec h est un constante de Plank ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s)

ν : fréquence est exprimée en Hertz (Hz ou s^{-1})

E est exprimée en Joules (J)

Un rayonnement électromagnétique peut donc décompose en un spectre de radiation monochromatique caractérisées par une la longueur d'onde λ ou fréquence ν telle que $c = \lambda \nu$ désigne la vitesse de ces ondes dans un milieu d'indice n :

$$c = \frac{c_0}{n} = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

λ : Longueur d'onde est exprimée en mètre (m) .

ν : fréquence est exprimée en Hertz (Hz ou s^{-1}).

On peut classer les ondes électromagnétiques (EM), en fonction de leur fréquence et de leur énergie .On note aussi leur longueur d'onde.

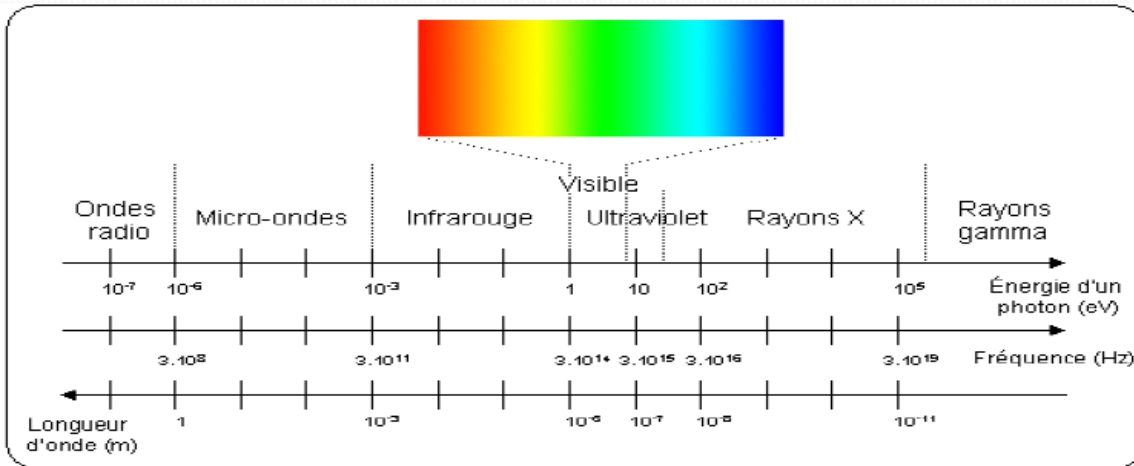


Figure II-1 :spectre des ondes électromagnétique.

II-2.Grandeurs caractéristiques du rayonnement

II-2-1.Flux énergétique

Le flux total est la puissance du rayonnement électromagnétique émis par une source dans tout l'espace où elle peut rayonner .il s'exprime en watt [W]et se note ϕ . et on définit le flux monochromatique en fonction soit [9] :

En longueur d'onde $\phi_\lambda = \frac{d\phi}{d\lambda}$ en $W \cdot m^{-1}$ (II-1)

En fréquence $\phi_\nu = \frac{d\phi}{d\nu}$ en $W \cdot Hz^{-1}$ (II-2)

II-2-2 .Emittance total

Considérons un élément de la surface émettrice dS émettant un flux élémentaire $d\phi$. On appelle l'émittance le rapport du flux émis par l'élément de surface dS dans toutes les directions par l'élément de surface .elle s'exprime en

$[W / m^2]$. Par définition : $M = \frac{d\phi}{ds}$ (II-3)

Cette émittance peut aussi être définie en fonction de la longueur d'onde .Il s'agit alors l'émittance spectrale. Elle s'exprime en $[W/m^3]$ ou $[W/m^2 \cdot \mu m]$

$$M_\lambda = \frac{dM}{d\lambda} = \frac{d^2\phi}{dS d\lambda} \quad (\text{II-4})$$

II-2-3.Intensité totale

Soit une direction \vec{e} qui fait un angle γ avec la normal \vec{n} à la surface d'un corps émissif. Si $d^2\phi$ est la fraction de flux rayonné dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$. on appelle intensité énergétique I d'un faisceau ou d'une source dans la direction \vec{e} le flux rayonné par unité d'angle solide dans cette direction .elle s'exprime en watt par stéradian $[W.Sr^{-1}]$.

$$I_e = \frac{d\phi_e}{d\Omega} \quad (\text{II-5})$$

Et l'intensité monochromatique dans la direction \vec{e} est donnée par [9] :

$$I_{e,\lambda} = \frac{dI_e}{d\lambda} = \frac{d^2\phi_e}{d\Omega d\lambda} \quad (\text{II-6})$$

Elle s'exprime en $[W/m.Sr]$ ou $[W/\mu.Sr]$.

La direction \vec{e} est définie par les deux angles γ et β .On définit l'angle solide élémentaire $d\Omega$ par :

$$d\Omega = \sin \gamma d\gamma d\beta$$

Les angles solides mesurés en stéradian [Sr].

II-2-4.Luminance total

Considérons un élément de la surfaces dS et soit la direction \vec{e} définie par l'angle γ par rapport à la normal \vec{n} de la surface dS . Soit $d^2\phi$ la surface de flux contenue dans la cône élémentaire d'angle solide $d\Omega$ et de direction \vec{e} .luminance, exprimé en $[W . m^{-2} . Sr^{-1}]$, représente la quantité d'énergie transmise par unité d'angle solide, par unité de surface normale à la direction de propagation et par unité de temps.

$$L_e = \frac{dI_e}{dS \cos \gamma} = \frac{d^2 \phi_e}{dS \cos \gamma d\Omega} \tag{II-7}$$

Et on définit Luminance spectrale dans la direction \vec{e} par la relation:

$$L_{e,\lambda} = \frac{dL_e}{d\lambda} = \frac{d^2 \phi_e}{dS \cos \gamma d\Omega d\lambda} \text{ en } [W . m^{-3} . Sr^{-1}] \tag{II-8}$$

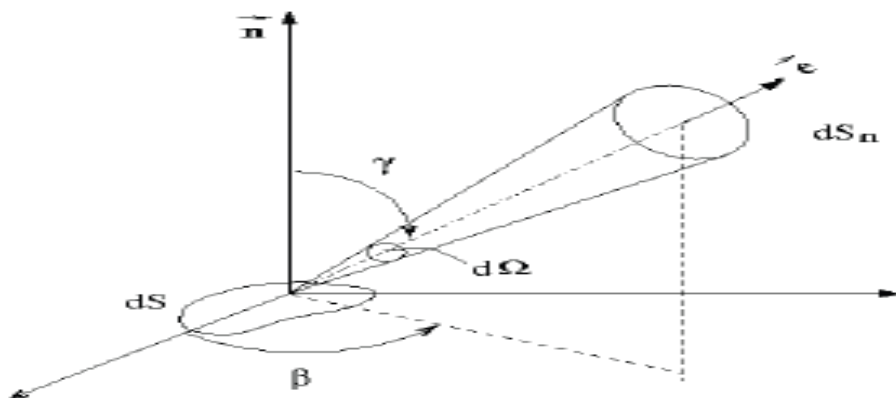


Figure II-2 : rayonnement émis d'un élément dS à travers un angle solide $d\Omega$ fait dS_n par avec un point appartenant à dS .

II-3. Lois du rayonnement thermique d'équilibre

Nous pouvons compter cinq lois importantes dont quatre régissent l'émission du rayonnement thermique d'équilibre : la loi de Planck, les deux lois de Wien, la loi Stefan-Boltzmann et la dernière loi, c'est la loi de Kirchhoff, lié l'émission à l'absorption d'un corps [10].

II-3-1.Loi de Planck

Cette loi donne la luminance monochromatique(ou spectrale) pour une longueur d'onde donné du corps noir .Elle s'écire sous la forme :

$$L_{\lambda}^0 (T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda K_B T}\right)-1} \quad (\text{II-9})$$

Où

h est la constante de Planck ($h = 6.6255 \times 10^{-34}$ J.S)

K_B est la constante de Boltzmann ($K_B = 1.38 \times 10^{-34}$ J.K⁻¹)

$c = \frac{c_0}{n}$: vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu.

Avec : c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide ; n est indice de réfraction du milieu.

Et la luminance spectrale exprimée en fréquence s'écire sous la forme :

$$B_{\nu}^0 (T) = L_{\nu}^0 (T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{K_B T}\right)-1} \quad (\text{II-10})$$

D'antre part la loi de Planck relie l'émittance spectrale du corps noir en fonction de la longueur d'onde et la température absolue.

$$M_{\lambda}^0 = \frac{2\pi h C^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \quad (\text{II-11})$$

Lorsque le rayonnement se propage dans le vide (indice de réfraction $n=1$) :

$$M_{\lambda}^0 = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (\text{II-12})$$

Où C_1 et C_2 sont des constantes de formule Planck

$$C_1 = 2\pi h C_0^2 = 3,741 \cdot 10^{-16} \text{ w.m}^2 ; C_2 = \frac{h C_0}{K} = 0,014388 \text{ m.K}$$

La figure suivante montre le tracé de l'émittance spectrale d'un corps noir $M_{\lambda}^0(T)$ en fonction de la longueur d'onde à chaque température.

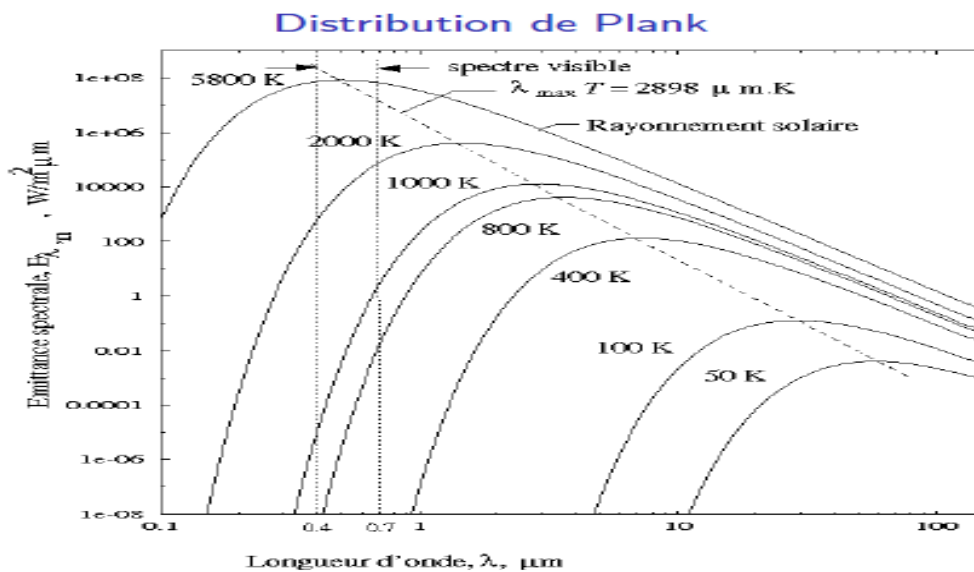


Figure II-3: l'évolution d'émittance spectrale du corps noir en fonction de la longueur d'onde à chaque température.

II- 3 -2. Lois de Wien

Les deux lois fournissent respectivement l'abscisse λ_{max} et l'ordonné du maximum d'émittance spectrale du corps noir pour différentes température.

- Première loi de Wien, ou loi déplacement de Wien :

Cette loi exprime le fait que l'abscisse de la longueur d'onde λ_m du maximum d'émittance spectrale se décale vers les faibles longueurs d'ondes avec la température croissante s'écrit sous la forme suivante :

$$T \cdot \lambda_m = 2897.8 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (\text{II-13})$$

- Deuxième loi de Wien fournit la valeur du maximum d'émittance spectrale du Corps noir en fonction de la température.

$$M_{\lambda_m}^0(T) = BT^5 \quad (\text{II-14})$$

Avec $B = 1.287 \times 10^{-11} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$; T en Kelvin et λ_m en μm

II-3-3. Loi de Stefan Boltzmann

La loi de Stefan de Boltzmann donne la puissance du rayonnement thermique émis par unité de surface d'un corps noir .elle définit proportionnelle à la puissance quantième de la température absolue s'écrit :

$$M^o = \sigma_s T^4 \quad (\text{II-15})$$

Elle s'obtient par intégration de la fonction de Planck sur toutes les longueurs d'onde et sur toutes les directions :

$$M^0(T) = \int_0^\infty M_\lambda^0(T) d\lambda = \int_0^\infty \pi L_\lambda^0(T) d\lambda \quad (\text{II-16})$$

$$M^0(T) = \frac{2\pi^5 K_B^4}{15c_0^2 h^3} T^4 \text{ Soit } L^0(T) = \frac{\sigma_s}{\pi} T^4 \quad (\text{II-17})$$

$$\sigma_s = \frac{2\pi^5 K_B^4}{15c_0^2 h^3} \quad (\text{II-18})$$

Avec σ_s la constante de stefan –Boltzmann ($\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)

II-3-4. Loi de kirchoff

La loi de Kirchhoff relie les propriétés des émissives et absorbant d'un corps pour chaque la longueur d'onde et chaque direction de propagation considérée du rayonnement émis ou incident sur une surface d'un corps.

En l'équilibre thermique, les émissivités et absorptivités spectrales directionnelles sont égales :

$$\varepsilon_{\nu}(\nu, T) = K'_{\nu}(\nu, T) \quad (\text{II-19})$$

Aussi, la loi de Kirchhoff permet d'écrire l'expression de coefficient spectral d'émission en fonction du coefficient d'absorption :

$$\varepsilon_{\nu} = K'_{\nu} L_{\nu}^0(T) \quad (\text{II-20})$$

$$\text{Soit } \frac{\varepsilon_{\nu}(T)}{K'_{\nu}(T)} = B_{\nu}^0(T) = L_{\nu}^0(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{II-21})$$

Où

$\varepsilon_{\nu}(T)$: Coefficient spectral d'émission du milieu.ils'exprime en $W \cdot m^{-3} \cdot Sr^{-1}$

$K'_{\nu}(T)$: Coefficient spectral d'absorption du milieu. il s'exprime cm^{-1} ou m^{-1}

II-4- Equation du transfert radiatif

Considérons un volume élémentaire dV contient un plasma représente sur figure 4, limité par les éléments de surface s et $s+ds$.

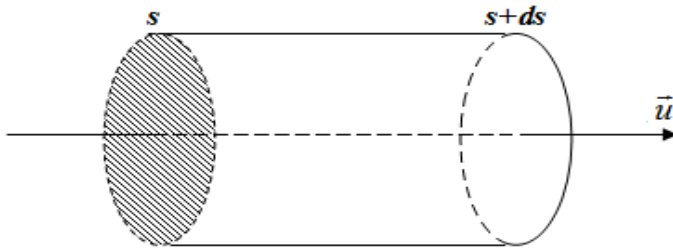


Figure II-4 : l'équation du transfert radiatif

Si nous considérons la diffusion du rayonnement négligeable et nous supposons que le plasma à l'équilibre thermodynamique local. L'équation du transfert radiatif donne l'évolution de la luminance monochromatique à travers ce volume élémentaire pour un trajet rectiligne donnée. Elle s'écrit sous la forme [11] :

$$\frac{dL_\nu(s)}{dx} = \varepsilon_\nu(s) - K'_\nu(s)L_\nu(s, T) \quad (\text{II-22})$$

où, pour une température T et une pression P données, les coefficients $K'_\nu(T)$ et $\varepsilon_\nu(T)$ représentent respectivement le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite et l'émission propre du milieu tels que :

$$\varepsilon_\nu(T) = K'_\nu(T)L_\nu^0(T) \quad (\text{II-23})$$

$$K'_\nu(T) = K_\nu(T) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{K_B T}\right) \right) \quad (\text{II-24})$$

Avec $L_\nu^0(T)$ la fonction de Planck (luminance du corps noir).

Chapitre III

Processus responsable de l'émission de rayonnement
dans un plasma thermique

III-1. Introduction

Le rayonnement total émis par le plasma thermique résulte de la superposition d'un spectre continu « continuum » et un spectre discret ou spectre de raie.

III-2. Fond continue (spectre continu)

Plusieurs processus radiatifs conduisent à l'émission du spectre continue qui sont [12] :

III-2-1. Recombinaison radiative

Un ion positif de charge Ze peut capturer un électron libre en formant un atome de charge $(Z-1)e$ dans un état quantique i et émettant un photon $h\nu$. le phénomène inverse étant photo-ionisation.

Ce processus est décrit par la réaction :



L'énergie du photon émis est donné par :

$$h\nu = \left(E_{\text{lim}}^{(z-1)+} - E_i^{(z-1)+} \right) - \Delta E_z + E_e \quad (\text{III-2})$$

Avec

$E_{\text{lim}}^{(z-1)+}$ L'énergie limite d'ionisation de l'ion de charge $(z - 1)e$ de l'atome $A^{(z-1)+}$; $E_i^{(z-1)+}$ l'énergie de l'ion $A_i^{(z-1)+}$ (ou de l'atome) crée , ΔE_z l'abaissement du potentiel d'ionisation , E_e l'énergie cinétique de l'électron capturé.

L'expression du coefficient d'émission est suivante [13]:

$$\varepsilon_{\nu}^{\text{rec}}(T) = C_1 \frac{N_e N^{Z+}}{Q_{Z+}^{\text{int}}(T)} \frac{Z^2}{\sqrt{T}} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right) \right) g_1^{Z+} \xi_{\nu}^{(z-1)}(T) \quad (\text{III-3})$$

$$C_1 = 5.4410^{-52} SI$$

N_e : La densité de l'électron.

N^{z+} : La densité de l'ion A^{z+} .

$Q_{z+}^{int}(T)$: Fonction de partition de l'ion A^{z+} .

g_1^{z+} : poids statistique du niveau fondamental de A^{z+} .

$\xi_{\nu}^{(z-1)+}$: facteur de Biberman-Schluter de $A^{(z-1)+}$ qui caractérise la structure électronique de cet ion. il représente les corrections quantiques à un modèle "classique hydrogénoïde simplifié", dans l'hypothèse de l'E.T.L [14]

III-2-2. Attachement radiatif

Ce phénomène représente la capture d'un électron libre par atome neutre pour former un ion négatif et l'émission de photon .le processus inverse étant photo détachement.

La réaction s'écrit:



Avec
$$\frac{hc}{\lambda} = E_{e^-} + E_a \quad (\text{III-5})$$

L'énergie $h\nu$ émise est obtenue par la somme d'énergie cinétique d'électron E_e et l'énergie d'attachement(ou l'affinité électronique) de l'atome A.

Coefficient spectrale d'émission à l'attachement radiative est donné par l'expression suivante [13] :

$$\varepsilon^{att}(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) N_{A^-}(T) \sigma_{det}^-(E_e) \quad (\text{III-6})$$

Avec

$N_{A^-}(T)$ est la densité de l'ion négatif A^- ; σ_{det}^- est la section efficace de photodétachement de l'ion A^- .

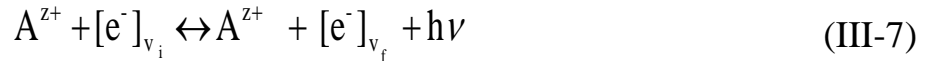
III-2-3. Rayonnement de freinage

Un électron libre peut céder son énergie cinétique lorsqu'il est accéléré ou un électron freiné dans le champ d'un atome neutre ou d'ion .ce phénomène est résulte d'une émission d'un photon.

On distingue deux types de rayonnement de freinage : un rayonnement de freinage électron-ion et un rayonnement de freinage électron-atome neutre.

✓ Rayonnement de freinage électron –ion

On schématise ce processus par la réaction suivante :



Tel que

$$h\nu = \frac{m_e}{2} (v_i^2 - v_f^2) \quad (\text{III-8})$$

m_e : la masse d'électron ; v_i et v_f sont les vitesses initiale et final de l'électron.

Le coefficient d'émission spectrale est donné par [15] :

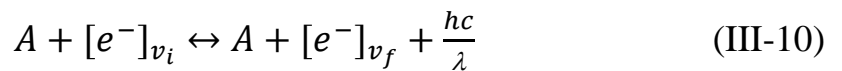
$$\varepsilon_v^{ei}(T) = C_2 Z^2 \frac{N_e N^{Z+}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{K_B T}\right) \times G^{Z+}(\nu, T) \quad (\text{III-9})$$

$G^{Z+}(\nu, T)$ est le facteur de gaunt [16] ; Z : la charge de l'ion ;

$$C_2 = 5.44 \times 10^{-52} J.m/K^{3/2}.Sr^{-1}$$

✓ Rayonnement de freinage électron –atome

Ce phénomène radiatif est décrit par le schéma suivant :



Le coefficient d'émission spectrale est donné par [15] :

$$\varepsilon_v^{ea}(T) = C_3 N_a N_e T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{K_B T}\right) G(\nu, T) \quad (\text{III-11})$$

Avec

$$C_3 = 3.4210^{-43} J.m^3/K^{3/2}.Sr^{-1}$$

$$G(\nu, T) = \int_0^\infty \sigma(x_0 + y)(x_0 + y)^2 e^{-y} dy \quad (\text{III-12})$$

$$x_0 = -\frac{h\nu}{k_B T}$$

N_a, N_{e^-} : les densités respectives des atomes neutres et des électrons.

$G(\nu, T)$: la fonction correspond à l'intégration de la section efficace élastique totale sur une distribution maxwellienne des vitesses électronique.

III-3. Spectre de raies

Un électron actif dans un atome peut passer d'un niveau d'énergie supérieure E_j spontanément à un autre niveau inférieure E_i en émettant un photon d'énergie. L'énergie du photon émis $h\nu$. l'énergie du photon émis est égale à la différence des énergies des niveaux considérée :

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i$$

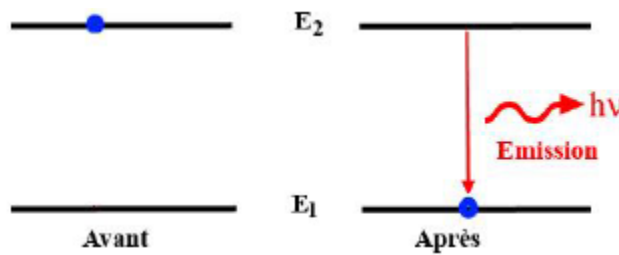


Figure III-3 : représentation de l'émission de photon.

Coefficient d'émission spectral d'une raie est donné par la relation [17] :

$$\varepsilon_{ji}(\nu) = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} A_{ji} N_j P_{ji}(\nu, T) \quad (\text{III-13})$$

Où A_{ji} : Probabilité d'émission spontanée ; N_j : Densité de l'atome dans l'état excité i ;

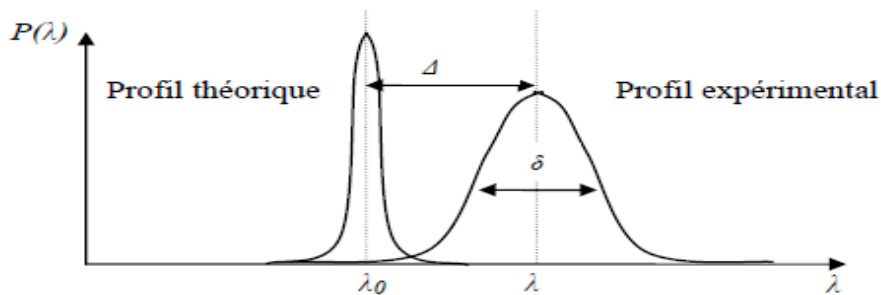
$P_{ji}(\nu)$: Profil normalisé de la raie vérifiant :

$$\int_0^{\infty} P_{ji}(\nu) d\nu = 1 \quad (\text{III-14})$$

Le profil d'une raie est la conséquence des phénomènes d'élargissement.

III-4. Etude des raies .Elargissement

En théorie, le profil d'une raie se traduit par un pic de Dirac situé à la longueur d'onde λ_0 . Cependant , suite à plusieurs phénomènes et l'interaction de la particule émettrice avec les particules environnantes, il est possible que la raie présente un certain élargissement et déplacement de son centre.



telque

Δ : Déplacement du centre de la raie

δ : Largeur totale à mi-hauteur

λ_0 : Longueur d'onde centrale de la raie

Figure III.4 : Grandeurs caractéristiques du profil

III- 4-1. Types d'élargissement.

Dans les plasmas thermiques, nous pouvons distinguer trois types d'élargissement :

Élargissement Doppler, élargissement de pression et l'élargissement naturel étant considéré comme négligeable.

III-4-1 -1. Élargissement doppler

Phénomène d'effet doppler est dû à la vitesse relative des atomes émetteurs par rapport à un observateur .si une radiation est émis à la longueur d'onde λ_0 , l'observateur le reçoit à la longueur d'onde déplacée de la quantité $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \pm \frac{V_s}{c} \lambda_0 \quad (\text{III-15})$$

V_s est la vitesse relative de l'atome émetteur.

Dans le cas d'une distribution maxwellienne de vitesse, le profil de la raie est caractérisé par une gaussienne [18] :

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad (\text{III-16})$$

Avec
$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \left(\frac{2K_B T}{mc^2}\right)^{1/2}$$

La demi-largeur à mi-hauteur Doppler δ_D est donnée par :

$$\delta_D = \Delta\lambda_D \sqrt{\ln 2}$$

Où

T : Température du plasma ; m : Masse de l'atome émetteur ; $\Delta\lambda_D$: Largeur doppler.

III-4-1 -2 . Elargissement de pression

L'effet de pression est dû aux interactions de l'atome émetteur avec les autres particules environnantes (perturbateurs).

Le profil obtenu est un profil Lorentzien est donné par :

$$P_L(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi \left[(\lambda - \lambda_0)^2 + \delta_L^2 \right]} \quad (\text{III-17})$$

Où δ_L : la mi-largeur à mi- hauteur de la raie

λ_0 : la longueur d'onde au centre de la raie.

L'élargissement de pression dépend de la distance entre les deux atomes, de la nature et la densité des perturbateurs, de la composition du mélange et de la température et la pression du milieu.

On va citer trois d'élargissement de pression comme élargissement Stark, l'élargissement Van der Waals et l'élargissement de résonance.

III- 4-1 -3 . Elargissement Stark

Cet élargissement existe lorsque le perturbateur est une particule chargée. Le potentiel d'interaction est de la forme $\frac{C_4}{r^4}$. Le profil de la raie est alors lorentzien.

Largeur à mi-hauteur et le déplacement de la raie dans l'approximation des impacts sont donnés par l'expression [19] :

$$\text{Pour les neutres : } 2 \delta_s = 11.37 C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-18})$$

$$\Delta_s = 9.94 C_4^{2/3} V_e^{1/3} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-19})$$

$$\text{Pour les ions : } 2 \delta_s = 200.8 C_4^{2/5} \frac{Z^{4/5}}{T^{1/2}} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-20})$$

Avec

N_e : Densité électronique

$$V_e : \text{vitesse de l'électron qui vaut : } V_e = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m_e}}$$

Z : la charge de l'ion

C_4 : la constante d'élargissement Stark.

II-4-1 -4. Elargissement Van Der Waals

Ce type d'élargissement est dû à l'interaction de l'atome émetteur perturbé avec un atome neutre de nature différente ou un atome identique lorsque le niveau supérieure 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 est la distance entre les deux atomes)

L'élargissement de la largeur à mi-hauteur et du déplacement sont données dans l'approximation des impacts par [19] :

$$2\delta_v = 8.16 C_6^{2/5} (\overline{V_0})^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-21})$$

$$2\Delta_v = 2.94 C_6^{2/5} (\overline{V_0})^{3/5} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-22})$$

N_0 : Densité des atomes perturbateurs ;

V_0 : vitesse relative moyenne des deux particules

Avec

$$V_0 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{M_a + M_p}{M_a M_p} \right)}$$

M_a et M_p Sont des masses des deux atomes

C_6 : La constante d'élargissement Van der Waals.

Le profil de la raie dans le cas d'élargissement Vander Waals (dans l'approximation des impacts) est un profil Lorentzien.

III-4-1 -5. Elargissement de résonance

Cet élargissement est dû à l'interaction entre un atome émetteur et un atome identique lorsque le niveau supérieur de la raie émise est couplé au niveau fondamental. Le potentiel d'interaction est de la forme r^{-3} . Le profil de la raie émise dans ce cas est Lorentzien.

L'interaction de résonance ne produit aucun de déplacement de centre de raie. L'expression de la largeur à mi- hauteur dans l'approximation des impacts est donné par [18], [19] :

$$2 \delta_r = 5.48 \pi \left(\frac{g_f}{g_r} \right) N_0 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{f_r}{m_e} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (\text{III-23})$$

Où

g_r : Poids statistique du niveau résonnant

g_f : Poids statistique du niveau fondamental ; N_0 : Densité du niveau fondamental ; f_r : Force d'oscillateur du niveau résonnant.

III-5. Profil global d'une raie élargie

Profil global d'une raie résulte de la convolution d'une fonction gaussienne (l'effet doppler) avec une fonction Lorentzienne (élargissement de pression). Les convolutions des deux fonctions conduit à un profil de Voigt :

$$P_V(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{y^2}{\Delta\lambda_D^2}\right)}{\delta_L^2 + [y - (\lambda - \lambda_0)]^2} dy \quad (\text{III-24})$$

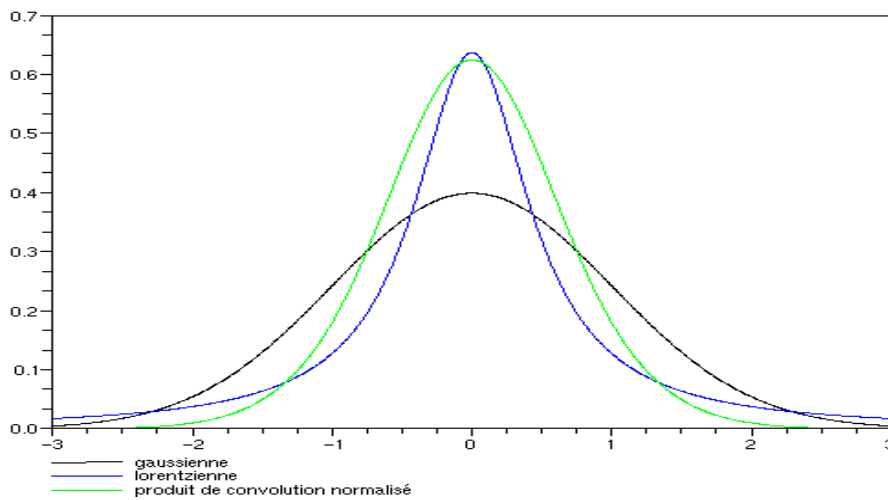


Figure III-5: représentation des trois profils des raies (gaussien, lorentien et Voigt)

Chapitre IV

Résolution de l'équation de transfert radiatif

-Calcul des facteurs des fuites.

IV-1.Introduction

La Résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR) est difficile à cause de la dépendance des grandeurs envers la variable spectrale (fréquence) et envers les variables d'espace. Le calcul du transfert radiatif est basé sur la méthode approximation pour un milieu supposé en équilibre thermodynamique local. Dans ce chapitre nous allons développer la méthode approché de calcul de transfert radiatif : la méthode du coefficient d'émission nette est basé sur l'hypothèse du plasma homogène et isotherme [11].

IV-2. Méthode du Coefficient d'émission nette

Les plasmas thermiques, comme nous l'avons déjà signalé sont supposés en équilibre thermodynamique local. Dans ces conditions le flux de rayonnement n'est pas celui du corps noir, une grande partie du rayonnement émis s'échappe du milieu sans être absorbée et la loi de Planck n'est plus applicable. On applique la loi de Kirchhoff :

$$\varepsilon_{\nu} = k'_{\nu} B_{\nu} \quad (\text{IV-1})$$

Le Coefficient d'émission nette représente la différence entre la puissance radiative par unité de volume du plasma, par unité d'angle solide et la puissance provenant des autres points du plasma absorbée dans l'élément de volume considérée. l'émission exprimée en $[W/m^3/ster]$. Cette émission nette dépend non seulement des paramètres locaux (la température, la pression, les densités de particules et la nature du plasma), mais dépend aussi de la géométrie du plasma, la profil radial de température et la variable spectrale (longueur d'onde λ , fréquence ν).

Ce coefficient d'émission nette peut être calculé en résolvant l'équation de transfert radiatif [20]:

$$\varepsilon_{N\nu} = K'_{\nu} (B_{\nu} - J_{\nu}) \quad (\text{IV-2})$$

J_ν : Intensité spectrale moyenne de rayonnement pour une fréquence donné :

$$J_\nu = B_\nu(1 - G_1(K'_\nu R)) \quad (\text{IV-3})$$

Où

$G_1(K'_\nu R)$: fonction qui dépende de la géométrie cylindrique du plasma [21] :

$$G_1(K'_\nu R) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp - \left(\frac{K'_\nu R}{\sin \theta} \right) d\theta \quad (\text{IV - 4})$$

R : Rayon du cylindre ou l'épaisseur du plasma.

K'_ν : coefficient d'absorption corrigé du l'émission induite ; B_ν : densité du rayonnement du corps noir.

$$K'_\nu = K_\nu \left[1 - \exp \left(- \frac{h\nu}{K T} \right) \right] \quad (\text{IV - 5})$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp \left(\frac{h\nu}{K T} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{IV - 6})$$

En dehors des paramètres locaux du plasma (température, pression,.....). Le coefficient d'émission nette dépend aussi de la géométrie du milieu et du profil radial de la température (figure1). La région centrale de l'arc est la partie la plus chaude et donc la plus émissive. Le rayonnement émis dans cette région sera fortement réabsorbé lors de sa traversée du plasma.

Dans le cas d'un plasma supposé isotherme et d'une géométrie cylindrique simplifiée il possible d'écrire dans un milieu isotrope le coefficient d'émission nette sous la forme[21] :

$$\varepsilon_{N\nu} = K'_\nu B_\nu G_1(K'_\nu R) \quad (\text{IV - 7})$$

Libermann et Lowke [22] ont montré que l'on pouvait assimiler le cylindre isotherme à une sphère isotherme, dans ces conditions on a :

$$G_1(K'_\nu R) = \exp(-K'_\nu R) \quad (\text{IV-8})$$

D'où:

$$\varepsilon_N = \int_0^\infty K'_\nu B_\nu \exp(-K'_\nu R) d\nu \quad (\text{IV-9})$$

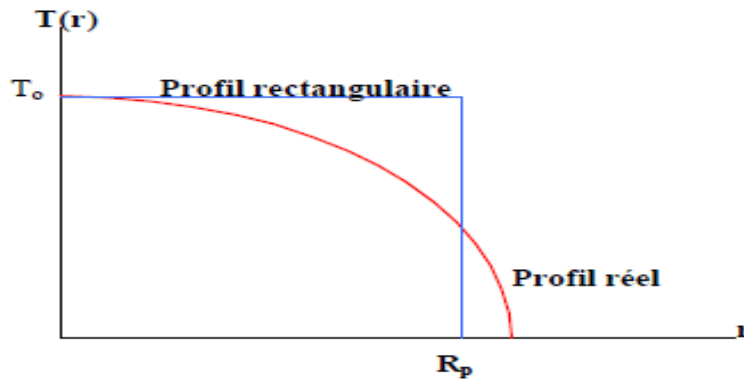


Figure 1: le profil radial de la température pour le coefficient d'émission nette

L'équation (9) sous sa forme développée s'écrit :

$$\varepsilon_N(T) = \int_0^\infty B(\nu, T) [K_c + K_0 P(\nu)] \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right) \right] \exp\left[-(K_c + K_0 P)\left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right) R\right)\right] d\nu \quad (\text{IV-10})$$

K_c : Coefficient d'absorption continu ; K_0 : coefficient d'absorption au centre de la raie ; $P(\nu)$: profil normalisé de la raie.

IV-3. Méthode de calcul

Pour calculer le coefficient d'émission nette d'une raie, il faut connaître son profil qui dépend des phénomènes d'élargissements. Le profil d'une raie élargie par les mouvements thermiques des atomes émetteurs (effet Doppler) est gaussien. L'atome émetteur peut être soumis aux interactions des particules environnantes, ce qui provoque l'effet de pression (élargissement Stark, Van der Waals et résonance),

celui-ci conduit à un profil lorentzien. Lorsqu'on tient compte des deux effets le profil global de la raie est celui de Voigt [23]

IV-3-1. Le facteur de fuite : définition

Le transfert radiatif des raies est déterminé par l'intermédiaire des facteurs de fuite. Le facteur de fuite représente le rapport entre le flux du rayonnement sortant dans les conditions réelles et le flux qui sortirait sans absorption .il s'écrit sous la forme [23] :

$$\Lambda = \int_0^{\infty} P(\nu) \exp\left(-\frac{\tau_0 P(\nu)}{P(\nu_0)}\right) d\nu \quad (\text{IV-11})$$

Avec $P(\nu)$: profil total de la raie ; $P(\nu_0)$: profil au centre de la raie ; τ_0 : épaisseur optique au centre de la raie qui vaut :

$$\tau_0 = K_0 R P(\lambda_0) = \frac{e^2}{m_0 c} f_{ij} \bar{n}_l R P(\lambda_0) \quad (\text{IV-12})$$

f_{ij} : force d'oscillateur de la raie ; \bar{n}_l : densité moyenne des atomes absorbants.

IV-3-2. Calcul du coefficient d'émission nette des raies

Pour simplifier le calcul le coefficient d'émission nette des raies, on utilise les facteurs de fuite. Dans notre calcul, le chevauchement de raie a été négligé, ce qui permet d'utiliser la notion de facteur de fuite et traiter le transfert radiatif de chaque raie individuellement.

Le coefficient d'émission nette d'une raie est donné par :

$$\varepsilon_N(T) = B(\nu_0, T) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{KT}\right)\right) K_0 \exp(-K'_c R) \Lambda(\tau_0) \quad (\text{IV-13})$$

Avec

$$K'_c = K_c \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right) \quad (\text{IV-14})$$

$A(\tau_0, \alpha)$: Représente le facteur de fuite en fonction des deux paramètres (τ_0 : l'épaisseur optique au centre de raie) et (α : le rapport entre les largeurs – hauteur des composantes lorentzienne et gaussienne). Les valeurs de facteur de fuite être calculées ou tirées de la littérature DRAWIN [23].

En tabulant les facteurs de fuite en fonction de l'épaisseur optique τ_0 et éventuellement du rapport α (il est possible d'évaluer le coefficient d'émission nette des raies dans un temps de calcul réduit).

A haute température c'est l'effet Stark qui est dominant (puisque la densité électronique augmente), à tend alors vers l'infini, le facteur de fuite peut être calculer avec un profil lorentzien.

A base température les raies sont essentiellement élargie par effet Doppler [24]

IV-3-2. Calcul du facteur de fuite

Pour simplifier le calcul du transfert radiatif des raies et Pour réduire les temps de calcul, ce type de calcul a été détaillé par DRAWIN et EMARD [23] pour différents profils des raies.

Dans nos conditions le profil global des raies est un profil de Voigt .ce profil est le produit de convolution des profils Lorentzien et Gaussien .

On a trois cas des profils des raies qui sont [23]:

Profil gaussien
$$P_g(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] \quad (IV-15)$$

profil Lorentzien
$$P_L(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi[(\lambda-\lambda_0)^2 + \delta_L^2]} \quad (IV-16)$$

Profil de Voigt
$$P_V(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi^{3/2}\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{y}{\Delta\lambda_D}\right)^2}{\delta_L^2 + [y - (\lambda - \lambda_0)]^2} dy \quad (IV-17)$$

Dans notre calcul on utilise la forme générale du profil de Voigt (IV-17) pour avoir plus de précision.

Si on pose $x = \frac{y}{\Delta\lambda_D}$ et $\alpha = \frac{\delta_L}{\Delta\lambda_D}$

L'expression (IV-17) devient :

$$P_V(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{y^2}{\Delta\lambda_D^2}\right)}{\frac{\delta_L^2}{\Delta\lambda_D^2} + \left(\frac{y}{\Delta\lambda_D} - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \frac{1}{\Delta\lambda_D^2} dy \quad (IV - 18)$$

$$P_V(\lambda) = \frac{\delta_L}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \frac{1}{\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp-x^2}{\left(\frac{\delta_L}{\Delta\lambda_D}\right)^2 + \left(x - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} dx$$

$$P_V(\lambda) = \frac{a}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp-x^2}{a^2 + \left(x - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} dx \quad (IV-19)$$

On remplace l'expression de profil (IV-19) dans l'expression du facteur de fuite(IV-11) , et on obtient :

$$A =$$

$$\frac{a}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} d(\Delta\lambda) \int \frac{\exp-x^2}{a^2 + \left(x - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} dx \exp - \tau \left\{ \frac{\int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\exp-x^2}{a^2 + \left(x - \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} dx}{\int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\exp-x^2}{a^2 + x^2} dx} \right\} \quad (IV - 20)$$

Pour calculer le facteur du fuite d'une raie élargie dans le cas d'un profil de Voigt est obtenu par l'expression général de ce profil (IV-17) nécessite le calcul de l'intégrale sur y à chaque fois ,ce qui demande un temps de calcul .Pour simplifier le calcul on peut utilise les valeurs de cette intégrale tabulées données par POSNER :

Dans l'équation (IV-20) on pose :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}$$

$\Lambda =$

$$\frac{a}{\pi^{3/2} \Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int \frac{\exp-x^2}{a^2+(x-z)^2} dx \exp - \tau \left\{ \frac{\int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\exp-x^2}{a^2+(x-z)^2} dx}{\int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\exp-x^2}{a^2+x^2} dx} \right\} \quad (\text{IV} - 21)$$

D'où [23], [25] :

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\pi^{3/2}} \int J(\alpha, z) \exp - \tau \left\{ \frac{J(\alpha, z)}{J(\alpha, 0)} \right\} dz \quad (\text{IV-22})$$

avec

$$J(\alpha, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp - x^2}{\alpha^2 + (x - z)^2} dx \quad (\text{IV-23})$$

D'après l'équation (IV-23) on remarque que le facteur de fuite Λ ne dépend que des deux paramètres τ_0 (l'épaisseur optique au centre de la raie) et α (le rapport entre les largeurs à mi -hauteur des deux profils Lorentzien et gaussien).

IV-4. Résultats et discussion

Nous avons calculé les facteurs de fuite dans le cas d'un cas très complexe c'est celui du profil de Voigt, ce calcul a été réalisé pour plusieurs valeur de la profondeur optique variant de 10^{-2} à 10^2 , en fonction du paramètre α (rapport des largeurs laurentienne et gaussienne).

Les résultats sont présentés dans les tableaux suivants, ces résultat montrent que le facteur de fuite diminue lorsque l'épaisseur optique augmente, dans ses conditions les raies sont fortement absorbées.

L'absorption des raies dépend aussi du paramètre α , on peut montrer que lorsque cette grandeur est faible le profil de la raie s'approche de la fonction de Gauss. Lorsque α augmente le profil de la raie tend vers le profil de Lorentz.

Nous disposons actuellement des valeurs tabulées des facteurs en fonction de l'épaisseur optique et le rapport des largeurs, qui vont servir dans le calcul du coefficient d'émission nette des raies spectrales

Alpha = 1.0000E+02 profil lorentzien

τ_0	Λ		τ_0	Λ		τ_0	Λ
1.0000E-01	8.8840E-01		2.0000E+00	4.0272E-01		3.0000E+01	4.6210E-02
2.0000E-01	8.4370E-01		3.0000E+00	3.0460E-01		4.0000E+01	3.3802E-02
3.0000E-01	8.0217E-01		4.0000E+00	2.4588E-01		5.0000E+01	2.5835E-02
4.0000E-01	7.6357E-01		5.0000E+00	2.0762E-01		6.0000E+01	2.0312E-02
5.0000E-01	7.2767E-01		6.0000E+00	1.8078E-01		7.0000E+01	1.6291E-02
6.0000E-01	6.9425E-01		7.0000E+00	1.6078E-01		8.0000E+01	1.3260E-02
7.0000E-01	6.6313E-01		8.0000E+00	1.4518E-01		9.0000E+01	1.0918E-02
8.0000E-01	6.3412E-01		9.0000E+00	1.3258E-01		1.0000E+02	9.0713E-03
9.0000E-01	6.0705E-01		1.0000E+10	1.2212E-01			
1.0000E+00	5.8179E-01		2.0000E+01	6.8331E-02			

alpha = 1.0000E+01

τ_0	Λ		τ_0	Λ		τ_0	Λ
1.0000E-01	9.4536E-01		2.0000E+00	4.5850E-01		3.0000E+01	8.3192E-02
2.0000E-01	9.0053E-01		3.0000E+00	3.6018E-01		4.0000E+01	7.3637E-02
3.0000E-01	8.5889E-01		4.0000E+00	3.0132E-01		5.0000E+01	7.3637E-02
4.0000E-01	8.2019E-01		5.0000E+00	2.6293E-01		6.0000E+01	6.6607E-02
5.0000E-01	7.8420E-01		6.0000E+00	2.3594E-01		7.0000E+01	6.1156E-02
6.0000E-01	7.5069E-01		7.0000E+00	2.1580E-01		8.0000E+01	5.6770E-02
7.0000E-01	7.1949E-01		8.0000E+00	2.0005E-01		9.0000E+01	5.3141E-02
8.0000E-01	6.9041E-01		9.0000E+00	1.8729E-01		1.0000E+02	5.0075E-02
9.0000E-01	6.3796E-01		1.0000E+10	1.7666E-01			
1.0000E+00	6.3796E-01		2.0000E+01	9.7269E-02			

alpha = 1.0000E+00

τ_0	Λ		τ_0	Λ		τ_0	Λ
1.0000E-01	9.4590E-01		2.0000E+00	4.2182E-01		3.0000E+01	8.8851E-02
2.0000E-01	8.9642E-01		3.0000E+00	3.2280E-01		4.0000E+01	7.6890E-02
3.0000E-01	8.5061E-01		4.0000E+00	2.6610E-01		5.0000E+01	7.6890E-02
4.0000E-01	8.0817E-01		5.0000E+00	2.3059E-01		6.0000E+01	6.2698E-02
5.0000E-01	7.6883E-01		6.0000E+00	2.0644E-01		7.0000E+01	5.8010E-02
6.0000E-01	7.3234E-01		7.0000E+00	1.8884E-01		8.0000E+01	5.4230E-02
7.0000E-01	6.9848E-01		8.0000E+00	1.7530E-01		9.0000E+01	5.1098E-02
8.0000E-01	6.6703E-01		9.0000E+00	1.6445E-01		1.0000E+02	4.8448E-02
9.0000E-01	6.3780E-01		1.0000E+10	1.5549E-01		3.0000E+01	8.8851E-02
1.0000E+00	6.1062E-01		2.0000E+01	1.0897E-01			

alpha = 1.0000E-01 GAUS

τ_0	Λ		τ_0	Λ		τ_0	Λ
1.0000E-01	8.5681E-01		2.0000E+00	1.6193E-01		3.0000E+01	2.5689E-02
2.0000E-01	7.4121E-01		3.0000E+00	1.0898E-01		4.0000E+01	2.2730E-02
3.0000E-01	6.4708E-01		4.0000E+00	8.3823E-02		5.0000E+01	2.0671E-02
4.0000E-01	5.6978E-01		5.0000E+00	6.9687E-02		6.0000E+01	1.9118E-02
5.0000E-01	5.0578E-01		6.0000E+00	6.0753E-02		7.0000E+01	1.7886E-02
6.0000E-01	4.5235E-01		7.0000E+00	5.4594E-02		8.0000E+01	1.6875E-02
7.0000E-01	4.0740E-01		8.0000E+00	5.0064E-02		9.0000E+01	1.6021E-02
8.0000E-01	3.6929E-01		9.0000E+00	4.6569E-02		1.0000E+02	1.5287E-02
9.0000E-01	3.3674E-01		1.0000E+10	4.3775E-02			
1.0000E+00	3.0875E-01		2.0000E+01	3.0708E-02			

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le calcul du rayonnement émis par les plasmas thermiques se complique sérieusement à cause des gradients de températures, des densités des espèces et de sa distribution complexe. En effet plusieurs raies se superposent à un fond continu lui-même issu de plusieurs processus. Ce rayonnement dépend de la fréquence du spectre, de la température et la géométrie du milieu.

Nous venons de présenter une méthode simple permettant la résolution de l'équation de transfert radiatif dans les plasmas thermiques. Le transfert radiatif des raies est déterminé par l'intermédiaire des facteurs de fuite. Le facteur de fuite représente le rapport entre le flux sortant et le flux qui sortirait sans absorption. Pour pouvoir appliquer cette méthode il faut que le chevauchement des raies soit négligeable.

Nous disposons actuellement des valeurs tabulées des facteurs en fonction de l'épaisseur optique et le rapport des largeurs, qui vont servir dans le calcul du coefficient d'émission nette des raies spectrales.

La connaissance du rayonnement émis par un plasma thermique est indispensable dans toute modélisation dans ce plasma, puisque le rayonnement est un terme non négligeable dans l'équation de la conservation de l'énergie. Egalement la connaissance et l'analyse du spectre émis par un plasma permet de fournir des informations sur certaines propriétés du milieu.

References

Références

- [1] Sampson D.H.; Journal of Fluid Mechanics 25, 638-638 (1966)
- [2] Hermann W. et Schade E. ; J.Q.S.R.T. 12, 1257-1263 (1972)
- [3] Lee H.E. and Gram L.E; J.Phys D.18, 156-168 (1985)
- [4] <http://www.hypertextbook.com/facts/2000/AliceHong.shtm> [archive]
- [5] W.Greiner, thermodynamique and statistical mechanics, Springer
- [6] Arc électrique et ses applications, Serge VACQUIE donod 1980
- [7] Griem H.R. Phys. Rev., **131**, 1170, 3, (1963)
- [8] Griem H.R. « Plasma Spectroscopy », Mc Graw-Hill, New York, (1964)
- [9] J-Brau, 2006, INSA DE LYON, Chap1 : rayonnement
- [10] https://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/270/89/27/PDF/Yann_Cressault.pdf (14 May 2008).
- [11] Riadh Hannachi, Thèse Octobre 2007, université Toulouse III-Paul Sabatier
- [12] Traving G 1968 "Plasma Diagnostics". Ed W Lochte-Holtgreven (Amsterdam: North-Holland). Chap2
- [13] Gongassiann M. 1986, Calculation the continuous absorption coefficient SF₆ plasmas [PhD] University Paul Sabatier, Toulouse, France .
- [14] Biberman L M , Norman G E 1960, Opt. Spectrosc. 8 : 230
- [15] Cabanne F and Chapelle J, 1971, "Spectroscopie plasma diagnostic" vol 1, chap 7 (Wiley Interscience, New York)
- [16] Grant I P. 1958, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 118 : 241
- [17] Liebermann R W. and Lowke J J. 1976 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 16: 253.
- [18] B Rahmani, "Calcul d'émission nette du rayonnement des arcs dans le SF₆ et dans les mélanges SF₆-N", Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1989)

- [19] Trajmar S., Williams W., Srivastava S.K. J. Phys. B : At. Mol. Phys., 10, 16, 3323, (1977)
- [20] Lowke J J 1970; J. Appl. Phys. 41 : 2588
- [21] Lee H E , Gram L E 1985 J. Phys. D: Appl. Phys. 18 : 1561
- [22] Liebermann R W, Lowke J J 1969, Spectrosc. Radiat. Transf.,9 : 207
- [23] Drawin H W , Emard F 1973 , Beitr. Plasma Phys. 13 :143
- [24] Liani B. 1992, Calculation the radiation emitted by arc plasmas composed of a mixture of gas and metal vapor [PhD] University Paul Sabatier, Toulouse
- [25] Liani B, Rahmouni M , Belbachir A H et al 1997, , J. Phys. D: Appl. Phys ,30 : 2964 .

RESUME

Nous venons de présenter une méthode simple permettant la résolution de l'équation de transfert radiatif dans les plasmas thermiques. Le transfert radiatif des raies est déterminé par l'intermédiaire des facteurs de fuite. Le facteur de fuite représente le rapport entre le flux sortant et le flux qui sortirait sans absorption.

L'utilisation des facteurs de fuites permet de simplifier le calcul du coefficient d'émission nette des raies spectrales et de réduire énormément le temps de calcul.

SUMMARY

We have just presented a simple method permitting the resolution of the equation of transfer radiatif in the thermal plasmas. The transfer radiatif of the stripes is determined through the intermediary of the factors of flight. The factor of flight represents the report between the retiring flux and the flux that would leave without absorption.

The use of the factors of flights permits to simplify the calculation of the coefficient of clean broadcast of the spectral stripes and to reduce the time of calculation a lot.