



HAL
open science

FORTE ET FAIBLE AUTO-ABSORPTION DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER : Correction des paramètres des raies et des probabilités de transitions

Hssaïne Amamou

► **To cite this version:**

Hssaïne Amamou. FORTE ET FAIBLE AUTO-ABSORPTION DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER : Correction des paramètres des raies et des probabilités de transitions. Physique [physics]. Université du Sud Toulon-Var (USTV), 2002. Français. NNT : . tel-01157382v1

HAL Id: tel-01157382

<https://hal.science/tel-01157382v1>

Submitted on 28 May 2015 (v1), last revised 28 May 2017 (v3)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Copyright

UNIVERSITE DE TOULON ET DU VAR

Formation doctorale
Optoélectronique

THESE

présentée par
Hssaine AMAMOU

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE TOULON ET DU VAR

discipline
Rayonnement et Plasmas

FORTE ET FAIBLE AUTO-ABSORPTION DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER : Correction des paramètres des raies et des probabilités de transitions

Présentée à l'Université de Toulon et du Var le 05 décembre 2002
Devant le jury constitué de :

Abdelaziz CHIKHAOUI	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille I	Rapporteur
Pierre VERVISCH	Directeur de recherche CNRS à l'Université de Rouen	Rapporteur
Belkacem FERHAT	Professeur à l'Université d'Alger, Algérie	Examineur
Geneviève NIHOUL	Professeur à l'Université de Toulon et du Var	Présidente du Jury
Alain Lesage	Chargé de recherche CNRS à l'Observatoire de Meudon-Paris	Invité
Alexandre ESCARGUEL	Maître de conférences à l'Université d'Aix-Marseille I	Invité
André BOIS	Maître de conférences –HDR- à l'Université d'Aix-Marseille I	Directeur

Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) de l'Université de Toulon et du Var (UTV)

Remerciements

Ce mémoire est le fruit d'un travail de quatre ans au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) de l'Université de Toulon et du Var (UTV). Je tiens tout d'abord à exprimer mes profonds remerciements au défunt le Professeur Jaques RICHOU, fondateur et ancien directeur de LOA qui nous a quittés il y a peu près deux ans. Je le remercie de m'avoir accepté avec beaucoup de sympathie et dans son laboratoire et pour ces conseils et son aide au début de ma thèse.

Je remercie infiniment les deux codirecteurs du LOA, Monsieur Bruno ROSSETTO, et Monsieur André BOIS, pour leur soutien constant depuis le décès de Professeur Jaques RICHOU.

Ce travail sans aucun doute n'aurait pu être fait sans l'aide constante de mon directeur de thèse Monsieur André BOIS à qui je dois beaucoup de respects pour son humanisme et ses conseils qui m'ont permis de concrétiser mon travail et de publier mes résultats.

Je tiens également à présenter mes sincères remerciements à Monsieur Belkacem FERHAT, Professeur à l'Université d'Alger en Algérie pour son aide et ses orientations qui m'ont été d'un grand intérêt. Sans ses conseils je n'aurais jamais pu arriver aux résultats que j'ai obtenus durant mon travail. Je le remercie aussi pour avoir accepté d'être membre du jury.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Abdelaziz CHIKHAOUI, Professeur à l'Université d'Aix-Marseille I, qui a bien voulu être rapporteur.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Pierre VERVISCH, Directeur de Recherche CNRS à l'Université de Rouen, qui a bien voulu être rapporteur.

Je remercie Madame Geneviève NIHOUL, Professeur à l'Université de Toulon et du Var, d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je tiens à remercier Monsieur Alain LESAGE, Chargé de Recherche à l'Observatoire de Paris-Meudon, pour ses conseils scientifiques précieux et son aide apportée notamment durant la rédaction de ce mémoire.

Je remercie Roland REDON, Alexandre ESCARGUEL et Pascal MATHERON pour leur grande aide au début de ma thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Haddou AIT AMAMOU, mon oncle, pour son aide matériel et son soutien moral. Je remercie infiniment ma femme, mes parents et tous mes frères et sœurs pour leur soutien moral permanent indispensable pour finir mes études. Sans leur soutien et leur confiance je n'aurais jamais pu faire ce travail.

Je remercie la direction de l'IUT de l'Université de Toulon et du Var ainsi que tous les membres du département de génie électrique de cet établissement, pour m'avoir accepté comme ATER pendant les deux années 2001/2002 et 2002/2003.

Enfin, je remercie tous les membres du Laboratoire d'Optique Appliquée pour l'ambiance chaleureuse dans laquelle s'est déroulé ce travail et toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont apporté leur collaboration à l'élaboration de ce mémoire. Je remercie notamment Michel GRIMALDI, Mohamed ESSATTE, Marc RIPERT, Khelifa DJEMAL, Audrey SEROPIAN et Soufiane RAMDANI.

Table des matières

Introduction	7
CHAPITRE I : Théorie de la radiation émise par un plasma	11
A. Théorie de la spectroscopie d'émission	12
<i>A.I. Introduction</i>	12
<i>A.I.1. Fonction de Planck pour le rayonnement du corps noir</i>	13
<i>A.I.2. Loi de Kirchhoff pour l'équilibre de la radiation</i>	14
<i>A.I.3. Distribution de Maxwell pour les vitesses des particules</i>	15
<i>A.I.4. Loi de Boltzmann pour les populations des niveaux</i>	15
<i>A.I.5. Loi de Saha pour les populations des états d'ionisation</i>	16
<i>A.I.6. Fonction de partition</i>	17
<i>A.I.7. Abaissement de l'énergie d'ionisation</i>	18
<i>A.II. Equilibre thermodynamique local (ETL)</i>	19
<i>A.III. Emission et absorption du rayonnement</i>	20
<i>A.III.1. Emission spontanée</i>	21
<i>A.III.2. Absorption et émission induite</i>	22
B. Elargissement des raies	23
<i>B.I. Introduction</i>	23
<i>B.II. Elargissement par auto-absorption</i>	24
C. Principales types de sources de plasma	25
<i>C.I. Plasmas d'ondes de choc</i>	25
<i>C.II. Plasmas par décharge</i>	26
<i>C.III. Plasmas créés par laser</i>	26
<i>C.III.1. Introduction</i>	26
<i>C.III.2. Dans un milieu gazeux</i>	26
<i>C.III.3. Dans un milieu solide</i>	28
<i>C.III.4. Dans un milieu liquide</i>	29
CHAPITRE.II : Obtention et analyse des spectres d'émission	30

A. Dispositif expérimental	31
B. Traitement des spectres d'émission	33
<i>B.I. Mesures de la température et de la densité électronique</i>	<i>33</i>
<i>B.II. Détermination des paramètres d'une raie.....</i>	<i>36</i>
<i>B.III. Méthodes de déconvolution.....</i>	<i>36</i>
<i>B.IV. Méthode de synthèse.....</i>	<i>37</i>
<i>B.IV.1. Description de la méthode de synthèse</i>	<i>37</i>
<i>B.IV.2. L'algorithme de minimisation</i>	<i>39</i>
CHAPITRE III : Phénomène d'auto-absorption dans un plasma et méthodes de traitement de faible et de forte auto-absorption	42
A. Rappel de notions fondamentales	43
<i>A.I. Densité d'énergie d'une source en présence de l'absorption.....</i>	<i>43</i>
<i>A.II. Intensité lumineuse d'une source.....</i>	<i>44</i>
B. Auto-absorption selon la nature de la source	46
<i>B.I. Cas général</i>	<i>46</i>
<i>B.II. Source uniformément excitée.....</i>	<i>48</i>
<i>B.III. Source avec des émetteurs et des absorbants spatialement séparés.....</i>	<i>49</i>
C. Résultats théoriques sur l'étude d'un plasma homogène et en ETL.....	49
<i>C.I. Définition de l'épaisseur optique d'une raie</i>	<i>49</i>
<i>C.II. Effet de l'auto-absorption sur les paramètres des raies</i>	<i>50</i>
<i>C.II.1. Cas d'un profil lorentzien.....</i>	<i>51</i>
<i>C.II.2. Cas d'un profil gaussien.....</i>	<i>56</i>
D. Ajustement des spectres d'émission faiblement auto-absorbée.....	60
<i>D.I. Détermination des paramètres initiaux par modélisation.....</i>	<i>60</i>
<i>D.I.1. Cas d'un plasma constitué de deux éléments</i>	<i>60</i>
<i>D.II. Description de la méthode d'ajustement.....</i>	<i>62</i>
<i>D.III. Applications</i>	<i>65</i>
E. Traitements dans le cas de la forte auto-absorption	74
<i>E.I. Description de la méthode</i>	<i>74</i>

<i>E.II. Application aux raies de résonance d'Al I</i>	77
CHAPITRE IV : Détermination des rapports des probabilités de transitions en tenant compte de l'auto-absorption : Applications aux raies de Si II et de Xe II	85
A. Méthodes de détermination des probabilités de transitions	86
<i>A.I. Calcul théorique des probabilités de transitions</i>	87
<i>A.II. Méthodes expérimentales de détermination des probabilités de transitions</i>	88
<i>A.II.1 Technique en absorption</i>	88
<i>A.II.2. Techniques de dispersion anormale</i>	89
<i>A.II.3. Techniques en émission</i>	89
<i>A.II.3.a. Mesures relatives</i>	90
<i>A.II.3.b. Méthode des rapports de branchements</i>	90
B. Méthode de détermination des rapports des probabilités de transitions en présence de l'auto-absorption	92
<i>B.I. Description de la méthode</i>	92
<i>B.II. Résultats obtenus pour les raies de Xe II et de Si II</i>	94
<i>B.II.1. Les raies de Xe II</i>	95
<i>B.II.2. Les raies de Si II</i>	97
<i>B.II.3. Comparaisons avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux</i>	99
Conclusion générale	103
Annexe	107
A. Elargissement des raies	107
<i>A.I. Elargissement naturel</i>	107
<i>A.II. Elargissement par effet Doppler</i>	108
<i>A.III. Elargissement par effet de pression</i>	109
<i>A.III. 1. Théorie classique</i>	113
<i>A.III. 1.1. Théorie quasi-statique</i>	114
<i>A.III. 1.1.a. Approximation du plus proche voisin</i>	114
<i>A.III.1.1.b. l'élargissement de Van Der Waals</i>	115
<i>A.III.1.1.c. Théorie statique de l'élargissement Stark linéaire</i>	117
<i>A.III. 1.2. Théorie d'impact</i>	118

<i>A.III. 2. Théorie quantique</i>	119
<i>A.III.2.1. Théorie semi-classique</i>	121
<i>A.III.2.2. Théorie quantique généralisée</i>	123
Références	126

Introduction

L'un des objectifs des techniques employées dans l'étude des plasmas est de déterminer avec la plus grande exactitude possible les paramètres qui permettent la bonne compréhension des phénomènes physiques existants. Le plasma est défini comme un quatrième état de la matière dû à l'augmentation de la température d'un gaz, qui induit un milieu fortement ou faiblement ionisé selon l'importance de la densité des particules chargées formées. Dans un tel état, plusieurs types de particules, chargées ou neutres, peuvent exister. Parmi de nombreuses techniques qui permettent l'étude des structures atomiques de ces particules, la spectroscopie occupe une place particulière. Cette technique permet d'obtenir un spectre qui représente la répartition de l'énergie rayonnée en fonction de la longueur d'onde. On l'obtient à l'aide d'un système dispersif constitué par un prisme ou par un réseau de diffraction. Le spectre de la source est affecté par une déformation due à la fonction d'appareil (ou réponse du spectromètre à une impulsion Dirac).

Si on s'intéresse seulement au spectre source, sans la fonction d'appareil, on s'aperçoit que plusieurs phénomènes physiques influencent la forme des profils des raies. Une particule émettrice isolée et immobile émet des raies de largeurs très faibles qui sont uniquement dues à la durée de vie de la transition électronique entre les niveaux énergétiques. Ces largeurs sont dites largeurs naturelles. Lorsque l'émetteur se trouve entouré d'autres particules, comme c'est le cas à l'intérieur d'un plasma, les niveaux d'énergie sont perturbés par les interactions avec les particules voisines : atomes neutres, ionisés et électrons. De plus, l'émetteur lui-même est en mouvement à cause de la température relativement élevée de ce plasma. Toutes ces perturbations et ces agitations ont pour conséquence l'élargissement des raies. De ces élargissements des raies on peut déduire la température, la densité électronique et la composition chimique des plasmas par l'analyse spectrale du rayonnement émis.

Trois phénomènes physiques (Griem2 [1], Griem3 [2], Lochte [3]) sont responsables de ces élargissements : l'effet Doppler, l'effet de pression et le phénomène de l'auto-absorption. Aux faibles densités et hautes températures, l'effet Doppler dû à l'agitation thermique des émetteurs est en général dominant. Aux hautes densités, l'effet de pression relié aux interactions entre les émetteurs et les particules avoisinantes supplante l'effet Doppler. Dans le cas où ces particules sont chargées, les champs électriques sont impliqués dans les interactions ce qui conduit à un élargissement par effet Stark qui a tendance à être le mécanisme dominant des élargissements par effet de pression. Cependant quand le degré d'ionisation du plasma est faible, les interactions des émetteurs avec les neutres peuvent être non négligeables. Si les atomes neutres sont de même nature que les émetteurs, l'interaction conduit à l'élargissement de résonance. S'ils sont de nature différente, l'interaction conduit à l'élargissement par effet Van Der Waals.

Les théories sur l'élargissement par effet de pression se classent en fonction des approximations mathématiques utilisées : l'approximation quasi-statique (Baranger [4]), l'approximation d'impact (Lorentz [5]) et d'autres approximations intermédiaires (Griem2 [2]). Dans le cas de l'approximation d'impact il existe une forme mathématique simple pour décrire le profil d'une raie isolée qui est celui de Lorentz (Lorentz [5]).

Lorsque le plasma observé est optiquement épais, on observe un autre type d'élargissement celui dû à l'auto-absorption. Lorsque la densité des émetteurs augmente, le rayonnement émis par chacun d'eux interagit avec les autres émetteurs. Ce phénomène se traduit par un abaissement du maximum d'intensité et par un élargissement apparent de la largeur à mi-hauteur de la raie. Il est dû au processus de transfert radiatif dans le plasma. Cela nécessite de prendre en considération les conditions de l'équilibre du plasma, son homogénéité et son opacité. Par exemple un plasma est inhomogène, lorsque ses couches externes sont à une température et une densité électronique plus faibles que celles de son cœur. Dans ces couches se trouvent un grand nombre d'atomes non excités qui sont capables d'absorber les photons émis par le centre du plasma. La raie est alors très déformée. L'étude de l'auto-absorption est un problème difficile, et de certains auteurs l'ont négligé bien que ce phénomène

ait une influence majeure sur les profils des raies, et par suite sur la mesure des paramètres du plasma.

L'auto-absorption dans les plasmas denses est extrêmement gênante, car les profils des raies sont modifiés et dans le cas où elle est très forte un creux apparaît au milieu des raies. Dans ce dernier cas, où les raies sont dites auto-inversées ou "renversées", l'étude spectroscopique de ces raies est très difficile. C'est cependant ce que nous nous sommes proposés de faire dans certains cas.

Dans le premier chapitre, nous faisons un rappel de la théorie du rayonnement émis par un plasma et des lois de l'équilibre thermodynamique, puis nous étudions les phénomènes d'émission et d'absorption, ainsi que les effets d'élargissements des raies. Enfin, les principaux types de sources des plasmas utilisées en laboratoire sont passées en revue.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les méthodes d'analyses des spectres de raies et de déconvolution de la fonction d'appareil.

Dans le troisième chapitre, nous traitons le phénomène de l'auto-absorption. Son influence sur les profils de raies est précisée pour différents états de la source de plasma. Nous présentons nos modèles théoriques pour la correction des paramètres d'une raie (hauteur, largeur et surface) émise par un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local. Ces modèles utilisent deux types de profils de raie : lorentzien et gaussien. Pour ces deux types nous avons, pour la première fois, déterminé les facteurs correctifs des paramètres des raies (hauteur, largeur et surface), facteurs qui sont uniquement fonction des épaisseurs optiques aux centres de ces raies. Pour cela nous avons utilisé une méthode d'ajustement des spectres d'émission basée sur la minimisation d'une fonction de coût. Cette méthode utilise les paramètres d'ajustement suivants : la température, la densité électronique, les densités des états fondamentaux des raies présentes dans le spectre et les valeurs des épaisseurs optiques de ces raies à leur maximum d'intensité.

Cet ajustement se fait en deux étapes, la première consiste à déterminer les paramètres initiaux à l'aide d'un modèle qui permet de déterminer les densités des particules présentes dans le plasma. La deuxième étape consiste à minimiser la fonction de coût, par l'algorithme du simplexe en utilisant ces paramètres initiaux.

Cette méthode d'ajustement a été testée avec succès sur les spectres émis par un plasma créé par impulsions laser sur une cible solide de silicium. Nous présentons une procédure originale pour le traitement des raies auto-inversées qui présentent un creux au centre dû à la forte auto-absorption. Cette méthode suppose qu'une hypothèse soit faite pour la distribution spatiale du plasma. Nous avons considéré que le plasma est constitué de deux parties : une intérieure qui est le cœur du plasma et une partie périphérique qui entoure ce cœur. Ces deux parties du plasma ont des températures et des densités électroniques différentes. La basse température de la périphérie est la cause de l'auto-inversion des raies. La faible densité électronique de cette périphérie est responsable de la dissymétrie des raies. Nous avons appliqué cette méthode aux raies de résonance de l'aluminium neutre centrées sur 394.40 nm et 396.15 nm, émises par un plasma créé par laser sur une cible d'aluminium dans l'air.

Le quatrième chapitre, est consacré aux méthodes de détermination des probabilités de transitions. Dans une première partie nous rappelons les différentes méthodes de mesure de ces probabilités de transitions dans un plasma qui sont de deux types : celles en absorption et celles en émission. Dans une deuxième partie nous présentons une nouvelle méthode de calcul des rapports des probabilités de transitions et des épaisseurs optiques de deux raies émises par un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local. Le grand avantage de notre méthode est de tenir compte de l'auto-absorption. Nous l'avons appliquée aux raies des multiplets de Si II et de Xe II. Puis nous comparons nos résultats avec ceux obtenus expérimentalement et théoriquement par d'autres auteurs qui ont utilisé les méthodes habituelles.

CHAPITRE I : Théorie de la radiation émise par un plasma

Dans la partie A de ce chapitre, sont présentées quelques notions théoriques de la spectroscopie d'émission des plasmas. Nous rappelons dans un premier temps les relations de l'équilibre thermodynamique, ensuite nous étudions les principaux processus d'émission et d'absorption qui se font à l'intérieur du plasma. Ces processus sont en fait de deux types, l'un continu et l'autre discret, ainsi le spectre émis par un plasma est constitué d'un fond continu et de plusieurs raies qui sont caractéristiques des types de particules émettrices.

Dans la partie B de ce chapitre sont exposés les principaux types d'élargissements responsables de la forme des raies spectrales. La théorie d'élargissement est détaillée dans l'annexe de cette thèse pour le cas de l'élargissement par effet de pression, élargissement qui est dominant dans les plasmas relativement denses.

A la fin de ce chapitre (partie C) Nous présentons les principales sources des plasmas utilisées dans les laboratoires et plus particulièrement les plasmas créés par laser qui correspondent aux plasmas que nous étudions dans ce travail.

A. Théorie de la spectroscopie d'émission

A.I. Introduction

Dans des conditions particulières dites d'équilibre thermodynamique total les distributions des vitesses et des états d'énergies suivent les lois de Maxwell et de Boltzmann respectivement (Bashkin [6]). Dans cet équilibre chaque processus qui se produit à l'intérieur du plasma est compensé par son inverse. Dans de telles situations, la répartition énergétique du rayonnement émis par le plasma est similaire à celle émise par un corps noir. De tels plasmas peuvent se trouver dans des étoiles ou dans des cavités fermées. Le rayonnement de tels plasmas ne peut pas être détecté à cause de leur trop grande opacité optique.

Une autre forme de l'équilibre est souvent rencontrée dans les plasmas de laboratoire, c'est l'équilibre thermodynamique local (ETL) où les processus collisionnels dominent les processus radiatifs (Griem2 [1]). Les relations qui régissent l'équilibre thermodynamique complet (ETC) sont ainsi vérifiées à l'ETL à l'exception près que le rayonnement émis est différent de celui d'un corps noir.

A.I.1. Fonction de Planck pour le rayonnement du corps noir

Le corps noir est un corps opaque et isolé maintenu à une température constante. Il est caractérisé par un équilibre entre l'énergie qu'il émet et celle qu'il absorbe, par conséquent aucun rayonnement ne peut être détecté à la sortie d'un tel milieu. La réalisation pratique d'un tel corps pour son étude expérimentale n'est pas possible. Une approximation du corps noir peut être réalisée à l'aide d'une enceinte fermée contenant un petit trou à travers lequel on peut détecter le rayonnement. La distribution en énergie suit alors la loi de Planck (Lochte [3], McWhirter [7]) :

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

avec h , constante de Planck ; c , vitesse de la lumière dans le vide ; K , constante de Boltzmann ; λ , longueur d'onde et T , température.

Cette distribution est uniquement fonction de la température et de la longueur d'onde, et elle exprime la luminance spectrale d'un corps noir. On peut distinguer deux cas limites :

- Basses températures : $KT \ll \frac{hc}{\lambda}$ ce qui conduit à l'approximation de Wien

qui est donnée par :

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

- Hautes températures : $KT \gg \frac{hc}{\lambda}$ c'est l'approximation de Rayleigh-Jeans qui

est exprimée par :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2c}{\lambda^4} KT \quad (3)$$

Considérons un élément de surface dS d'un corps noir, pendant un temps dt et sous un angle solide $d\Omega$, l'énergie lumineuse dE émise par cet élément de surface dans une bande spectrale $d\lambda$ est donnée par (Lochte [3]) :

$$dE = B_{\lambda}(T).dS.dt.d\Omega.d\lambda \quad (4)$$

Dans un corps noir, cas d'une enceinte totalement enfermée et maintenue à une température constante, il règne un équilibre thermodynamique complet. Lorsqu'il y a une ouverture dans l'enceinte il y a dissipation d'énergie et on s'éloigne donc de cet état d'équilibre.

A.I.2. Loi de Kirchhoff pour l'équilibre de la radiation

Cette équation permet de relier l'émission d'un plasma à son absorption dans les conditions d'équilibre thermodynamique complet ou local. Comme on le précisera par la suite, les phénomènes d'émission et d'absorption peuvent être décrits par les coefficients d'émission ε_{λ} et d'absorption k_{λ} . On définit la fonction source par le rapport des deux coefficients (Griem3 [2], Lochte [3]) :

$$S_{\lambda} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{k_{\lambda}} \quad (5)$$

A l'équilibre thermodynamique, cette fonction source est égale à la fonction de Planck pour le rayonnement du corps noir. La loi de Kirchhoff est alors donnée par la relation suivante :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{k_{\lambda}} \quad (6)$$

Cette loi est valable non seulement à l'équilibre thermodynamique complet (ETC), mais aussi à l'équilibre thermodynamique local (ETL).

A.I.3. Distribution de Maxwell pour les vitesses des particules

Soit N particules par cm^{-3} d'un gaz monoatomique, la population des particules dN qui ont une vitesse comprise entre v et $v + dv$ peut être donnée par l'expression suivante (Griem1 [8]):

$$dN = NF(v)dv \quad (7)$$

la fonction $F(v)$ décrit la fonction de distribution de Maxwell qui peut être donnée, dans les conditions de l'ETC ou l'ETL, à la température T par la relation suivante :

$$F(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2KT} \right) v^2 \quad (8)$$

ou m est la masse des particules.

A.I.4. Loi de Boltzmann pour les populations des niveaux

Soit N_z la densité des particules d'un élément dans un état d'ionisation z donné. Cet état d'ionisation comporte plusieurs niveaux d'énergie, le premier est appelé niveau fondamental c'est un état stable de durée de vie infini. Les autres niveaux d'énergie supérieure sont des états excités ou radiatifs car ils sont non stables et se désexcitent après un temps court de l'ordre de 10^{-8} s. En général on appelle niveaux de résonance les niveaux radiatifs les plus faibles en énergie, donc les plus proches du niveau fondamental. Il existe cependant des niveaux excités qui ont des durées de vie beaucoup plus longues qui sont dits métastables et qui se désexcitent difficilement.

L'excitation de ces niveaux métastables n'a lieu que si la particule entre en collisions avec d'autres particules. Tous ces niveaux sont peuplés à l'équilibre thermodynamique, complet ou local, suivant la loi de distribution de Boltzmann qui est (Griem1 [8], Lochte [3]) :

$$\frac{N_n}{N_z} = \frac{g_n}{Q_z(T)} \exp\left(-\frac{E_n}{KT}\right) \quad (9)$$

avec $Q_z(T)$, fonction de partition des particules de degré d'ionisation z ; E_n , énergie du niveau n et g_n , poids statistique du niveau n , g_n peut être exprimé en fonction du nombre quantique j_n du moment total par la relation suivante :

$$g_n = 2j_n + 1 \quad (10)$$

On en déduit le rapport entre les densités de deux niveaux n et m d'un même élément appartenant à un même état d'ionisation :

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{KT}\right) \quad (11)$$

Cette dernière équation est appelée facteur de Boltzmann pour les niveaux d'énergie dans un état d'ionisation donné.

A.I.5. Loi de Saha pour les populations des états d'ionisation

Il est possible de généraliser la relation de Boltzmann pour les densités totales N_z et N_{z+1} , de deux états de degrés d'ionisation successifs z et $z+1$, d'un même élément. On obtient alors la loi de Saha (Griem1 [8], Lochte [3]) qui relie les densités des deux états d'ionisation à la température T et à la densité électronique N_e . Si dans les conditions d'équilibre, complet ou local, un élément chimique peut se trouver dans deux états d'ionisation successifs z et $z+1$, avec $z=1$ correspond à

l'état neutre et $z = 2$ correspond au premier état ionisé ..., alors l'équation de Saha permet de relier les densités N_z et N_{z+1} par la formule suivante (Griem1 [8], Lochte [3]):

$$\frac{N_{z+1}N_e}{N_z} = \frac{Q_{z+1}Q_e}{Q_z} \left(\frac{2\pi mKT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_z - \Delta E_z}{KT} \right) \quad (12)$$

avec $Q_e = 2$, fonction de partition des électrons libres, qui correspond aux deux directions du spin et ΔE_z , abaissement de l'énergie d'ionisation de l'état inférieur z .

On peut introduire dans cette équation la distribution de Boltzmann qui relie les densités de deux niveaux n et m appartenant respectivement à deux états d'ionisation successifs z et $z+1$ d'un même élément. Les équations (11) et (12) permettent de déduire la relation :

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{N_e}{2} \frac{g_n}{g_m} \left(\frac{2\pi mKT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_n - E_m + E_z - \Delta E_z}{KT} \right) \quad (13)$$

A.1.6. Fonction de partition

La fonction de partition peut être définie comme un facteur de normalisation des densités des populations des niveaux d'énergie. D'après la loi de Boltzmann, en tenant compte du fait que $\sum_n N_n = N_z$, la fonction de partition est donnée par la somme (Griem1 [8], Lochte [3]):

$$Q_z = \sum_n g_n \exp\left(-\frac{E_n}{KT} \right) \quad (14)$$

Cette somme doit être faite sur tous les niveaux d'énergie appartenant à cet état d'ionisation z . Le problème est que cette somme est souvent divergente et qu'on ne

peut connaître les valeurs des énergies de tous les niveaux. C'est pourquoi on se limite souvent à une valeur k de n telle que $E_k \leq E_z - \Delta E_z$. Cela en considérant que seuls les niveaux d'énergie proches du niveau d'ionisation sont perturbés.

A.I.7. Abaissement de l'énergie d'ionisation

Cet abaissement est dû principalement à la forte perturbation des niveaux proches de l'état d'ionisation. La valeur de cette réduction d'énergie est très mal prédite par la théorie, de plus sa détermination expérimentale n'est pas facile à cause de sa faible valeur. Néanmoins, quelques formules théoriques sont proposées pour le calcul de cette énergie, nécessaire pour l'équation de Saha et le calcul des fonctions de partition. Parmi les auteurs, il y a d'une part Unsold (Unsold1 [9]) et d'autre part Griem (Griem1 [8]), Kroll et Ecker (Ecker [10]) qui utilisent des démarches différentes pour le calcul de cette énergie. Unsold lors de son raisonnement utilise le fait que l'émetteur ne serait perturbé que par l'ion voisin le plus proche et il aboutit à la relation :

$$\Delta E_z = 3z^{\frac{2}{3}} \frac{e^2}{r_e} \quad (15)$$

avec

$$r_e = \left(\frac{4}{3} \pi N_e \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (16)$$

ou r_e , distance interélectronique moyenne.

Griem et al (Griem1 [8]) se basent sur des arguments thermodynamiques et donnent la formule :

$$\Delta E_z = (z + 1) \frac{e^2}{\rho_D} \quad (17)$$

avec ρ_D , longueur de Debye qui est donnée par la relation suivante :

$$\rho_D = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{KT}{4\pi \left[N_e + \sum_z \sum_i (z + 1)^2 N_{z+1,i} \right]}} \quad (18)$$

avec e , charge élémentaire d'un électron ; z , nombre qui décrit l'état d'ionisation ($z = 1$ pour les neutres, $z = 2$ pour le premier état d'ionisation, ...); i type de la particule et $N_{z,i}$, densité de la particule i dans l'état d'ionisation z .

La comparaison de ces deux formules montre que celle de Unsold donne des valeurs relativement grandes comparées à celle de Griem et al.

A.II. Equilibre thermodynamique local (ETL)

Les conditions de cet équilibre sont celles d'un gaz enfermé dans une enceinte à une température T . Son rayonnement est celui d'un corps noir donné par la fonction de Planck et ne dépend donc que de la longueur d'onde et de la température. Dans ces conditions, le rayonnement est en équilibre avec la matière et donc la température du rayonnement est égale à la température des atomes (ou des ions) et à la température cinétique des électrons. Par conséquent, un plasma à l'équilibre thermodynamique complet est un plasma optiquement épais.

Par l'ETL, dans la spectroscopie des plasmas, on décrit une situation d'équilibre où les relations d'équilibre thermique sont vérifiées pour les niveaux des populations et les distributions des vitesses des particules. La seule différence avec l'ETC, est que le rayonnement ne suit pas la loi de Planck et présente des discontinuités. Dans cet état, la température des atomes (ou des ions) est égale à la température cinétique des électrons mais cette température est différente de celle du rayonnement.

A l'ETL les processus radiatifs sont dominés par les processus collisionnels. Dans ce cas, on a donc :

- Le taux de dépeuplement par émission spontanée d'un niveau est négligeable devant le taux des transitions induites par les collisions vers les niveaux supérieurs.

- Le taux de peuplement collisionnel d'un niveau à partir des niveaux supérieurs est grand par rapport au taux de peuplement radiatif de ce niveau.

De cette manière Griem aboutit, pour un niveau atomique dans le cas d'un plasma homogène et stationnaire au critère suivant :

$$N_e \geq 9,2 \cdot 10^{11} \cdot T^{\frac{1}{2}} \cdot E_2^3 \quad (19)$$

avec E_2 , énergie d'excitation (par rapport au niveau fondamental) du premier niveau d'énergie excité.

Ainsi, l'ETL n'est vérifié uniquement que dans les plasmas à relativement haute densité électronique, tels que les vitesses des processus collisionnels excèdent celles des processus radiatifs.

A.III. Emission et absorption du rayonnement

Les phénomènes d'émission et d'absorption sont de deux types, l'un discret et l'autre continu. Le premier caractérise une fréquence propre et se présente dans le spectre sous forme d'une raie. L'émission (ou l'absorption) discrète est due à la transition électronique entre deux niveaux d'énergie liés de la particule émettrice. Quant au phénomène continu, il intervient chaque fois qu'au moins l'un des niveaux de la transition est libre. Cela explique que le spectre de rayonnement émis par un plasma soit composé d'un fond continu auquel s'ajoutent des raies caractéristiques des transitions électroniques des particules, chargées ou neutres, qui constituent le plasma. Le fond continu est également formé par des bandes spectrales larges.

A.III.1. Emission spontanée

L'émission d'un rayonnement est par définition l'énergie émise par unité de volume, de temps et d'angle solide. Le coefficient d'émission est composé de deux termes : l'un décrit l'émission continue et l'autre l'émission discrète (Lochte [3]):

$$\varepsilon_{\nu} = \varepsilon_{\nu C} + \varepsilon_{\nu D} \quad (20)$$

Le processus d'excitation d'un atome (ou d'un ion) à un niveau n d'énergie E_n est le plus important du point de vue de la spectroscopie des plasmas. Cet état excité dure quelques nanosecondes puis la particule revient à son état initial m d'énergie E_m . La désexcitation est accompagnée d'une émission d'un photon de fréquence ν . L'énergie émise est donnée par :

$$h\nu = E_n - E_m \quad (21)$$

Le coefficient d'émission associé à cette transition est alors donné par la relation (Griem1 [8], Lochte [3]):

$$\varepsilon_{\nu} = \frac{h\nu}{4\pi} A_{nm} N_n P_{\nu}^e \quad (22)$$

avec N_n , densité du niveau supérieur n de la transition ; A_{nm} , coefficient d'Einstein qui décrit la probabilité de transition d'émission spontanée et P_{ν}^e , profil de raie d'émission normalisé.

En utilisant la loi de Boltzmann, l'équation (22) devient :

$$\varepsilon_{\nu} = \frac{h\nu}{4\pi} A_{nm} N_z \frac{g_n}{Q_z} \exp\left(-\frac{E_n}{KT}\right) P_{\nu}^e \quad (23)$$

avec N_z , densité de l'état d'ionisation z ; g_n , poids statistique du niveau d'énergie supérieur de la transition ; Q_z , fonction de partition de l'état d'ionisation z et E_n , énergie supérieure de la transition.

A.III.2. Absorption et émission induite

De même que pour le phénomène d'émission, le phénomène d'absorption peut être décrit par le coefficient d'absorption composé de deux termes, un correspond à l'absorption continue et l'autre à l'absorption discrète. Le coefficient d'absorption est alors (Lochte [3]) :

$$k_\nu = k_{\nu C} + k_{\nu D} \quad (24)$$

Soit un atome (ou un ion) dans un niveau m , d'énergie E_m définie et de poids statistique g_m , qui va être excité vers un état n d'énergie supérieure $E_n > E_m$, de poids statistique g_n . Pour que cette particule puisse subir cette transition il faut qu'elle absorbe une énergie équivalente à l'énergie d'un photon de fréquence ν . Cette énergie est donnée par la relation (21). Pour cette transition, le coefficient d'absorption est discret (Griem1 [8], Lochte [3]) :

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{mn} N_m P_\nu^a \quad (25)$$

avec B_{mn} , coefficient d'Einstein pour l'absorption ; N_m , densité du niveau inférieur de la transition et P_ν^a , profil de raie normalisé d'absorption.

Certains auteurs (Griem1 [8], Lochte [3]) décrivent le phénomène de l'émission induite comme étant une absorption "négative", ce qui conduit à définir un coefficient d'absorption "effectif" par la relation :

$$k_\nu^{ef} = k_\nu - \frac{h\nu}{c} N_n B_{nm} P_\nu^e \quad (26)$$

ou B_{nm} , coefficient d'Einstein associé à l'émission induite, relié au coefficient d'Einstein de l'absorption par la relation :

$$B_{nm} = \frac{g_n}{g_m} B_{mn} \quad (27)$$

ou g_n et g_m sont les poids statistiques des niveaux supérieur et inférieur respectivement.

A l'équilibre thermodynamique complet ou à l'ETL, les densités des niveaux sont données par l'équation de Boltzmann et les profils des raies d'émission et d'absorption sont identiques, l'équation (27) devient alors :

$$k_\nu^{ef} = \frac{h\nu}{c} N_m B_{mn} \left(1 - \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{KT}\right) \right) P_\nu \quad (28)$$

$P_\nu = P_\nu^a = P_\nu^e$ est le profil de raie normalisé, dans le cas d'équilibre thermodynamique complet ou à l'équilibre thermodynamique local.

Dans tout ce qui suit, on désignera par le coefficient d'absorption k_ν (ou k_λ), le coefficient effectif k_ν^{ef} (ou k_λ^{ef}) qui tient compte la contribution de l'émission induite.

B. Elargissement des raies

B.I. Introduction

Les raies émises par les plasmas ne sont jamais monochromatiques et présentent toujours un certain élargissement, élargissement dû aux mouvements des particules et à leurs collisions. Pourtant, même en l'absence de ces causes, un certain élargissement subsiste toujours : l'élargissement naturel de la raie, qui est dû à l'interaction entre les émetteurs et le champ de la radiation et l'élargissement dû à la fonction d'appareil de

mesure. Un autre élargissement est observé dans la plupart des plasmas et notamment dans les plasmas dits optiquement épais, qui est dû au phénomène d'auto-absorption. On peut donc distinguer cinq types d'élargissements. L'élargissement qui est dû à la fonction d'appareil va être détaillé dans le deuxième chapitre de ce travail. Les élargissements dominants de ces sont ceux qui sont dus aux collisions entre les particules et à leurs champs électriques et celui dû à l'effet Doppler, qui résulte des mouvements thermiques des particules.

Pour les élargissements par effet Doppler et par effet de pression, les lecteurs peuvent avoir les détails dans l'annexe de cette thèse.

B.II. Elargissement par auto-absorption

Dans le cas des plasmas à haute densité d'émetteurs, les rayonnements émis ont une probabilité très grande d'interagir avec ces émetteurs. De fait, une partie de ce rayonnement est réabsorbé à l'intérieur du plasma. C'est le phénomène d'auto-absorption, qui se traduit par une diminution de la hauteur des raies et par un élargissement apparent. Ces effets sont plus au moins importants selon la densité de ces émetteurs et leurs probabilités de transitions. Pour analyser ce phénomène, il est nécessaire d'étudier le transfert radiatif dans les plasmas. Pour cela, on utilise l'équation du transfert radiatif, définie ci-après.

La grandeur qui peut être mesurée plus ou moins directement, en spectroscopie d'émission, est $I_\lambda(x)$ l'intensité de la radiation à une position x du plasma. Cette intensité est la puissance émise par unité de surface, par unité d'angle solide et par intervalle de longueur d'onde. Pour calculer la radiation émise, on doit considérer le gradient spatial de cette intensité le long de la ligne de visée. A l'ETL, ce gradient est donné par la différence entre l'émission et l'absorption (Griem3 [2]) :

$$\frac{dI_\lambda(x)}{dx} = \varepsilon_\lambda(x) - k_\lambda(x)I_\lambda(x) \quad (29)$$

Cette équation exprime la variation spatiale de l'intensité lumineuse, en tenant compte de l'émission et de l'absorption à chaque position dans le plasma et pour

chaque fréquence du rayonnement émis. La résolution d'une telle équation est très difficile et nécessite la connaissance de la nature du plasma. En effet, l'intensité du rayonnement qui décrit le champ de la radiation totale, est une fonction de la fréquence, de la position, de la direction et du temps. Dans de nombreux cas, la dépendance du temps est négligeable et pour un plasma isotrope, l'intensité est la même dans toutes les directions. Notons que dans le cas général la résolution de cette équation est très difficile. Cette résolution n'est possible que dans des cas suffisamment simples.

Nous reviendrons sur la résolution de cette équation dans le troisième chapitre. Cette résolution sera faite notamment dans le cas d'un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local.

C. Principales types de sources de plasma

C.I. Plasmas d'ondes de choc

Une onde de choc se caractérise par une importante discontinuité de pression, de température et de densité, se déplaçant à une vitesse supersonique. Une telle onde peut être obtenue en laboratoire à l'aide d'un tube spécialement conçu à cet effet.

Un tube à choc typique (Truong-Bach [16]) comporte deux chambres : une première où l'on introduit de l'hélium à haute pression et une deuxième à basse pression contenant le gaz à étudier. Ces deux parties sont isolées l'une de l'autre par un diaphragme métallique étanche. L'épaisseur de ce diaphragme est adaptée pour éclater à une valeur déterminée de la haute pression. La brutale détente qui s'en suit, engendre une onde de choc qui se propage dans le milieu basse pression. Le gaz chauffé par compression et celui qui se détend, sont à des températures différentes et sont séparés par une surface plane. D'autre part, une onde de détente remonte vers la chambre haute pression, puis elle est réfléchiée dans le sens de l'onde de choc.

A l'aide de ce dispositif, il est possible de créer des ondes de choc suffisamment rapides pour porter le gaz à l'état plasma. On peut y atteindre des températures de 4000°K à 20000°K et des densités électroniques de l'ordre de $10^{16} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ils sont homogènes dans un plan de section droite, et en équilibre thermodynamique local si la densité électronique est assez élevée.

Leur intérêt est dû au grand volume de plasma créé et à la possibilité de contrôler les quantités des éléments introduits sous formes gazeuses ou de vapeurs. L'élément à étudier peut être pur ou introduit sous forme de traces à un gaz porteur, qui est du néon si on veut atteindre des hautes températures.

C.II. Plasmas par décharge

Ce type de plasma (Gotze [17]) peut être créé par l'application d'une différence de potentiel entre une cathode et une anode. On obtient une décharge qui génère un plasma. Les atomes ou les ions excités par les électrons énergétiques, émettent en se désexcitant des photons dont la longueur d'onde est fonction de la nature chimique du plasma. L'épaisseur de la couche limite dépend de la durée du plasma et de l'instant d'observation. Le profil spectral observé dépend du côté où on l'observe (latéralement ou selon son axe) et du rapport de la dimension de cette couche par rapport à la longueur de la partie homogène du plasma. Si l'élément d'étude n'est pas introduit sous forme d'un gaz ou d'une vapeur, il peut en résulter des inhomogénéités, sources d'erreur systématiques.

C.III. Plasmas créés par laser

C.III.1. Introduction

La focalisation, avec une lentille ou un miroir approprié, d'une impulsion laser dans un gaz produit un plasma "étincelle" au foyer. Cette étincelle apparaît comme un flash brillant de lumière intense accompagné d'un bruit de claquage. La haute température qui résulte de l'interaction de l'impulsion laser avec un solide, évapore ce solide en produisant des atomes excités. Ce "plasma étincelle" peut être également généré par focalisation d'un laser intense dans le volume d'un liquide.

C.III.2. Dans un milieu gazeux

La formation de plasma dans un gaz, par interaction avec un laser impulsif focalisé, est la conséquence de deux phénomènes principaux (Esmiller [18]) :

1) La génération d'électrons primaires : le seul mécanisme capable de produire ces électrons est l'ionisation multiphotons. En effet, l'énergie d'un seul photon est très

insuffisante pour ioniser directement un atome (dans le cas du laser Nd:YAG l'énergie de photon est de $1.17eV$ alors que le potentiel d'ionisation du gaz inerte est supérieur à $12eV$). Mais, la haute densité de puissance (plusieurs MW par cm^2) et le grand flux de photons du laser focalisé, font que plusieurs photons sont absorbés durant l'impulsion laser ce qui permet l'ionisation du gaz.

2) L'ionisation par avalanche : l'énergie initiale reçue par les électrons provient des champs électriques créés par l'impulsion laser par absorption des photons lors de l'interaction avec les atomes neutres. C'est le phénomène d'absorption par Bremsstrahlung inverse. Un électron libre ne pouvant absorber directement un photon, ces collisions électron-neutre sont indispensables dans ce processus. Le début de cette multiplication électronique dépend, de la vitesse de croissance de l'énergie des électrons libres et des mécanismes qui réduisent le nombre d'électrons libre dans la zone d'avalanche. Trois principaux mécanismes conduisent à cette réduction : la diffusion des électrons hors de la région d'avalanche, les recombinaisons avec les ions atomiques chargés positivement et les attachements aux molécules électronégatives. En conséquence, la vitesse de variation, dans le temps, de la densité électronique peut être formulée ainsi (Ready [19], Delone [20]) :

$$\frac{dn_e}{dt} = (v_i - v_a - v_d)n_e + v_r n_e^2 \quad (30)$$

avec $v_i n_e$, vitesse par unité de volume de l'ionisation totale ; $v_d n_e$, vitesse par unité de volume de diffusion hors la zone d'avalanche ; $v_a n_e$, vitesse par unité de volume de l'attachement et $v_r n_e^2$, vitesse par unité de volume de recombinaison électron-ion

On définit généralement le seuil de "Breakdown" comme étant la densité de puissance minimum de l'impulsion laser nécessaire pour obtenir une étincelle laser. Soit τ la courte durée de l'impulsion laser, ce seuil de "Breakdown" peut être donné par la relation :

$$DP_{seuil} = \frac{n_a}{C_i} \frac{1}{\tau} \left(\frac{\omega}{v_{ea}} \right)^2 \log(n_e V_f) \quad (31)$$

avec n_a , densité des atomes neutres ; C_i , paramètre qui dépend de gaz ; τ , durée de la pulse laser ; ω , fréquence de l'impulsion laser ; v_{ea} , fréquence de collision des atomes neutres et V_f , volume focal.

C.III.3. Dans un milieu solide

Dans l'interaction laser-solide, une partie de l'énergie laser est utilisée pour l'accélération d'électrons. Ces électrons rapides cèdent une fraction de leur énergie en profondeur dans la cible solide par ionisation des atomes des couches internes du solide. Le retour à l'équilibre de ces atomes ionisés produit un rayonnement incohérent et monochromatique avec un domaine de longueur d'onde fonction du solide. Lorsque la surface d'une cible solide opaque est irradiée par un rayonnement laser, une partie α_λ du rayonnement incident est absorbée dans une couche superficielle. L'autre partie, qui est égale à $R_\lambda = 1 - \alpha_\lambda$ est réfléchiée. Le transfert d'énergie dans la cible en fonction de la profondeur x , suit la loi de Beer-Lambert (Carslaw [21]) :

$$\Delta E(x) = \alpha_\lambda E_{Laser} \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \quad (32)$$

avec x , profondeur; δ , profondeur de pénétration qui désigne l'absorption en volume; E_{laser} , énergie laser incidente; R_λ , coefficient de réflectivité; α_λ , absorptivité qui désigne le coefficient d'absorption en surface et λ , longueur d'onde du rayonnement laser.

L'échauffement et la combustion du matériau solide par le laser engendrent une source de chaleur à la surface. Cette source génère un front thermique qui se propage dans le matériau. La distribution de la température T est alors donnée par l'équation

de Fourier (Harrach [22], Carslaw [21]) : source de chaleur = diffusion + conduction.

Les processus de fusion et de vaporisation dépendent de la nature de la cible solide.

Pour des densités de puissance incidente suffisamment élevées, (de l'ordre de 10^8 Wcm^{-2} pour $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$), on peut obtenir des températures très élevées. Cela conduit à une excitation atomique et dans certains cas à l'apparition d'ions. Ces processus engendrent la formation d'un plasma dont la dimension dépend du degré d'ionisation.

C.III.4. Dans un milieu liquide

Un plasma peut être créé par interaction d'un laser impulsional avec un milieu liquide, le plus étudié étant l'eau (Escarguel [23]). La densité de l'eau est bien plus grande que celle d'un gaz à pression atmosphérique, de l'ordre de mille fois. De ce fait, les plasmas créés dans l'eau sont nettement différents des plasmas créés dans les gaz. Cette différence se manifeste dans les spectres d'émission d'un plasma créé dans l'eau par :

- La très faible intensité du spectre.
- Les raies sont très larges parcequ'il s'agit de raies d'hydrogène. Cela est dû à la très faible durée de vie de ce plasma laser créé dans de l'eau comparée à celle d'un plasma créé dans un gaz.
- Le fond continu est très important. Il est dû d'une part, aux très hautes densités initiales (rayonnement Bremsstrahlung) et d'autre part, à la recombinaison des électrons et des ions dès les premiers instants (phénomène de recombinaison).
- Les densités électroniques notablement plus grandes.
- Les températures obtenues sont nettement plus faibles que celles obtenues dans les autres types de plasmas.

CHAPITRE.II : Obtention et analyse des spectres d'émission

Dans la partie A de ce chapitre, on décrit brièvement le dispositif expérimental utilisé pour l'enregistrement des spectres d'émission des raies que nous avons traitées. Dans la partie B de ce chapitre on présente les principales méthodes d'analyse des spectres d'émission.

Le spectromètre déforme la forme d'un spectre. Si le spectromètre reçoit une impulsion Dirac, le détecteur reçoit en sortie une impulsion plus large dont la forme est différente de l'impulsion d'entrée. De ce fait, tout spectre reçu par le spectroscopie se trouve à sa sortie convolué par cette fonction d'appareil. Nous allons détailler les méthodes de détermination des paramètres des raies ainsi que la méthode de "synthèse" qui permet à la fois de déconvoluer les spectres, dont la forme des raies suit une loi mathématique, et de déterminer les paramètres des raies spectrales.

A. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté dans la figure ci-dessous (Redon1 [24], Escarguel1 [23], Matheron1 [25]) :

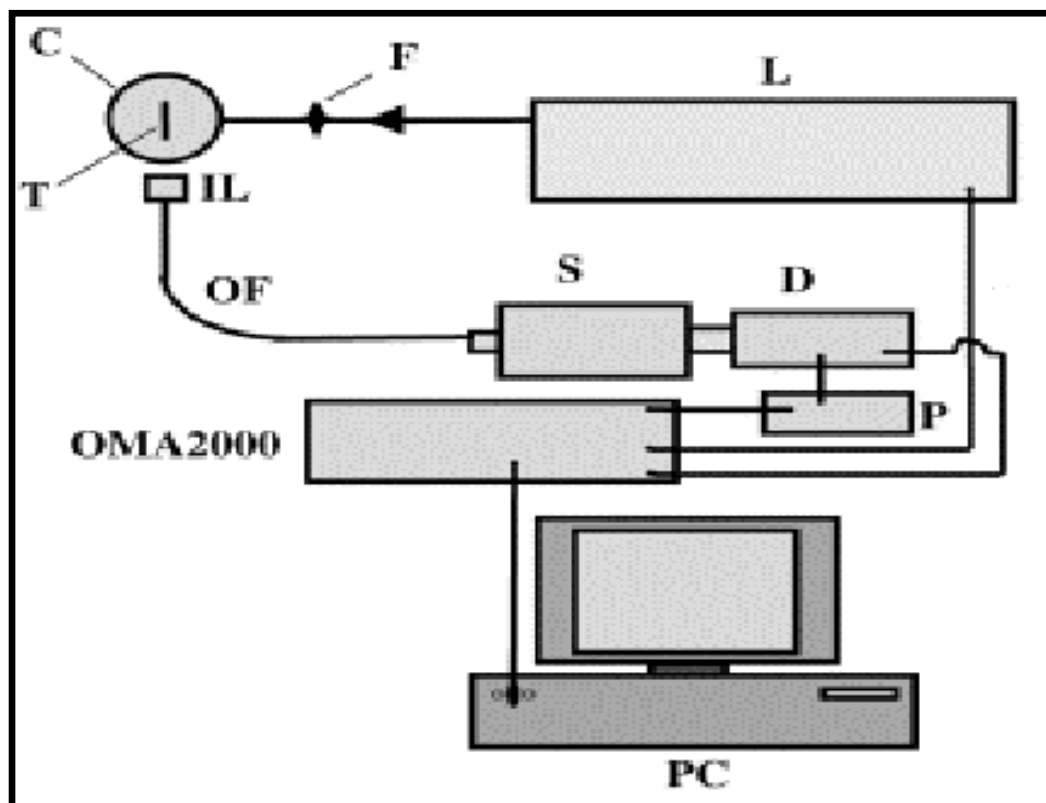


Figure.1. : Dispositif expérimental de la spectrométrie d'émission laser.

Les principaux éléments de ce dispositif sont :

- L* Laser impulsionnel
- F* Lentille de convergence
- C* Cellule qui contient la matière qui va interagir avec le laser
- T* Emplacement de la cible lorsqu'on veut créer un plasma dans un solide
- IL* Coupleur optique
- OF* Fibre optique
- S* Spectromètre
- D* Détecteur
- P* Amplificateur d'impulsions
- OMA2000* Analyseur Optique Multicanaux
- PC* Micro-ordinateur

L'impulsion laser, est focalisée sur la cible qui peut être placée dans l'air ou dans une enceinte. Après l'interaction de l'impulsion avec la cible, se produit une émission du rayonnement du plasma ainsi formé. Ce rayonnement est ensuite transmis par un doublet achromat et une fibre optique au spectromètre Chromex. Le rayonnement dispersé par le spectromètre est mesuré par un détecteur de rayonnement couplé à un analyseur OMA2000. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux travaux de Redon, Escarguel et Matheron (Redon1 [24], Escarguel1 [23], Matheron1 [25]).

Les conditions expérimentales d'obtention des spectres de silicium, d'aluminium et de xénon que nous avons traités sont présenter le tableau 1 ci-dessous. Les caractéristiques du laser, du détecteur et du spectromètre utilisés y sont également détaillées.

Laser	Nd : YAG émettant à une longueur d'onde de 1064 nm dans l'infrarouge. Durée des impulsions : 10 ns.
Spectromètre	Chromex avec le réseau à 2400 traits/mm . La résolution spectrale est de 20 pm/pixel.
Détecteur	Barrette de photodiodes refroidie à 5°C par effet Peltier. Durée d'intensification (porte d'intégration) : 100 ns
Spectres de silicium et de xénon	Plasma créé par interaction du laser impulsionnel sur une cible solide de silicium pur à 99 %. La cible est placée dans une enceinte contenant du Xénon à une pression de 22 mbar. L'énergie est de 250 mj. Le retard entre l'impulsion laser et l'intensification du détecteur est de 1 µs.
Spectres d'aluminium	Plasma créé par interaction du laser impulsionnel sur une cible solide d'aluminium pur à 99.99 % dans l'air. L'énergie du laser est de 50 mj. Les retards entre les impulsions laser et l'intensification du détecteur sont compris entre 0.5 µs et 3.5 µs.

Tableau.1. : Conditions expérimentales d'obtention des spectres de silicium, d'aluminium et de xénon

B. Traitement des spectres d'émission

B.I. Mesures de la température et de la densité électronique

Température

Pour un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local, la détermination de la température peut se faire à partir du rapport des surfaces de deux raies. Si ces raies sont dues à la désexcitation d'une même particule (atome ou ion), on

utilise l'équation de Boltzmann. Le rapport des émissivités des deux raies est alors (Griem3 [2]) :

$$\frac{\varepsilon_0^1 \Delta \lambda_1}{\varepsilon_0^2 \Delta \lambda_2} = \frac{g_{n1}}{g_{n2}} \frac{A_{nm1}}{A_{nm2}} \frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}} \exp\left(-\frac{E_{n1} - E_{n2}}{KT}\right) \quad (33)$$

Dans ce cas, la connaissance du rapport des probabilités de transitions associées aux deux raies est nécessaire, leurs niveaux d'énergie supérieurs devaient être suffisamment éloignés l'un de l'autre pour que le terme de Boltzmann, contenant la température, ne soit pas négligeable.

On peut également utiliser l'équation de Saha pour la détermination de cette température lorsqu'on dispose de deux raies émises par un même élément dans deux états d'ionisation successifs. Dans ce dernier cas il faut connaître, en plus du rapport des probabilités de transitions des deux raies, la valeur de la densité électronique du plasma.

La température peut être également déterminée à partir des intensités relatives du fond continu. L'émissivité d'un plasma dans le cadre d'une transition libre-libre (Bremsstrahlung) est donné par (Lochte [3], Unsold2 [11]) :

$$\varepsilon_{\lambda}^{\text{ll}} = cte.z^2 \frac{N_{z+1} N_e}{T^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda KT}\right) \quad (34)$$

En prenant le logarithme de cette relation on obtient :

$$\log(\varepsilon_{\lambda}^{\text{ll}}) = \log\left(cte.z^2 \frac{N_{z+1} N_e}{T^{1/2}}\right) - \frac{hc}{K\lambda T} \quad (35)$$

La représentation graphique du $\log(\varepsilon_{\lambda}^{II})$ en fonction de $\frac{hc}{K\lambda}$ sur plusieurs points permet de déterminer la température T . Ce graphique est une droite dont la pente est égale à $\frac{1}{T}$.

Densité électronique

Pour déterminer la densité électronique, on peut utiliser des raies élargies par effet Stark. Pour les raies hydrogènes, cet effet Stark est linéaire (Voir Griem2 [1]), la largeur d'une raie d'hydrogène est proportionnelle à la puissance $2/3$ de la densité électronique. Le facteur de proportionnalité dépend faiblement de la température, il est donné par Griem (Griem2 [1]) pour une densité électronique de 10^{16} cm^{-3} aux températures de $10000K$, $15000K$, $20000K$, $40000K$ et $80000K$. Par interpolation, il est possible de déterminer la largeur d'une raie à diverses températures et diverses densités électroniques. A partir de la largeur d'une raie d'hydrogène déterminée expérimentalement, et connaissant le domaine de température du plasma on peut déterminer la valeur de la densité électronique avec une bonne précision.

Pour les autres raies non hydrogènes, l'élargissement Stark est quadratique. Dans ce cas, la largeur à mi-hauteur due à cet effet est (Wolf [26], Befeki [27], Konjevic1 [28]):

$$\Delta\lambda_{Squa} = 2 \left[1 + 1.75a \left(1 - 0.75 \frac{\rho_m}{\rho_D} \right) \right] 10^{-16} w N_e \quad (36)$$

avec w , élargissement dû aux électrons, ce paramètre est égal à la largeur à mi-hauteur de la raie pour $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; a , paramètre caractérisant l'élargissement quasi-statique causé par les ions (On suppose que les ions perturbateurs sont simplement ionisés. Ce paramètre varie en $N_e^{-\frac{1}{4}}$); ρ_m distance entre les ions et ρ_D , rayon de Debye.

Le paramètre $R = \frac{\rho_m}{\rho_D} \approx 9.10^2 N_e \frac{1}{6T} \frac{1}{2}$ permet d'évaluer l'importance de

l'effet d'écran de Debye et des corrélations entre les ions dans les plasmas denses. Les valeurs théoriques de a et de w sont tabulées par Griem (Griem2 [1]). La mesure de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ d'une raie nous permet de déterminer la densité électronique du plasma.

Lorsque l'effet des ions est négligeable $\left(1.75a \left(1 - 0.75 \frac{\rho_m}{\rho_D} \right) \ll 1 \right)$, la largeur due aux électrons étant proportionnelle à la densité électronique, on peut utiliser également cette largeur Stark pour déterminer la densité électronique.

B.II. Détermination des paramètres d'une raie

Les paramètres d'une raie sont : sa hauteur, sa largeur à mi-hauteur et sa surface. La méthode numérique utilisée pour extraire ces paramètres à partir d'une raie donnée est basée sur l'interpolation cubique "spline". La hauteur est très facile à déterminer (sauf quand le sommet de la raie est déformé par absorption ou réémission), l'interpolation est faite sur quelques points au centre de la raie. Pour la largeur, cette interpolation est réalisée au voisinage de la moitié de la hauteur de la raie.

B.III. Méthodes de déconvolution

Entre le spectre émis par la source $f(\lambda)$ et celui observé à la sortie du spectromètre $g(\lambda)$ il y a convolution (Depiece [29], Jansson1 [30]) :

$$g(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)s(\lambda - u)du \quad (37)$$

Dans cette relation intervient la fonction $s(\lambda)$ qui est la réponse impulsionnelle de l'appareil de mesure ou fonction d'appareil. Cette fonction est appelée, en spectroscopie, le profil instrumental, et est définie comme le profil de réponse de l'appareil à une fonction de Dirac. En remplaçant $f(\lambda)$ par la fonction $\delta(\lambda)$ de Dirac, l'équation (37)

de convolution nous donne $g(\lambda) = s(\lambda)$. La réponse d'un appareil de mesure à une distribution de Dirac est donc égale à sa réponse impulsionnelle $s(\lambda)$.

L'équation de convolution entre les deux signaux $f(\lambda)$ et $s(\lambda)$ est une moyenne pondérée du signal $f(\lambda)$ de l'entrée de l'appareil de mesure par la fonction s d'appareil.

La déconvolution est le problème inverse. Elle permet de restituer le signal $f(\lambda)$ d'entrée de l'appareil à partir du signal $g(\lambda)$ en sortie et du profil instrumental $s(\lambda)$. La déconvolution est un vaste domaine de recherche, de nombreuses méthodes sont proposées qui chacune comporte des approximations, le lecteur intéressé peut se référer à : (Van Cittert [31], Janson1 [30], Jansson2 [32], Jiyao [33], Redon2 [34]).

B.IV. Méthode de synthèse

La méthode de synthèse (Escarguel1 [23], Matheron1 [25]) est une méthode d'ajustement des spectres expérimentaux à partir des profils théoriques. C'est le cas lorsque le profil dû à l'élargissement Stark peut être assimilé à un profil lorentzien et l'élargissement par effet Doppler à un profil gaussien. Si les deux élargissements interviennent, sans toutefois être statistiquement dépendants, le profil résultant est la convolution des deux profils, appelé profil de Voigt.

B.IV.1. Description de la méthode de synthèse

Cette méthode consiste à ajuster les données expérimentales au profil obtenu par la convolution d'un ensemble de raies, au profil mathématique connu, par la fonction d'appareil. Cette fonction d'appareil peut être obtenue soit expérimentalement soit par un modèle théorique. Notons qu'il est nécessaire de tenir compte du fond continu. Dans notre cas, la fonction d'appareil est mesurée expérimentalement et le fond continu est modélisé par un polynôme de second degré en fonction de la longueur d'onde. Le profil de raie théorique utilisé est lorentzien car l'élargissement par effet Stark est prépondérant dans les conditions de température et de densité électronique de notre plasma.

Soit I_{λ}^i l'intensité spectrale de la $i^{ème}$ raie. Nous pouvons donc associer à une raie d'indice i la formule mathématique suivante :

$$I_{\lambda}^i = I_{0i} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\lambda - \lambda_{0i}}{\Delta\lambda_i} \right)^2} \quad (38)$$

avec I_{0i} , maximum d'intensité de la raie ; λ_{0i} , longueur d'onde centrale de la raie et $\Delta\lambda_i$, largeur à mi-hauteur de la raie.

En considérant a_1 , a_2 et a_3 les coefficients du polynôme modélisant le fond continu et la somme des raies I_{λ}^i , le spectre expérimental $g(\lambda)$ correspond au spectre théorique $g^*(\lambda)$ suivant :

$$g^*(\lambda) = \left(a_1 + a_2\lambda + a_3\lambda^2 + \sum_{i=1}^{n_{raies}} I_{\lambda}^i \right) \otimes s(\lambda) \quad (39)$$

avec n_{raies} , nombre de raies dans le spectre; $s(\lambda)$, profil instrumental et \otimes , produit de convolution.

Les paramètres d'ajustement sont I_{0i} , λ_{0i} , $\Delta\lambda_i$, a_1 , a_2 et a_3 . Si on désigne par n_{raies} le nombre de raies que contient le spectre, le nombre de paramètres à ajuster est donc $n_{paramètres} = 3 + 3n_{raies}$.

L'ajustement se fait par minimisation d'une fonction de coût F_{cout} qui permet de réduire le plus possible l'écart entre le spectre expérimental $g(\lambda)$ et le modèle théorique $g^*(\lambda)$. Cette fonction de coût peut être soit l'erreur au sens des moindres carrés, soit le facteur de corrélation ou une fonction de ces deux paramètres. Le facteur de corrélation compare les formes des deux profils expérimental et théorique et l'erreur au sens des moindres carrés les surfaces des profils. La fonction de coût utilisée par l'algorithme employé lors de nos ajustements est (Redon2 [34]) :

$$F_{cout} = (1 + (1 - f_{cor})) \left(1 + \sum_{\lambda} |g(\lambda) - g^*(\lambda)|^2 \right) \quad (40)$$

ou f_{cor} est le facteur de corrélation entre les signaux $g(\lambda)$ et $g^*(\lambda)$.

B.IV.2. L'algorithme de minimisation

Cet algorithme est basé sur la fonction $g^*(\lambda)$ en minimisant la fonction F_{cout} .

Il existe de nombreuses méthodes permettant de réaliser cette minimisation. Les plus classiques implémentent une recherche déterministe dans l'espace des solutions. Cette recherche se fait uniquement à partir de la définition de la fonction (c'est le cas de l'algorithme du simplexe (Nelder-Mead [37])) soit à partir de la fonction et de sa dérivée première (tel l'algorithme de la plus grande pente et du gradient conjugué (Powel [38])). Cette dérivée première peut être estimée numériquement, comme la dérivée seconde (algorithmes pseudo-Newton ([39])). La méthode de Levenberg-Marquardt (Marquardt [40]) utilise une forme particulière de la fonction de coût pour estimer la dérivée seconde à partir des expressions des dérivées premières.

Toutes ces techniques déterministes sont très sensibles aux valeurs initiales des paramètres. La probabilité de blocage dans un minimum local, différent du minimum global, est très grande.

Une autre famille d'algorithmes de minimisation plus récents, est basée sur un parcours aléatoire de l'espace des solutions. Ils sont moins sensibles aux valeurs initiales et permettent en général de déterminer le minimum absolu. On peut citer les méthodes de "recuit simulé" (comme la méthode de Monte-Carlo (Ermakov ([41]))) ou les algorithmes "génétiques". Un inconvénient majeur est le temps de calcul extrêmement long dans le cas où le domaine de variation des paramètres n'est pas connu.

Lors de l'analyse des résultats obtenus plusieurs difficultés sont dues à la nature non linéaire de l'optimisation.

Un point important est d'être sûr d'avoir extrait toute l'information disponible dans les données, et seulement cette information. En effet deux pièges sont à éviter : soit de sous-estimer les données, soit de les surestimer. Dans les deux cas, les paramètres optimisés peuvent n'avoir aucun sens. La valeur de la fonction de coût, après optimisation, donne une idée de la qualité du calcul.

En effet, en utilisant l'équation (40), la valeur finale de F_{cout} doit être voisine de 1. Si cela n'est pas le cas, on sous-estime ou on surestime l'ajustement des données. Pour cela, il est impératif que le bruit présent dans les données soit correctement évalué. La précision sur les paramètres obtenus peut être calculée, à partir de la matrice des dérivées secondes des algorithmes de type Levenberg-Marquardt ou pseudo-Newton. Elle peut être également estimée en calculant la variation des paramètres qui produisent un accroissement donné de la fonction d'erreur.

L'algorithme de minimisation utilisé par le programme synthèse est l'algorithme du simplexe (Nelder-Mead [37]). Ce choix est justifié car il converge dans un temps raisonnable dans le cas où les paramètres initiaux sont relativement proches de la solution. Cet algorithme converge lorsque les paramètres initiaux ne diffèrent de la solution finale que de 30% au plus (Redon2 [34]).

L'algorithme du simplexe a été développé par Nelder et Mead en 1965, il ne nécessite pas le calcul du gradient de la fonction à minimiser. Le terme "simplexe" désigne toute figure convexe formée de n points reliés entre eux dans un espace de dimension $n - 1$. Si la dimension est inférieure à $n - 1$ le simplexe est dit dégénéré.

L'algorithme du simplexe utilise la fonction de coût à minimiser dont les variables sont les paramètres x_i pour estimer les sommets du simplexe. Chaque sommet s_j est défini par ses coordonnées qui sont un ensemble de n paramètres $(x_1^j, x_2^j, \dots, x_n^j)$. A chaque sommet s_j est associé la valeur f_j de la fonction de coût, donnée par :

$$f_j = f(s_j) = f(x_1^j, x_2^j, \dots, x_n^j) \quad (41)$$

Une itération du simplexe consiste à calculer un nouveau point s qui est le barycentre de tous les points s_j , qui remplace le sommet correspondant au maximum de toutes les valeurs des f_j . Les coordonnées (x_1, x_2, \dots, x_n) du point s calculé doivent satisfaire à la condition :

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) < \max_j (f(x_1^j, x_2^j, \dots, x_n^j)) \quad (42)$$

A chaque itération, les sommets du simplexe se rapprochent ainsi du point s_{\min} , qui est le minimum recherché de la fonction du coût.

**CHAPITRE III : Phénomène d'auto-absorption
dans un plasma et méthodes de traitement de faible
et de forte auto-absorption**

Pour un observateur extérieur au plasma, le profil de la raie résulte de l'émission et de l'auto-absorption à la même longueur d'onde correspondant aux transitions électroniques entre les niveaux n et m de tous les atomes considérés placés sur sa ligne de visée. Ce phénomène empêche donc un certain nombre de photons émis de sortir de plasma, c'est le phénomène d'auto-absorption. En conséquence, l'intensité détectée n'est pas seulement la somme de toutes les émissions du plasma, car il faut tenir en compte de cette auto-absorption. Les transitions électroniques, dans un atome (ion), vers des niveaux énergétiques supérieurs nécessitent un apport d'énergie. Cette énergie peut être sous forme de photons, dans ce cas il y a absorption des photons par l'atome (l'ion). Un cas particulier est celui où le rayonnement émis par les couches internes du plasma est partiellement absorbé dans ses couches extérieures plus froides.

A. Rappel de notions fondamentales

A.I. Densité d'énergie d'une source en présence de l'absorption

Considérons le rayonnement, émis par un atome excité placé à une position définie d'une source de lumière. Ce rayonnement est en partie absorbé durant son passage à travers la source de lumière. Soit $D(\nu)$ la distribution d'intensité de cette raie, on peut considérer que $D(\nu)d\nu$ est l'énergie de radiation par unité de volume dans l'intervalle de fréquence $d\nu$ qui traverse la source avec la vitesse c , dans une direction donnée x . Dans l'intervalle dx , l'absorption est proportionnelle à la densité de radiation $D(\nu)$. Cette absorption dépend du nombre d'atomes par unité de volume capables d'absorber la lumière et des propriétés des émetteurs. La dépendance en fréquence de $D(\nu)$ est donnée par la résolution de l'équation (Cowan [42]) :

$$\frac{1}{c} \frac{dD(\nu)}{dt} = \frac{dD(\nu)}{dx} = -cte P_a(\nu, x) D(\nu) \quad (43)$$

avec $P_a(\nu, x)$, profil de raie normalisé de la raie d'absorption ; cte , constante dépendante d'autres constantes physiques et ν , fréquence.

La vitesse à laquelle l'énergie est absorbée est égale au nombre de photons absorbés par unité de volume et par seconde multiplié par l'énergie du photon, qui s'exprime par (dans le cas où $D(\nu)$ est indépendante de ν) :

$$cte = \frac{h\nu_0 B n_a(x)}{c} \quad (44)$$

avec ν_0 , fréquence centrale de la raie ; B , coefficient d'Einstein pour l'absorption ; h , constante de Planck et $n_a(x)$, nombre d'atomes par unité de volume existants dans l'état quantique ayant comme énergie celle du niveau inférieur de la transition.

En introduisant cette équation dans l'équation (43) on obtient :

$$\frac{dD(\nu)}{D(\nu)} = -\frac{h\nu_0 B}{c} n_a(x) P_a(\nu, x) dx \quad (45)$$

La résolution de cette équation donne pour la densité de radiation :

$$D(\nu, R) = D(\nu, r_0) \exp\left(-\frac{h\nu_0 B}{c} \int_{r_0}^R n_a(x) P_a(\nu, x) dx\right) \quad (46)$$

La relation (46) donne la distribution en fréquence de la densité d'énergie à une position R en fonction de la densité des atomes absorbants le long du parcours entre r_0 et R .

A.II. Intensité lumineuse d'une source

Soit $P_e(\nu, r_0)$ le profil normalisé qui donne la distribution en fréquence de l'énergie émise. D'après la relation (46) on peut alors exprimer l'intensité de la lumière à la position R par :

$$I(\nu, R) = SP_e(\nu, r_0) \exp\left(-\frac{h\nu_0 B}{c} \int_{r_0}^R n_a(x) P_a(\nu, x) dx\right) \quad (47)$$

ou $SP_e(\nu, r_0)$, distribution de l'intensité de la raie à r_0 s'il n'y a pas d'absorption ; S , intensité total (surface) à r_0 s'il n'y a pas d'absorption et $P_e(\nu, r_0)$, profil d'émission normalisé de la raie au point r_0 .

Dans un plasma, la lumière n'est pas émise en un seul point r_0 , mais par un ensemble d'atomes qui se situent en diverses positions du plasma. La distribution en intensité peut être obtenue en moyennant l'équation (47) sur l'ensemble des points de la source. La variable d'intégration est la distance r sur l'axe optique de l'appareil de mesure (spectromètre), on peut choisir l'origine telle que (Skudra [43]) :

$$\begin{cases} \bar{n}_a = \int_0^{\infty} n_a(r) dr = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} n_a(r) dr \\ \bar{n}_e = \int_0^{\infty} n_e(r) dr = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(r) dr \end{cases} \quad (48)$$

avec $n_e(r)$, nombre d'atomes par unité de volume existants dans l'état quantique ayant l'énergie du niveau supérieur de la transition.

On définit ainsi les densités des niveaux inférieur et supérieur associés la transition par :

$$\begin{cases} N_a(r) = \frac{n_a(r)}{\bar{n}_a} \\ N_e(r) = \frac{n_e(r)}{\bar{n}_e} \end{cases} \quad (49)$$

Le profil $\bar{P}_a(\nu)$ est défini par :

$$\bar{P}_a(\nu) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} N_a(x) P_a(\nu, x) dx \quad (50)$$

Le paramètre Δ caractérisant l'absorption par la relation est alors :

$$\Delta = \frac{h\nu_0 B}{c} \bar{P}_a(\nu_0) \quad (51)$$

Notons que l'intensité de la lumière émise à un point r est proportionnelle à $n_e(r)$. En moyennant sur tous les émetteurs constituant la source de lumière, on obtient la relation donnant la distribution en fréquence de l'intensité spectrale d'une raie émise par une source de lumière :

$$I(\nu) = S \int_{-\infty}^{+\infty} N_e(r) P_e(\nu, r) \exp\left(-\frac{\Delta}{\bar{P}_a(\nu_0)} \int_r^{+\infty} N_a(x) P_a(\nu, x) dx\right) dr \quad (52)$$

B. Auto-absorption selon la nature de la source (Cowan [42])

L'équation (52) peut être mise sous différentes formes selon la nature des sources de lumière.

B.I. Cas général

On peut supposer en général que la source n'est pas très loin de l'ETL et que les profils d'émission et d'absorption sont identiques et indépendants de la position. On a alors :

$$P_a(\nu, x) = P_e(\nu, x) = P(\nu) \quad (53)$$

Considérons la transformation suivante :

$$\begin{cases} \Delta\nu = \nu - \nu_0 \\ P(\nu) \rightarrow P(\Delta\nu) \end{cases} \quad (54)$$

La relation (52) devient alors :

$$I(\Delta\nu) = SP(\Delta\nu) \int_{-\infty}^{+\infty} N_e(r) \exp\left(-\Delta \frac{P(\Delta\nu)}{P(0)} \int_r^{+\infty} N_a(x) dx\right) dr \quad (55)$$

Définissons y , nombre relatif d'atomes absorbants unité de section efficace :

$$y = \int_r^{+\infty} N_a(x) dx \quad (56)$$

La fonction d'excitation $E(y)$ mesurant l'excitation relative en un point particulier est défini par (Cowan [42], Karabourniotis [44]):

$$E(y) = \frac{N_e(r)}{N_a(r)} \quad (57)$$

Elle peut prendre des valeurs allant de zéro (pas d'excitation) jusqu'à l'infini (tous les atomes sont excités). Cette fonction est caractéristique de la source d'excitation.

Finalement, on peut écrire pour la distribution d'intensité :

$$I(\Delta\nu) = SP(\Delta\nu) \int_0^2 E(y) \exp\left(-\Delta \frac{P(\Delta\nu)}{P(0)} y\right) dy \quad (58)$$

Pour que la raie soit auto-inversée (avec un creux qui apparaît au centre de la raie) il faut que $I(\Delta\nu)$ présente deux maximums. En dérivant la relation (58) on aboutit à la condition :

$$\int_0^2 \left[\left(1 - \Delta \frac{P(\Delta\nu)}{P(0)} y \right) E(y) \exp \left(- \Delta \frac{P(\Delta\nu)}{P(0)} y \right) dy \right] = 0 \quad (59)$$

B.II. Source uniformément excitée

Pour ce type de sources la fonction d'excitation est constante et elle est égale à 0.5 (Cowan [42], Skudra [43]), et à l'équilibre $P_a = P_e$, d'où la distribution en intensité :

$$I(\Delta\nu) = S \frac{P(0)}{2\Delta} \left[1 - \exp \left(- 2\Delta \frac{P(\Delta\nu)}{P(0)} \right) \right] \quad (60)$$

Le paramètre Δ caractérise l'absorption et peut être lié à l'épaisseur optique τ_0 (ce paramètre va être défini plus tard) au centre de la raie, soit $\tau_0 = 2\Delta$.

D'après l'équation (60) les raies émises par de telles sources ne sont jamais auto-inversées car quand l'épaisseur optique augmente, $I(\Delta\nu)$ tend vers un seul maximum.

Il faut souligner que l'excitation uniforme n'implique pas que les densités $N_e(r)$ et $N_a(r)$ soient constantes, mais que le rapport $\frac{N_e(r)}{N_a(r)}$ le soit. Dans une flamme, par exemple, cela implique seulement que la température de la flamme soit uniforme dans toute la région occupée par les émetteurs, la distribution spatiale des atomes étant sans importance.

Le fait que des raies auto-inversées puissent être observées dans les spectres émis par des flammes ou des tubes à décharge n'est pas nécessairement contradictoire avec cette théorie (Skudra [43]). En effet, il faut considérer que si $P_a = P_e$ n'est pas vérifiée on aboutit à l'intensité spectrale donnée par :

$$I(\Delta\nu) = S \frac{P_a(0)}{2\Delta} \frac{P_e(\Delta\nu)}{P_a(\Delta\nu)} \left[1 - \exp \left(- 2\Delta \frac{P_a(\Delta\nu)}{P_a(0)} \right) \right] \quad (61)$$

Le creux au centre de la raie peut alors apparaître quand la condition $P_a(0) > P_e(0)$ est vérifiée.

B.III. Source avec des émetteurs et des absorbants spatialement séparés

Un modèle simplifié de telles sources est celui dans lequel tous les atomes émetteurs sont situés au centre de la source et tous les atomes absorbants autour des émetteurs. L'absorption est quasiment nulle au cœur de la source et l'émission quasiment nulle hors du cœur. La distribution en intensité d'une telle source de lumière est :

$$I(\Delta\nu) = SP_e(\Delta\nu) \exp\left(-\Delta \frac{P_a(\Delta\nu)}{P_a(0)}\right) \quad (62)$$

Dans ce cas, les profils de raies d'émission et d'absorption sont différents, et L'auto-inversion des raies est possible. Expérimentalement, cela peut être observé dans certaines sources d'arc (Cowan [42]).

Un modèle a été proposé par Bleeker (Bleeker [45]). Ce modèle est une combinaison des deux cas précédents : le cœur de la source est supposé contenir des émetteurs avec une excitation constante, et il est entouré uniquement par des absorbants. Ce modèle convient très bien pour l'étude de l'absorption par une vapeur non excitée, d'une lumière émise par une source uniformément excitée.

C. Résultats théoriques sur l'étude d'un plasma homogène et en ETL

C.I. Définition de l'épaisseur optique d'une raie

Pour un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local, nous avons déjà signalé que les coefficients d'émission et d'absorption sont indépendants de la position dans le plasma. Cela signifie que l'émission et l'absorption sont uniformes en tout point du plasma. On définit l'épaisseur optique du plasma comme le produit du coefficient d'absorption par la dimension du plasma. Si k_λ désigne le coefficient

d'absorption, exprimé en cm^{-1} , et L longueur du parcours de la lumière à l'intérieur du plasma, exprimé en cm , alors l'épaisseur optique est la quantité sans dimension :

$$\tau_{\lambda} = k_{\lambda} L \quad (63)$$

C.II. Effet de l'auto-absorption sur les paramètres des raies

La solution de l'équation du transfert radiatif dans le cas d'un plasma homogène est très simple et permet de déduire l'intensité d'un rayonnement émis :

$$I_{\lambda} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{k_{\lambda}} (1 - \exp(-k_{\lambda} L)) \quad (64)$$

avec ε_{λ} , coefficient d'émission ; k_{λ} , coefficient d'absorption et L , parcours de la lumière dans le plasma.

Lorsque l'auto-absorption est négligeable (ou corrigée) l'intensité spectrale d'un tel rayonnement est :

$$I_{\lambda}^{Thin} = \varepsilon_{\lambda} L \quad (65)$$

En utilisant les équations (62), (63) et (64) on obtient l'intensité spectrale du rayonnement émis par un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local en fonction de l'épaisseur optique et de l'intensité spectrale en l'absence de l'auto-absorption :

$$I_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}^{Thin}}{\tau_{\lambda}} (1 - \exp(-\tau_{\lambda})) \quad (66)$$

Cette relation est très semblable à celle de l'intensité d'une raie émise pour une source uniformément excitée.

Dans les deux paragraphes suivants nous présenterons les facteurs correctifs des paramètres d'une raie pour l'auto-absorption. Quelques-unes de ces expressions ont été données déjà dans la littérature. Celles que nous avons établies nous même seront mentionnées. Les paramètres d'une raie d'émission sont : I_0 , $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ et S . Avec I_0 , hauteur de la raie ; $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, largeur à mi-hauteur de la raie et S , surface de la raie.

Les facteurs correctifs, de l'auto-absorption, sont fonction uniquement de l'épaisseur optique au centre de la raie τ_0 . Ils dépendent du profil de la raie. Nous considérons les cas d'un profil lorentzien et d'un profil gaussien.

C.II.1. Cas d'un profil lorentzien

Dans le cas d'un profil de raie de forme lorentzien ; pour un élargissement dû à l'impact des émetteurs avec les électrons, l'intensité spectrale d'une raie émise par un plasma optiquement mince est :

$$I_{\lambda}^{Thin} = I_0^{Thin} \frac{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2}{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \quad (67)$$

avec $\Delta\lambda_L^{Thin}$, largeur à mi-hauteur de la raie corrigée de l'auto-absorption (ou absence de celle-ci) ; I_0^{Thin} , hauteur de la raie corrigée de l'auto-absorption (ou absence de celle-ci) ; λ , longueur d'onde et λ_0 , longueur d'onde centrale de la raie.

Pour un plasma homogène en équilibre thermodynamique local, l'épaisseur optique d'une raie émise par un tel plasma est :

$$\tau_\lambda = \tau_0 \frac{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2}{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \quad (68)$$

avec τ_0 est l'épaisseur optique au centre de la raie.

L'intensité spectrale d'une raie émise par un tel plasma en présence de l'auto-absorption est donnée par la résolution de l'équation du transfert radiatif :

$$I_\lambda^{Thik} = \frac{I_0^{Thin}}{\tau_0} \left(1 - \exp \left(- \tau_0 \frac{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2}{\left(\frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \right) \right) \quad (69)$$

Au centre de la raie, on peut exprimer le maximum de l'intensité de la raie corrigée de l'auto-absorption en fonction du maximum de la raie non corrigée de l'auto-absorption. Le rapport des deux intensités n'est alors fonction que de l'épaisseur optique au centre de la raie :

$$F_L^0 = \frac{I_0^{Thin}}{I_0^{Thik}} = \frac{\tau_0}{1 - \exp(-\tau_0)} \quad (70)$$

F_L^0 exprime le facteur correctif du maximum de la raie de l'auto-absorption pour un plasma homogène en équilibre thermodynamique local.

De même, en considérant la longueur d'onde λ_1 définie par $|\lambda_1 - \lambda_0| = \frac{\Delta\lambda_L^{Thik}}{2}$, avec $\Delta\lambda_L^{Thik}$ la largeur à mi-hauteur de la raie en présence de l'auto-absorption, on

peut exprimer le rapport des largeurs des deux raies en absence et en présence de ce phénomène. Ce rapport n'est fonction que de l'épaisseur optique au centre de la raie. Il définit le facteur correctif de la largeur :

$$F_L^{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_L^{Thin}}{\Delta\lambda_L^{Thik}} = \left(-1 - \frac{\tau_0}{\log\left(\frac{1 + \exp(-\tau_0)}{2}\right)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (71)$$

Cette relation est donnée ici pour la première fois et elle est en parfaite accord avec la courbe théorique donnée par Konjevic (Konjevic2 [46]).

La surface d'une raie parfaitement lorentzienne, de hauteur I_0 et de largeur $\Delta\lambda_1$, est égale à :

$$S = \pi I_0 \frac{\Delta\lambda_1^2}{2} \quad (72)$$

Si on admet que l'auto-absorption ne modifie pas trop cette loi, on peut déduire le facteur correctif de la surface d'une raie :

$$F_L^S = \frac{S_L^{Thin}}{S_L^{Thik}} = \frac{\tau_0}{(1 - \exp(-\tau_0)) \sqrt{-1 - \frac{\tau_0}{\log\left(\frac{1 + \exp(-\tau_0)}{2}\right)}}} \quad (73)$$

ou S_L^{Thin} , surface de la raie corrigée de l'auto-absorption et S_L^{Thik} , surface de la raie non corrigée.

Cette relation est également donnée ici pour la première fois.

Pour toutes les courbes des figures qui suivent nous avons adopté la convention :

“-” pour la courbe continue

“-.” pour la courbe continue-point (-.-.-.)

“-” pour la courbe continue-continue (-----)

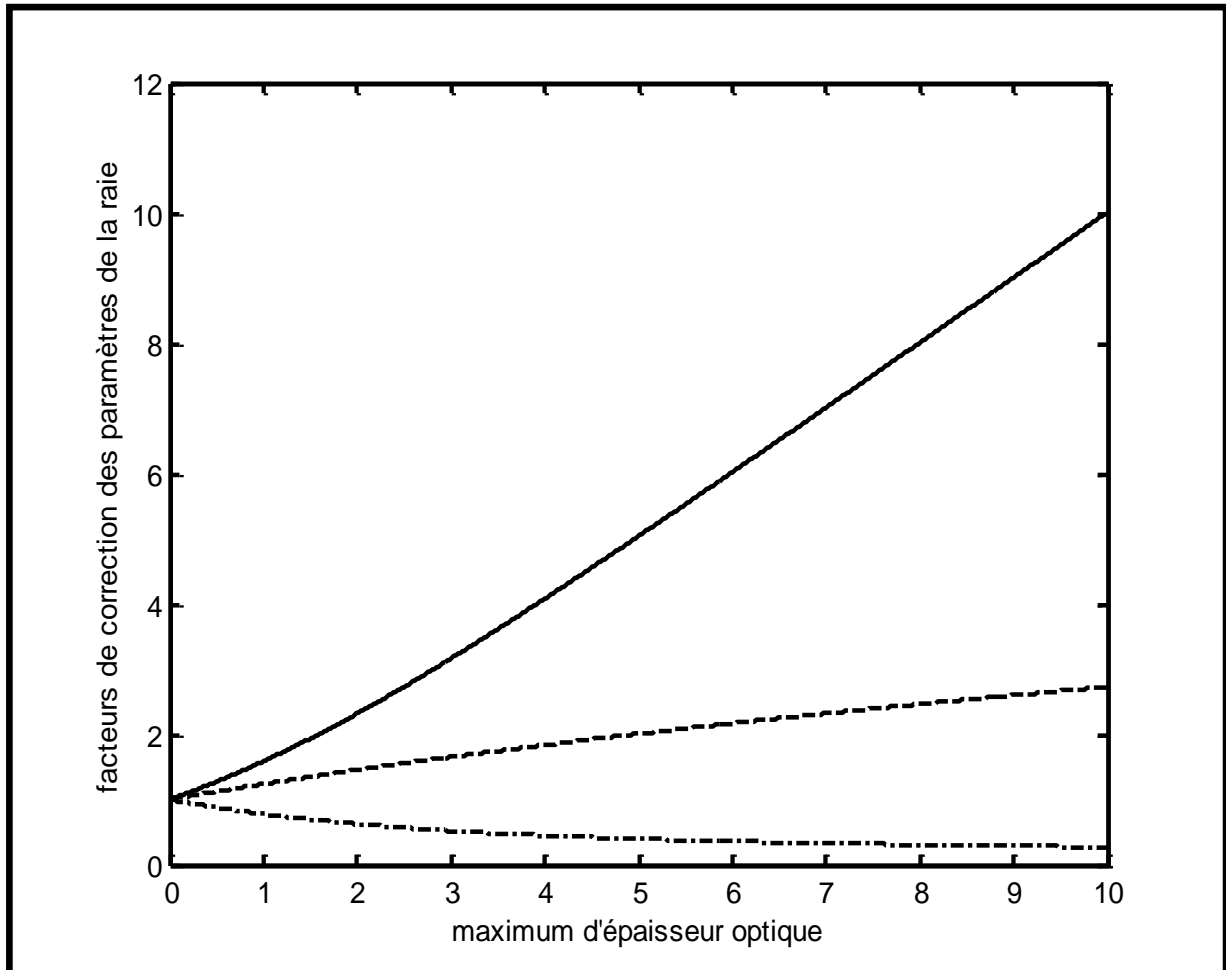


Figure.2. : Facteurs de correction de l'effet de l'auto-absorption, des paramètres d'une raie; “-” hauteur, “-.” largeur et “-” surface, dans le cas d'un profil d'émission lorentzien.

Dans la figure (2) on présente les facteurs correctifs d'auto-absorption du maximum d'intensité de la raie, de sa largeur et de sa surface en fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie, dans le cas d'un profil lorentzien.

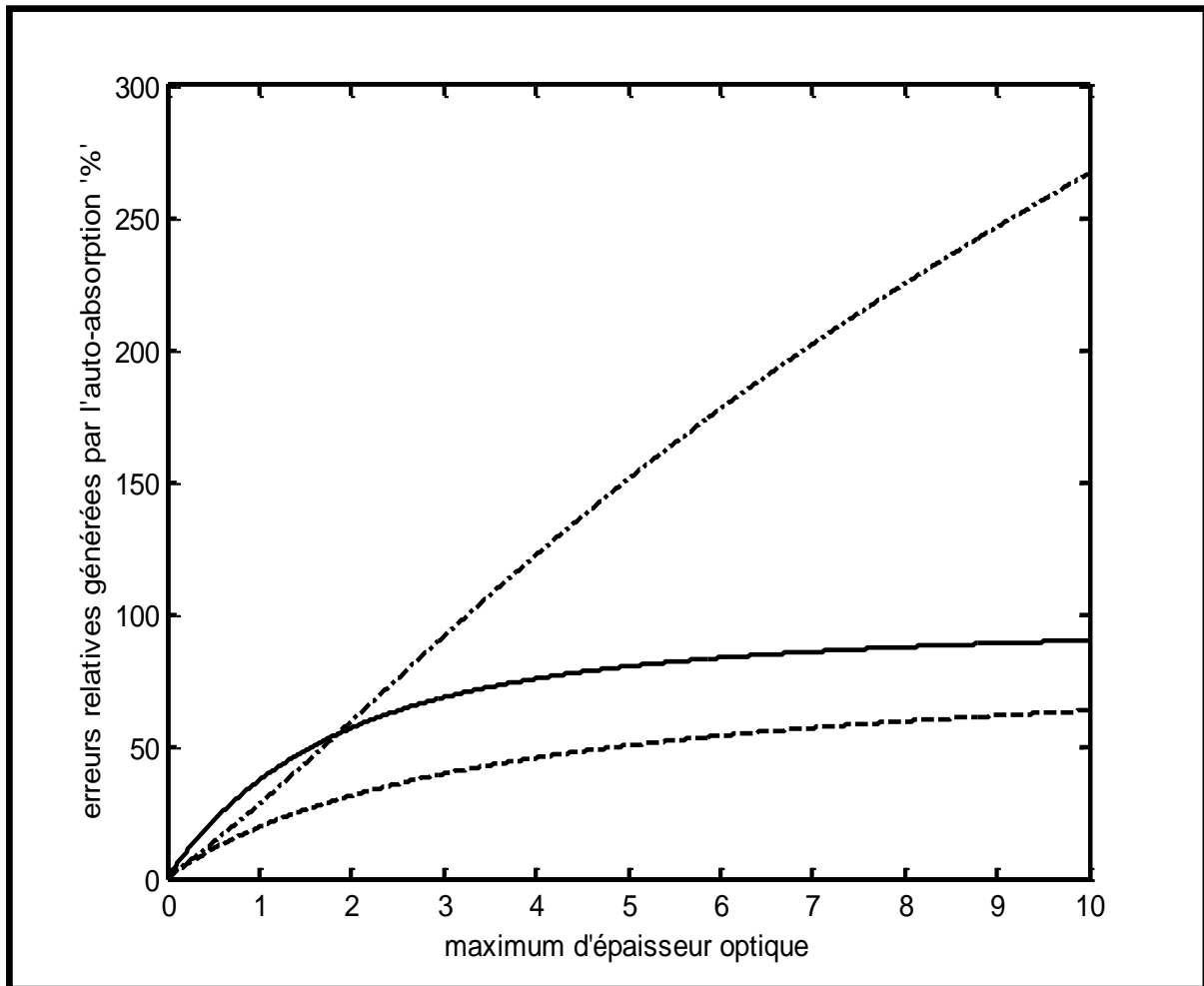


Figure.3. : Variation des erreurs relatives, introduites par l'auto-absorption, sur : '-' hauteur, "--" largeur et "-.-" surface de la raie (cas d'un profil d'émission lorentzien), en fonction du maximum de l'épaisseur optique.

La figure (3) montre les erreurs relatives (en %) engendrées par l'auto-absorption sur le maximum d'intensité de la raie, sa largeur et sa surface en fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie. On constate que :

Pour une épaisseur optique variant entre 0 et 2, l'auto-absorption modifie la hauteur de la raie et sa largeur d'une quantité variant de 0% à 58%. Pour une épaisseur optique supérieure à 2, on note pour $\tau_0 \approx 3$ que la largeur de la raie varie de 91%, la hauteur de 68% et la surface de 39%. Pour $\tau_0 \approx 10$ ces variations deviennent 266%, 90% et 63% respectivement.

Il faut signaler que ces facteurs correctifs pour la largeur et la surface n'ont jamais été donnés dans la littérature. C'est donc deux nouvelles formules que nous avons pu établir dans ce travail.

C.II.2. Cas d'un profil gaussien

Considérons maintenant le cas d'un profil de raie gaussien. Sans auto-absorption, l'intensité d'une raie peut être mise sous la forme :

$$I_{\lambda}^{Thin} = I_0^{Thin} \exp\left(-4 \log(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_G^{Thin}}\right)^2\right) \quad (74)$$

avec $\Delta\lambda_G^{Thin}$, largeur à mi-hauteur de la raie corrigée de l'auto-absorption et I_G^{Thin} , hauteur de la raie corrigée de l'auto-absorption.

A l'équilibre thermodynamique local, l'épaisseur optique associée à cette raie a la même forme et est exprimée par :

$$\tau_{\lambda} = \tau_0 \exp\left(-4 \log(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_G^{Thin}}\right)^2\right) \quad (75)$$

En suivant la même procédure que dans le paragraphe précédent, on obtient une relation analogue pour une raie d'émission de forme gaussienne en présence d'auto-absorption :

$$I_{\lambda}^{Thik} = \frac{I_0^{Thin}}{\tau_0} \left(1 - \exp\left(-\tau_0 \exp\left(-4 \log(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_G^{Thin}}\right)^2\right)\right)\right) \quad (78)$$

Au centre de la raie, on peut donc exprimer le maximum de l'intensité de la raie corrigée de l'auto-absorption en fonction de maximum de l'intensité de la raie non

corrigée. Le rapport des deux intensités donne le facteur correctif de la hauteur de la raie en fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie :

$$F_G^0 = \frac{I_0^{Thin}}{I_0^{Thik}} = \frac{\tau_0}{1 - \exp(-\tau_0)} \quad (79)$$

Pour la largeur à mi-hauteur, on considère la longueur d'onde λ_1 pour laquelle $|\lambda_1 - \lambda_0| = \frac{\Delta\lambda_G^{Thik}}{2}$, avec $\Delta\lambda_G^{Thik}$ la largeur à mi-hauteur de la raie expérimentale (la raie réabsorbée). On en déduit le facteur correctif de la largeur de la raie de l'auto-absorption en fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie :

$$F_G^{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_G^{Thin}}{\Delta\lambda_G^{Thik}} = \left(\frac{\log \left(\frac{\log \left(\frac{1 + \exp(-\tau_0)}{2} \right)}{\tau_0} \right)}{\log(2)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (80)$$

Cette formule est identique à celle donnée par Kastner (Kastner [47]) lors de son étude sur l'auto-absorption dans le cas où l'élargissement Doppler est dominant.

Dans le cas où la surface de la raie non corrigée de l'auto-absorption est proportionnelle au produit de sa largeur par sa hauteur, on déduit le facteur de correction de la surface de l'auto-absorption :

$$F_G^S = \frac{S_G^{Thin}}{S_G^{Thik}} = \frac{\tau_0}{(1 - \exp(-\tau_0)) \sqrt{\frac{\log\left(\frac{1 + \exp(-\tau_0)}{2}\right)}{\tau_0} \log(2)}} \quad (81)$$

avec : S_G^{Thin} , surface de la raie corrigée d'auto-absorption et S_G^{Thik} , surface de la raie non corrigée.

Ce facteur est donnée sous cette forme pour la première fois dans ce travail.

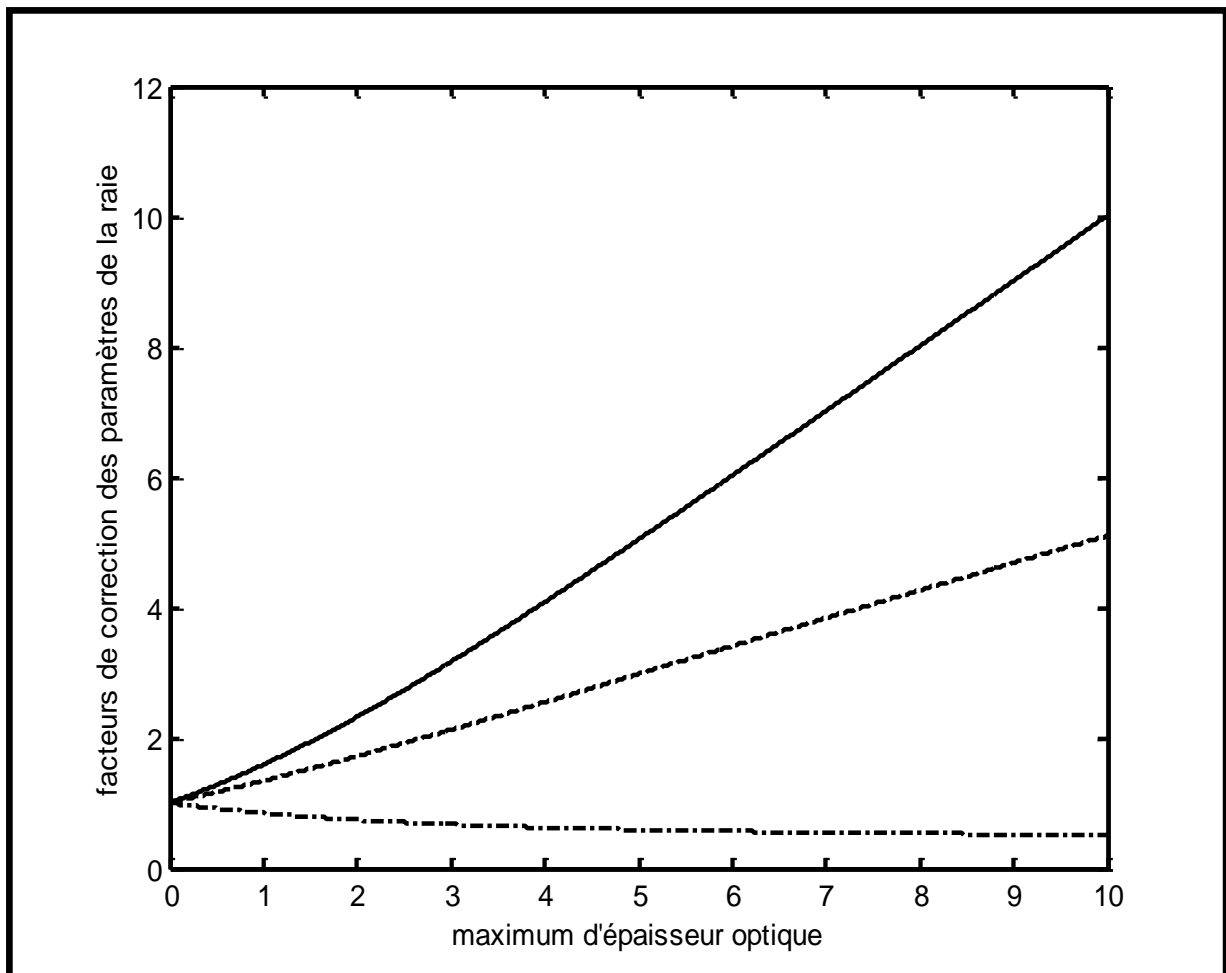


Figure.4. : Facteurs de correction de l'effet de l'auto-absorption, des paramètres d'une raie; '—' hauteur, '-.-' largeur et '---' surface, dans le cas d'un profil d'émission gaussien.

Dans la figure (4) on présente les facteurs correctifs de l'auto-absorption du maximum d'intensité de la raie, de sa largeur et de sa surface en fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie, dans le cas d'un profil gaussien.

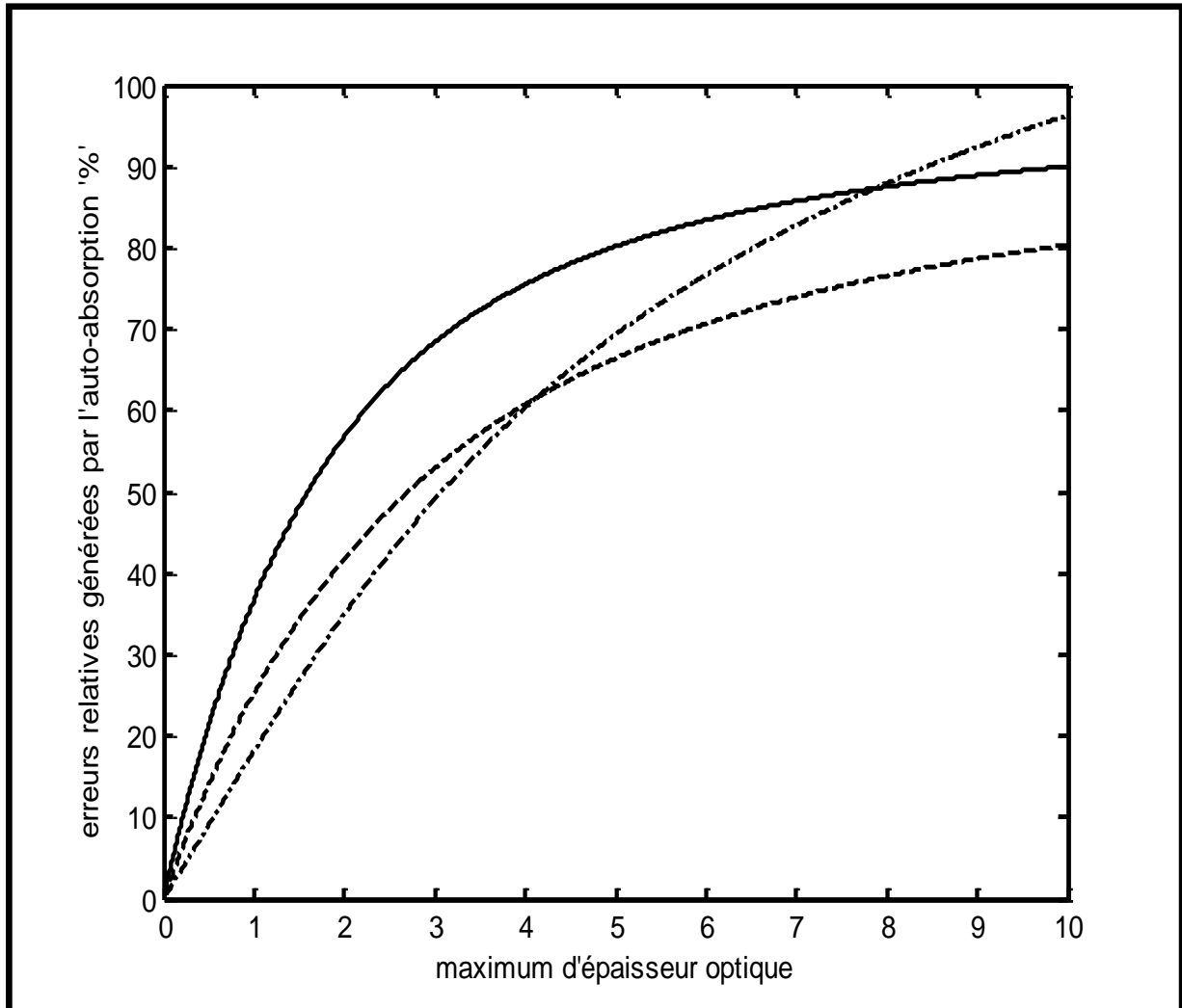


Figure.5. : Variation des erreurs relatives, introduites par l'auto-absorption, sur : '-' hauteur, '-.' largeur et '-.-' surface de la raie (cas d'un profil d'émission gaussien), en fonction du maximum de l'épaisseur optique.

La figure (5) donne les erreurs relatives (en %), dues à l'auto-absorption, des trois paramètres d'une raie de profil gaussien. Pour des épaisseurs optiques comprises entre 0 et 2, l'auto-absorption modifie la hauteur d'une quantité variant de 0% à 58%, et la largeur de 0% à 35%. La variation correspondante de la surface est de 0% à 42%. Pour des épaisseurs optiques supérieures à 2, on note pour $\tau_0 \approx 3$ que la

largeur de la raie varie de 50% , la hauteur de 68% et la surface de 53% . Pour $\tau_0 \approx 10$ ces variations deviennent 96% , 90% et 80% respectivement.

On peut remarquer sur la figure (3) et la figure (5) que l'erreur relative due à l'auto-absorption pour la largeur de la raie est plus petite pour un profil gaussien que pour un profil Lorentzien.

D. Ajustement des spectres d'émission faiblement auto-absorbée

D.I. Détermination des paramètres initiaux par modélisation

L'utilisation de l'algorithme du simplexe, nécessite de déterminer des valeurs initiales des paramètres qui ne diffèrent pas de plus de 30% des valeurs exactes. Nous proposons ici, un modèle physique pour estimer ces paramètres initiaux dans le cas d'un plasma homogène en équilibre thermodynamique local. Le plasma que nous avons considéré est formé de deux éléments pouvant être ionisés deux fois.

D.I.1. Cas d'un plasma constitué de deux éléments

Soit un plasma en équilibre thermodynamique local formé de deux éléments chimiques X et Y qui sont susceptibles d'être ionisés deux fois seulement. En utilisant les équations de Saha et de neutralité électrique du plasma, ainsi que l'équation de conservation de la matière, et en considérant en plus que la pression du plasma est proportionnelle à la température, on obtient un système d'équations qui relie les densités des particules du plasma à la température. Nous proposons, une méthode itérative qui permet, à partir des facteurs de proportionnalité entre les pressions totale et partielle (de l'un des deux éléments) et de la température de déterminer la densité électronique et les densités des six autres particules formant le plasma. A partir de ces densités, on peut estimer les épaisseurs optiques de chaque raie émise par le plasma. Ce système d'équations est :

$$\left\{ \begin{array}{l}
6N_e = NX_{II} + NX_{III} + NY_{II} + NY_{III} \Rightarrow (\text{Neutralité électrique}) \\
\frac{1}{\alpha K} = N_e + NX_I + NX_{II} + NX_{III} + NY_I + NY_{II} + NY_{III} \Rightarrow (\text{conservation de matière}) \\
\frac{1}{\beta K} = NY_I + NY_{II} + NY_{III} \Rightarrow (\text{conservation de matière}) \\
NX_I = \frac{N_e}{SAHA(X_I \rightarrow X_{II})} NX_{II} \Rightarrow (\text{Saha}) \\
NX_{III} = \frac{SAHA(X_{II} \rightarrow X_{III})}{N_e} NX_{II} \Rightarrow (\text{Saha}) \\
NY_I = \frac{N_e}{SAHA(Y_I \rightarrow Y_{II})} NY_{II} \Rightarrow (\text{Saha}) \\
NY_{III} = \frac{SAHA(Y_{II} \rightarrow Y_{III})}{N_e} NY_{II} \Rightarrow (\text{Saha})
\end{array} \right. \quad (82)$$

avec T , température ; $\alpha = \frac{T}{P_t}$, coefficient de proportionnalité entre la pression totale

et la température ; $\beta = \frac{T}{P_Y}$, coefficient de proportionnalité entre la pression partielle

de l'élément Y et la température ; N_e , densité électronique ; NX_I , densité de l'élément X à l'état neutre ; NX_{II} , densité de l'élément X au premier état d'ionisation ; NX_{III} , densité de l'élément X au deuxième état d'ionisation ; NY_I , densité de l'élément Y à l'état neutre ; NY_{II} , densité de l'élément Y au premier état d'ionisation ; NY_{III} , densité de l'élément Y au deuxième état d'ionisation et $SAHA(C_z \rightarrow C_{z+1})$, équation de Saha de l'élément chimique C dans l'état d'ionisation z .

D.II. Description de la méthode d'ajustement

La méthode d'ajustement est basée sur la minimisation de F_{\min} : fonction du facteur de corrélation f_{cor} et de l'erreur au sens des moindres carrés. Le profil de raie est considéré comme un profil lorentzien modifié par l'auto-absorption. Si I_{λ}^{\exp} représente le spectre des données expérimentales, alors le modèle théorique suivant :

$$I_{\lambda}^{theor} \Big|_n = \frac{I_{\lambda}^{theor}}{\sum_{\lambda_i} I_{\lambda_i}^{theor}} \quad (83)$$

est ajusté au spectre expérimental normalisé suivant :

$$I_{\lambda}^{\exp} \Big|_n = \frac{I_{\lambda}^{\exp}}{\sum_{\lambda_i} I_{\lambda_i}^{\exp}} \quad (84)$$

avec :

$$I_{\lambda}^{theor} = \sum_i \left[\frac{I_{\lambda}^{Thin,i}}{\tau_{\lambda}^i} \left[1 - \exp(-\tau_{\lambda}^i) \right] \right] \otimes f_{ap} \quad (85)$$

L'indice "i" indique la i^{th} raie de spectre, f_{ap} est le profil instrumental et le symbole \otimes désigne le produit de convolution.

Le spectre théorique en l'absence d'auto-absorption et en négligeant la fonction d'appareil est :

$$I_{\lambda}^{Thin,i} = \frac{hc}{4\pi\lambda_i} \frac{A_i L N_z g_i^{\sup}}{\Phi_z} \exp\left(-\frac{E_i^{\sup}}{KT}\right) P_{\lambda}^i \quad (86)$$

L'épaisseur optique d'un tel plasma est alors :

$$\tau_{\lambda}^i = \frac{\lambda_i^4}{8\pi c} \frac{A_i L N_z}{\Phi_z} \frac{g_i^{\text{sup}}}{g_i^{\text{inf}}} \exp\left(-\frac{E_i^{\text{inf}}}{KT}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E_i^{\text{sup}} - E_i^{\text{inf}}}{KT}\right)\right) P_{\lambda}^i \quad (87)$$

avec A_i , probabilité de transition de la $i^{\text{ème}}$ raie ; L , parcours de la lumière dans le plasma ; N_z , densité des particules dans l'état d'ionisation z ; Φ_z , fonction de partition des particules dans l'état d'ionisation z ; λ_i , longueur d'onde centrale de la $i^{\text{ème}}$ raie ; g_i^{sup} , poids statistique du niveau supérieur de la $i^{\text{ème}}$ raie ; g_i^{inf} , poids statistique du niveau inférieur de la $i^{\text{ème}}$ raie ; E_i^{sup} , énergie du niveau supérieur de la $i^{\text{ème}}$ raie et E_i^{inf} , énergie du niveau inférieur de la $i^{\text{ème}}$ raie.

Dans ce cas le profil de raie normalisé est :

$$P_{\lambda}^i = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Delta\lambda_L^i}{2}}{\left(\frac{\Delta\lambda_L^i}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_i)^2} \quad (88)$$

De l'équation (146) on déduit l'expression de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_L^i$ de la $i^{\text{ème}}$ raie :

$$\Delta\lambda_L^i = \frac{\lambda_i^4}{4\pi^2 c} \frac{\zeta_i}{\tau_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_i^{\text{sup}} - E_i^{\text{inf}}}{KT}\right)\right] \quad (89)$$

ou τ_i , maximum de l'épaisseur optique de la $i^{\text{ème}}$ raie ; ζ_i , produit $A_i L N_z$ de la $i^{\text{ème}}$ raie.

Finalement, le spectre résultant du modèle théorique est :

$$I_{\lambda}^{theor} = \sum_i \left[C_1(T) \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_i C_2^i(T, N_e, \tau_i, \zeta_i)}{(\lambda - \lambda_i)^2 + C_2^i(T, N_e, \tau_i, \zeta_i)} \right) \right] \right]^* f_{ap} \quad (90)$$

avec

$$C_1 = \frac{4\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda KT}\right) - 1} \quad (91)$$

et

$$C_2^i = \left(\frac{\Delta\lambda_L^i}{2} \right)^2 \quad (92)$$

Les paramètres de ce modèle théorique sont : la température T du plasma, la densité électronique N_e , les maximums des épaisseurs optiques τ_i des raies et les paramètres ζ_i définis comme les produits $A_i L N_z$ (Les maximums des intensités des raies sont proportionnels à ces paramètres ζ_i). Dans ce cas, le nombre des paramètres est égal à $2n_L + 2$, ou n_L est le nombre de raies qui composent le spectre. Les paramètres obtenus par l'ajustement sont : C_1 , les C_2^i et les τ_i . On doit noter que les valeurs initiales de ces paramètres sont calculés en utilisant T , N_e , les τ_i et les $\zeta_i = A_i L N_z$.

Le profil résultant pour une raie spectrale est la convolution d'un profil lorentzien auto-absorbé et du profil instrumental f_{ap} déterminé expérimentalement. Ce profil est donné par l'équation (90). Les valeurs des paramètres de l'ajustement sont obtenus par minimisation de la fonction F_{\min} donnée par :

$$F_{\min} = \left[1 + (1 - f_{cor}) \left[1 + \sum \left| I_{\lambda}^{\text{exp}} - I_{\lambda}^{\text{theor}} \right| \right]^2 \right] \quad (93)$$

La minimisation de cette fonction se fait à l'aide de l'algorithme du simplexe qui est déjà décrit dans le deuxième chapitre de ce mémoire.

D.III. Applications

Les spectres traités sont ceux d'un plasma créé par l'impact d'une impulsion laser sur une plaque de silicium dans un gaz tampon de xénon.

Les paramètres physiques des raies de silicium une fois ionisé choisies pour le calcul sont donnés dans le tableau suivant :

$\lambda_0 (nm)$	$E_s (eV)$	$E_i (eV)$	g_s	g_i	$A_{si} (s^{-1})$	$E_I (eV)$	$E_{II} (eV)$	$E_{III} (eV)$
634.627	10.07	8.12	4	2	$61 \cdot 10^6$	8.151686	16.34585	33.493017
637.06	10.07	8.12	2	2	$62 \cdot 10^6$	8.151686	16.34585	33.493017
418.16	16.45	13.49	4	4	$5 \cdot 10^6$	8.151686	16.34585	33.493017
419.08	16.45	13.49	4	6	$42 \cdot 10^6$	8.151686	16.34585	33.493017
419.82	16.45	13.49	2	4	$47 \cdot 10^6$	8.151686	16.34585	33.493017

Tableau.2. : Paramètres physiques des raies de Si II traitées par notre méthode d'ajustement.

A partir de la température, de la pression du plasma et du gaz tampon nous avons déterminé les densités de toutes les particules présentes dans le plasma, voir figure (6).

Les paramètres physiques utilisés sont : $\alpha = \frac{P_t}{T} = \frac{1}{18450}$ et $\beta = \frac{P_{Xe}}{T} = \frac{0.008}{18450}$. Pour

une pression totale de l'ordre de $1.atm$ et une pression partielle du xénon d'environ $0.008.atm$, nous avons obtenu une température de $18450K \pm 900K$. Le modèle

physique (décrit dans la partie D.I.1. de ce chapitre) nous a permis d'obtenir les paramètres : N_e et N_z . Sachant que la dimension de plasma est de l'ordre de $L \approx 0.2\text{cm}$ et connaissant les valeurs théoriques des probabilités de transitions, nous avons obtenu les paramètres initiaux : C_1 , C_2^i et τ_i de chaque raie. Ces paramètres sont ensuite utilisés pour l'initialisation de programme du simplexe, qui a été programmé sous Matlab.

Dans la figure (6) on présente les densités de toutes les particules, présentes dans ce plasma, en fonction de la température. Ces densités sont obtenues à l'aide de modèle physique décrit dans la partie D.I.1. de ce chapitre.

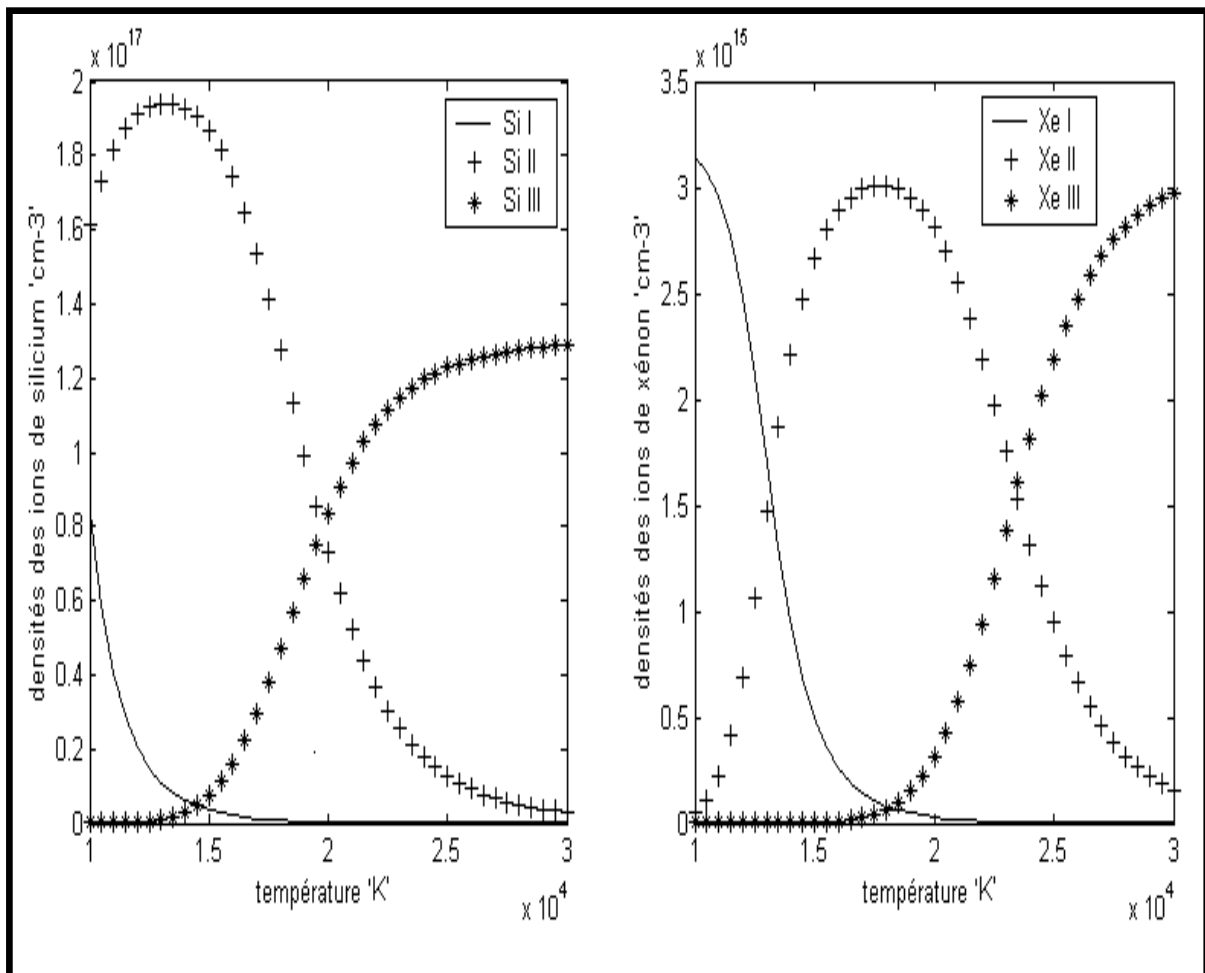


Figure 6. : Densités de toutes les particules présentes dans le plasma créée par interaction d'un laser avec une plaque de silicium, dans un gaz tampon de xénon.

Notons sur la figure (6) que les densités :

a) du Silicium neutre Si I décroît avec la température du plasma, b) la première ionisation Si II croît pour atteindre un maximum à une température d'environ **14000K** et décroît par la suite et c) la deuxième ionisation Si III commence à apparaître à une température d'environ **14000K**.

Dans ce modèle, on n'a pas considéré la troisième ionisation Si IV car on peut estimer que son influence est négligeable à la température de notre plasma.

Les densités des différents états d'ionisation du xénon (Xe I, Xe II and Xe III) suivent les mêmes lois de variation en fonction de la température. Ces densités sont à peu près 100 fois plus petites que celles du silicium. Cela est dû à la faible pression partielle du xénon en phase gazeuse.

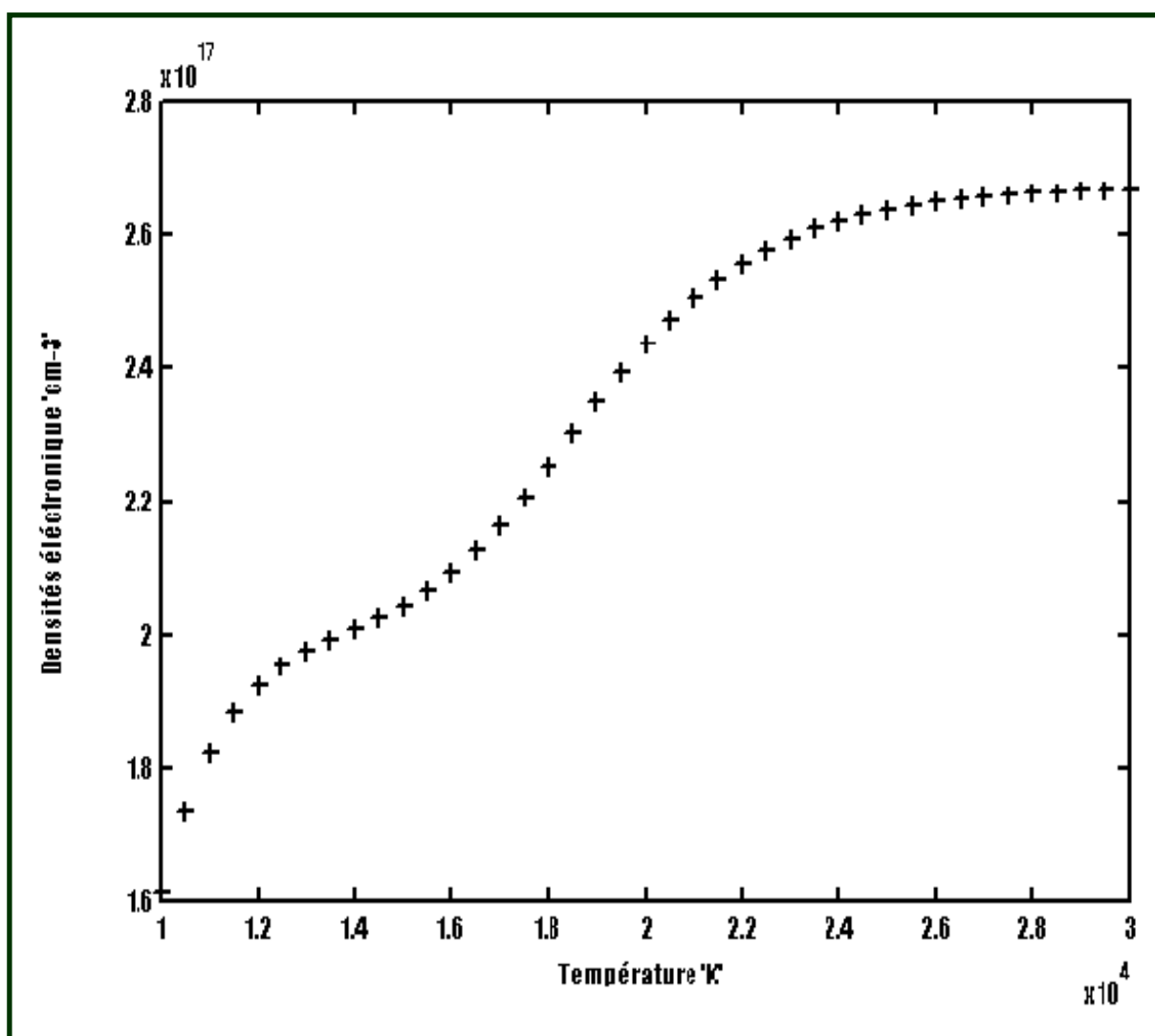


Figure.7. : Evolution de la densité électronique en fonction de la température du plasma.

D'après la figure (7), la densité électronique N_e croît pour atteindre un premier plateau à une température de $15000K$ puis recommence à croître pour atteindre un deuxième plateau vers une température de **23000K**.

Les figures (8), (9) et (10) présentent respectivement l'ajustement du spectre, les épaisseurs optiques des raies et la correction du spectre de l'auto-absorption, pour les deux raies du deuxième multiplet du silicium une fois ionisé.

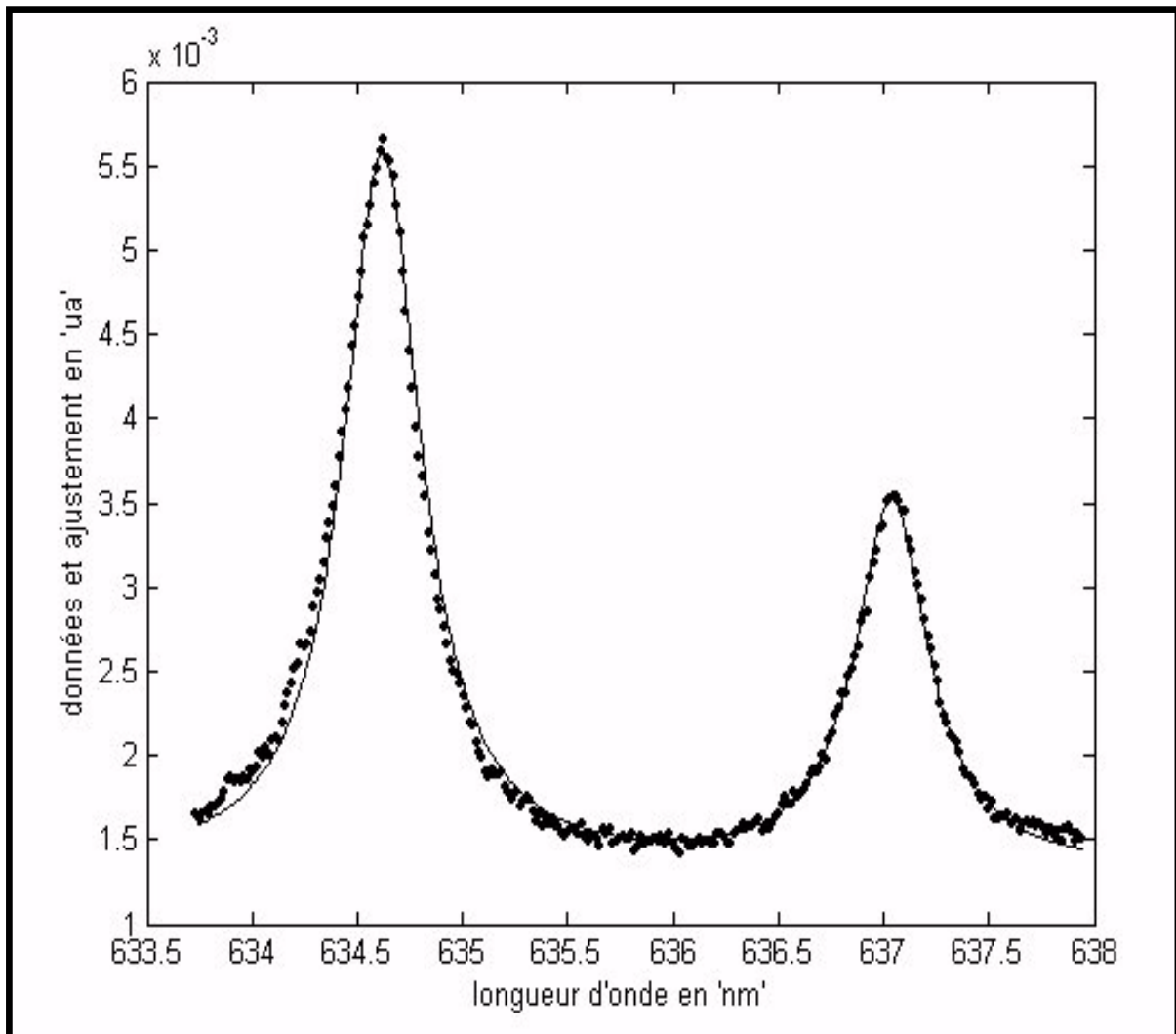


Figure.8. : Ajustement d'un spectre de Si II formé de deux raies du deuxième multiplet.

La figure (8) montre le bon ajustement des données expérimentales par notre modèle théorique. Ce bon ajustement est dû en partie aux paramètres initiaux que nous

avons introduit dans l'algorithme du simplexe. Nous pouvons en conclure que notre modèle physique est adapté à la détermination des densités des particules.

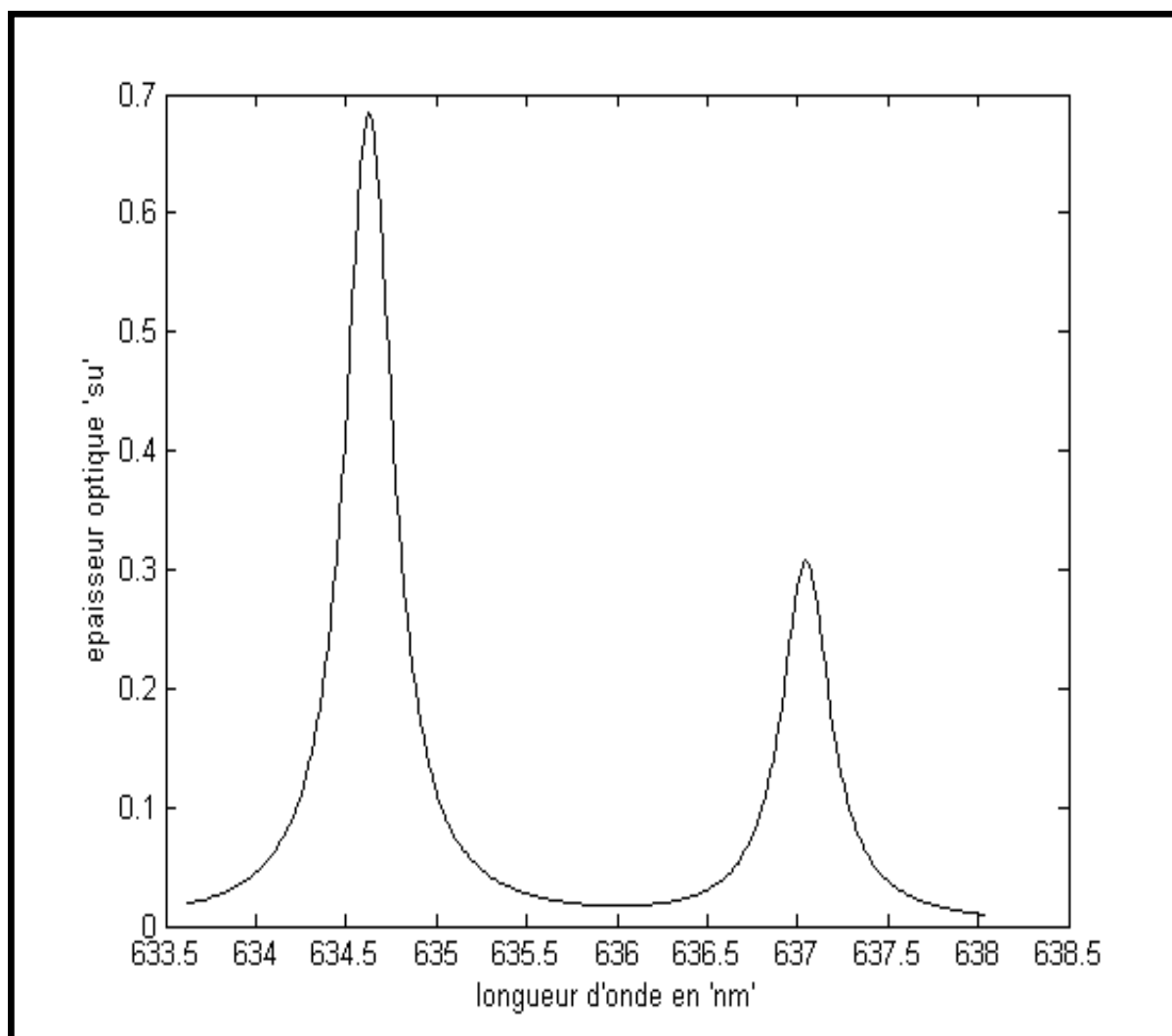


Figure.9. : Epaisseur optique des deux raies du deuxième multiplet de Si II.

La figure (9) montre l'épaisseur optique en fonction de la longueur d'onde : la raie centrée à 634.71nm est plus épaisse que celle centrée à 637.37nm . On peut conclure que la première raie est plus auto-absorbée que la deuxième.

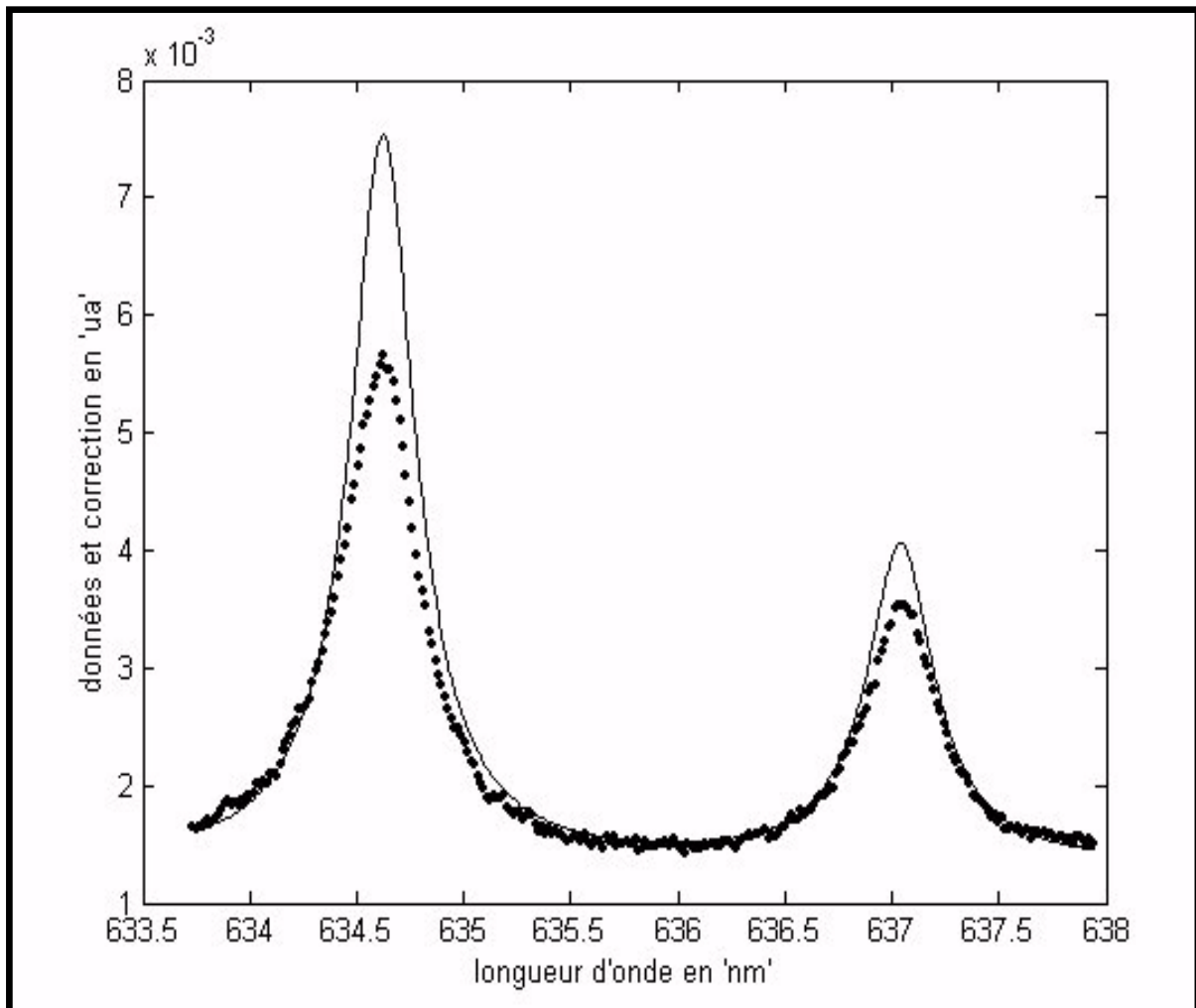


Figure.10. : Correction de l'auto-absorption des deux raies du deuxième multiplet de Si II.

Dans la figure (10) nous avons comparé le spectre expérimental au spectre corrigé de l'auto-absorption. On peut remarquer qu'après correction, les raies ont une intensité plus grande et une largeur moindre.

Le tableau (2) donne : les facteurs correctifs des paramètres (hauteur, largeur et surface) des deux raies, les erreurs relatives engendrées par l'auto-absorption sur ces paramètres et les valeurs des épaisseurs optiques aux centres des deux raies.

$\lambda_0 (nm)$	$\tau_0 (su)$	$Er_L^0 (\%)$	$Er_L^{\Delta\lambda} (\%)$	$Er_L^S (\%)$	$\frac{A_{min}}{A_{Thik}}$
634.71	0.7	27.5	18.5	14.5	0.73
637.37	0.3	14	8	7	0.86

Tableau.3. : Erreur relatives dues à l'auto-absorption sur les paramètres (hauteur, largeur et surface) des deux raies du doublet 2 de Si II.

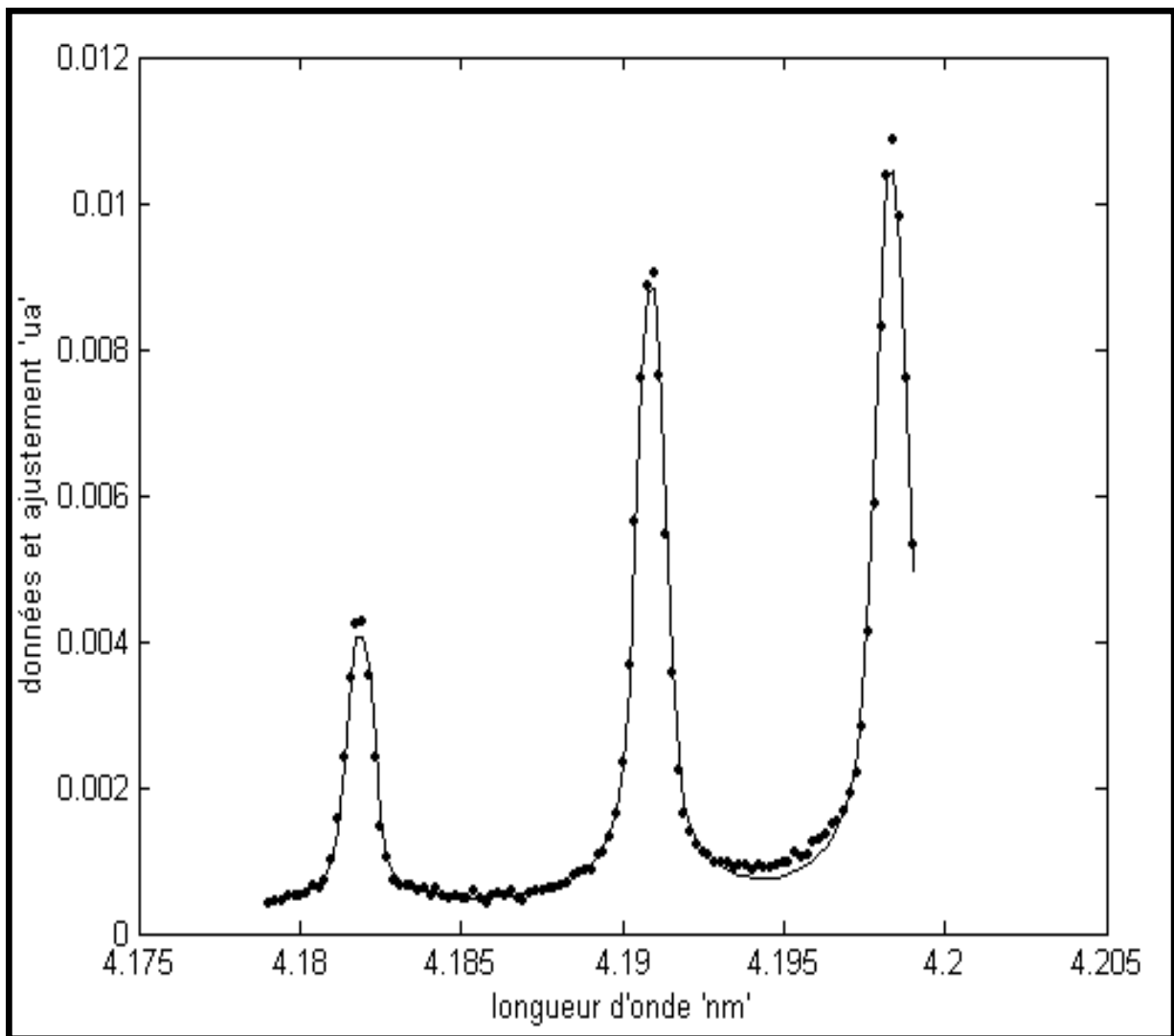


Figure.11. : Ajustement d'un spectre de Si II formé de trois raies du triplet 7.26.

La figure (11) montre l'ajustement du triplet 7.26 de silicium une fois ionisé. On remarque le bon ajustement du spectre.

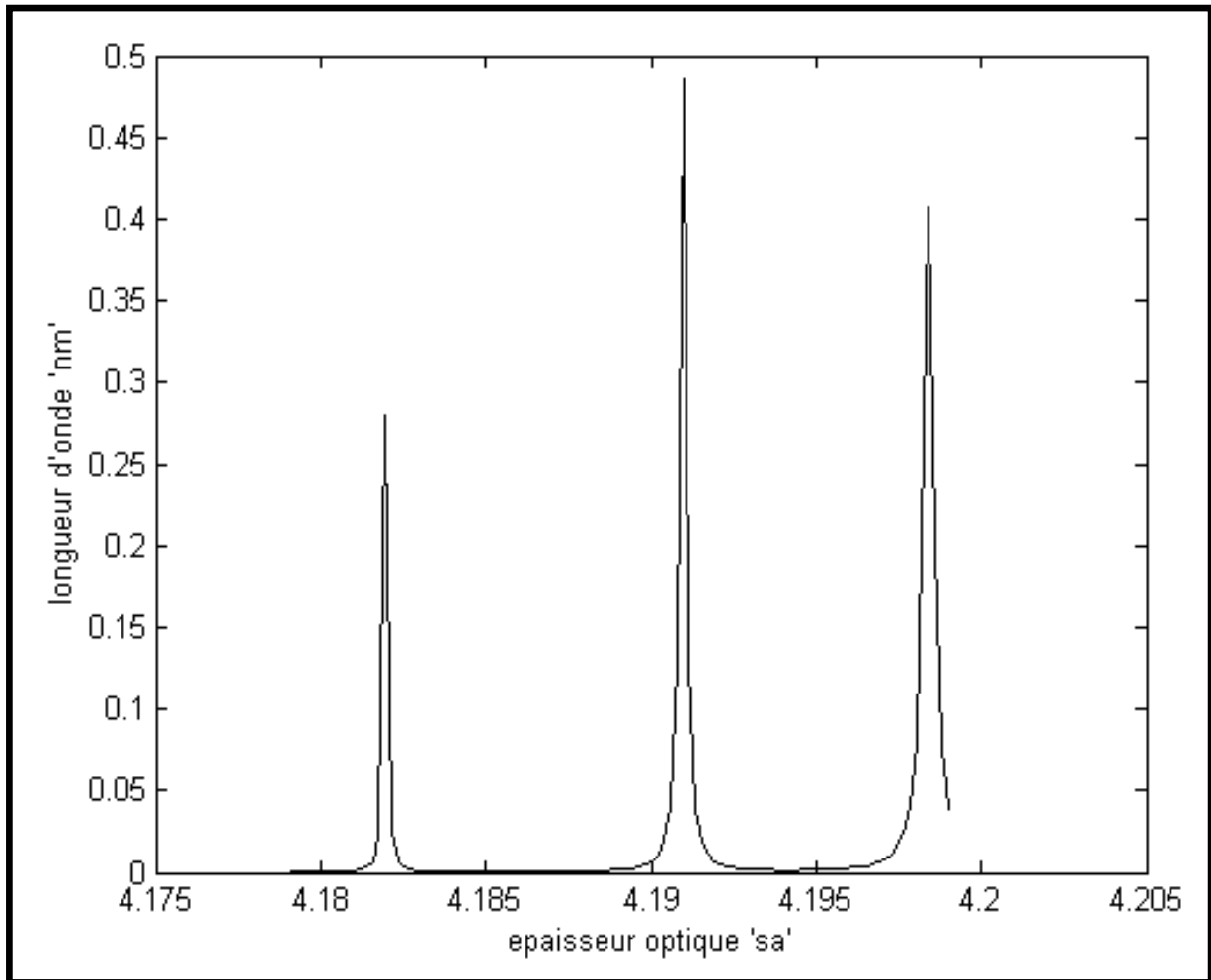


Figure.12. : Epaisseur optique des trois raies du triplet 7.26 de Si II.

La figure (12) présente l'épaisseur optique en fonction de la longueur d'onde. On note que la raie centrée à 419.81 nm est moins épaisse que celle centrée à 419.08 nm bien que cette dernière soit moins intense (probabilité de transition plus faible). Cela vient du fait que dans la relation (30) du calcul de l'épaisseur optique, le rapport entre les poids statistiques des niveaux supérieur et inférieur intervient. Pour la première raie ce rapport est de $2/3$ alors qu'il est égal à $1/2$ pour la deuxième. En utilisant les valeurs théoriques des probabilités de transitions pour calculer le rapport des épaisseurs optique des deux raies, avec la relation (30) on obtient

$\frac{\tau_0(419.08)}{\tau_0(419.81)} \approx 1.17 > 1$ en considérant que leurs largeurs sont égales. Il est à

remarquer que nous avons obtenu 1.19 par notre méthode.

On peut donc confirmer qu'une raie plus intense qu'une autre, peut être moins épaisse.

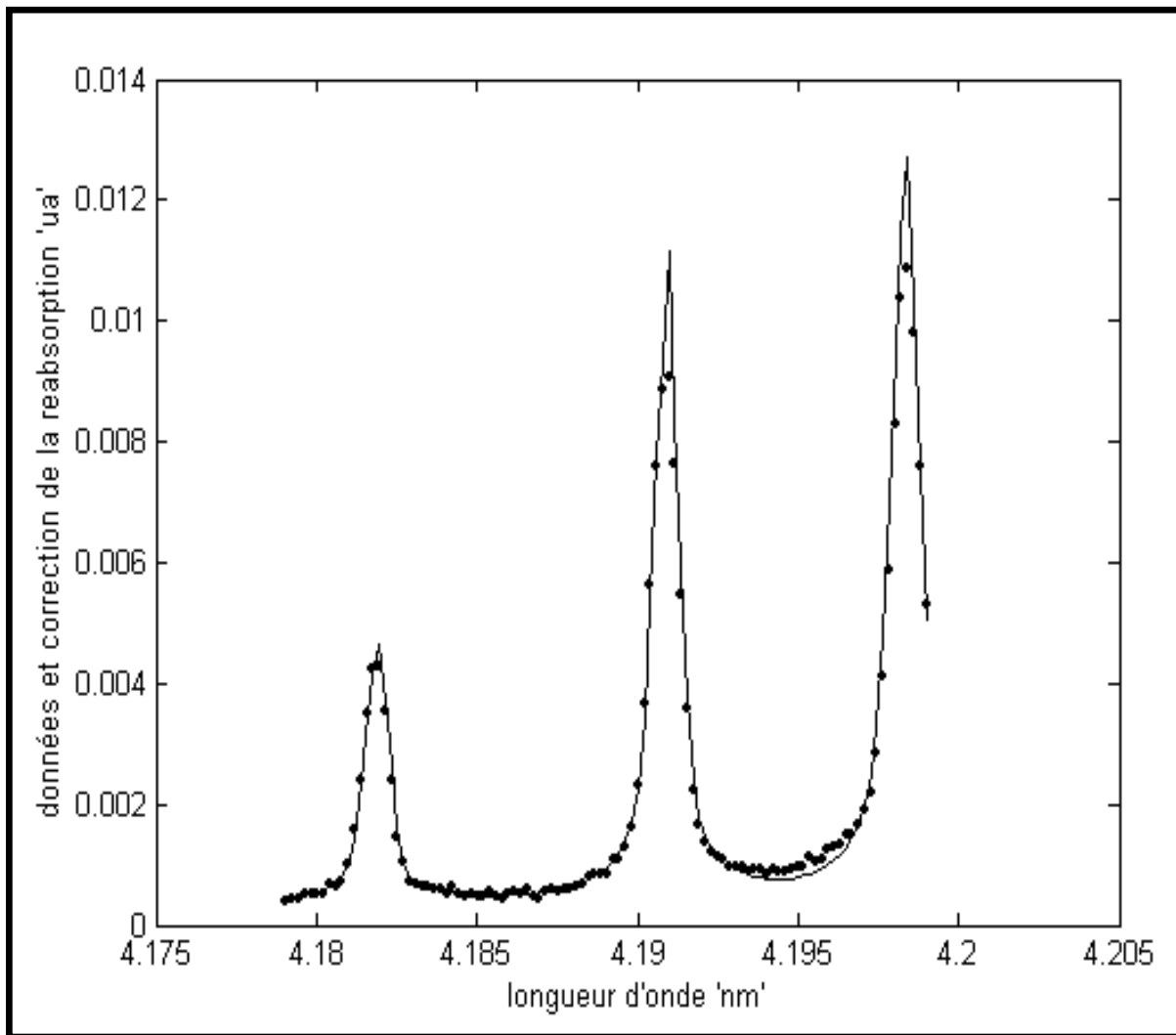


Figure.13. : Comparaison de spectre expérimental avec le spectre corrigé de l'auto-absorption. Ce spectre est constitué des trois raies de triplet 7.26 de Si II.

La figure (13) compare entre le spectre expérimental des trois raies avec le même spectre après correction de l'auto-absorption. Notons l'intensité bien plus grande des deux raies corrigées à 419.08 nm et 419.81 nm.

$\lambda_0 (nm)$	$\tau_0 (su)$	$Er_L^0 (\%)$	$Er_L^{\Delta\lambda} (\%)$	$Er_L^S (\%)$	$\frac{A_{Thin}}{A_{Thik}}$
418.9	0.3	13	7.5	6.5	0.87
419.08	0.5	21	13	11	0.79
419.81	0.4	18	11	9.5	0.82

Tableau.4. : Erreur relatives dues à l'auto-absorption sur les paramètres (hauteur, largeur et surface) des trois raies du triplet 7.26 de Si II.

E. Traitements dans le cas de la forte auto-absorption

Les raies d'aluminium Al I que nous avons traitées ont été obtenues à partir d'un plasma créé par interaction d'un laser impulsionnel avec une cible solide d'aluminium dans l'air. Ces raies sont fortement auto-absorbées et présentent un creux marqué au milieu. L'extraction des informations du plasma à partir de ces raies est donc très difficile. Nous avons mis au point une méthode qui permet d'ajuster ces raies auto-inversées en corrigeant l'auto-absorption. Plusieurs spectres de ces raies ont été enregistrés à des retards différents après le déclenchement de l'impulsion laser. Nous présenterons l'évolution des paramètres des raies d'émission du cœur du plasma en fonction de ce retard.

E.I. Description de la méthode

Le profil théorique que nous avons adopté est donc un profil qui tient compte de l'inhomogénéité spatiale du plasma que nous avons décrit dans l'introduction. Ainsi, chaque raie est fonction de huit paramètres qui sont : I_{0c} , hauteur de l'émission de la partie centrale du plasma ; λ_{0c} , sa longueur d'onde centrale ; $\Delta\lambda_c$, sa largeur ; τ_{0c} , son épaisseur optique maximale ; I_{0p} , hauteur d'émission de la périphérie ; λ_{0p} , sa longueur d'onde centrale ; $\Delta\lambda_p$, sa largeur et τ_{0p} , son épaisseur optique maximale. A chaque raie, correspond donc le profil suivant :

$$I_{\lambda}^{theor} = \frac{I_{0c}}{\tau_{0c}} \left(1 - \exp(-\tau_{0c} L_{\lambda}^c)\right) \exp(-\tau_{0p} L_{\lambda}^p) + \frac{I_{0p}}{\tau_{0p}} \left(1 - \exp(-\tau_{0p} L_{\lambda}^p)\right) \quad (94)$$

avec L_{λ}^i , ($i=c$ ou p) est la lorentzienne associée à l'émission (du centre ou de la périphérie). Cette lorentzienne peut s'écrire :

$$L_{\lambda}^i = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\lambda - \lambda_{0i}}{\Delta\lambda_i} \right)^2} \quad (95)$$

Donc pour un spectre formé de n raies, le profil théorique associé est de la forme :

$$I_{\lambda}^{ntheor} = \left(\sum_{j=1}^n (I_{\lambda}^{jtheor}) + a_1 + a_2 \lambda + a_3 \lambda^2 \right) \otimes f_{ap} \quad (96)$$

avec f_{ap} , fonction d'appareil ; \otimes , produit de convolution ; I_{λ}^{jtheor} , profil associé à chaque raie j et $a_1 + a_2 \lambda + a_3 \lambda^2$, polynôme décrivant le fond continu.

Ce produit de convolution est dû au fait que le profil observé est le résultat de la convolution du spectre du rayonnement émis par la fonction d'appareil. Le profil théorique de la relation (96) est aussi convolué par la fonction d'appareil. La fonction d'appareil que nous avons utilisé est obtenue expérimentalement. La convolution se fait par la transformée de Fourier. Le fond continu est modélisé par un polynôme de degré 3 en fonction de la longueur d'onde (pixels). Le profil théorique avec lequel nous avons ajusté le spectre expérimental normalisé $g(\lambda)$ est donc :

$$g^*(\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^n I_{\lambda}^{itheor}}{\sum_{\lambda} \sum_{i=1}^n [I_{\lambda}^{itheor}]_n} \quad (97)$$

Il est à remarquer que ce profil est normalisé, car les spectres expérimentaux que nous ajustons sont des spectres non calibrés en intensité, et ils sont donnés en nombre de coup. Il est donc nécessaire de normaliser les spectres expérimental et théorique pour qu'ils aient la même dimension.

Pour un spectre formé de n raies, le nombre de paramètres à ajuster est de $8n + 3$.

La minimisation d'une fonction de coût F_{cout} permet d'ajuster le spectre expérimental $g(\lambda)$ par le modèle théorique $g^*(\lambda)$. Dans plusieurs travaux (Redon2 [34], Skudra [43]), cette fonction de coût est soit l'erreur au sens des moindres carrés, soit le facteur de corrélation soit une fonction de ces deux paramètres. Le facteur de corrélation, compare les formes des profils expérimental et théorique, et l'erreur au sens des moindres carrés compare les surfaces des profils. La fonction de coût que nous avons utilisé lors de nos ajustements est :

$$F_{cout} = [1 + (1 - f_{cor})] \left[1 + \sum_{\lambda} |g(\lambda) - g^*(\lambda)|^2 \right] \quad (98)$$

ou f_{cor} est le facteur de corrélation entre les signaux $g(\lambda)$ et $g^*(\lambda)$.

La méthode d'ajustement est une méthode de synthèse, la minimisation utilise l'algorithme du simplexe. Cet algorithme a été déjà utilisé pour l'ajustement des spectres d'émission (Escarguel2 [35]). Nous avons programmé cette méthode sous Matlab. Les paramètres initiaux et la fonction d'appareil sont utilisés par ce programme. Cela donne un premier spectre théorique avec la relation (97). A chaque itération, l'algorithme recalcule le profil théorique et le compare au spectre

expérimental, jusqu'à ce que la fonction de coût soit inférieure à une valeur minimale donnée.

E.II. Application aux raies de résonance d'Al I

Les raies de résonance, à 394.40 nm et 396.15 nm, de l'aluminium neutre émises par un plasma créé par interaction d'un laser impulsif (Nd : YAG de longueur d'onde 1064 nm) avec une cible solide d'aluminium dans l'air, ont été enregistrées en spectroscopie d'émission. Ces raies présentent un creux au milieu dû à la forte auto-absorption (qui rend l'étude spectroscopique de ces raies quasi-impossible). Nous avons réussi à ajuster ces raies grâce à notre méthode et nous avons reconstitué le profil d'émission de la partie centrale du plasma sans la forte auto-absorption due à la périphérie du plasma.

La figure (14) donne le spectre expérimental de ces deux raies de résonance et l'ajustement avec notre profil théorique. Comme on le voit, l'ajustement est excellent malgré la forte déformation des raies.

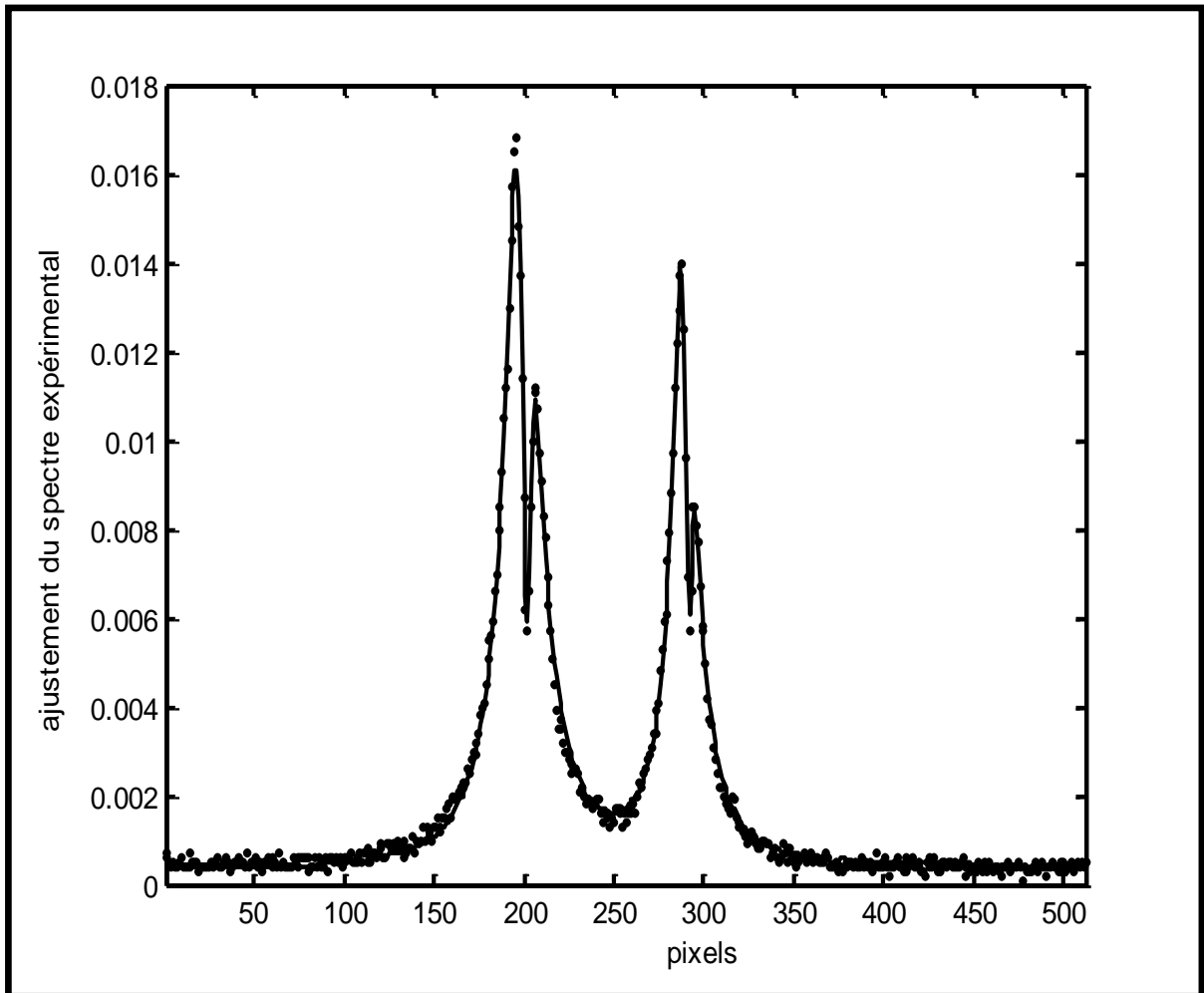


Figure.14. : Ajustement des raies d'Al I, centrées sur 394.4nm et 396.15nm, en pointillé, le spectre expérimental et en continu le profil théorique (ajustement).

La figure (15) présente le profil d'émission du cœur du plasma après correction de l'auto-absorption.

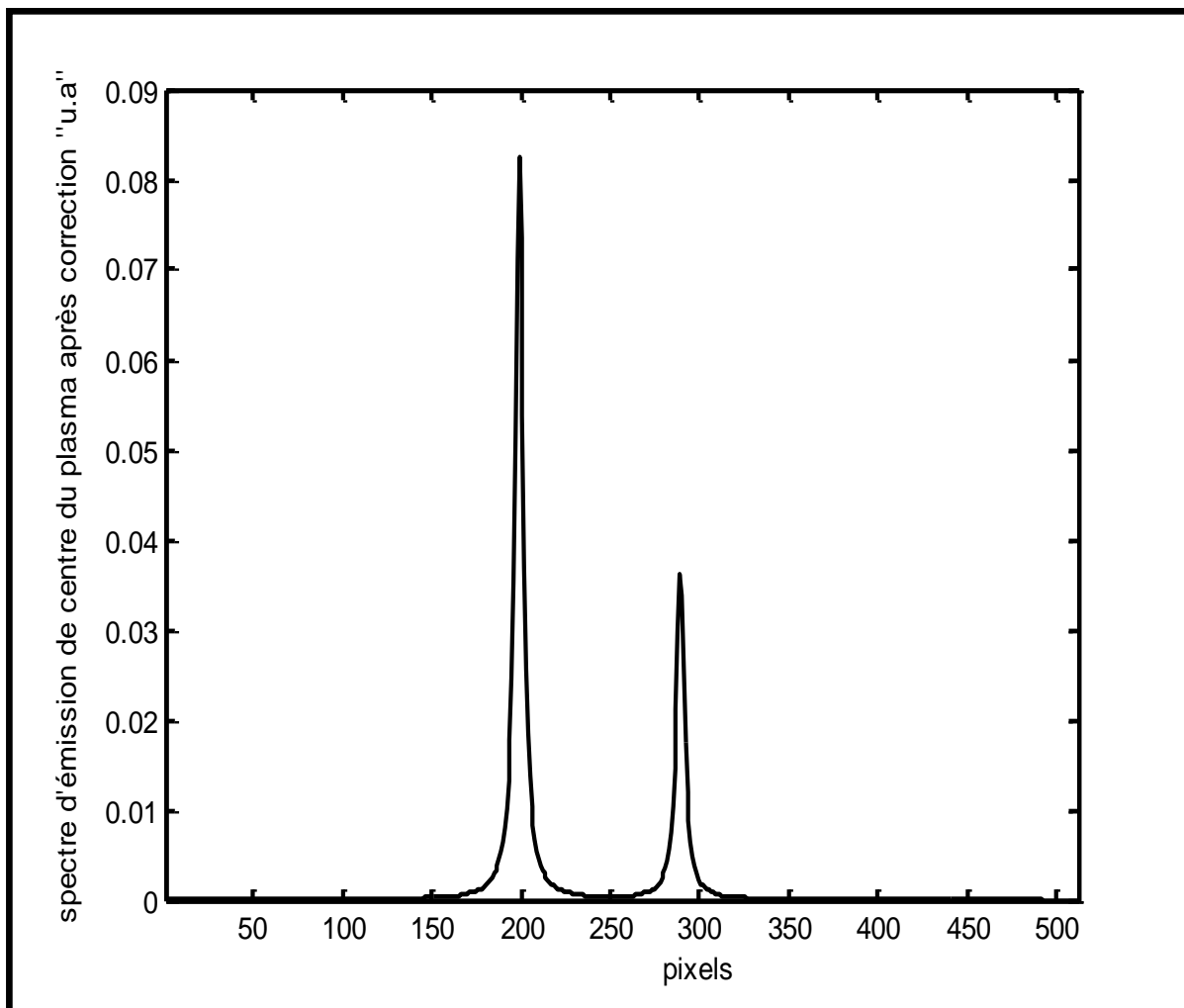


Figure.15. : Spectre émis par la partie interne du plasma après correction de l'auto-absorption.

On peut remarquer d'après la figure (15), que le rapport des deux hauteurs des deux raies est de 2.29, alors qu'en théorie ce rapport est de 2. L'erreur relative entre les deux valeurs est d'environ 14%.

Nous avons ensuite procédé de la même manière pour ajuster plusieurs spectres de ces raies enregistrés pour différents retards après l'impulsion laser. Ces retards sont de 0.55, 0.6, 0.8, 1, 1.5, 2, 2.5, 3 et 3.5 μ s. Les ajustements sont quasiment parfaits sauf quand le retard est assez grand où les deux raies ont des largeurs faibles. Le bruit important associé, rend l'ajustement moins bon bien qu'il reste acceptable comme on peut le constater sur la figure (19).

A partir de ces ajustements on a reconstitué les profils d'émission des deux parties du plasma après correction de l'auto-absorption.

La figure (16) représente l'évolution de la largeur (en pixels) de l'émission de la partie centrale du plasma. On constate que cette largeur décroît en fonction du retard. Comme l'effet Stark est dominant, la densité électronique du plasma, proportionnelle à cette largeur, décroît en fonction du retard.

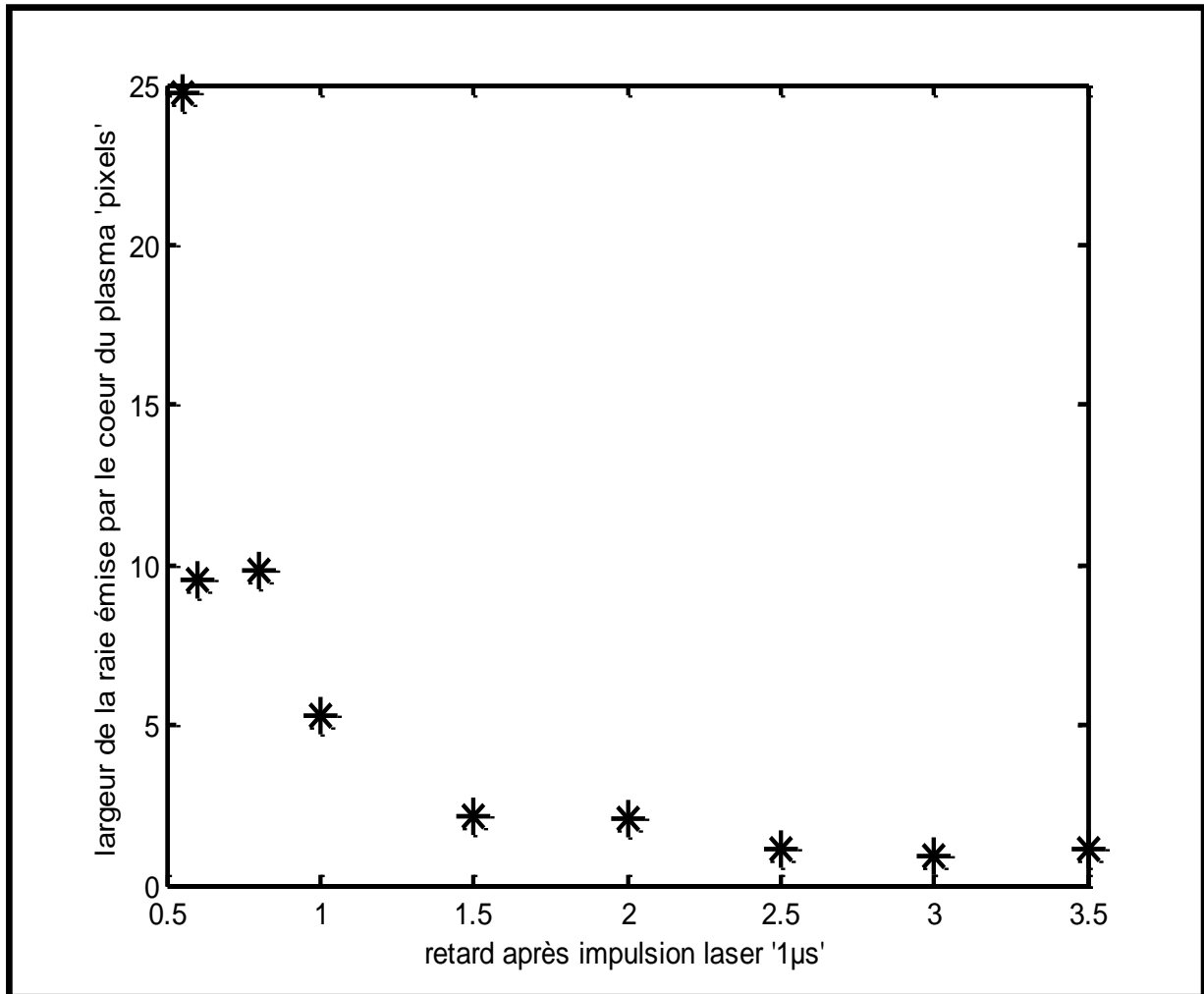


Figure.16. : Evolution de la largeur d'émission (en pixels) du cœur du plasma en fonction du retard après l'impulsion laser.

Nous avons calculé la différence de longueur d'onde (en pixels) de l'émission au cœur du plasma par rapport à la périphérie. Soit selon les notations de la relation (95) :

$$\lambda_{0p} - \lambda_{0c}.$$

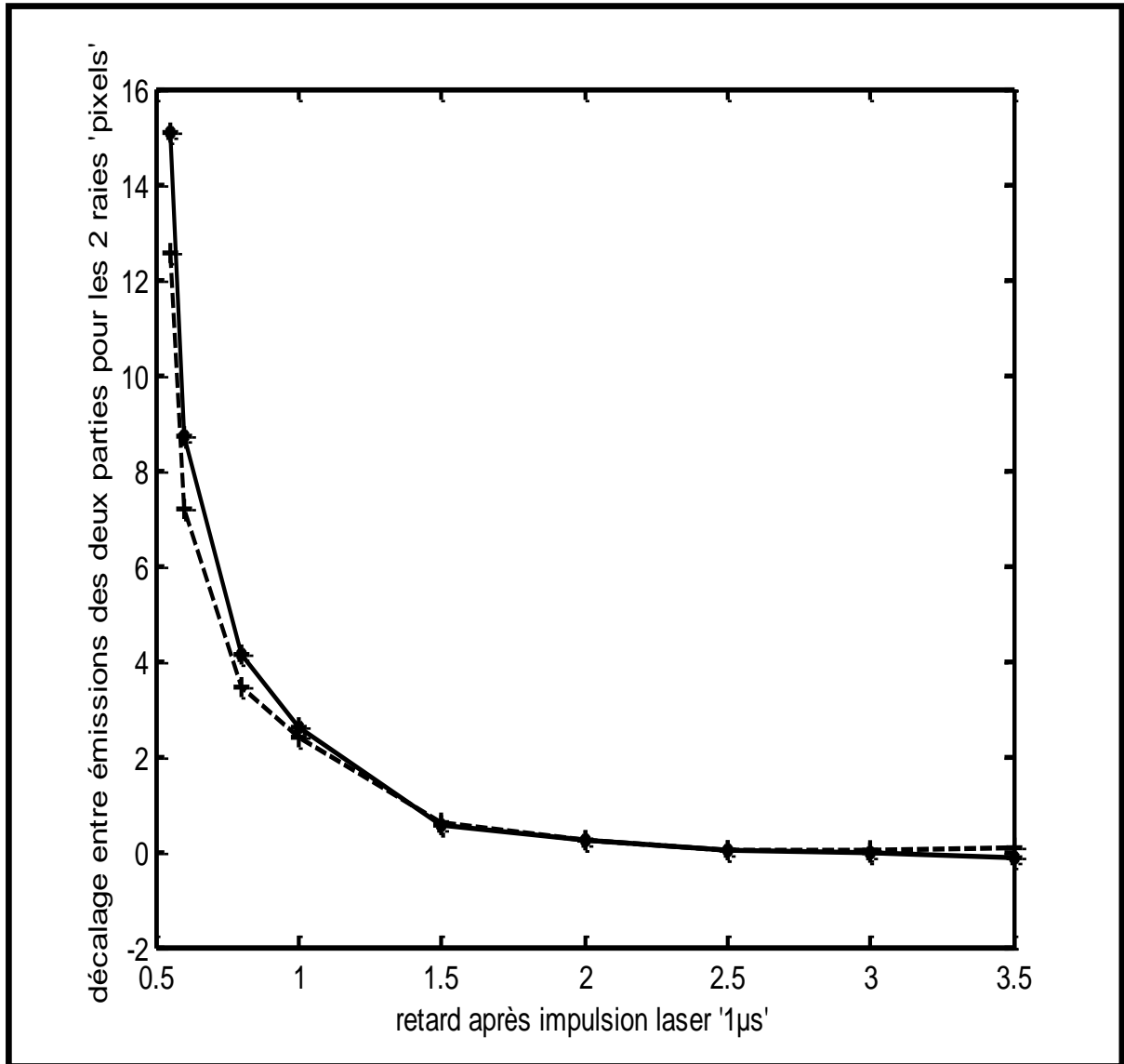


Figure.17. : Evolution en fonction du retard de la séparation (en pixels) entre les centres correspondant aux deux parties du plasma des deux raies.

La figure (17) présente l'évolution de cette différence en fonction du retard après l'impulsion laser, pour les deux raies de résonance considérées. On peut remarquer que ces différences diminuent lorsque le retard augmente. Cela se justifie en considérant un élargissement Stark dominant. Le décalage de longueur d'onde d'une raie est alors proportionnel à la densité électronique. Ce décalage est plus petit en périphérie qu'au centre du plasma. La décroissance observée sur la figure (17) est due à la diminution de la densité électronique en fonction du temps.

Nous avons déterminé les rapports des probabilités de transitions de ces deux raies. Comme ces raies de résonance ont des niveaux d'énergie supérieurs presque identiques, leurs largeurs sont sensiblement égales et le rapport de leurs intensités est indépendant de la température. Ce rapport nous a permis de calculer le rapport des probabilités de transitions $\frac{A_2}{A_1}$:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_{0c}^2}{\lambda_{0c}^1} \frac{g_{s1}}{g_{s2}} \frac{I_{0c}^2}{I_{0c}^1} \quad (99)$$

avec λ_{0c}^i , longueur d'onde centrale de la raie i ; g_{si} , poids statistique de la raie i et I_{0c}^i , hauteur de la raie d'émission du centre de plasma.

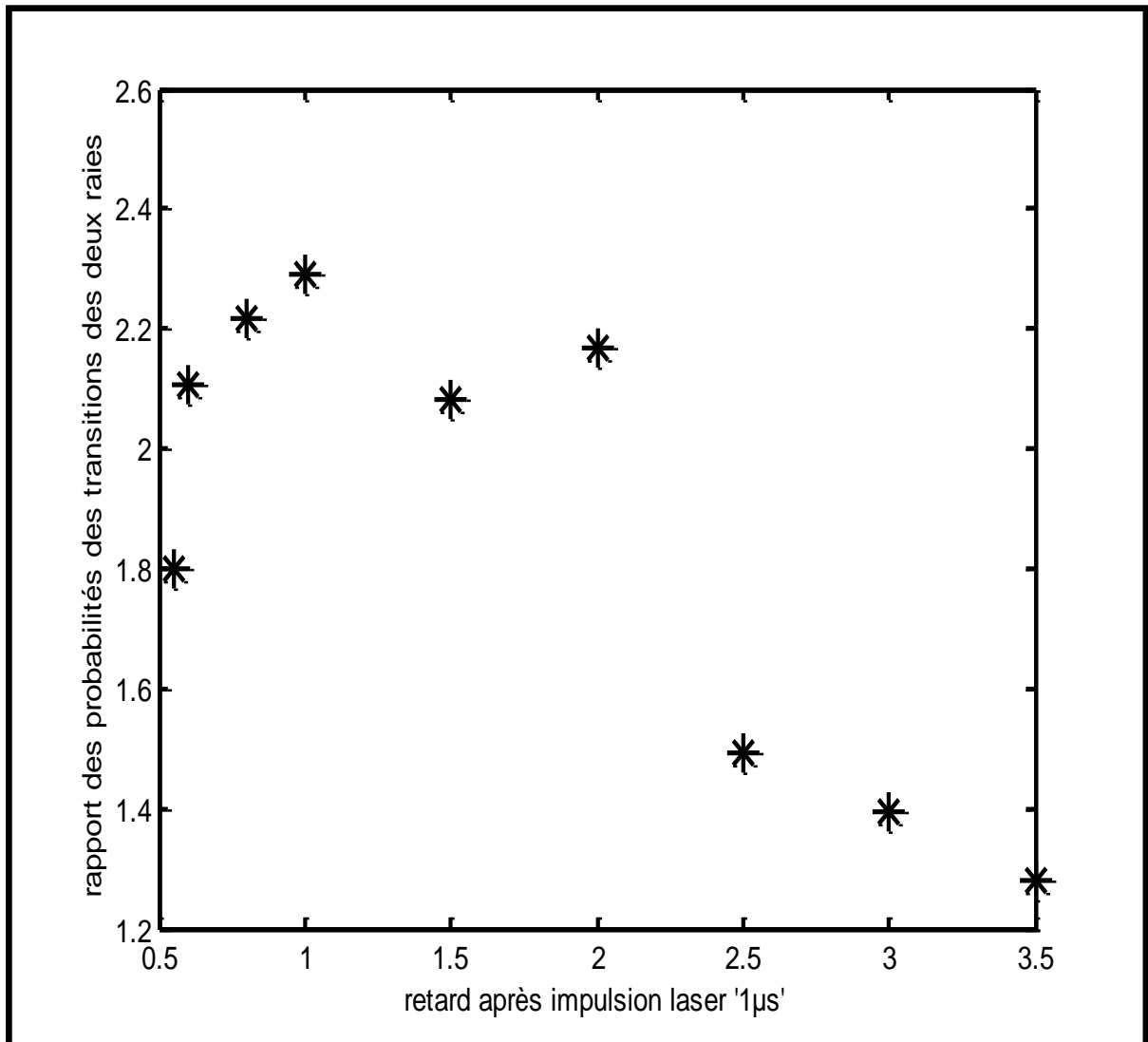


Figure.18. : Variation du rapport des hauteurs des deux raies d'Al I, centrées sur 394.40 nm et 396.15 nm, en fonction du retard après le déclenchement de l'impulsion laser.

La figure (18) montre les rapports des probabilités de transitions pour différents retards après l'impulsion laser. Ce rapport, dans tous les cas est proche de 2, sauf pour un retard grand (spectre très bruité et raies de très faibles largeurs). Dans ce cas, on constate que la qualité de l'ajustement est moins bonne, figure (19).

Ce rapport des probabilités de transitions des deux raies est théoriquement de l'ordre de 1.99. Les valeurs expérimentales de ce rapport que nous avons obtenues, sont comprises entre 1.55 et 2.99. Ces valeurs sont relativement en bon accord avec la valeur théorique, sauf pour des retards supérieurs à $2.5 \mu\text{s}$.

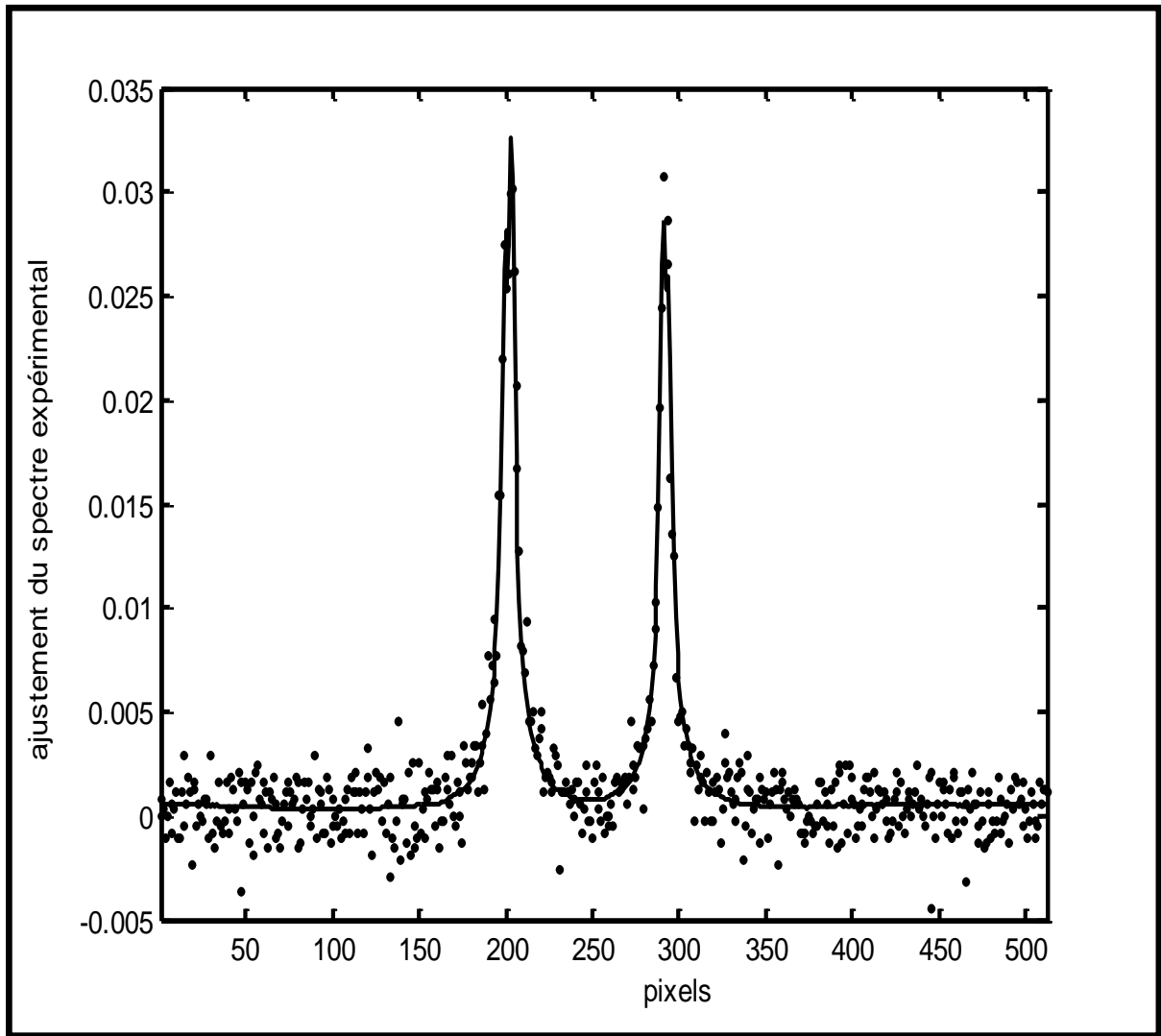


Figure.19. : Ajustement des raies d'Al I, centrées sur 394.40 nm et 396.15, en pointillé, le spectre expérimental et en trait continu le profil théorique (ajustement).

La figure (19), présente l'ajustement du spectre pour le retard de 3.5 μ s. On remarque que l'ajustement est moins bon aux milieux des deux raies. Cela est toujours dû à l'importance du bruit et aux très faibles largeurs des deux raies. Cela explique donc la grande différence entre le rapport des hauteurs des deux raies émises par la partie interne du plasma, soit 1.28, comparé au rapport obtenu théoriquement (environ 2).

**CHAPITRE IV : Détermination des rapports des
probabilités de transitions en tenant compte de
l'auto-absorption : Applications aux raies de Si II et
de Xe II**

La description de la l'émission de lumière par un atome nécessite de connaître, en plus de ses niveaux d'énergie et leurs populations, les forces d'oscillateurs plus couramment appelées probabilités de transitions des électrons d'un niveau à l'autre. Comme les niveaux d'énergie et les longueurs d'ondes, les valeurs des probabilités de transitions sont tabulées (Moore [48], Wiese [49]). Ces tables fournissent des valeurs théoriques ou expérimentales. Un grand nombre de celles-ci sont toutefois imprécises ou même inconnues.

Ce chapitre est subdivisé en trois parties. La première partie décrit les méthodes de calcul théorique et les méthodes de mesure expérimentale des probabilités de transitions. Cette mesure peut être faite en absorption, par dispersion anormale ou en émission.

Dans la deuxième partie, nous présentons une nouvelle méthode qui permet de déterminer à partir des spectres d'émission les rapports des probabilités de transitions de deux raies émises par un même élément. L'avantage de cette méthode est qu'elle tient compte de l'auto-absorption qui diminue les intensités des raies et par suite les probabilités de transitions.

Dans la dernière partie, nous comparerons nos résultats obtenus pour les raies du silicium à ceux théoriques et expérimentaux obtenus par d'autres auteurs.

A. Méthodes de détermination des probabilités de transitions

Le coefficient d'absorption et une notion classique de l'interaction entre un atome et le rayonnement. Il est fonction du nombre N_m d'atomes dont le rayonnement est réellement absorbé. Ce nombre est une fraction f_{mn} du nombre total N d'atomes susceptible d'être absorbé, fraction qui est appelée la force d'oscillateur d'absorption et qui exprime la tendance de l'atome à effectuer la transition.

L'intégration du coefficient d'absorption sur tout le profil spectral permet de déduire la relation faisant intervenir cette force d'oscillateur :

$$\int k_{\lambda} d\lambda = \frac{\pi e^2}{mc} N_m f_{mn} \quad (100)$$

On peut en déduire les relations entre cette force d'oscillateur et les probabilités de transitions pour l'émission spontanée A_{nm} et pour l'absorption B_{mn} :

$$A_{nm} = \frac{2r_e \omega^2}{c} \frac{g_n}{g_m} f_{mn} \quad (101)$$

$$B_{mn} = \frac{\pi e^2}{mh\nu} f_{mn} \quad (102)$$

ou $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$, est le rayon électronique classique

On définit également la force d'oscillateur pour l'émission $f_{nm} = \frac{g_n}{g_m} f_{mn}$, mais généralement c'est la force d'oscillateur pour l'absorption qui est utilisée.

Un autre paramètre, est la raie d'oscillateur d'absorption S_{mn} qui est définie par :

$$S_{mn} = g_n f_{nm} \frac{3h}{4\pi m_e \omega} = g_m g_n \sum_i |\langle n|x_i|m \rangle|_{av}^2 \quad (103)$$

La sommation sur i est introduite pour inclure les coordonnées de tous les électrons.

A.I. Calcul théorique des probabilités de transitions

Depuis quelques années, les probabilités de transitions sont calculées par des méthodes de structures atomiques de plus en plus complexes. Actuellement, on trouve dans la littérature presque toutes les probabilités de transitions des ions de carbone, azote et oxygène (Wiese [49], Berry [50]).

Pour les raies de Si II que nous avons étudiées, de nombreux calculs théoriques ont été faits, qui s'expliquent par le grand intérêt astrophysique du silicium, mais aussi des atomes de C, N et O.

Toutes les méthodes de calcul théorique des probabilités de transitions de cet ion ont été recensées dans la compilation de T. Lanz et M.C. Artru (Lanz [51]). Citons les principales :

1- la méthode d'interaction de configuration qui utilise, soit un potentiel de Thomas-Fermi en échelle (Artru [52]), soit un potentiel paramétrique relativiste (Farrag [53]).

2- la méthode de multiconfiguration basée sur les fonctions d'ondes de Hartree-Fock (Froese [54]) ou analytique avec un potentiel Hartree-Fock (Dufton [55]).

3- la méthode semi-empirique par couplage spin-orbite (Kurucz [56]).

A.II. Méthodes expérimentales de détermination des probabilités de transitions

Les méthodes expérimentales peuvent être classées en trois catégories : la spectroscopie d'absorption, les mesures de dispersion anormale et la spectroscopie d'émission. Elles donnent des valeurs relatives des probabilités de transitions. Dans certains cas, il est possible d'obtenir des valeurs absolues par une calibration en intensité en déterminant les populations et la longueur effective du plasma. Si cela n'est pas possible, on utilise les rapports de branchement, qui sont associés aux durées de vie des niveaux étudiés.

A.II.1 Technique en absorption

En spectroscopie d'absorption on mesure des largeurs équivalentes W_λ des raies, qui sont les intensités totales normalisées absorbées par les raies faibles. Pour une raie donnée, cette largeur représente la largeur d'une raie fictive de même aire que la raie étudiée. Considérons un plasma de longueur L qui reçoit un rayonnement incident d'intensité $I_\lambda(0)$, à la sortie de ce plasma le détecteur reçoit un rayonnement d'intensité I_λ , d'où la largeur équivalente (Thorne [57]):

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_\lambda(0) - I_\lambda}{I_\lambda(0)} d\lambda = L \int_{-\infty}^{+\infty} k_\lambda d\lambda \quad (104)$$

Cette technique ne nécessite pas de calibration de la raie. Pour avoir des probabilités de transitions absolues, il faut déterminer la dimension L du plasma et la densité N_m du niveau inférieur de la transition associée à la raie.

A.II.2. Techniques de dispersion anormale

La méthode la plus utilisée est celle dite des crochets (Hook technique), basée sur une relation entre l'indice n de réfraction du plasma et la force f_{mn} d'oscillateur en absorption. La variation de cet indice au voisinage d'une raie (en absorption ou en émission) est analysée par interférométrie.

Au voisinage d'une raie d'absorption isolée de niveaux d'énergie supérieur n et inférieur m et de longueur d'onde centrale λ_0 , l'indice du milieu est donné par :

$$n = \frac{e^2 N_m f_{mn}}{4\pi m c^2} \frac{\lambda_0^3}{\lambda - \lambda_0} \left(1 - \frac{N_n g_m}{N_m g_n} \right) + 1 \quad (105)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle est insensible à la forme des profils et à la saturation, elle ne nécessite ni la mesure de l'intensité ni la calibration de la réponse du détecteur.

A.II.3. Techniques en émission

La technique en absorption nécessite une source de rayonnement extérieur et les techniques de dispersion anormale nécessitent un interféromètre. Les techniques en émission sont moins lourdes à mettre en œuvre, on distingue les mesures relatives et la méthode des rapports de branchements. On peut également utiliser la mesure en absolue dans le cas où les spectres sont calibrés en intensité.

A.II.3.a. Mesures relatives

Pour la plupart des plasmas, notamment les plasmas d'arc et les plasmas créés par laser, la population totale N est très difficile à connaître avec la précision voulue. Cela est encore plus crucial quand le plasma est constitué de plusieurs éléments. La méthode des mesures d'intensités relatives suppose seulement que cette population est constante, la mesure de la probabilité de transition est par suite seulement relative. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite de connaître que la température du plasma.

Dans le cas où le plasma est optiquement mince, on utilise les équations (11) et (23) du chapitre 1, et une raie r de référence dont la probabilité de transition A_r est connue avec précision. Pour une raie x , la probabilité de transition est alors :

$$A_x = A_r \cdot \frac{\lambda_x}{\lambda_r} \frac{g_{sr}}{g_{sx}} \frac{I_x}{I_r} \frac{\Delta\lambda_x}{\Delta\lambda_r} \exp\left(\frac{E_{sx} - E_{sr}}{kT}\right) \quad (106)$$

avec $\lambda_{r,x}$, longueurs d'onde centrales des deux raies ; $g_{sr,sx}$, poids statistiques des niveaux supérieurs des deux raies ; $I_{r,x}$, maximums des intensités des deux raies ; $\Delta\lambda_{r,x}$, largeurs des deux raies et $E_{sr,sx}$, niveaux supérieurs des deux raies.

Dans le cas de deux transitions de niveaux supérieurs proches ou confondus, on a $\Delta\lambda_x \approx \Delta\lambda_r$. Dans ce cas, le terme exponentiel est très proche de l'unité, la mesure est alors très peu sensible à la température du plasma. Ce qui est le cas des raies d'un même multiplet.

A.II.3.b. Méthode des rapports de branchements

En l'absence d'absorption et d'émission stimulée, la durée de vie radiative d'un niveau supérieur excité " n " est liée au déclin radiatif de la population N_n par l'équation différentielle :

$$\frac{dN_n}{dt} = -N_n \sum_m A_{nm} \quad (107)$$

La résolution de cette équation donne :

$$N_n(t) = N_n(0) \exp\left(-\left(\sum_n A_{nm}\right)t\right) \quad (108)$$

ou $N_n(0)$, est la population initiale de " n " à $t = 0$.

La durée de vie moyenne τ_n d'un état est égale au temps pour lequel $N_n(t)$ décroît de $\frac{1}{e}$ par rapport à sa valeur initiale :

$$\tau_n = \frac{1}{\sum_n A_{nm}} \quad (109)$$

Cette durée de vie est donc reliée à la somme de toutes les probabilités de transitions issues de ce même niveau. Le rapport de branchement BR_n d'une raie d'une transition d'un niveau n vers un autre niveau m d'un multiplet correspond au rapport de la probabilité de transition de cette raie sur la somme des probabilités de transitions de toutes les raies de multiplet. Il est déterminé en mesurant les intensités relatives I_{nm} :

$$BR_n = \frac{A_{nm}}{\sum_m A_{nm}} = \frac{I_{nm}}{\sum_m I_{nm}} \quad (110)$$

De cette relation, on déduit la probabilité de transition associée à cette raie :

$$A_{nm} = \frac{BR_n}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_n} \frac{I_{nm}}{\sum_m I_{nm}} \quad (111)$$

La détermination des rapports de branchements ne nécessite que la mesure des intensités relative des raies. Comme le plasma est considéré comme optiquement mince, ces intensités relatives sont directement déduites du spectre expérimental. Il n'est pas nécessaire de connaître la température de plasma, ni la population du niveau, il faut par contre utiliser une raie de référence. Par contre, les durées de vie des niveaux supérieurs τ_n doivent être connues pour déterminer les probabilités de transitions absolues à partir des intensités relatives.

B. Méthode de détermination des rapports des probabilités de transitions en présence de l'auto-absorption

La détermination des probabilités de transitions des raies spectrales est un vaste champ de recherche, dû à leur intérêt considérable en astrophysique, en physique des plasmas et des lasers, ainsi que pour la fusion thermonucléaire. Les méthodes de mesure expérimentales sont très sensibles à l'auto-absorption. L'auto-absorption diminuant les intensités des raies, les probabilités mesurées sans correction sont donc sous estimées.

Dans ce travail, nous allons établir une nouvelle procédure de mesure des rapports des probabilités de transitions. Cette méthode peut être appliquée à des raies spectrales d'émission, de profil lorentzien, émises par un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local. Elle nécessite la connaissance des rapports des largeurs et des hauteurs des raies expérimentales, ainsi que la température du plasma.

B.I. Description de la méthode

Cette méthode utilise les facteurs de correction des paramètres des raies. Il est nécessaire de déterminer expérimentalement les rapports des hauteurs et des largeurs des raies et la température électronique du plasma à l'ETL. Les rapports des maximums d'intensités et des largeurs sont calculés à l'aide d'un programme synthèse.

La densité électronique est obtenue par la largeur Stark d'une raie que l'on peut considérer comme non auto-absorbée. L'effet de la température est très faible si les deux raies appartiennent au même multiplet, ce qui est le cas dans notre étude des raies de Xe II et de Si II.

Pour deux raies (indiquées par 1 et 2) d'un même élément dans le même état d'ionisation on peut écrire les quatre relations suivantes :

$$\frac{I_{01}^{Thin} \Delta\lambda_1^{Thin}}{I_{02}^{Thin} \Delta\lambda_2^{Thin}} = \frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}} \frac{A_1}{A_2} \frac{g_{sup1}}{g_{sup2}} \exp\left(-\frac{E_{sup1} - E_{sup2}}{KT}\right) \quad (112)$$

$$\frac{I_{01}^{Thik} \Delta\lambda_1^{Thik}}{I_{02}^{Thik} \Delta\lambda_2^{Thik}} = \frac{F_{max2}^L I_{01}^{Thin} F_{\Delta\lambda2}^L \Delta\lambda_1^{Thin}}{F_{max1}^L I_{02}^{Thin} F_{\Delta\lambda1}^L \Delta\lambda_2^{Thin}} \quad (113)$$

avec $F_{max1,2}^L$, facteurs de correction des maximums des intensités des raies 1 et 2 et

$F_{\Delta\lambda1,2}^L$, facteurs de correction des largeurs des raies 1 et 2 .

$$\tau_{02} = -\log\left(1 - \left(\frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}}\right)^5 \frac{\exp\left(\frac{E_{sup1} - E_{inf1}}{KT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{E_{sup2} - E_{inf2}}{KT}\right) - 1} (1 - \exp(-\tau_{01}))\right) \quad (114)$$

$$\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}} = \frac{F_{\Delta\lambda2}^L \Delta\lambda_2^{Thik} A_1 \left(\frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}}\right)^4 g_{sup1} \exp\left(-\frac{E_{inf1}}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{sup1}}{KT}\right)}{F_{\Delta\lambda1}^L \Delta\lambda_1^{Thik} A_2 \left(\frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}}\right)^4 g_{sup2} \exp\left(-\frac{E_{inf2}}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{sup2}}{KT}\right)} \quad (115)$$

La combinaison des équations (112) et (113) nous permet de déduire la relation :

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{I_{01}^{Thik} \Delta\lambda_1^{Thik}}{I_{02}^{Thik} \Delta\lambda_2^{Thik}} \frac{F_{\max 1}^L F_{\Delta\lambda 2}^L}{F_{\max 2}^L F_{\Delta\lambda 1}^L} \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}} \frac{g_{\text{sup}2}}{g_{\text{sup}1}} \exp\left(-\frac{E_{\text{sup}2} - E_{\text{sup}1}}{KT}\right) \quad (116)$$

La méthode consiste alors à minimiser, en tenant compte des équations (114) et (116), la fonction suivante :

$$f\left(\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}, \frac{A_1}{A_2}\right) = \left| \frac{\tau_{01} - \frac{F_{\Delta\lambda 2}^L \Delta\lambda_2^{Thik}}{F_{\Delta\lambda 1}^L \Delta\lambda_1^{Thik}} \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}}\right)^4 \frac{g_{\text{sup}1}}{g_{\text{sup}2}} \frac{\exp\left(-\frac{E_{\text{inf}1}}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{\text{sup}1}}{KT}\right)}{\exp\left(-\frac{E_{\text{inf}2}}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{\text{sup}2}}{KT}\right)}}{\tau_{02}} \right| \quad (117)$$

Cette minimisation se fait à l'aide de l'algorithme du simplexe. Pour initialiser l'algorithme, on utilise une valeur initiale τ_{01} de l'épaisseur optique de la première raie, ce qui permet d'initialiser les paramètres $\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$ et $\frac{A_1}{A_2}$ en utilisant les trois équations (111), (112) et (113). Ensuite l'algorithme recherche les valeurs de ces paramètres afin de minimiser la fonction $f\left(\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}, \frac{A_1}{A_2}\right)$. Pour assurer la bonne convergence de l'algorithme, on teste plusieurs valeurs initiales de τ_{01} .

Pour déterminer les incertitudes, on procède de la manière suivante : les valeurs de $\frac{I_{01}^{Thik}}{I_{02}^{Thik}}$ et de $\frac{\Delta\lambda_1^{Thik}}{\Delta\lambda_2^{Thik}}$ sont décalées par addition (ou soustraction) de la précision de leurs mesures. On obtient ainsi des valeurs de $\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$ et de $\frac{A_1}{A_2}$ correspondantes, qui permettent de calculer les incertitudes sur ces paramètres.

B.II. Résultats obtenus pour les raies de Xe II et de Si II

La méthode expliquée dans le paragraphe précédent est appliquée aux raies de Xe II et de Si II d'un plasma créée par interaction d'un laser impulsif avec une

cible solide de silicium dans un gaz tampon constitué de xénon et d'hydrogène. Les raies du xénon permettent de confirmer la validité de notre méthode. Les raies de xénon étant peu auto-absorbées (Jimenez [58]), ce qui est en parfait accord avec nos résultats qui sont quasiment identiques à ceux obtenus par la méthode des rapports des intensités relatives sans correction de l'auto-absorption.

B.II.1. Les raies de Xe II

Nous avons traité les raies du xénon du premier état d'ionisation. Dans le tableau (4) nous présentons les résultats obtenus par la méthode décrite dans le paragraphe précédent.

La deuxième colonne de ce tableau donne les rapports des probabilités de transitions de ces raies sans correction de l'auto-absorption. Ces valeurs ont été obtenues par la méthode des mesures d'intensités relatives. La troisième colonne montre les rapports des probabilités de transitions, pour les mêmes raies, obtenus par notre méthode tenant compte de l'auto-absorption. La quatrième colonne présente les rapports des épaisseurs optiques des deux raies considérées obtenus par notre méthode.

La comparaison des rapports des probabilités de transitions obtenus sans correction de l'auto-absorption avec ceux obtenus par notre méthode avec correction montre que l'auto-absorption est presque négligeable dans la plupart des cas. Ceci est en bon accord avec des travaux de Jimenez (Jimenez [57]) qui ont montré que l'auto-absorption des raies de Xe II est négligeable. Ceci est donc une preuve de la validité de notre méthode.

Ce tableau montre que la seule raie qui a une épaisseur optique significative est la raie centrée sur 460.3 nm. Dans les deux cas où cette raie a servi à déterminer des rapports des probabilités de transitions et des épaisseurs optiques on constate que l'influence de l'auto-absorption est importante. Cela n'est pas observé quand cette raie n'intervient pas. Par conséquent, on en déduit que cette raie doit être corrigée de l'auto-absorption.

$\frac{\lambda_{01}(nm)}{\lambda_{02}(nm)}$	$\frac{A_1}{A_2}$ Sans correction de l'auto-absorption	$\frac{A_1 \pm \Delta A_1}{A_2}$ Avec correction de l'auto-absorption	$\frac{\tau_{01} \pm \Delta \tau_{01}}{\tau_{02}}$
$\frac{423.82}{424.54}$	1.1211	$1.1047 \pm 14\%$	$0.8290 \pm 15\%$
$\frac{422.30}{418.01}$	0.5617	$0.5277 \pm 12\%$	$0.2671 \pm 11\%$
$\frac{423.825}{422.30}$	1.1790	$1.1907 \pm 17\%$	$3.5722 \pm 16\%$
$\frac{424.54}{418.01}$	0.5896	$0.6070 \pm 15\%$	$1.2550 \pm 15\%$
$\frac{425.16}{423.825}$	1.1504	$0.6666 \pm 55\%$	$0.1682 \pm 35\%$
$\frac{426.98}{418.01}$	0.0637	$0.0552 \pm 16\%$	$0.0876 \pm 14\%$
$\frac{426.98}{422.30}$	0.1135	$0.0970 \pm 16\%$	$0.3136 \pm 17\%$
$\frac{426.98}{423.82}$	0.0963	$0.0805 \pm 16\%$	$0.0829 \pm 17\%$
$\frac{426.98}{424.54}$	0.0541	$0.0455 \pm 17\%$	$0.0698 \pm 18\%$
$\frac{426.98}{425.16}$	0.0844	$0.0606 \pm 16\%$	$0.3266 \pm 15\%$
$\frac{460.3}{458.55}$	1.2100	$2.1423 \pm 12\%$	$5.3350 \pm 7\%$
$\frac{460.3}{465.19}$	1.8579	$2.1054 \pm 13\%$	$4.1192 \pm 7\%$
$\frac{465.19}{423.82}$	0.0399	$0.0319 \pm 16\%$	$0.0769 \pm 16\%$
$\frac{465.19}{422.30}$	0.0314	$0.0338 \pm 12\%$	$1.7021 \pm 9\%$

Tableau.5. : Rapports des probabilités de transitions, sans et avec correction de l'auto-absorption, et rapports des épaisseurs optiques des raies du Xe II.

B.II.2. Les raies de Si II

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats obtenus sur les multiplets 2, 7.26, 8 et 9 du Si II. Ces quatre multiplets ont été déjà sujets de nombreux travaux (Matheron2 [36], Blanco [59], Campos [60]).

Le tableau (5) présente les rapports des probabilités de transitions obtenus pour ces raies. La deuxième colonne montre les rapports sans auto-absorption. La troisième colonne donne ces mêmes rapports calculés avec notre méthode tenant compte de l'auto-absorption. La quatrième colonne correspond aux erreurs relatives dues à l'auto-absorption. La cinquième colonne donne les rapports des épaisseurs optiques obtenus à l'aide de notre méthode.

A partir de ce tableau (5), on peut noter que dans seulement deux cas, l'erreur commise en négligeant l'auto-absorption est inférieure à 6% . Pour quatre autres cas, cette erreur dépasse les 40% , ce qui justifie la nécessité de la correction de l'auto-absorption.

Le tableau (6) rassemble les résultats obtenus sur les multiplets 2 ; 7.26 ; 8 et 9. La première colonne donne le type de multiplet, la deuxième colonne donne les deux raies utilisées et la troisième colonne donne les valeurs des rapports des probabilités de transitions des raies du multiplet ainsi que les incertitudes avec lesquelles nous les avons déterminées. La quatrième colonne présente les rapports des épaisseurs optiques des raies de ces multiplets ainsi que leurs incertitudes. La cinquième colonne montre la

valeur de la fonction $f\left(\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}, \frac{A_1}{A_2}\right)$ pour chaque $\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$ et $\frac{A_1}{A_2}$ déterminés. Cette

fonction donne en fait la qualité de la convergence de l'algorithme. De ces valeurs, on peut en déduire que dans la plupart des cas, cette convergence est excellente et dans les cas où la fonction est nulle où la convergence est parfaite. Il n'y a que dans deux cas où la valeur de la fonction est supérieure à 0.1 .

$\frac{\lambda_{01}(nm)}{\lambda_{02}(nm)}$	$\frac{A_1}{A_2} \pm \Delta \frac{A_1}{A_2}$			$\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}} \pm \Delta \frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$
	Sans correction de l'auto-absorption	Avec correction de l'auto-absorption	Erreurs relatives	
$\frac{634.71}{637.37}$	0.9593	1.0702 ± 15%	10.36%	2.1079 ± 16%
$\frac{418.334}{419.072}$	0.2965	0.1224 ± 11%	142.24%	0.0243 ± 26%
$\frac{418.334}{419.813}$	0.2617	0.1118 ± 24%	134.63%	0.0447 ± 54%
$\frac{419.072}{419.813}$	0.8828	0.9080 ± 14%	2.78%	1.8032 ± 16%
$\frac{580.047}{580.674}$	0.6352	0.5913 ± 14%	7.42%	0.9095 ± 12%
$\frac{580.047}{582.780}$	2.1185	2.2543 ± 17%	6.02%	6.6067 ± 16%
$\frac{580.047}{584.613}$	1.6884	1.7956 ± 14%	5.97%	2.6197 ± 12%
$\frac{580.047}{586.84}$	0.2399	0.2398 ± 7%	0.05%	0.3291 ± 12%
$\frac{580.047}{591.522}$	1.0945	1.1630 ± 20%	5.89%	1.6680 ± 22%
$\frac{554.074}{557.666}$	0.2140	0.1499 ± 18%	42.76%	0.1475 ± 16%
$\frac{554.074}{563.948}$	0.0962	0.0627 ± 19%	53.43%	0.0608 ± 18%

Tableau.6. : Rapports des probabilités de transitions, sans et avec correction de l'auto-absorption, et rapports des épaisseurs optiques des raies du Si II.

<i>paramt.</i>	$\frac{\lambda_{01}(nm)}{\lambda_{02}(nm)}$	$\frac{A_1 \pm \Delta A_1}{A_2}$	$\frac{\tau_{01} \pm \Delta \tau_{01}}{\tau_{02}}$	$f\left(\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}, \frac{A_1}{A_2}\right)$
2^{ieme} <i>Multip.</i>	$\frac{634.71}{637.37}$	$1.0576 \pm 15\%$	$2.0831 \pm 16\%$	0
7.2^{ieme} <i>Multip.</i>	$\frac{418.334}{419.072}$	$0.1224 \pm 11\%$	$0.0243 \pm 26\%$	0.0973
	$\frac{418.334}{419.813}$	$0.1118 \pm 24\%$	$0.0447 \pm 54\%$	0.1758
	$\frac{419.072}{419.813}$	$0.9025 \pm 14\%$	$1.7922 \pm 16\%$	0
8^{ieme} <i>Multip.</i>	$\frac{580.047}{580.674}$	$0.6151 \pm 14\%$	$0.9095 \pm 12\%$	0.0078
	$\frac{580.047}{582.780}$	$2.2189 \pm 17\%$	$6.4851 \pm 16\%$	0.1525
	$\frac{580.047}{584.613}$	$1.7007 \pm 14\%$	$2.4789 \pm 12\%$	0.0030
	$\frac{580.047}{586.84}$	$0.2398 \pm 7\%$	$0.3291 \pm 12\%$	0.0263
	$\frac{580.047}{591.522}$	$1.1556 \pm 20\%$	$1.6630 \pm 22\%$	0.0445
9^{ieme} <i>Multip.</i>	$\frac{554.074}{557.666}$	$0.1507 \pm 18\%$	$0.1485 \pm 16\%$	0
	$\frac{554.074}{563.948}$	$0.0638 \pm 19\%$	$0.0622 \pm 18\%$	0

Tableau.7. : Rapports des probabilités de transitions avec correction de l'auto-absorption, les rapports des épaisseurs optiques des raies du Si II et fonction quantifiant la convergence de l'algorithme.

B.II.3. Comparaisons avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux

Les quatre multiplets de Si II que nous avons étudié ont été déjà l'objet de plusieurs études antérieures. Les valeurs théoriques de leurs probabilités de transitions ont été publiées par Artru (Artru [52]). Nous avons comparé nos résultats avec les

travaux expérimentaux de Matheron (Matheron2 [36]) et Blanco (Blanco [59]) qui ont utilisé des spectres émis par un plasma créé par laser. Il faut seulement remarquer que Blanco s'est servi d'un plasma dont la température est légèrement supérieure à la notre. Dans les calculs de détermination des probabilités de transitions, Blanco avait supposé que son plasma était optiquement mince et il avait par suite négligé l'auto-absorption. Matheron a corrigé l'auto-absorption, en utilisant plusieurs approximations : 1) Les raies d'un même multiplet ont la même largeur ce qui est effectivement n'est pas loin de la réalité puisque les niveaux supérieurs d'énergie des raies d'un même multiplet sont très proches ou identiques. 2) Le calcul des épaisseurs optiques se fait par l'utilisation des valeurs théoriques des probabilités de transitions. Nous tenant à souligner que dans notre travail aucune de ces deux approximations n'a été faite. Nous avons constaté que dès que notre algorithme converge bien, la valeur initiale du seul paramètre utilisé n'a pratiquement aucune influence sur le résultat obtenu. En d'autres termes, si on donne deux valeurs différentes pour τ_{01} initial, les deux résultats $\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$ et

$\frac{A_1}{A_2}$ obtenus dans les deux cas sont quasi-identiques.

<i>paramt.</i>	$\frac{\lambda_{01}(nm)}{\lambda_{02}(nm)}$	$\left(\frac{A_1}{A_2}\right)_{Théor}$ Artru [52]	$\left(\frac{A_1}{A_2}\right)_{exp} \pm \Delta \left(\frac{A_1}{A_2}\right)$		
			Blanco [59]	Matheron [36]	Ce travail
<i>2^{ieme}</i> <i>Multip.</i>	$\frac{634.71}{637.37}$	1.0164	0.8571	0.7333	$1.0576 \pm 15\%$
<i>7.2^{ieme}</i> <i>Multip.</i>	$\frac{418.334}{419.072}$	0.119	--	0.2188	$0.1224 \pm 11\%$
	$\frac{418.334}{419.813}$	0.1064	--	0.2121	$0.1118 \pm 24\%$
	$\frac{419.072}{419.813}$	0.8936	--	0.9697	$0.9025 \pm 14\%$
<i>8^{ieme}</i> <i>Multip.</i>	$\frac{580.047}{580.674}$	0.7097	0.6216	0.6579	$0.6151 \pm 14\%$
	$\frac{580.047}{582.780}$	1.8333	1.4375	2.5510	$2.2189 \pm 17\%$
	$\frac{580.047}{584.613}$	2.2	0.92	1.9231	$1.7007 \pm 14\%$
	$\frac{580.047}{586.84}$	0.44	--	0.3086	$0.2398 \pm 7\%$
	$\frac{580.047}{591.522}$	1	--	1.1364	$1.1556 \pm 20\%$
<i>9^{ieme}</i> <i>Multip.</i>	$\frac{554.074}{557.666}$	0.4706	--	0.1889	$0.1507 \pm 18\%$
	$\frac{554.074}{563.948}$	0.32	--	0.0756	$0.0638 \pm 19\%$

Tableau.8. : Comparaison de nos résultats obtenus sur les raies du Si II avec ceux obtenus théoriquement et expérimentalement.

Le tableau (7) donne les résultats obtenus sur les multiplets 2 ; 7.26 ; 8 et 9 du Si II. La première colonne donne le type de multiplet, la deuxième colonne donne les deux raies utilisées et la troisième colonne donne les valeurs des rapports des probabilités de transitions obtenus théoriquement par Artru. La quatrième colonne

montre les résultats expérimentaux de Blanco et la cinquième ceux de Matheron. La sixième colonne présente les résultats que nous avons obtenus.

D'après ce tableau, nous constatons que nos résultats ont un sens physique comparés aux résultats théoriques et expérimentaux. Nous remarquons notamment que nos résultats pour les multiplets 2 et 7.26 sont proche des valeurs théoriques et sensiblement différents des résultats expérimentaux. Par contre, pour les multiplets 8 et 9 nos résultats sont voisins des résultats expérimentaux de Matheron (Matheron2 [36]) qui sont assez différents des valeurs théoriques obtenues par Artru (Artru [52]).

$\frac{\lambda_{01}(nm)}{\lambda_{02}(nm)}$	$\frac{A_1}{A_2}$ (méthode d'ajustement)	$\frac{A_1}{A_2}$ (méthode de calcul)	Erreur relative (%)
$\frac{634.71}{637.37}$	1.83	1.072	41%
$\frac{418.334}{419.072}$	0.39	0.297	23%
$\frac{419.072}{419.813}$	0.89	0.88	1%

Tableau.9. : Comparaison de nos résultats obtenus sur quelques raies du Si II avec ceux obtenus à partir de la méthode d'ajustement présentée dans le chapitre III.

Le tableau (8) donne les résultats, sur les multiplets 2 et 7.26 de Si II, obtenus par cette méthode et ceux obtenus par la méthode d'ajustement présentée dans le chapitre III. La première colonne donne les deux raies utilisées et la deuxième colonne donne les valeurs des rapports des probabilités de transitions obtenus par la méthode d'ajustement de chapitre III. La troisième colonne montre les résultats obtenus par la méthode décrite dans ce chapitre.

Conclusion générale

L'étude quantitative des processus de rayonnement, qui ont lieu dans les gaz chauffés et dans les plasmas, nécessite la connaissance précise des probabilités de transitions des atomes et des molécules, des coefficients d'absorption ou d'émission, de la densité électronique et de la température.

Plusieurs paramètres se déterminent à l'aide du profil des raies spectrales émises par le milieu, profil dont le traitement doit être optimal. Pour cette raison, le présent travail est consacré à l'influence de l'absorption (opacité optique) du milieu sur la forme de la raie. Cela, afin de corriger le profil de la raie (hauteur, largeur et surface) de l'épaisseur optique chaque fois que c'est nécessaire et ainsi s'affranchir de l'hypothèse de la minceur optique pour le milieu considéré.

L'intérêt du travail présenté est d'apporter une méthode de correction des raies spectrales de l'effet de l'auto-absorption. Cet effet a une grande influence sur la détermination des paramètres physiques des plasmas (température et densité électronique) et sur les probabilités de transitions, notamment lorsque le plasma est optiquement épais. Sa température et sa densité électronique permettent en particulier la bonne compréhension des phénomènes physiques qui se déroulent à l'intérieur de ce milieu. Les probabilités de transitions, quant à elles, sont indispensables en astrophysique, en physique des plasmas et des lasers, ainsi que pour la fusion thermonucléaire.

Après une introduction sur le phénomène de l'auto-absorption dans les plasmas, nous présentons un rappel des théories classiques (émission, absorption et transfert radiatif) et des méthodes utilisées pour la détermination de la densité électronique et de la température, et le dispositif expérimental utilisé pour l'obtention des spectres traités dans cette thèse.

Nous avons atteint les objectifs suivants :

I. Proposer des expressions théoriques pour les facteurs correctifs des paramètres des raies (hauteur, largeur et surface) de l'auto-absorption :

a) Dans le cas d'un profil gaussien, dû à l'élargissement par effet Doppler

Nous avons retrouvé le facteur correctif de la largeur de la raie obtenu par Kastner à partir de l'étude des probabilités d'émission photonique. Par contre, le facteur correctif pour la surface d'une raie gaussienne est ici donné pour la première fois.

b) Dans le cas où le profil est lorentzien, dû à l'élargissement par effet Stark

Ces facteurs pour la largeur et la surface, sont proposés dans ce travail pour la première fois. Ils sont uniquement fonction de l'épaisseur optique au centre de la raie.

II. Réaliser deux programmes (sous Matlab) qui permettent le traitement des raies faiblement et fortement auto-absorbées qui sont élargies par effet Stark :

a) Pour des raies émises par un plasma homogène et en équilibre thermodynamique local

Nous avons appliqué cette méthode pour la correction des raies de silicium une fois ionisé (Si II).

b) Pour des raies fortement auto-absorbées

L'hypothèse d'un plasma constitué de deux parties distinctes ; le cœur et la périphérie. Chaque partie est considérée comme étant homogène et à l'ETL. Le cœur du plasma est un milieu fortement émissif et peu absorbant, la périphérie est absorbante mais peu émissive. Ce qu'on détecte est donc ce qui sort de la périphérie. Cela nous a permis d'élaborer un profil de raie fortement auto-absorbé. Ce profil théorique a été ajusté au spectre des raies de résonance de l'aluminium neutre (Al I), centrées sur 394.40 nm et 396.15 nm. L'ajustement est excellent malgré la très grande déformation de ces raies.

III. Etablir une méthode de détermination des rapports des probabilités de transitions des raies émises par un plasma homogène et en ETL, méthode qui tient compte de l'auto-absorption :

- Cette méthode, testée sur des raies de Xe II, a permis de vérifier que l'effet de l'auto-absorption sur les rapports des probabilités de transitions est négligeable.

- L'application de cette méthode aux raies des multiplets : 2, 7.26, 8, 9, de Si II montre que l'auto-absorption a une influence relativement forte. Pour les multiplets 8 et 9, les rapports des probabilités de transitions obtenus sont proches de ceux donnés par Matheron. Par contre pour les multiplets 2 et 7.26, nous avons obtenu des résultats proches des valeurs théoriques d'Artru.

L'incertitude sur la détermination de ce rapport des probabilités de transitions est en général comprise entre 10% et 20% pour les raies du xénon et du silicium.

Notre travail a donc atteint les objectifs que nous étions fixés, à savoir le développement à partir de modèles physiques d'un traitement du signal appliqué à la spectroscopie des plasmas. Ces modèles nous ont permis de traiter des spectres d'émission expérimentaux et d'en déduire la proportion du rayonnement qui a été absorbé par le plasma lui-même. D'où la possibilité de préciser les limites de l'hypothèse de la minceur optique du plasma étudié.

Nous avons également établi une méthode pour la détermination des rapports des probabilités de transitions qui tient compte de l'effet de l'auto-absorption. Elle permet en plus de préciser quand l'influence de l'auto-absorption sur les valeurs de probabilités de transitions doit être prise en compte.

Nos modèles restent toutefois restreints aux cas de plasmas où les profils des raies sont soit gaussien, soit lorentzien. Or, en réalité, les profils sont en général de Voigt. Notons que pour les plasmas que nous avons étudié, la densité électronique est suffisamment élevée pour que l'effet Stark soit dominant, ce qui justifie l'approximation lorentzienne du profil de raie que nous avons utilisée.

Parmi nos perspectives de développement de ce travail, citons :

- Etablir des modèles théoriques qui tiennent compte de tous les phénomènes (émission, auto-absorption, effet Stark, effet Doppler, effet de Van Der Waals, effet de résonance, inhomogénéité, non ETL) qui se déroulent à l'intérieur du plasma.
- Mesurer expérimentalement le coefficient d'absorption et déterminer l'épaisseur optique du plasma, afin de valider définitivement ces modèles.

Annexe

A. Elargissement des raies

Les raies émises par les plasmas ne sont jamais monochromatiques et présentent toujours un certain élargissement ; élargissement dû aux mouvements des particules et à leurs collisions. Pourtant, même en l'absence de ces causes, un certain élargissement subsiste toujours : l'élargissement naturel de la raie, qui est dû à l'interaction entre les émetteurs et le champ de la radiation et l'élargissement dû à la fonction d'appareil de mesure. Un autre élargissement est observé dans la plupart des plasmas et notamment dans les plasmas dits optiquement épais c'est celui qui est dû au phénomène de l'auto-absorption. On peut donc distinguer cinq types d'élargissements, mais l'élargissement qui est dû à la fonction d'appareil a été déjà détaillé dans le deuxième chapitre de ce travail. Les élargissements dominants sont ceux qui sont dus aux collisions entre les particules et à leurs champs électriques et celui qui est dû à l'effet Doppler, qui résulte des mouvements thermiques des particules.

A.I. Elargissement naturel

En mécanique classique les particules sont assimilées à des oscillateurs harmoniques. Lors de l'interaction des émetteurs de rayonnement avec le champ de la radiation, les oscillateurs "électrons de l'émetteur" sont amortis, la constante d'amortissement donne alors la largeur naturelle de la raie.

En mécanique quantique, cet élargissement est dû aux incertitudes liées aux énergies des états excités. Conformément au principe d'incertitude d'Heisenberg, leurs durées de vie sont finies. Par conséquent, la largeur de la raie est inversement proportionnelle à la durée de vie du niveau d'énergie concerné. Pour une raie donnée, la largeur naturelle est égale à la largeur liée à la durée de vie de l'état initial plus celle liée à la durée de l'état final. L'état fondamental, qui a une durée de vie infinie, a une

largeur naturelle associée nulle. Cet élargissement naturel est de l'ordre de 10^{-4} \AA , ce qui est très souvent négligeable par rapport aux autres élargissements. Le profil de raie associé à ce type d'élargissement est une lorentzienne, comme cela a été montré pour la première fois par Lorentz (Lorentz [5]).

A.II. Elargissement par effet Doppler

La cause principale de cet effet est le mouvement des particules dû à l'agitation thermique. Lorsque la distribution des vitesses des particules est Maxwellienne, cet élargissement est décrit par un profil gaussien :

$$P_\nu = \frac{\sqrt{\log(2)}}{\Delta\omega_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\log(2) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_D^2}\right) \quad (1)$$

avec,

$$\Delta\omega_D = \omega_0 \sqrt{\frac{2KT \log(2)}{Mc^2}} \quad (2)$$

Par suite, la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ est donnée en Angström par :

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (3)$$

avec $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$, largeur à mi_hauteur de la raie gaussienne ; ω , fréquence ; ω_0 , fréquence centrale de la raie ; λ_0 , longueur d'onde centrale de la raie en Angström ; T , température en $^\circ K$ et M , masse de l'élément en unité atomique.

Ce type d'élargissement peut parfois être dominant aux basses densités et aux températures élevées. A hautes densités, il est dominé par l'élargissement dû à l'effet

Stark. Avec la fonction d'autocorrélation (voir par exemple Lochte [3]), on peut déduire que lorsque le parcours moyen libre entre deux collisions est très supérieur à la longueur d'onde (ce qui signifie un plasma à faible densité), le profil de raie est gaussien. Par contre, lorsque la longueur d'onde est très supérieure à ce parcours (cas d'un plasma à haute densité), le profil de la raie est un profil de dispersion (de type lorentzien).

A.III. Elargissement par effet de pression

L'augmentation de la pression d'un gaz provoque des collisions entre particules, qui conduisent à la diminution des durées de vie des états d'énergie, et par conséquent une augmentation des largeurs des raies. Ce type d'élargissement peut être divisé en plusieurs types selon la nature des particules qui entrent en collision avec les émetteurs :

-L'élargissement de Van Der Waals (Schuller [12]):

Cette dénomination provient du fait que les perturbateurs sont des atomes neutres, d'une nature chimique différente de celle des émetteurs. Ces interactions sont donc décrites par des forces de Van Der Waals. Ce type d'élargissement devient négligeable par rapport aux autres lorsque le degré d'ionisation du milieu est suffisamment grand.

- L'élargissement de résonance :

Cet élargissement se différencie de celui de Van Der Waals par le fait que les atomes perturbateurs sont de même nature chimique que les émetteurs de rayonnement.

- L'élargissement par effet Stark :

Des particules chargées (électron, ions) génèrent des microchamps qui augmentent la largeur des raies émises, avec déplacement des centres de certaines d'entre elles. L'effet Stark est dit linéaire lorsque le déplacement du centre de la raie est proportionnel au champ électrique, et quadratique lorsque ce déplacement est proportionnel au carré de l'amplitude du champ.

De nombreux auteurs (Griem2 [1]) sont intéressés à cet élargissement de pression.

La théorie, dite quasi-statique (Griem2 [1], Lochte [3]) suppose que les particules perturbatrices sont quasi-immobiles, de telle sorte que le temps de collision entre ces particules et les émetteurs est très grand devant le temps nécessaire au déroulement de la collision. Ce dernier temps est appelé le temps d'intérêt $t_{\text{intérêt}}$ et il est donné par :

$$t_{\text{intérêt}} = \frac{1}{|\Delta\omega|} = \frac{1}{|\omega_0 - \omega|} \quad (4)$$

ou ω , fréquence angulaire ; ω_0 , fréquence angulaire centrale de la raie.

Cette théorie quasi-statique ($t_{\text{intérêt}}$ très faible) correspond donc bien aux ailes de la raie. Les particules perturbatrices doivent être relativement lourdes telles des ions.

La deuxième théorie, dite d'impact, s'applique à un cas extrême et inverse de celui de la première théorie. Elle concerne des perturbateurs qui se déplacent suffisamment rapidement pour que le temps de collision avec les émetteurs soit très inférieur au temps d'intérêt. Cela correspond donc au centre de la raie, et les particules perturbatrices sont alors les électrons qui ont une faible masse ce qui leur donne un mouvement très rapide comparé à celui des autres particules.

Cette description simple, basée sur la vitesse et la masse des particules, n'est évidemment pas complète car d'autres paramètres interviennent notamment la température, la densité des particules et le degré d'ionisation. Une étude du temps moyen d'une collision montre qu'il est fonction de ces paramètres. A basses températures, la vitesse des particules devient faible et donc la durée de collision beaucoup plus grande, la théorie quasi-statique est alors utilisable. C'est également le cas lorsque la densité des particules est grande, puisque cela conduit à une durée de collision très grande.

Dans le cas des électrons, c'est la théorie d'impact qui est utilisée.

La plupart des auteurs (Griem2 [1] par exemple) ont développé une théorie de l'élargissement Stark en traitant les électrons au moyen de la théorie d'impact et les ions à l'aide de la théorie quasi-statique.

Dans la suite, sera présenté un résumé des deux théories dans leurs formes classique et quantique :

Pour un raisonnement simple qui permet de déterminer le profil de raie $P(\Delta\omega)$ élargi par effet de pression, on introduit la fonction d'autocorrélation $\Phi(s)$ qui est une fonction du temps s . Cette fonction décrit le changement moyen de l'onde pendant le temps s et elle est reliée au profil de raie normalisé par la transformée de Fourier. Le profil de raie peut être donné par la formule suivante (Lochte [3]) :

$$P(\Delta\omega) = Re\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s) \exp(-i\Delta\omega.s) ds\right) \quad (5)$$

Puisque $P(\Delta\omega)$ est réel, la fonction d'autocorrélation a la propriété suivante : $\Phi^*(-s) = \Phi(s)$. De plus, le profil de raie $P(\Delta\omega)$ doit être normalisé, donc la valeur de la fonction d'autocorrélation à $s = 0$ est donnée par $\Phi(0) = 1$.

A l'aide de l'équation (5) on peut calculer la valeur de cette fonction d'autocorrélation pour un temps égal au temps d'intérêt $t_{\text{intéret}}$ on trouve :

$$\Phi(t_{\text{intéret}}) = \exp(-i) \int_{-\infty}^0 P(\Delta\omega) d\Delta\omega + \exp(+i) \int_0^{+\infty} P(\Delta\omega) d\Delta\omega \quad (6)$$

Pour un profil de raie $P(\Delta\omega)$ symétrique et normalisé, la relation précédente devient :

$$\Phi(t_{\text{intéret}}) = \frac{\exp(-i) + \exp(i)}{2} = \cos(1) \approx 0.5403 \quad (7)$$

C'est une autre définition du temps d'intérêt. Elle permet de calculer ce temps d'intérêt, ce qui permet de préciser la séparation entre le domaine d'applicabilité de la théorie quasi-statique et de la théorie d'impact. Il suffit de calculer la transformée de Fourier du profil de raie normalisé expérimental et de calculer le temps pour lequel cette transformée de Fourier a une valeur égale à ≈ 0.5403 . Si le temps d'intérêt est

très supérieur à la durée moyenne d'une collision, la théorie d'impact est applicable. Par contre, si ce temps est très faible, c'est la théorie quasi-statique qui l'est.

Pour la détermination de cette fonction d'autocorrélation on doit introduire le déplacement de phase de l'onde $\eta(t + s, t) = \int_t^{t+s} \Delta\omega(t') dt'$, que produisent les collisions entre les particules entre les instants t et $t + s$. La fonction d'autocorrélation est alors liée à ce déplacement de phase par la relation (Lochte [3]) :

$$\Phi(s) = \langle \exp(i\eta(t + s, t)) \rangle \quad (8)$$

Ce déplacement de phase est une quantité réelle lorsque les interactions sont élastiques "pas de changement internes des particules lors des interactions". Par contre pour des collisions inélastiques ce déplacement de phase peut avoir une valeur complexe. Dans tout ce qui suit, on considère le cas des collisions élastiques, donc $\eta(t + s, t)$ est une quantité réelle. Un autre phénomène, de nature statistique, apparaît lorsque plusieurs perturbateurs interagissent avec l'émetteur de la radiation. Ce phénomène s'accroît notamment lorsque ces perturbateurs interagissent en même temps, ce qui entraîne des interférences de leurs perturbations.

En général, ces interférences sont traitées différemment selon le type d'interaction. Le cas le plus simple est sûrement celui de l'interaction de Van Der Waals ou les interactions s'ajoutent scalairement et leurs perturbations s'additionnent suivant la même loi. Dans le cas de l'élargissement par effet Stark linéaire, l'interaction est proportionnelle à la somme des champs électriques des perturbateurs, et par suite les perturbations s'additionnent vectoriellement. Quant à l'élargissement par effet Stark quadratique, l'interaction est proportionnelle au carré de la somme des champs et la perturbation totale suit la même loi. Pour l'élargissement de résonance il n'existe pas de schéma de superposition simple à cause de l'identité des perturbateurs et des émetteurs. Ce problème de superposition peut être négligé dans deux cas intéressants : le cas d'interaction du plus proche voisin et le cas où les perturbateurs interagissent dans une séquence de temps les uns après les autres, ce qui est également le concept de la théorie d'impact.

A.III. 1. Théorie classique (Lochte [3])

Pour la détermination de la fonction $\Phi(s)$ et par suite du profil de raie $P(\Delta\omega)$, il est plus facile de considérer le cas où il n'y a pas d'interactions entre perturbateurs ni d'interférences mutuelles de leurs perturbations avec l'émetteur. C'est le cas notamment pour des interactions qui s'additionnent scalairement. La fonction d'autocorrélation peut s'écrire :

$$\Phi(s) = \left\langle \exp \left(i \sum_{N_V} \eta_k(t+s, t) \right) \right\rangle = \left\langle \prod_{N_V} \exp(i\eta_k(t+s, t)) \right\rangle \quad (9)$$

$N_V = nV$ est le nombre de particules dans le volume V . Puisqu'il n'y a pas d'interférences mutuelles entre les perturbations, alors pour chaque perturbateur la moyenne de l'exponentielle de phase est indépendante de celle des autres perturbateurs, ce qui donne à la fonction d'autocorrélation la forme suivante :

$$\Phi(s) = \left\langle \exp(i\eta_k(t+s, t)) \right\rangle^{N_V} \quad (10)$$

On peut définir le volume de perturbation par (Lochte [3]) :

$$V_p(s) = -V \langle \log(\exp(i\eta(t+s, t))) \rangle \quad (11)$$

Ce paramètre étant relié à la fonction d'autocorrélation :

$$\Phi(s) = \exp(-nV_p(s)) \quad (12)$$

Donc :

$$V_p(s) = - \int_V \log(\exp(i\eta(t+s, t))) dV \quad (13)$$

A l'aide du développement du logarithme on obtient la formule utilisée pour le volume de perturbation :

$$V_p(s) = \int_V (1 - \exp(i\eta(t + s, t))) dV \quad (14)$$

On considère ici que la perturbation varie inversement proportionnellement à une puissance de la distance r entre l'émetteur et le perturbateur, soit $\Delta\omega(r) = C_p r^{-p}$. C_p est une constante qui ne dépend que de l'entier p , qui lui-même caractérise le type d'interaction. Ainsi, $p = 2$ pour l'élargissement Stark linéaire, $p = 6$ pour l'interaction de Van Der Waals. Cela va permettre d'étudier les profils de raies dans le cas où ces deux interactions interviennent. Cela correspond aux théories quasi-statique et des impacts.

A.III. 1.1. Théorie quasi-statique

A.III. 1.1.a. Approximation du plus proche voisin

Dans ce cas, l'émetteur n'entre en interaction qu'avec une seule particule qui est la plus proche voisine. La probabilité de trouver une particule à une distance de l'émetteur entre r et $r + dr$ et pas de particule à une distance inférieure à r est donnée par la relation suivante (Margenau [13]):

$$W(r)dr = 4\pi n \exp\left(-\frac{4}{3}\pi n r^3\right) r^2 dr \quad (15)$$

Cela conduit donc à un profil de raie normalisé de la forme suivante :

$$P_{AAV}(\Delta\omega, p) = \frac{1}{2\Delta\omega_0} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^{\frac{p+3}{p}} \exp\left(-\left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right)^{\frac{3}{p}}\right) \quad (16)$$

avec $\Delta\omega_0 = C_p r_0^{-p}$ et r_0 la distance moyenne émetteur-perturbateur.

A.III.1.1.b. l'élargissement de Van Der Waals ($p = 6$)

Pour cette interaction le volume de perturbation peut se mettre sous la forme (Lochte [3]):

$$V_p(s) = 4\pi \int_V \left(1 - \exp(iC_6 r^{-6} s)\right) r^2 dr \quad (17)$$

L'intégration conduit donc au profil de raie :

$$P_{VDW}(\Delta\omega) = \frac{1}{2\Delta\omega_0} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\pi\Delta\omega_0}{4\Delta\omega}\right) \quad (18)$$

Pour comparer ce profil à celui de l'approximation de plus proche voisin, nous proposons d'écrire le rapport des deux profils sous la forme :

$$F\left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right) = \frac{P_{VDW}(\Delta\omega)}{P_{APV}(\Delta\omega,6)} = \exp\left(\left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\pi\Delta\omega_0}{4\Delta\omega}\right) \quad (19)$$

Ainsi, nous avons obtenu une fonction qui représente le rapport du profil de V.D.W, donné par la relation (18), au profil donné par la relation (16) associée au cas de V.D.W dans l'approximation du plus proche voisin. Cette fonction est une fonction

à une seule variable : $\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}$. Dans la figure.1 on présente la variation de $F\left(\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}\right)$ en

fonction du paramètre $\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}$.

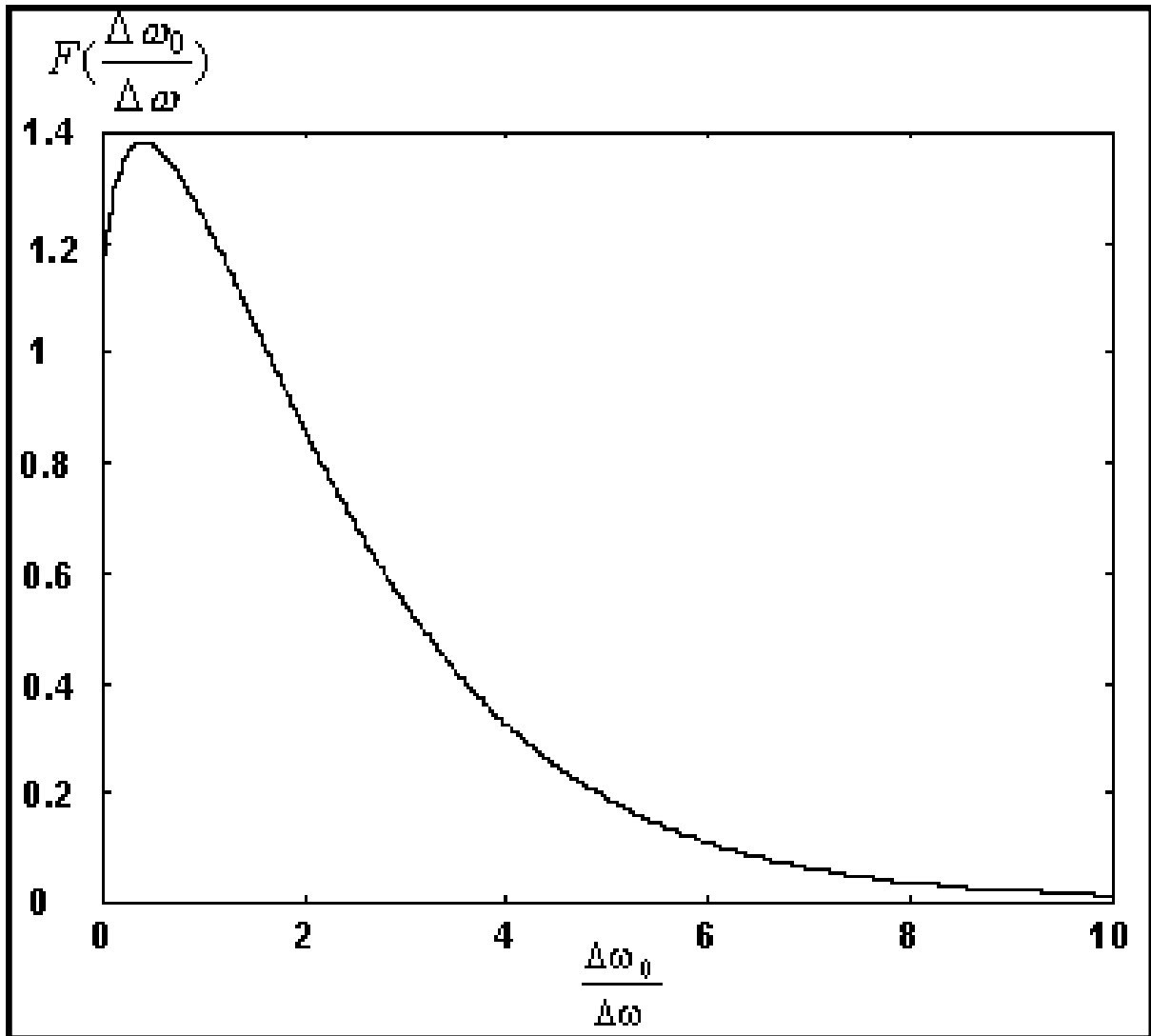


Figure.1. : Rapport entre les de profils de raie dans le cas de Van Der Waals (dans l'approximation du proche voisin) et dans le cas de l'approximation quasi-statique.

De cette figure, il apparaît que pour des valeurs très faibles de $\frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega}$ ($\Delta\omega \gg \Delta\omega_0$) donc des distances $r \ll r_0$ (ce qui est le cas à des très faibles densités), cette fonction tend vers 1 (d'après la relation (19)) et donc les deux profils de raie sont presque identiques. Cela s'explique, puisque à ces densités on peut considérer que seul le champ de la particule la plus proche de l'émetteur contribue à la perturbation de ce dernier.

A.III.1.1.c. Théorie statique de l'élargissement Stark linéaire ($p = 2$)

Ce cas est un peu plus compliqué à cause de l'addition vectorielle des perturbations. La perturbation totale est proportionnelle à la somme des champs électriques des perturbateurs. Le déplacement de phase est alors (Lochte [3]):

$$\eta(t + s, t) = \int_t^{t+s} \sum_j \sqrt{\left(\frac{\vec{r}_j(t)}{r(t)^3} \right)^2} dt \quad (20)$$

Dans cette formule la constante C_2 est prise égale à l'unité (Griem2 [1]).

Le calcul d'une telle intégrale apparaît très difficile, notamment pour des particules en mouvement. En supposant ces mouvements négligeables, le champ de perturbation résultant est un vecteur constant entre t et $t + s$ et en prenant ce champ dans la direction \vec{s}_0 et pour le temps un vecteur $\vec{s} = t\vec{s}_0$, la formule précédente devient :

$$\eta(t + s, t) = \sum_j \frac{\vec{r}_j(t) \cdot \vec{s}}{r(t)^3} \quad (21)$$

La grande différence de l'élargissement par effet Stark linéaire, par rapport au cas de l'élargissement de Van Der Waals, est que l'interaction est de type dipole-monopole qui n'est pas de symétrie sphérique. L'angle θ entre le champ de perturbation associé à la particule j et le champ de perturbation total doit être pris en compte.

Le volume de perturbation peut alors s'écrire :

$$V_p(s) = 2\pi \int_0^{+\infty} \int_0^\pi \left(1 - \exp(ir^{-2}s \cdot \cos(\theta)) \right) r^2 \sin(\theta) d\theta dr \quad (22)$$

Une simple intégration permet de donner le volume de perturbation en fonction de s :

$$V_p(s) = (2.6031s)^{\frac{3}{2}} \quad (23)$$

Par suite la fonction d'autocorrélation peut être déduite de la relation précédente :

$$\Phi(s) = \exp\left(-n(2.6031s)^{\frac{3}{2}}\right) \quad (24)$$

A..III. 1.2. Théorie d'impact (Lochte [3])

Soit Γ le paramètre d'impact. Supposons que seuls les perturbateurs, qui se trouvent dans un temps entre t et $t+s$ à une distance inférieure à vs , avec v la vitesse moyenne des particules, contribuent au déplacement de phase $\eta(t+s, t)$. Dans ce cas, on peut remplacer ce déplacement de phase par $\eta(\Gamma)$. Ce déplacement dépend de la vitesse v des particules. Le volume de perturbation peut alors se mettre sous la forme :

$$V_p(s) = vs \int_0^{+\infty} (1 - \exp(i\eta(\Gamma))) 2\pi d\Gamma \quad (25)$$

On peut définir le volume de perturbation (Lochte [3]) par $V_p(s) = vs(\sigma_r - i\sigma_i)$, c'est un cylindre de longueur vs et de section efficace complexe $\sigma_r - i\sigma_i$. La dépendance linéaire du volume de perturbation est une propriété pratiquement caractéristique du concept d'impact.

A l'aide de la transformée de Fourier inverse de la fonction d'autocorrélation, le profil de raie normalisé sera donc de forme lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est égale à $2.v.s\sigma_r$, et le déplacement du centre de la raie est donné par $2.v.s\sigma_i$.

Le profil de raie normalisé est donc donné par la relation :

$$P(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{vs\sigma_r}{(vs\sigma_r)^2 + (\Delta\omega - vs\sigma_i)^2} \quad (26)$$

Soit une distribution qui varie, comme pour la théorie statique, en puissance inverse de la distance r : $\Delta\omega = C_p r^{-p}$. La détermination de ce profil est plus facile pour les interactions de symétrie sphériques telles que l'interaction de Van Der Waals ($p = 6$) et l'interaction de résonance ($p = 4$). Mais cela est plus difficile dans le cas de l'interaction Stark linéaire ($p = 2$), parce que l'interaction est alors de type dipole-monopole qui n'est pas toujours de symétrie sphérique. Des auteurs (Kolb [14]) ont proposé de séparer l'étude en deux types de collisions : d'une part les collisions faibles qui se caractérisent par un champ de perturbation de direction constante, et d'autre part les collisions fortes qui peuvent changer l'orientation de dipole-monopole.

A.III. 2. Théorie quantique

Pour décrire l'élargissement des raies spectrales, on parlera dorénavant de l'interaction d'un seul émetteur avec des perturbateurs, en négligeant l'interaction émetteur-émetteur. Cette supposition est souvent vérifiée pour toutes les interactions sauf pour le cas de l'interaction de résonance.

La puissance émise par un système quantique considéré comme un dipôle électrique, qui subit une transition d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$, est donnée par la formule (Voir par exemple Griem2 [1]) :

$$P_e(\omega) = \sum_{i,k,f} \left(\frac{h\omega_{if}^4}{3c^2} \left| \langle i | \vec{d}_k | f \rangle \right|^2 \right) \quad (27)$$

avec $\vec{d} = q\vec{r}$, moment dipolaire électrique ; $\omega_{if} = 2\pi \frac{E_i - E_f}{h}$, fréquence angulaire de la transition ; E_i , énergie du niveau initial $|i\rangle$ et E_f , énergie du niveau final $|f\rangle$.

En considérant toutes les transitions possibles, donc tous les niveaux initiaux et finaux possibles, et en supposant que ω_{if} varie très peu dans la bande spectrale de la raie considérée, on peut déduire le profil de raie normalisé :

$$P(\omega) \approx \sum_{i,k,f} \delta(\omega - \omega_{if}) \left| \langle i | \vec{d}_k | f \rangle \right|^2 \rho_i \quad (28)$$

ou $\delta(\omega - \omega_{if})$, fonction de Dirac qui impose à la fréquence d'être égal à ω_{if} et ρ_i , probabilité de trouver le système dans l'état initial $|i\rangle$. Cette probabilité est donc proportionnelle à la densité de cet état.

La fonction d'autocorrélation d'un tel système peut alors s'écrire sous la forme :

$$\Phi(s) = \sum_{i,k,f} \exp(+i\omega_{if}s) \left| \langle i | \vec{d}_k | f \rangle \right|^2 \rho_i \quad (29)$$

Il est plus judicieux d'écrire cette fonction sous forme matricielle. Pour cela, on introduit l'opérateur d'évolution de temps $T(s,0) = \exp(-\frac{i2\pi}{h} Hs)$ qui transforme un vecteur $|\psi(t_0)\rangle$ dans un autre vecteur $|\psi(t+t_0)\rangle$:

$$T(t+t_0, t_0) |\psi(t_0)\rangle = |\psi(t+t_0)\rangle \quad (30)$$

Si les fonctions d'onde sont des vecteurs propres de l'hamiltonien H , associées aux valeurs propres des énergies E , alors cet opérateur d'évolution peut être remplacé par $\exp(-iEs)$. Le calcul de la fonction d'autocorrélation se réduit à un simple calcul de la trace d'une matrice. En effet, dans ce cas la fonction d'autocorrélation devient (Griem2 [1], Lochte [3]):

$$\Phi(s) = \sum_{i,k} Tr(d_k T^* d_k T \rho) \quad (31)$$

A.III.2.1. Théorie semi-classique (Griem2 [1], Lochte [3])

Dans certaines conditions, il est possible de traiter les particules perturbatrices d'une manière classique c'est ce qu'on appelle la théorie semi-classique et l'émetteur comme étant un système quantique. Ainsi, l'hamiltonien total du système peut se décomposer en trois parties différentes caractérisant chacune un terme dont le sens physique est spécifique. Cet hamiltonien peut donc se mettre sous la forme :

$$H_t = H_e + H_p + H_{e-p} \quad (32)$$

avec H_e , hamiltonien associé à l'émetteur ; H_p , hamiltonien associé aux particules perturbatrices et H_{e-p} , hamiltonien décrivant l'interaction émetteur-perturbateur.

On peut décomposer les fonctions d'ondes associées au système total (particule émettrice + les perturbateurs voisins) en :

$$\psi(t) = \phi(t)\varphi(t) \quad (33)$$

avec $\phi(t)$, fonction d'onde qui ne dépend que des coordonnées des perturbateurs et de leurs mouvements et $\varphi(t)$, fonction d'onde associée à l'émetteur qui est fonction des coordonnées des électrons de l'émetteur. Cette fonction dépend à la fois du champ de l'émetteur et de la perturbation.

Une manière simple de raisonner est de négliger l'influence de l'émetteur sur les mouvements des perturbateurs. Ainsi, la fonction d'onde ϕ est une simple solution de l'équation de Schrodinger :

$$i\hbar \frac{d\phi(t)}{dt} = H_p \phi(t) \quad (34)$$

A partir de la forme de la fonction d'onde totale on constate que :

$$\varphi(t) = \int |\phi(t)|^2 dx_p = \int \phi^*(t)\psi(t)dx_p \quad (35)$$

Comme $\phi(t)$ sont des fonctions d'onde normalisées ($\int |\phi(t)|^2 dx_p = 1$), les fonctions d'onde $\varphi(t)$ peuvent alors s'écrire :

$$\varphi(t) = \int \phi^*(t)\psi(t)dx_p \quad (64)$$

Pour le système total, l'équation de Schrodinger associée devient :

$$i\hbar \frac{d\psi(t)}{dt} = (H_e + H_p + H_{e-p})\psi(t) \quad (36)$$

Il est alors facile de montrer que :

$$i\hbar \frac{d\varphi(t)}{dt} = (H_e + H_{cl})\varphi(t) \quad (37)$$

H_{cl} représente l'interaction entre l'émetteur et le paquet d'onde des perturbateurs. Cet hamiltonien peut être écrit :

$$H_{cl} = \int \phi^*(t)H_{e-p}\phi(t)dx_p \quad (38)$$

Les fonctions d'onde du système émetteur sont donc solution de l'équation de Schrodinger habituelle avec l'hamiltonien $H_e + H_{cl}$, constitué de l'hamiltonien H_e de l'émetteur en absence des perturbations et d'un terme H_{cl} qui décrit l'effet de la perturbation sur l'émetteur de la radiation.

La résolution d'une telle équation de Schrodinger peut se faire par l'introduction d'un nouvel opérateur d'évolution du temps :

$$U(s,0) = \exp\left(-\frac{i2\pi}{h}(H_a + H_{cl})s\right) \quad (39)$$

Cet opérateur agit uniquement sur les fonctions d'ondes de l'émetteur :

$$U(t + t_0, t_0) |\varphi(t_0)\rangle = |\varphi(t + t_0)\rangle \quad (40)$$

La fonction d'autocorrélation est alors donnée par la trace d'une matrice (Griem2 [1]):

$$\Phi(s) = \sum_{i,k} Tr(d_k U^* d_k U \rho) \quad (41)$$

A.III.2.2. Théorie quantique généralisée (Bardet [15])

Nous désignons par théorie quantique généralisée, la théorie dans laquelle aussi bien l'émetteur que les perturbateurs sont traités de façon quantique car : 1) l'approche semi-classique n'est plus valable lorsque les collisions des perturbateurs sont très inélastiques, 2) les effets de la structure fine ne sont pas pris en compte dans l'approche semi-classique.

On introduit alors les perturbateurs dans le système quantique, ce qui permet d'étudier les transitions adiabatiques et non adiabatiques, ainsi que les interactions élastiques et non élastiques. Pour simplifier cette étude, nous considérons que les perturbations électronique et ionique sont indépendantes. L'opérateur d'évolution du temps $T(t)$ de l'équation (30) peut être alors exprimé par :

$$T(t) = T_i(t) U_e(t) \quad (42)$$

Notons que cet opérateur satisfait l'équation de Schrodinger. En conséquence, le profil de raie normalisé $I(\omega)$, donné par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du dipôle $C(t)$, est une somme de produit de convolution des profils partiels électronique et ionique :

$$I(\omega) = \sum_{a,a'} I_e(\omega, a, a') \otimes I_i(\omega, a', a) \quad (43)$$

avec

$$I_e(\omega, a, a') = \frac{1}{\pi} \text{Re} \left(\int_0^\infty \exp(-i\omega t) \langle a' | U_e(t)_{Av} | a \rangle dt \right) \quad (44)$$

et

$$I_i(\omega, a, a') = \frac{1}{\pi} \sum_{b,c} \int_0^\infty \exp(-i\omega t) \exp\left(-i2\pi \frac{E_b t}{h}\right) \rho_a(t) \langle a | \vec{d} | b \rangle \langle b | \vec{d} | c \rangle \langle c | T_i(t)_{Av} | a' \rangle dt \quad (45)$$

Les fonctions d'onde $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$, ... sont fonctions de l'hamiltonien $H_0 + P$ qui est une partie de l'hamiltonien total :

$$H = H_0 + P + V_e(t) + V_i(t) = H_0' + V_e(t) + V_i(t) \quad (46)$$

avec H_0 , hamiltonien de l'atome non-perturbé; P , opérateur qui tient compte des effets des microchamps ioniques; $V_e(t)$, perturbation électronique non-statique et $V_i(t)$, perturbation ionique non-statique.

Les fonctions d'ondes comme $|a\rangle$, sont des combinaisons linéaires des états $|a_i\rangle$ atomiques non perturbés. Ainsi, les éléments de matrice de l'équation (44) peuvent se mettre sous la forme :

$$\langle a' | V_e(t)_{Av} | a \rangle = \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j \langle a_i | U_e(t)_{Av} | a_j \rangle \quad (47)$$

A partir de cette équation, on déduit qu'il suffit d'évaluer les éléments de la matrice de l'opérateur d'évolution du temps dans le système fondamental $\{|a_i\rangle\}$. Les éléments de matrices $\langle a_i | T_i(t)_{Av} | c \rangle$ peuvent être estimés en utilisant les solutions adiabatiques de la théorie simplifiée. Les éléments $\langle c | U_e(t)_{Av} | a' \rangle$ sont obtenus à l'aide des hypothèses de la théorie d'impact.

Références

- [1] Griem2 : H.R Griem « Spectral line broadening by plasmas », Academic press, N.Y (1974).
- [2] Griem3 : H.R. Griem « Principles of Plasma Spectroscopy » (1997)
- [3] Lochte : Lochte-Holgreven, « Plasmas diagnostics » North-Holland, Amsterdam (1968).
- [4.] Baranger : M. Baranger « Effects of high-power laser radiation » Academic Press Inc. (1974).
- [5] Lorentz : H.A. Lorentz Proc. R. Acad. Sci. 8, 591, Amsterdam (1906).
- [6] Bashkin : S. Bashkin and Stoner, J. O. Jr. « Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams » North-Holland Publishing Company, Amsterdam and London, Vol I, (1975).
- [7] McWhirter : R.W.P. McWhirter « Plasma Diagnostic Technics » (Edited by R.H. Huddlestone and S.L. Leonard) Academic, N. Y. (1965).
- [8] Griem1 : H.R Griem « Plasma spectroscopy », Mc-Graw-Hill, N.Y. (1964)
- [9] Unsold1 : A. Unsold « Physik der Sternatmosphären » 2^{ième} ed. (Springer, Berlin)
- [10] Ecker : G. Ecker and W. Kroll, W. Z. Naturforsch. 13a, 1093 (1958).
- [11] Unsold2 : A. Unsold, Ann. Phys. Lpz. 5, Folgr 33, 607, (1938).
- [12] Schuller : F. Schuller, J. JQSRT, Vol 60, N°1, pp 43-51, (1998).
- [13] Margenau : H. Margenau and G. W. Landwer (New Haven, Yale University, (1958)).
- [14] Kolb : A. C. Kolb, Thesis, University of Michigan (1957).
- [15] Bardet : J.P. Bardet, J.C. Valognes and Y. Vitel, J. JQSRT, Vol 65, pp : 853-875, (2000).

- [16] Truong-Bach : H.W. Truong-Bach and J. Drawin, JQSRT Vol. 22, pp. 389 (1979).
- [17] Gotze : S. Gotz, S. Ellwi, Z. Andreic, R. Dussart, J. Pons, R. Viladrosa, J.-M. Pouvesle, C. Fleurier, H.-J. Kunze. Physics Letters A 299, pp. 571-576, (2002).
- [18] B. Esmiller « Caractérisation par spectroscopie d'émission de plasmas induits par laser Verre-Néodyme déclenché sur matériaux solides », Thèse de 3^{ième} cycle, Université Aix-Marseille II, (1993).
- [19] Ready : J.F. Ready « Atomic and molecular processes » Academic Press Inc. (1974).
- [20] Delone : N.B. Delone, « Basics of interaction of laser radiation with matter » Ed. Frontièresn (1993).
- [21] Carslaw : H.J. Carslaw, J.C. Jaeger « Conduction of Heat in solids » Oxford Univ Press London (1959).
- [22] Harrach : R.J. Harrach, Journal of Appl. Physics, Vol. 48, N° 6 (1977).
- [23] Escarguel1 : « Caractérisation spacio-temporelle de plasmas crrés par impulsion laser dans un liquide : Application à l'étude de l'élargissement Stark de la raie Balmer α de l'hydrogène » Thèse Université de Toulon et du Var, LOA (1998).
- [24] Redon1 : R. Redon « Concept de localité en déconvolution. Application aux signaux optiques », Thèse Université de Toulon et du Var, LOA (1997)
- [25] Mathéron1 : P. Matheron « Détermination expérimentale des probabilités de transitionss atomiques de raies de Ni et de Si II à partir d'un plasma créé par un laser » Thèse Université de Toulon et du Var, (LOA), (2000).
- [26] Wolf : P.J. Wolf, J. Appl. Phys. 72, 1280 (1992).
- [27] Befeki : G. Befiki « Principles of Laser Plasmas », Edited by G. Befiki, Wiley Interscience, New York 1968.
- [28] Konjevic1 : N. Konjevic, Physics Rapports 316, pp 339-401, (1999).
- [29] Depiesse : M. Depiesse, Y. Biraud, A. Lessage, J. Richou, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 54, N° 3, pp 539-547, (1995).
- [30] Janson1 : P.A. Janson « deconvolution with application in spectroscopy » Academic Press (1984).
- [31] Van Cittert : P.H. Van Cittert, Zukunft Phys., Vol. 69, p. 298, (1931).

- [32] Jansson2 : P.A. Jansson, R.H. Hunt, E.K. Plyler, J. Opt. Soc. Am. Vol. 60, N° 5, 596, (1970).
- [33] Jiyao : X. Jiyao, W. Yingjian, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 48 N° 4, 419, (1992).
- [34] Redon2 : R. Redon, B. Ferhat, J. Richou, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 58, N°2, p. 151-170, (1997).
- [35] Escarguel2 : A. Escarguel, A. Lesage. B. Ferhat, J. Richou, J. JQSRT, 64, 353, (2000).
- [36] Matheron2 : P. Matheron, A. Escarguel, R. Redon, A. Lesage, J. Richou, J. JQSRT, 69, pp 535-541, (2001).
- [37] Nelder-Mead : J.A. Nelder, R. Mead, Computer J., 7, pp 308-313, (1965).
- [38] Powell : R. Fletcher, Compt. Phys. Commun. 3, pp 159-172, (1972).
- [40] Marquardt : D. W. Marquardt, J. Soc. Indust. Appl. Math. 11, 431, (1963).
- [41] Ermakov : S. M. Ermakov, G. A. Michaillov, « Statistical Modelling » Nauka, Moscow, (1982).
- [42] Cowan : R.D. Cowan and G.H. Dieke, Rev. Mod. Phys. 20, 418, (1948)
- [43] Skudra : A. Skudra and G. Revalde, J. JQSRT Vol. 61, N° 6, pp 717-728, (1999).
- [44] Karabourniotis : D. Karabourniotis, C. karras and M. Drakakis, J. Appl. Phys. 53 (11), November (1982).
- [45] Bleeker : W. Bleeker, « Uber das Intensitatsverhaltnis in den Fluglen stark umgekehrter Multipletts » Zeits. f. Physik 52, 808-814, (1929).
- [46] Konjevic2 : Konjevic N; Roberts JR. J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 5, No. 2, 1976.
- [47] Kastner : S.O. Kastner and A.K. Bhatia, J. JQSRT, Vol. 58, N° 2, pp : 217-231, (1997).
- [48] Moore : C.E. Moore « Atomic energy levels », *Vol.I, II et III* Circular of the National Burreau of Standards, 467, Washington D.C., (1949).
- [49] Wiese : W.L. Wiese, « Atomic transition probabilities and lifetimes », Progress in atomic spectroscopy, Part. B, New York, Plenum Press, (1974) (prob. Trans.)

- [50] Berry : H. G. Berry, J. Bormander, L. J. Curtis and R. Buchta, *Physica Scripta* Vol. 3, pp 125-132, (1971).
- [51] Lanz : T. Lanz et M.C. Artru, *Physica Scripta*, Vol. 32, pp 115-124 (1984)
- [52] Artru : M.C. Artru, C. Jamar, D. Petrini, F. Praderie, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 44, 171 (1981).
- [53] Farrag : A. Faragg, E. Luc-Koenig, *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 14, 3325, (1981).
- [54] Froese : C. Froese Fischer *Phys. Rev. A*, Vol. 22, Nb 2, pp 551-556 (1980)
- [55] Dufton : P. L. Dufon, A. Hibbert, A. E. Kingston, J. A. Tully, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 202, 145, (1983).
- [56] Kurucz : R.L. Kurucz, E. Peytremann, *Smithsonian, Astrophys. Obs. Special Report*, N° 362, (1975)
- [57] Thorne : Anne P. Thorne, « *Spectrophysics* » 2^{ième} édition Chapman and Hall (1975).
- [58] Jimenez : E. Jimenez, J. Campos and C. Sanchez del Rio, *J. opt. Soc. Am.* 64, 1009, (1974)
- [59] Blanco : F. Blanco, B. Botho et J. Campos, *Physica Scripta*. Vol. 52, pp 628-633 (1995).
- [60] Campos : J.A.M. Rojas, M. Ortiz, J. Campos, *J. Q. S .R. T.* 62, pp 433-443, (1999).

FORTE ET FAIBLE AUTO-ABSORPTION DANS LES PLASMAS CREEES PAR LASER : Correction des paramètres des raies et des probabilités de transitions

Résumé

Le but de ce travail est l'étude du phénomène d'auto-absorption dans les plasmas et de son influence sur les paramètres des raies spectrales et sur les probabilités de transitions.

Nous avons établi des formules théoriques des facteurs correctifs de l'auto-absorption pour les paramètres des raies, élargies par effets Stark et Doppler, dans le cas d'un plasma homogène et à l'équilibre thermodynamique local (ETL). A l'aide d'un algorithme écrit sous Matlab, nous avons ajusté des spectres expérimentaux des raies de Xe II et de Si II émises par un plasma créé par un laser impulsif et obtenu les paramètres des raies corrigés de l'auto-absorption.

Nous proposons une méthode pour déterminer les rapports des probabilités de transitions, tenant compte de l'effet d'auto-absorption. Cette méthode a été appliquée aux raies du Xe II et nous avons constaté une auto-absorption relativement faible. Elle a été ensuite appliquée aux raies des multiplets 2, 7.26, 8, 9 du Si II, auto-absorbées : les rapports des probabilités de transitions obtenus sont proches des valeurs expérimentales de Matheron pour les multiplets 8 et 9 et proches des valeurs théoriques pour les multiplets 2 et 7.26.

Lorsque les raies spectrales sont fortement auto-absorbées, elles présentent un creux au sommet dû aux variations de température et de densité du centre à la périphérie du plasma. Nous proposons un modèle de plasma en deux régions : l'émission est prépondérante au centre, et l'absorption à la périphérie. Nous avons établi un algorithme d'ajustement de raies auto-inversées, que nous avons appliqué aux raies de résonance centrées sur 394.40 nm et 396.15 nm de l'Al I, émises par un plasma créé par laser sur une cible solide d'aluminium dans l'air. Les raies ainsi corrigées ont un rapport des intensités en très bon accord avec la valeur théorique.

Mots Clés : Plasma, Effet Stark, Effet Doppler, Auto-absorption, Epaisseur optique, Raies spectrales inversées, probabilités de transitions.

STRONG AND WEAK SELF-ABSORPTION

IN PLASMAS CREATED BY LASER : Correction of the line parameters and the transition probabilities

Abstract

The aim of this work is to study the phenomenon of self-absorption in plasmas and its influence on the parameters of the spectral lines and on the transition probabilities.

We established theoretical formulas of corrective factors for the self-absorption of the line parameters, broadened by Stark and Doppler effects, in the case of an homogeneous plasma at local thermodynamic equilibrium (LTE). Using an algorithm written under Matlab, we fitted experimental spectra of Xe II and Si II created by a pulsed laser and we obtained the lines parameters corrected from self-absorption.

We proposed a method to determine the transition probabilities ratio, which takes in account the self-absorption. This method was applied to Xe II lines and we observed a weak self-absorption. It was then applied to the lines of the multiples 2, 7.26, 8, 9 of Si II, self-absorbed : the transition probabilities ratios we obtained, are close to the experimental values of Matheron for the multiples 8 and 9, and close to the theoretical values for the multiples 2 and 7.26.

When the spectral lines are strongly self-absorbed, they present a valley at the center due to the variations of temperature and density from the center to the periphery. We propose a model for the plasma in two regions: the emission mainly occurs in the center and the absorption in the periphery. We established a fitting algorithm for reversed lines; that we applied to the resonance lines centered to 394.40 nm and 396.15 nm of Al I, emitted by a plasma created by a laser on a solid target of aluminum in the air. These lines were emitted by a plasma created by laser on a solid target of aluminum in the air. The corrected lines present a ratio of the intensities which is in a good agreement with the theoretical value.

Key Words : Plasma, Stark Effect, Doppler effect, , Self-absorption, Optical thickness, Reversed spectral lines and transition probabilities.