



**HAL**  
open science

# Etude spectroscopique des plasmas de soudage laser: application au transfert d'énergie

David Lacroix

► **To cite this version:**

David Lacroix. Etude spectroscopique des plasmas de soudage laser: application au transfert d'énergie. Matière Condensée [cond-mat]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 1997. Français. NNT: 1997NAN10210 . tel-01747113

**HAL Id: tel-01747113**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01747113v1>**

Submitted on 29 Mar 2018

**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.



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

37/1374

SN 97 / 210 B

UNIVERSITE HENRI POINCARÉ, NANCY 1.  
U.F.R. S.T.M.P.  
PROMENA- Formation Doctorale : Mécanique et Energétique.



# Thèse

présentée pour l'obtention du grade de

## Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1

en Mécanique et Energétique

par

### David LACROIX

### Etude spectroscopique des plasmas de soudage laser : application au transfert d'énergie.

Soutenue le 12 novembre 1997 devant la commission d'examen :

Membres du jury :

- |               |              |   |
|---------------|--------------|---|
| Président :   | A. B. VANNES | Professeur, Ecole Centrale de Lyon.   |
| Rapporteurs : | R. FABBRO    | Directeur de recherche C.N.R.S., Arcueil.   |
|               | D. GREVEY    | Professeur, Université de Bourgogne, Le Creusot                                   |
| Examineurs :  | C. BOUDOT    | Responsable des actions laser au centre technique<br>FRAMATOME, Chalon-sur-Saône. |
|               |              | Professeur, Directeur de thèse, Université<br>H. Poincaré, Nancy 1.               |
|               |              | Professeur, I.N.P.L.  |



Le peu que je sais c'est à mon ignorance que je le dois.

S. Guitry.

## AVANT-PROPOS



Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique Appliquée, à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1, laboratoire dirigé par Monsieur le Professeur J.P. Brancher.

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse, Monsieur le Professeur G. Jeandel de l'Université Henri Poincaré, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe de recherche. Il a su me conseiller et rester disponible tout au long de ce travail.

Monsieur le Professeur G. Morlot de l'Université Henri Poincaré a suivi le déroulement de cette thèse et m'a apporté de nombreux conseils ; je lui exprime toute ma reconnaissance.

Je remercie :

- Monsieur le Professeur A.B. Vannes de l'Ecole Centrale de Lyon pour s'être intéressé à ce travail et avoir bien voulu présider le jury de thèse.

- Monsieur R. Fabbro Directeur de recherche au C.N.R.S. à Arcueil, et Monsieur le Professeur D. Grevey de l'Université de Bourgogne d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire. Les observations qu'ils ont portés sur cette étude ont été des plus constructives.

- Madame C. Boudot de Framatome pour avoir été à l'origine de ces recherches, son aide précieuse et son soutien actif m'ont été très profitables.

- Monsieur le Professeur D. Maillet de l'I.N.P.L. pour avoir fait partie du jury en tant qu'examineur.

J'adresse également mes remerciements à Messieurs V. Bobin et P.G. Dugny de Framatome et l'équipe laser de l'I.U.T. du Creusot pour leur aide lors de la réalisation de la partie expérimentale de ce travail.

Je tiens associer aussi à ces remerciements toute l'équipe du laboratoire avec laquelle j'ai travaillé ces trois années dans une très bonne ambiance ; notamment Madame N. Nussman et Messieurs P. Boulet, B. Monod et A. Warin. Je ne saurais oublier dans ces remerciements Mademoiselle C. Poignon, Docteur, qui a toujours su être disponible et qui est pour beaucoup dans la rédaction de ce manuscrit, je lui témoigne ici toute ma gratitude.

# TABLE DES MATIERES



## INTRODUCTION

## NOMENCLATURE

## CHAPITRE I : Généralités sur l'interaction laser-matière.

### I.1. Le laser Nd : YAG.

### I.2. Soudage à l'aide d'un laser, principe.

### I.3. Interaction faisceau laser-métal.

I.3.1. Chauffage et vaporisation du métal.

I.3.2. Claquage de la vapeur, création du plasma.

## CHAPITRE II : Etude des plasmas, théorie.

### II.1. Généralités sur les plasmas.

II.1.1. Structure de l'atome, transitions électroniques.

II.1.2. Grandeurs caractéristiques des plasmas.

II.1.3. Lois statistiques.

II.1.3.1. Equilibre thermodynamique et équilibre thermodynamique local.

II.1.3.2. Loi de Maxwell.

II.1.3.3. Loi de Boltzmann.

#### II.1.3.4. Loi de Saha.

### II.2. Intensité et profil d'une raie d'émission.

#### II.2.1. Intensité d'une raie d'émission.

#### II.2.2. Profil d'une raie d'émission.

##### II.2.2.1. Largeur naturelle.

##### II.2.2.2. Elargissement dû à l'effet Doppler statistique.

##### II.2.2.3. Elargissement dû à l'effet Stark.

#### II.2.3. Profils composés.

##### II.2.3.1. Profil Gauss-Gauss.

##### II.2.3.2. Profil Lorentz-Lorentz.

##### II.2.3.3. Profil Gauss-Lorentz.

### II.3. Propriétés optiques des plasmas.

#### II.3.1. Approche globale.

#### II.3.2. Absorption par Bremsstrahlung Inverse.

## **CHAPITRE III : Spectroscopie et méthodes expérimentales.**

### III.1. Spectroscopie d'émission d'un plasma.

#### III.1.1. Température électronique.

#### III.1.2. Densité électronique.

### III.2. Montages spectroscopiques.

#### III.2.1. Dispositif expérimental.

#### III.2.2. Le spectromètre.

#### III.2.3. Les détecteurs.

##### III.2.3.1. Le détecteur P.D.A.

##### III.2.3.2 Le tube photomultiplicateur.

#### III.2.4. Acquisition et traitement des données.

## **CHAPITRE IV : Résultats expérimentaux.**

### **IV.1. Description des échantillons.**

### **IV.2. Mesures spectroscopiques préliminaires.**

### **IV.3. Caractéristiques des raies d'émission choisies.**

### **IV.4. Etude de la température.**

IV.4.1. Evolution de la température en fonction de la puissance.

IV.4.2. Evolution de la température dans le panache.

IV.4.3. Evolution de la température selon la nature du gaz de protection.

IV.4.4. Evolution de la température en fonction du pulse.

IV.4.5. Etude de la température lors du soudage avec des laser CO<sub>2</sub>.

### **IV.5. Etude de la densité électronique.**

### **IV.6. Etude des défauts.**

IV.6.1. Objectifs de l'analyse.

IV.6.2. Nature des défauts créés.

IV.6.3. Observation et résultats.

### **IV.7. Conclusion.**

## **CHAPITRE V : Simulations numériques.**

### **V.1. Calcul des fonctions de partition.**

### **V.2. Calcul des densités dans un plasma complexe.**

V.2.1. Mise en équations.

V.2.2. Résultats pour l'acier inoxydable (A316).



### **V.3. Propriétés optiques d'un plasma.**

V.3.1. Mise en équations.

V.3.2. Résultats pour un acier inoxydable (A316).

V.3.3. Etude de la diffusion dans le panache.

### **V.4. Etude du transfert radiatif dans un plasma.**

V.4.1. Transferts radiatifs dans un milieu semi-transparent.

V.4.2. La méthode des ordonnées discrètes.

V.4.3. Modélisation et résultats.

### **V.5. Conclusion.**

## **CONCLUSION**

## **BIBLIOGRAPHIE**

## **ANNEXES**

Annexe 1. Spectre d'acier galvanisé (soudage avec un laser CO<sub>2</sub>).

Annexe 2. Calcul des densités électronique, atomiques et ionique.

Annexe 3. Théorie de Mie.

Annexe 4. Coefficients de diffusion bidirectionnels.

Annexe 5. Cosinus directeurs.

Annexe 6. Caractéristiques physiques et thermiques des métaux.

**-INTRODUCTION-**



## INTRODUCTION

L'amplification de l'émission stimulée d'une onde lumineuse est mise en évidence en 1960 par Maiman avec le premier laser à rubis. Aujourd'hui, les lasers sont utilisés dans de nombreux domaines : industrie, médecine, recherche, électronique, télécommunications, travaux de restauration, par exemple. La diversité des applications va de pair avec la diversité des lasers. Les utilisations industrielles du laser sont principalement la découpe, le soudage, la gravure et le perçage. Pour le soudage laser, on utilise deux types de lasers, dits de puissance : le laser à gaz carbonique (le laser CO<sub>2</sub>) et le laser solide Néodyme YAG.

Ces outils présentent de nombreux avantages : soudage rapide, faibles déformations des structures à souder, possibilité d'utilisation dans un environnement toxique (radiations). Cependant, leurs emplois restent limités pour différentes raisons : procédé coûteux, complexité de mise en œuvre, inexistence de moyens de contrôle adaptés.

Pour les opérations de soudage, le centre technique de FRAMATOME utilise un laser Nd :YAG. Il permet l'assemblage d'ensembles métalliques en acier inoxydable. FRAMATOME est à l'origine de différentes études visant à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors du soudage laser. L'analyse du panache émis lors de l'interaction laser-matière constitue une de ces études développées au LEMTA ; d'autres laboratoires universitaires ont également participé à ce projet. Le manque de moyen de contrôle et la compréhension partielle des phénomènes induits lors du soudage laser sont un frein à son développement. L'objet de ce travail est l'étude du panache grâce aux techniques d'analyse spectroscopique, dans le domaine du visible. Nous nous intéressons aussi au transfert de chaleur dans la plume.

Ce mémoire se décompose en cinq chapitres. Nous présenterons, dans le premier chapitre, le principe du soudage laser. Nous aborderons les processus physiques mis en jeu lors de l'interaction laser-matière.

Le deuxième chapitre permettra d'exposer différentes notions sur les plasmas, notamment les lois statistiques et les grandeurs fondamentales. Nous présenterons les mécanismes responsables de la modification du spectre d'émission. Les relations nécessaires à la détermination des propriétés optiques d'un plasma seront exposées.

Les techniques de diagnostic spectroscopique et le dispositif expérimental seront décrits dans le troisième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, la caractérisation du spectre d'émission, la température électronique et la densité électronique seront données pour différentes expérimentations. Nous présenterons l'étude sur la détection et l'identification des défauts pouvant intervenir lors du soudage laser.

Le dernier chapitre sera consacré aux simulations numériques développées au cours de cette étude. Nous présenterons plusieurs modèles utiles pour décrire le comportement du panache. Nous calculerons théoriquement les fonctions de partition et la densité des espèces présentes dans le plasma. Nous comparerons ces résultats à ceux obtenus expérimentalement. L'effet de la diffusion du rayonnement par des particules de faible dimension sera exposé. L'utilisation d'une méthode aux ordonnées discrètes permet de résoudre l'équation du transfert radiatif dans le panache. Nous déterminerons l'influence du panache sur la propagation de l'onde laser, lors du soudage.

**-NOMENCLATURE-**

## NOMENCLATURE

terme	définition	unité / dimension
$a(\omega)$	polarisabilité microscopique	
$a_0$	rayon de Bohr ( $a_0 = 5,292 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ )	m
A	facteur d'absorption	
$A_{mn}$	probabilité de transition de $m \rightarrow n$	$s^{-1}$
$B_{mn}$	probabilité d'absorption d'Einstein de $m \rightarrow n$	
c	vitesse de la lumière ( $c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ )	$\text{m.s}^{-1}$
$C_p(T)$	chaleur spécifique	$\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$
D	densité totale	$\text{m}^{-3}$
$D_{\sigma,s}$	paramètre de collision	m
e	charge de l'électron ( $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ )	C
$E_H$	potentiel d'ionisation de l'hydrogène ( $E_H = 13,598 \text{ eV}$ )	eV ou $\text{cm}^{-1}$
$E_m$	énergie du niveau m de la transition $m \rightarrow n$	eV ou $\text{cm}^{-1}$
$E_\infty$	potentiel d'ionisation	eV ou $\text{cm}^{-1}$
f	fréquence du laser	Hz
$f_v$	fraction volumique	$\text{m}^{-3}$
$f_x, f_y, f_z$	facteurs de pondération	
$\bar{g}$	facteur de Gaunt	
$g_m$	poids statistique du niveau m	
h	constante de Planck ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ )	J.s
H	enthalpie	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$i(\eta)$	intensité de diffusion	
$J_m$	nombre quantique du moment angulaire total	

k	constante de Boltzmann ( $1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ )	$\text{J.K}^{-1}$
K	indice d'absorption	
$l_p$	longueur de pénétration	m
$L_\lambda$	luminance monochromatique	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$
$L_0(T)$	luminance du corps noir	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$
$m_e$	masse de l'électron ( $m_e = 9,107 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ )	kg
n	indice de réfraction	
$\hat{n}$	indice optique complexe	
$N_0$	densité des atomes neutres	$\text{m}^{-3}$
$N_e$	densité électronique	$\text{m}^{-3}$
$N_i, N_z$	densité d'ions	$\text{m}^{-3}$
p	pression	Pa
$P_C$	puissance crête du laser	W
$P_M$	puissance moyenne du laser	W
$q_s$	flux surfacique	$\text{W.m}^{-2}$
$Q_{a,\lambda}$	efficacité monochromatique d'absorption	
$Q_{e,\lambda}$	efficacité monochromatique d'extinction	
$Q_{s,\lambda}$	efficacité monochromatique de diffusion	
r	rayon d'une particule	m
R	facteur de réflexion	
s	terme source de chaleur	$\text{W.m}^{-3}$
T	température	K
$T_e$	température électronique	K
v	vitesse	$\text{m.s}^{-1}$
w	paramètre de Stark	m
$W_i$	poids de la quadrature	
$Z_a(T)$	fonction de partition	

symbole	définition	unité
$\alpha_{\text{abs}}$	coefficient d'absorption	$\text{m}^{-1}$
$\alpha_\lambda$	coefficient d'absorption monochromatique	$\text{m}^{-1}$

$\alpha_f$	constante de structure fine ( $\alpha_f = 7,297 \cdot 10^{-3}$ )	
$\alpha_T$	paramètre de taille	
$\chi_n, \psi_n$	fonctions de Riccati-Bessel	
$\delta$	degré d'ionisation	
$\varepsilon$	émissivité	
$\varepsilon(\omega)$	fonction diélectrique complexe	
$\varepsilon_0$	permittivité du vide ( $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ )	$\text{F.m}^{-1}$
$\phi_\lambda(\Omega', \Omega)$	fonction de phase monochromatique	
$\gamma_g$	constante d'Euler Mascheroni $\gamma_g = 1,781$	
$\eta$	angle de diffusion (§V.3.3.)	rad
$\kappa(T)$	diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\lambda$	longueur d'onde	m
$\lambda_T(T)$	conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mu, \xi, \eta$	cosinus directeurs	
$\nu$	fréquence	$\text{s}^{-1}$
$\nu_c$	fréquence de collision	$\text{s}^{-1}$
$\rho$	masse volumique	$\text{kg.m}^{-3}$
$\rho_D$	rayon de Debye	m
$\sigma_\lambda$	coefficient de diffusion monochromatique	$\text{m}^{-1}$
$\sigma_{e,\lambda}$	coefficient d'extinction monochromatique	$\text{m}^{-1}$
$\tau_m$	durée de vie du niveau m	s
$\omega$	pulsation de l'onde	$\text{rad.s}^{-1}$
$\omega$	angle azimutal (§V.3.3.)	rad
$\omega_0$	pulsation angulaire de résonance de l'oscillateur	$\text{rad.s}^{-1}$
$\omega_e$	fréquence de collision avec les électrons	$\text{s}^{-1}$
$\omega_p$	fréquence plasma	$\text{s}^{-1}$
$\Omega$	direction de propagation du rayonnement	
$\Psi_{s,\lambda}$	flux net radiatif monochromatique	$\text{W.m}^{-2}$
$\zeta$	angle polaire (§V.3.3.)	rad



**CHAPITRE I :**

**Généralités sur l'interaction laser-matière.**

## CHAPITRE I :

### **Généralités sur l'interaction laser-matière.**

Le procédé de soudage par faisceau laser est intéressant pour différentes raisons. Il permet l'assemblage de pièces métalliques sans nécessiter de métal d'apport. Le soudage s'effectue avec une quantité minimale d'énergie concentrée en une petite zone. Les vitesses de soudage sont plus élevées que dans tout autre procédé. Enfin, les déformations des pièces soudées sont faibles car le dépôt d'énergie est localisé.

Aujourd'hui, la majorité des lasers utilisés pour le soudage sont des lasers qui émettent dans l'infrarouge : le laser Nd :YAG (continu ou pulsé) et le laser CO<sub>2</sub> (continu).

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principales caractéristiques du laser Nd :YAG. Nous rappellerons brièvement les processus entrant en jeu dans le matériau et à sa surface lors du soudage avec un laser . Ces phénomènes physiques seront analysés en détail. Une synthèse des travaux effectués en spectroscopie d'émission sur les plasmas induits lors du soudage laser sera également faite.

#### **I.1. Le laser Nd : YAG.**

Le laser Nd :YAG est un laser, dit ' laser solide'. Le milieu actif du laser est constitué d'un barreau de grenat d'alumine à l'yttrium (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>), dopé avec des ions néodymes (Nd<sup>3+</sup>). La raie principale de ce laser est à  $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ . Ce laser peut fonctionner en mode continu ou pulsé. La puissance maximale, disponible, des sources actuelles est de l'ordre de quatre kilowatts.

Le laser que nous avons utilisé chez FRAMATOME, est un laser pulsé de marque LUMONICS d'un kilowatt. La puissance crête disponible avec ce type de laser est de dix kilowatts. Les lasers, utilisés à l'I.U.T. du Creusot, sont des lasers Nd :YAG continus ; leurs puissances est de deux et trois kilowatts.

Les caractéristiques d'un laser Nd :YAG sont résumées dans le tableau suivant (Tableau I.1.1.)<sup>1</sup>:

Longueur d'onde.	$\lambda = 1.06\mu\text{m}$
Largeur de raie à mi-hauteur.	$\Delta\lambda \approx 0.45\text{nm}$
Transition.	$4_{F_3} \rightarrow 4_{I_{11}}$ $\frac{2}{2}$
Durée de vie moyenne de l'état excité.	$\tau = 3 \cdot 10^{-3}\text{s}$

Tableau I.1.1. : Principales caractéristiques du laser Nd :YAG.

## I.2. Soudage à l'aide d'un laser, principe.

Utiliser un laser pour souder deux éléments métalliques, c'est réaliser l'interaction entre une source de rayonnement et un matériau. Le principe de cette interaction laser-matière est maintenant établi dans ses grandes lignes. Néanmoins, certains points théoriques de la physique du processus sont encore à développer. Nous allons rappeler brièvement les étapes successives de l'interaction laser-matière.

Afin d'effectuer une soudure à l'aide d'un faisceau laser, il faut fournir au matériau une quantité d'énergie suffisante. Généralement, une intensité de l'ordre du mégawatt par centimètre carré est nécessaire. L'interaction entre le faisceau laser et le matériau peut être décomposée en trois étapes :

- le chauffage du métal,
- la vaporisation du métal et l'expansion de la vapeur,
- le claquage de la vapeur et la production du plasma.

Ces trois phases sont réalisées en un temps très court. Dans la pratique, il se forme à la surface du matériau un panache de vapeurs métalliques, plus ou moins ionisées. Dans la pièce, un capillaire, appelé 'keyhole', rempli de vapeurs métalliques, est maintenu en équilibre avec le métal fondu (Figure I.2.1.).

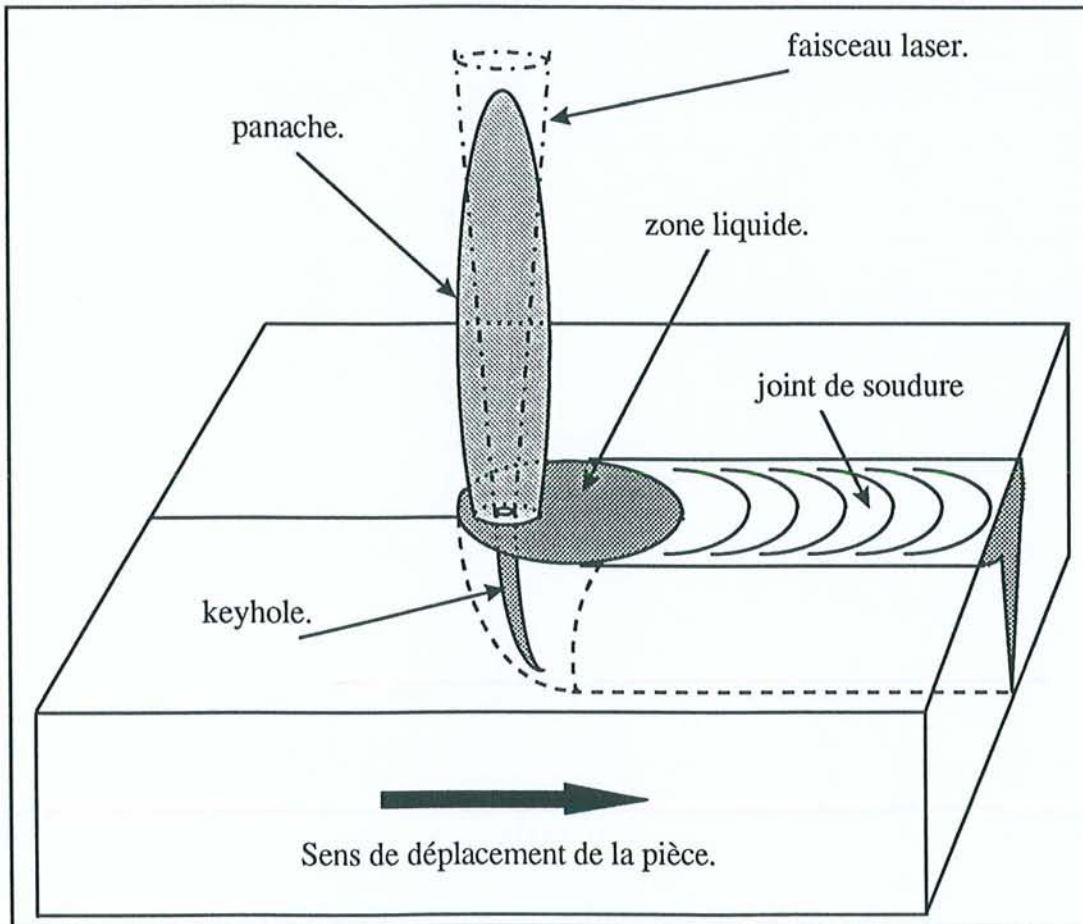


Figure I.2.1. : Le soudage laser.

### I.3. Interaction faisceau laser-métal.

Nous allons détailler les mécanismes de chaque phase de l'interaction faisceau laser-métal (chauffage, vaporisation et claquage de la vapeur).

#### I.3.1. Chauffage et vaporisation du métal.

C'est l'absorption des photons de la source laser qui est à l'origine de l'élévation de la température dans le matériau. Les métaux sont formés d'un agglomérat de cristaux, sans

orientation spécifique. Des électrons libres, dits 'électrons de conduction', peuvent circuler librement dans le réseau cristallin et ont une énergie bornée à la 'bande de conduction'.

Quand un laser irradie un métal, une partie de l'énergie des photons incidents est transférée aux électrons de conduction. Ceux-ci libèrent leur énergie dans le réseau cristallin lors de collisions (collisions électron-électron et collisions électron-noyau). Le temps de relaxation de ces collisions est très faible ( $\tau_{\text{collisions}} = 10^{-13}$  s) devant le temps caractéristique de l'irradiation laser ( $T_{\text{pulse du YAG}} = 10^{-3}$  s). L'irradiation laser peut donc être considérée comme une source de chaleur continue. La chaleur produite lors des collisions provoque l'élévation de température du métal. Le paramètre de diffusion  $\kappa(T)$  caractérise l'évolution de la température dans le matériau au cours du temps.

Le modèle de Drude décrit l'absorption des photons du laser, par les électrons libres du métal. Ce modèle n'est valable qu'en dessous de la température de vaporisation du métal. Nous calculons l'absorption du rayonnement à partir de l'indice optique complexe  $\hat{n}$  du matériau. Cet indice est déterminé à partir de l'équation du mouvement d'un électron dans un champ électrique. Dans le cas de l'interaction laser, cette équation s'écrit<sup>2</sup>:

$$m_e \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m_e \nu_c \frac{d\vec{r}}{dt} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = -e \vec{E}_\omega e^{i\omega t} \quad (\text{I-1})$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron,  
 $\vec{r}$  est le vecteur position,  
 $\nu_c$  est la fréquence de collision,  
 $\omega_0$  est la pulsation de résonance de l'oscillateur,  
 $e$  est la charge de l'électron,  
 $\vec{E}_\omega$  est le champ électrique,  
 $\omega$  la pulsation de l'onde.

Une solution particulière de cette équation est :

$$\vec{r} = \frac{e}{m_e} \frac{\vec{E}_\omega e^{i\omega t}}{(\omega^2 - \omega_0^2) - i\nu_c \omega} \quad (\text{I-2})$$

Le moment dipolaire induit par le mouvement d'un électron dans le champ électrique du laser

$\vec{E} = \vec{E}_\omega e^{i\omega t}$  permet d'exprimer la polarisabilité microscopique<sup>1</sup>,  $a(\omega)$  :

$$a(\omega) = -\frac{r e}{E (4\pi \epsilon_0)} = \frac{e^2}{m_e (\omega_0^2 - \omega^2) + i v_c \omega} \quad (\text{I-3})$$

Soit  $\epsilon(\omega)$  la fonction diélectrique complexe d'un matériau. A l'échelle macroscopique, on a :

$$\epsilon(\omega) = (1 + 4\pi N a(\omega)) \quad (\text{I-4})$$

avec  $N$ , la densité d'électrons libres du matériau.

La connaissance de la fonction diélectrique permet d'accéder simplement à l'indice optique complexe,  $\epsilon = \hat{n}^2$ . Dans le cas où les électrons libres ont une action prépondérante, nous simplifions les calculs, avec l'approximation de Lorentz :  $\omega_0 = 0$ . La notion de fréquence de plasma :  $\omega_p$  est introduite dans ces expressions.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{I-5})$$

Nous réécrivons alors la fonction diélectrique complexe sous la forme suivante :

$$\epsilon = (n - i K)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega - i v_c)} \quad (\text{I-6})$$

$$(n^2 - K^2) - i (2nK) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + v_c^2)}\right) - i \left(\frac{v_c \omega_p^2}{(\omega^3 + \omega v_c^2)}\right) \quad (\text{I-7})$$

Les indices,  $n$  de réfraction et  $K$  d'absorption du matériau, sont déterminés en résolvant l'équation I-7. Nous obtenons finalement les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} n^2 = \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_c \omega_p^2}{\omega^3 + \omega \nu_c^2}\right)^2} + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)}{2} \\ K^2 = \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_c \omega_p^2}{\omega^3 + \omega \nu_c^2}\right)^2} - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)}{2} \end{array} \right. \quad (I-8)$$

A partir des données  $n$  et  $K$ , nous pourrions calculer le facteur d'absorption  $A$  et le facteur de réflexion  $R$  du matériau. La loi de Kirchhoff nous donne :

$$R = 1 - (A+T) \quad (I-9)$$

Le facteur de transmission  $T$  est nul pour les métaux ;  $R$  s'écrit alors :

$$R = 1 - A = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2} \quad (I-10)$$

Au cours de notre étude, nous nous intéressons aux métaux et plus particulièrement au fer et à l'acier inoxydable. Pour le fer, l'indice de réfraction  $n$  et l'indice d'absorption  $K$  sont évalués à la température ambiante<sup>3</sup>. La figure I.3.1.1. illustre, dans le cas du fer, l'évolution des coefficients  $n$  et  $K$  en fonction de la longueur d'onde. Sur la figure I.3.1.2., nous avons représenté le facteur de réflexion correspondant.

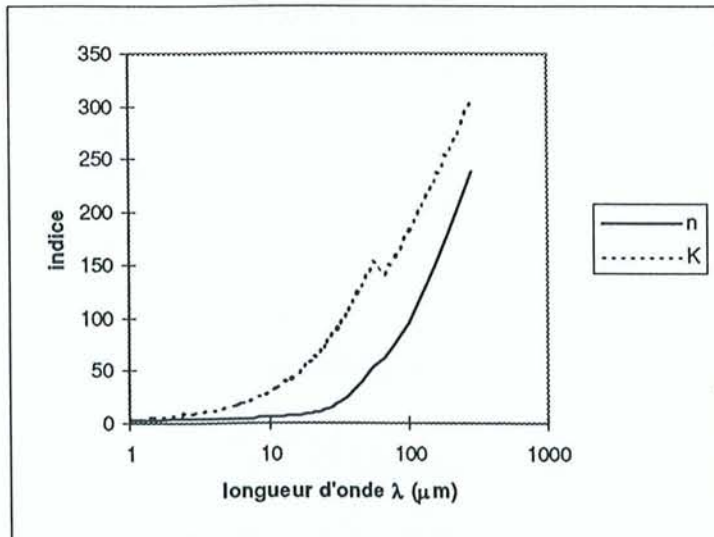


Figure I.3.1.1. : Coefficients  $n$  et  $K$  du fer.

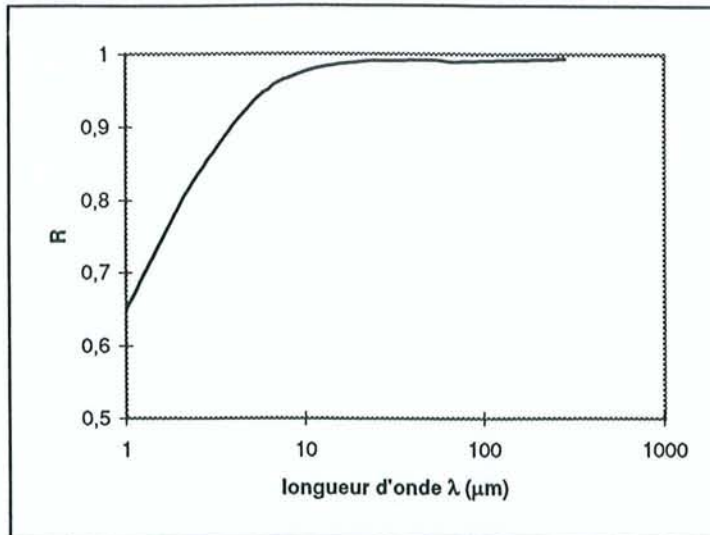


Figure I.3.1.2. : Facteur de réflexion du fer.

L'acier inoxydable comporte une forte proportion de chrome. Nous avons calculé le facteur de réflexion de ce matériau avec les indices  $n$  et  $K$  donnés par Lynch<sup>4</sup> dans les domaines ultraviolet, visible et infrarouge (figures I.3.1.3. et I.3.1.4.).

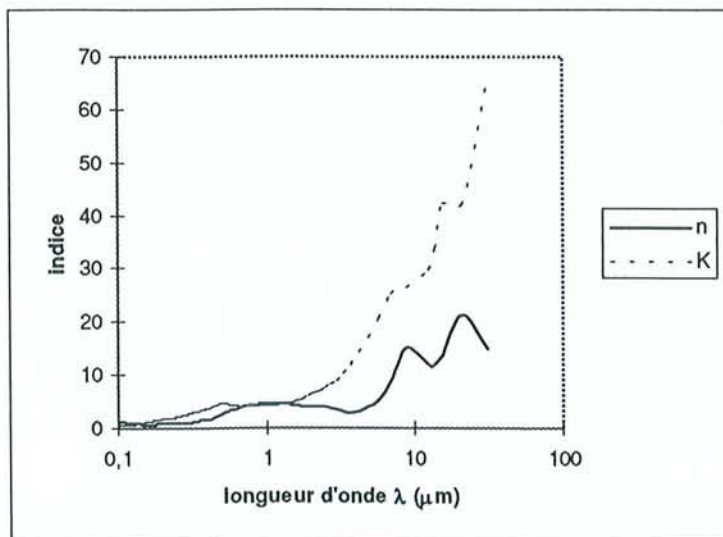


Figure I.3.1.3. : Coefficients  $n$  et  $K$  du chrome.



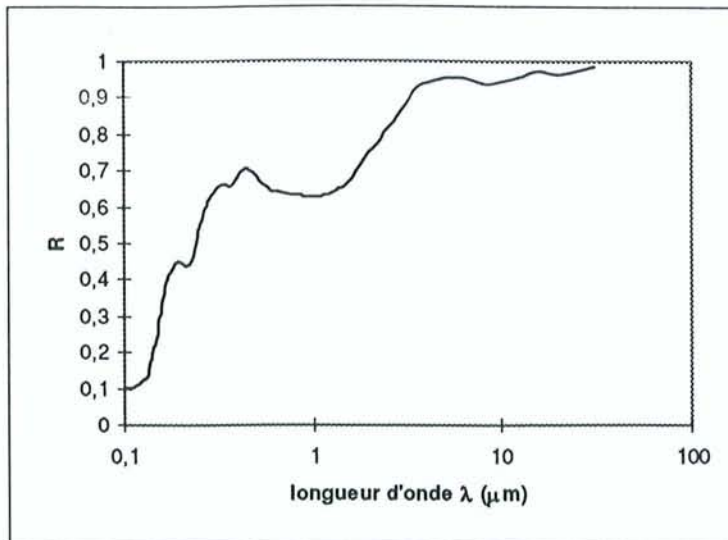


Figure I.3.1.4. : Facteur de réflexion du chrome.

Quand la température du matériau s'élève, la fréquence de collision augmente. Le facteur d'absorption devient plus important à mesure que l'on s'approche de la température de vaporisation. Beyer<sup>5</sup> a montré dans le cadre d'expériences sur le soudage d'un acier avec un laser CO<sub>2</sub> que le facteur de réflexion à 10,6 μm diminue nettement suivant l'intensité laser. Il définit une intensité critique 'I<sub>c</sub>' (I<sub>c</sub> = 1,8 kW.cm<sup>-2</sup>) telle que le facteur de réflexion du matériau est inférieur à 10 %. Dans ce cas, il apparaît clairement que l'élévation de température provoque une variation des propriétés optiques. La polarisation du rayonnement laser a aussi une influence sur le facteur de réflexion du métal<sup>6</sup>.

Le début de ce paragraphe décrit le chauffage d'un matériau soumis à une irradiation laser. L'élévation de température provoque un changement de phase 'solide-liquide'. L'évolution de la température dans le métal est décrite par l'équation de la chaleur.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_T \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) + s = \frac{DH}{Dt} \quad (I-11)$$

La première partie de cette équation caractérise les échanges d'énergie par conduction. 's' est le terme source d'énergie. Le second membre de l'équation traduit la variation d'enthalpie dans le matériau. Différentes hypothèses permettent de résoudre analytiquement cette équation et donnent une approximation de la température. Afin d'être plus précis, nous devons tenir

compte de la dépendance des paramètres,  $\lambda_T$  et  $C_p$  avec la température. L'équation est traitée numériquement.

Plusieurs auteurs<sup>7, 8, 9, 10, 11, 12</sup> ont étudié le transfert thermique, dans le cas du soudage laser. L'évolution de la température dans le métal à la suite d'un pulse laser est décrite par une équation de la chaleur simplifiée. Nous considérons un problème unidimensionnel étant donné la faible longueur de pénétration de l'onde laser dans un métal par rapport du diamètre du spot laser. La longueur de pénétration ' $l_p$ ' est égale à l'inverse du coefficient d'absorption  $\alpha_{abs}$ .

$$l_p = \frac{1}{\alpha_{abs}}, \quad \alpha_{abs} = \frac{4 \pi K}{\lambda} \quad (I-12)$$

Application numérique : pour le fer à  $\lambda_{YAG} = 1,06 \mu\text{m}$  ;  $K = 4,35$  ;  $l_p = 19,39 \text{ nm}$

Après simplification, l'équation (I-11) en régime transitoire de la chaleur s'écrit :

$$\frac{DH}{Dt} = (\rho C_p)(T) \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_T(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_{abs}(z, t, T) = (\rho C_p)(T) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (I-13)$$

où

$Q_{abs}(z, t, T)$  est le terme source.

Dans le cas de l'interaction avec un laser la puissance absorbée,  $Q_{abs}$ , à la surface du métal suit la loi de Beer-Lambert. Elle est donnée par :

$$Q_{abs} = A I(t) \alpha_{abs}(T) e^{-\alpha_{abs}(T) z} \quad (I-14)$$

$I(t)$ , représente l'intensité du laser en fonction du temps. Le spot laser est supposé circulaire et la répartition géométrique de l'intensité est considérée uniforme.

Le seuil de vaporisation déterminé expérimentalement est inférieur à celui calculé théoriquement. Ce phénomène s'explique par la présence d'irrégularités à la surface des pièces à souder. La rugosité diminue le facteur de réflexion du métal<sup>13</sup>. De plus, l'existence d'impuretés (oxydes, graisses,...) qui absorbent fortement le rayonnement incident peut aussi faire varier l'indice global du matériau (métal + impuretés).

### I.3.2. Claquage de la vapeur, création du plasma.

Les premières étapes de l'interaction laser-matériau ont été décrites. L'expansion de la vapeur métallique s'effectue à la surface de la pièce. Plusieurs études ont été menées pour caractériser l'évaporation d'un métal lors de l'interaction avec un laser pulsé<sup>14, 15</sup>. Le principe de la modélisation s'appuie sur la résolution des équations d'Euler (conservation de la masse, du moment cinétique et de l'énergie). L'expansion de la vapeur est schématisée sur la figure I.3.2.1.

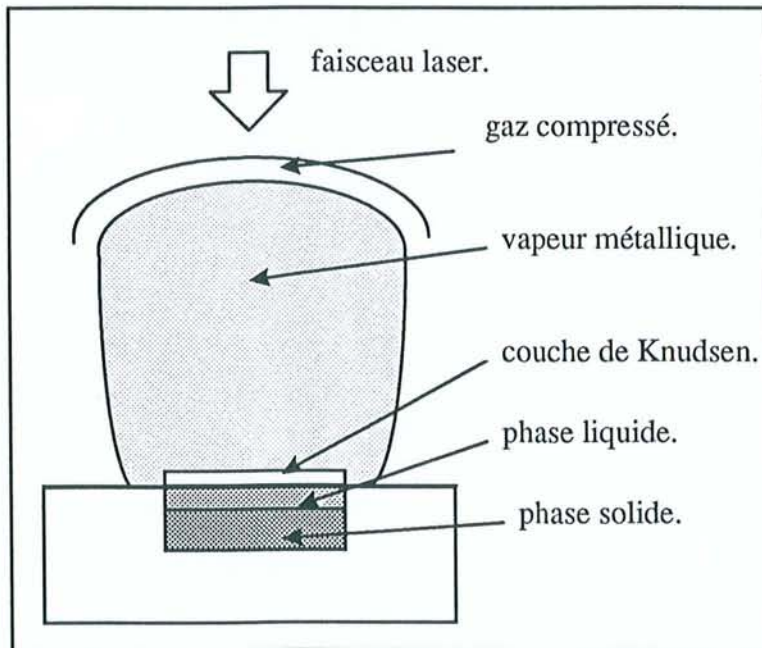


Figure I.3.2.1. : Expansion de la vapeur métallique lors d'une irradiation laser.

Si nous négligeons l'absorption du rayonnement laser dans la vapeur métallique, l'énergie va être déposée sur une faible épaisseur dans le matériau. Dans cette couche, l'énergie spécifique

$\left( \frac{I_{\text{abs}}}{\rho_0 v} \right)$  va provoquer une vaporisation ( $v$  : vitesse,  $\rho_0$  : masse volumique) . L'onde de

déflagration résultante va se déplacer à une vitesse donnée dans le milieu. Les vapeurs éjectées à haute pression produisent des ondes de choc dans le milieu ambiant (gaz à la pression atmosphérique). Le processus d'évaporation du matériau est instable. Les particules provenant de la surface vaporisée à la température  $T_s$ , sont caractérisées par une distribution des vitesses anisotropique. Les collisions entre particules vaporisées permettent d'atteindre l'équilibre thermique. La distribution des vitesses suit la loi de Maxwell. Cette transition s'effectue sur quelques 'libres parcours moyens' (distance de l'ordre du micron), dans une région appelée 'couche de Knudsen'. Au-delà de cette région discontinue, la vapeur est à l'équilibre, à la température  $T_l$ . Généralement,  $T_l$  est inférieure à  $T_s$ .

Il existe plusieurs sources d'émission d'électrons primaires, définies par leurs effets<sup>16</sup> :

- l'effet thermoionique,
- l'effet d'ionisation thermique de la vapeur,
- l'effet d'ionisation multiphotonique,
- la présence naturelle d'électron libres.

*L'effet thermoionique.*

Quand la surface du matériau est soumise à l'irradiation laser, l'échauffement du métal permet d'extraire une certaine quantité d'électrons. La densité totale d'électrons libres, à une température  $T$  donnée, vaut :

$$N = \int_0^{\infty} N(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{I-15})$$

où  $N(\epsilon)$  est la densité d'électrons libres ayant une énergie comprise entre  $\epsilon$  et  $d\epsilon$  :

$$N(\epsilon) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\epsilon - V_0)^{1/2} \quad (\text{I-16})$$

$V_0$  est l'énergie potentielle d'un électron libre.

où  $f(\varepsilon)$  est la fonction de distribution de Fermi-Dirac qui donne la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie  $\varepsilon$  :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{k T}\right) + 1} \quad (\text{I-17})$$

*Effet d'ionisation thermique de la vapeur.*

La distribution des atomes ionisés dans le plasma est décrite par la loi de Saha (II-23 §II.1.3.4.). Dans le cas d'un milieu faiblement ionisé, cette relation peut être simplifiée. Nous supposons que la densité d'électrons est égale à la densité d'atomes ionisés une fois  $N_e = N_1$ . Le milieu est assimilé à un gaz parfait, donc :

$$p = N_0 k T \quad (\text{I-18})$$

$$\text{et } N_e = \sqrt{\frac{2 Z_1(T) p}{Z_0(T)}} (k T)^{3/4} \left(\frac{2 \pi m_e}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-(E_\infty - \Delta E_\infty)}{2 k T}\right) \quad (\text{I-19})$$

La densité d'électrons libres évolue avec la température. Pour le fer, à la pression atmosphérique,  $T_e$  et  $N_e$  sont tels que :

$$2500 \text{ K} < T_e < 3000 \text{ K} \Rightarrow 5,62 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} < N_e < 1,27 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

*Effet d'ionisation multiphotonique.*

L'ionisation multiphotonique a lieu quand un atome absorbe suffisamment de photons pour dépasser son potentiel d'ionisation ; nous avons :



où  $n$  est le nombre de photons nécessaires pour ioniser l'atome.

Les photons émis par une source laser Nd:YAG ont une énergie peu élevée ( $h\nu_{\text{Nd:YAG}} = 1,165 \text{ eV}$ ). Pour atteindre le potentiel de première ionisation du fer, il faut plusieurs photons. La probabilité d'émission d'électrons primaires par ce mécanisme reste faible.

*La présence naturelle d'électrons libres.*

Ce dernier effet est, lui aussi, négligeable. La présence d'électrons libres dans l'air est due au rayonnement cosmique. Dans ce cas, la densité d'électrons est de l'ordre de  $10^7$  à  $10^{10}$  particules par mètre cube.

**CHAPITRE II :**

**Etude des plasmas, théorie.**

## CHAPITRE II :

### Etude des plasmas, théorie.

#### II.1. Généralités sur les plasmas.

Chaque élément émet un spectre qui lui est propre : spectre de raies pour les atomes et les ions, spectre de bandes et de raies pour les molécules. Chaque raie est caractérisée par sa longueur d'onde  $\lambda$  ou sa fréquence  $\nu$ . Dans le vide,

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (\text{II-1})$$

Dans l'air, la longueur d'onde dépend de l'indice de réfraction  $n$  du milieu.

$$\lambda_{\text{air}} = \frac{\lambda_{\text{vide}}}{n} \quad (\text{II-2})$$

En général  $n$  est voisin de 1 et la longueur d'onde dans le vide est assimilée à celle mesurée dans l'air.

Les premières études de spectroscopie ont été menées à la fin XIX<sup>ème</sup> du siècle dernier sur l'atome d'hydrogène. Elles ont mis en évidence des séries de raies dans les spectres : série de Balmer (1885), série de Rydberg (1890), série de Lyman. Chacune de ces raies correspond à une transition électronique entre deux niveaux d'énergie. Nous allons procéder à un rappel succinct de ces mécanismes<sup>17</sup>.



### II.1.1. Structure de l'atome, transitions électroniques.

Les travaux de Bohr, au début du XX<sup>ème</sup> siècle, expliquent que les électrons gravitent autour du noyau sur des orbites correspondant à des niveaux d'énergie discrets.

C'est la transition d'un électron d'une orbite 'm' d'énergie  $E_m$  à une orbite 'n' de moindre énergie  $E_n$ , qui provoque l'émission d'un rayonnement. L'absorption est le processus inverse. D'après Einstein (1905) :

$$h \nu_{nm} = E_m - E_n \quad (\text{II-3})$$

avec  $E_m > E_n$ .  $h$  est la constante de Planck.

Chaque niveau d'énergie peut être représenté par une droite horizontale dans le diagramme des niveaux d'énergie. Prenons, par exemple, deux raies d'émission du fer neutre, de longueurs d'onde respectives 385,991 nm et 539,713 nm (figure II.1.1.1.).

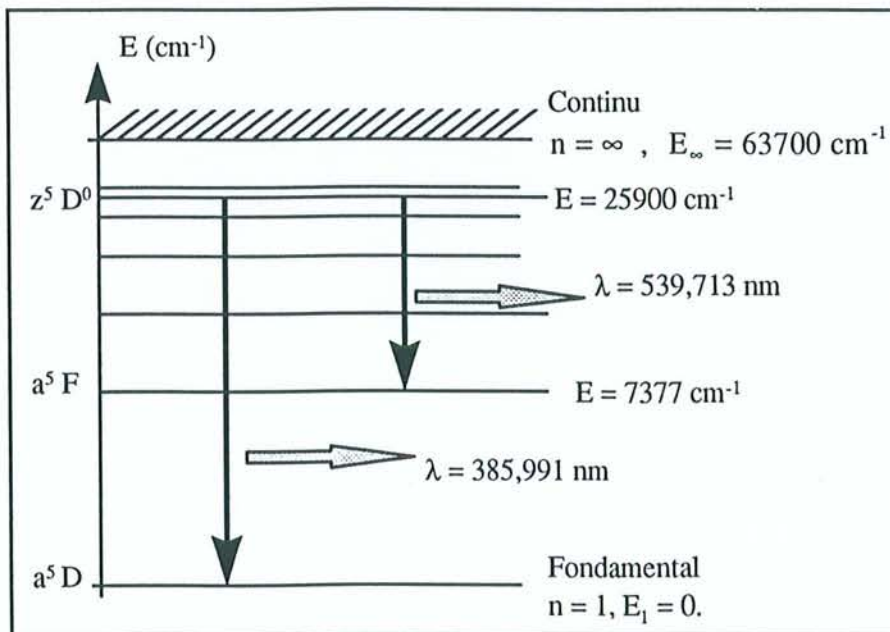


Figure II.1.1.1. : Diagramme du fer neutre.

Le fer à l'état neutre a une structure électronique constituée de 26 électrons. Les niveaux  $a^5D$ ,  $z^5D^0$  et  $a^5F$ , correspondent aux configurations électroniques suivantes<sup>18</sup> :

$$a^5D \Leftrightarrow \begin{cases} 1s^2 & 2s^2 & 2p^6 & 3s^2 & 3p^6 & 3d^6 & 4s^2 \\ K & L_1 & L_2 & M_1 & M_2 & M_3 & N_1 \\ 2 & 2 & 6 & 2 & 6 & 6 & 2 \end{cases} \Rightarrow 26 \text{ électrons}$$

$$z^5D^0 \Leftrightarrow \begin{cases} 1s^2 & 2s^2 & 2p^6 & 3s^2 & 3p^6 & 3d^6 & 4s & 4p \\ K & L_1 & L_2 & M_1 & M_2 & M_3 & N_1 & N_2 \\ 2 & 2 & 6 & 2 & 6 & 6 & 1 & 1 \end{cases} \Rightarrow 26 \text{ électrons}$$

$$a^5F \Leftrightarrow \begin{cases} 1s^2 & 2s^2 & 2p^6 & 3s^2 & 3p^6 & 3d^7 & 4s \\ K & L_1 & L_2 & M_1 & M_2 & M_3 & N_1 \\ 2 & 2 & 6 & 2 & 6 & 7 & 1 \end{cases} \Rightarrow 26 \text{ électrons}$$

Le niveau inférieur est appelé 'niveau fondamental'. Il est associé à l'atome dans son état non excité. Le niveau supérieur du diagramme est la limite du continu. Au-delà de cette limite, un électron est arraché à l'atome qui s'ionise. Dans le cas du fer neutre, cette limite supérieure est :  $E_\infty = 63700 \text{ cm}^{-1}$  ( $1 \text{ cm}^{-1} = 1,9858 \cdot 10^{-23} \text{ J}$ ).

D'une manière générale, nous observons dans les plasmas différents processus atomiques : l'excitation, la désexcitation, l'ionisation et la recombinaison. Ces processus sont provoqués par des collisions ou des photoprocessus. Les principaux mécanismes<sup>19</sup> sont:

- Processus d'excitation

$$\begin{cases} A + e^- \rightarrow A^* + e^- \\ A + B \rightarrow A^* + B \\ A + h\nu \rightarrow A^* \end{cases}$$

- Processus d'ionisation

$$\begin{cases} A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^- \\ A + B \rightarrow A^+ + B + e^- \\ A + h\nu \rightarrow A^+ + e^- \end{cases}$$

- Processus de désexcitation

$$\begin{cases} A^* + e^- \rightarrow A + e^- \\ A^* + B \rightarrow A + B \\ A^* \rightarrow h\nu + A \end{cases}$$

- Processus de recombinaison

$$\begin{cases} A^+ + 2e^- \rightarrow A + e^- \\ A^+ + B + e^- \rightarrow A + B \\ A^+ + e^- \rightarrow h\nu + A \end{cases}$$

En spectroscopie d'émission, nous nous intéressons au processus de désexcitation avec émission d'un photon. C'est le mécanisme dominant dans le cas du soudage avec un laser Nd :

YAG. Lors d'interactions avec un laser CO<sub>2</sub>, les températures étant plus élevées, les spectres d'émission peuvent laisser apparaître des raies correspondant au processus de recombinaison avec émission d'un photon.

### II.1.2. Grandeurs caractéristiques des plasmas.

Considérons deux niveaux 'm' et 'n', d'énergies  $E_m$  et  $E_n$  ( $E_m > E_n$ ), de densités  $N_m$  et  $N_n$ . Un atome, dans l'état 'm', a une probabilité,  $A_{mn} dt$  de passer spontanément à l'état 'n' pendant le laps de temps  $dt$ <sup>17</sup>. Ce passage s'accompagne de l'émission d'un quantum d'énergie  $h\nu_{nm}$ . La valeur de cette probabilité d'émission spontanée  $A_{mn}$  dépend du type de la transition  $m \rightarrow n$ . Si cette transition est permise,  $A_{mn}$  sera grand. A l'inverse, si  $m \rightarrow n$  est interdite,  $A_{mn}$  sera très petit.

$$\text{Exemple : } \begin{cases} a^5D - z^5D^0 \rightarrow A_{mn} = 0,0970 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \\ a^5F - z^5D^0 \rightarrow A_{mn} = 0,00259 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \end{cases}$$

Le coefficient,  $B_{nm}$ , est la probabilité d'absorption d'Einstein.  $B_{nm}$  caractérise le nombre de transitions  $m \rightarrow n$  induites par un rayonnement de fréquence  $\nu_{nm}$ . Il existe une relation simple entre  $A_{mn}$  et  $B_{nm}$  :

$$A_{mn} = \frac{8 \pi h^3 \nu_{nm}^3}{c^3} B_{nm} \quad (\text{II-4})$$

$$\text{avec } g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (\text{II-5})$$

$g_n$  et  $g_m$  sont les poids statistiques des niveaux 'n' et 'm'.

La théorie classique du rayonnement dans le cas d'oscillateurs harmoniques autorise le calcul d'un autre coefficient noté  $f_{nm}$ . La force d'oscillateur  $f_{nm}$  est proportionnelle à la valeur de l'énergie  $E_\nu$  absorbée à la fréquence  $\nu_{nm}$ .

$$\mathbf{E}_v = -4 I_v \frac{\pi^2 e^2}{m_e c} N_n f_{nm} \quad (\text{II-6})$$

avec :  $I_v$  intensité du rayonnement à la fréquence  $\nu_{nm}$ .

Cette force d'oscillateur est associée à la probabilité de transition d'Einstein ou à la probabilité d'émission spontanée. Les relations suivantes sont valables dans le cas de plasmas optiquement minces dans lesquels les photons émis quittent le milieu sans être réabsorbés. Cette hypothèse n'est pas vérifiée si le plasma est dense ou si la température est élevée.

$$f_{nm} = \frac{m h \nu_{nm}}{\pi e^2} B_{nm} \quad (\text{II-7})$$

$$f_{nm} = \frac{g_m}{g_n} A_{mn} \frac{m c^3}{8 \pi^2 e^2 \nu_{nm}^2} \quad (\text{II-8})$$

La connaissance des forces d'oscillateurs est importante. Nous utilisons les valeurs de  $f_{nm}$  pour calculer la température électronique.

Remarque : Les relations II-4, II-7 et II-8, généralement utilisées en spectroscopie, sont exprimées en unités du système C.G.S. (on rappelle que  $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ s}^{-1}$ )

### II.1.3. Lois statistiques.

#### II.1.3.1. Equilibre thermodynamique et équilibre thermodynamique local.

Dans un plasma, à la température  $T$ , nous avons vu qu'il existait différents mécanismes collisionnels et radiatifs entre les particules. A chaque instant, ces éléments : atomes, électrons et ions sont excités et désexcités. Il existe un état d'équilibre où chaque processus mettant en jeu des particules est compensé par son inverse. Cet équilibre, appelé 'équilibre thermodynamique', vérifie les quatre lois de distribution suivantes :

- loi de Maxwell (distribution des vitesses),
- loi de Boltzmann (population des niveaux excités d'un atome),
- loi de Saha (population des niveaux ionisés d'une particule),
- loi de Planck (distribution spectrale du rayonnement).

En pratique, cet équilibre est rarement atteint. Dans le cas des plasmas de soudage, la micro-réversibilité des processus radiatifs qui implique que tout photon émis est immédiatement réabsorbé, n'est pas vérifiée. Le milieu considéré est optiquement mince, la loi de Planck sur la distribution du rayonnement ne s'applique plus.

### *Equilibre Thermodynamique Local : E.T.L.*

A partir de l'équilibre thermodynamique, il est possible de définir un nouvel état d'équilibre, l'E.T.L., pour lequel les lois de Maxwell, Boltzmann et Saha sont vérifiées. Un critère proposé par Griem et Marr<sup>20, 21</sup>, donne la densité électronique minimale pour laquelle l'E.T.L. est atteint.

$$N_e \geq K_c \sqrt{T_e} E_{mn}^3 \quad (\text{II-9})$$

$N_e$  est la densité électronique,  $T_e$  la température électronique et  $E_{mn} = E_m - E_n$  (en eV) (remarque : nous considérons la différence  $m \rightarrow n$  la plus importante).  $K_c$  est un coefficient collisionnel<sup>21</sup>.

$$K_c = \frac{5}{8} \pi^{1/2} \left( \frac{\alpha_f}{a_0 E_H} \right)^3 \sqrt{\frac{k}{E_H}} \quad (\text{II-10})$$

$k$  est la constante de Boltzmann (en eV.K<sup>-1</sup>),  $\alpha_f$  est la constante de structure fine,  $a_0$  est le rayon de Bohr et  $E_H$  le potentiel d'ionisation de l'hydrogène (en eV).

Nous verrons plus loin que ce critère est vérifié pour les plasmas de soudure qui nous intéressent. D'autres modèles d'équilibre existent : le modèle coronal, le modèle collisionnel-radiatif, par exemple.

### II.1.3.2. Loi de Maxwell.

La loi de Maxwell donne le nombre de particules d'une espèce à la température  $T$ , dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v + dv$ . Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{dN}{N} = \underbrace{\left( \frac{m}{2 \pi k T} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{-m v^2}{2 k T} \right)}_{f(v)} 4 \pi v^2 dv \quad (\text{II-11})$$

$N$  est le nombre total de particules et  $m$  la masse d'une particule.

$f(v)$  est la fonction de distribution des vitesses.

### II.1.3.3. Loi de Boltzmann.

La loi de Boltzmann est importante pour la suite de notre étude. Cette loi donne le rapport des populations (ou densités) de deux niveaux 'm' et 'n' d'un atome ou d'un ion. Nous l'exprimons à l'aide des poids statistiques,  $g_m$  et  $g_n$ , et des énergies internes -  $\chi_m$  et -  $\chi_n$ .

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp\left( \frac{\chi_m - \chi_n}{k T} \right) \quad (\text{II-12})$$

avec  $\chi_m - \chi_n = -E_m + E_n$  il vient :

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp\left( \frac{-(E_m - E_n)}{k T} \right) \quad (\text{II-13})$$

-  $\chi_m$  et -  $\chi_n$  sont les valeurs de l'énergie interne comptées à partir de la limite du continu pour lequel nous prenons  $\chi_\infty = 0$ . En pratique, nous utiliserons  $E_m$  et  $E_n$ , les énergies comptées à partir du niveau fondamental de la particule.

Nous cherchons à déterminer la population d'un niveau 'm' en fonction de l'ensemble des particules :  $N = \sum_i N_i$ . Soit la fonction de partition  $Z(T)$ , <sup>22</sup>.

$$Z(T) = \sum_i g_i \exp\left(\frac{-E_i}{k T}\right) \quad (\text{II-14})$$

La loi de Boltzmann s'écrit alors :

$$\frac{N_m}{N} = \frac{g_m}{Z(T)} \exp\left(\frac{-E_m}{k T}\right) \quad (\text{II-15})$$

Le calcul des fonctions de partition est abordé dans la suite de cette étude. Il permet d'effectuer des simulations numériques sur les caractéristiques d'un plasma en fonction de la température. Si la température du milieu considéré est suffisamment basse,  $Z(T) = g_1$ . Pour les températures plus élevées, les niveaux supérieurs de la particule sont peuplés et la fonction  $Z(T)$  est divergente. Le coefficient  $g_m$  croît avec le nombre quantique principal à mesure que  $m$  tend vers l'infini et que l'on s'approche du potentiel d'ionisation  $E_\infty$ . La convergence de  $Z(T)$  vient du fait que les éléments d'un plasma ne sont pas indépendants. Les particules voisines influencent fortement la population des niveaux supérieurs d'un atome ou d'un ion. Ainsi, la somme des  $g_i \exp\left(\frac{-E_i}{k T}\right)$  est tronquée à partir d'une valeur maximale de l'énergie  $E_{\max}$ . La condition sur  $E_{\max}$  est donnée par Griem<sup>20</sup>.

$$E_{\max} \leq E_\infty - \Delta E_\infty \quad (\text{II-16})$$

L'expression théorique de  $\Delta E_\infty$  est donnée par la théorie de Debye sur le comportement des particules (chargées ou non) dans un plasma. A l'équilibre, un plasma contient des atomes

neutres, des électrons et des ions. Nous considérons que les particules n'interagissent pas, si ce n'est lors des collisions nécessaires à cet équilibre. En conséquence, les particules chargées sont entourées par des particules de charges opposées (nuage).

Nous définissons un nombre caractéristique  $\rho_D$  (rayon de Debye) caractérisant la distance entre une charge et les charges qui l'entourent.

$$\rho_D = \left[ \frac{\epsilon_0 k T}{e^2 (N_e + \sum_{z \text{ ionisations}} z^2 N_z)} \right]^{1/2} \quad (\text{II-17})$$

L'énergie associée à l'électron ou à l'ion est donnée par :

$$E_z = \frac{-z^2 e^2}{8 \pi \epsilon_0 \rho_D} \quad (\text{II-18})$$

avec  $z$  : nombre de charges,

$e$  : charge de l'électron (C),

$\epsilon_0$  : constante diélectrique dans le vide,  $\epsilon_0 = 8,8596 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ ,

$\rho_D$  : rayon de Debye.

Si l'on étudie l'ionisation puis la recombinaison d'un atome ou d'un ion au sein du plasma, on peut faire le bilan énergétique suivant:

$$-(E_\infty^{z-1}) + (-E_z - E_1) + (E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1}) - (E_{z-1}) = 0$$

où  $-(E_\infty^{z-1})$  : énergie nécessaire pour ioniser la particule,

+  $(-E_z - E_1)$  : énergie cédée par le plasma à l'ion et à l'électron du fait de la polarisation,

+  $(E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1})$  : énergie cédée au milieu lors de la recombinaison de l'électron et de l'ion,

-  $(E_{z-1})$  : énergie nécessaire pour extraire la particule du plasma.



On peut donc définir la valeur théorique de  $\Delta E_{\infty}^{z-1}$ :

$$\Delta E_{\infty}^{z-1} = E_{z-1} - E_z - E_1 = \frac{z e^2}{4 \pi \epsilon_0 \rho_D} \quad (\text{II-19})$$

$\Delta E_{\infty}^{z-1}$  dépend de T et des densités électronique et ioniques. Le problème est donc complexe puisque les différents paramètres de calcul sont liés entre eux. Il est cependant possible d'effectuer des simplifications en ne tenant compte que des interactions prépondérantes.

On décrira deux types de correction du potentiel d'ionisation : la correction d'Unsöld et la correction de Debye qui tient compte du premier état d'ionisation du plasma.

*Correction d'Unsöld:*

Cette correction, due aux plus proches voisins, s'énonce sous la forme suivante<sup>23</sup>:

$$\Delta E_{\infty}^{z-1} \approx 3 z \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0} \left( \frac{4 \pi N_e}{3} \right)^{1/3} \quad (\text{II-20})$$

soit

$$\Delta E_{\infty}^{z-1} \approx 1,1156 \cdot 10^{-27} z N_e^{1/3}$$

Ce type de correction n'est pas applicable dans tous les cas et n'est en général pas fiable aux températures élevées ( $T > 10000$  K). Elle reste cependant facile à mettre en œuvre car elle ne dépend que de  $N_e$ . C'est donc une méthode intéressante pour réaliser une première approximation.

*Correction de Debye:*

Dans le cas nous intéressant, celui d'un plasma d'acier inoxydable et à nos températures de travail, le plasma est essentiellement constitué de particules neutres, d'électrons et d'atomes ionisés une fois. L'équation de neutralité électrique s'écrit sous la forme:

$$N_e = N_1$$

Donc, l'équation (II-17) peut se simplifier et s'écrire:

$$\rho_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T}{2 N_e e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II-21})$$

D'après (II-19), il vient alors:

$$\Delta E_\infty^{z-1} \approx \frac{z e^3}{4 \pi \epsilon_0} \left( \frac{2 N_e}{\epsilon_0 k T} \right)^{1/2} \quad (\text{II-22})$$

soit,

$$\Delta E_\infty^{z-1} \approx 4.7137.10^{-30} z \left( \frac{N_e}{T} \right)^{1/2}$$

Du fait de la condition initiale que l'on a fixée, cette méthode est, elle aussi, facile à mettre en œuvre et donne de bons résultats.

#### II.1.3.4. Loi de Saha.

La loi de Saha permet de déterminer le degré d'ionisation d'un milieu en équilibre thermodynamique. Elle donne le rapport des populations d'un élément dans deux états d'ionisation successifs <sup>24</sup>.

$$\frac{N_z N_e}{N_{z-1}} = 2 \frac{Z_z(T)}{Z_{z-1}(T)} \frac{(2 \pi m k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-(E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1})}{k T}\right) \quad (\text{II-23})$$

- où  $N_z$  est la densité dans l'état d'ionisation  $z$ ,  
 $Z_z(T)$  est la fonction de partition de l'état  $z$ ,  
 $N_e$  est la densité électronique,  
 $E_\infty^{z-1}$  est le potentiel d'ionisation de l'état  $z-1$  à l'état  $z$ ,  
 $\Delta E_\infty^{z-1}$  est la correction sur le potentiel d'ionisation,  
 $m$  est la masse d'une particule,  
 $h$  est la constante de Planck et  $k$  est la constante de Boltzmann.

## II.2. Intensité et profil d'une raie d'émission.

### II.2.1. Intensité d'une raie d'émission.

Dans le cas des plasmas optiquement minces, supposés en équilibre thermodynamique local, une relation simple donne l'intensité  $I_{mn}$  d'une raie d'émission. Celle-ci est proportionnelle à la densité  $N_m$  du niveau supérieur de la transition  $m \rightarrow n$  et à la probabilité  $A_{mn}$ <sup>17</sup> :

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h \nu_{nm} \quad (\text{II-24})$$

La connaissance de l'intensité absolue d'une raie d'émission et de la densité  $N_m$  rend possible la détermination des caractéristiques du plasma. En combinant l'équation II-24 à celle de Boltzmann II-15, nous calculons la température du milieu.

### II.2.2. Profil d'une raie d'émission.

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

collisions (de type Van der Waals) et l'élargissement Stark. Ces effets peuvent être combinés, alors la convolution de plusieurs profils est observée.

### II.2.2.1. Largeur naturelle.

Un atome dans un état excité 'm' a une certaine durée de vie  $\tau_m$ . La mesure de l'énergie  $E_m$  du niveau 'm' doit se faire dans un temps inférieur à  $\tau_m$ . Le principe d'Heisenberg donne la valeur de l'intervalle énergétique  $\Delta E_m$  associé à ce niveau <sup>17</sup>.

$$\Delta E_m = \frac{h}{2 \pi \tau_m} \quad (\text{II-25})$$

Sachant que  $h \nu_{nm} = E_m - E_n$ , pour la transition  $m \rightarrow n$ , il existe une certaine dispersion des fréquences autour de  $\nu_{nm}$ . Soit  $\Delta \lambda_N$ , la largeur naturelle.

$$\Delta \lambda_N = \frac{\frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_n}}{2 \pi} \quad (\text{II-26})$$

La largeur naturelle est souvent très faible. On la négligera devant les autres causes d'élargissement. Le profil de la raie d'émission  $h(x)$  correspondant est de type lorentzien (Figure II.2.2.1.). Il vérifie :

$$h(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{x^2 + \delta^2} \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) dx = 1 \quad (\text{II-27})$$

avec

$$\delta = \frac{\Delta \lambda_N}{2} \quad \text{et} \quad x = \nu - \nu_{mn} \quad (\text{II-28})$$

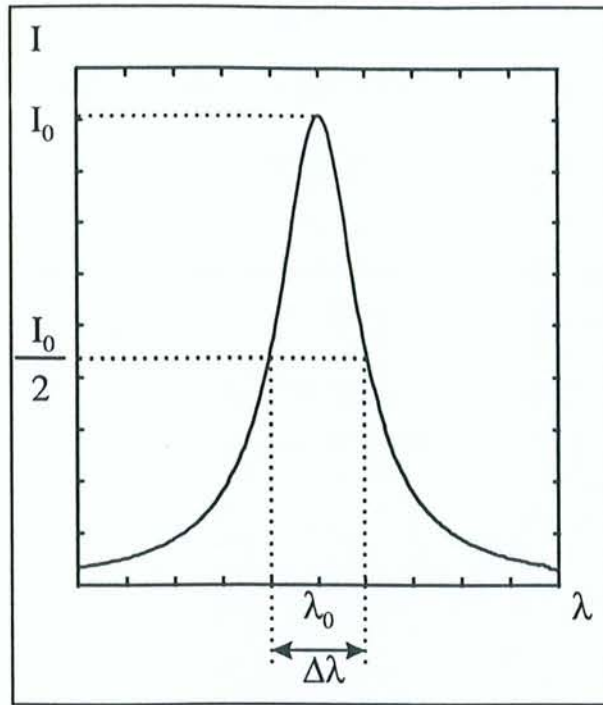


Figure II.2.2.1.

### II.2.2.2. Elargissement dû à l'effet Doppler statistique.

Ce type d'élargissement est caractéristique des plasmas peu denses et de températures élevées. Un atome au repos émet un rayonnement à la fréquence  $\nu_0$ , cet atome en mouvement émettra un rayonnement de fréquence  $\nu_0'$ . Ce décalage en fréquence est l'élargissement Doppler statistique. Il vaut :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (\text{II-29})$$

où  $m$  est la masse en unité de masse atomique (u.m.a.).

Remarque :  $1 \text{ u.m.a.} = 1,6597 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Le profil  $g(x)$  de la raie d'émission est de type gaussien. Il vérifie les conditions suivantes :

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\beta} \exp\left(\frac{-x^2}{\beta^2}\right) \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) dx = 1 \quad (\text{II-30})$$

$$\text{avec } \beta = \Delta v_D \quad \text{et} \quad x = v - v_{\min} \quad (\text{II-31})$$

### II.2.2.3. Elargissement dû à l'effet Stark.

Un atome excité rayonne lors de transitions électroniques. Si cet atome entre en collision avec d'autres particules, la durée de vie de l'état excité va diminuer et, par conséquent, la largeur de la raie augmenter (II-26). Trois types de collisions peuvent être observés : les chocs entre atomes neutres, les chocs faisant intervenir un atome neutre et une particule chargée et les chocs entre particules chargées. Si les perturbateurs sont des atomes neutres, les forces agissant sur l'atome sont de type Van der Waals. Nous négligeons l'élargissement dû à ce type d'interaction ; en effet, il est en général très faible devant l'effet Stark.

Si les perturbateurs sont des particules chargées (ions ou électrons), ils créent au voisinage de l'atome excité un champ électrique qui modifie les niveaux d'énergie de l'atome rayonnant. On tient compte de deux paramètres d'élargissement :  $\alpha$ , pour les ions et  $w$ , pour les électrons. Wiese<sup>25</sup> donne une relation empirique pour calculer l'élargissement dû à l'effet Stark  $\Delta\lambda_s$  ( $\Delta\lambda_s$  en Å)<sup>26</sup> :

$$\Delta\lambda_s = 2 \left[ 1 + 1,75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha \left( 1 - 0,068 \frac{N_e^{1/6}}{T^{1/2}} \right) \right] w 10^{-16} N_e \quad (\text{II-32})$$

L'effet dû aux ions est souvent négligé devant celui dû aux électrons, ainsi :

$$\Delta\lambda_s = 2 w 10^{-16} N_e \quad (\text{II-33})$$

Le profil de Stark est de type lorentzien. Il vérifie donc la relation (II-27) avec le paramètre  $\delta$  tel que :  $\delta = \Delta\lambda_s$ .

### II.2.3. Profils composés.

Les différents effets susceptibles d'élargir les raies d'émission peuvent intervenir simultanément. Les profils correspondants obéissent alors à la loi de composition. Soient  $f(x)$  et  $t(x)$  deux fonctions caractérisant la distribution d'intensité pour deux effets d'élargissement indépendants. Le profil  $F(x)$  résultant est obtenu en calculant l'intégrale :

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-y) t(y) dy \quad (\text{II-34})$$

On distingue les compositions suivantes : deux profils de Gauss, deux profils de Lorentz et un profil de Gauss avec un profil de Lorentz.

#### II.2.3.1 Profil Gauss-Gauss.

La convolution de deux profils de Gauss donne un profil de Gauss. Considérons, par exemple, l'élargissement d'une raie induit par la fente d'entrée du spectromètre. Cette fonction d'appareil est généralement assimilée à une gaussienne  $g_1(x)$ . Si le milieu observé par le dispositif de mesure est dominé par le processus de l'élargissement Doppler statistique, l'intensité des raies sera répartie suivant une loi de Gauss  $g_2(x)$ . La convolution des deux profils  $g_1(x)$  et  $g_2(x)$  caractérisés par les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  produit une gaussienne  $G(x)$  de paramètre  $\beta$  vérifiant l'équation précédente (II.34) et telle que :

$$\beta^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2 \quad (\text{II-35})$$

#### II.2.3.2. Profil Lorentz-Lorentz.

Si  $l_1(x)$  et  $l_2(x)$  sont deux fonctions de Lorentz de paramètre  $\delta_1$  et  $\delta_2$ , alors  $L(x)$ , le produit de convolution de  $l_1(x)$  avec  $l_2(x)$ , est une fonction de Lorentz de paramètre  $\delta$ .  $L(x)$  vérifie l'équation (II.34) et le paramètre  $\delta$  vaut :

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 \quad (\text{II-36})$$

### II.2.3.3. Profil Gauss-Lorentz.

La convolution d'un profil de Gauss  $g(x)$  et d'un profil de Lorentz  $l(x)$  est un profil de Voigt,  $V(x)$ . Le profil de Voigt est défini par l'intégrale :

$$V(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta}{\beta (y^2 + \delta^2)} \exp\left(-\frac{(x-y)^2}{\beta^2}\right) dy \quad (\text{II-37})$$

Dans ce cas, il n'existe pas de relation simple reliant le profil de Voigt aux paramètres  $\beta$  et  $\delta$ . Aussi, nous avons calculé numériquement l'intégrale  $V(x)$ . Dans ce calcul, les fonctions  $g(x)$  et  $l(x)$  sont normées. Nous exprimons les largeurs à mi-hauteur des profils de Gauss et de Lorentz en fonction de la largeur à mi-hauteur du profil de Voigt.

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{Gauss}}}{\Delta\lambda_{\text{Voigt}}} = f\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{Lorentz}}}{\Delta\lambda_{\text{Voigt}}}\right) \quad (\text{II-38})$$

La fonction  $f$  est représentée sur la figure II.2.3.1.

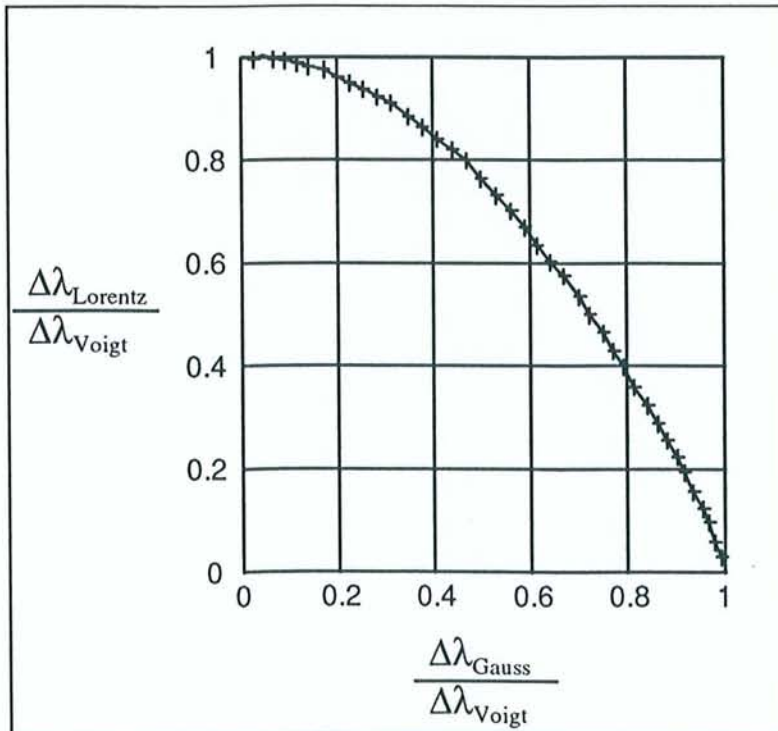


Figure II.2.3.1. : Déconvolution d'un profil de Voigt



Dans le cas du soudage laser, l'effet d'élargissement prépondérant dans le plasma est l'effet Stark. L'appareillage provoque un élargissement de type gaussien. Le calcul de la densité électronique étant basé sur la mesure de l'élargissement des raies par effet Stark, on doit déconvoluer les raies d'émission observées avec la méthode précédente.

### II.3. Propriétés optiques des plasmas.

#### II.3.1. Approche globale.

Les propriétés optiques d'un plasma sont déterminées par le calcul de l'indice complexe  $\hat{n}$  du milieu. Cet indice dépend de la pulsation de l'onde incidente  $\omega$ , de la fréquence de plasma  $\omega_p$  (I-5) et de la fréquence de collision des électrons  $\omega_e$ .

$$\hat{n}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i \omega_e)} \quad (\text{II-39})$$

$$\text{avec } \omega = \frac{2 \pi c}{\lambda} \quad (\text{II-40})$$

Pour la longueur d'onde du laser Nd :YAG, nous avons  $\omega_{\text{Nd:YAG}} = 1,776 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ .

La fréquence de collision des électrons est la somme des fréquences de collision : électron-atome neutre et électron-ion. On la calcule pour chacune des espèces 's' présentes dans le plasma.

$$\omega_e = \sum_{s:\text{espèces}} \left( \omega_{e-a,s} + \sum_{z:\text{états ionisés}} \omega_{e-iz,s} \right) \quad (\text{II-41})$$

Selon Tannenbaum<sup>27</sup>, la fréquence de collision entre un électron et un atome neutre  $\omega_{e-a,s}$  s'exprime :

$$\omega_{e-a,s} = \frac{8 (2 \pi)^{3/2}}{3 \sqrt{m_e}} (k T_e)^{1/2} N_{a,s} D_{\sigma,s}^2 \quad (\text{II-42})$$

où  $N_{a,s}$  est la densité de l'élément  $s$  à l'état neutre,

$D_{\sigma,s}$  est un paramètre de collision relatif au rayon de la particule mise en jeu lors du choc. Pour le fer,  $D_{\sigma,s} = 1,26 \cdot 10^{-10}$  m.

$\omega_{e-iz,s}$  est la fréquence de collision entre un atome neutre et un ion. Mitchner<sup>28</sup> propose la formulation suivante de  $\omega_{e-iz,s}$ .

$$\omega_{e-iz,s} = \frac{z^2 e^4 N_{iz,s}}{3 \epsilon_0^2 \sqrt{m_e} (2 \pi k T)^{3/2}} \ln(\Lambda) \quad (\text{II-43})$$

$\ln(\Lambda)$  est le logarithme de Coulomb.  $\Lambda$  est le rapport du rayon de Debye (dans sa forme simplifiée (II-21)) et du paramètre d'impact  $P_{oc}$  du choc électron-ion.

$$\Lambda = \frac{\rho_D}{P_{oc}} \quad \text{soit} \quad \Lambda = \frac{12 \pi (\epsilon_0 k T)^{3/2}}{z e^3 \sqrt{N_e}} \quad (\text{II-44})$$

Pour calculer le coefficient d'absorption  $\alpha$  dans le panache, nous utilisons la partie imaginaire de l'indice complexe  $\hat{n}$ .

$$\alpha = \frac{4 \pi \text{Im}(\hat{n})}{\lambda} \quad (\text{II-45})$$

Nous calculons, dans la suite de cette étude, les indices optiques d'un plasma complexe, constitué de vapeurs métalliques (fer, chrome, nickel, ...) et d'un gaz (argon, azote ou hélium). Nous déterminons les densités de chaque espèce : neutres et ionisées. Le calcul du coefficient d'absorption et de l'indice de réfraction est donné en fonction de la température.

### II.3.2. Absorption par Bremsstrahlung Inverse (B.I.).

Dans le cas des plasmas de soudage, l'absorption due au mécanisme de Bremsstrahlung Inverse peut être importante. Le processus du B.I. (ou rayonnement de freinage) est lié à la

présence d'électrons libres dans le plasma. Il démarre quand la densité minimale d'électrons libres dans le milieu est atteinte. Ce seuil dépend du matériau et de la source laser.

Un électron libre oscille dans le champ électrique créé par le faisceau laser et son énergie augmente par absorption de photons. Ces électrons de haute énergie peuvent entrer en collision avec les atomes environnants et les ioniser. Il y a alors création d'un électron libre supplémentaire qui va renforcer le processus (effet d'avalanche). Lors du passage à proximité d'un ion, un électron peut être éjecté du champ électrique. Il libère alors son énergie d'oscillation sous forme d'énergie thermique : le rayonnement de freinage. Nous observons un échauffement rapide et une forte ionisation du plasma. Le coefficient d'absorption devient important<sup>29, 30</sup>.

Nous exprimons le coefficient d'absorption par B.I.,  $\alpha_{B.I.}$ <sup>31</sup> :

$$\alpha_{B.I.} = \frac{N_e N_{iz} z^2 e^6 \left( 1 - \exp\left(\frac{-\hbar \omega}{k T_e}\right) \right)}{6 \sqrt{3} n \varepsilon_0^3 c \hbar \omega^3 m_e^2} \left( \frac{m_e}{2 \pi k T_e} \right)^{1/2} \bar{g} \quad (II-46)$$

où  $\hbar = \frac{h}{2 \pi}$ ,

$n = \text{Re}(\hat{n})$ , en général on pose  $n \approx 1$  ; c'est une hypothèse convenable que nous vérifions par le calcul de  $\hat{n}$  à l'aide de la méthode précédente.

$\bar{g}$  est le facteur de Gaunt.

L'équation (II-46) n'est pas simple à utiliser et le facteur de Gaunt  $\bar{g}$  est difficile à évaluer. On dispose de plusieurs approximations de  $\bar{g}$  dans le cas de températures très élevées, proches de celles rencontrées dans les plasmas de fusion ou dans les atmosphères stellaires. L'expression littérale de  $\bar{g}$  dérive de la mécanique quantique ; elle a été donnée par Sommerfeld (1935)

<sup>32, 33</sup>.

$$\bar{g}(\eta, \eta') = \frac{\sqrt{3} \pi x \frac{d}{dx} (|F(i\eta, i\eta', 1; x)|)}{(\exp(2 \pi \eta) - 1) (1 - \exp(-2 \pi \eta'))} \quad (II-47)$$

avec  $F(\alpha, \beta, \gamma; x)$  la fonction hypergéométrique,  
 $\eta$  le nombre de Sommerfeld.

$$F(\alpha, \beta, \gamma; x) = 1 + \frac{\alpha \beta}{\gamma} \frac{x}{1!} + \frac{\alpha (\alpha + 1) \beta (\beta + 1)}{\gamma (\gamma + 1)} \frac{x^2}{2!} + \dots \quad (\text{II-48})$$

$$\eta = \frac{z e^2}{\hbar v} \quad (\text{II-49})$$

$v$  est la vitesse de l'électron.

$\eta$  est représentatif de l'état initial et  $\eta'$  de l'état final de l'interaction électron-ion.

Metzbower<sup>34</sup> propose une formulation plus pratique du facteur de Gaunt qui ne dépend que de la température et de la fréquence de l'onde.

$$\bar{g}(\omega, T_e) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[ \left( \frac{2}{\gamma_g} \right)^{5/2} \left( \frac{k T_e}{m_e} \right)^{3/2} \left( \frac{4 \pi \epsilon_0 m_e}{z e^2 \omega} \right) \right] \quad (\text{II-50})$$

où  $\gamma_g$  est la constante d'Euler Mascheroni ;  $\gamma_g = 1,781$

Plusieurs autres études ont permis d'estimer le facteur  $\bar{g}$ . On retiendra les deux résultats suivants, utilisables dans le cas du soudage laser (Nd :YAG et CO<sub>2</sub>)<sup>35</sup>.

Pour  $\lambda=1,06 \mu\text{m}$  :

$$\bar{g}_{\text{Nd:YAG}} = \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^a + b \quad (\text{II-51})$$

$$\text{où} \quad \begin{cases} T_0 = 206400 \text{ K} \\ a = 0,459 \\ b = 0,917 \end{cases}$$

Pour  $\lambda=10,6 \mu\text{m}$  :

$$\bar{g}_{\text{CO}_2} = \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^a \quad (\text{II-52})$$

où  $\begin{cases} T_0 = 2116 \text{ K} \\ a = 0,227 \end{cases}$

Des calculs du coefficient d'absorption par Bremsstrahlung Inverse ont été effectués (chapitre V. §V.3.2.).

**CHAPITRE III :**

**Spectroscopie et méthodes expérimentales.**

## CHAPITRE III :

### **Spectroscopie et méthodes expérimentales.**

#### **III.1. Spectroscopie d'émission d'un plasma.**

Faire le diagnostic spectroscopique d'un plasma, c'est déterminer, à l'aide de raies d'émission ou d'absorption d'un spectre atomique ou moléculaire, la température et les densités des éléments présents dans le milieu.

Les méthodes diffèrent suivant les plasmas à caractériser. La température d'un plasma évolue de quelques centaines à plusieurs millions de degrés Celsius (pour la fusion nucléaire par exemple). Dans le cas des plasmas de soudage, le diagnostic spectroscopique est réalisé à partir du spectre d'émission observé lors de la création du panache à la surface de la pièce soudée.

Le calcul de la température est basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann pour un certain nombre de transitions électroniques. La densité électronique du plasma est obtenue, dans ce chapitre, par la mesure de l'élargissement par effet Stark d'une raie du fer.

##### III.1.1. Température électronique.

Le signal émis par le panache lors du soudage laser est recueilli par un détecteur multicanal, constitué de photodiodes en silicium. Ce détecteur ne peut pas être facilement étalonné pour les gammes de températures mesurées (de 3000 K à 7000 K). Il est donc impossible d'estimer la température du milieu par la seule connaissance de l'intensité absolue d'une raie d'émission.

Aussi, la température électronique du milieu est obtenue par la méthode dite de la 'droite de Boltzmann'. Cette technique utilise l'intensité relative de plusieurs raies du spectre d'émission et la loi de Boltzmann. En associant les équations (II-15) et (II-24), la transition  $m \rightarrow n$  s'écrit :

$$N_m = \frac{g_m N}{Z(T)} \exp\left(\frac{-E_m}{k T}\right) = \frac{I_{mn}}{A_{mn} h \nu_{nm}} \quad (\text{III-1})$$

$$\text{d'où} \quad \ln\left(\frac{I_{mn} \lambda_{mn}}{g_m A_{mn}}\right) = \frac{-E_m}{k T} + \ln(\text{Cte}) \quad (\text{III-2})$$

$$\text{avec} \quad \text{Cte} = \frac{Z(T)}{N h c}$$

Nous considérons plusieurs transitions électroniques et nous traçons la droite  $\ln\left(\frac{I_{mn} \lambda_{mn}}{g_m A_{mn}}\right)$  en

fonction de  $E_m$ . La pente de cette droite est égale à  $\frac{-1}{k T}$  ; nous en déduisons la valeur de  $T$ .

Pour que le calcul de la température soit précis, les raies d'émission choisies doivent valider un critère sur les potentiels supérieurs des transitions. Pour deux raies de longueurs d'onde,  $\lambda_{mn}$  et  $\lambda_{pq}$ , on doit avoir :

$$E_m - E_p > k T \quad (\text{III-3})$$

Remarque : Les raies d'émission choisies doivent appartenir au même élément dans un état d'ionisation donné.

Le calcul de  $T$  peut aussi se faire avec deux raies d'émission d'un même élément dans deux états d'ionisation successifs en utilisant la loi de Saha II-23 (en fixant  $z = 1$ ) et la relation III-1 pour l'état neutre et le premier état d'ionisation. Il est cependant nécessaire de connaître la densité électronique du milieu.



$$\text{d'où} \quad \frac{I_{m'n'}}{I_{mn}} = \frac{2}{N_e} \frac{\lambda_{mn} g_{m'} A_{m'n'}}{\lambda_{m'n'} g_m A_{mn}} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-(E_{m'} - E_m + E_\infty)}{k T}\right) \quad (\text{III-4})$$

avec  $I_{m'n'}$ ,  $g_{m'}$ ,  $\lambda_{m'n'}$ ,  $A_{m'n'}$  et  $E_{m'}$  les paramètres caractérisant la transition  $m' \rightarrow n'$  de l'atome ionisé,

$I_{mn}$ ,  $g_m$ ,  $\lambda_{mn}$ ,  $A_{mn}$  et  $E_m$ , les paramètres de la transition  $m \rightarrow n$  de l'atome neutre.

Cette méthode est intéressante ; elle permet d'obtenir plus de précision sur le calcul de la température car le potentiel d'ionisation s'ajoute à la différence entre les deux niveaux supérieurs des transitions.

Nous utilisons des raies d'émission du fer ou du chrome pour déterminer la température des plasmas de soudage. Les caractéristiques de ces raies sont données dans le chapitre suivant (§IV.3).

### III.1.2. Densités électroniques.

Deux méthodes peuvent être appliquées pour déterminer la densité électronique d'un plasma. La première est basée sur l'étude du profil des raies. La seconde utilise la loi de Saha.

#### *Etude du profil d'une raie d'émission.*

Le diagnostic spectroscopique s'appuie sur l'analyse des diverses causes d'élargissement des raies du spectre atomique. Nous avons vu (§ II.2.2.) qu'il existe trois mécanismes :

- l'élargissement naturel,
- l'élargissement Doppler statistique,
- l'élargissement collisionnel (effet Stark).

Généralement, l'élargissement naturel, très faible ( $\Delta\lambda_N < 10^{-3}$  nm), est négligeable. Les deux autres effets ; Doppler et Stark, sont donc caractéristiques du profil observé.

L'effet Doppler statistique s'exprime simplement (II-29). Le calcul de la température électronique du milieu nous donne  $\Delta\lambda_D$ . Dans le cas d'un plasma de fer, à la longueur d'onde  $\lambda = 583,3 \text{ nm}$ , nous avons :

$$3500 \text{ K} < T_e < 7000 \text{ K} \Rightarrow 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ nm} < \Delta\lambda_D < 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ nm} \quad (\text{III-5})$$

L'élargissement, dû à l'effet Stark, est proportionnel à la densité électronique du milieu (II-33). Le coefficient de Stark  $w$  dépend de la température. Il a été récemment étudié par Lessage<sup>36</sup>. Ses caractéristiques sont les suivantes :

$$\begin{cases} 6600 \text{ K} < T_e < 14000 \text{ K} \\ 0,4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} < N_e < 5,4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \end{cases} \Rightarrow 2 \cdot 10^{-3} \text{ nm} < w < 150 \cdot 10^{-3} \text{ nm} \quad (\text{III-8})$$

L'effet Stark semble être dominant. Pour effectuer le calcul de  $w$ , nous utilisons une raie du fer neutre à  $\lambda = 538,33 \text{ nm}$ . Celle-ci se situe dans la gamme de longueurs d'onde des raies observées pour déterminer la température. Wiese<sup>37</sup> donne l'évolution de  $w$  en fonction de  $N_e$  et  $T_e$  pour d'autres raies d'émission du fer ; toutefois, la précision des résultats obtenus est moindre.

Remarque : Le diagnostic spectroscopique ne peut être appliqué qu'aux raies d'émission formées dans un milieu optiquement mince. Dans le cas contraire, le profil des raies est déformé. Les raies sont 'auto-absorbées'.

#### *Utilisation de la loi de Saha.*

Le calcul de  $N_e$  par cette technique n'est réalisable que dans les plasmas suffisamment ionisés dans lesquels il est possible d'observer des raies correspondant à deux états différents. Dans ce cas, à partir de la loi de Saha et de l'intensité d'une raie d'émission,  $N_e$  est exprimé grâce à la relation (III-6) pour les deux transitions  $m \rightarrow n$  et  $m' \rightarrow n'$ .

Dans le cas du soudage avec un laser Nd :YAG, cette méthode de calcul n'est pas applicable. Nous n'avons pas observé de raies correspondant à un élément ionisé dans les spectres d'acier inoxydable.

## III.2 Montages spectroscopiques.

### III.2.1. Dispositif expérimental.

Deux dispositifs spectroscopiques ont été utilisés pour les manipulations. Ils se composent d'un élément central et d'un spectromètre. Le détecteur P.D.A. (Photo Diode Array) du premier dispositif nous permet d'effectuer l'acquisition d'un spectre en fonction de la longueur d'onde. Ce système a été essentiellement utilisé pour faire le diagnostic spectroscopique du plasma. Le second montage est équipé d'un détecteur P.M.T. (Photo Multiplicateur Tube) avec lequel nous mesurons le signal émis en fonction du temps. L'analyse en temps réel des défauts de soudage est alors possible. L'ensemble du dispositif spectroscopique est détaillé sur la figure III.2.1.

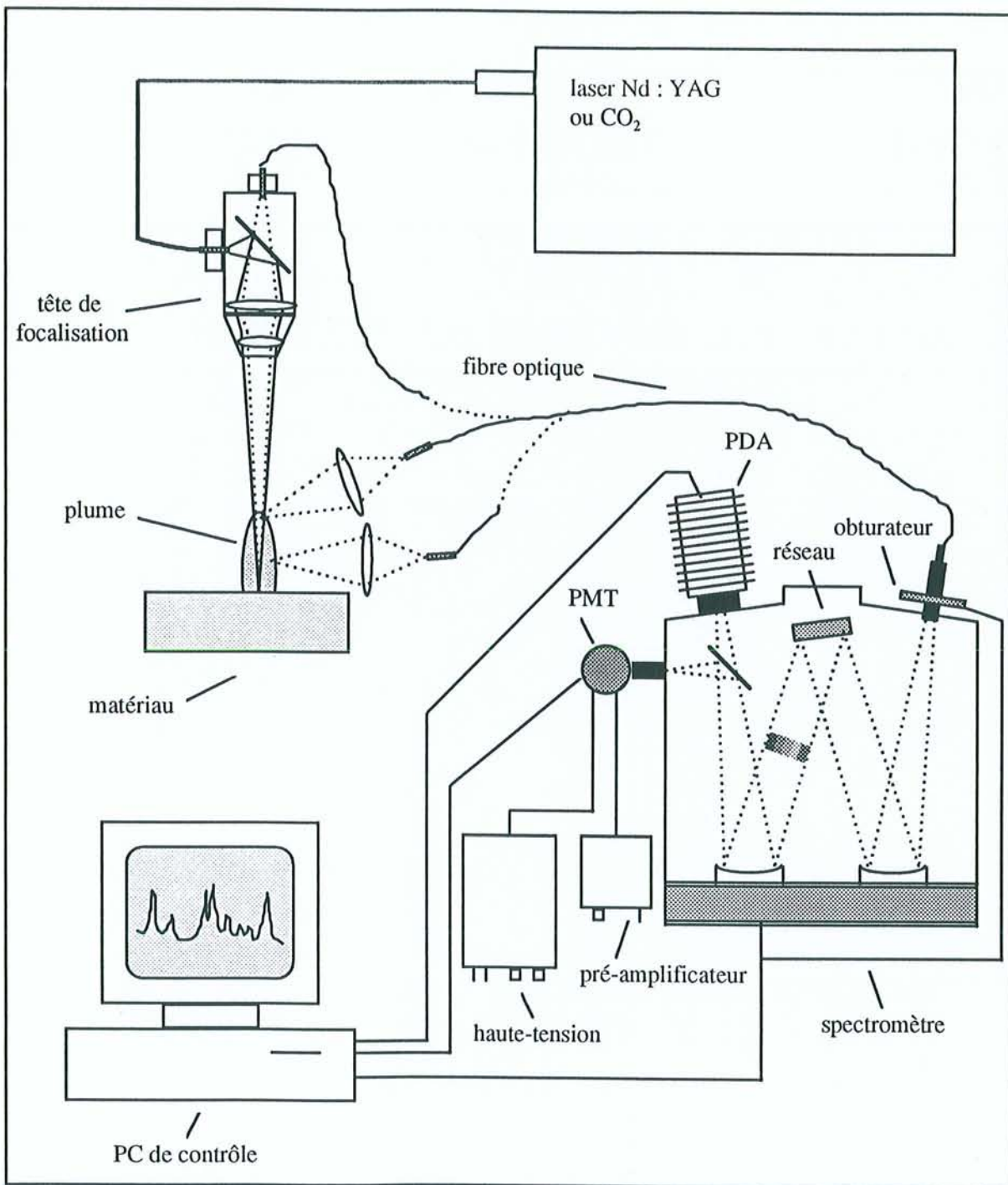


Figure III.2.1. Montage expérimental.

### III.2.2. Le spectromètre.

Notre spectromètre est le modèle HR 460 de la marque Jobin-Yvon. La distance focale de cet appareil est de 460 mm. Il est équipé d'une fente d'entrée, d'un réseau à deux faces (1800 traits/mm et 150 traits/mm), d'un miroir de sortie orientable, d'un détecteur P.D.A. en

sortie axiale et d'un tube photomultiplicateur en sortie latérale. L'ensemble du dispositif est piloté par le logiciel Spectramax.

Le système dispersif est un réseau holographique à deux faces (de dimension  $76 \times 76 \text{ mm}^2$ ) monté sur une tourelle. Le réseau de 150 traits/mm permet d'étudier un spectre de 0 à  $2,5 \mu\text{m}$ . Sa résolution est faible ; il est néanmoins utile pour avoir en une acquisition un aperçu global du spectre d'émission dans le visible. Le réseau de 1800 traits/mm est utilisable pour la plage de longueurs d'onde allant de 0 à 860 nm. Avec ce réseau, la dispersion de notre système est de  $9,4 \text{ \AA/mm}$  à la longueur d'onde 500 nm. Chaque pixel de la barrette du P.D.A. a une largeur de  $25 \mu\text{m}$ . Dans ces conditions, la résolution du spectromètre est de  $0,235 \text{ \AA}$ .

Lors des manipulations, la fente d'entrée du spectromètre est ouverte à  $32 \mu\text{m}$ . Pour cette ouverture, nous conservons une bonne résolution des raies observées avec un flux d'énergie suffisant détecté.

Le miroir de sortie peut pivoter afin d'éclairer la sortie latérale du spectromètre et le tube photomultiplicateur. Lors de l'utilisation habituelle du dispositif, il est rabattu et le flux lumineux dispersé éclaire la barrette de photodiodes du détecteur P.D.A.. La sortie latérale est équipée d'une fente de largeur réglable. Le spectromètre est transformé en monochromateur.

Une fibre optique est placée à l'entrée du spectrographe. Le faisceau est focalisé sur la fente d'entrée. L'autre extrémité est disposée de telle sorte que l'on puisse observer différents points du panache. Un système de focalisation permet de recueillir le rayonnement émis lors du soudage. Il s'agit d'un doublet de lentilles (plan-concave et convexe-plan) dont les caractéristiques sont détaillées sur la figure III.2.2.1.

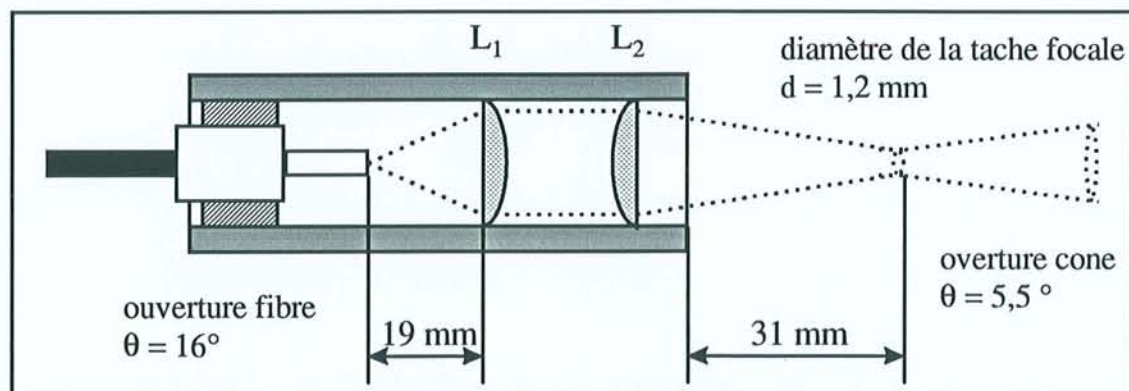


Figure III.2.2.1. : Optique de focalisation de la fibre du spectromètre.

$$\begin{cases} L_1 \text{ de focale } 19 \text{ mm} \\ L_2 \text{ de focale } 38 \text{ mm} \end{cases}$$

La distance de travail est alors de 31 à 35 mm.

Dans le cadre des expérimentations à FRAMATOME, nous avons aussi utilisé un autre montage pour observer le panache. Le rayonnement Nd : YAG (à 1,06  $\mu\text{m}$ ) est amené par une fibre optique à l'entrée latérale de la tête de soudage et il est renvoyé par un miroir incliné à 45° sur les lentilles de focalisation. Notre montage est solidaire de la partie supérieure de la tête de focalisation du laser. Le miroir de renvoi est transparent dans le domaine de l'ultraviolet et du visible. La fibre utilisée pour la mesure du rayonnement émis utilise donc le même ensemble de focalisation. Avec ce montage, nous observons le dessus du keyhole très précisément.

### III.2.3. Les détecteurs.

#### III.2.3.1. Le détecteur P.D.A.

Le détecteur P.D.A. est constitué d'une barrette de 1024 petits détecteurs silicium juxtaposés. Leur largeur est de 25  $\mu\text{m}$  et leur hauteur, 2,5 mm. Ce détecteur est refroidi par effet Peltier. Nous l'utilisons à une température de -20 °C, avec une circulation d'eau assurant l'évacuation de la chaleur. Le refroidissement du détecteur permet d'améliorer le rapport signal sur bruit. La sensibilité du détecteur évolue avec la longueur d'onde. La réponse spectrale du détecteur est appelée l'efficacité quantique (figure III.2.3.1.1.).

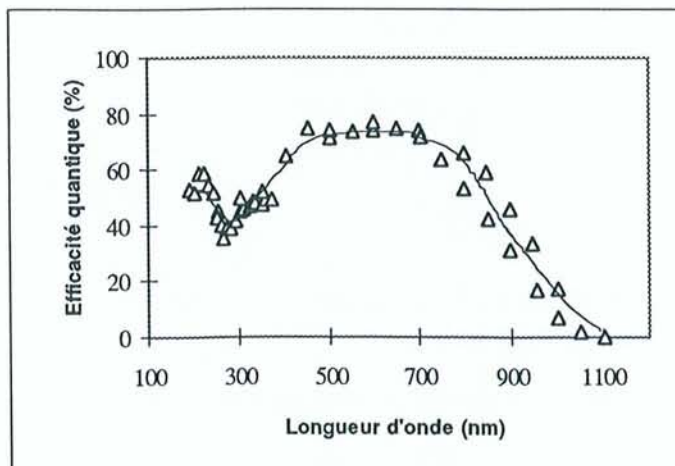


Figure III.2.3.1.1. : Efficacité du détecteur P.D.A..

La plage optimale d'utilisation de ce détecteur se situe entre 500 et 600 nm. C'est dans ce domaine que nous observons les raies d'émission nécessaires au calcul de la température. Les mesures dans l'infrarouge moyen (au-delà de 1 micron) sont impossibles avec ce détecteur.

### III.2.3.2. Le tube photomultiplicateur.

Nous utilisons un tube photomultiplicateur de marque Hamamatsu pour étudier les variations d'intensité du signal émis en fonction du temps. Le détecteur est utilisable dans la gamme de longueurs d'onde allant de 185nm à 900 nm ; son efficacité maximale se situe à 400 nm. Une alimentation haute tension stabilisée permet de polariser le P.M.T..

Ce détecteur a une grande sensibilité (figure III.2.3.2.1.) et est très rapide (son temps de réponse est de l'ordre de quelques nanosecondes). Il est adapté à la détection en temps réel des défauts de soudage. Une carte d'acquisition rapide a été développée pour travailler avec ce type de photomultiplicateur. Elle permet de faire au plus 32000 acquisitions successives. La durée de chaque acquisition s'échelonne de 20 microsecondes à 300 millisecondes.

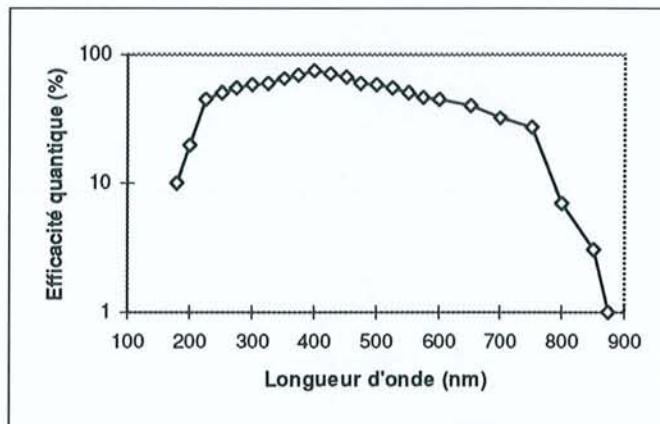


Figure III.2.3.2.1. : Efficacité du détecteur P.M.T..

### III.2.4. Acquisition et traitement des données.

Le logiciel Spectramax commande les différents éléments du spectromètre ( fentes d'entrée et de sortie, mouvement du réseau et du miroir de renvoi). Il sert aussi à programmer les procédures d'acquisition avec les détecteurs P.D.A. et P.M.T.. Il est ainsi possible de programmer le déroulement d'une expérimentation dont chaque paramètre est conservé en mémoire.

## CHAPITRE IV :

### Résultats expérimentaux.

#### **CHAPITRE IV :**

#### **Résultats expérimentaux.**



## **CHAPITRE IV :**

### **Résultats expérimentaux.**

Nous allons ici présenter les résultats obtenus lors des différentes campagnes de mesures. Les premiers essais ont permis de reconnaître les raies d'émission observées dans le panache d'un acier inoxydable AISI316L (X2CrNiMo17-12-2 dans la nouvelle norme). Ce travail s'appuie sur la comparaison des spectres expérimentaux avec les données théoriques trouvées dans la littérature. Toutefois, l'acier inoxydable AISI316L est un alliage contenant une forte proportion de chrome et de nickel. Pour ne pas omettre de raies d'émission, nous avons effectué des lignes de fusion sur des matériaux purs (le fer, le nickel, le chrome, le molybdène, le carbone, le titane, le niobium). Les spectres ainsi obtenus permettent d'identifier clairement les raies d'émission de chaque élément. Nous avons pu constater que certaines raies de l'acier inoxydable résultent de la superposition de raies de divers éléments. Ces dernières sont inutilisables pour le diagnostic spectroscopique du milieu.

La température et la densité électronique du panache seront calculées ensuite. Nous utilisons des raies de fer neutre pour déterminer ces deux grandeurs. Les essais ont été effectués dans diverses conditions de soudage.

La dernière partie du chapitre est axée sur la détection des défauts de soudage par l'intermédiaire de la spectroscopie d'émission. Pour cela, nous utilisons un détecteur monocanal rapide et sensible. Plusieurs études ont montré que les défauts de soudage provoquent une variation de l'intensité lumineuse de la plume. Notre objectif est d'analyser plus précisément ces fluctuations.

#### IV.1. Description des échantillons.

Nous avons utilisé différentes nuances d'aciers inoxydables : L'acier AISI316L et l'acier AISI304L (X2CrNi18-10). Ces deux alliages ont une composition proche : ils sont constitués de chrome, de nickel, de molybdène et de manganèse. On y trouve aussi d'autres éléments à l'état de traces. Nous avons également soudé, sous argon, un acier au chrome (X10CrMoVNb9-1), pour provoquer des porosités dans la soudure. Des mesures sur des aciers au carbone ont été effectuées à la SOLLAC dernièrement.

Nous donnons dans le tableau IV.1.1. la composition exacte de l'inox AISI316L et de l'acier à 9% de chrome, en sortie de fonderie.

Élément	AISI316L (%)	X10CrMoVNb9-1(%)
<i>Fer</i>	68,422	90,4
<i>Chrome</i>	16,69	8,5
<i>Nickel</i>	11,06	–
<i>Molybdène</i>	2,09	1,0
<i>Manganèse</i>	1,29	–
<i>Carbone</i>	0,025	0,1
<i>Silicium</i>	0,42	–
<i>Soufre</i>	0,003	–
<i>Vanadium</i>	–	<i>traces</i>
<i>Niobium</i>	–	<i>traces</i>

Tableau IV.1.1. : Composition des aciers inoxydables.

Des matériaux purs nous avons soudé : du fer (99,5%), du chrome (99,7%), du nickel (99,99%), du molybdène (99,9%), du niobium (99,9%) et du carbone (99,8%). Nous avons réalisé des lignes de fusion sur chacun de ces matériaux dans des conditions de soudage proches de celles appliquées industriellement. Nous limitons les observations spectroscopiques au domaine de longueurs d'onde : 350 nm à 550 nm.

Les aciers utilisés pour ces expérimentations se présentent sous forme de plaques ( $10 \times 20$  cm<sup>2</sup>) d'épaisseurs comprises entre 0,5 cm et 2 cm. Des systèmes de brides ont été nécessaires pour les pièces de faibles épaisseurs.

#### IV.2. Mesures spectroscopiques préliminaires.

Nous présentons ici les spectres de plusieurs matériaux. Le laser employé pour les expérimentations est le laser Nd :YAG pulsé de 1 kW. Les conditions de soudage sont les suivantes :

- puissance moyenne 500 W,
- pulse 5 ms,
- fréquence 40 Hz,
- vitesse 10 cm/min.,
- fente d'entrée du spectromètre 32  $\mu$ m,
- temps d'intégration du signal 5 s.

Les spectres d'émission du fer, du chrome, du nickel, du molybdène, du carbone et du niobium sont présentés sur les figures suivantes (IV.2.1. à IV.2.6).

Les figures IV.2.7. à IV.2.13. présentent les spectres du fer du chrome et de l'acier inoxydable A316 où chaque raie d'émission est identifiée. Les raies d'émission utilisées pour le calcul de la température électronique sont signalées par une flèche verticale (figures IV.2.12. à IV.2.13).

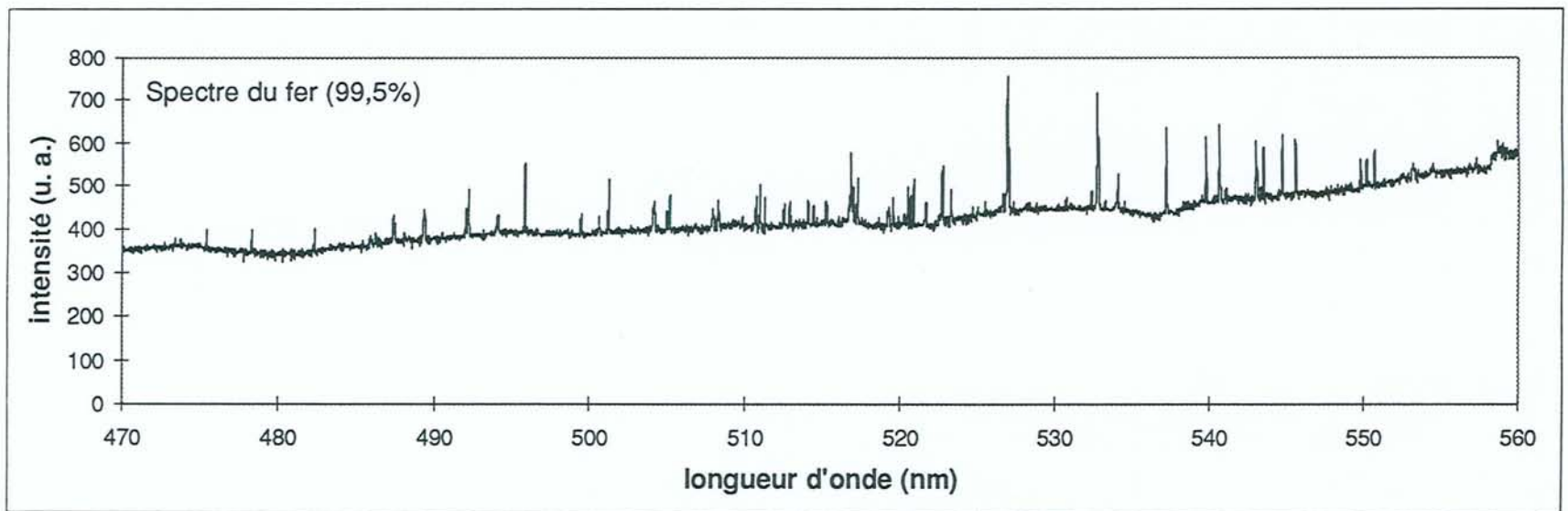
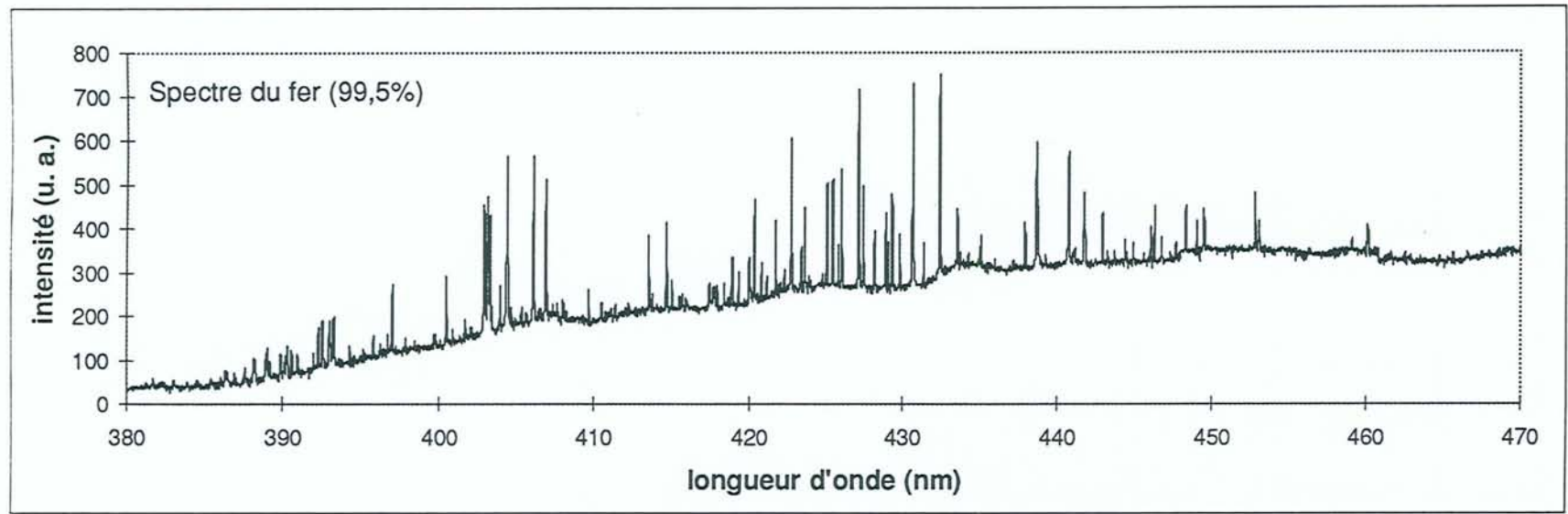


Figure IV.2.1. : Spectre du fer.

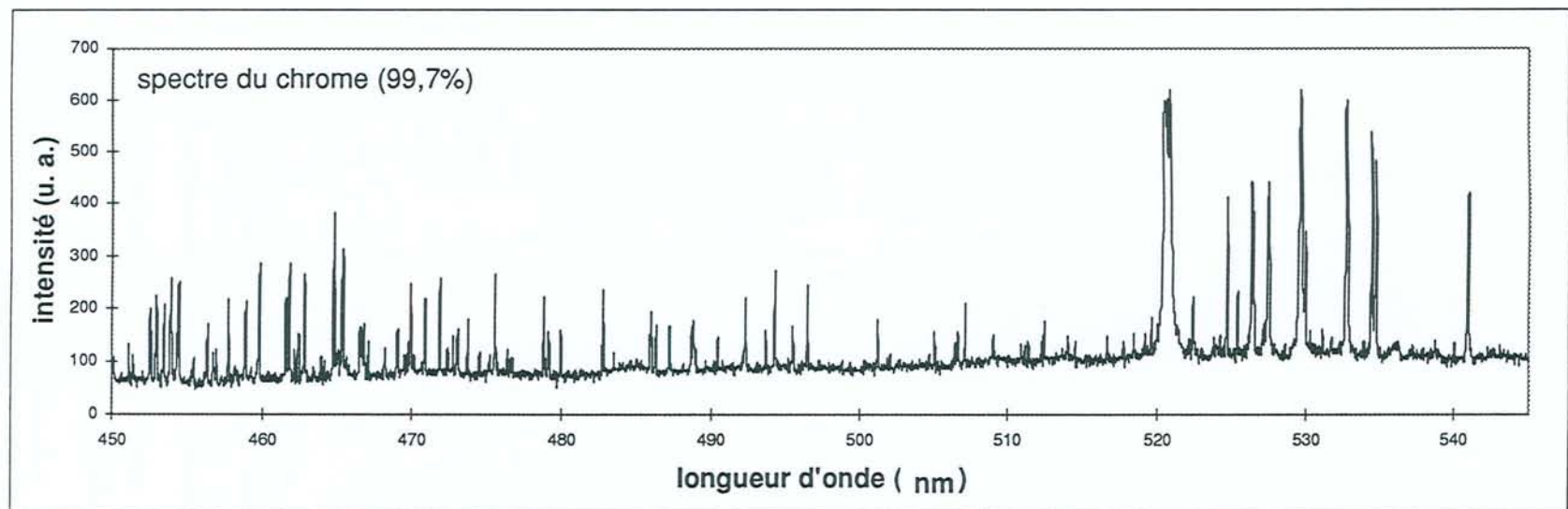
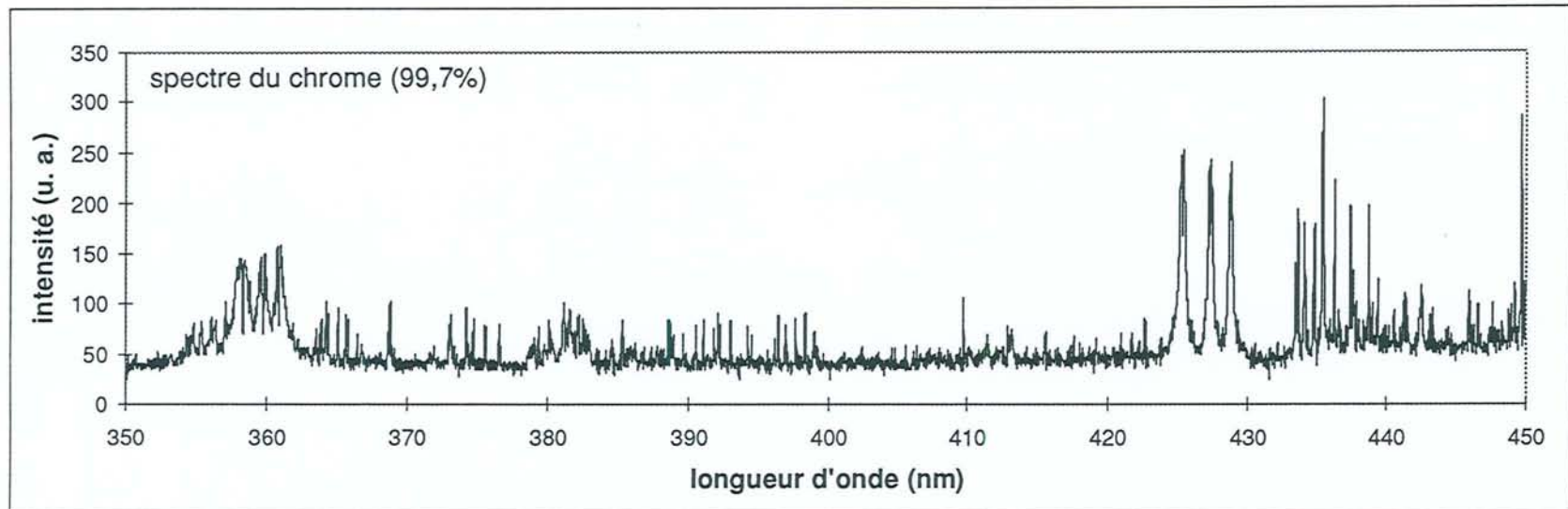


Figure IV.2.2. : Spectre du chrome.

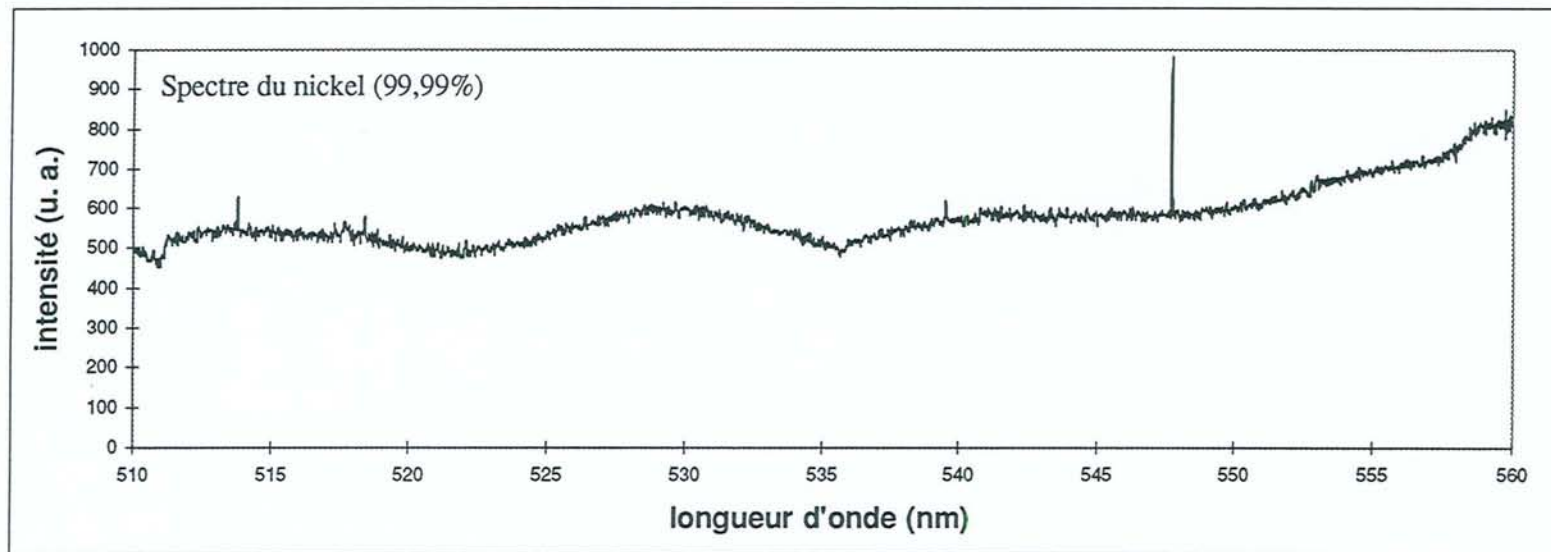
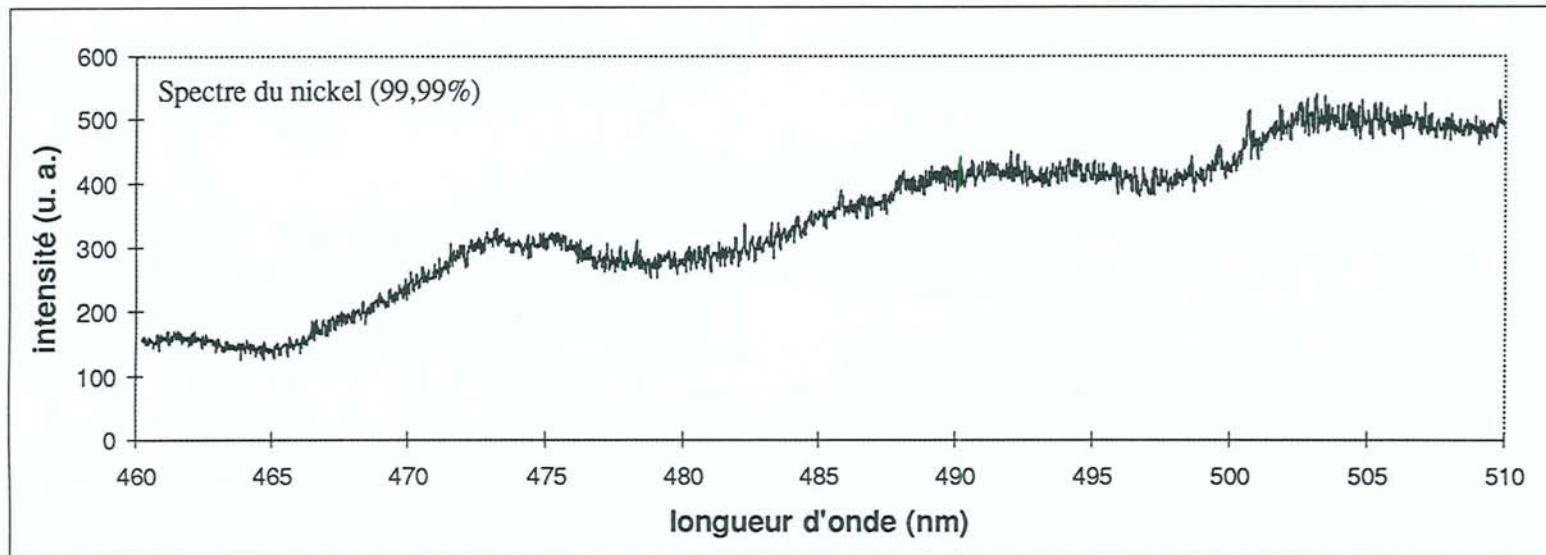


Figure IV.2.3. : Spectre du nickel.

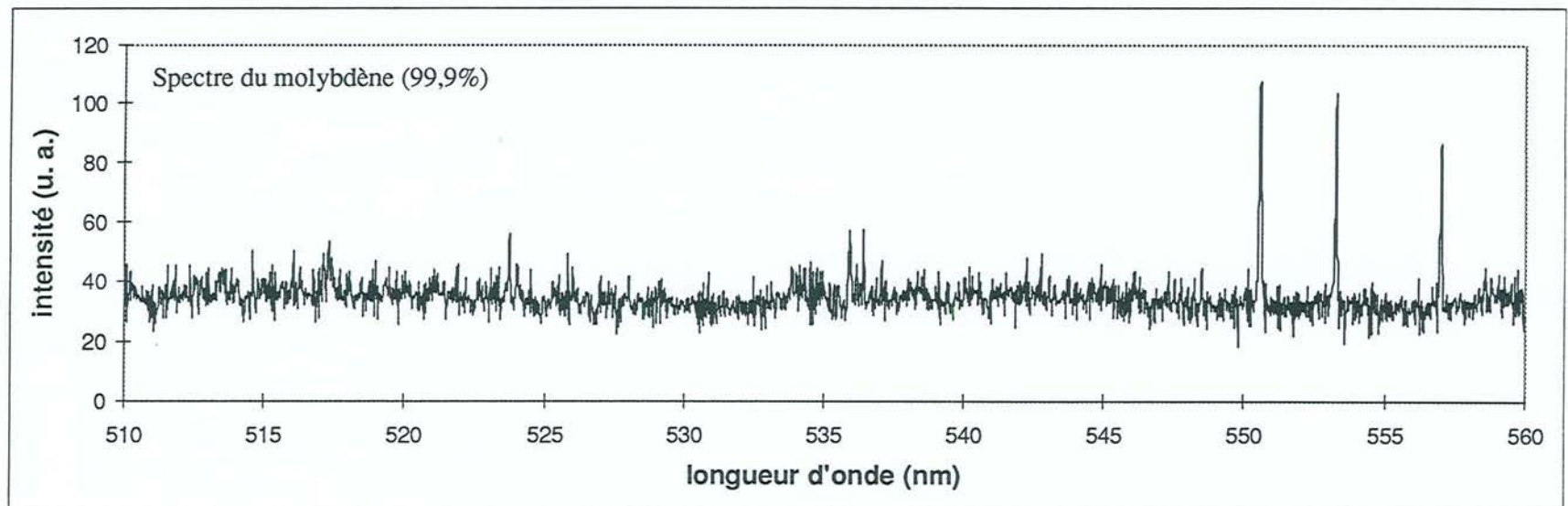
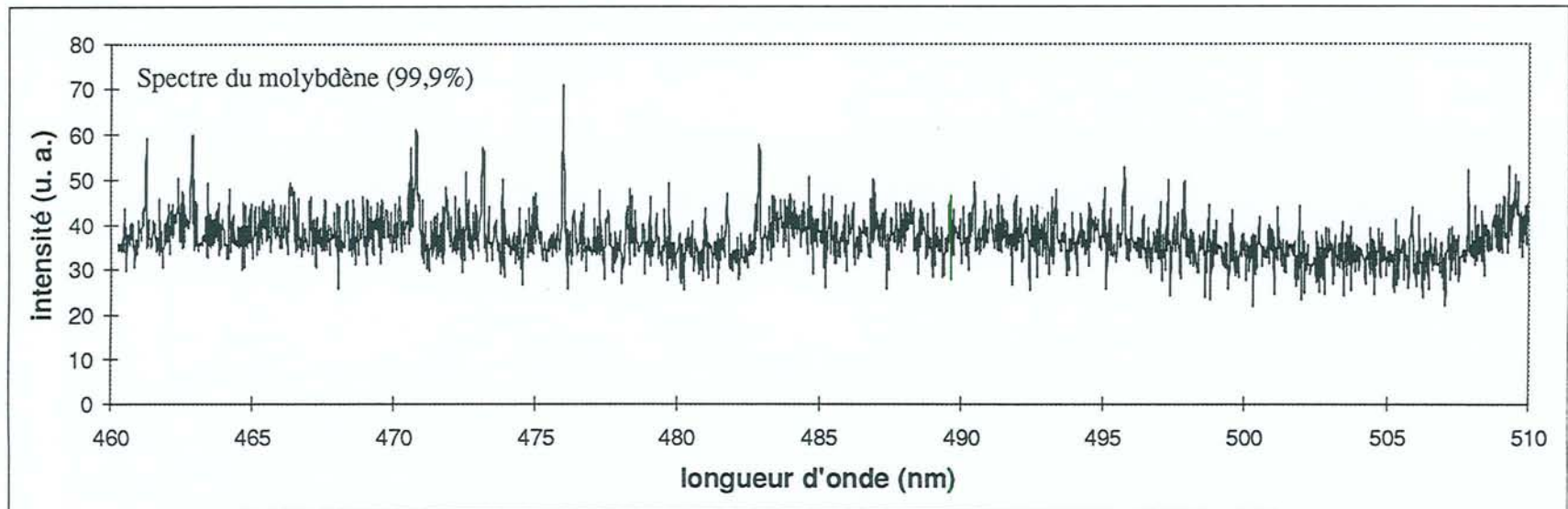


Figure IV.2.4. : Spectre du molybdène.

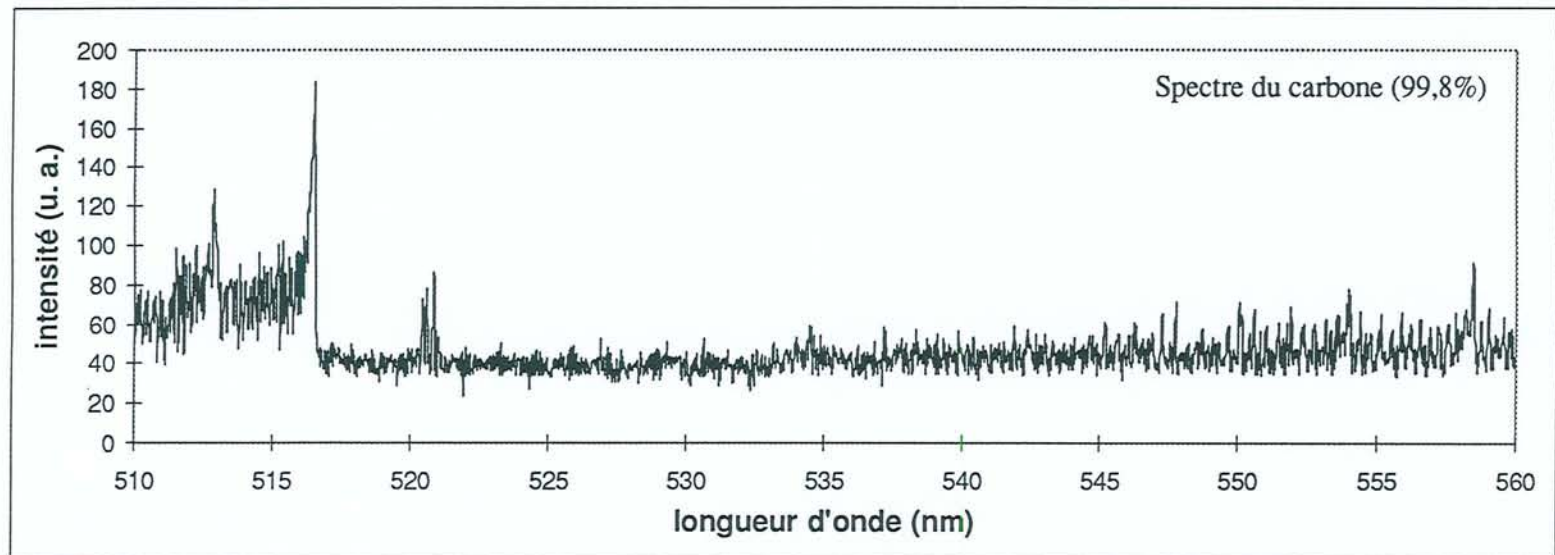
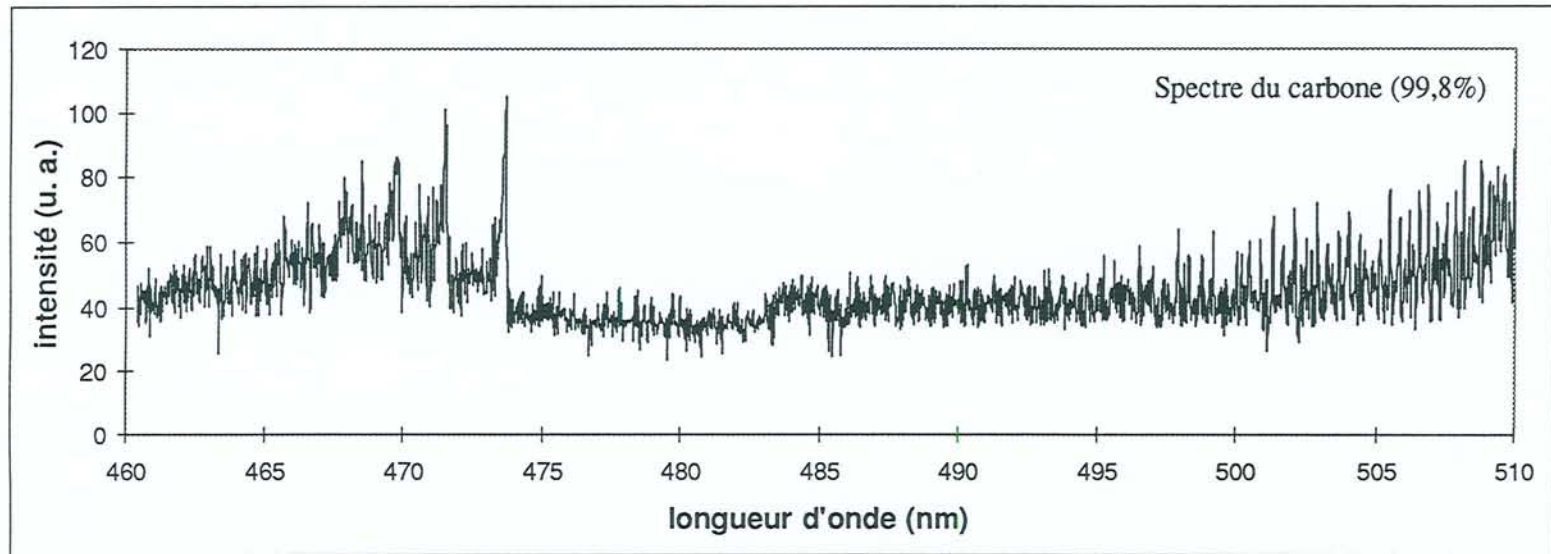


Figure IV.2.5. : Spectre du carbone.



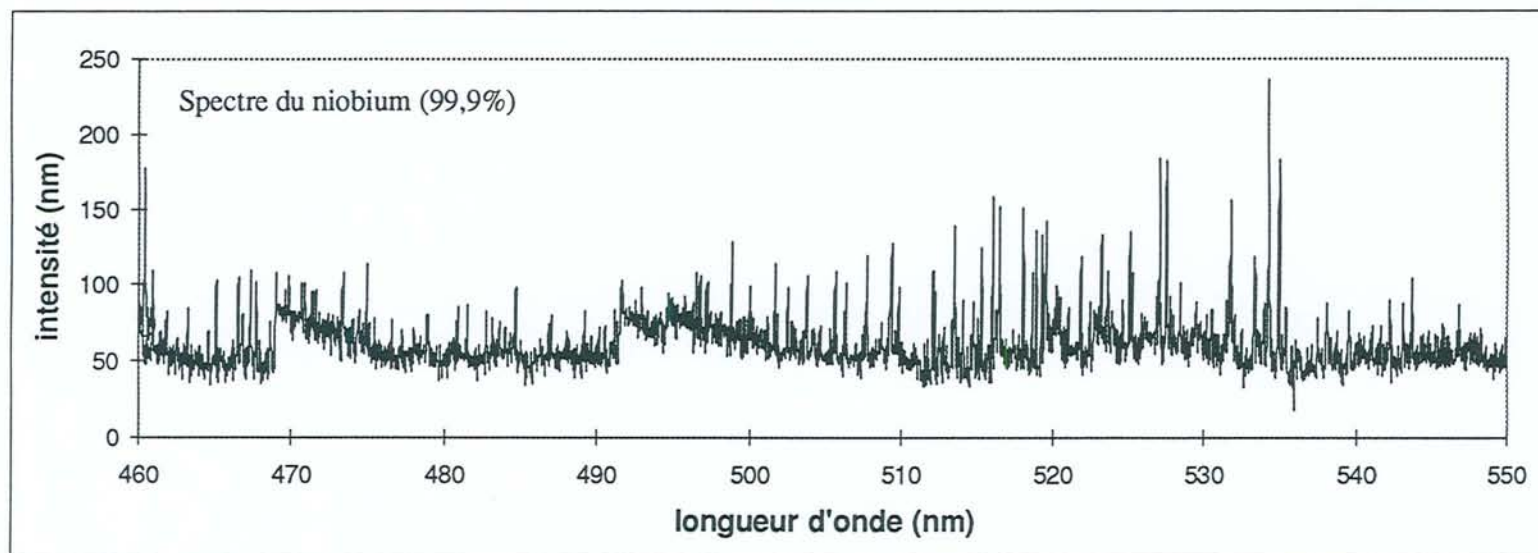
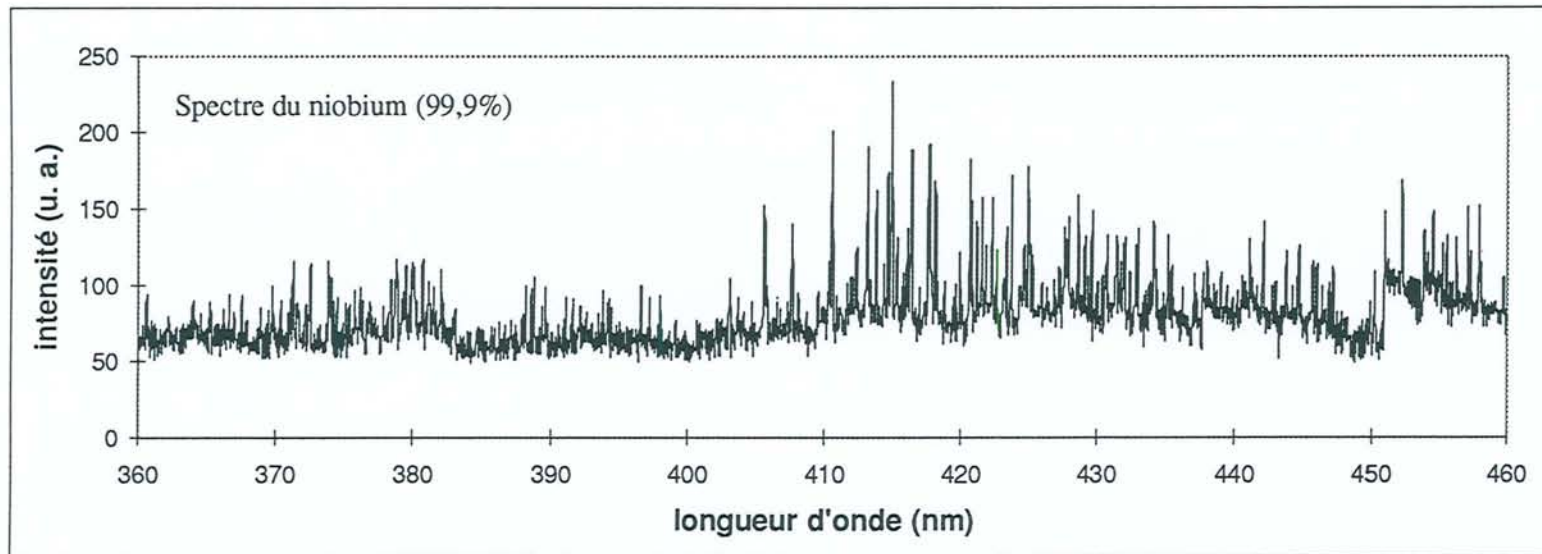


Figure IV.2.6. : Spectre du niobium.

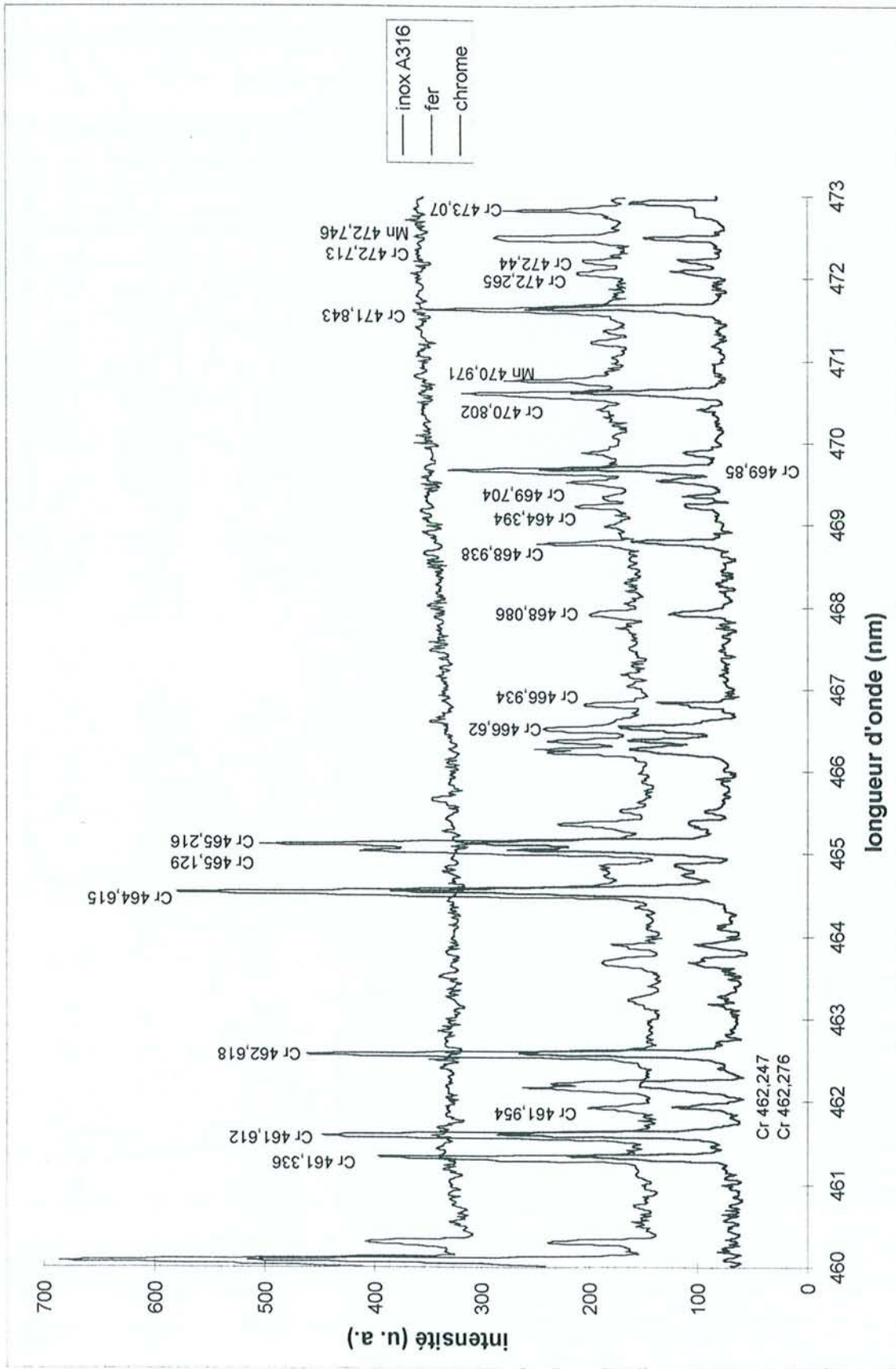


Figure IV.2.7. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 460 à 473 nm.

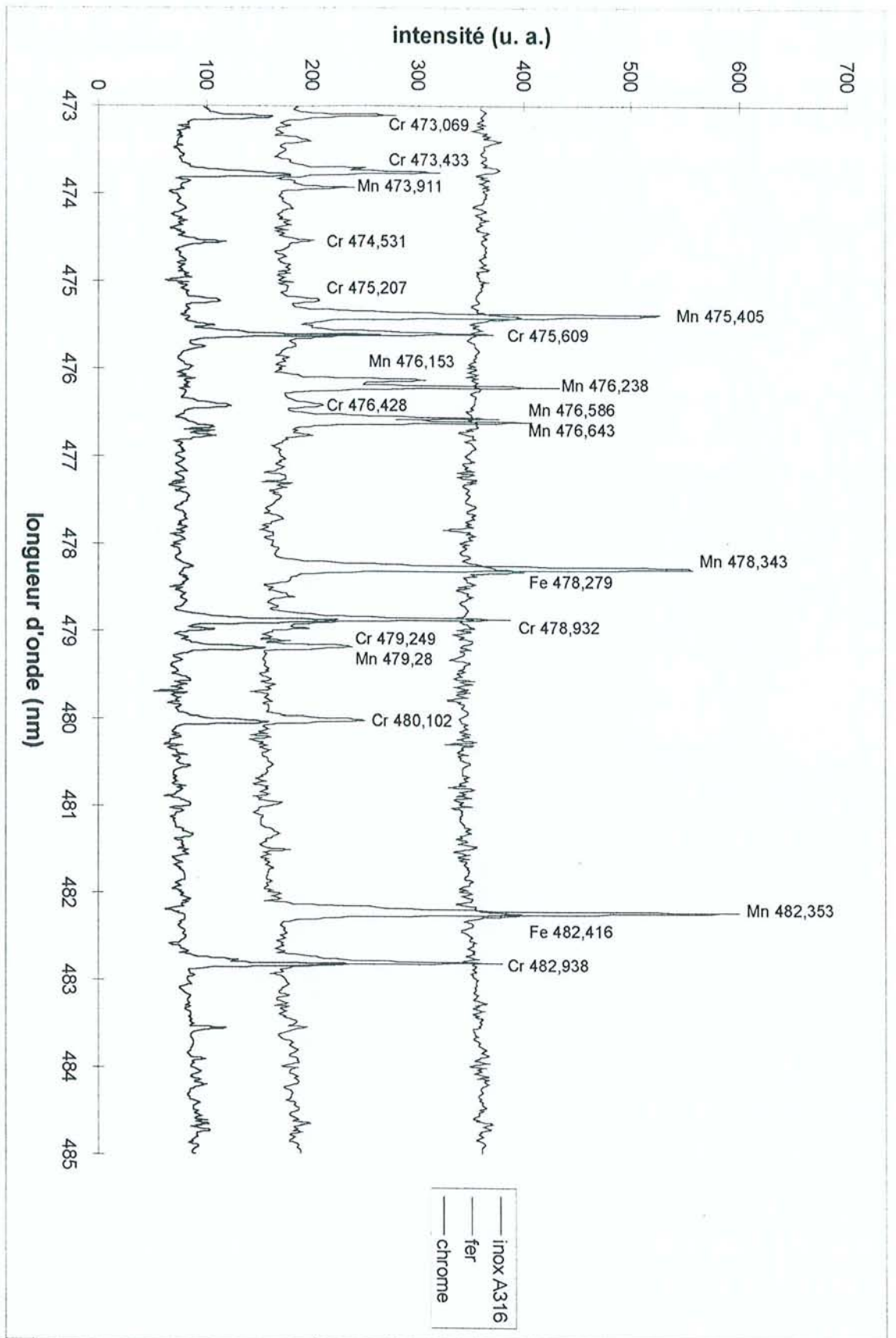


Figure IV.2.8 : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 473 à 485 nm.

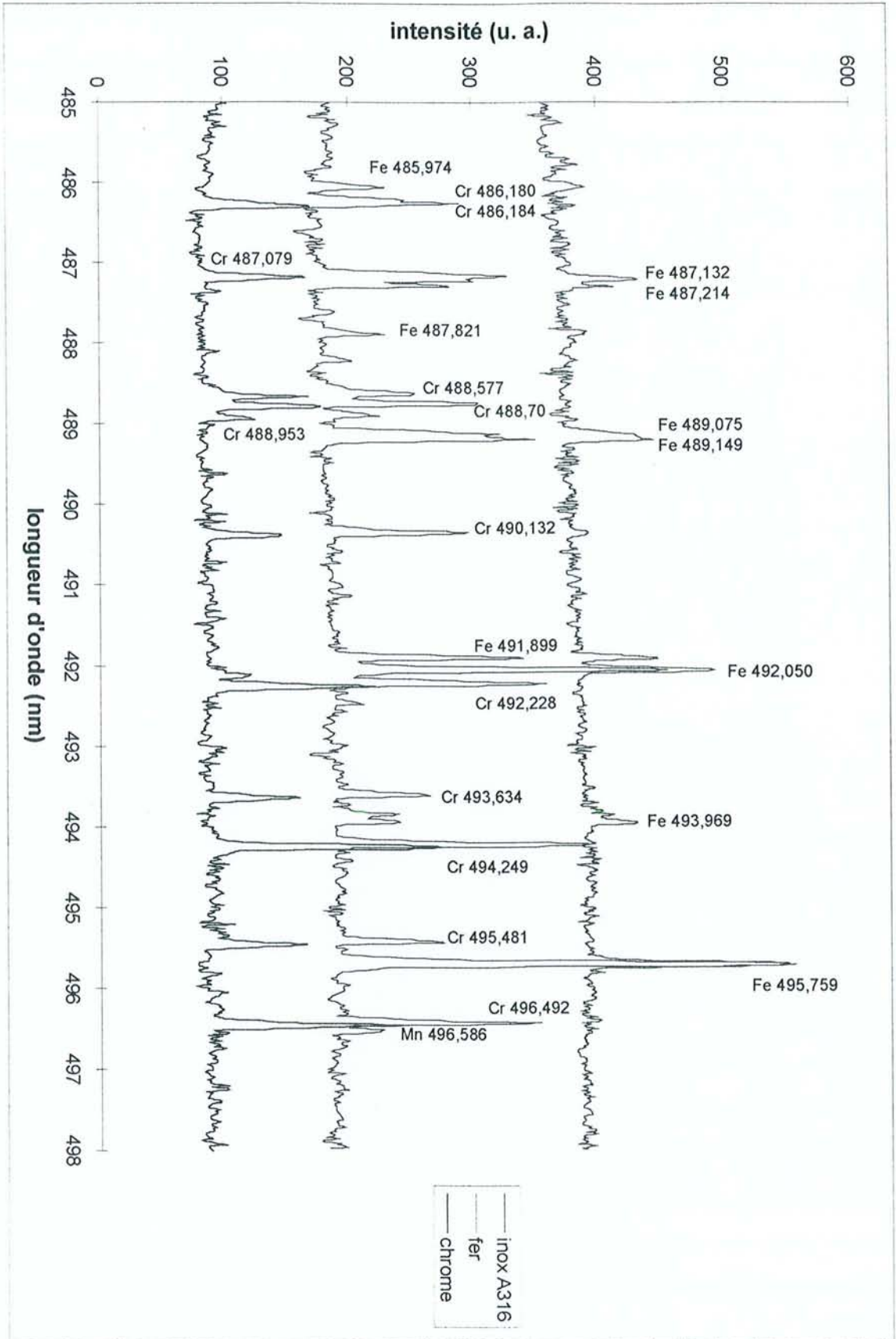


Figure IV.2.9. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 485 à 498 nm.

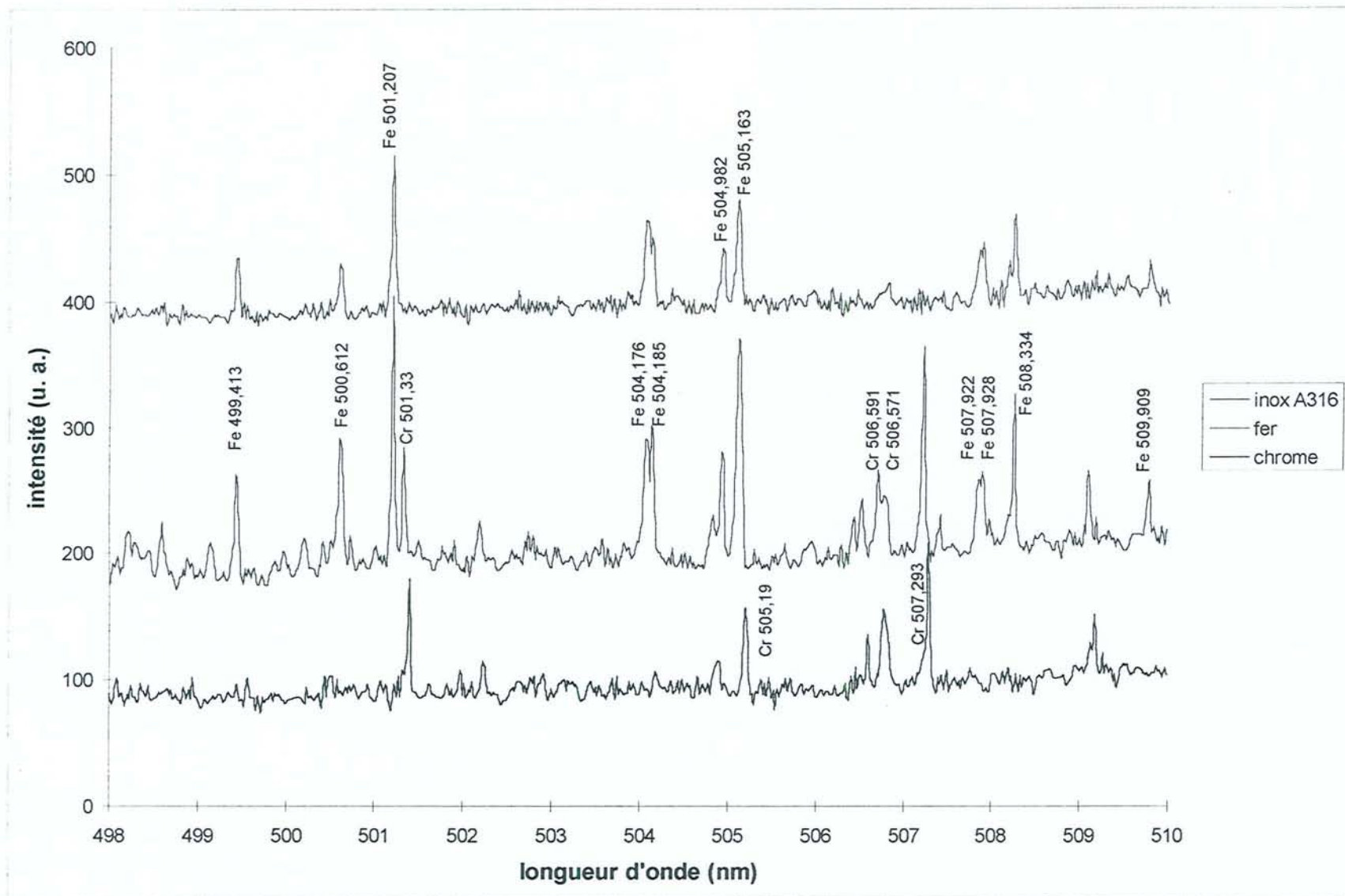


Figure IV.2.10. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 498 à 510 nm.

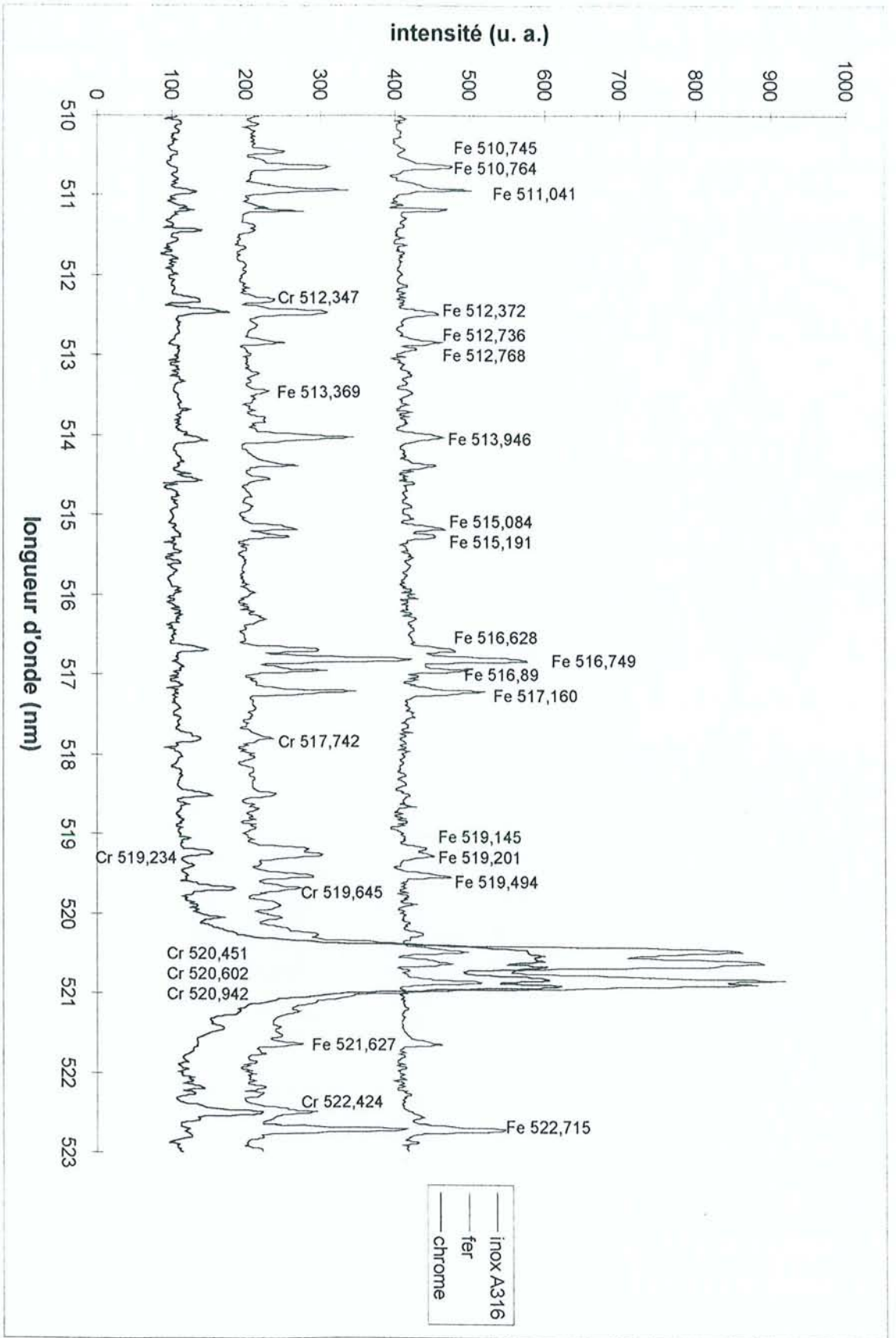


Figure IV.2.11. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 510 à 523 nm.

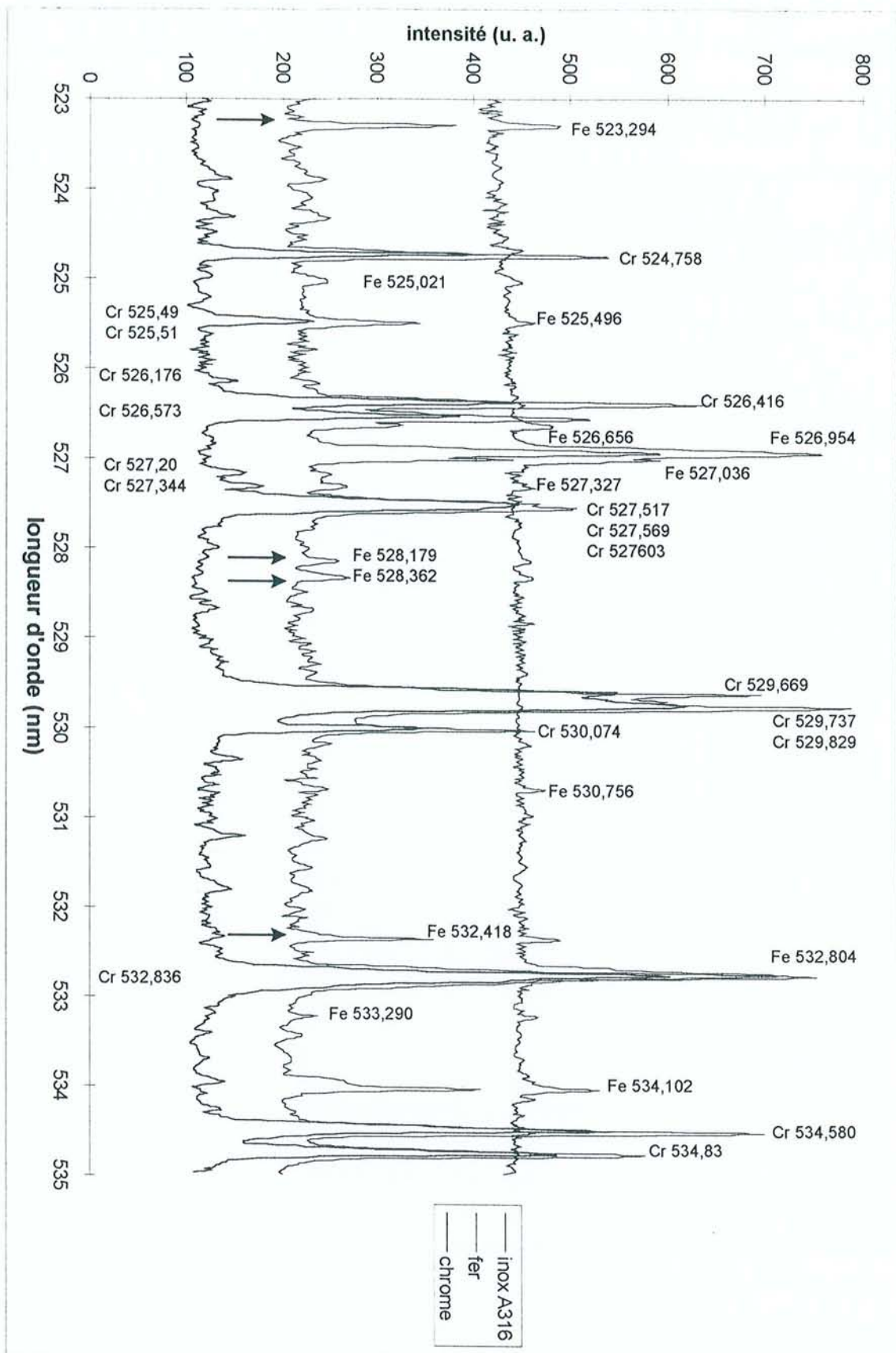


Figure IV.2.12. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 523 à 535 nm.

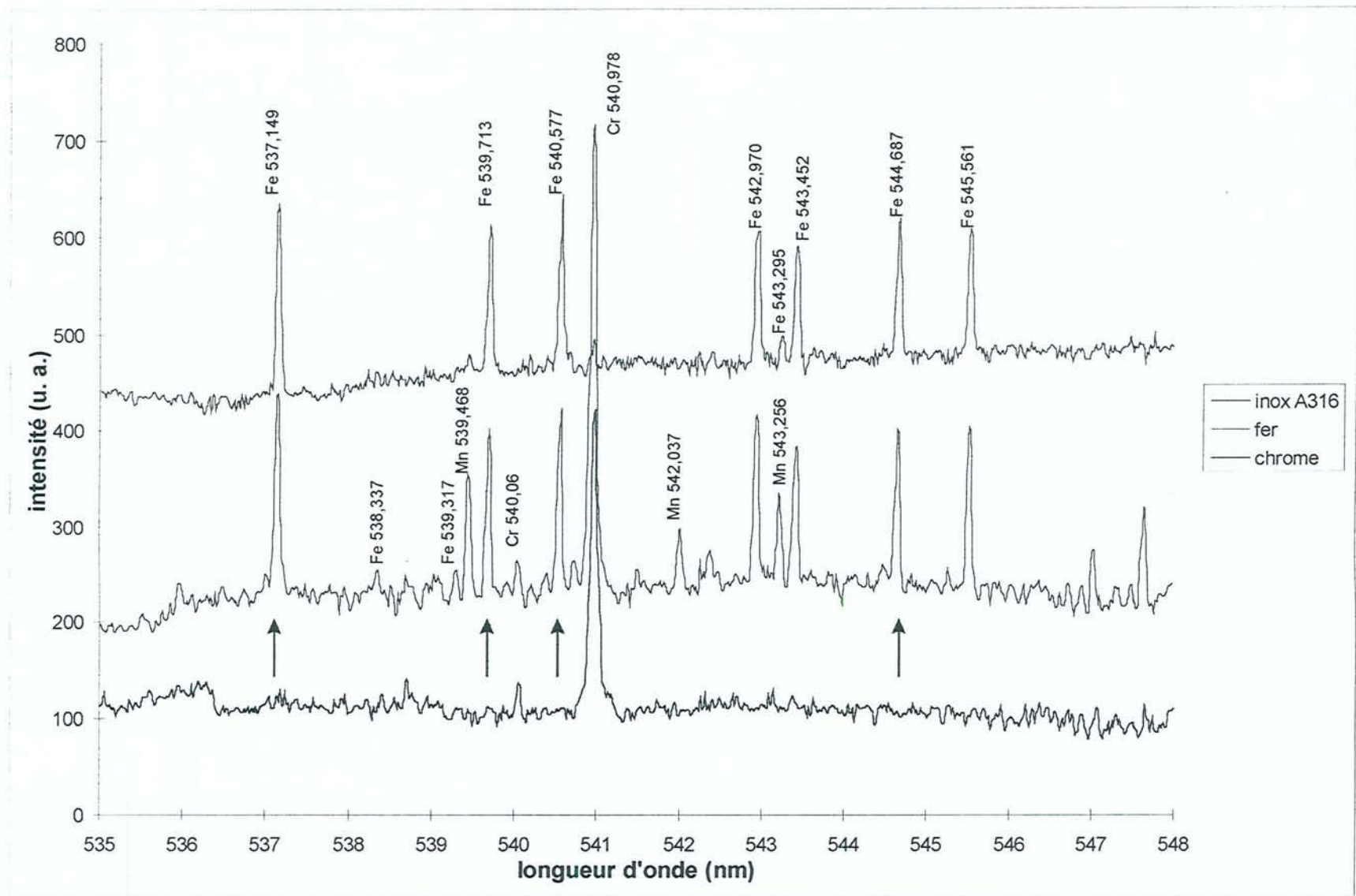


Figure IV.2.12. : Spectre du fer, du chrome et de l'acier inoxydable A316 de 535 à 548 nm.



Remarque : la figure IV.2.14. présente quatre spectres d'acier inoxydable enregistrés successivement lors d'un soudage Nd :YAG pulsé. Chaque spectre est enregistré pendant 10 ms. L'intensité des raies fluctue fortement.

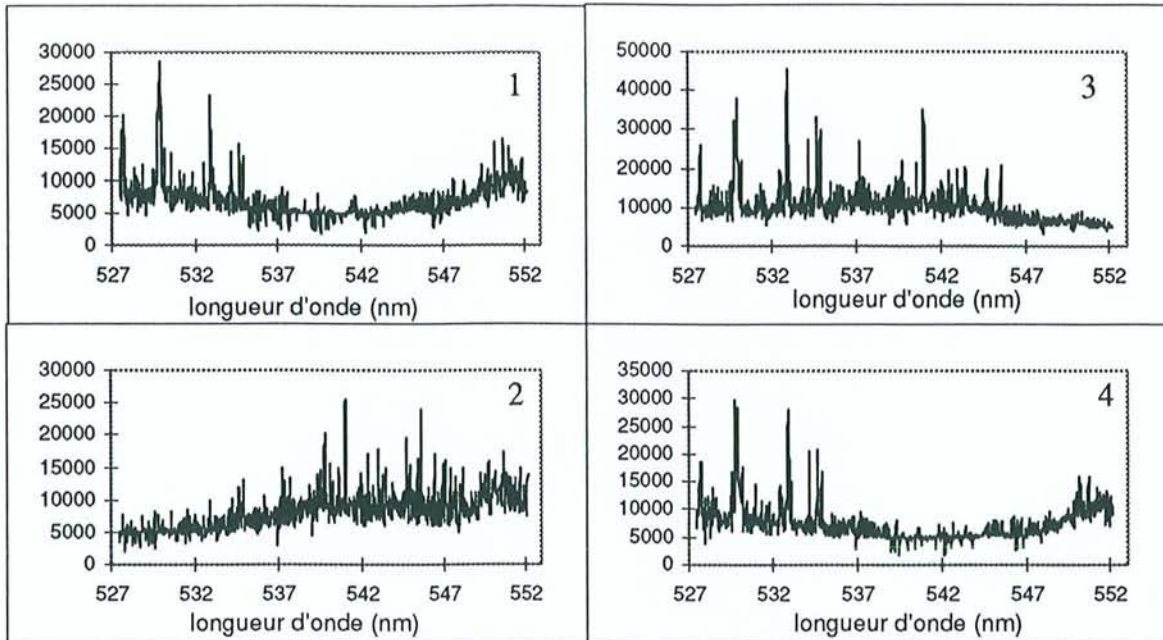


Figure IV.2.14. : Evolution d'un spectre d'acier A316 en fonction du temps avec un laser Nd :YAG pulsé.

Avec le laser Nd :YAG continu, nous avons suivi l'évolution de l'intensité d'une raie d'émission du fer au cours du temps, figure IV.2.15. Nous remarquons que l'intensité atteint un maximum à l'amorçage de l'interaction laser matière. Ensuite, le signal est stable.

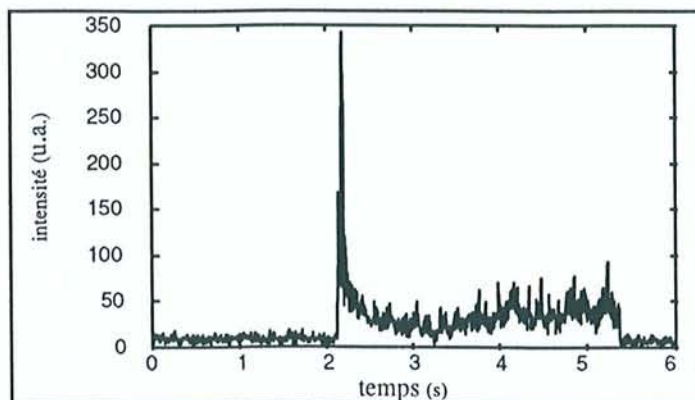


Figure IV.2.15. : Evolution au cours du temps d'une raie du fer neutre à  $\lambda = 540,577$  nm avec un laser Nd :YAG continu.

L'analyse spectroscopique montre que le comportement de la plume est différent selon le laser utilisé.

### IV.3. Caractéristiques des raies d'émission choisies.

Nous faisons le diagnostic spectroscopique du panache à l'aide de raies d'émission du fer neutre. Nous utilisons huit raies dont les longueurs d'onde varient de 523 à 545 nm. Ces raies (figures IV.2.11. et IV.2.12.) sont facilement identifiables dans le spectre de l'acier. En outre, il n'y a pas de superposition de raies provenant d'autres éléments, présents dans l'acier inoxydable, à ces longueurs d'onde.

Les caractéristiques spectroscopiques des raies du fer sont détaillées dans le tableau IV.3.1.

$\lambda_{ij}$ (nm)	Transition	$E_{inf}$ (eV)	$E_{sup}$ (eV)	$g_i$	$g_j$	$A_{ji}$ ( $10^8$ s)	$f_{ij}$
523,294	<i>z7P-e7D</i>	2,939	5,307	9	11	0,14	0,072
528,179	<i>z7P-e7D</i>	3,038	5,384	5	7	0,033	0,019
528,362	<i>z5D-e5D</i>	3,240	5,586	7	7	0,08	0,033
532,418	<i>z5D-e5D</i>	3,211	5,538	9	9	0,15	0,064
537,149	<i>a5F-z5D</i>	0,958	3,265	7	5	0,00105	0,00324
539,713	<i>a5F-z5D</i>	0,914	3,211	9	9	0,00259	0,00113
540,577	<i>a5F-z5D</i>	0,990	3,282	5	3	0,0109	0,00286
544,692	<i>a5F-z5D</i>	0,990	3,265	5	5	0,0053	0,0023

Tableau IV.3.1. : Données spectroscopiques du fer.

La réponse spectrale du détecteur peut facilement être approchée dans le domaine de longueurs d'onde considéré. Nous avons étalonné l'ensemble du système d'acquisition avec une lampe halogène et une sphère d'intégration dans le domaine du visible.

Pour calculer la densité électronique, nous observons l'élargissement d'une raie d'émission du fer dû à l'effet Stark. Cette raie se situe à 538,337 nm (tableau IV.3.2.). L'étude de cette raie par les astrophysiciens<sup>38</sup> a précisé le paramètre de Stark  $w$  qui lui est associé.

Fe I				$\lambda=5383\text{\AA}$			
$T_e$ (K)	$N_e$ ( $10^{16}\text{cm}^{-3}$ )	$w$ ( $10^{-2}\text{\AA}$ )	$w/2N_e$ ( $10^{16}\text{\AAcm}^{-3}$ )	$T_e$ (K)	$N_e$ ( $10^{16}\text{cm}^{-3}$ )	$w$ ( $10^{-2}\text{\AA}$ )	$w/2N_e$ ( $10^{16}\text{\AAcm}^{-3}$ )
8145	1,15	0,1373	0,06	10484	5,95	1,1903	0,1
8697	1,9	0,2763	0,073	11970	1,12	0,3167	0,141
8942	2,16	0,4144	0,095	12291	6,65	0,4264	0,145
9025	2,82	0,3876	0,068	12305	1,5	0,3673	0,122
9097	2,6	0,2689	0,052	12760	1,94	0,6824	0,147
9339	3,25	0,5605	0,086	12910	2,54	0,6334	0,124
9385	3,76	0,6298	0,083	13019	2,82	0,7879	0,139
9417	4,0	0,5333	0,066	13274	4,20	1,2290	0,146
9737	5,5	0,6325	0,0573	13305	3,88	0,8080	0,104
9839	4,34	1,1305	0,130	13385	3,76	1,013	0,135
10190	5,8	1,1686	0,1	13449	4,3	1,242	0,144
10250	6,6	1,1678	0,088	14074	5,37	1,4693	0,136
10273	5,3	0,6491	0,061				

Tableau IV.3.2. : Paramètre de Stark  $w$  en fonction de  $T_e$  et  $N_e$  (Lessage<sup>36</sup>).

Le paramètre de Stark a été déterminé pour d'autres matériaux et pour des gaz, notamment l'argon et l'azote<sup>37</sup>.

#### IV.4. Etude de la température.

Nous avons étudié l'évolution de la température électronique du panache en fonction de plusieurs paramètres<sup>39, 40</sup>. Les premiers essais ont été effectués avec un laser Nd :YAG pulsé. Nous comparerons ces résultats à ceux des expérimentations réalisées avec des lasers continus (Nd :YAG et CO<sub>2</sub>).

#### IV.4.1. Evolution de la température en fonction de la puissance.

Nous avons observé l'évolution de la température du panache selon la puissance délivrée par le laser. Cette étude a été réalisée avec les lasers Nd :YAG pulsé et continu. Nous utilisons le détecteur P.D.A. pour ces expériences. Les spectres d'émission sont enregistrés à partir de lignes de fusion réalisées sur de l'acier inoxydable A316. Nous n'avons pas utilisé de gaz de protection. La vitesse de soudage est constante.

Nous représentons l'évolution de la température suivant la puissance moyenne du laser avec le laser Nd :YAG pulsé. Le fonctionnement du laser Nd :YAG pulsé est défini par l'opérateur qui impose une consigne (généralement de type créneau) caractérisant la durée du pulse laser,  $T_{ON}$ . L'énergie est délivrée pendant le temps  $T_{ON}$ . La période du laser  $T$  est la somme du temps  $T_{ON}$  et du temps  $T_{OFF}$  (temps d'arrêt du laser). Sur la figure IV.4.1.1., nous remarquons que la consigne est légèrement différente du signal mesuré en sortie de laser. Un pic étroit, le 'spike', apparaît au début de l'impulsion laser.

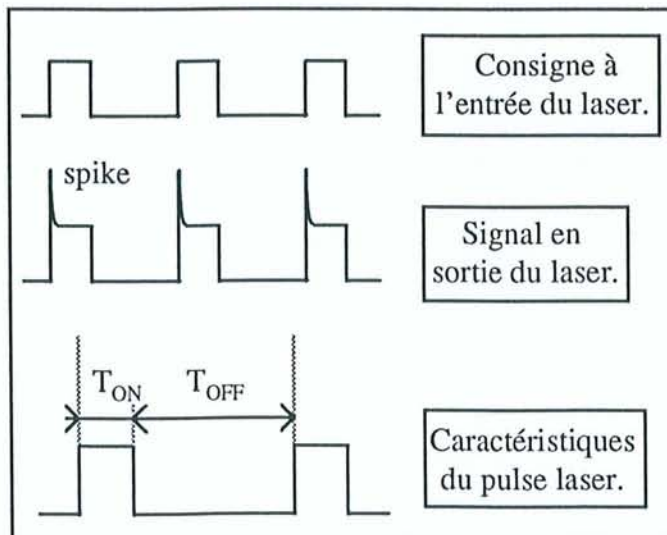


Figure IV.4.1.1. : Consigne du laser.

La puissance moyenne du laser  $P_M$  est égale à (calculée sur une période):

$$P_M = \text{énergie} \times \text{fréquence} = \frac{\text{énergie}}{T} \quad (\text{IV-1})$$

La puissance crête du laser pulsé  $P_C$  est définie par (sur une période) :

$$P_C = \frac{\text{énergie}}{T_{ON}} \quad (\text{IV-2})$$

Les paramètres du laser LUMONICS utilisé sont :

- fréquence : 5 à 500 Hz,
- énergie : 0 à 100 J,
- pulse : 0,5 à 20 ms.

La puissance moyenne maximale de ce laser est de 1000 W. Les combinaisons de trois paramètres sont donc limitées.

Dans cette étude, nous avons fixé la fréquence à 50 Hz, la durée de l'impulsion à 5ms et l'énergie évolue de 6 à 18 J. La fibre optique utilisée pour observer le panache est focalisée à 1,3 et 1,5 cm du bas de la plume. Les résultats des observations sont présentés sur la figure IV.4.1.2.

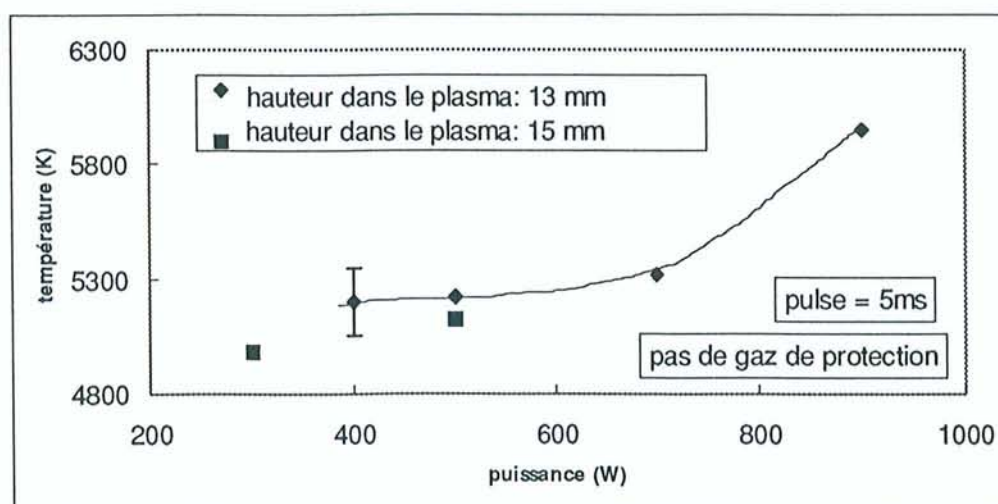


Figure IV.4.1.2. : Evolution de la température selon la puissance avec un laser Nd :YAG pulsé.

Nous vérifions que la température augmente avec la puissance du laser. Toutefois, cette évolution n'est pas linéaire. En dessous de 400 W, la plume est de petite dimension, peu

brillante. Le couplage thermique laser matière est moyen. Pour des puissances moyennes comprises entre 400 et 600 W, la température est pratiquement constante. La profondeur des cordons de soudure est importante. L'énergie délivrée par le laser est transmise au métal et le panache reste stable. Pour des puissances supérieures à 700 W sans gaz de protection, la plume fluctue fortement. Le couplage plasma-métal devient irrégulier et l'énergie du laser chauffe le panache.

Nous avons aussi effectué des essais similaires avec deux lasers Nd :YAG continus de 2000 W et 3000 W à l'I.U.T. du Creusot. Le métal soudé est un acier inoxydable à 9 % de chrome. L'évolution de la température du panache selon la puissance a été analysée précisément de 700 à 2000 W. Nous avons complété cette étude avec quelques essais de 2000 à 3000 W à l'aide d'une autre source. Un aspect important de cette étude a été d'analyser l'influence de la protection gazeuse sur la température du panache. Aussi, nous avons effectué chaque tir dans deux conditions : avec une protection à l'azote et sans protection gazeuse. Les résultats sont exposés sur la figure IV.4.1.3.

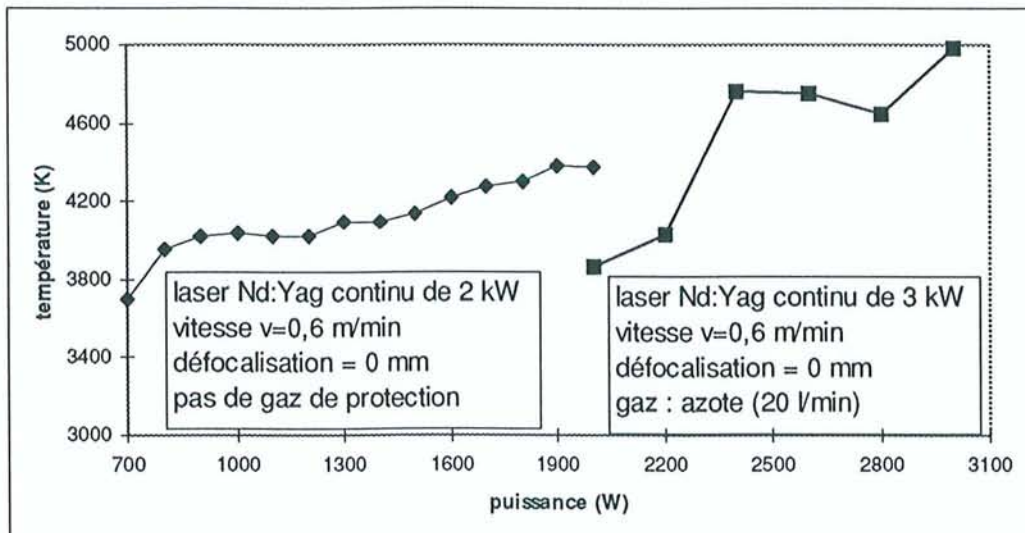


Figure IV.4.1.3 : Evolution de la température selon la puissance avec un laser Nd :YAG continu.

Il y a peu de différences pour les puissances s'échelonnant de 1800 à 2000 W : l'écart maximal est de 100K. Nous avons calculé des températures allant de 3800 K à 4980 K. La température du plasma évolue peu pour les puissances supérieures à 2400 W.

#### IV.4.2. Evolution de la température dans le panache selon la position du point d'observation.

La connaissance des gradients de températures dans le panache est intéressante. En effet, elle permet de caractériser les propriétés optiques de celui-ci, notamment l'absorption qui dépend de la température. Des spectres d'émission de la plume ont été réalisés à différentes hauteurs avec les deux lasers Nd:YAG (pulsé et continu). La figure IV.4.2.1. décrit l'évolution de T en fonction de la hauteur dans le panache.

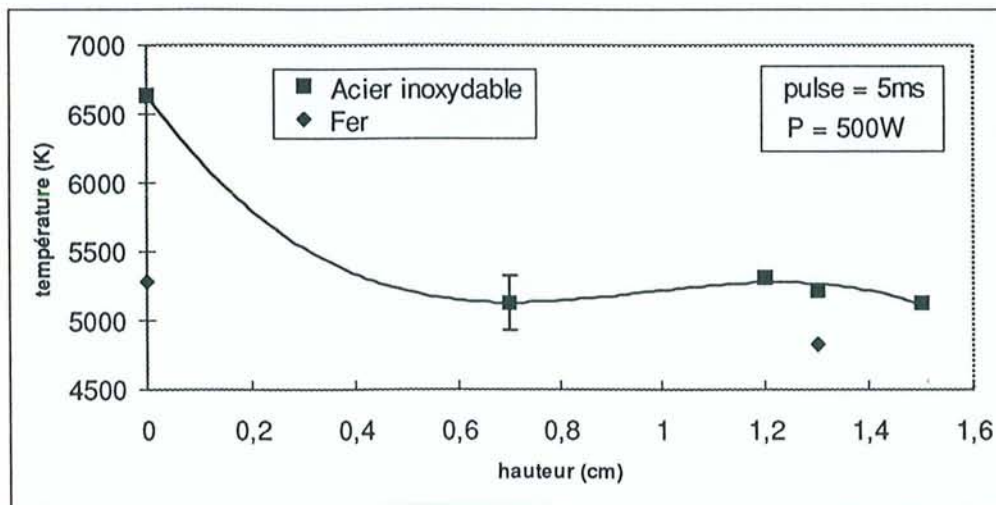


Figure IV.4.2.1. : Evolution de la température dans le panache selon la hauteur avec un laser Nd:YAG pulsé.

Il existe une différence de dimension entre les plumes observées dans le cas du soudage Nd:YAG et CO<sub>2</sub>. La taille moyenne des panaches étudiés est de l'ordre de 20 mm. Dans le cas du soudage avec un laser CO<sub>2</sub>, Miyamoto et Maruo<sup>41</sup> observent pour des puissances comparables (de 1500 à 3000 W) un plasma dont la hauteur varie de 1 à 4 mm, pour des débits d'argon évoluant de 10 à 50 l/min.

Nous pouvons remarquer sur la figure (IV.4.2.1.) qu'il existe un gradient de températures élevé, approximativement 1400 K, entre le bas et le milieu de la plume. Le dispositif permettant de placer la fibre optique derrière le miroir de renvoi du laser Nd:YAG pulsé et de focaliser le volume de contrôle sur la tache focale du laser a été utilisé pour les acquisitions dans le bas de

la plume. Avec ce montage, nous collectons des informations sur le comportement de la partie supérieure du keyhole. A cet endroit la température est de 6600 K.

Dans la partie supérieure du panache (de 7 à 15 mm), la température reste presque constante. Les paramètres du laser fixés : pulse 5 ms,  $P_M = 500$  W,  $E = 10$  J,  $P_C = 2000$  W et  $f = 50$  Hz, donnent une température de 5200 K.

Avec le laser néodyme continu, les températures calculées à partir des spectres d'émission sont plus faibles. Les résultats obtenus (figure IV.4.2.2.) sont similaires à ceux déterminés avec le laser pulsé. La température maximale, de l'ordre de 4400 K pour une puissance 1800 W, est atteinte à la base du panache. La température décroît rapidement à mesure que l'on observe un point élevé dans le panache.

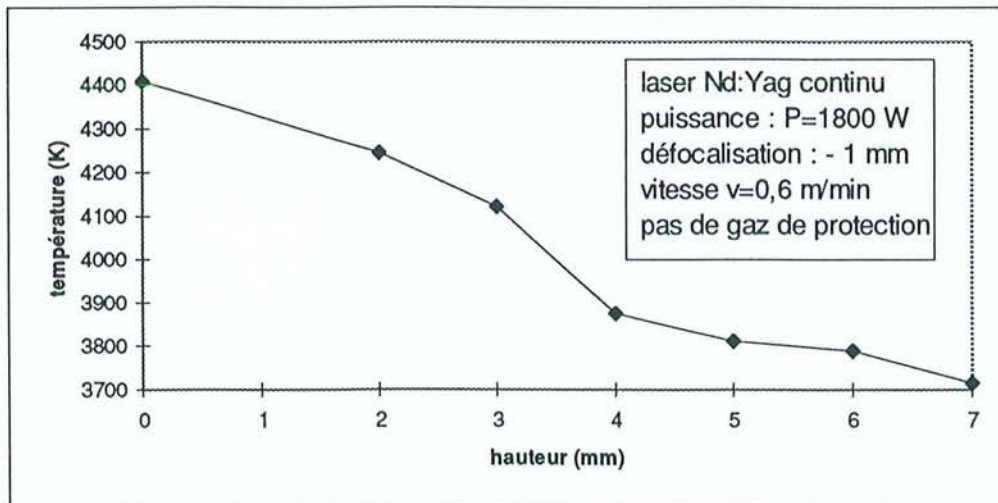


Figure IV.4.2.2. : Evolution de la température dans le panache selon la hauteur avec un laser Nd :YAG continu.

La température à la base du panache mesurée lors d'un soudage pulsé, 6600 K, est nettement supérieure à celle mesurée lors d'un soudage continu, 4400 K. Les conditions de soudage sont similaires : la puissance crête est égale à la puissance du laser continu. L'intensité sur cible théorique du laser continu est supérieure à celle du Nd:YAG pulsé ( $I_{\text{pulsé}} = 0,26 \text{ MW.cm}^{-2}$  et  $I_{\text{continu}} = 1,1 \text{ MW.cm}^{-2}$ ). Cependant la température plus faible du plasma réalisé en soudage continu se justifie par le fort élargissement du faisceau dû à la diffusion par des particules qui est moindre dans le cas du soudage pulsé.



#### IV.4.3. Evolution de la température suivant la nature du gaz de protection.

L'influence du gaz de protection sur la température du panache est importante. En effet, nous n'avons pas utilisé de protection gazeuse lors de nos premiers essais et l'émission de la plume était beaucoup plus intense.

Dans l'industrie, la protection gazeuse est obligatoire afin de réaliser un cordon de soudure qui ne s'oxydera pas. L'argon et l'azote sont les deux gaz que nous avons utilisés régulièrement avec les lasers Nd :YAG. Quelques essais ont aussi été réalisés avec une protection d'hélium.

Des lignes de fusion ont été effectuées avec le laser néodyme impulsionnel sur l'acier A316. Les paramètres de puissance, de fréquence et de pulse, sont identiques à ceux utilisés pour l'étude de la température en fonction de la hauteur. La figure IV.4.3.1. décrit les résultats obtenus pour le soudage sous azote et argon. Le débit du gaz de protection varie de 15 à 43 l/min.

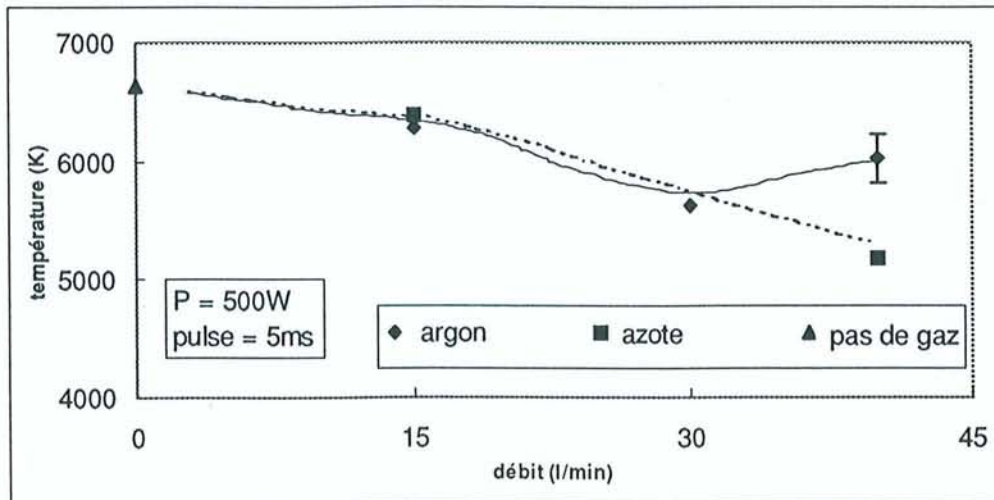


Figure IV.4.3.1. : Evolution d'un spectre d'acier A316 selon le débit du gaz de protection avec un laser Nd :YAG pulsé.

Nous observons, pour les faibles débits de gaz, peu de différence pour les températures calculées. Au-delà d'un débit de 30 l/min, le panache est plus froid sous azote.

Des essais de soudage sous hélium, avec les mêmes paramètres, ne nous ont pas permis de calculer la température de la plume. En effet, les spectres d'émission enregistrés présentent très peu de raies d'émission. Ces dernières correspondent à des transitions électroniques dont le potentiel supérieur est peu élevé. Nous en concluons que la température du panache doit être

inférieure à 3000 K. La capacité de l'hélium à refroidir le panache est due à sa diffusivité thermique élevée.

#### IV.4.4. Evolution de la température en fonction du pulse.

La durée de l'impulsion laser est un paramètre important. Pour une énergie donnée, il est possible d'obtenir des puissances crêtes élevées en diminuant le pulse. Nous avons calculé l'évolution de la température pour des pulses de 1.5ms, 2.5 ms et 5ms. L'énergie du laser est maintenue à 10 J avec une fréquence de 50 Hz. Le panache est observé en deux points, à la base et à 13 mm plus haut dans la plume.

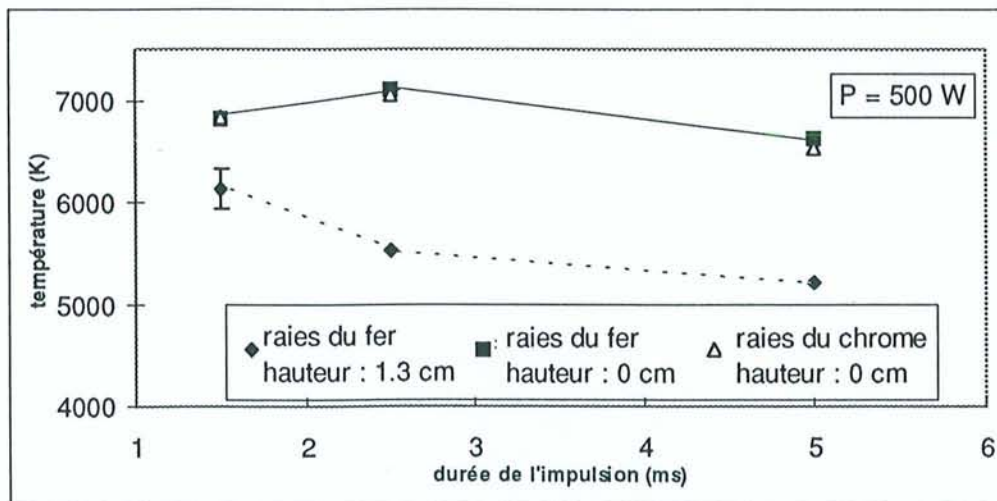


Figure IV.4.4.1. : Evolution de la température dans le panache selon la durée de l'impulsion laser.

L'évolution de la température (figure IV.4.4.1.) n'est pas la même en tout point de la plume. A la base du panache, les températures que nous calculons sont de l'ordre de 7150 K pour une impulsion de 2,5 ms. Ce sont les températures maximales que nous avons déterminées lors du soudage avec un laser néodyme. Pour des impulsions plus courtes, la température n'augmente pas malgré des puissances crêtes plus élevées. Ce résultat est justifié par l'instabilité importante de la plume. Le plasma se détache de la pièce, l'énergie laser n'est plus déposée régulièrement dans le keyhole et il y a des projections de métal fondu. Nous enregistrons un accroissement rapide de la température à mi-hauteur dans le panache.

A titre de comparaison, nous présentons sur cette figure la valeur de la température estimée à partir de raies d'émission du chrome présentes dans l'acier inoxydable. Les valeurs calculées sont très proches de celles obtenues à l'aide des raies du fer.

#### IV.4.5. Etude de la température lors du soudage avec des lasers CO<sub>2</sub>.

Les manipulations effectuées au CALFA de Béthune, à la SOLLAC à Dunkerque et à l'Institut de Soudure à Yutz, nous ont amenés à utiliser des lasers CO<sub>2</sub> continus. Nous avons travaillé avec les sources suivantes :

- un laser CILAS 2000 de 1,6 kW au CALFA,
- un laser ROFIN SINAR de 5,5 kW à SOLLAC,
- un laser CILAS 4000 de 3,5 kW à l'Institut de Soudure.

Les premiers essais ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration avec SOLLAC. Nous avons fait une analyse complète du spectre d'émission de plusieurs aciers, dont certains sont des aciers revêtus : aciers galvanisés de différentes épaisseurs et acier électrozingué. Nous nous sommes ensuite intéressés à la détection de défauts lors du soudage de tôles minces bord à bord.

L'étude des spectres d'émission obtenus a permis le calcul de la température du panache. Nous avons utilisé les raies d'émission décrites dans le tableau IV.3.1. et un autre ensemble de raies d'émission proches de 445 nm (tableau IV.4.5.1.). Ces raies spectrales ont déjà été utilisées pour des calculs similaires par d'autres auteurs<sup>42</sup>.

Multiplet	Transition	$\lambda_{ij}$ (nm)	$E_{inf}$ (eV)	$E_{sup}$ (eV)	$\ln(g.f)$
275	<i>a5P-x5D</i>	445,91	2,175	4,954	-2,947
744	<i>b3P-x3D</i>	446,65	2,831	5,605	-1,381
744	<i>b3P-x3D</i>	447,60	2,844	5,613	-1,888
275	<i>a5P-x5D</i>	449,46	2,197	4,954	-2,625
275	<i>a5P-x5D</i>	452,86	2,175	4,912	-1,888

Tableau IV.4.5.1. : Données spectroscopiques du fer.

Nous pouvons constater que notre critère de validité III-3 est vérifié. Pour des températures de l'ordre de 8000 K, l'écart minimal des potentiels électroniques supérieurs de chaque transition est de l'ordre de  $k T$ . L'utilisation de ces raies d'émission pour le calcul de la température est justifiée par la l'auto-absorption en soudage  $\text{CO}_2$  de plusieurs raies que nous utilisions auparavant. Ce phénomène est clairement illustré par la comparaison des deux spectres d'émission de la figure IV.4.5.1.

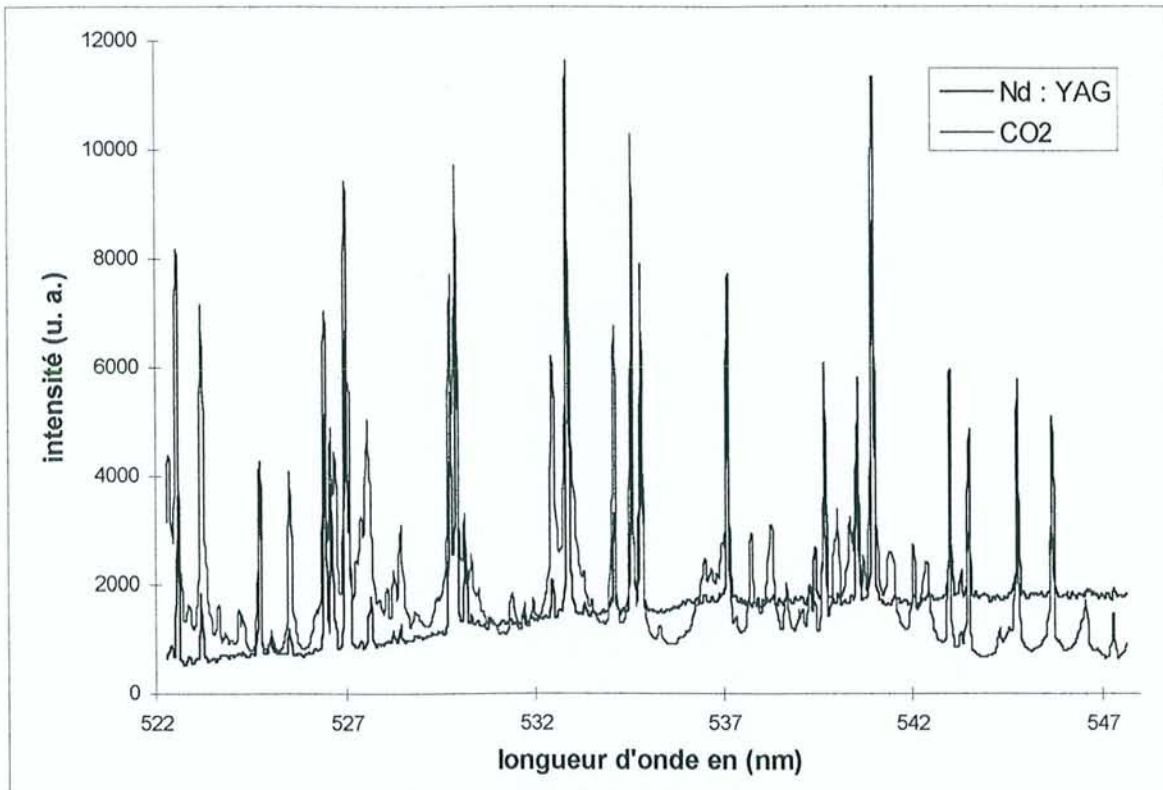


Figure IV.4.5.1. Spectres d'émission d'un acier inoxydable en soudage Nd:YAG et  $\text{CO}_2$ .

Nous remarquons la différence significative des spectres d'émission enregistrés lors du soudage avec des lasers Nd:YAG et  $\text{CO}_2$ .

Les spectres correspondant au soudage avec un laser  $\text{CO}_2$  sont beaucoup plus riches ; ils contiennent des transitions électroniques que nous n'avions pas encore observées.

Nous vérifierons que les températures de la plume sont supérieures à celles calculées précédemment. L'étude des spectres d'émission montre l'existence de raies d'émission correspondant au processus de recombinaison. La vapeur métallique du panache est ionisée.

Les températures calculées évoluent de 7500 à 8500 K. Les paramètres de soudages et les principaux résultats sont décrits dans le tableau suivant :

Essai n°	Métal	Puissance (W)	Vitesse (m.min <sup>-1</sup> )	Gaz de protection débit (l.min <sup>-1</sup> )	Température (K) - 1 <sup>ère</sup> méthode	Température (K) - 2 <sup>ème</sup> méthode
1	acier galvanisé 0,8 mm	900	0,3	azote (10)	8012	8167
2	acier électrozingué	900	0,3	azote (10)	7971	8341
3	acier nu 0,7 mm	900	0,3	azote (10)	7712	8177
4	acier nu 1 mm	900	0,3	azote (10)	7951	8569
5	acier galvanisé 0,8 mm	900	0,3	argon	7759	8289
6	acier électrozingué	900	0,3	argon	7628	8357
7	acier galvanisé 0,8 mm	900	0,3	hélium (27)	7637	8092
8	acier électrozingué	900	0,3	hélium (27)	7619	7867
9	acier galvanisé 0,8 mm	5500	8	hélium (22)	8251	-
10	acier galvanisé 1 mm	5500	8	hélium (22)	8062	-
11	acier nu 0,7 mm	5500	8	hélium (22)	8365	-

Tableau IV.4.5.2. : Températures calculées lors du soudage avec des lasers CO<sub>2</sub>,

essais de 1 à 8 : IUT de Béthune,

essais de 9 à 11 : SOLLAC Dunkerque.

Les températures calculées par la première méthode sont déterminées à partir des raies d'émission données dans le tableau IV.3.1.. Les températures calculées par la deuxième méthode sont obtenues à l'aide des raies d'émission du tableau IV.4.5.1..

Les essais 1 à 8 montrent que les températures déterminées par la deuxième méthode sont un peu plus importantes que celles déterminées par la première méthode, quelque soit l'acier soudé.

La différence de température entre les deux méthodes pour des soudures réalisées dans des conditions similaires peut être justifiée. Les raies employées pour calculer la température lors du soudage, avec des lasers néodymes, sont fortement perturbées (figure IV.4.5.1). L'intensité mesurée n'est pas représentative pour les raies de la transition a5F-z5D (transition de basse énergie), elles sont en partie auto-absorbées.

Dans l'immédiat, nous ne pouvons pas tirer de conclusion concrète quant à l'influence de la galvanisation ou de l'électrozingage sur la température du panache. En effet, nous n'avons réalisé qu'une série de mesures ; d'autres seraient nécessaires pour valider les calculs.

Cependant, nous avons remarqué que les spectres enregistrés pour les aciers revêtus présentent des raies d'émission beaucoup plus intenses que pour les aciers nus. Nous observons également d'autres raies d'émission très intenses correspondant au zinc, pour les aciers revêtus.

Les mesures 9, 10 et 11 ont été réalisées sur un laser utilisé en production pour souder des tôles minces, destinées à la construction automobile. Une seule gamme de longueurs d'onde a pu être étudiée. Nous remarquons que les températures atteintes dans des conditions industrielles de soudage (puissance : 5,5 kW, vitesse de déplacement de la tête laser: 8 m.min<sup>-1</sup>) sont importantes.

Ces mesures ont été entreprises récemment. Des collaborations avec l'I.U.T. de Béthune et la SOLLAC à Dunkerque sont en cours. Nous nous intéressons particulièrement à l'utilisation de la spectroscopie d'émission en tant que technique de contrôle du soudage laser CO<sub>2</sub> continu.

Un spectre d'émission caractéristique de l'interaction laser CO<sub>2</sub> avec un acier non revêtu est donné en annexe 1. Il couvre les gammes de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet au visible.

#### IV.5. Etude de la densité électronique.

Nous avons réalisé un premier diagnostic en déterminant la température à partir de l'intensité relative des raies d'émission. L'estimation des propriétés physiques du panache est complétée par le calcul de la densité électronique.  $N_e$  est obtenue en mesurant l'élargissement de certaines raies d'émission. Nous allons détailler cette méthode.

Les plasmas créés lors du soudage laser ont une température qui évolue de 3500 à 8500 K. Dans ces conditions, nous avons vu, dans le paragraphe §II.2.2., les différents élargissements de raies : naturel, Doppler et Stark.

Nous avons précisé au paragraphe §III.1.2., que la largeur naturelle d'une raie est très faible. Dans le cas des plasmas de soudure, l'effet Doppler est lui aussi négligeable.

Reste l'élargissement dû à l'effet Stark. Pour l'estimer nous nous appuyons sur les données spectroscopiques du fer neutre à  $\lambda = 538,833$  nm, (tableau IV.3.2.). Une autre approche envisageable est l'étude de raies d'émission d'éléments ionisés. Nous utilisons l'équation de Saha (II-23) qui donne le rapport des populations d'un élément dans deux états d'ionisation successifs en fonction de la densité électronique et de la température.

La largeur à mi-hauteur de la raie d'émission mesurée sur le spectre n'est pas directement exploitable. Le profil observé est la convolution de plusieurs effets d'élargissement. Les deux principaux sont :

- l'élargissement Stark :  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ ,
- l'élargissement dû à l'appareillage :  $\Delta\lambda_{\text{Appareil}}$ .

Nous avons :  $\Delta\lambda_{\text{Mesuré}} = \Delta\lambda_{\text{Stark}} * \Delta\lambda_{\text{Appareil}}$

L'élargissement dû à l'effet Stark est caractérisé par un profil de Lorentz. La mesure de  $\Delta\lambda_{\text{Appareil}}$  est réalisée avec un laser hélium - néon dont nous connaissons les caractéristiques de la raie principale à  $\lambda = 636,8$  nm. Nous avons mesuré l'élargissement de cette raie, avec la fente d'entrée ouverte à 31  $\mu\text{m}$ .

$$\Delta\lambda_{\text{Appareil}} = 0,053 \text{ nm}$$

La fonction d'appareil a un profil de Gauss. Le profil mesuré sera donc un profil de Voigt. Nous avons déterminé la valeur de  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$  en utilisant les résultats de la figure II.2.3.1. Dans le cas du soudage avec un laser néodyme, nous n'avons observé la raie d'émission du fer (Fe I 538,33 nm) que dans certains cas. Pour des températures de plume inférieures à 6000 K, la sensibilité du détecteur n'est pas suffisante pour séparer la raie d'émission du bruit de fond. L'évolution de la densité électronique sera calculée en fonction de la durée de l'impulsion laser est présentée sur la (figure IV.5.1.). Les mesures sont réalisées dans le bas du panache ( $h = 0$  mm), sans gaz de protection, la puissance moyenne est de 500 W.

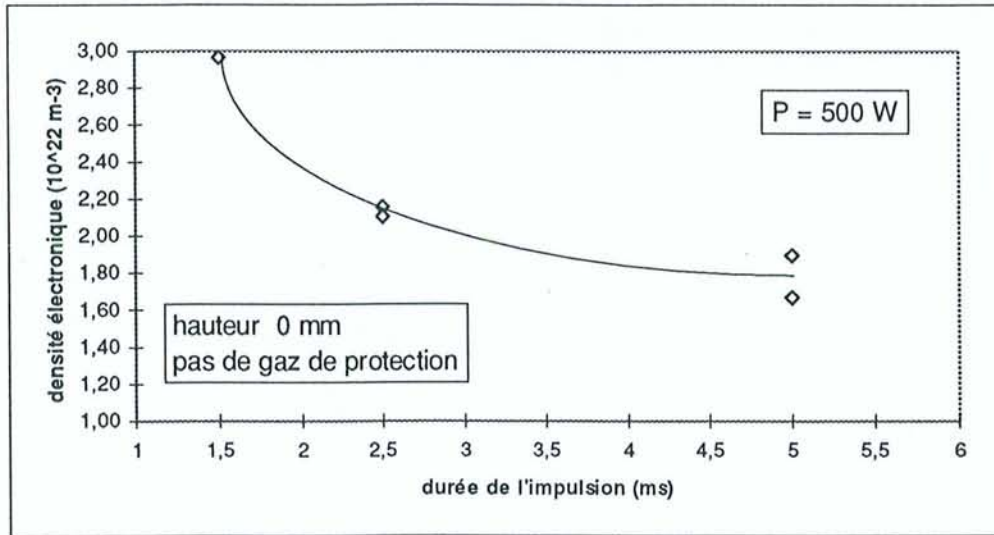


Figure IV.5.1. : Evolution de la densité électronique selon la durée de l'impulsion laser.

Nous observons que la densité électronique augmente à mesure que l'impulsion diminue. Pour les impulsions les plus brèves,  $N_e$  est proche de  $3 \cdot 10^{22}$  électrons. $\text{m}^{-3}$ . Vérifions si le milieu est en équilibre thermodynamique local (E.T.L.).

L'équation (II-10) donne le coefficient collisionnel,  $K_c$  :

$$K_c = \frac{5}{8} \sqrt{\pi} \left( \frac{\alpha_f}{a_0 E_H} \right)^3 \sqrt{\frac{k}{E_H}} \quad (\text{IV-3})$$

$$K_c = \frac{5}{8} \sqrt{\pi} \left( \frac{7,297 \cdot 10^{-3}}{5,292 \cdot 10^{-11} \cdot 13,584} \right)^3 \sqrt{\frac{8,617 \cdot 10^{-5}}{13,584}} = 2,92 \cdot 10^{18} \text{ eV}^3 \cdot \text{K}^{-1/2} \cdot \text{m}^{-3}$$



Szymanski et Kurzyna<sup>43</sup> estiment que  $E_{mn} = 0,74 \text{ eV}$ .

Pour  $T_e = 7000 \text{ K}$ ,  $K_e \sqrt{T_e} E_{mn}^3 = 10^{20} \text{ électrons.m}^{-3}$ .

Or  $N_e = 3.10^{22} \text{ électrons.m}^{-3}$ , donc  $N_e > K_e \sqrt{T_e} E_{mn}^3$ , le critère (II-9) est vérifié. Aussi l'équilibre thermodynamique local est établi.

L'étude de spectres d'acier enregistrés lors du soudage avec des laser  $\text{CO}_2$ , nous a permis d'observer des raies d'émission caractéristiques d'éléments ionisés. Dans ce cas, il est possible de calculer  $N_e$  en comparant l'intensité relative de deux raies d'émission : la première dans l'état neutre et la seconde ionisée une fois. Nous nous sommes appuyés sur les travaux de Sokolowski, Herziger et Beyer<sup>42</sup>, qui préconisent l'utilisation de deux raies du fer :

- Fe I 449,46 nm,
- Fe II 458,36 nm.

Le calcul de  $N_e$  est effectué avec l'équation de Saha (II-23) associée à la relation (II-24), nous avons :

$$N_e = \frac{N_i^{z-1} g_i^{z-1}}{N_m^z g_m^z} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-E_\infty^{z-1}}{k T}\right) \quad (\text{IV-4})$$

avec

$$N_i^{z-1} = \frac{I_{ij} \lambda_{ij}}{A_{ij} h c} \quad \text{et} \quad N_m^z = \frac{I_{mn} \lambda_{mn}}{A_{mn} h c} \quad (\text{IV-5) et (IV-6)}$$

Nous pouvons exprimer  $N_e(T)$  :

$$N_e(T) = \frac{I_{ij}^{z-1}}{I_{mn}^z} \frac{\lambda_{ij}^{z-1} A_{mn}^z g_m^z}{\lambda_{mn}^z A_{ij}^{z-1} g_i^{z-1}} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-E_\infty^{z-1}}{k T}\right) \quad (\text{IV-7})$$

où

$I_{mn}^z$  et  $I_{ij}^{z-1}$  sont les intensités des raies considérées,

$A_{mn}^z$  et  $A_{ij}^{z-1}$  les probabilités de transition,

$g_m^z$  et  $g_i^{z-1}$  les poids statistiques,

$E_{\infty}^{z-1}$  le potentiel d'ionisation.

Données :

- pour le fer  $E_{\infty}^{z-1} = 7,9024$  eV (1<sup>ère</sup> ionisation),
- $\lambda_{ij}^{z-1} = 449,46$  nm ;  $A_{ij}^{z-1} = 0,0345 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup> ;  $g_i^{z-1} = 5$
- $\lambda_{mn}^z = 458,36$  nm ;  $A_{mn}^z = 0,0038 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup> ;  $g_m^z = 10$

La figure IV.5.2. montre l'évolution de la densité électronique calculée à partir de l'équation (IV-7), pour plusieurs températures en fonction du rapport des intensités des raies d'émission.

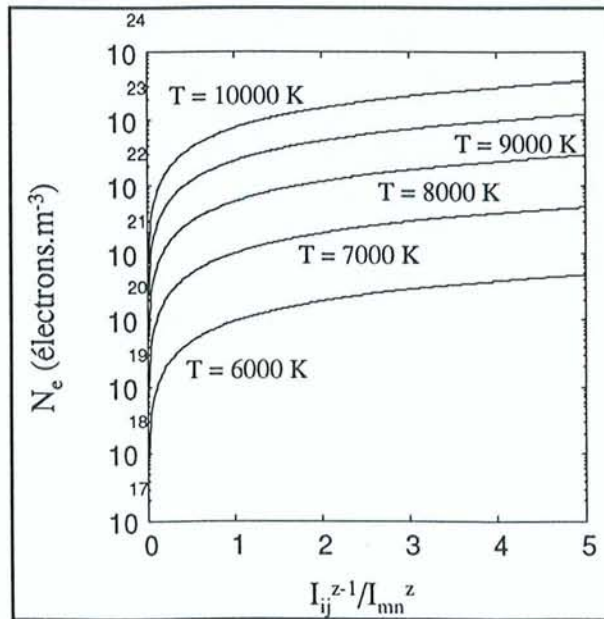


Figure IV.5.2. : Evolution de  $N_e$  selon le rapport  $I_{ij}^{z-1}/I_{mn}^z$ .

Le calcul de la densité électronique est effectué avec les deux méthodes que nous avons décrit.

Les résultats obtenus sont détaillés dans le tableau IV.5.1..

Essai n°	Métal	Gaz de protection	Densité ( $10^{22} \text{ m}^{-3}$ )	
			1 <sup>ère</sup> méthode	2 <sup>ème</sup> méthode
1	acier galvanisé 0,8 mm	azote	4,62	1,30
2	acier galvanisé 1 mm	azote	4,60	1,43
3	acier électrozingué	azote	4,60	1,01
6	acier galvanisé 0,8 mm	argon	4,45	0,78
7	acier électrozingué	argon	4,43	0,55
8	acier galvanisé 0,8 mm	hélium	4,46	0,65
9	acier électrozingué	hélium	4,08	0,63

Tableau IV.5.1. : Calcul de la densité électronique lors du soudage avec un laser CO<sub>2</sub> pour différent aciers.

Les densités calculées à partir de l'élargissement de la raie du fer à  $\lambda = 538,33 \text{ nm}$  (première méthode) sont supérieures à celle calculées avec la relation IV-7 (deuxième méthode). Plusieurs causes expliquent ces résultats. En premier lieu, les deux grandeurs mesurées ne sont pas tout à fait identiques. La densité électronique calculée par la deuxième méthode ne prend en compte que les électrons issus du fer, les deux raies utilisées dans le calcul sont des raies de fer. L'intensité de la raie à  $\lambda = 449,46 \text{ nm}$  est minimisée du fait de l'auto-absorption dans le panache. En conséquence, le rapport des intensités et la valeur de T calculés sont inférieurs à la réalité. La valeur de  $N_e$  obtenue sera plus faible. En pratique, le revêtement de zinc à la surface du métal se vaporise rapidement. L'apport d'électrons perturbe le profil de la raie du fer considérée (effet Stark). La densité calculée est alors plus importante.

Toutefois, les valeurs de  $N_e$  sont du même ordre et physiquement acceptables. Les travaux d'autres auteurs dans ce domaine, donnent des valeurs proches<sup>44, 45, 46</sup>.

## IV. 6. Etude des défauts.

### IV.6.1. Objectifs de l'analyse.

L'intérêt principal des lasers utilisés pour souder est leur rapidité d'exécution. A la différence des procédés de soudage classique, un laser peut assembler des pièces à des vitesses de plusieurs mètres à la minute. L'inexistence de moyens de contrôle rapides de la qualité des soudures pose problème. Plusieurs auteurs s'intéressent à la détection de défauts en temps réel<sup>47, 48, 49, 50, 51, 51a, 51b</sup>. Certains dispositifs du commerce permettent une analyse limitée du soudage. Le principe de base de ces appareils est l'examen de la lumière émise par le panache. Si l'intensité lumineuse du panache ne dépasse pas un seuil inférieur ou un seuil supérieur. La soudure est considérée correcte. Ce type de dispositif ne permet pas toujours de connaître la nature du défaut détecté. De plus, de petits défauts ponctuels ne sont pas toujours identifiables. Notre étude se base, elle aussi, sur l'analyse de la lumière émise par le panache, à certaines longueurs d'onde. Nous utilisons le spectromètre avec le tube photomultiplicateur en sortie latérale du dispositif. Une fente de sortie réglable permet de transformer notre dispositif en monochromateur à réseau.

Afin de détecter les défauts, nous les avons créés en des points prédéterminés. Ainsi, une défautuosité dans la soudure correspond à une modification du signal enregistré facilement identifiable. L'étude a été menée avec plusieurs lasers. Dans le cas du soudage Nd :YAG pulsé, les fortes fluctuations du panache nous empêchent d'obtenir des résultats exploitables simplement. Nous limitons cette étude aux lasers continus (néodyme et CO<sub>2</sub>).

### IV.6.2. Nature des défauts créés.

Notre étude a permis de séparer deux types de défautuosité : le premier dû à la défocalisation du faisceau laser et le second à l'intervention d'éléments extérieurs sur le déroulement du soudage.

Pour détecter les défauts, nous utilisons plusieurs raies d'émission :

- Fe I 442,26 nm,

- Zn I 468,014 nm,
- Cr I 520,602 nm,
- Cr I 540,98 nm.

La raie de fer peut être utilisée avec toutes les nuances d'acier. La raie de zinc est suivie dans le cas de tôles revêtues : électrozinguées et galvanisées. Les raies de chrome sont employées pour les aciers inoxydables qui contiennent généralement une quantité non négligeable de cet élément.

Ces raies d'émission sont très différentes. La raie du chrome à  $\lambda = 520,602$  nm et la raie du zinc ont des probabilités de transition élevées. Nous les observons facilement, même dans le cas où l'énergie déposée dans le matériau est faible. A plus haute énergie elles ne sont pas toujours exploitables car ces raies d'émission saturent le détecteur. La raie du fer et celle du chrome à  $\lambda = 540,98$  nm ont été utilisées pour remédier à ce problème.

Les caractéristiques des raies d'émission sont détaillées dans le tableau suivant (tableau IV.6.2.1.).

Elément	$\lambda$ (nm)	Multiplet	$E_{\text{inf}}$ (eV)	$E_{\text{sup}}$ (eV)	$g_i$	$g_j$	$A_{ji}$ ( $10^8$ s)
<i>Fe I</i>	442,26	<i>b3P-x3D</i>	2,845	5,648	5	3	0,026
<i>Zn I</i>	468,014	<i>3P*-3S</i>	4,005	6,653	1	3	0,155
<i>Cr I</i>	520,602	<i>a5S-z5P</i>	0,941	3,322	5	5	0,514
<i>Cr I</i>	540,98	<i>a5D-z5P</i>	1,029	3,320	9	7	0,062

Tableau IV.6.2.1. : Caractéristiques des raies d'émission utilisées pour la détection des défauts.

Nous avons aussi réalisé quelques mesures en observant le fond continu existant du spectre.

### IV.6.3. Observation et résultats.

#### *Défocalisation du faisceau laser.*

Tous les essais que nous avons effectués montrent que l'intensité lumineuse du panache évolue suivant la position du point focal du faisceau laser. Nous programmons le déplacement

du faisceau laser suivant une rampe, pour que le point focal évolue de 1,5 mm au dessus de la pièce à 1.5 mm dans la pièce. Le signal enregistré est détaillé sur la figure IV.6.3.3.1.

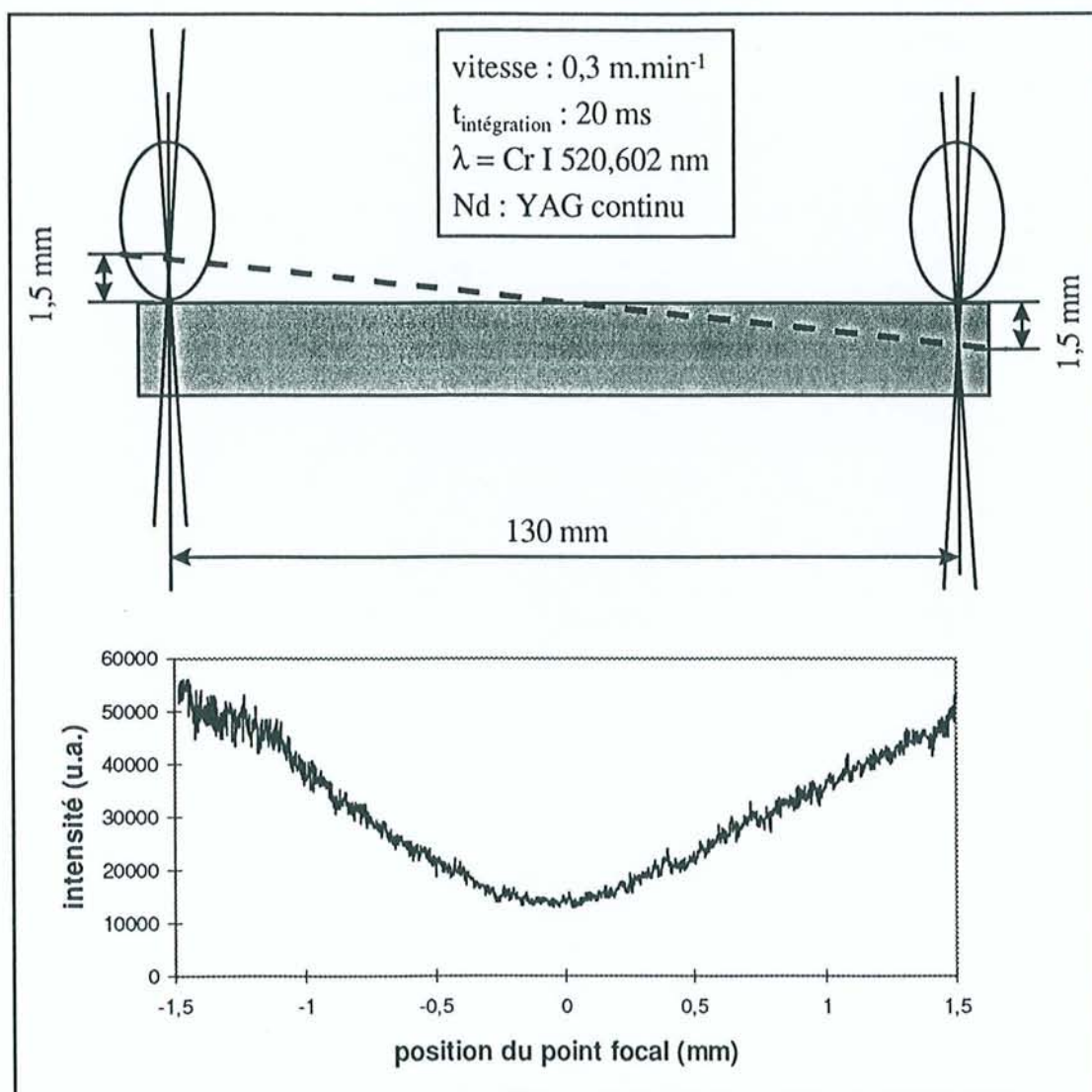


Figure IV.6.3.1.1. : Evolution de l'intensité de la raie Cr I 520,602 selon la position du point focal du laser.

Le minimum d'intensité du panache est obtenu quand le faisceau laser est focalisé à la surface du matériau. Le laser est utilisé dans cette condition pour souder. La profondeur de pénétration dans le métal est alors maximale. Le dispositif d'observation du panache est solidaire de la tête laser, une correction devrait donc être apportée sur l'intensité du signal enregistré. Lors de cet essai, nous observons l'évolution de la raie du chrome à 520,60 nm.

L'étude du spectre dans la gamme de longueurs d'onde 522 à 547 nm montre un comportement similaire pour les autres raies d'émission (figure IV.6.3.1.2.).

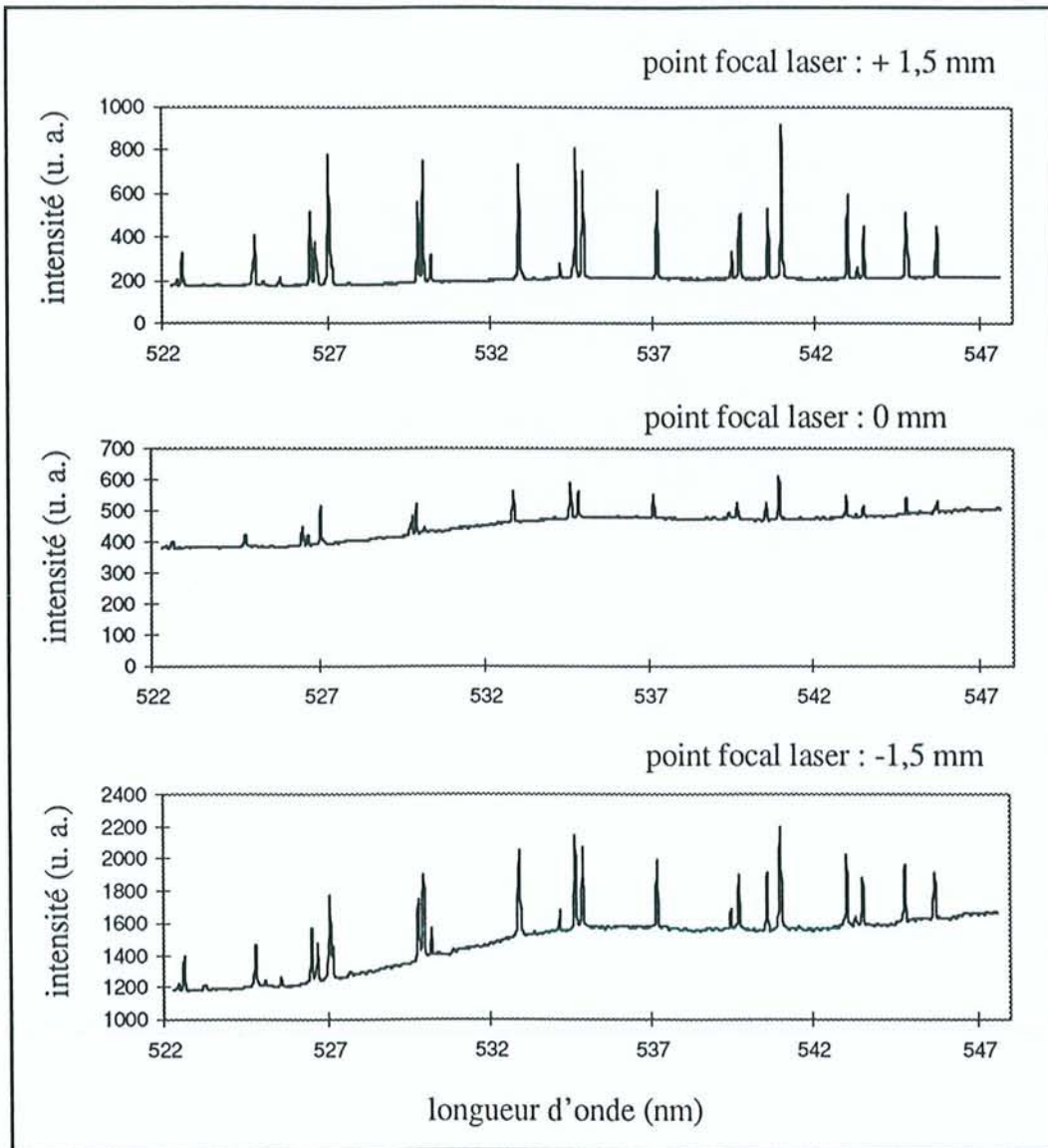


Figure IV.6.3.1.2. : Spectres d'acier inoxydable pour différentes focalisations du laser.

Les trois spectres représentés ci-dessus sont enregistrés dans les mêmes conditions. Nous remarquons la faible amplitude des raies d'émissions mesurées quand le laser est focalisé sur le métal. Un autre fait remarquable est l'évolution du fond continu du spectre. Quand le laser est focalisé au dessus du matériau (1<sup>er</sup> spectre), le fond continu a une valeur constante, proche de 200 u.a.. Nous observons que ce fond continu est plus intense à mesure que le faisceau laser est focalisé dans la pièce. Cette évolution est caractéristique de l'échauffement du métal autour

du point d'impact du laser. Nous enregistrons alors un profil de type corps noir, qui est plus intense dans les grandes longueurs d'onde. Quand le laser est défocalisé au-dessus du matériau, c'est le panache qui est chauffé. Il y a une forte excitation des vapeurs métalliques qui sont présentes.

La défocalisation du faisceau laser provoque l'altération du cordon de soudure. La profondeur de la zone fondue est modifiée et il existe des points fragiles.

Nous pouvons détecter des altérations telles que des creux ou des bosses sur le parcours du faisceau. Dans la manipulation suivante, nous utilisons une pièce métallique rainurée (figure IV.6.3.1.3.). Lors du soudage, nous observons une variation du signal émis.

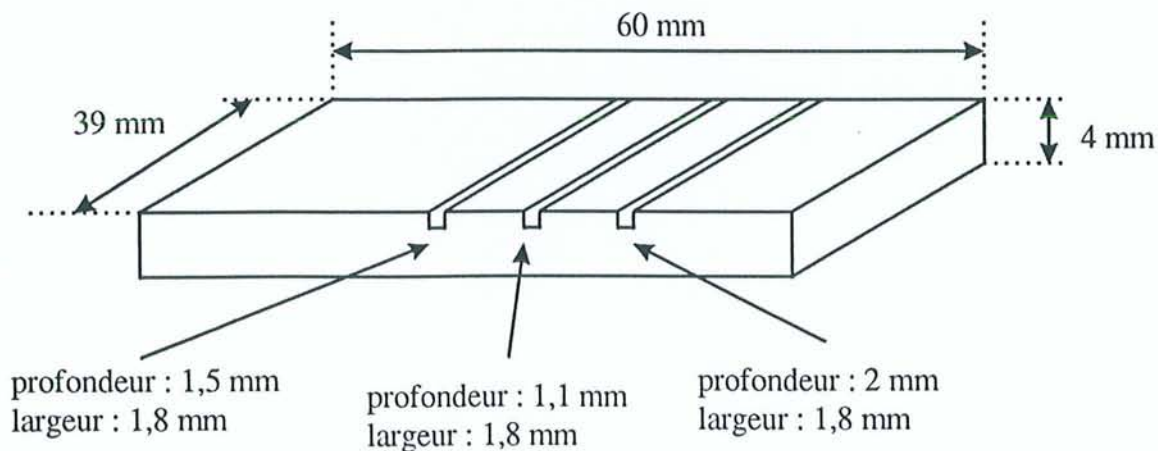


Figure IV.6.3.1.3. : Echantillon d'acier inoxydable rainuré.

Les lignes de fusion sont réalisées sur 55 mm à la vitesse de  $0,3 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$ . Nous enregistrons le signal toutes les 20 ms.

Remarque : Les différents paramètres de soudage et d'acquisition de chacun des essais suivants sont détaillés (tableau IV.6.3.1.), à la fin du paragraphe IV.6.3..

Nous procédons à une analyse temps-fréquence des signaux enregistrés. Le traitement des données est basé sur une étude par transformées de Fourier. Nous utilisons le logiciel Matlab de la manière suivante<sup>52</sup> :



- lecture du fichier de données,
- suppression de la valeur moyenne du signal (cette opération est nécessaire pour calculer les transformées de Fourier dans de bonnes conditions),
- calcul de la fréquence d'échantillonnage ' $f_{ech}$ ' d'après les données enregistrées :

$$f_{ech} = \frac{1}{\text{temps d'intégration}}$$

- choix d'une fenêtre d'échantillonnage (elle permet d'atténuer les effets de troncature des séries utilisées dans le calcul des transformées de Fourier). Le signal est découpé en portions de  $n$  éléments successifs et nous faisons glisser la fenêtre tout le long de l'enregistrement. La fenêtre utilisée est de type Hanning, elle est définie ci-dessous (figure IV.6.3.1.4.) :

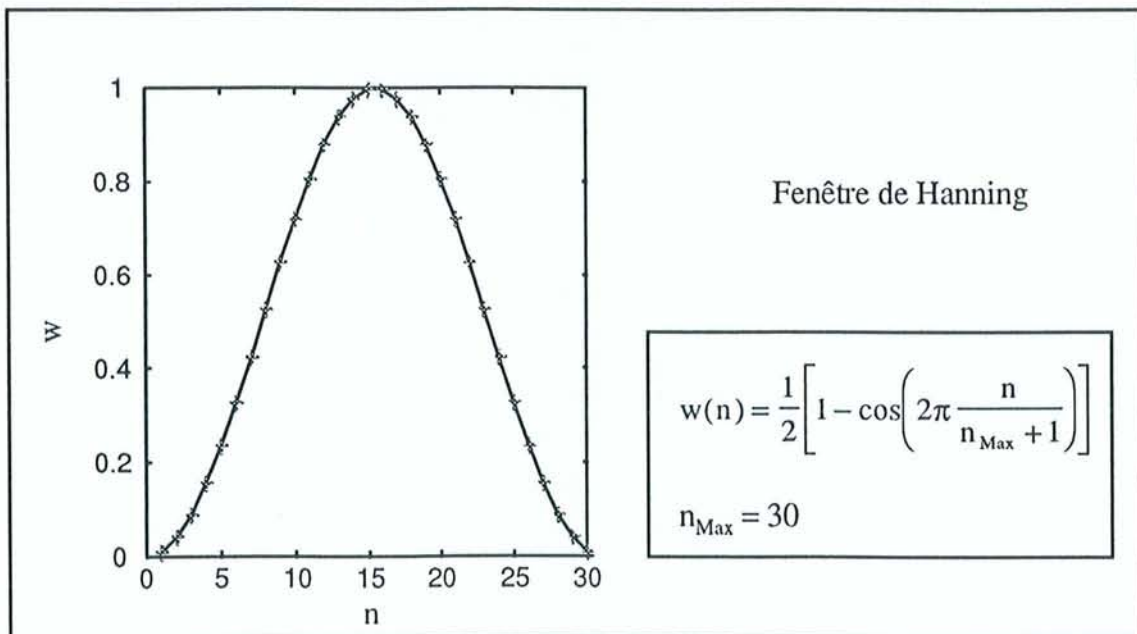


Figure IV.6.3.1.4 : Fenêtre de type Hanning.

- Calcul de la transformée de Fourier : nous utilisons 256 points dans chaque fenêtre.

Des lignes de fusion sont réalisées sur l'échantillon d'acier inoxydable rainuré pour différentes focalisations du laser. Pour le premier essai (figure IV.6.3.1.5), le laser est défocalisé 1,0 mm au-dessus de la pièce.

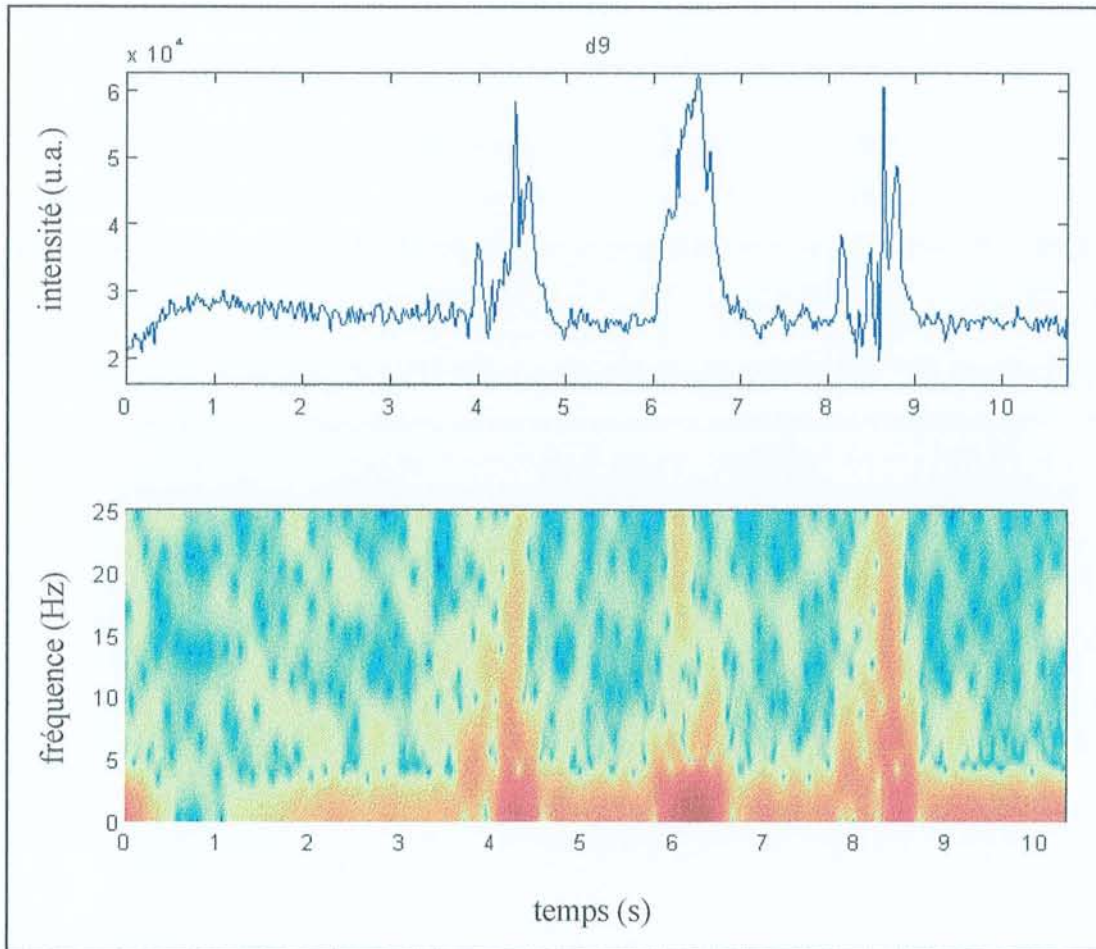


Figure IV.6.3.1.5 : Effet de la défocalisation du faisceau sur l'émission du rayonnement à 520,602 nm.

Le passage du faisceau laser sur les rainures de la pièce est facilement identifiable. Nous observons trois pics d'intensité différente selon l'importance de la défocalisation. L'analyse temps-fréquence du signal est intéressante. En effet, il apparaît clairement que ce type de défaut induit dans le panache des fréquences plus élevées.

D'autres essais appliqués aux problèmes du soudage des tôles minces bord à bord ont été réalisés en collaboration avec Sollac Dunkerque. Nous avons utilisé des tôles d'acier de 0,7 à 1 mm d'épaisseur, certaines sont revêtues (galvanisation ou électrozingage). Plusieurs problèmes ont été envisagés, nous allons en présenter quelques-uns.

La première soudure est réalisée dans les conditions de fabrication adéquates (figure IV.6.3.1.6) ; elle sert de référence. Les plaques suivantes sont assemblées après modification de certains paramètres susceptibles d'engendrer des défauts :

- plaques mal ajustées,
- serrage des tôles insuffisant (figure IV.6.3.1.7),
- défocalisation du faisceau laser,
- soudage hors du plan de jointure des deux plaques,
- défaut d'affleurement lors de soudage de deux tôles d'épaisseurs différentes (figure IV.6.3.1.8).

Nous présentons ici l'allure du signal enregistré, puis analysé, d'une soudure sans défauts.

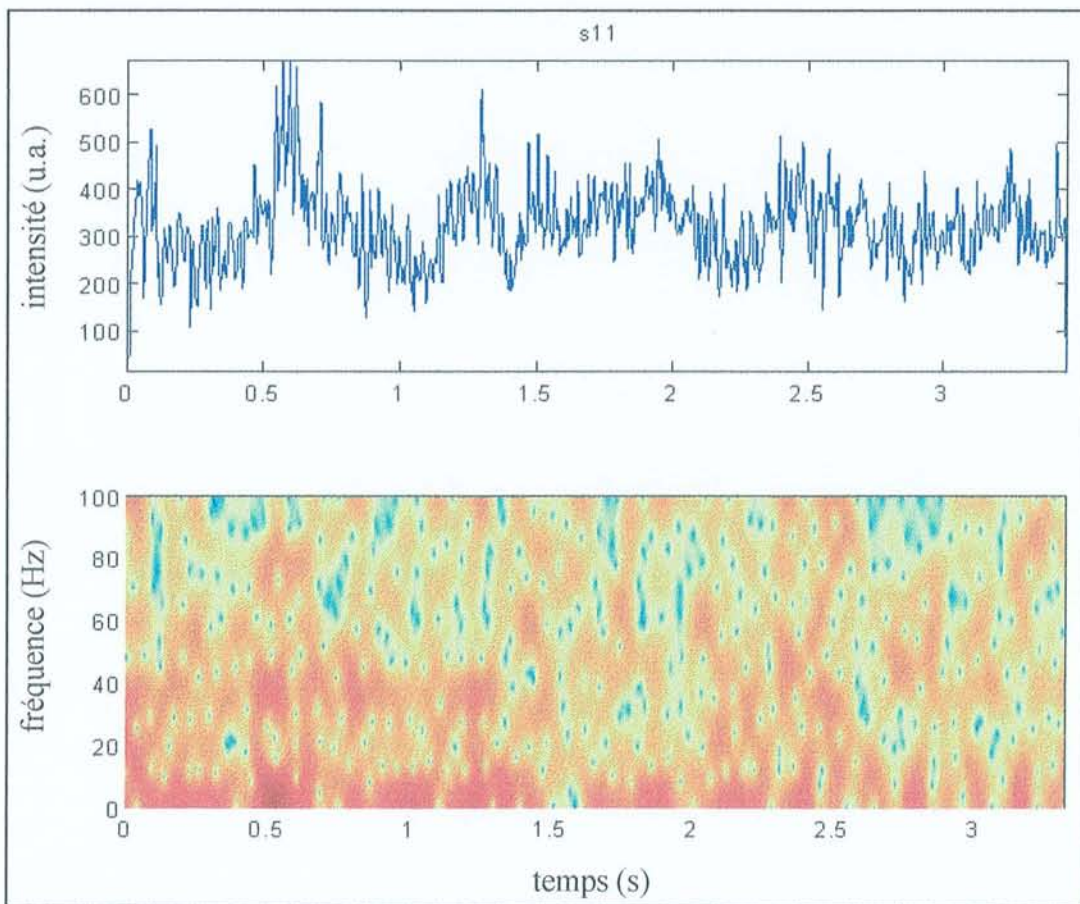


Figure IV.6.3.1.6. : Soudure de tôles bord à bord sans de défauts apparents.

En l'absence de défaut, l'amplitude du signal enregistré oscille autour d'une valeur moyenne ( $I = 300$  u.a.). Nous observons deux bandes de fréquence caractéristiques : la première se situe à 4 Hz, la seconde plus à 38 Hz. Le temps d'intégration étant de 5ms, nous ne pouvons pas étudier les signaux à hautes fréquences.

L'assemblage de ces tôles sur une chaîne de fabrication nécessite un outillage adapté. Dans le cas présent, un ensemble de vérins actionne des brides qui plaquent les tôles sur la machine-outil. Un deuxième ensemble de brides exerce une force latérale afin de maintenir les flancs à souder l'un contre l'autre. La manipulation suivante montre les effets du soudage sans pression latérale sur les plaques.

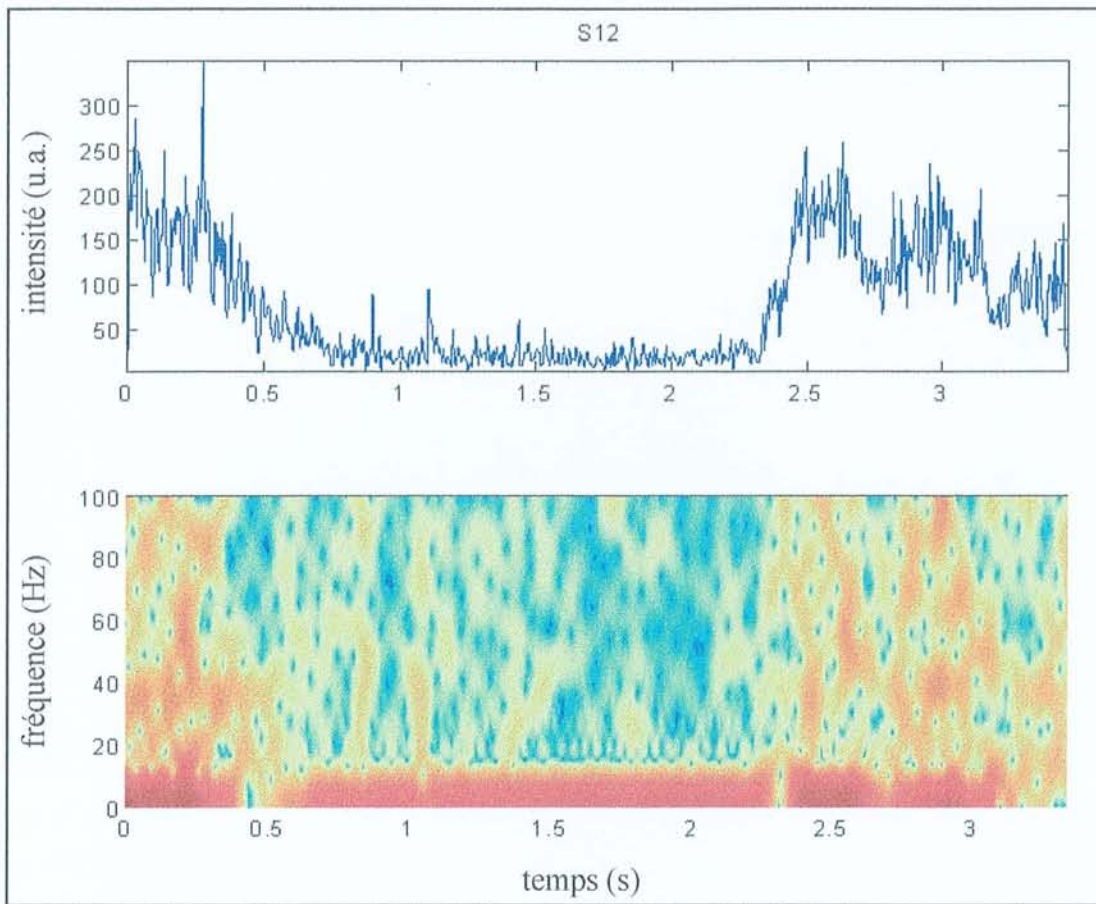


Figure IV.6.3.1.7. : Soudure de tôles bord à bord, fixation insuffisante.

Au début de l'interaction, les deux pièces sont correctement assemblées. La dilatation thermique agit sur ces plaques de faible épaisseur (0,7 mm). Elles ne sont plus parfaitement jointives et la soudure n'est plus réalisable. En conséquence, l'intensité du panache diminue puis il s'éteint. Sur la fin du soudage, le panache se reforme ponctuellement. L'analyse temps-fréquence du signal, montre l'extinction du panache. Les fréquences plus élevées proches de 40 Hz ne sont plus observées.

La mise en place correcte des tôles est obligatoire si l'on veut s'assurer de la qualité de la soudure. Il y a cependant de nombreuses autres causes de défauts dans les soudures. L'emploi de deux plaques d'épaisseurs différentes (0,7 mm et 1,0 mm) nous a permis de le constater (figure IV.6.3.1.8).

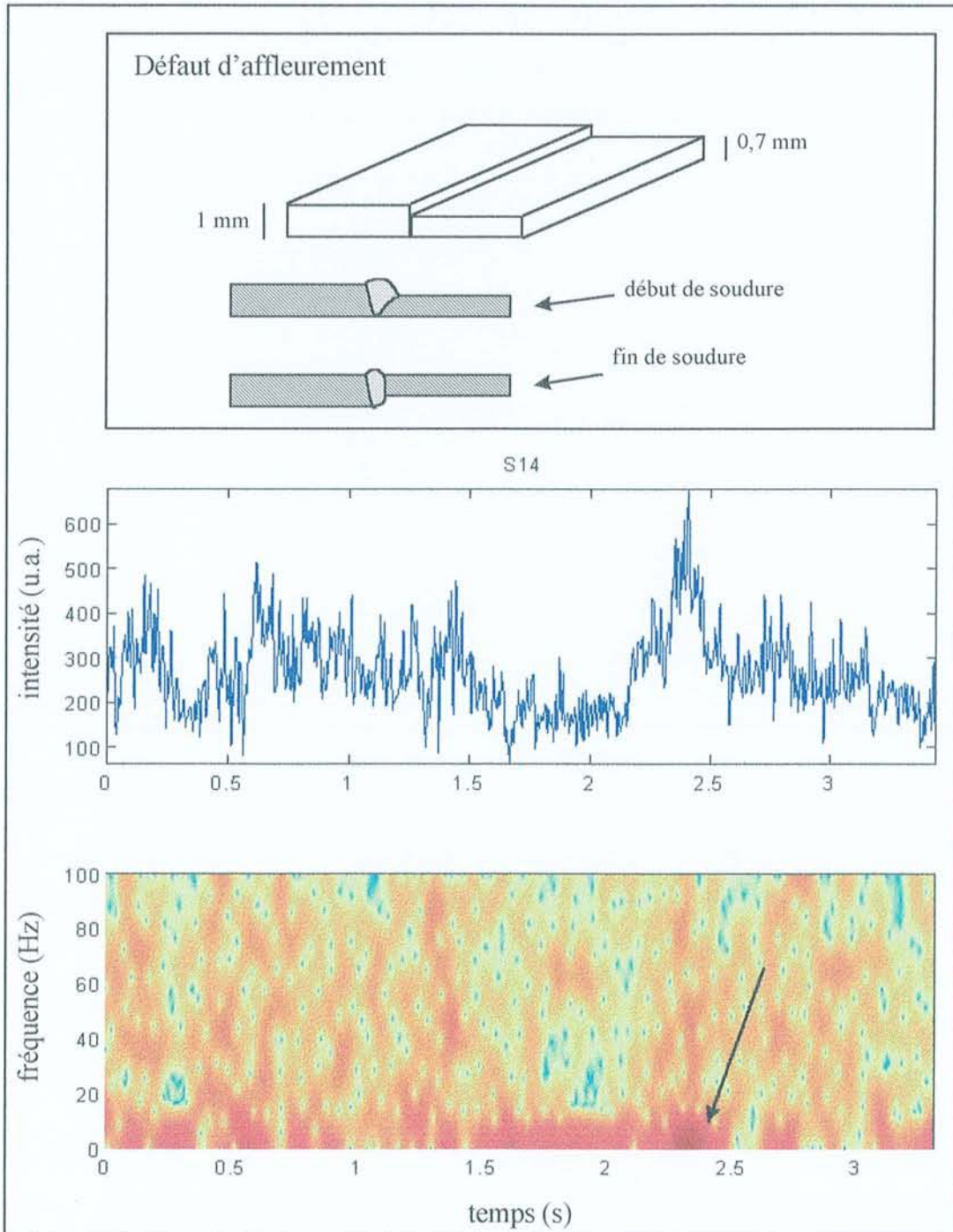


Figure IV.6.3.1.8. : Défaut d'affleurement.

Les deux tôles étant d'épaisseurs différentes, le cordon de soudure est légèrement effondré sur la plaque inférieure. Sous l'effet des contraintes s'exerçant sur les deux tôles, la plaque la plus mince se vrille. La soudure obtenue est caractérisée par une défautuosité qui apparaît sur le graphe temps-fréquence (flèche).

Nous nous intéressons (figure IV.6.3.1.9.) aux fréquences caractéristiques des trois enregistrements étudiés (mesures S11, S12 et S14).

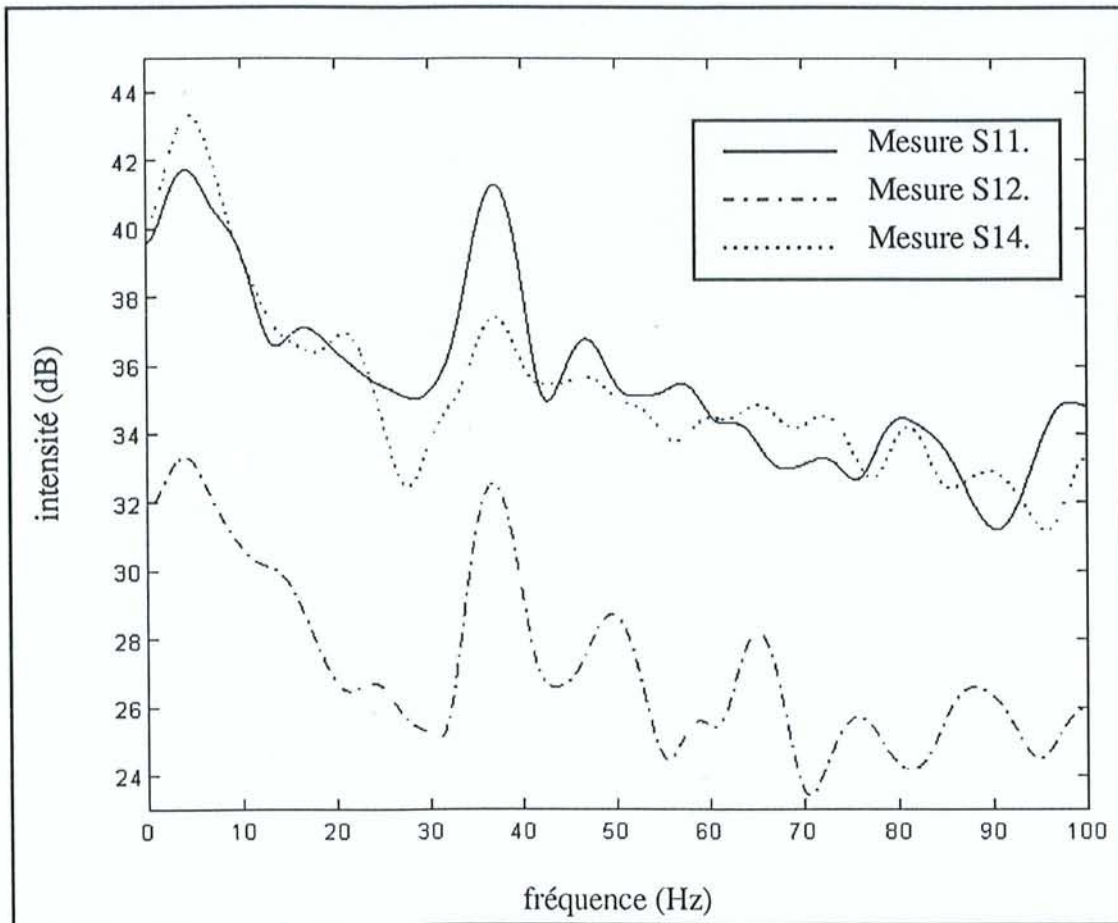


Figure IV.6.3.1.9. : Fréquences caractéristiques obtenues lors du soudage de deux tôles bord à bord.

La mesure S11 correspondant à l'enregistrement d'une soudure correcte montre qu'il existe deux fréquences principales à 4 Hz et 38 Hz. Il est difficile d'expliquer le maximum d'intensité à ces fréquences. Il est probable qu'elles sont liées aux fluctuations du panache. Les mouvements du bain fondu et l'instabilité du keyhole peuvent aussi être responsable de de ces

fréquences. Dans une publication récente, A. Matsunawa<sup>53</sup> montre à l'aide d'une caméra rapide (13500 images.s<sup>-1</sup>) que le keyhole et le panache évoluent rapidement (ouverture et fermeture du keyhole et extinction et allumage du panache).

D'autres auteurs s'intéressent au contrôle du soudage. Par le biais de mesures acoustiques H. Gu et W.W. Duley<sup>54, 55</sup> démontrent qu'il existe un certain nombre de fréquences élevées caractéristiques (plusieurs kilohertz) des oscillations du keyhole. Ils vérifient aussi que les mesures optiques du plasma indiquent la présence de signaux à basses fréquences (< 1 kHz). Ces spectres optiques ne sont comparables aux spectres acoustiques que dans des cas particuliers. La combinaison de ces deux types d'analyses, optique et acoustique, semble être complémentaire.

Nous retrouvons les deux fréquences (4 et 38 Hz) dans le cas du soudage avec des défauts. L'intensité des deux pics pour la mesure S12 est nettement plus faible que celle pour les mesures S11 et S14. L'étude du signal S14 montre aussi une diminution de l'intensité du pic à 38 Hz. Nous en concluons que dans le cas où la soudure est défectueuse, l'évolution du panache est perturbée. Il se manifeste alors des fréquences parasites et l'intensité à 38 Hz diminue de plusieurs décibels.

#### *Soudage par transparence.*

Le soudage par transparence de deux plaques superposées est une technique qui intéresse FRAMATOME, notamment pour la réalisation d'échangeurs à plaques destinés à l'industrie pétrochimique. Dans ce type de dispositif, la qualité des soudures réalisées doit être irréprochable pour éviter le mélange des fluides circulant dans l'échangeur. Nous avons réalisé plusieurs manipulations simulant différents types de défauts inhérents à ce genre d'assemblage. Nous considérerons ici le problème le plus courant qui est le mauvais plaquage des deux tôles l'une sur l'autre pendant le soudage.

Nous soudons une tôle mince sur une plaque en s'assurant de laisser une portion de la tôle mal ajustée. Les pièces sont en acier inoxydable. L'enregistrement du signal et son analyse sont présentés sur la figure IV.6.3.1.10..

Nous mesurons l'intensité de la raie du chrome à  $\lambda = 520,602$  nm. Le signal émis par le panache d'abord très régulier est caractéristique d'un cordon de soudure sain. Le défaut de

plaquage est identifié par la brusque diminution de l'intensité de la raie d'émission. Cette variation d'intensité est due à la défocalisation du faisceau laser sur la tôle supérieure. Celle-ci est découpée et le métal fondu est déposé sur la plaque inférieure. Les perturbations empêchent le panache de se stabiliser et le signal est très bruité.

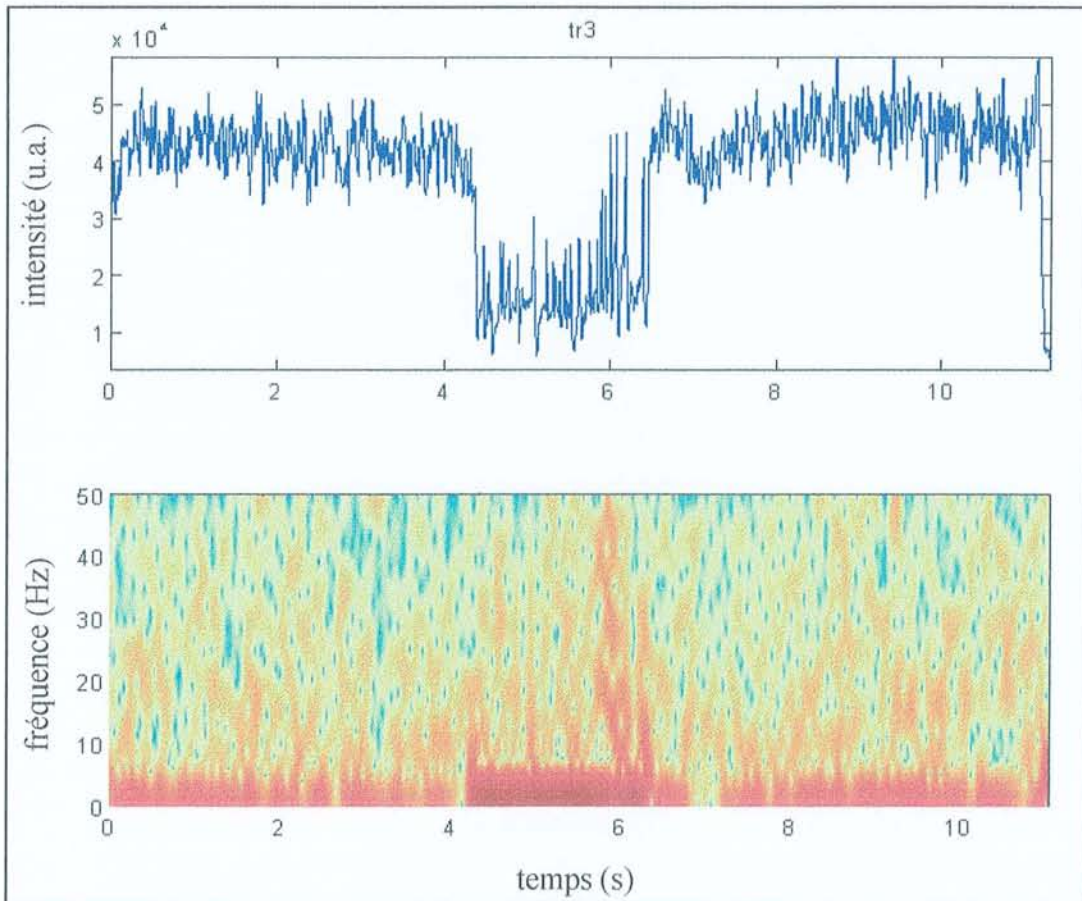


Figure IV.6.3.1.10. : Soudage par transparence défectueux.

#### *Autre type de défauts.*

Des paramètres extérieurs ne modifiant pas la position du faisceau laser par rapport à la pièce peuvent affecter la qualité du cordon de soudure. La propreté des pièces soudées ou la présence du gaz de protection lors du soudage sont deux éléments garants d'une bonne soudure.

Nous pouvons contrôler ces deux facteurs avec notre dispositif. Le premier essai (S10) (figure IV.6.3.1.11.) représente les conséquences de l'arrêt de la protection gazeuse au dessus de la



soudure. Cette interruption se traduit par une très forte augmentation de la luminosité du panache. Ce type de défaut est très facilement identifiable.

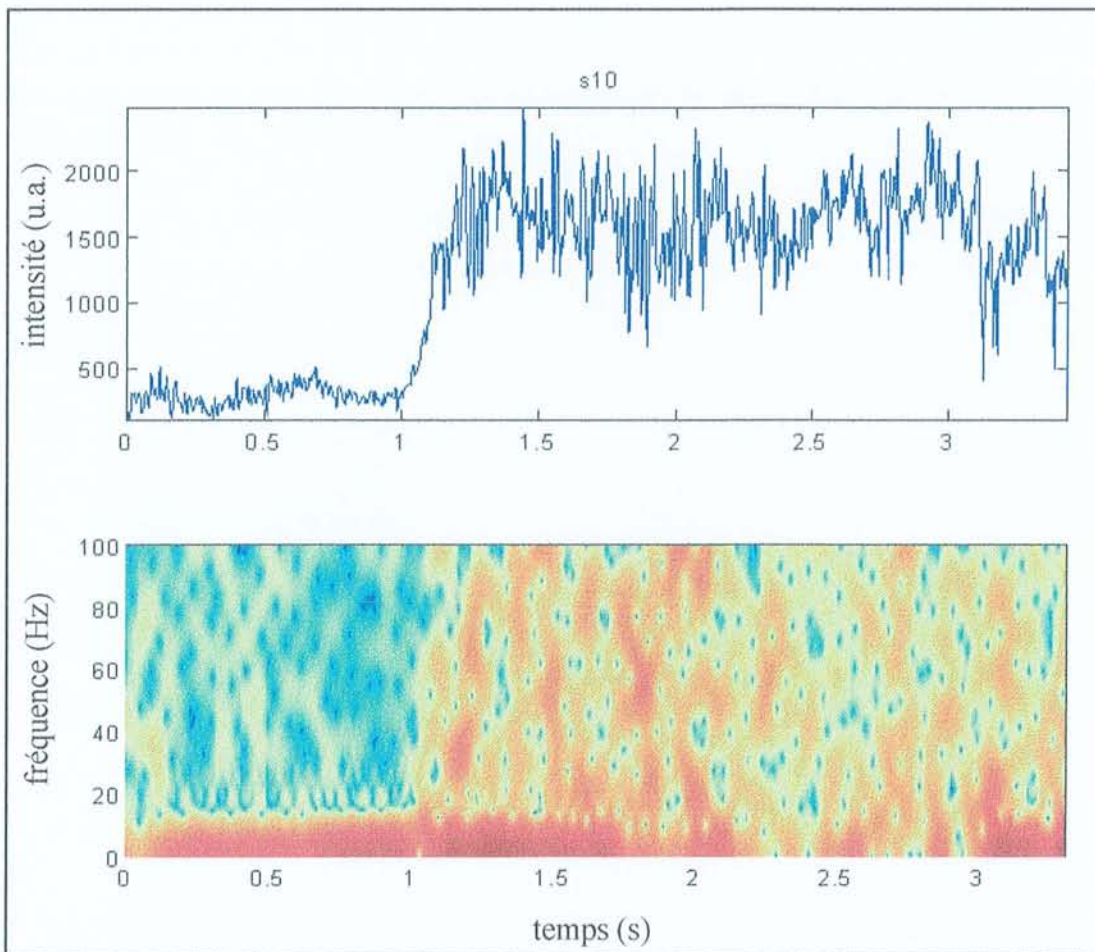


Figure IV.6.3.1.11. : Interruption du gaz de protection pendant le soudage

Le panache est instable en l'absence de gaz de protection. En effet l'intensité de la raie du fer varie beaucoup. La température de la plume augmente et le plasma devient très absorbant (effet de Bremsstrahlung Inverse) pour le rayonnement laser à  $10,6 \mu\text{m}$ . Le cordon de soudure réalisé est de mauvaise qualité.

La figure IV.6.3.1.12. présente l'influence sur le signal mesuré de la présence de graisse sur les pièces à souder. Deux pièces soudées par transparence doivent être nettoyées, la présence de graisse ou d'une autre substance susceptible de se vaporiser lors du soudage provoque des anomalies dans la soudure. L'analyse spectroscopique permet de les détecter. Nous mesurons des raies d'émission appartenant à des éléments différents de ceux initialement présents dans le spectre de l'acier inoxydable (raie d'émission à  $655 \text{ nm}$ ).

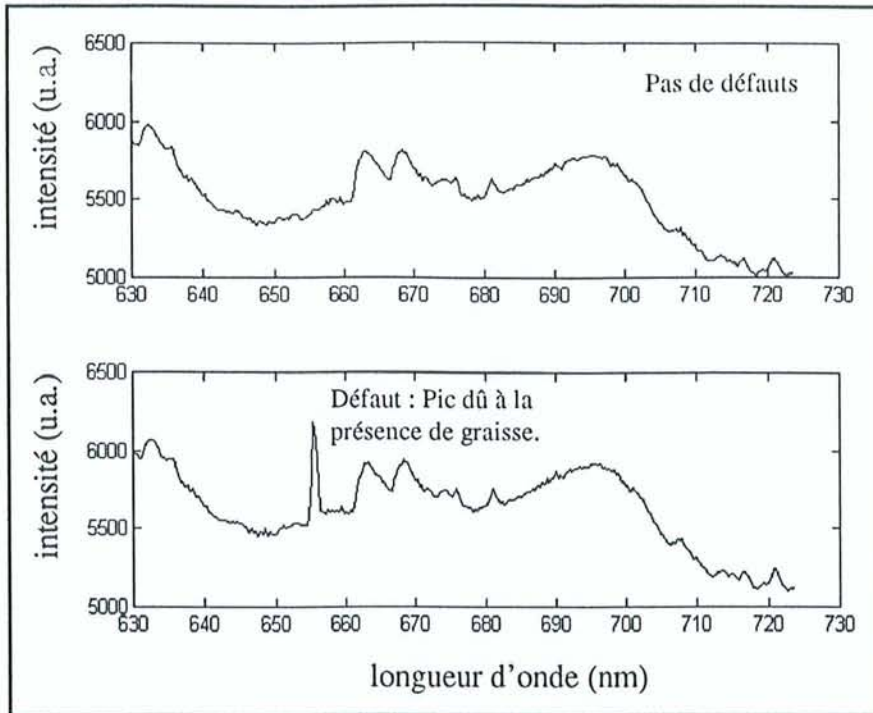


Figure IV.6.3.1.13. : Défaut dû à la présence de graisse sur les tôles à souder.

Le tableau IV.6.3.1 donne les paramètres des essais analysés précédemment. On y trouve le laser employé, sa puissance, le gaz d'assistance utilisé pendant le soudage, le métal soudé et la vitesse de déplacement du laser. Le temps d'intégration du tube photomultiplicateur est aussi indiqué.

Essai n°	Laser	Puissance (W)	Gaz	Temps d'intégration (ms)	Vitesse (m.min <sup>-1</sup> )	Métal
d9	Nd :YAG	1500	argon	20	0,3	Inox
s11	CO <sub>2</sub>	5500	hélium	5	7	acier galvanisé
s12	CO <sub>2</sub>	5500	hélium	5	7	acier galvanisé
s14	CO <sub>2</sub>	5500	hélium	5	7	acier galvanisé
tr3	Nd :YAG	1500	azote	10	1	Inox
s10	CO <sub>2</sub>	5500	hélium	5	7	acier galvanisé

Tableau IV.6.3.1. : Paramètres de soudage et d'acquisition des essais.

#### IV.7. Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble de nos résultats expérimentaux, à savoir :

- la caractérisation spectroscopique, pour plusieurs matériaux, de panaches créés lors du soudage laser,
- le calcul de la température du plasma pour plusieurs paramètres de soudage,
- le calcul de la densité électronique,
- la détection et l'analyse des défauts de soudage.

Les résultats obtenus nous permettent de faire plusieurs observations.

- Les panaches de soudage contiennent principalement des raies d'émission d'éléments neutres. Nous avons observé quelques raies de fer ionisées lors du soudage avec des lasers CO<sub>2</sub>.
- Les températures calculées évoluent de 3500 à 8500 K. Les températures sont plus élevées dans le bas de la plume. Elles augmentent avec la puissance du laser. L'emploi d'un gaz de protection diminue la température du panache. Nous remarquons que les plasmas les plus froids ont été obtenus en soudant avec des lasers Nd :YAG continus et les plus chauds avec des lasers CO<sub>2</sub>.
- Les calculs de la densité électronique corroborent les mesures de température.  $N_e$  étant supérieur à  $10^{22}$  électrons par mètre cube ; l'équilibre thermodynamique est vérifié. Le soudage avec un laser CO<sub>2</sub> est caractérisé par une densité électronique supérieure à celle déterminée lors du soudage avec des lasers néodymes.
- La spectroscopie d'émission est une technique pour de détecter les défauts de soudage. Divers types de défauts ont été caractérisés. Un traitement du signal adapté a mis en évidence l'existence de certaines fréquences caractéristiques à 4 et à 38 Hz.

**CHAPITRE V :**

**Simulations numériques.**

## CHAPITRE V :

### **Simulations numériques.**

Dans ce chapitre, nous allons détailler les programmes écrits pour modéliser l'interaction laser-plasma. L'ensemble des modèles que nous avons développé est utilisé pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans le panache. La plume est un milieu semi-transparent, absorbant et diffusant ; nous précisons ses caractéristiques.

Les différents modèles permettent de déterminer :

- les fonctions de partition de chaque constituant du panache,
- la densité de chaque espèce du plasma en fonction de la température,
- les propriétés optiques du panache (indices  $n$  et  $K$ ),
- le coefficient d'absorption du plasma.

Une étude de la taille des particules observées dans le panache nous permet d'estimer les coefficients d'absorption et de diffusion bidirectionnels des particules, à l'aide de la théorie de Mie.

Ces résultats sont intégrés dans un code de calcul résolvant l'équation du transfert radiatif dans le panache. Le calcul est effectué avec une modélisation de type 'ordonnées discrètes'.

### V.1. Calcul des fonctions de partition.

La notion de fonction de partition  $Z_i(T)$  a été abordée dans le deuxième chapitre (§II.1.3.3.). Nous avons vu que la fonction  $Z_i(T)$  est utilisée dans la loi de Boltzmann. Elle décrit tous les états accessibles d'un atome pour un degré  $i$  d'ionisation donné. Cette fonction s'exprime :

$$Z_i(T) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} g_{i,n} \exp\left(\frac{-E_{i,n}}{k T}\right) \quad (\text{V-1})$$

avec

$g_{i,n}$  le poids statistique ou facteur de dégénérescence.

$$g_{i,n} = 2J_n + 1 \quad (\text{V-2})$$

$J_n$  est le nombre quantique du moment angulaire total.

La fonction  $Z_i(T)$  peut être calculée à partir des tables de Moore<sup>56</sup>. Les éléments nous intéressant sont les suivants :

- le fer,
- le chrome,
- le nickel,
- le manganèse,
- le molybdène,
- l'argon,
- l'azote.

Pour chacun de ces éléments, nous déterminons la fonction de partition dans l'état neutre et dans les deux premiers états d'ionisation. Les résultats sont exprimés en fonction de la température (figures V.1.1. à V.1.7.). Nous approchons les fonctions  $Z_i(T)$  par des polynômes d'ordre 3.

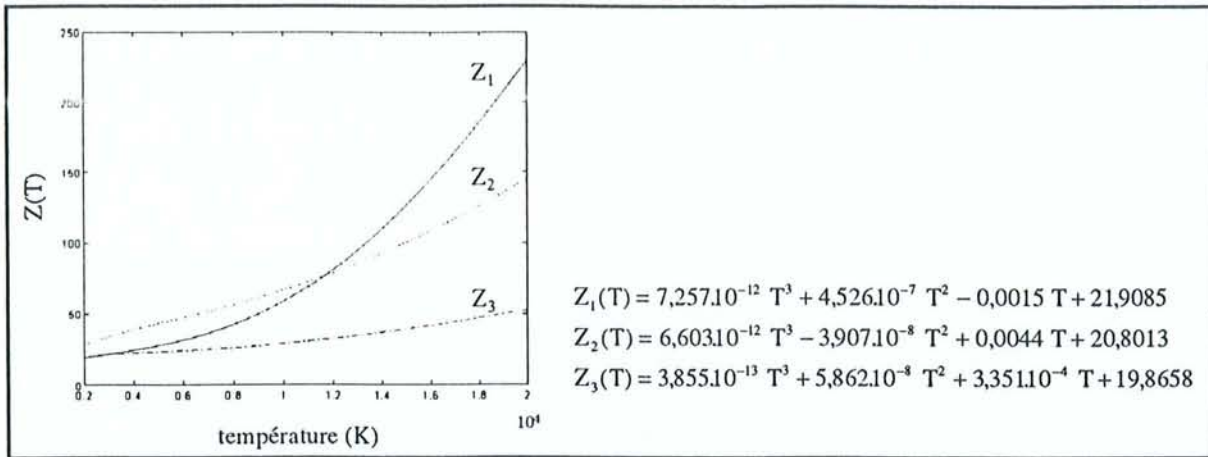


Figure V.1.1. : Fonctions de partition du fer.

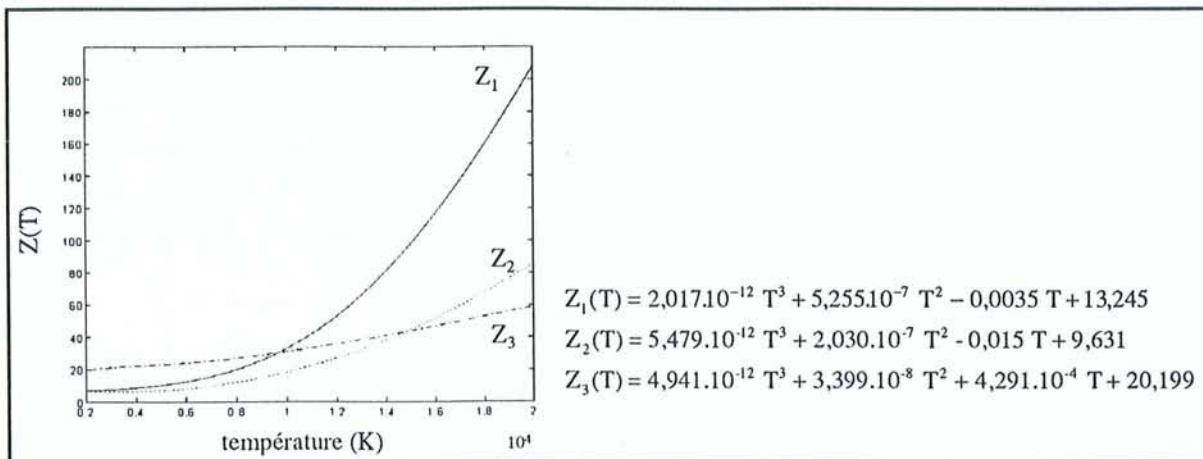


Figure V.1.2. : Fonctions de partition du chrome.

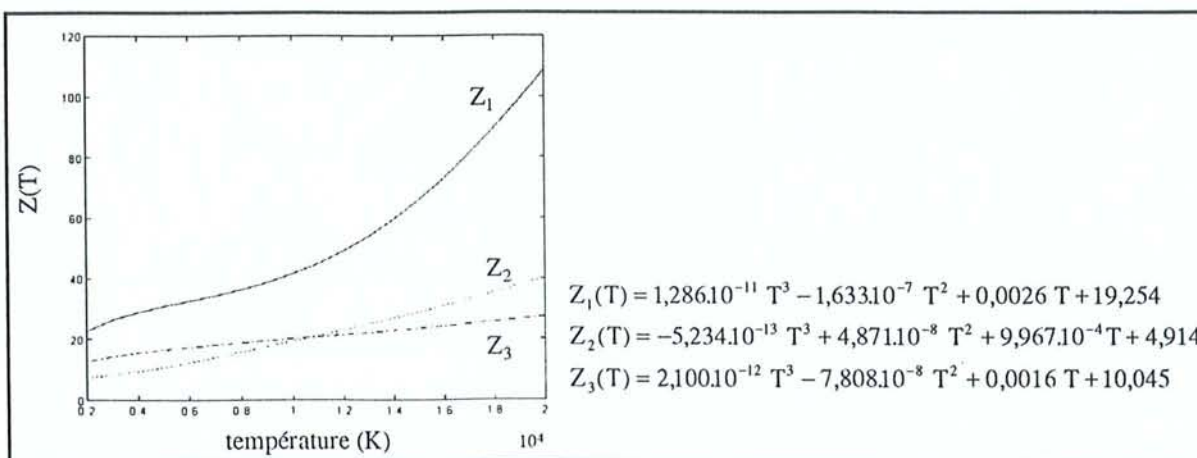


Figure V.1.3. : Fonctions de partition du nickel.

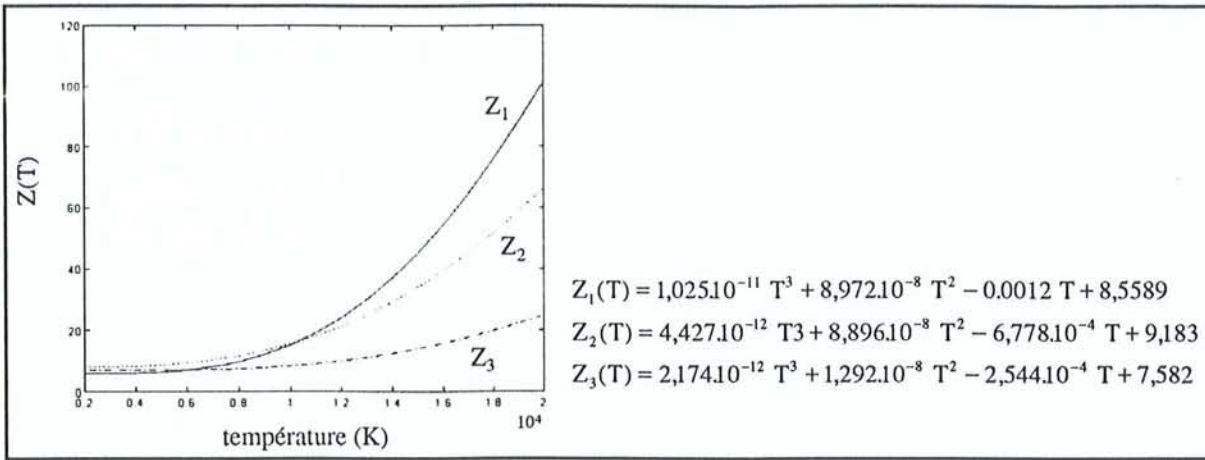


Figure V.1.4. : Fonction de partition du manganèse.

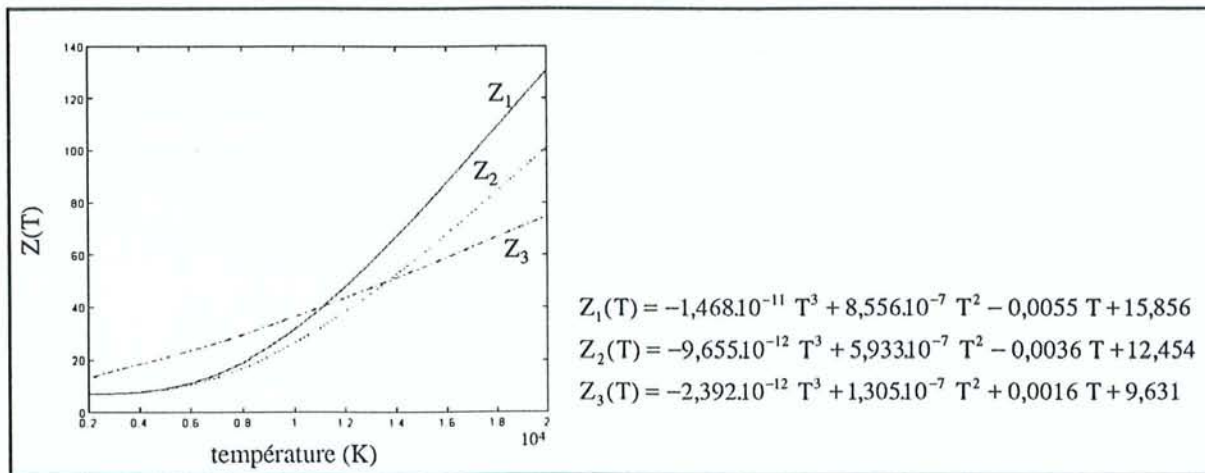


Figure V.1.5. : Fonctions de partition du molybdène.

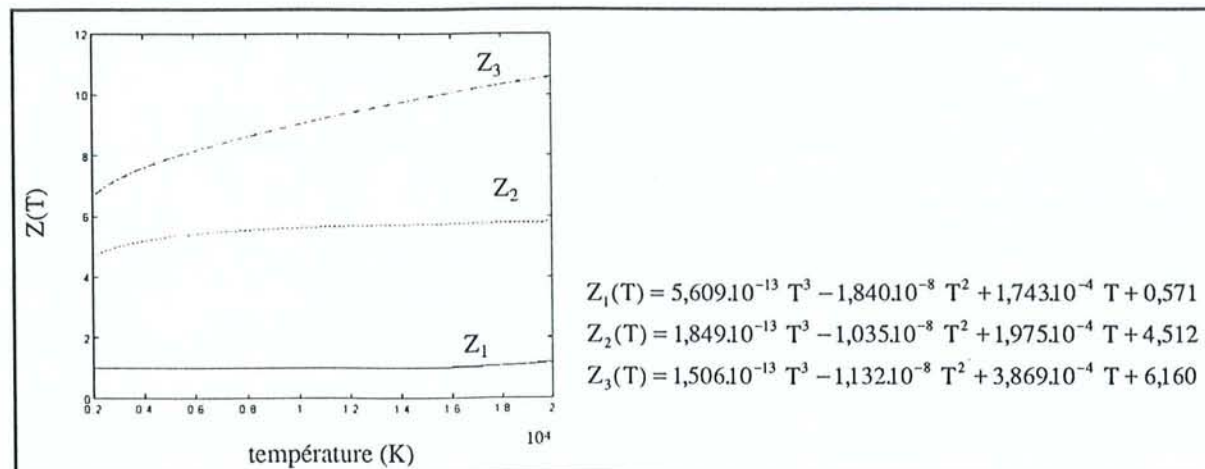


Figure V.1.6. : Fonctions de partition de l'argon.



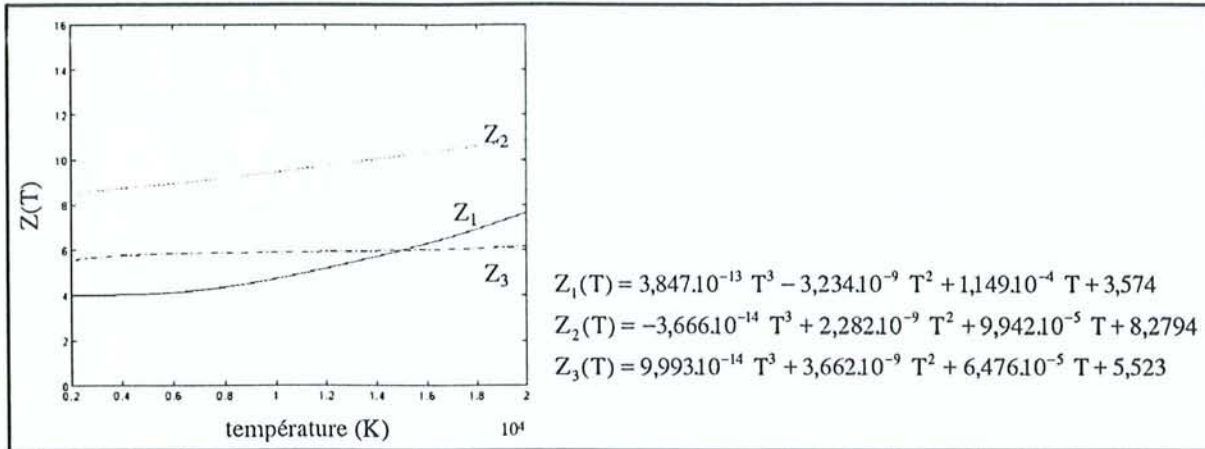


Figure V.1.7. : Fonctions de partition de l'azote.

Les équations de Boltzmann et Saha peuvent être résolues pour les sept éléments cités précédemment. Nous passons à l'étape suivante de notre modélisation : le calcul théorique des densités dans le plasma.

## V.2. Calcul des densités dans un plasma complexe.

Le comportement des plasmas est régi par plusieurs lois physiques. Pour pouvoir caractériser l'interaction laser panache nous devons connaître les densités composant le plasma.

Les vapeurs métalliques provenant de la pièce soudée et les gaz de protection entrent dans la composition de ce plasma. Aussi, nous avons développé un modèle intégrant plusieurs constituants. La modélisation porte sur le cas d'un acier inoxydable, à base : de fer, de chrome, de nickel, de molybdène et de manganèse. L'étude des densités a été envisagée en l'absence de gaz (argon ou azote) dans le panache.

Nous résolvons un système de quatre équations où interviennent les densités : électronique, atomique et ioniques. Ce sont :

- l'équation de Saha,
- l'équation de conservation de la masse,

- l'équation de neutralité électrique,
- l'équation des gaz parfaits.

En combinant ces quatre équations, nous obtenons une relation liant  $N_e(T)$ ,  $Z_i(T)$  et  $T$ . Une procédure itérative fait converger  $N_e(T)$ . Les densités atomiques et ioniques sont alors calculées.

### V.2.1. Mise en équation.

Afin de simplifier les équations qui vont être présentées, nous posons le formalisme suivant :

- Soit 'a' élément(s) tel que  $1 \leq a \leq A$

où  $A$  est le nombre maximal d'éléments.

- Soit un état d'ionisation  $i$  tel que  $0 \leq i \leq I_a$

où  $I_a$  est le degré maximal d'ionisation de l'élément 'a'. L'état neutre est défini par  $i = 0$ .

Nous utilisons les quatre équations citées précédemment.

*Equation de conservation de la masse:*

$$D = \sum_{a=1}^A \sum_{i=0}^{I_a} N_{i,a} \quad (V-3)$$

où  $N_{i,a}$  est la densité de l'élément 'a' dans l'état d'ionisation  $i$ .

*Equation de neutralité électrique:*

$$N_e = \sum_{a=1}^A \sum_{i=1}^{I_a} i N_{i,a} \quad (V-4)$$

où  $N_e$  est la densité électronique.

Equation des gaz parfaits:

$$p = N k T \Leftrightarrow p = (N_e + D) k T \quad (\text{V-5})$$

où  $p$  est la pression.

Equation de SAHA:

Pour un élément 'a' dans deux états d'ionisation successifs, l'équation (II-23) devient :

$$\frac{N_{i,a} N_e}{N_{i-1,a}} = \frac{2 Z_{i,a}(T)}{Z_{i-1,a}(T)} \left( \frac{2 \pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{(E_\infty^{i-1} - \Delta E_\infty^{i-1})}{k T} \right) \quad (\text{V-6})$$

où

$E_\infty^{i-1}$  est le potentiel d'ionisation entre les états  $i-1$  et  $i$ ,

$\Delta E_\infty^{i-1}$  est la correction sur le potentiel d'ionisation entre les états  $i-1$  et  $i$ ,

$Z_{i,a}(T)$  est la fonction de partition de l'élément 'a' dans l'état d'ionisation  $i$ ,

$k$  est la constante de Boltzmann,

$h$  est la constante de Planck,

$m_e$  est la masse de l'électron,

$T$  est la température.

Le détail du calcul des densités : électronique, atomiques et ioniques est donné en annexe 2.

Nous présentons ici uniquement les résultats.

Densité électronique :

$$N_e = \frac{p}{k T} \left( \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_n} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_n} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]}{\sum_{a=1}^A R_a + \sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_n} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_n} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]} \right) \quad (\text{V-7})$$

La connaissance de  $p$  et de  $T$  permet d'accéder à  $N_e$  par itérations successives. Cette première étape réalisée, il est possible de à la densité des neutres  $N_{0,a}$  et aux densités des différentes particules ionisées  $N_{i,a}$ .

Densités atomiques :

$$N_{0,a} = \frac{R_a}{\sum_{a=1}^A R_a} \left( \frac{p}{k T} - N_e \right) \frac{1}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \quad (\text{V-8})$$

Densités ioniques :

$$N_{i,a} = \frac{R_a}{\sum_{a=1}^A R_a} \left( \frac{p}{k T} - N_e \right) \frac{(N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a}}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \quad (\text{V-9})$$

### Programmation et algorithme.

Le programme calculant les densités électronique, atomiques et ioniques des constituants d'un plasma complexe est réalisé sous Matlab.

Les fonctions de partitions sont introduites dans l'équation de Saha sous leur forme polynomiale. La réduction du potentiel d'ionisation  $\Delta E_{\infty}^{z-1}$  est calculé en utilisant la correction d'Unsöld ou de Debye. Elles sont décrites dans le chapitre II (§ II.1.3.3.).

Le fonctionnement du programme est détaillé dans l'algorithme suivant (figure V.2.1.1.).

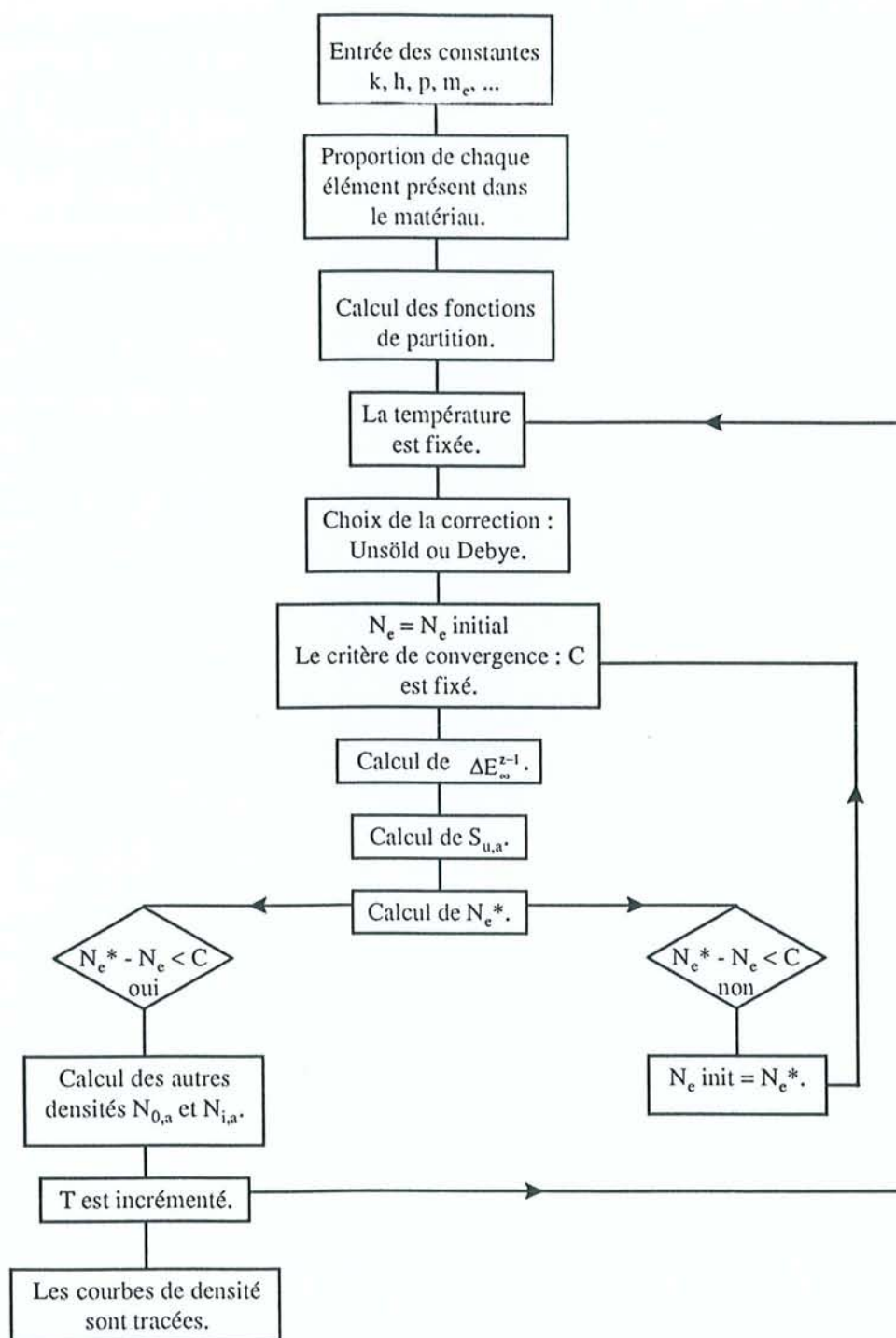


Figure V.2.1.1. : Algorithme du programme de calcul des densités.

### V.2.2. Résultats pour l'acier inoxydable (A316).

Nous présentons des résultats caractérisant l'évolution selon la température d'un plasma constitué des éléments de base d'un acier inoxydable, de type A316, dans les proportions suivantes :

- fer : 69,85 %,
- chrome : 16,62 %,
- nickel : 11,04 %,
- molybdène : 2,11%,
- manganèse : 1,28 %.

Les caractéristiques thermiques et physiques de ces métaux sont données en annexe 6.

Il existe d'autres éléments présents dans l'acier A316 (tableau IV.1.1.) : du carbone, du silicium et du soufre. Ces derniers sont présents en très petites quantités. Nous négligeons leurs effets sur le comportement du plasma.

La pression influe sur les propriétés du plasma. Des calculs sont réalisés aux pressions :  $3 \cdot 10^5$  Pa,  $10^5$  Pa et  $10^2$  Pa.

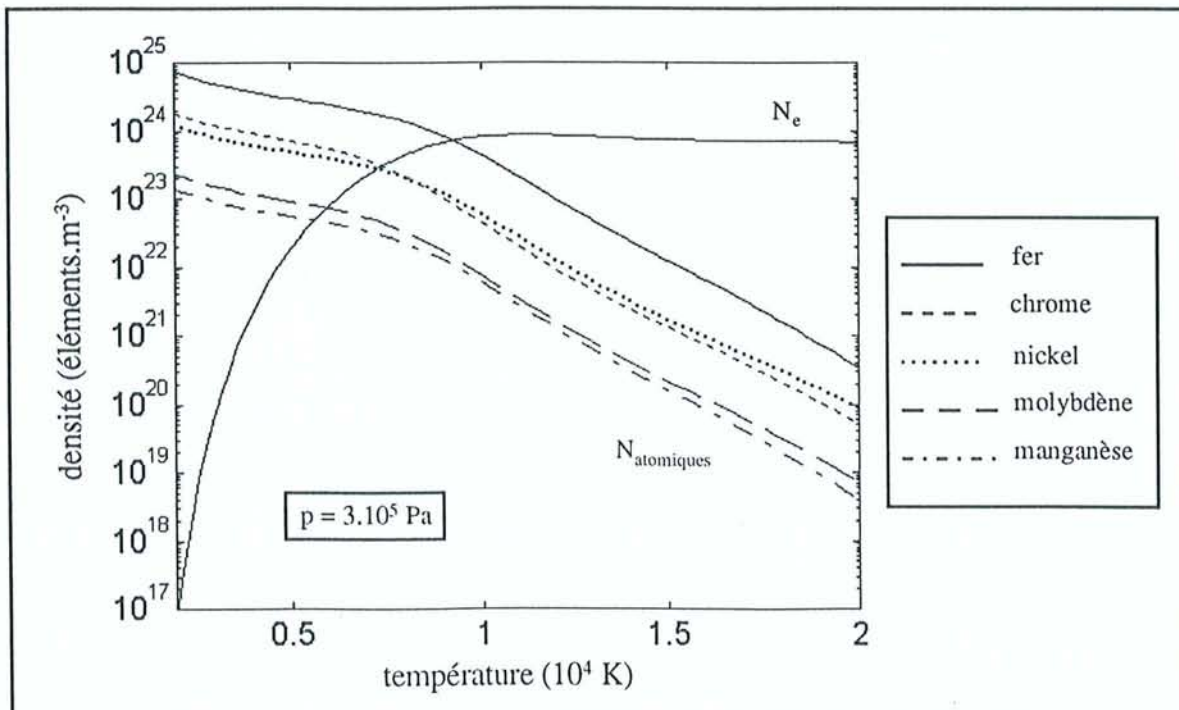


Figure V.2.2.1. : Densités électronique et atomiques d'un plasma d'acier inoxydable à  $3 \cdot 10^5$  Pa.

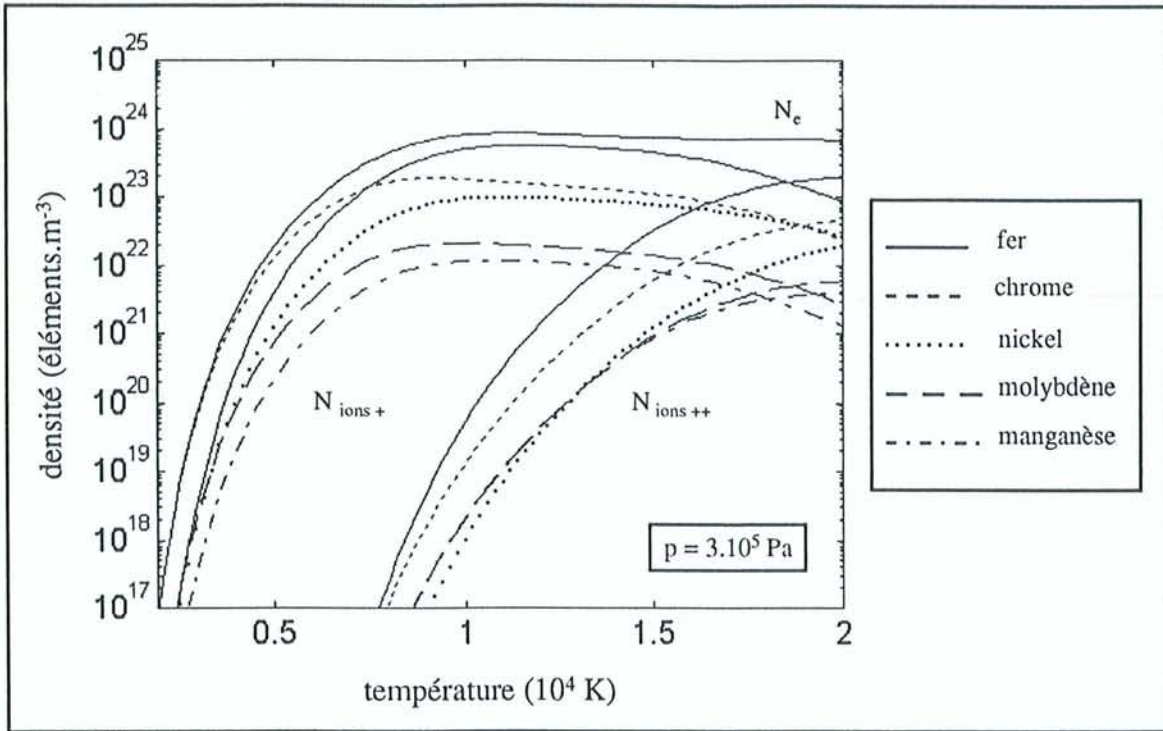


Figure V.2.2.2. : Densités électronique et ioniques d'un plasma d'acier inoxydable à  $3.10^5$  Pa.

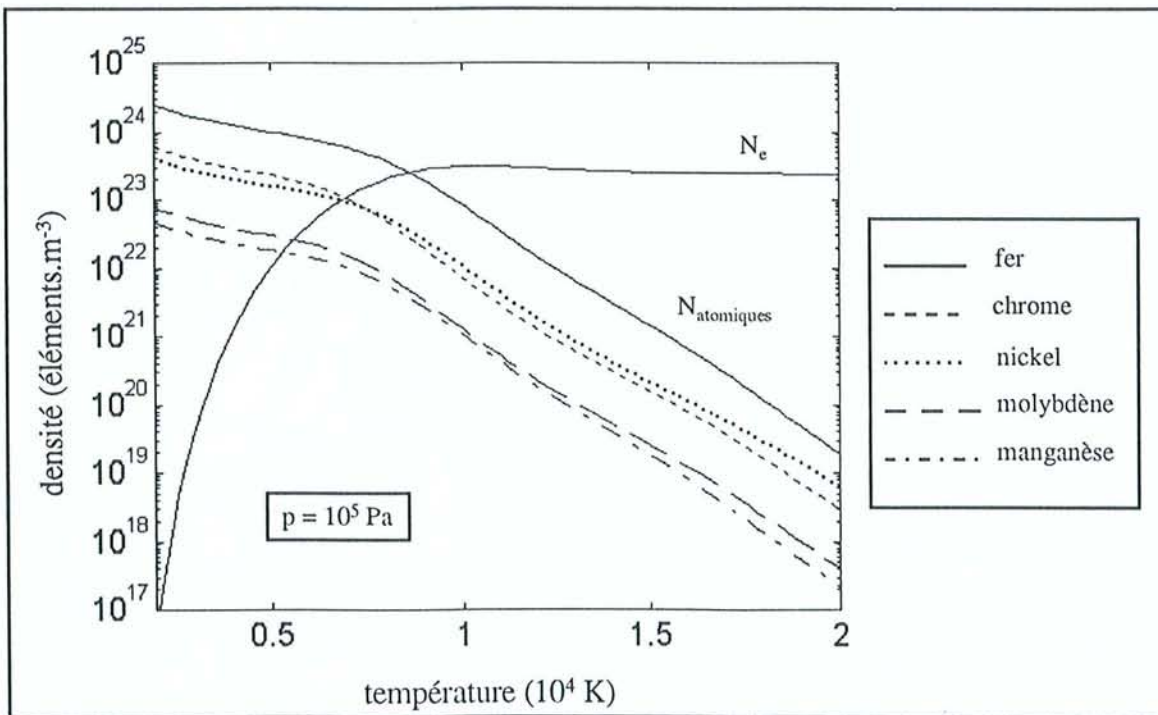


Figure V.2.2.3. : Densités électronique et atomiques d'un plasma d'acier inoxydable à  $10^5$  Pa.

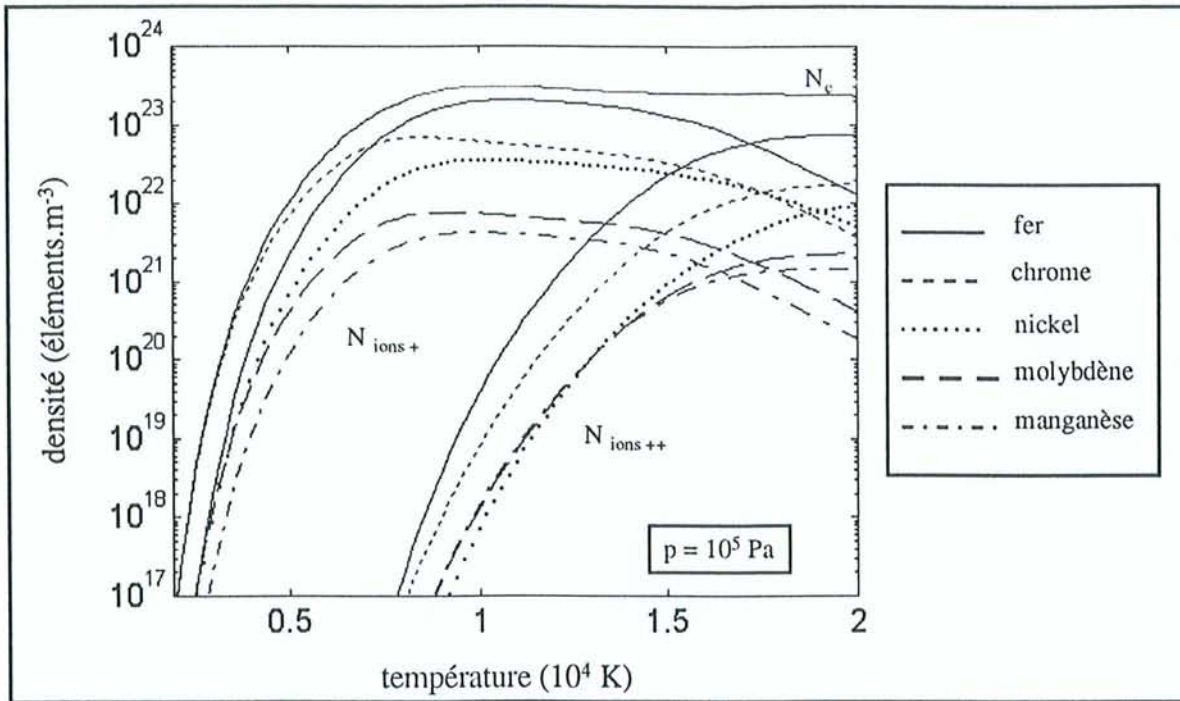


Figure V.2.2.4. : Densités électronique et ioniques d'un plasma d'acier inoxydable à  $10^5$  Pa.

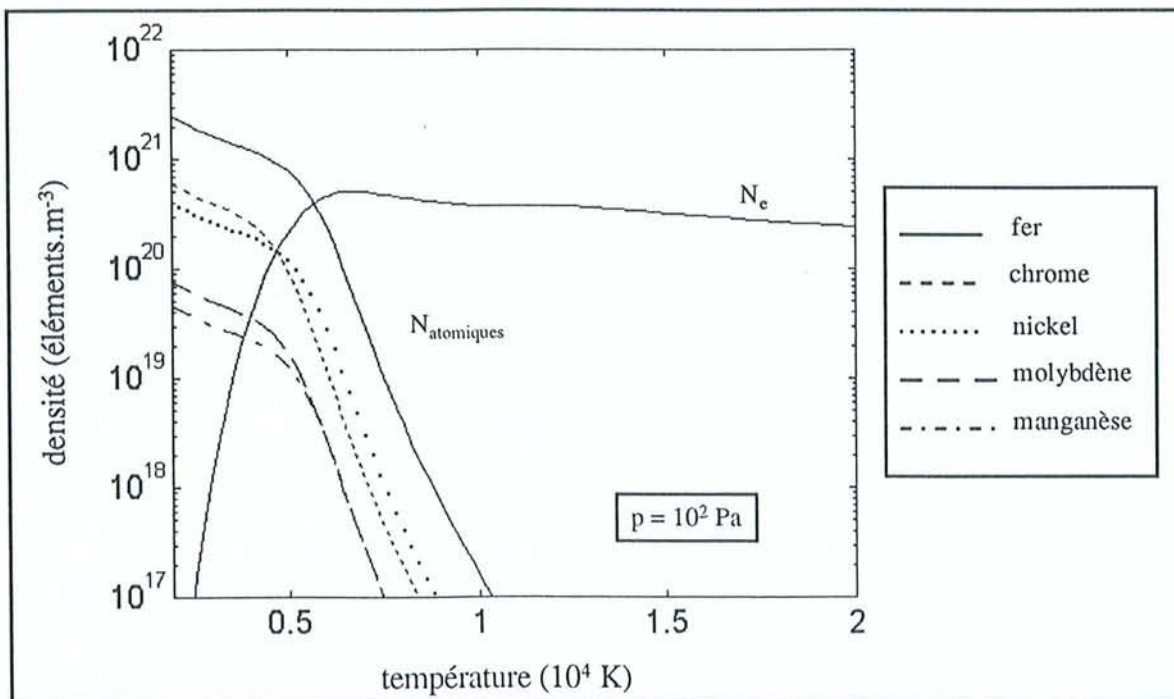


Figure V.2.2.5. : Densités électronique et atomiques d'un plasma d'acier inoxydable à  $10^2$  Pa.



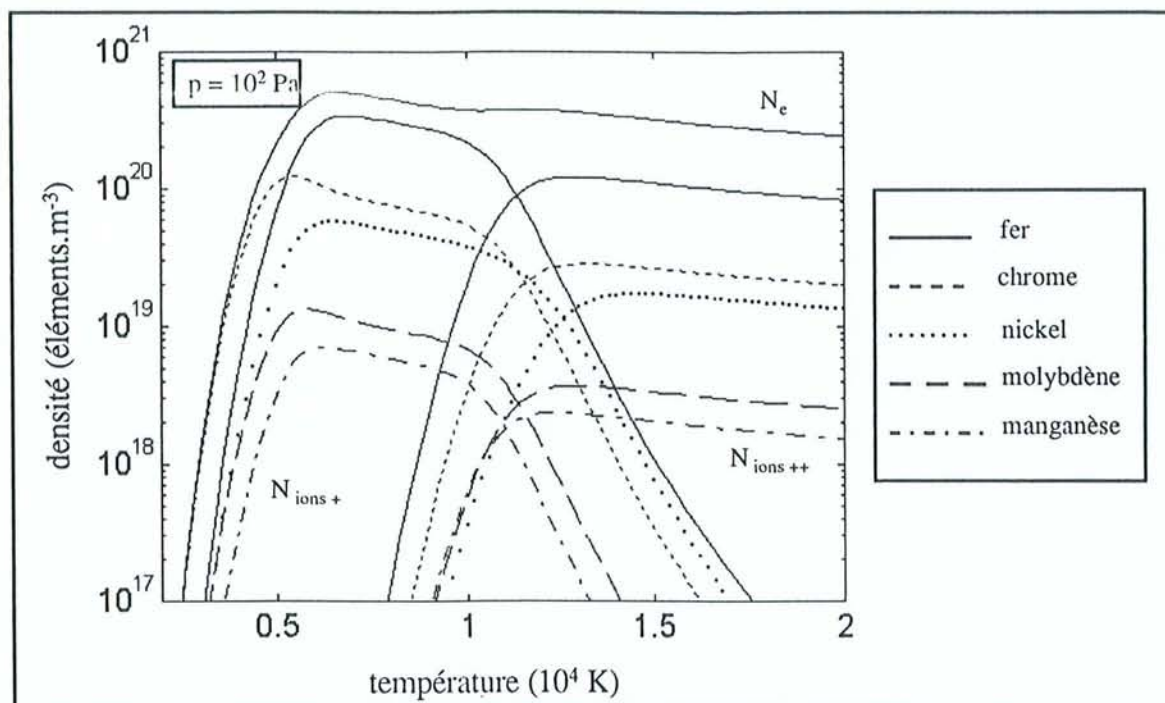


Figure V.2.2.6. : Densités électronique et ioniques d'un plasma d'acier inoxydable à  $10^2$  Pa.

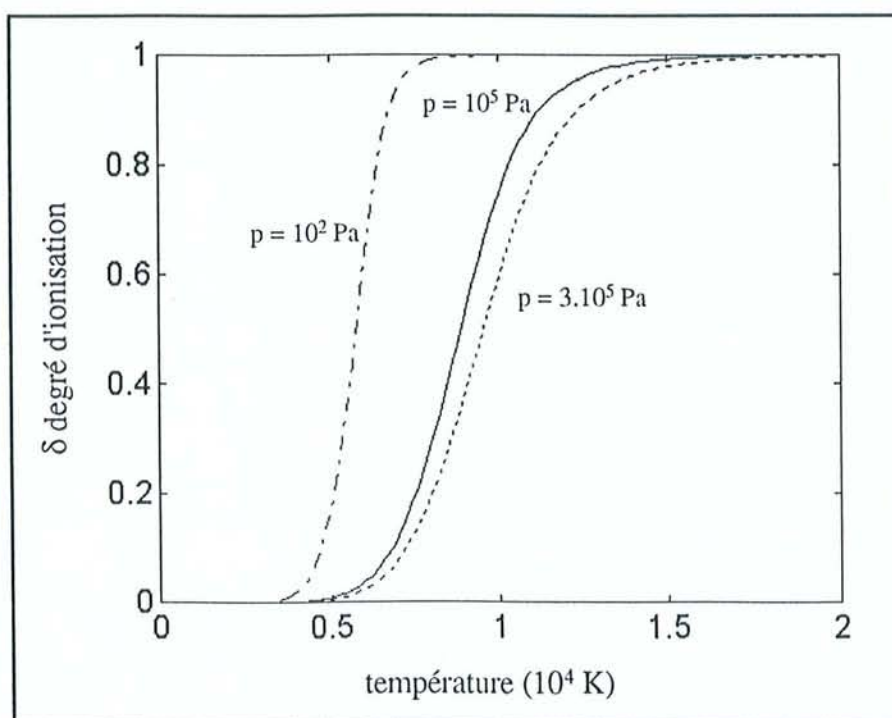


Figure V.2.2.7. : Degré d'ionisation du plasma.

L'étude des figures V.2.2.1. à V.2.2.6. montre une progression logique des densités dans les plasmas. Les proportions initiales de chaque élément sont respectées. L'augmentation de la température provoque la première puis la seconde ionisation des constituants de base.

Dans la gamme de températures du soudage laser, de 4000 à 8000 K, à la pression atmosphérique, le panache est principalement constitué d'atomes neutres. Le calcul confirme les mesures spectroscopiques ; nous n'avons pas observé de raies d'émission caractérisant la présence d'éléments ionisés en soudage Nd : YAG.

L'influence de la pression sur les propriétés du panache est importante. Le degré d'ionisation  $\delta$  du plasma est calculé pour les trois pressions étudiées (figure V.2.2.7.).

$$\delta = \frac{\sum_{a=1}^A \left( \sum_{i=1}^{I_a} N_{i,a} \right)}{\sum_{a=1}^A \left( N_{0,a} + \sum_{i=1}^{I_a} N_{i,a} \right)} \quad (\text{V-10})$$

A faible pression, le plasma s'ionise à une température moins élevée. Par ailleurs, la densité électronique est beaucoup plus faible qu'à la pression atmosphérique. La relation V-7 montre que  $N_e$  est proportionnel à la pression. Nos calculs de densités sont confirmés par ceux de différents auteurs<sup>57</sup> utilisant des enceintes à basse pression pour souder. Il serait intéressant de réaliser quelques mesures spectroscopiques avec un dispositif similaire et de comparer les spectres d'émission enregistrés à différentes pressions. L'intérêt de ce type de soudage est la diminution de l'absorption du rayonnement laser, surtout à 10,6  $\mu\text{m}$ . Cependant, les difficultés de mise en œuvre pour créer le vide font que ce procédé n'est pas facilement applicable à l'industrie.

Les premiers calculs ne tiennent pas compte de l'influence du gaz de protection sur les caractéristiques du panache. Pendant le soudage laser, un gaz d'assistance est toujours utilisé. Il protège la soudure de l'oxydation et améliore la qualité du cordon. Le gaz, généralement de l'argon ou de l'azote pour le soudage avec des lasers Nd : YAG, se mélange au panache.

Nous caractérisons le plasma formé des éléments suivants :

- fer : 70 %,
- chrome : 17 %,

- nickel : 13 %,
- azote ou argon.

La teneur en fer, chrome et nickel de l'acier inoxydable est constante ; le molybdène et le manganèse, en faible quantité dans ce métal, ne sont plus pris en compte dans les calculs. Cette simplification permet aussi de limiter le temps de calcul.

Les résultats, présentés sur les figures V.2.2.8 à V.2.2.16., caractérisent les mélanges : acier inoxydable - argon et acier inoxydable - azote. Les densités obtenues seront utilisées pour déterminer les propriétés optiques du panache. Afin de, simplifier l'interprétation des graphes, nous posons :

$$N_{\text{Inox atomique}} = N_{\text{fer atomique}} + N_{\text{chrome atomique}} + N_{\text{nickel atomique}}$$

$$N_{\text{Inox ion}^+} = N_{\text{fer ion}^+} + N_{\text{chrome ion}^+} + N_{\text{nickel ion}^+}$$

$$N_{\text{Inox ion}^{++}} = N_{\text{fer ion}^{++}} + N_{\text{chrome ion}^{++}} + N_{\text{nickel ion}^{++}}$$

Remarque : La modélisation des paramètres du plasma est effectuée à la pression  $p = 10^5$  Pa.

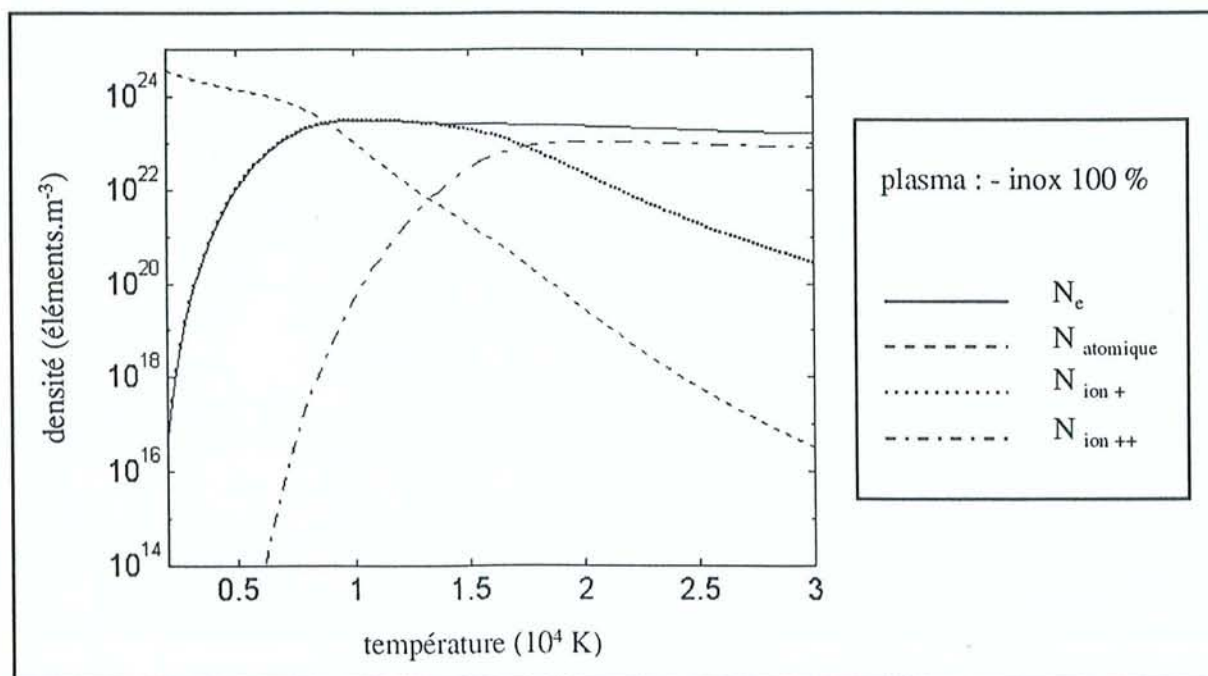


Figure V.2.2.8. : Densités d'un plasma d'acier inoxydable.

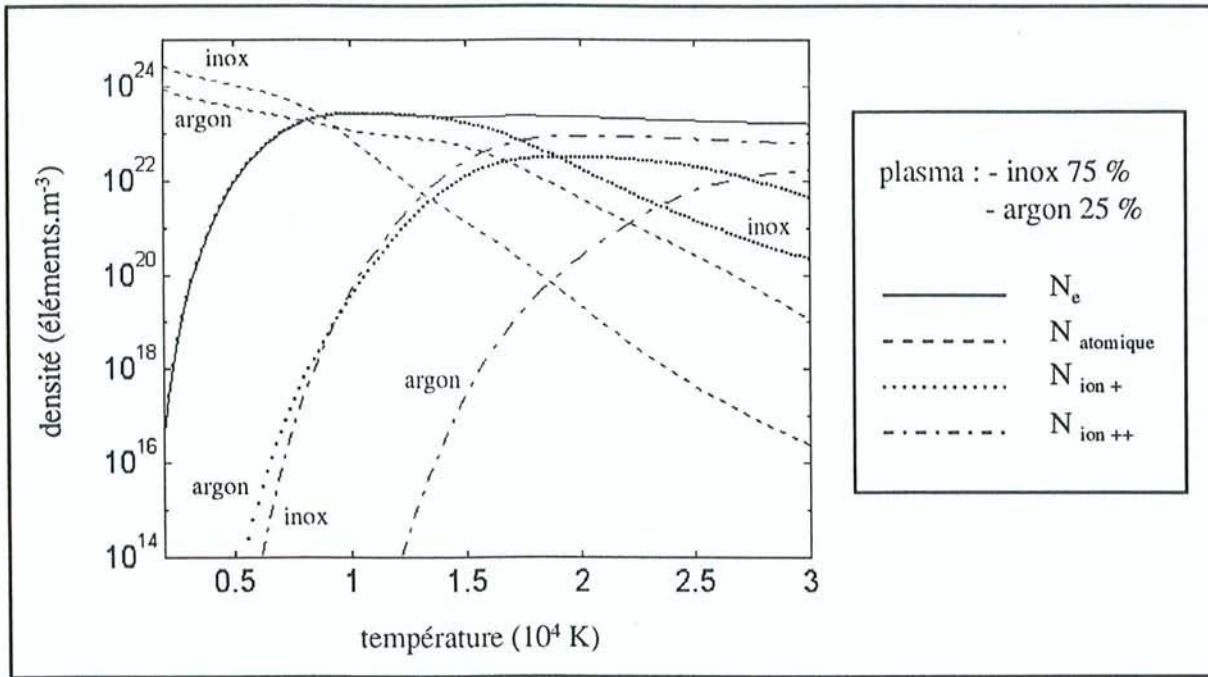


Figure 5.2.2.9 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (75 %) et d'argon (25 %).

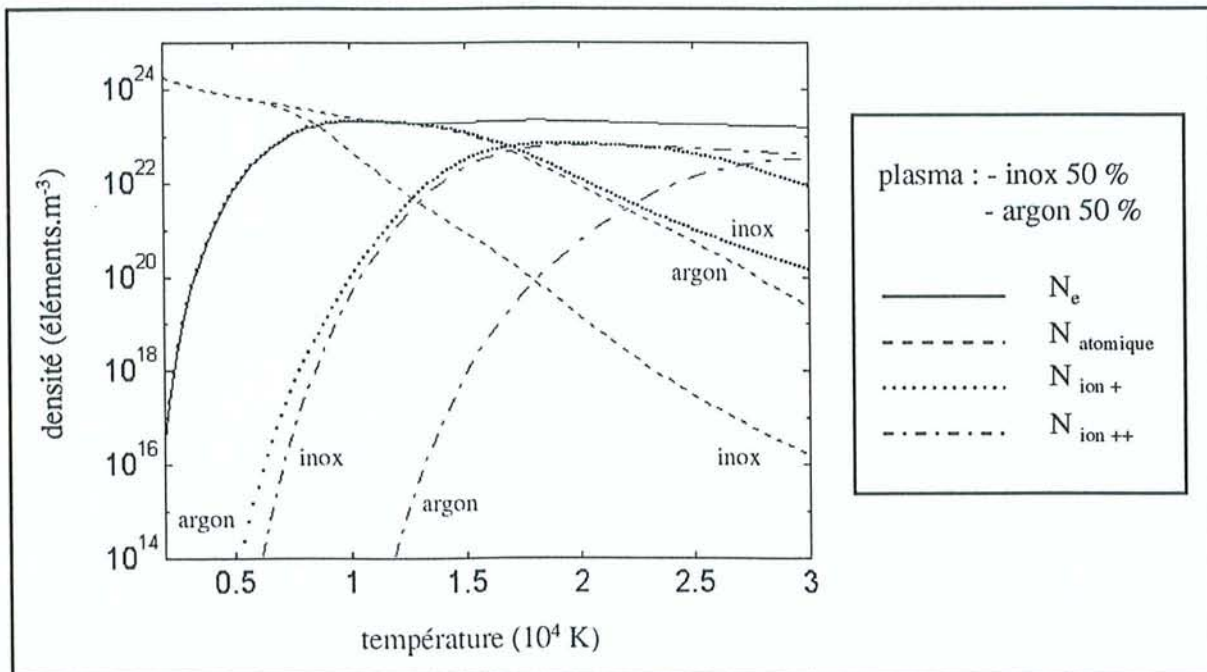


Figure 5.2.2.10 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (50 %) et d'argon (50 %).

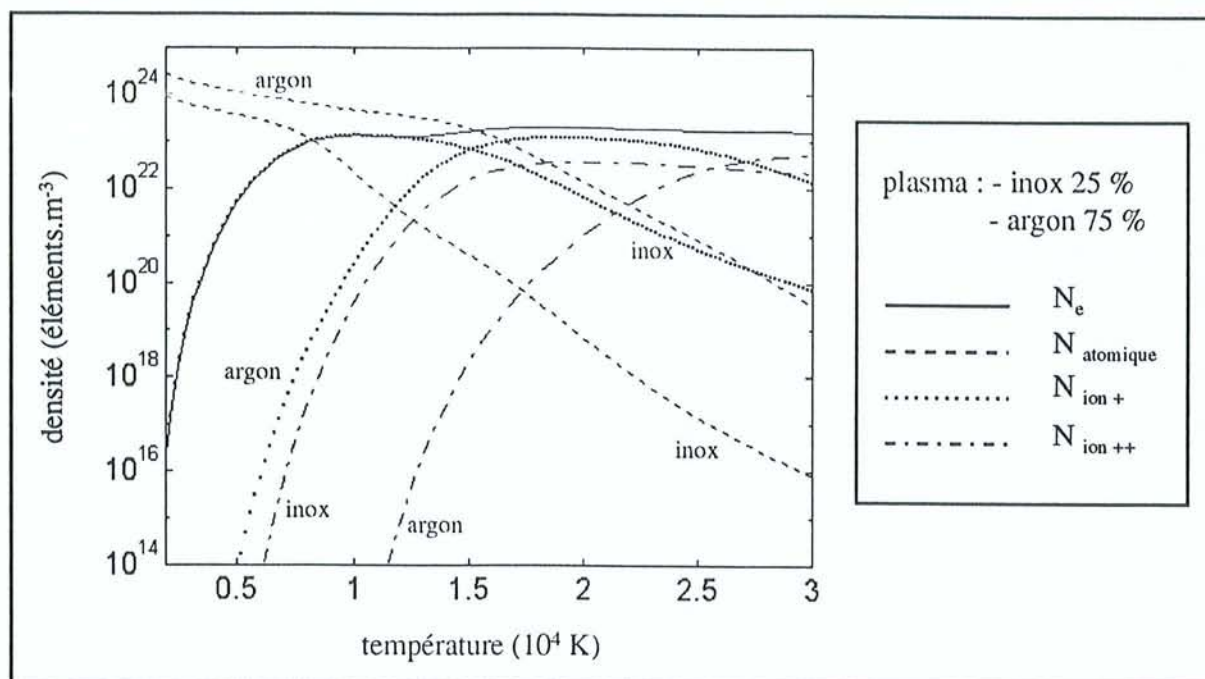


Figure 5.2.2.11 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (25 %) et d'argon (75 %).

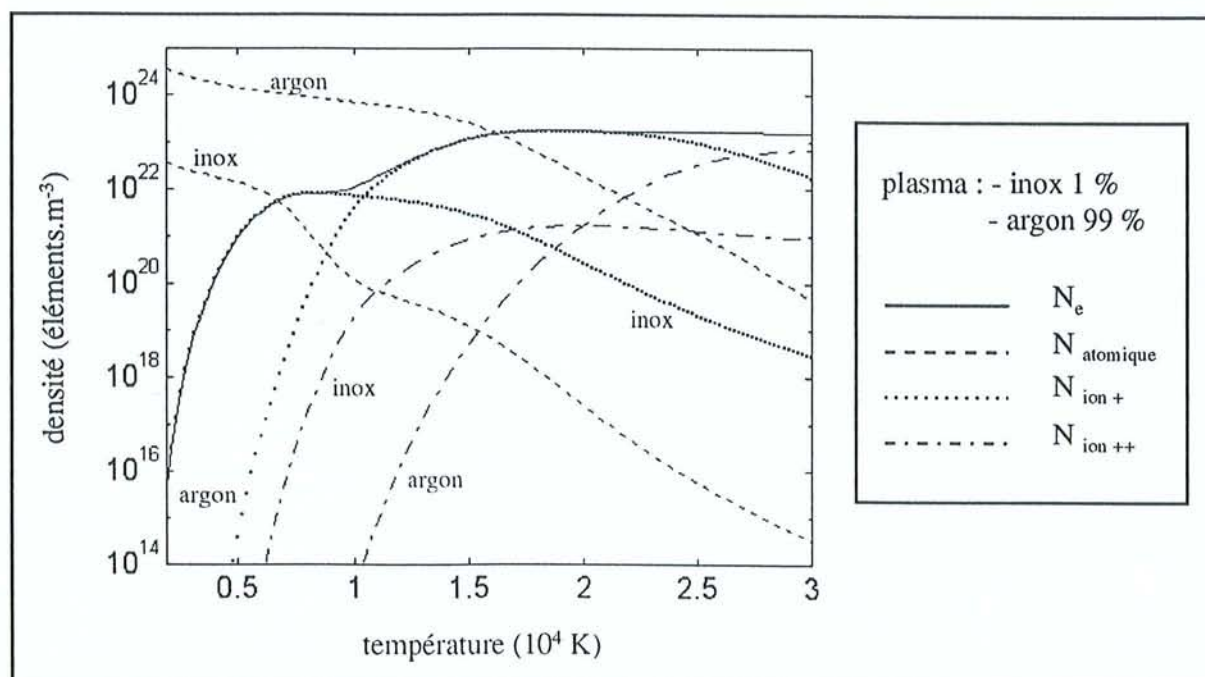


Figure 5.2.2.12 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (1 %) et d'argon (99 %).

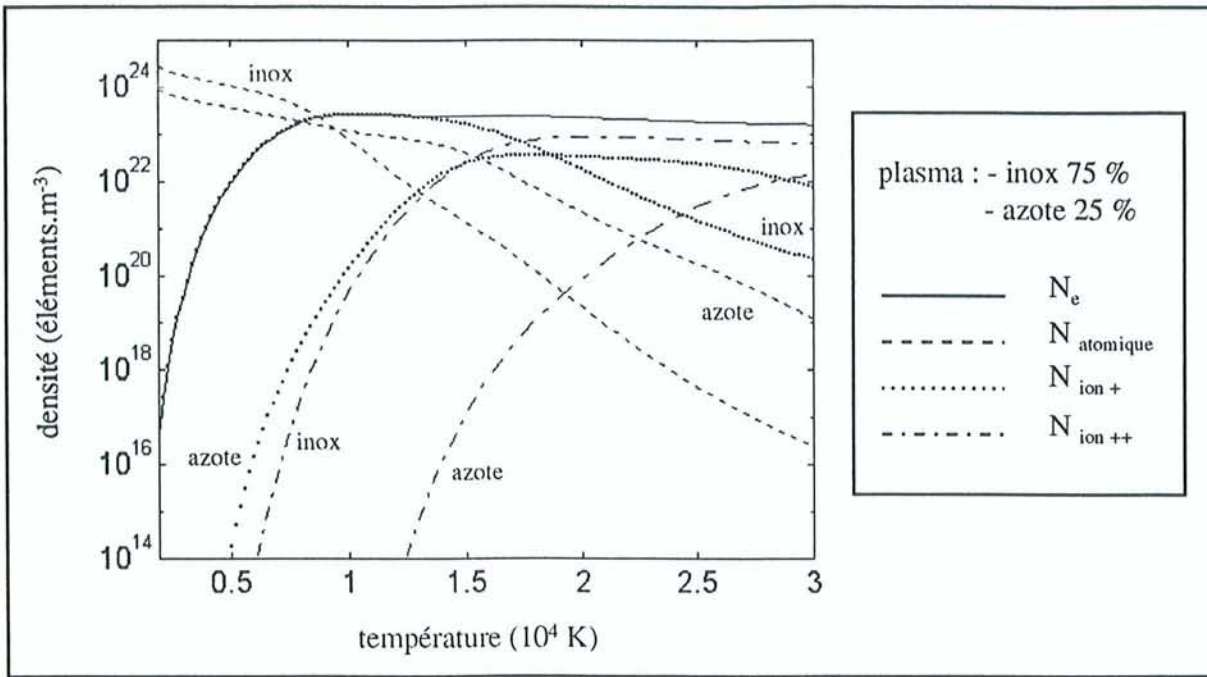


Figure 5.2.2.13 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (75 %) et d'azote (25 %).

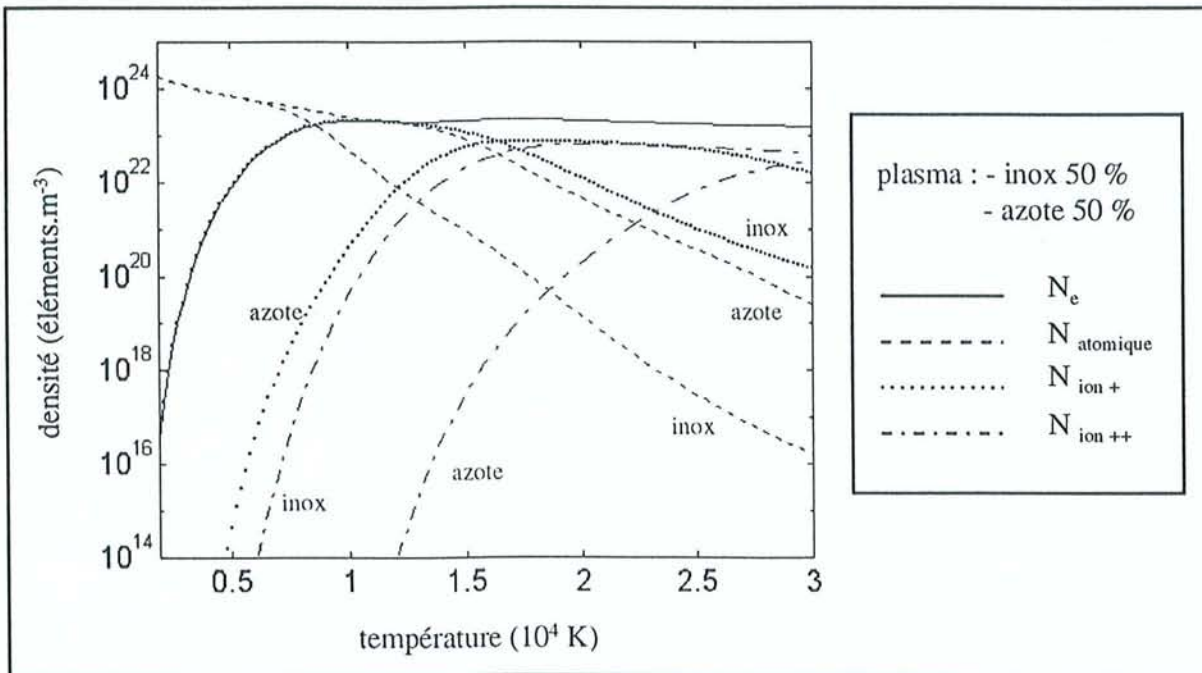


Figure 5.2.2.14 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (50 %) et d'azote (50 %).

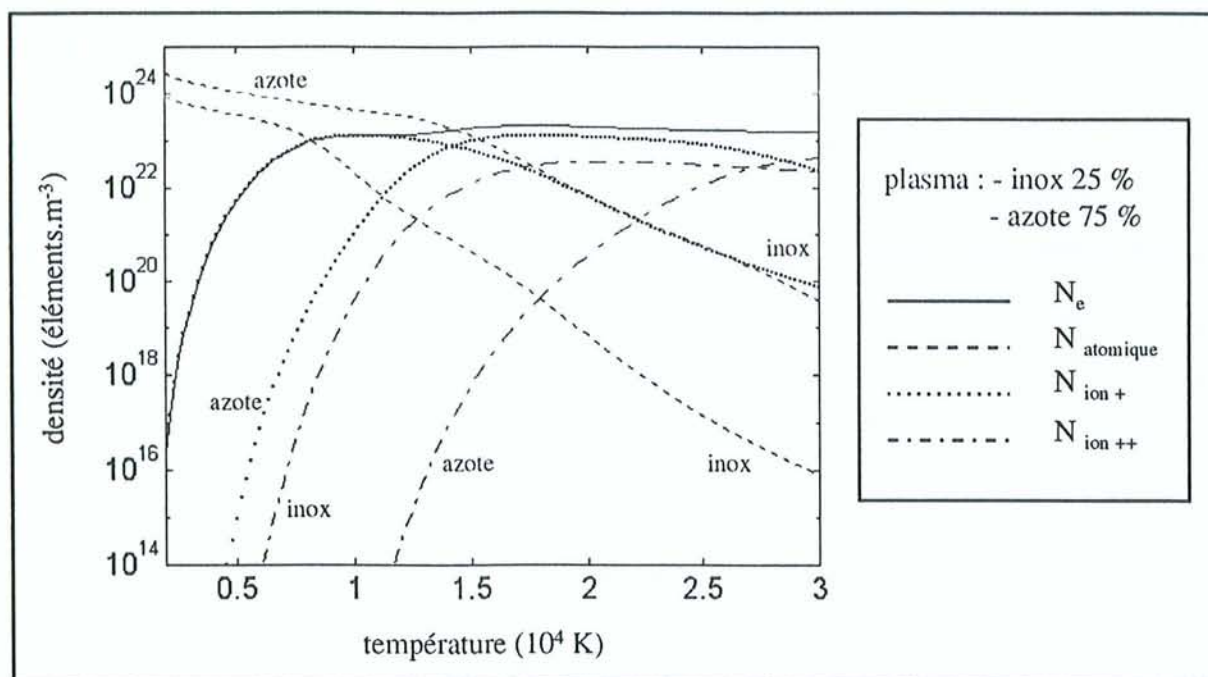


Figure 5.2.2.15 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (25 %) et d'azote (75 %).

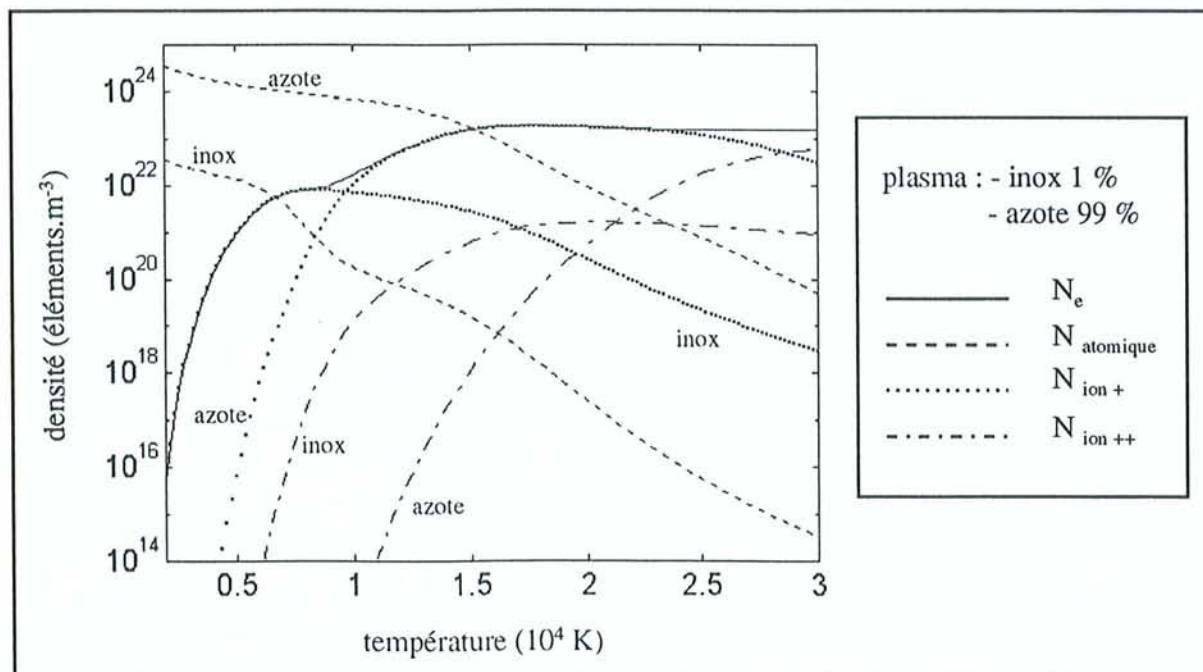


Figure 5.2.2.16 : Densités d'un plasma d'acier inoxydable (1 %) et d'azote (99 %).

D'après les résultats obtenus, il apparaît qu'en dessous de 10000 K l'apport principal d'électrons dans le plasma est dû à l'ionisation des éléments de l'acier. L'argon et l'azote s'ionisent à températures plus élevées. Ce mécanisme a pu être observé dans diverses études spectroscopiques, en particulier lors du soudage avec des lasers CO<sub>2</sub> de très forte puissance (supérieure à 10 kW). Il peut alors exister dans le panache quelques raies d'émission de gaz ionisé. Ces raies sont d'autant plus intenses que le point d'observation est dans le haut du panache. Ce type de panache très absorbant est principalement constitué du gaz de protection ionisé. Il peut se détacher de la surface et continuer à être entretenu à mesure qu'il s'éloigne de la pièce, puis il s'éteint. Le métal est à nouveau irradié par le laser et le cycle reprend. Plusieurs auteurs<sup>5 46</sup> ont mis en évidence un seuil d'intensité pour lequel le plasma à la surface du matériau fait écran au rayonnement laser.

Ce comportement a des effets nuisibles sur la soudure. Sokolowski<sup>42</sup> montre que la profondeur de pénétration du cordon est fortement affectée par le choix du gaz de protection.

Afin de mieux comprendre ces phénomènes, il est nécessaire de connaître l'évolution des propriétés optiques du plasma selon la température.

### V.3. Propriétés optiques d'un plasma.

#### V.3.1. Mise en équations.

Le calcul de l'indice optique complexe  $\hat{n}$  d'un plasma a été présenté au chapitre II. Nous utilisons la relation II-39 :

$$\hat{n}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\omega_c)}$$

avec

$\omega$  la fréquence angulaire de l'onde laser,

$\omega_p$  la fréquence de plasma,

$\omega_c$  la fréquence de collision.

La fréquence angulaire  $\omega$  est calculée pour une longueur d'onde. Nous considérons deux cas :  
 $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ .



La fréquence de plasma est la fréquence de résonance des électrons autour de leurs positions d'équilibre<sup>24</sup>. Elle est solution de l'équation différentielle (V-11) du mouvement des électrons dans une tranche de plasma :

$$m_e \ddot{x} + \frac{e^2 N_e}{\epsilon_0} x = 0 \quad (\text{V-11})$$

La solution est de la forme :

$$x = a \sin(\omega_p t) \quad (\text{V-12})$$

avec

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e} \quad (\text{V-13})$$

La fréquence de plasma varie avec  $N_e(T)$ .

La fréquence de collision  $\omega_c$  dépend du type d'interaction considéré : électron - atome neutre ou électron - ion. Nous l'explicitons avec les relations II-42 et II-43 :

$$\omega_{e-a,s} = \frac{8 (2 \pi)^{3/2}}{3 \sqrt{m_e}} (k T_e)^{1/2} N_{a,s} D_{\sigma,s}^2$$

et

$$\omega_{e-iz,s} = \frac{z^2 e^4 N_{iz,s}}{3 \epsilon_0^2 \sqrt{m_e} (2 \pi k T)^{3/2}} \ln(\Lambda)$$

Les fréquences de collisions dépendent des densités électronique, atomiques et ioniques de chaque élément du plasma et de la température. La fréquence de collision dans le plasma,  $\omega_c$ , tient compte de toutes les contributions.

Deux relations différentes sont utilisées pour calculer le coefficient d'absorption : la relation (II-45) faisant intervenir l'indice optique complexe  $\hat{n}$  et la relation (II-46) donnant le

coefficient d'absorption par B.I. qui ne tient pas compte des interactions électron - atome neutre.

### V.3.2. Résultats pour un acier inoxydable.

Nous représentons l'évolution de  $n$  et  $\alpha$  en fonction des différents paramètres étudiés sur les figures V.3.2.1 à V.3.2.6..

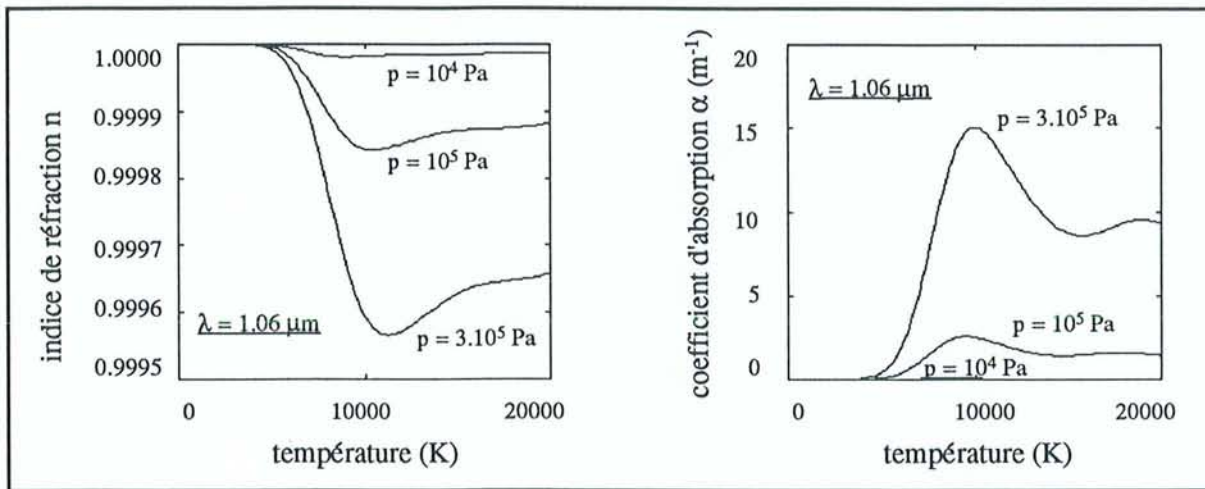


Figure V.3.2.1. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température et de la pression, à  $1,06 \mu\text{m}$ , dans un plasma d'acier A316.

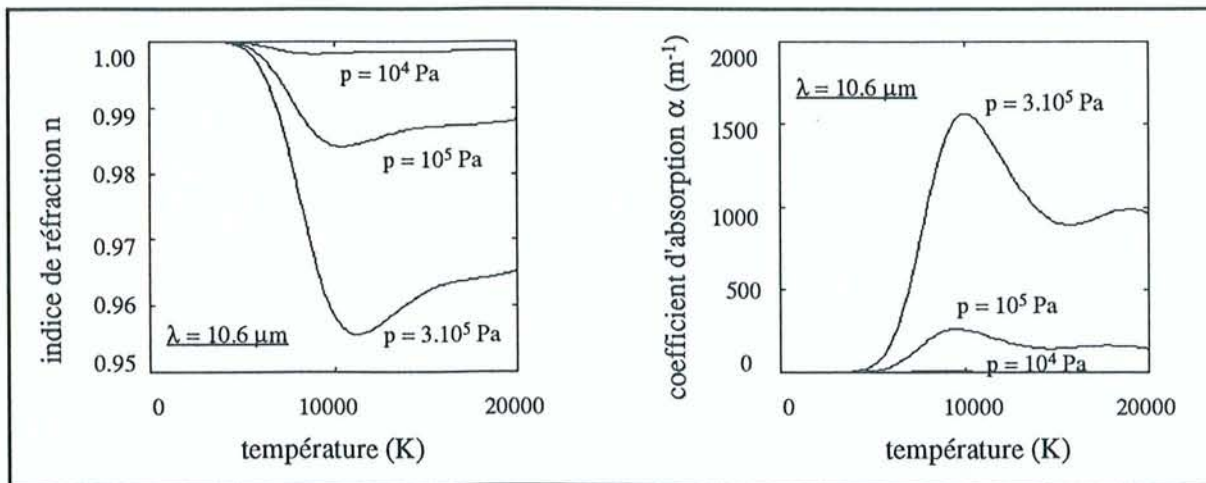


Figure V.3.2.2. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température et de la pression, à  $10,6 \mu\text{m}$ , dans un plasma d'acier A316.

La longueur d'onde a un effet prépondérant sur l'évolution des propriétés optiques du milieu. Le coefficient d'absorption est 100 fois plus important à 10,6  $\mu\text{m}$  qu'à 1,06  $\mu\text{m}$ . D'autre part, la pression influe sur  $\alpha$  ; la suppression de 3 atmosphères du plasma multiplie le coefficient d'absorption par plus de 5 (à  $T = 10000 \text{ K}$ ) et des faibles pressions diminuent  $\alpha$ .

Les coefficients  $n$  et  $\alpha$  sont présentés (figures V.3.3. à V.3.6.) en fonction de la température pour les proportions du mélange gaz-vapeurs métalliques étudiées aux §V.2.2..

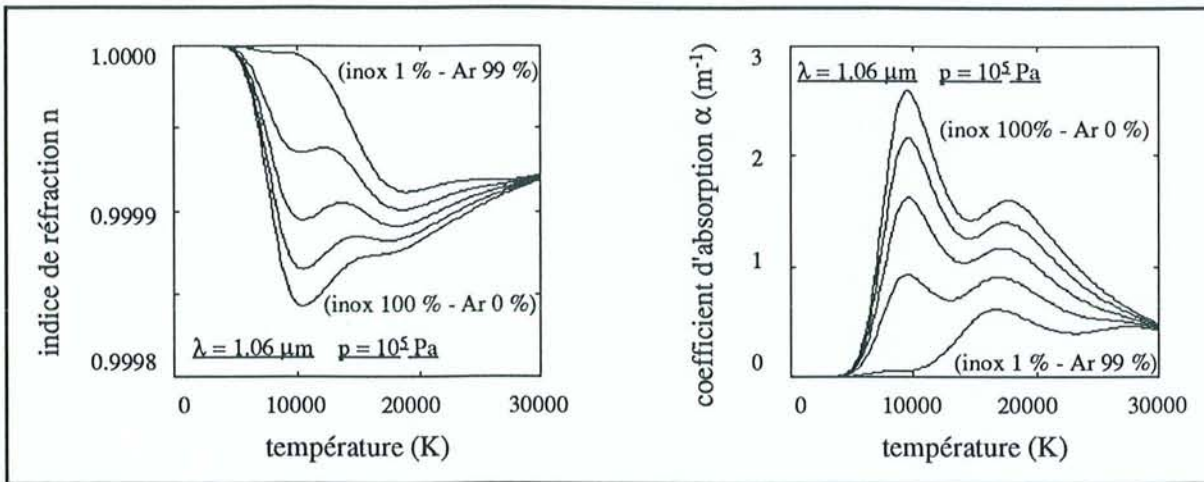


Figure V.3.2.3. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à 1,06  $\mu\text{m}$ , dans un plasma acier inoxydable - argon.

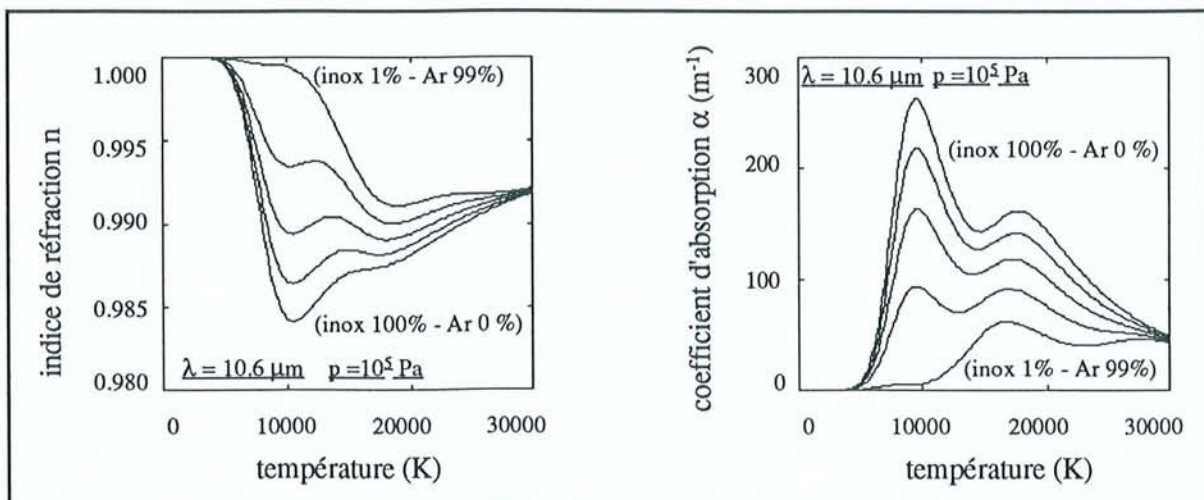


Figure V.3.2.4. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à 10,6  $\mu\text{m}$ , dans un plasma acier inoxydable - argon.

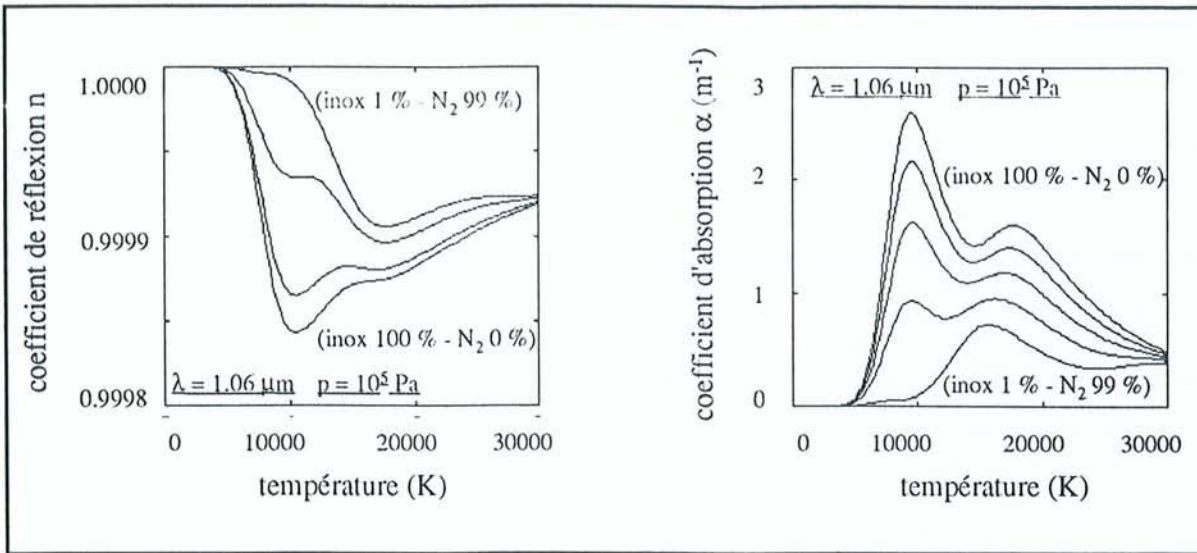


Figure V.3.2.5. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à  $1,06 \mu m$ , dans un plasma acier inoxydable - azote.

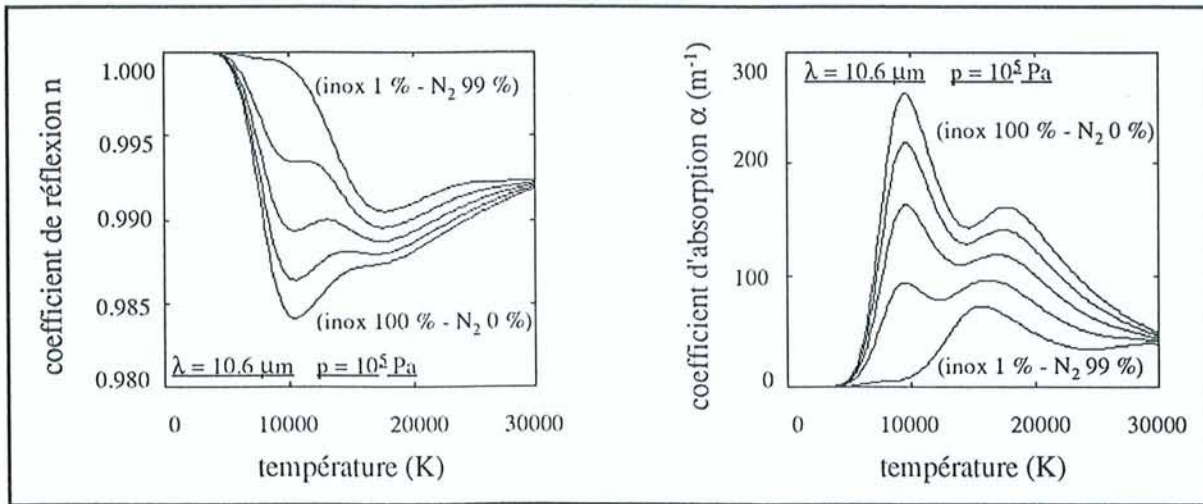


Figure V.3.2.6. : Evolution du coefficient de réflexion  $n$  et du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à  $10,6 \mu m$ , dans un plasma acier inoxydable - azote.

Le comportement des plasmas d'acier inoxydable sous azote est similaire à celui sous argon et relativement similaire. Il existe un premier pic d'absorption dû à l'ionisation des vapeurs métalliques. Le second, à plus haute température, est la somme de deux effets : la première ionisation de l'azote ou de l'argon et la deuxième ionisation des vapeurs métalliques.

Dans les plasmas où la proportion de gaz est importante (99%), nous n'observons pas le premier pic.

Les figures V.3.2.7 et V.3.2.8. montrent le coefficient d'absorption calculé avec plusieurs relations en fonction de la température.

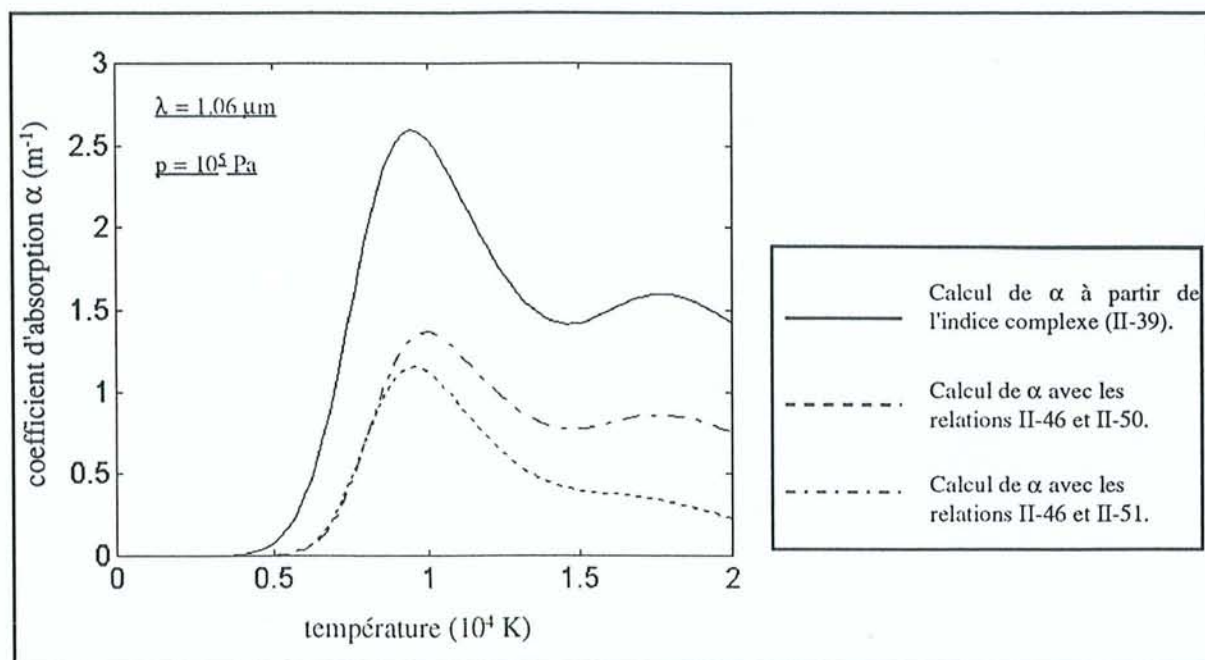


Figure V.3.2.7. : Evolution du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à  $1,06 \mu\text{m}$ , dans un plasma d'acier inoxydable A316.

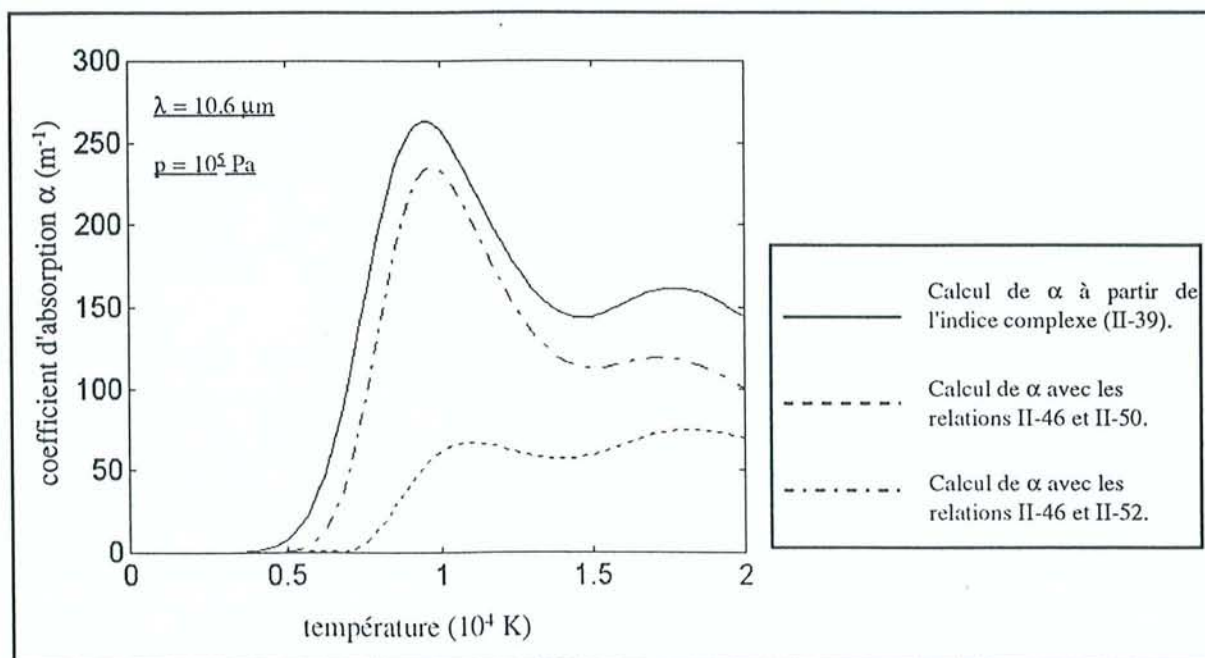


Figure V.3.2.8. : Evolution du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à  $10,6 \mu\text{m}$ , dans un plasma d'acier inoxydable A316.

Les résultats des calculs mettent en évidence une dispersion des résultats, surtout à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ . Sur les figures V.3.2.7. et V.3.2.8., nous observons clairement l'influence du paramètre de Gaunt,  $\bar{g}$ , dans le calcul. A la longueur d'onde du laser Nd :YAG le coefficient d'absorption calculé à partir de l'indice complexe est nettement supérieur à ceux déterminés avec le facteur de Gaunt. Dans ce cas la valeur de  $\bar{g}$  est sous estimée. L'approximations de  $\bar{g}$  proposée par J. Paulini et G. Simon<sup>35</sup> (II-52) donne de meilleurs résultats (courbe en trait mixte) à  $10,6 \mu\text{m}$ . La valeur du coefficient d'absorption est proche de celle obtenue avec  $\hat{n}$ . La différence est égale à la contribution des collisions électron-atome neutre. Il est difficile d'exprimer le facteur de Gaunt aux températures des plasmas de soudage.

L'influence des différents types de collisions sur l'évolution du coefficient d'absorption est mise en évidence avec la figure V.3.2.9..

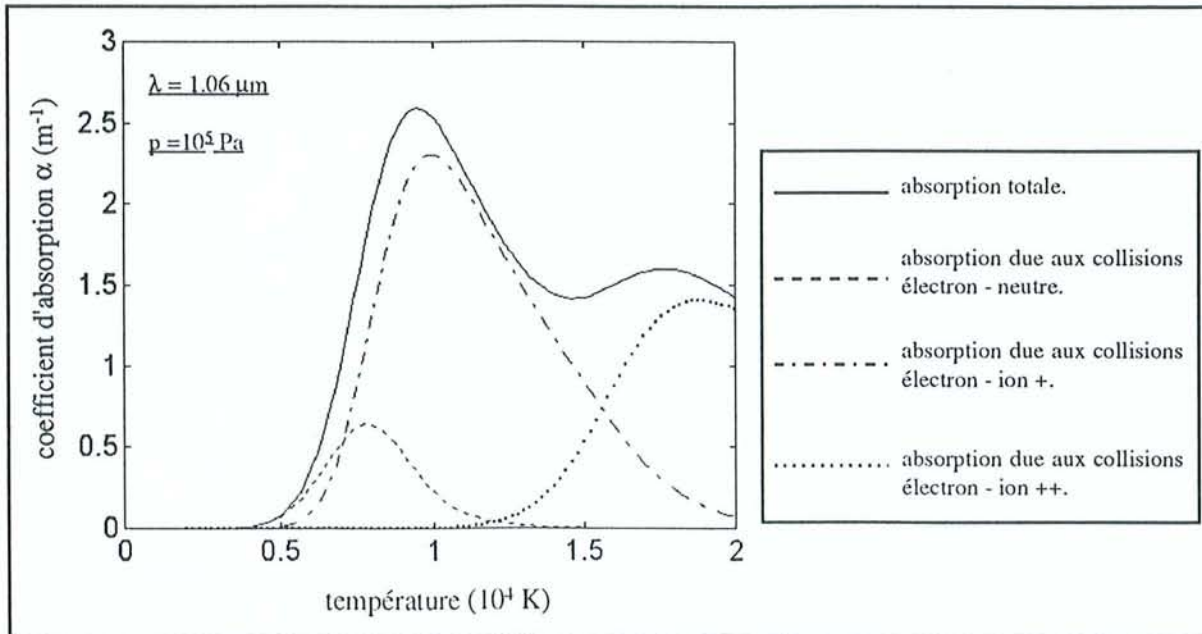


Figure V.3.2.9. : Evolution du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la température, à  $1,06 \mu\text{m}$ , dans un plasma d'acier inoxydable A316, selon la nature des interactions.

L'absorption provoquée par les collisions électron-atome n'est pas négligeable aux températures du soudage laser. Ceci explique pourquoi la formule du B.I. (relation II-46) minimise la valeur de  $\alpha$  en dessous de  $10000 \text{ K}$ .

### V.3.3. Etude la diffusion dans le panache.

Le panache de soudage laser est un milieu semi-transparent. Nous avons caractérisé théoriquement son absorption aux longueurs d'onde des lasers Nd : YAG et CO<sub>2</sub>.

Considérer uniquement l'absorption dans le traitement de l'équation du transfert radiatif n'est pas suffisant. En effet, le panache est aussi un milieu diffusant.

Des auteurs<sup>58, 59</sup>, dont A. Matsunawa, ont montré qu'il existait des particules de petite taille dans la plume. Ces particules sont issues des vapeurs métalliques qui se condensent dans le panache. Elles interagissent avec le rayonnement laser en le diffusant. La diffusion sera d'autant plus importante que les particules auront une taille proche de la longueur d'onde du faisceau laser.

Pour mesurer la taille des particules dans un plasma d'acier inoxydable, nous utilisons une méthode similaire à celle employée par Matsunawa. Une lame de verre très peu absorbante à 1,06  $\mu\text{m}$  est placée sur le trajet du faisceau laser, au-dessus de la pièce à souder (figure V.3.3.1). Le panache est initié et les vapeurs métalliques se déposent sur la face inférieure de la lame.

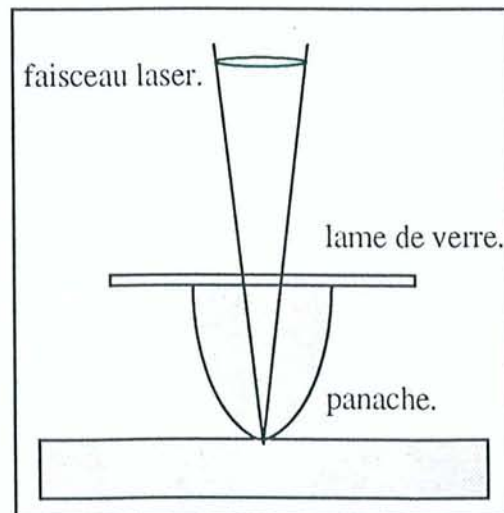


Figure V.3.3.1.: Méthode de dépôt des particules présentes dans le panache sur un lame de verre.

Le dépôt métallique, ainsi recueilli, est étudié avec un microscope électronique à balayage. Nous avons également réalisé des dépôts sur des supports en graphite. Le carbone est plus

intéressant que le verre pour l'analyse en microscopie électronique. Les électrons de la silice ont une plus haute énergie que ceux du carbone et perturbent l'analyse chimique. L'étude de la composition chimique des dépôts métalliques, montre que ceux-ci sont constitués d'oxydes, principalement de fer et de chrome :

- FeO : 57,43 %,
- Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : 24,11 %,
- MnO : 7,14 %,
- NiO : 6,59 %,
- SiO<sub>2</sub> : 4,73 %.

Nous retrouvons les principaux constituants de l'acier inoxydable, ainsi que de l'oxygène. Le dépôt métallique a été réalisé en l'absence de protection gazeuse. Le spectre de cette analyse est présenté figure V.3.3.2..

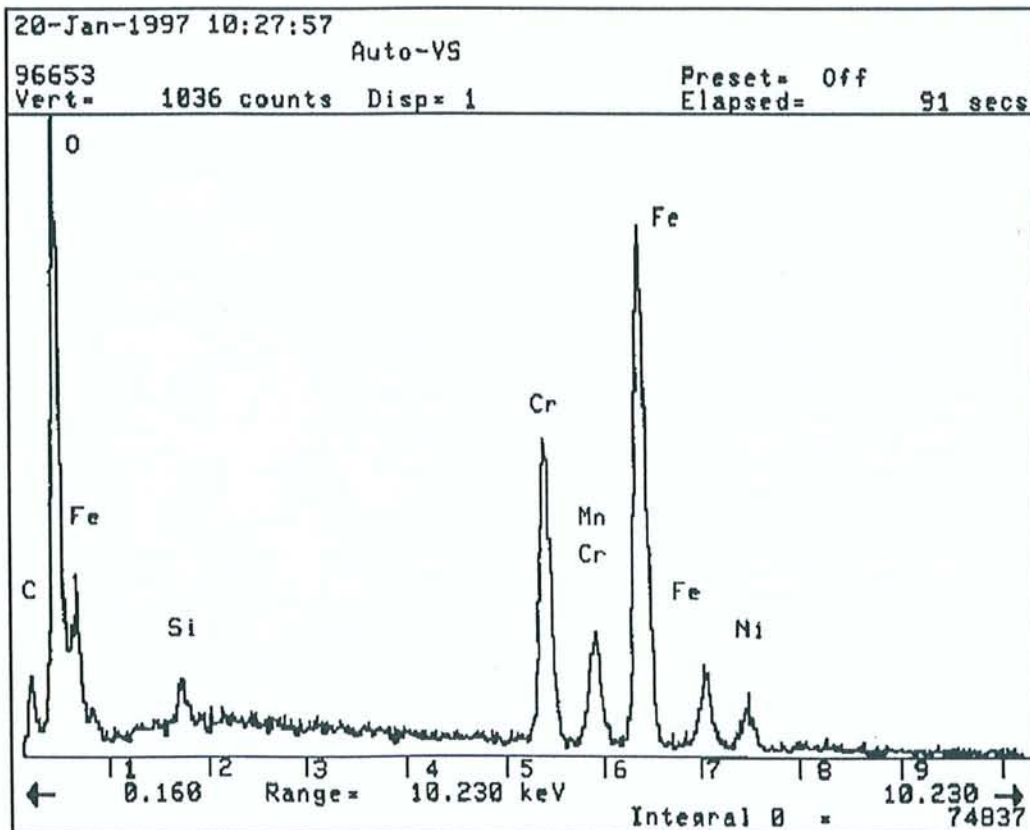


Figure V.3.3.2. : Composition du dépôt métallique (sur support en graphite).



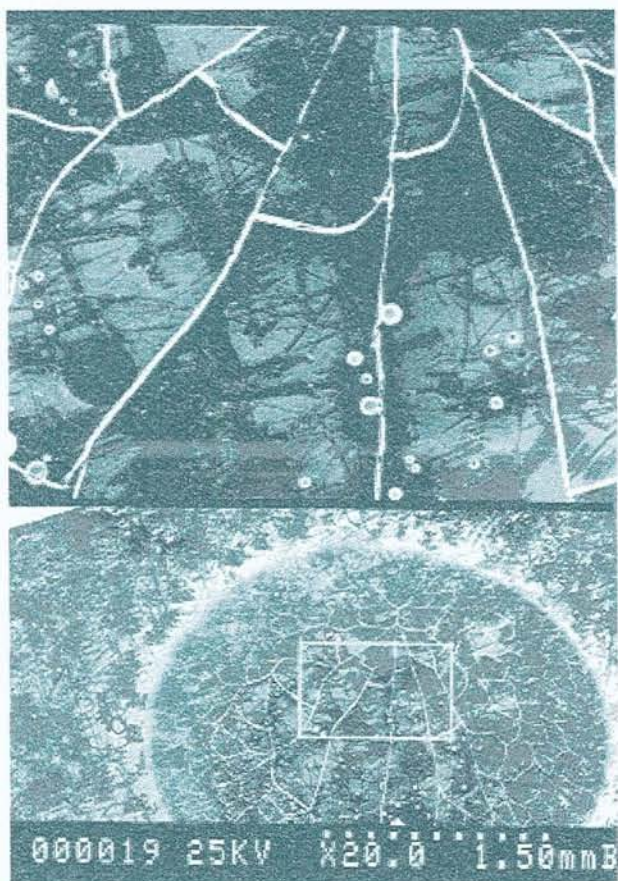


Figure V.3.3.3. : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 20$



Figure V.3.3.4. : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 110$

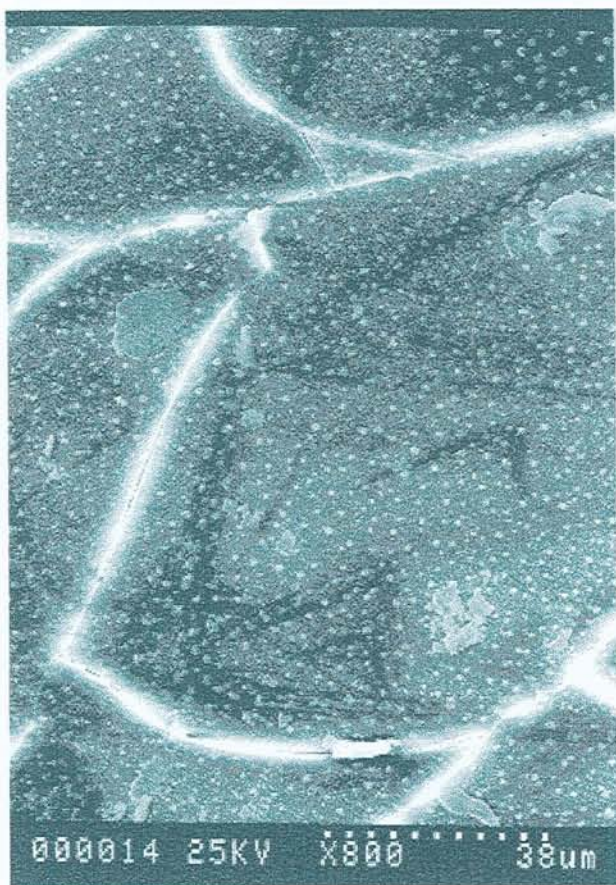


Figure V.3.3.5 : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 800$

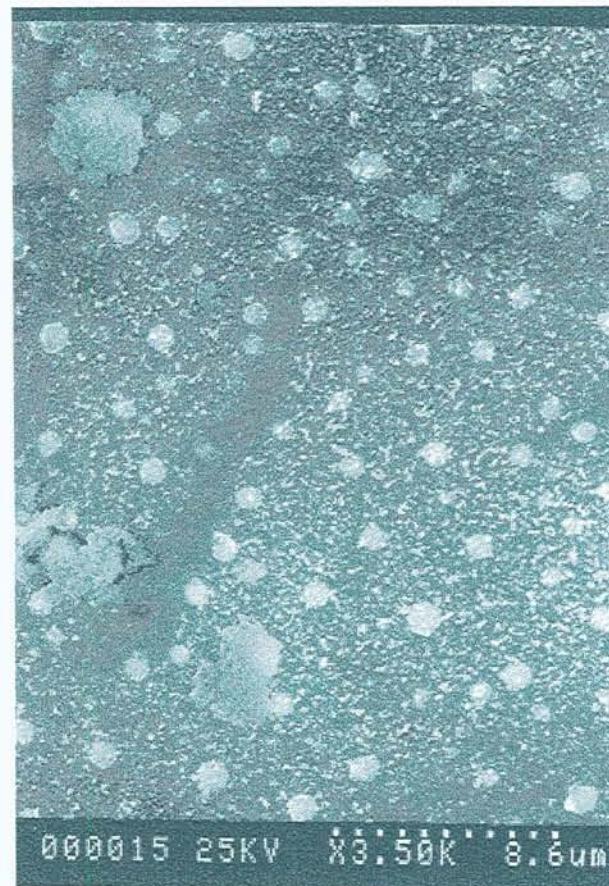


Figure V.3.3.6 : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 3500$

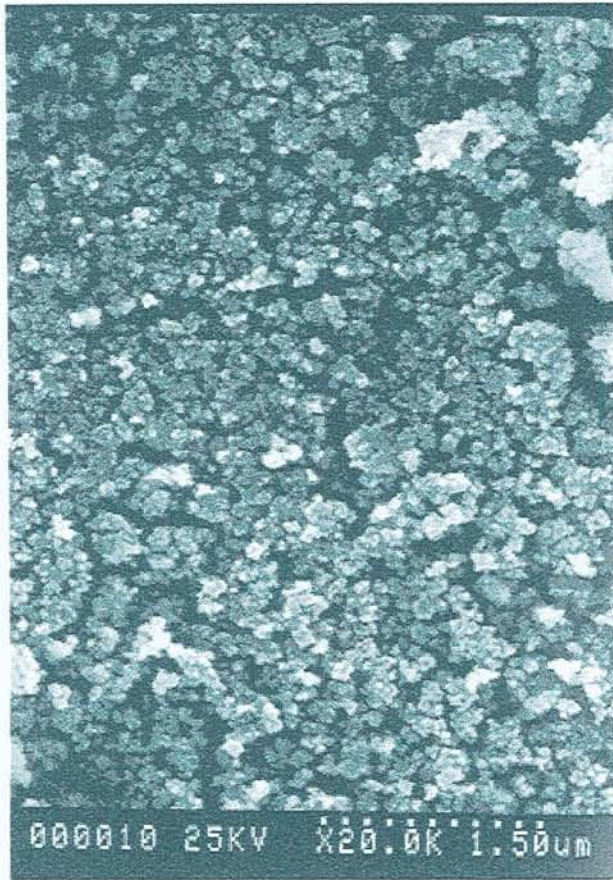


Figure V.3.3.7. : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 20000$

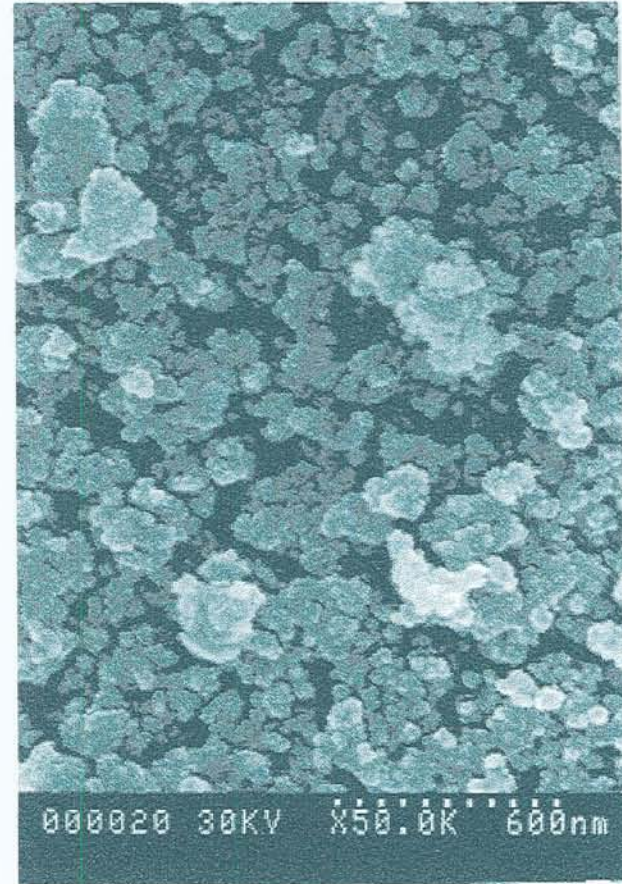


Figure V.3.3.8. : Dépôt de particules métalliques,  
grossissement :  $\times 50000$

Remarque : Les proportions de chrome et de manganèse sont plus importantes dans le dépôt que dans le métal de base. Ces deux éléments ont été vaporisés en plus grande quantité que le fer et le nickel. Nous ne retrouvons aucune trace du molybdène.

L'étude de la taille des particules déposées est intéressante. Les photographies suivantes (figures V.3.3.3. à V.3.3.8.) ont été prises à différents grossissements. La première photographie montre l'impact du faisceau laser de diamètre est de 3,125 mm sur la lame de verre. Nous observons des fissures provoquées par le choc thermique. Des bulles d'air, visibles sur la deuxième photographie, ont été emprisonnées dans le verre et le dépôt métallique est la surface grise.

Avec un grossissement de 800 puis de 3500 nous observons sur les figures V.3.3.5. et V.3.3.6. que le dépôt est en fait un agglomérat de particules dont la taille est proche du micron, entourées de particules beaucoup plus petites. Les deux dernières photographies montrent le grossissement d'un de ces amas (figures V.3.3.7. et V.3.3.8.). ( $\times 20000$  et  $\times 50000$ ). Les particules sont de forme irrégulière et leur taille moyenne est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

Le panache est donc constitué de particules très petites ( $\approx 50$  nm). Elles condensent en gouttelettes microscopiques dont la taille est proche du micromètre. Nous allons estimer la densité surfacique de ces gouttelettes. Sur la figure V.3.3.6., nous dénombrons 92 particules dont la taille est proche du micron. La surface moyenne d'une particule est de  $7,85 \cdot 10^{-7} \text{ mm}^2$ . La surface observée est de  $(23,9 \times 31,1) \mu\text{m}^2$ . Nous avons donc une densité surfacique de  $123,77 \cdot 10^3 \text{ particules} \cdot \text{mm}^{-2}$ .

En conséquence, un peu moins de 10 % de la surface irradiée est recouvert de gouttelettes.

Le calcul de la diffusion du rayonnement par une particule est basé sur la théorie de Mie. Nous utilisons les travaux de Van de Hulst<sup>60</sup>, ainsi que ceux de Bohren et Huffman<sup>61</sup>, pour déterminer les propriétés radiatives du milieu. Le calcul des coefficients est effectué à l'aide de procédures développées au sein de notre laboratoire par G. Jeandel et P. Boulet<sup>62, 63</sup>.

<sup>64</sup>

Afin de simplifier les calculs, nous modélisons l'interaction rayonnement matière dans le cas de particules sphériques. Les coefficients de diffusion bidirectionnels sont déterminés par la

résolution des équations de Maxwell appliquées à une onde électromagnétique et à une particule semi-transparente. Les étapes du calcul sont:

- calcul des coefficients  $a_n$  et  $b_n$  (caractéristiques des propriétés d'une sphère donnée),
- calcul des efficacités de diffusion, d'absorption et d'extinction,
- détermination de la géométrie de diffusion correspondante,
- intégration sur un milieu composé d'un ensemble de particules,

La réalisation de ces quatre étapes permet d'estimer le coefficient monochromatique de diffusion pour plusieurs directions d'incidence et de diffusion, ainsi que la fonction de phase du milieu. Nous présentons les grandes lignes de cette modélisation.

#### *Calcul des coefficients $a_n$ et $b_n$ .*

Ces coefficients dépendent de la taille des particules et de leur indice optique complexe  $\hat{n}$ .

D'après Kerker<sup>65</sup> ils s'écrivent :

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha_T) \cdot \psi_n'(\beta) - \hat{n} \cdot \psi_n(\beta) \cdot \psi_n'(\alpha_T)}{\zeta_n(\alpha_T) \cdot \psi_n'(\beta) - \hat{n} \cdot \psi_n(\beta) \cdot \zeta_n'(\alpha_T)} \quad (\text{V-14})$$

$$b_n = \frac{\hat{n} \cdot \psi_n(\alpha_T) \cdot \psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta) \cdot \psi_n'(\alpha_T)}{\hat{n} \cdot \zeta_n(\alpha_T) \cdot \psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta) \cdot \zeta_n'(\alpha_T)} \quad (\text{V-15})$$

avec

$$\zeta_n = \psi_n + i \chi_n \quad (\text{V-16})$$

$$\alpha_T = \frac{2 \pi r}{\lambda} \quad \text{et} \quad \beta = \alpha_T \hat{n} \quad (\text{V-17 et V-18})$$

où  $\psi_n$  et  $\chi_n$  sont les fonctions de Riccati-Bessel et  $\alpha_T$  est le paramètre de taille de la particule de rayon  $r$ .

*Calcul des efficacités monochromatiques.*

Connaissant  $a_n$  et  $b_n$ , nous calculons les efficacités monochromatiques de diffusion, d'absorption et d'extinction :  $Q_{s,\lambda}$ ,  $Q_{a,\lambda}$  et  $Q_{e,\lambda}$ .

$$Q_{s,\lambda} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \} \quad (\text{V-19})$$

$$Q_{e,\lambda} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ \text{Re}(a_n + b_n) \} \quad (\text{V-20})$$

$$Q_{a,\lambda} = Q_{e,\lambda} - Q_{s,\lambda} \quad (\text{V-21})$$

*Détermination de la géométrie de diffusion.*

Le calcul de la fonction de phase de diffusion est compliqué. Il faut d'abord exprimer l'intensité de diffusion  $i_\lambda(\eta)$ . Dans le repère  $(x, y, z)$  lié à la particule, considérons les deux angles  $\omega$  (angle azimutal) et  $\zeta$  (angle polaire) (figure V.3.3.9.).

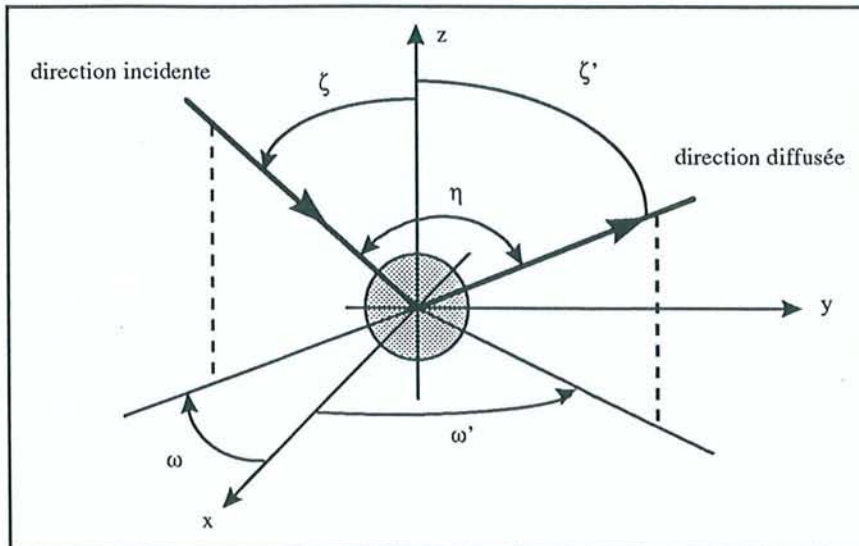


Figure V.3.3.9. : Angles caractéristiques.

Le couple  $(\omega, \zeta)$  définit la direction d'incidence et le couple  $(\omega', \zeta')$ , la direction de diffusion.  $\eta$  est l'angle de diffusion. Nous avons, en posant  $\mu = \cos(\zeta)$  et  $\mu' = \cos(\zeta')$  :

$$\cos(\eta) = \mu \mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\omega - \omega') \quad (\text{V-22})$$

Nous détaillons, en annexe 3, le calcul de l'intensité de diffusion  $i_\lambda(\eta)$  selon les travaux de H.C. Van de Hulst, sur la théorie de Mie.

La fonction de phase de diffusion s'écrit :

$$\phi_{s,\lambda}(\mu, \mu') = \frac{4}{\pi \alpha_T^2 Q_{s,\lambda}} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{i_\lambda(\eta) \sin(\eta) d\eta}{\sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2) - [\cos(\eta) - \mu \mu']}} \quad (\text{V-23})$$

$\eta_1$  et  $\eta_2$  sont les bornes de l'intégrale ; elles vérifient :

$$\cos(\eta_1) = \mu \mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \quad (\text{V-24})$$

et

$$\cos(\eta_2) = \mu \mu' - \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \quad (\text{V-25})$$

*Intégration sur un milieu constitué d'un ensemble de particules.*

Les coefficients  $\sigma_\lambda$  d'absorption, de diffusion et d'extinction d'un ensemble de particules sont calculés simplement (on suppose les particules de tailles équivalentes). Nous utilisons les efficacités  $Q_\lambda$ , (relations V-19 à V-21):

$$\sigma_\lambda = \frac{3 f_v}{4 r} Q_\lambda \quad (\text{V-26})$$

où  $f_v$  est la fraction volumique du milieu, c'est à dire le volume occupé par les particules sur le volume total.

Un premier programme calcule les coefficients  $a_n$  et  $b_n$ , l'intensité de diffusion  $i_\lambda(\eta)$ , la fonction de phase  $\phi(\mu, \mu')$  et les coefficients de diffusion monochromatiques bidirectionnels. Nous choisissons, pour la discrétisation spatiale, douze directions réparties régulièrement. Le calcul des coefficients bidirectionnels pour chaque direction de discrétisation  $\zeta$  et  $\zeta'$  ( $7,5^\circ$ ;  $22,5^\circ$ ;  $37,5^\circ$ ;  $52,5^\circ$ ;  $67,5^\circ$ ;  $82,5^\circ$ ;  $97,5^\circ$ ;  $112,5^\circ$ ;  $127,5^\circ$ ;  $142,5^\circ$ ;  $157,5^\circ$ ;  $172,5^\circ$ ), se fait par intégration sur les secteurs angulaires séparants deux directions consécutives. Un deuxième programme calcule les coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction monochromatiques à partir des coefficients  $a_n$  et  $b_n$ .

Sur les figures suivantes (figures V.3.3.10. à V.3.3.14.), nous présentons les résultats obtenus avec le premier programme. La distribution de l'intensité de diffusion selon l'angle  $\eta$  y est définie pour différents diamètres de particules, à la longueur d'onde du laser Nd : YAG. La valeur du paramètre de taille  $\alpha_T$  est à chaque fois précisée.

Néanmoins, deux problèmes sont à remarquer. Nous ne connaissons pas précisément l'indice optique complexe des particules et leur fraction volumique  $f_v$  dans la plume.

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, la valeur de  $K$  à  $1,06 \mu\text{m}$  est faible (figure I.3.1.1.) à la température ambiante. Une publication<sup>66</sup> sur le transfert radiatif dans les lits fluidisés donne  $\hat{n} = 1,21 + i 1,3 \cdot 10^{-3}$  pour l'acier. Dans nos calculs, nous utiliserons ce résultat.

Ne connaissant pas précisément la fraction volumique du mélange, nous faisons varier ce paramètre. La mesure de la densité surfacique des particules de un micron à l'aide des photographies (figure V.3.3.6.) donne une première estimation de la valeur de  $f_v$ .

En revanche, les particules de très petites tailles forment des amas importants sur les lames de verre. Il est raisonnable de supposer que  $f_v$  est alors important.



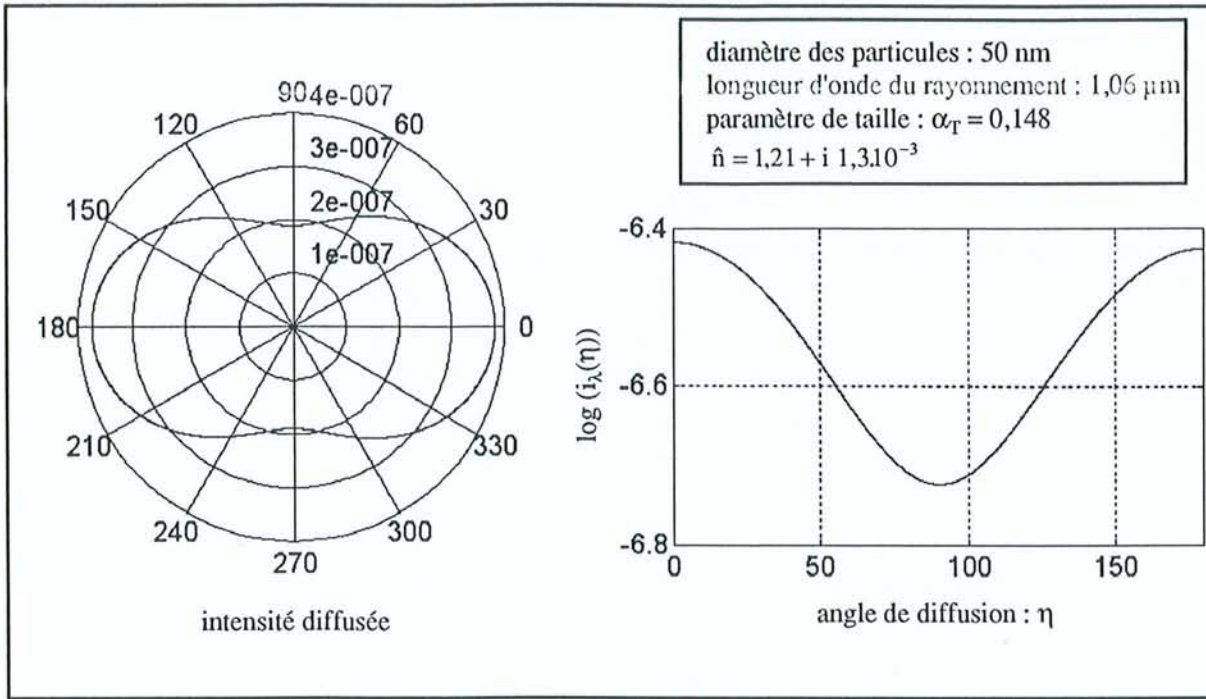


Figure V.3.3.10. : Intensité de diffusion selon  $\eta$  pour  $\alpha_T = 0,148$ .

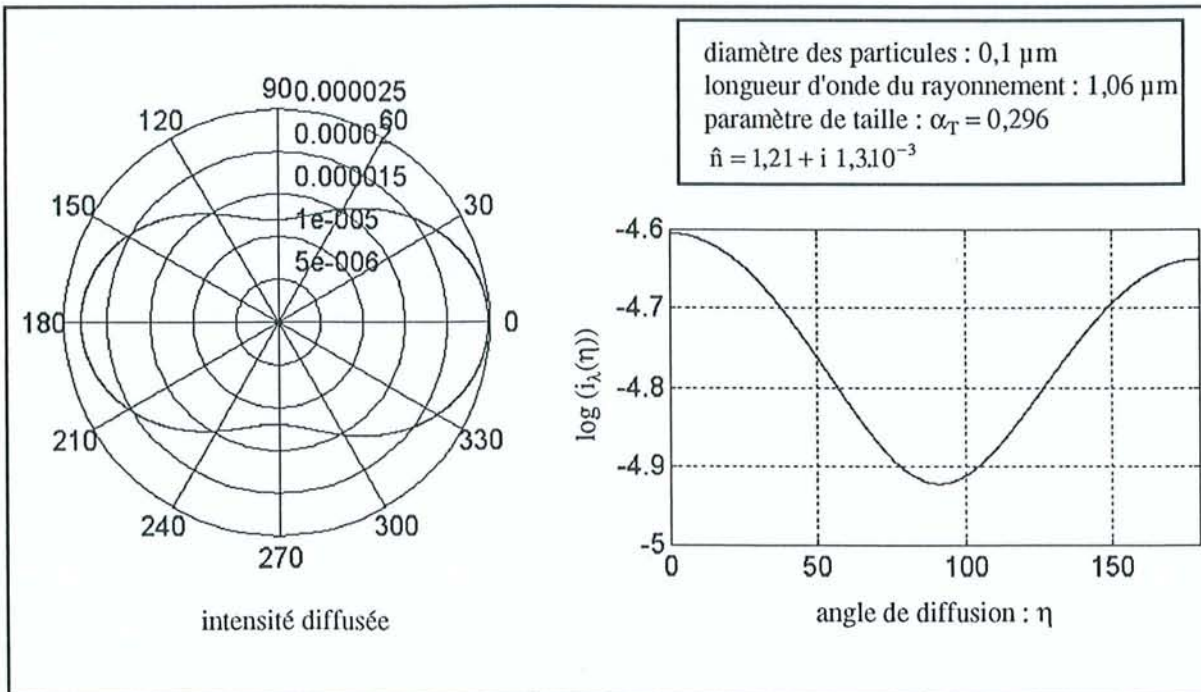


Figure V.3.3.11. : Intensité de diffusion selon  $\eta$  pour  $\alpha_T = 0,296$ .

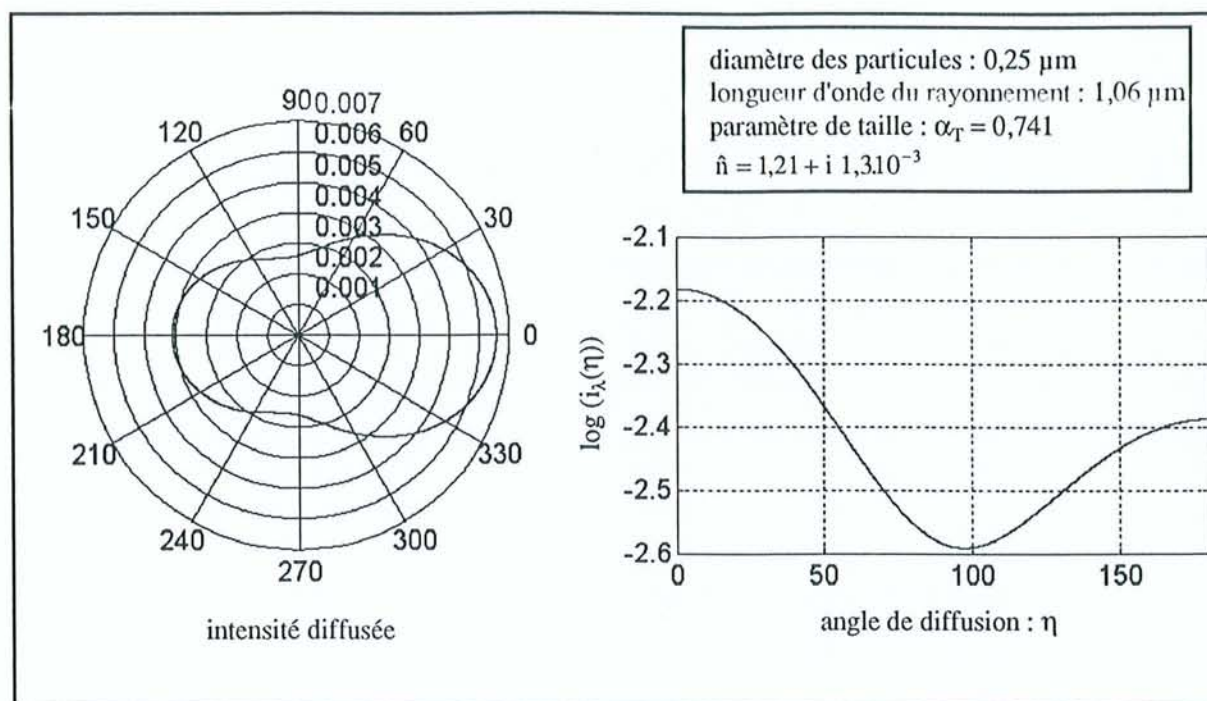


Figure V.3.3.12. : Intensité de diffusion selon  $\eta$  pour  $\alpha_T = 0,741$ .

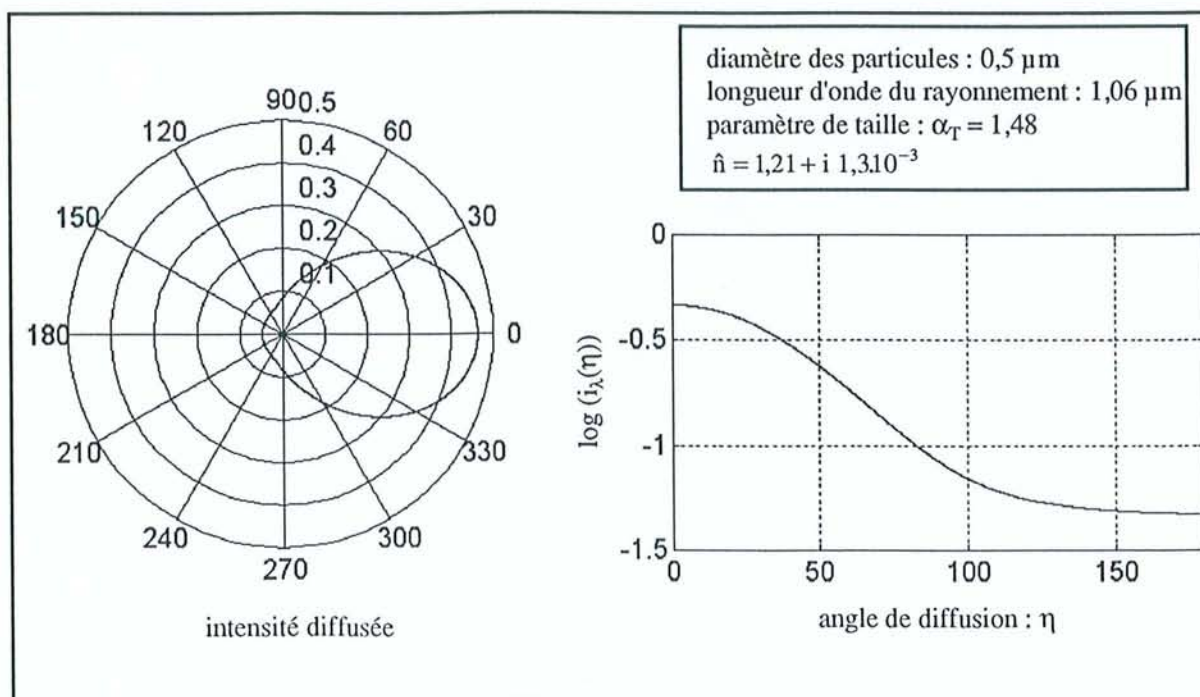


Figure V.3.3.13. : Intensité de diffusion selon  $\eta$  pour  $\alpha_T = 1,48$ .

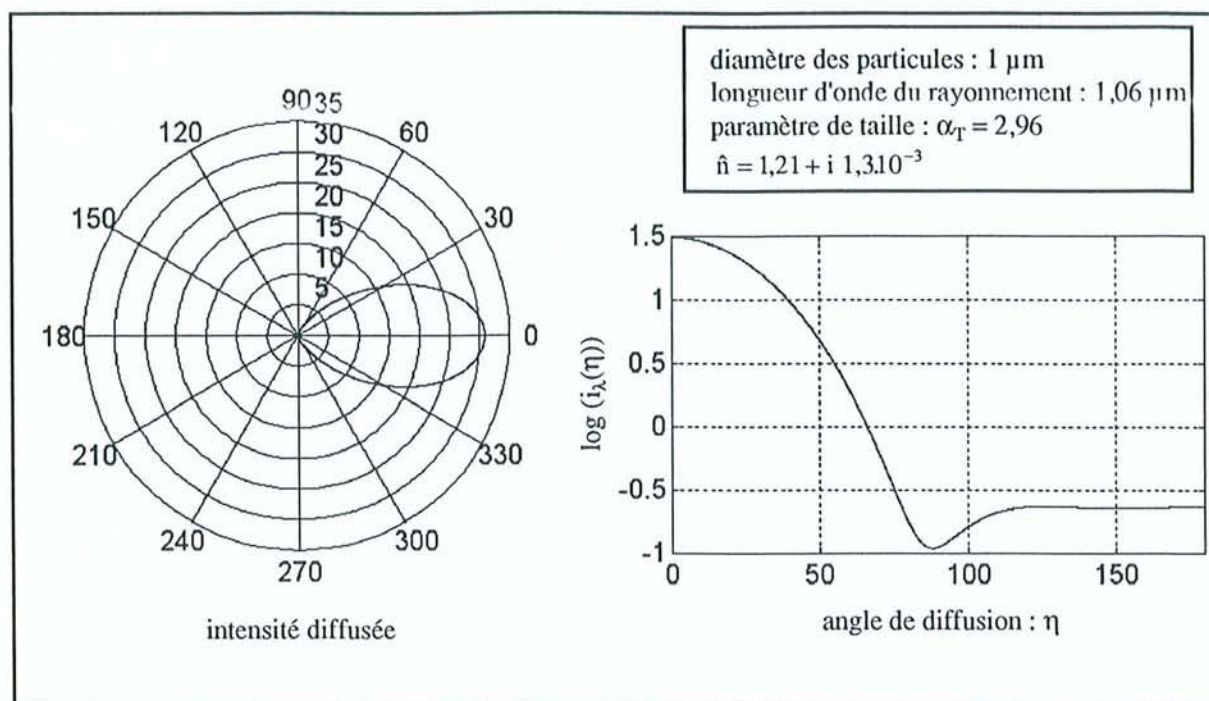


Figure V.3.3.14. : Intensité de diffusion selon  $\eta$  pour  $\alpha_T = 2,96$ .

Les résultats présentés sur les figures V.3.3.10 à V.3.3.14. font apparaître l'importance du paramètre de taille  $\alpha_T$  dans le calcul de l'intensité de diffusion. Quand le diamètre de la sphère est petit devant la longueur d'onde (faibles valeurs de  $\alpha_T$ ) la diffusion du rayonnement est conforme à la loi de Rayleigh (figures V.3.3.10. et V.3.3.11.). A mesure que  $\alpha_T$  augmente, la diffusion du rayonnement se fait vers l'avant. La rétrodiffusion est très faible pour les particules dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Les calculs de  $i(\eta)$  étant effectués, nous déterminons les fonctions de phase correspondantes et les coefficients de diffusion, d'absorption et d'extinction d'un ensemble de particules. Les coefficients de diffusion bidirectionnels, et les coefficients de diffusion et d'absorption sont donnés en annexe 4.

#### V.4. Etude du transfert radiatif dans un plasma.

Nous abordons ici la dernière partie de ce mémoire. Dans ce paragraphe, nous proposons de résoudre l'équation du transfert radiatif dans le plasma.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude du transfert radiatif dans les milieux semi-transparents. Cependant, peu de travaux ont été conduits sur la modélisation l'interaction laser - plasma de soudage. M. Beck<sup>67</sup> propose un modèle calculant la défocalisation du faisceau laser en résolvant l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu d'indice  $\hat{n}$ . Ce modèle ne tient pas compte de la diffusion due à la présence de particules dans le panache.

La plupart des études de modélisation sont plutôt basées sur la connaissance du transfert d'énergie dans le métal, via le keyhole, pour prédire l'allure du cordon de soudure. La présence du panache à la surface de la pièce n'est pas simplement intégrable dans ces modèles. Il est pourtant reconnu que la plume joue un rôle pendant le soudage. A. Poueyo-Verwaerde<sup>57</sup> a montré que le soudage laser, dans une enceinte à faible pression, donne des soudures dont le profil est éloigné de la forme typique dite 'tête de clou'.

Notre modèle complète ces études, en fournissant les caractéristiques du flux et de la température à l'interface plasma-matière.

##### V.4.1. Transfert radiatif dans un milieu semi-transparent.

###### *Equation du transfert radiatif.*

Dans ce paragraphe, nous rappelons quelques notions sur les échanges thermiques par rayonnement<sup>68</sup>. Soit un milieu semi-transparent ; il participe au transfert radiatif par absorption, émission et diffusion (figure V.4.1.1.).

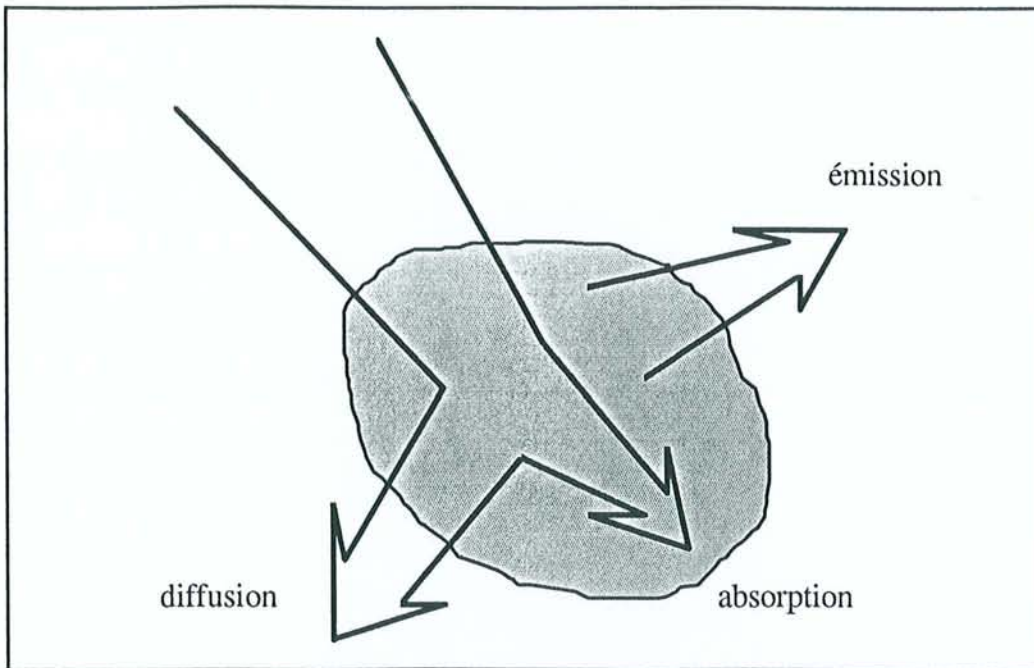


Figure V.4.1.1. : Milieu semi-transparent.

L'équation du transfert radiatif est établie en faisant le bilan de l'énergie radiative sur un volume élémentaire. Nous choisissons un volume de contrôle cylindrique de longueur  $ds$  et de section  $dA$ , (figure V.4.1.2.). Le cylindre est orienté selon la direction  $\Omega$  de propagation du rayonnement. Etudions la variation de luminance  $L_\lambda(s, \Omega, t)$  sur  $ds$ .

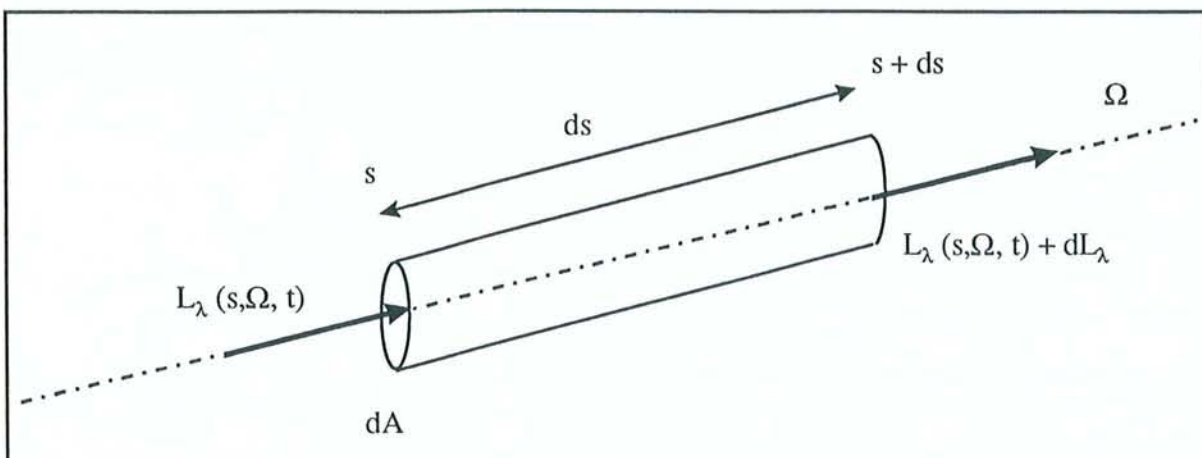


Figure V.4.1.2. : Variation de la luminance monochromatique à la traversée d'un élément cylindrique.

Lors de la traversée du cylindre élémentaire, la luminance est soumise à deux effets opposés :

- le renforcement par émission propre du milieu et par diffusion du rayonnement dans la direction  $\Omega$  en provenance de toutes les directions de l'espace,
- l'atténuation par absorption dans le milieu et par diffusion du rayonnement dans toutes les directions de l'espace.

La variation d'énergie radiative sur le cylindre élémentaire s'écrit ( $\Omega$  et  $t$  sont fixés) :

$$\frac{dL_\lambda(s, \Omega, t)}{ds} = w_\lambda \quad (\text{V-27})$$

$w_\lambda$  est le terme explicitant les pertes et les gains d'énergie sur le parcours  $ds$ . Le rayonnement se propage à la vitesse  $c$ . Nous écrivons alors la dérivée totale de la luminance :

$$\frac{1}{c} \frac{DL_\lambda}{Dt} = \frac{1}{c} \left( \frac{\partial L_\lambda}{\partial t} \right)_{s, \Omega} + \left( \frac{\partial L_\lambda}{\partial s} \right)_{t, \Omega} = w_\lambda \quad (\text{V-28})$$

Nous simplifions cette expression en négligeant le premier terme, il reste :

$$\left( \frac{\partial L_\lambda}{\partial s} \right)_{t, \Omega} = w_\lambda \quad (\text{V-29})$$

avec

$$w_\lambda = w_\lambda(\text{émission}) - w_\lambda(\text{absorption}) + w_\lambda(\text{gains par diffusion}) - w_\lambda(\text{pertes par diffusion}) \quad (\text{V-30})$$

Nous allons expliciter les différents termes de la relation V-30. La loi de Kirchhoff est valable étant donné les températures élevées des milieux que nous étudions. Donc, l'émissivité monochromatique directionnelle et l'absorptivité monochromatique directionnelle sont égales. Nous écrivons le gain d'énergie dû à l'émission du milieu :

$$w_\lambda(\text{émission}) = \alpha_\lambda L_\lambda^0(T) \quad (\text{V-31})$$

où  $\alpha_\lambda$  est le coefficient d'absorption monochromatique,

$L_\lambda^0(T)$  est la luminance monochromatique du corps noir à la température T.

Une partie du flux incident au point s est absorbée par le milieu. Nous avons :

$$w_\lambda(\text{absorption}) = \alpha_\lambda L_\lambda(s, \Omega) \quad (\text{V-32})$$

L'accroissement de l'énergie radiative dû à la diffusion dans la direction  $\Omega$  du rayonnement, en provenance de toutes les directions de  $\Omega'$  de l'espace est donné par :

$$w_\lambda(\text{gains par diffusion}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_\lambda(\Omega', \Omega) \phi_\lambda(\Omega', \Omega) L_\lambda(s, \Omega') d\Omega' \quad (\text{V-33})$$

où

$\sigma_\lambda(\Omega, \Omega')$  est le coefficient de diffusion monochromatique bidirectionnel et

$\phi_\lambda(\Omega, \Omega')$  est la fonction de phase monochromatique.

La fonction de phase est normée :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \phi_\lambda(\Omega', \Omega) d\Omega' = 1 \quad (\text{V-34})$$

Une partie du flux incident qui se propage dans l'angle solide  $d\Omega$  est déviée suivant  $\Omega'$ . La perte par diffusion du rayonnement dans toutes les directions de l'espace s'écrit :

$$w_\lambda(\text{pertes par diffusion}) = \sigma_\lambda(\Omega) L_\lambda(s, \Omega) \quad (\text{V-35})$$

Munis des différentes valeurs de  $w_\lambda$ , nous obtenons l'équation intégral-différentielle du transfert radiatif dans un milieu semi-transparent :

$$\frac{\partial L_\lambda(s, \Omega)}{\partial s} + (\alpha_\lambda + \sigma_\lambda(\Omega)) L_\lambda(s, \Omega) = \alpha_\lambda L_\lambda^0(T) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} \sigma_\lambda(\Omega', \Omega) \phi_\lambda(\Omega', \Omega) L_\lambda(s, \Omega') d\Omega' \quad (V-36)$$

*Equation de conservation du flux radiatif.*

Le flux net radiatif monochromatique, en un point  $s$  d'un milieu semi-transparent, s'exprime en fonction des luminances :

$$\Psi_{s,\lambda} = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s, \Omega) \vec{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (V-37)$$

avec

$$\vec{n} \text{ est la normale à la surface considérée, } \Psi_{s,\lambda} = \vec{\Psi}_{s,\lambda} \cdot \vec{n} .$$

L'énergie monochromatique radiative nette, par unité de temps et de volume, s'exprime à l'aide du vecteur flux radiatif, de la manière suivante :

$$q_{s,\lambda} = - \operatorname{div}(\vec{\Psi}_{s,\lambda}) \quad (V-38)$$

Soit :

$$q_{s,\lambda} = - \int_{\Omega=4\pi} \frac{\partial L_\lambda(s, \Omega)}{\partial s} d\Omega \quad (V-39)$$

En intégrant l'équation du transfert radiatif V-36, sur l'ensemble des directions  $\Omega$ , nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} -q_{s,\lambda} + \int_{\Omega=4\pi} (\alpha_\lambda + \sigma_\lambda(\Omega)) L_\lambda(s, \Omega) d\Omega &= \int_{\Omega=4\pi} \alpha_\lambda L_\lambda^0(T) d\Omega + \\ &+ \int_{\Omega=4\pi} \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_\lambda(\Omega', \Omega) \phi_\lambda(\Omega', \Omega) L_\lambda(s, \Omega') d\Omega' d\Omega \end{aligned}$$



Par ailleurs, sachant que la fonction de phase est normée (relation V-34), il vient :

$$q_{s,\lambda} = \int_{\Omega=4\pi} \alpha_{\lambda} L_{\lambda}(s, \Omega) d\Omega - \int_{\Omega=4\pi} \alpha_{\lambda} L_{\lambda}^0(T) d\Omega \quad (\text{V-40})$$

L'énergie radiative totale s'obtient par intégration sur l'ensemble du spectre de longueurs d'onde, d'où :

$$q_s = \int_0^{\infty} q_{s,\lambda} d\lambda \quad (\text{V-41})$$

#### V.4.2. La méthode des ordonnées discrètes.

Il existe de nombreuses méthodes pour résoudre l'équation du transfert radiatif.

- La méthode de Monte Carlo, qui fait appel au calcul statistique ; elle est très précise mais nécessite des temps de calculs importants.
- La méthode des zones, le domaine étudié est découpé en volumes (zones) isothermes. Les échanges radiatifs entre les zones prises par paires sont modélisés par les facteurs de formes étendus.
- La méthode du lancer de rayon, où l'équation du transfert radiatif est résolue suivant un ensemble discret de directions dans un domaine d'influence.

Il existe plusieurs autres méthodes : la méthode des harmoniques sphériques, la méthode des transferts discrets ou les méthodes multiflux. Leur complexité et leur précision sont variables. Le choix d'une méthode est souvent conditionné par le type d'application. La plupart de ces méthodes sont décrites dans le livre de M.F. Modest<sup>69</sup>.

Chandrasekhar<sup>70</sup> est à l'origine de la méthode des ordonnées discrètes, développée pour résoudre les transferts radiatifs unidimensionnels en astrophysique. Ce n'est que tardivement qu'elle fut adaptée aux problèmes de transferts radiatifs multidimensionnels : en 1977, par J. S. Truelove<sup>71</sup> dans les milieux non diffusants et en 1982, par W. A. Fiveland<sup>72</sup> pour les milieux diffusants.

Pour appliquer la méthode des ordonnées discrètes, nous devons effectuer deux discrétisations :

- la discrétisation angulaire,
- la discrétisation spatiale.

*La discrétisation angulaire.*

Nous choisissons un nombre fini de directions de propagation du rayonnement, selon lesquelles l'équation du transfert radiatif est résolue. Aussi, chaque direction  $\Omega$  va être repérée par trois angles dans un repère cartésien. Ce sont les cosinus directeurs (figure V.4.2.1.).

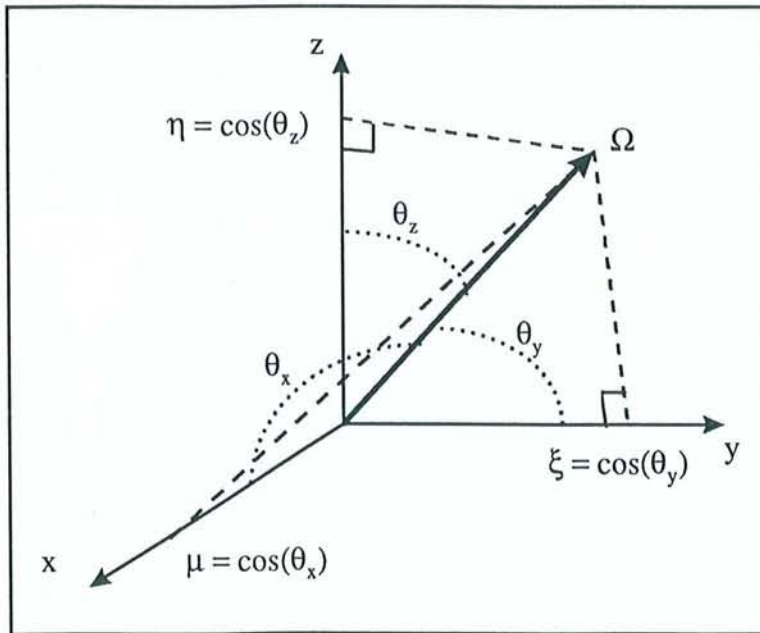


Figure V.4.2.1. : Représentation des cosinus directeurs ( $\mu, \xi, \eta$ ).

La dérivée de la luminance monochromatique par rapport à  $s$  est réécrite dans le repère cartésien :

$$\frac{\partial L_\lambda(s, \Omega)}{\partial s} = \mu \frac{\partial L_\lambda(x, y, z, \Omega)}{\partial x} + \xi \frac{\partial L_\lambda(x, y, z, \Omega)}{\partial y} + \eta \frac{\partial L_\lambda(x, y, z, \Omega)}{\partial z} \quad (\text{V-42})$$

L'intérêt de cette discrétisation est qu'elle permet de transformer les intégrales angulaires en somme à l'aide de quadratures numériques. Les directions de discrétisation sont choisies en respectant un certain nombre de critères qui permettent la résolution cohérente de l'équation du transfert radiatif. Pour les directions  $\Omega$  nous fixons :

- la symétrie par rapport à l'origine,
- la symétrie par rapport à chacun des axes de coordonnées,
- la symétrie par rapport à tout plan contenant deux axes de coordonnées,
- dans un 8<sup>ème</sup> de sphère, les directions restant inchangées par rotation de 120° autour de l'axe joignant le barycentre du 'triangle sphérique'.

Un poids  $W_i$  est associé à chaque direction  $\Omega_i$ . Nous utilisons la quadrature  $S_N$  définie par Carlson et Lathrop<sup>73</sup> pour déterminer les directions. Le nombre total de directions de discrétisation  $N$ , pour un ordre  $n$  donné, s'exprime :

$$N = n(n + 2) \quad (V-43)$$

Nous avons, pour les modèles  $S_4$ ,  $S_6$  et  $S_8$ , fréquemment utilisés :

- $S_4$  : 24 directions,
- $S_6$  : 48 directions,
- $S_8$  : 80 directions.

Les cosinus directeurs et les poids qui leurs sont associés vérifient des relations appelées moments d'ordre 0, 1 et 2 :

$$\int_{\Omega=4\pi} \Omega \, d\Omega \Rightarrow \sum_{i=1}^N W_i \mu_i = 0 \quad (V-44)$$

$$\int_{\Omega=2\pi} |\vec{n} \cdot \vec{\Omega}| \, d\Omega \Rightarrow \sum_{\mu_i > 0} W_i \mu_i = \pi \quad (V-45)$$

$$\frac{1}{3} \int_{\Omega=4\pi} \Omega^2 d\Omega \Rightarrow \sum_{i=1}^N W_i \mu_i^2 = \frac{4\pi}{3} \quad (\text{V-46})$$

De plus, il doit y avoir conservation de la luminance, c'est-à-dire que la somme des poids doit être égale à la sphère unité :

$$\int_{\Omega=4\pi} d\Omega \Rightarrow \sum_{i=1}^N W_i = 4\pi \quad (\text{V-47})$$

Ces critères sont illustrés sur la figure V.4.2.2.. Nous donnons, en annexe 4, les tables des cosinus directeurs et des poids qui leur sont associés, pour les trois quadratures :  $S_4$ ,  $S_6$  et  $S_8$ .

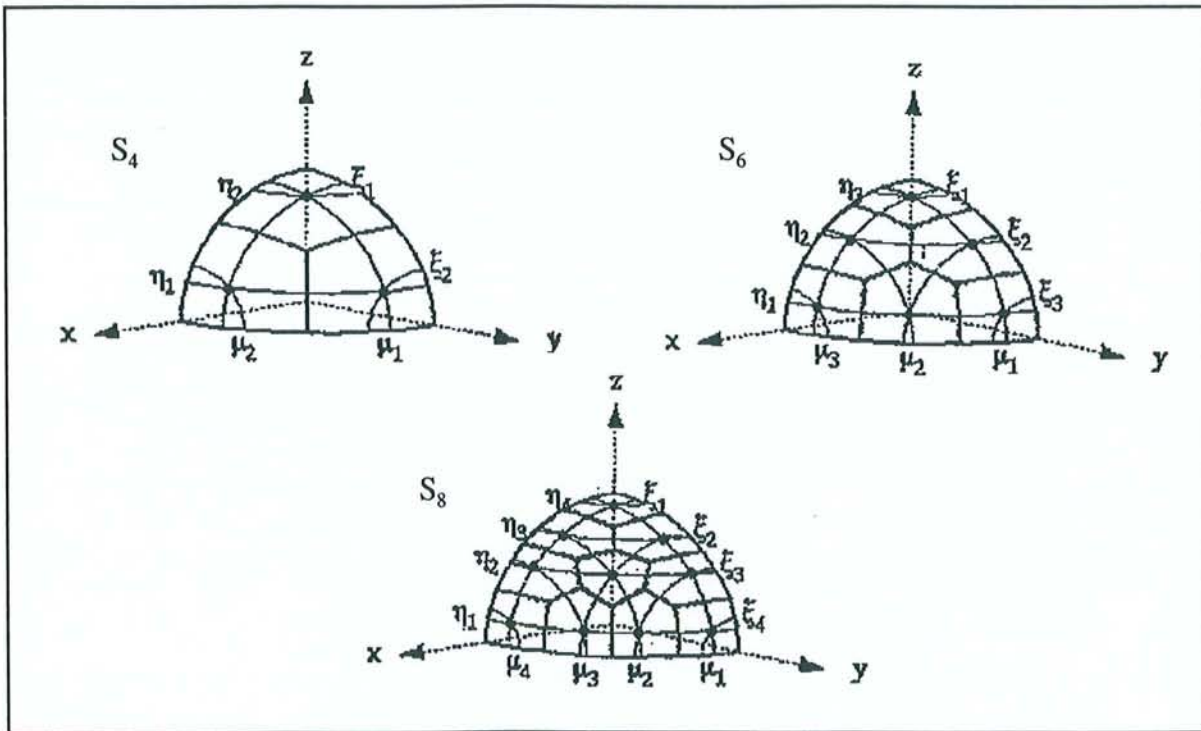


Figure V.4.2.2. : Représentation géométrique des directions des discrétisations angulaires dans le 1<sup>er</sup> octant pour les schémas,  $S_4$ ,  $S_6$  et  $S_8$ .

#### *La discrétisation spatiale.*

La géométrie du panache est fluctuante ce qui rend sa discrétisation spatiale difficile. Une approche est de considérer un cylindre dont l'axe est confondu avec celui du faisceau laser.

La résolution de l'équation du transfert radiatif par la méthode des ordonnées discrètes en géométrie cylindrique est possible<sup>74</sup>, mais la quadrature  $S_N$  n'est plus applicable. Nous utilisons donc un maillage cartésien englobant la totalité du plasma. Le volume de contrôle élémentaire, la maille, a les caractéristiques suivantes :

- longueur :  $\Delta x$ ,
- largeur :  $\Delta y$ ,
- hauteur :  $\Delta z$ .

Chacune des mailles est repérée par les coordonnées de son centre. Nous affectons un indice de 1 à 6 pour chaque face de la maille et l'indice 7 pour le centre, (figure V.4.2.3.).

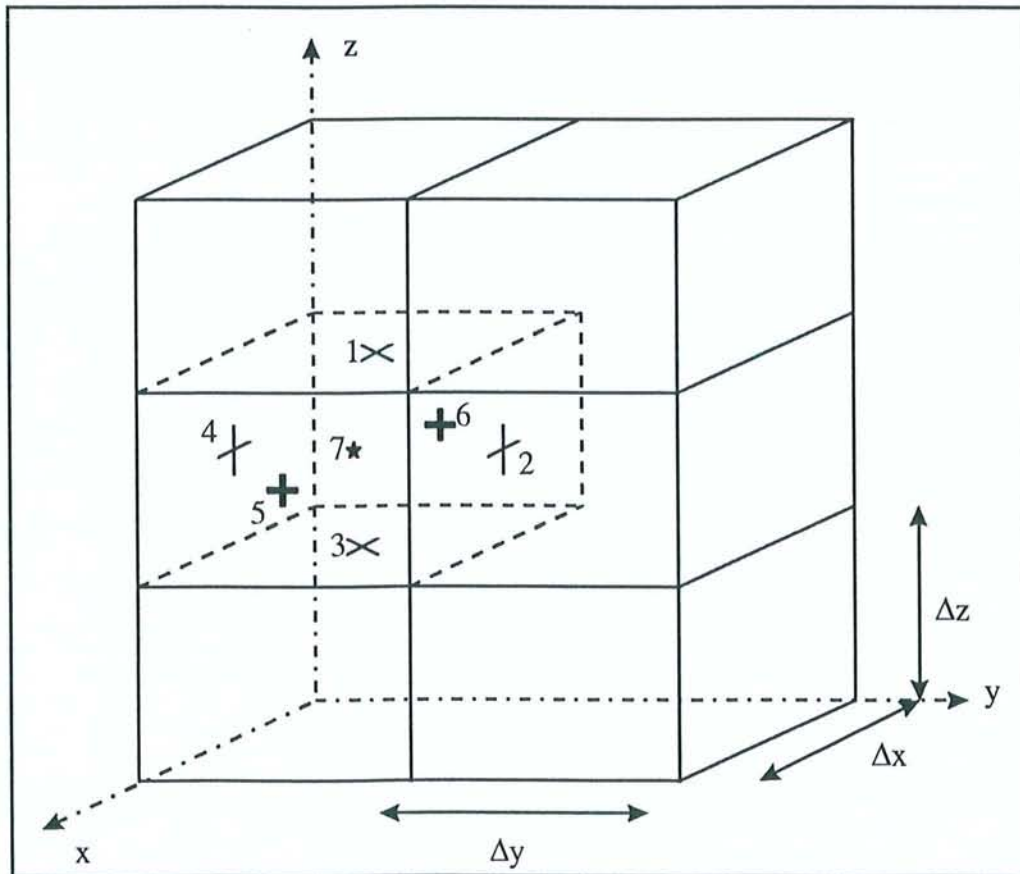


Figure V.4.2.3. : Maillage du plasma.

En appliquant ce schéma à l'équation du transfert radiatif (relations V-36 et V-42), pour une direction  $\Omega_m$  (repérée par  $m$ ) de propagation du rayonnement, nous avons :

$$\begin{aligned} & \mu_m A [L_{5,\lambda}(x, y, z, m) - L_{6,\lambda}(x, y, z, m)] + \xi_m B [L_{2,\lambda}(x, y, z, m) - L_{4,\lambda}(x, y, z, m)] + \\ & + \eta_m C [L_{1,\lambda}(x, y, z, m) - L_{3,\lambda}(x, y, z, m)] + \vartheta (\alpha_\lambda + \sigma_\lambda) L_{7,\lambda}(x, y, z, m) = \quad (V-48) \\ & = \vartheta \alpha_\lambda L^0(T) + \vartheta \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \sum_{m'} \phi_\lambda(m', m) W_{m'} L_{7,\lambda}(x, y, z, m') \end{aligned}$$

avec

$$A = \Delta y \Delta z$$

$$B = \Delta x \Delta z$$

$$C = \Delta x \Delta y$$

$$\vartheta = \Delta x \Delta y \Delta z$$

L'équation du transfert radiatif ainsi discrétisée est simple à calculer. Il ne reste plus qu'à connaître les luminances aux limites du domaine et les relations de fermeture.

#### *Luminances aux limites du domaine.*

Nous supposons que le rayonnement est isotrope en émission et en réflexion aux limites du domaine. La luminance résultante est égale à la somme de la luminance émise et de celle réfléchie:

$$L_\lambda(s_0, \Omega) = \varepsilon_\lambda(s_0) L_\lambda^0(T) + \frac{\rho_\lambda(s_0)}{\pi} \int_{\Omega'=2\pi} L_\lambda(s_0, \Omega') \cos(\theta) d\Omega' \quad (V-49)$$

où

$\theta$  est l'angle entre la normale de la surface et la direction d'incidence  $\Omega'$ ,

$\varepsilon_\lambda$  est l'émissivité monochromatique,

$\rho_\lambda$  est la réflectivité monochromatique.

En appliquant la loi de Kirchhoff, nous discrétisons cette équation à une limite du domaine.

Prenons la limite supérieure indicée ( $i=1$ ), il vient :

$$L_{1,\lambda}(x, y, z, m) = \varepsilon_1 L^0(T_1) + \frac{(1 - \varepsilon_1)}{\pi} \sum_{m'} L_{1,\lambda}(x, y, z, m') |\eta_{m'}| W_{m'} \quad (\text{V-50})$$

avec

$$\eta_{m'} > 0$$

Nous obtenons des relations similaires pour les autres limites du domaine, en utilisant les cosinus directeurs adéquats.

### *Relations de fermeture.*

Les relations de fermeture sont les équations qui permettent le calcul du champ de luminance en tout point du maillage. Nous définissons trois méthodes :

- le schéma bilinéaire,
- le schéma exponentiel
- la méthode des poids.

### **Le schéma bilinéaire.**

Cette méthode est la plus simple. Elle consiste à déterminer la luminance au centre d'une maille en faisant la moyenne des luminances environnantes. Avec la notation indiciaire, nous obtenons pour une maille quelconque suivant la direction  $\Omega_m$  :

$$L_{7,\lambda}^m = \frac{L_{1,\lambda}^m + L_{3,\lambda}^m}{2} = \frac{L_{2,\lambda}^m + L_{4,\lambda}^m}{2} = \frac{L_{5,\lambda}^m + L_{6,\lambda}^m}{2} \quad (\text{V-51})$$

Le calcul du champ de luminance dans le domaine est maintenant possible. Les équations aux limites permettent de calculer les luminances directionnelles de chaque maille dont une des faces est située sur le contour du domaine. Supposons que nous connaissons les paramètres au niveau de la première maille (1,1,1) dans le coin sud-est-arrière, intersection des plans 3-4-6. L'emploi des relations V-48 et V-51 donne après un rapide calcul :

$$L_{7,\lambda}^m = \frac{(A |\mu_m| L_{6,\lambda}^m) + (B |\xi_m| L_{4,\lambda}^m) + (C |\eta_m| L_{3,\lambda}^m) + \frac{\vartheta(S1 + S2)}{2}}{A |\mu_m| + B |\xi_m| + C |\eta_m| + \frac{\vartheta(\alpha_\lambda + \sigma_\lambda)}{2}} \quad (V-52)$$

où

$$S1 = \alpha_\lambda L^0(T) \quad (V-53)$$

$$S2 = \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \sum_{m'} \phi_\lambda(m', m) W_{m'} L_{7,\lambda}^{m'} \quad (V-54)$$

A, B, C et  $\vartheta$  sont les constantes définies précédemment.

Les luminances  $L_{7,\lambda}^m$  étant déterminées,  $L_{1,\lambda}^m$ ,  $L_{2,\lambda}^m$  et  $L_{5,\lambda}^m$ , avec la relation V-51, de proche en proche. La facilité de mise en oeuvre est l'intérêt principal de ce schéma. Néanmoins, il est limité par des phénomènes d'oscillations des solutions, appelés 'effets de raies'.

### Le schéma exponentiel.

Avec cette méthode de résolution, le carré de la luminance au centre de la maille est défini comme le produit des luminances des deux faces opposées, soit :

$$(L_{7,\lambda}^m)^2 = L_{1,\lambda}^m L_{3,\lambda}^m = L_{2,\lambda}^m L_{4,\lambda}^m = L_{5,\lambda}^m L_{6,\lambda}^m \quad (V-55)$$

Le schéma exponentiel présente également l'effet de raie, mais atténué. Cependant, son emploi n'est pas vraiment intéressant car la résolution d'une équation du second degré sur chaque maille augmente le temps de calcul.



### Le schéma des poids.

La méthode de pondération est la plus efficace. Lathrop<sup>72</sup> fut le premier à développer cette méthode qui s'applique à une géométrie bidimensionnelle. Nous l'avons transposé aux problèmes nous intéressant.

L'idée de base est de déterminer un coefficient  $f$ , tel que :

$$L_{7,\lambda}^m = f L_{1,\lambda}^m + (1-f) L_{3,\lambda}^m \quad (\text{V-56})$$

Ce coefficient  $f$  dépend de l'équation du transfert radiatif et des conditions aux limites. En posant  $f = \frac{1}{2}$ , nous retrouvons le schéma bilinéaire. Le calcul de ce coefficient est réalisé en étudiant l'équation du transport des neutron, qui est proche de l'équation du transfert radiatif :

$$\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \xi \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \eta \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \sigma \Psi(x, y, z, \mu, \xi, \eta) = S(x, y, z, \mu, \xi, \eta) \quad (\text{V-57})$$

Nous conservons la notation indiciaire définie dans le paragraphe précédent pour repérer les différentes faces et le centre d'une maille. Nous utilisons trois coefficients pondérateurs  $f_x$ ,  $f_y$  et  $f_z$ . La valeur de  $\Psi(x, y, z, \mu, \xi, \eta)$  au centre d'une maille ( $\Psi_7$ ) s'exprime de trois façons selon la relation (V-57) :

$$\Psi_7 = \Psi_1 f_z + \Psi_3 (1 - f_z) \quad (\text{V-58})$$

$$\Psi_7 = \Psi_2 f_y + \Psi_4 (1 - f_y) \quad (\text{V-59})$$

$$\Psi_7 = \Psi_5 f_x + \Psi_6 (1 - f_x) \quad (\text{V-60})$$

L'équation V-57 est réécrite en utilisant les discrétisations spatiale et angulaire vues au paragraphe précédent :

$$\mu \frac{(\Psi_5 - \Psi_6)}{\Delta x} + \xi \frac{(\Psi_2 - \Psi_4)}{\Delta y} + \eta \frac{(\Psi_1 - \Psi_3)}{\Delta z} + \sigma \Psi_7 = S \quad (\text{V-61})$$

Nous divisons cette égalité par  $\sigma$  et nous posons :

$$Q = \frac{S}{\sigma} \quad (\text{V-62})$$

$$\alpha = \frac{\sigma \Delta x}{\mu} \quad (\text{V-63})$$

$$\beta = \frac{\sigma \Delta y}{\xi} \quad (\text{V-64})$$

$$\gamma = \frac{\sigma \Delta z}{\eta} \quad (\text{V-65})$$

Nous écrivons l'équation du transport sous sa forme réduite :

$$\frac{(\Psi_5 - \Psi_6)}{\alpha} + \frac{(\Psi_2 - \Psi_4)}{\beta} + \frac{(\Psi_1 - \Psi_3)}{\gamma} + \Psi_7 = Q \quad (\text{V-66})$$

La connaissance des valeurs de  $\Psi$  sur trois côtés d'une maille ne se faisant pas face permet d'obtenir  $\Psi_7$  au centre de la maille avec les relations V-58 à V-60 et V-66. Supposons  $\Psi_3$ ,  $\Psi_4$  et  $\Psi_6$  connus, nous déterminons  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$  et  $\Psi_5$ . Après quelques calculs, il vient :

$$\Psi_1 = \frac{\alpha \beta \gamma Q - \Psi_3 \left\{ (1 - f_z) \gamma \left[ \left( \frac{\beta}{f_x} + \frac{\alpha}{f_y} \right) + \alpha \beta \right] - \alpha \beta \right\} + \frac{\Psi_4 \alpha \gamma}{f_y} + \frac{\Psi_6 \beta \gamma}{f_x}}{\left[ \alpha \beta + \gamma f_z \left( \frac{\beta}{f_x} + \frac{\alpha}{f_y} \right) \right]} \quad (\text{V-67})$$

$$\Psi_2 = \frac{\alpha \beta \gamma Q + \frac{\Psi_3 \alpha \beta}{f_z} - \Psi_4 \left\{ (1-f_y) \beta \left[ \left( \frac{\gamma}{f_x} + \frac{\alpha}{f_z} \right) + \alpha \gamma \right] - \alpha \gamma \right\} + \frac{\Psi_6 \beta \gamma}{f_x}}{\left[ \alpha \gamma + \beta f_y \left( \frac{\gamma}{f_x} + \frac{\alpha}{f_z} \right) \right]} \quad (\text{V-68})$$

$$\Psi_5 = \frac{\alpha \beta \gamma Q + \frac{\Psi_3 \alpha \beta}{f_z} + \frac{\Psi_4 \alpha \gamma}{f_y} - \Psi_6 \left\{ (1-f_x) \alpha \left[ \left( \frac{\gamma}{f_y} + \frac{\beta}{f_z} \right) + \beta \gamma \right] - \beta \gamma \right\}}{\left[ \beta \gamma + \alpha f_x \left( \frac{\gamma}{f_y} + \frac{\beta}{f_z} \right) \right]} \quad (\text{V-69})$$

Comme les luminances, les grandeurs  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$  et  $\Psi_5$  doivent être positives. Avec les relations V-67 à V-69, nous définissons les conditions suivantes :

$$\alpha \beta > (1-f_z) \gamma \left[ \left( \frac{\beta}{f_x} + \frac{\alpha}{f_y} \right) + \alpha \beta \right] \quad (\text{V-70})$$

$$\alpha \gamma > (1-f_y) \beta \left[ \left( \frac{\gamma}{f_x} + \frac{\alpha}{f_z} \right) + \alpha \gamma \right] \quad (\text{V-71})$$

$$\beta \gamma > (1-f_x) \alpha \left[ \left( \frac{\gamma}{f_y} + \frac{\beta}{f_z} \right) + \beta \gamma \right] \quad (\text{V-72})$$

Les valeurs des poids ne dépendent plus que des propriétés optiques du milieu ( $\alpha_\lambda$  et  $\sigma_\lambda$ ) et des cosinus directeurs.

$$f_x = \max \left( f_x', \frac{1}{2} \right) \text{ avec } f_x' = 1 - \frac{\beta \gamma}{\alpha [\beta \gamma + 2(\beta + \gamma)]} \quad (\text{V-73})$$

$$f_y = \max \left( f_y', \frac{1}{2} \right) \text{ avec } f_y' = 1 - \frac{\alpha \gamma}{\beta [\alpha \gamma + 2(\alpha + \gamma)]} \quad (\text{V-74})$$

$$f_z = \max\left(f_z', \frac{1}{2}\right) \text{ avec } f_z' = 1 - \frac{\alpha \beta}{\gamma[\alpha \beta + 2(\alpha + \beta)]} \quad (\text{V-75})$$

Enfin, de la même manière que pour le schéma bilinéaire, la luminance au centre de la maille s'exprime à l'aide des relations (V-59 et V-60) dans lesquelles nous remplaçons  $\Psi$  par  $L$  et de l'équation du transfert radiatif discrétisée (V-48). Si  $L_3^m$ ,  $L_4^m$  et  $L_6^m$  sont connus, nous obtenons :

$$L_7^m = \frac{\frac{|\mu_m| A L_6^m}{f_x} + \frac{|\xi_m| B L_4^m}{f_y} + \frac{|\eta_m| C L_3^m}{f_z} + \vartheta (S1 + S2)}{\frac{|\mu_m| A}{f_x} + \frac{|\xi_m| B}{f_y} + \frac{|\eta_m| C}{f_z} + \vartheta (\alpha_\lambda + \sigma_\lambda)} \quad (\text{V-76})$$

Les paramètres  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $\vartheta$ ,  $S1$  et  $S2$  sont les expressions définies précédemment.

Quand le champ de luminance a convergé (figure V.4.3.1.), nous calculons les températures dans chaque élément du maillage. A l'aide de la relation (V-40) nous faisons le bilan dans chaque maille de l'énergie par unité de volume finale (obtenue à partir des luminances calculées dans toutes les directions de propagation du rayonnement discrétisées) et de l'énergie par unité de volume initiale (terme source).

### V.4.3. Modélisation et résultats.

La résolution du transfert radiatif numériquement est une opération lourde. Nous avons développé deux programmes en langage FORTRAN : le premier permet de définir le maillage et les conditions aux limites du modèle et le second résoud l'équation du transfert radiatif.

Le fonctionnement du programme est détaillé dans l'organigramme suivant (figure V.4.3.1.).

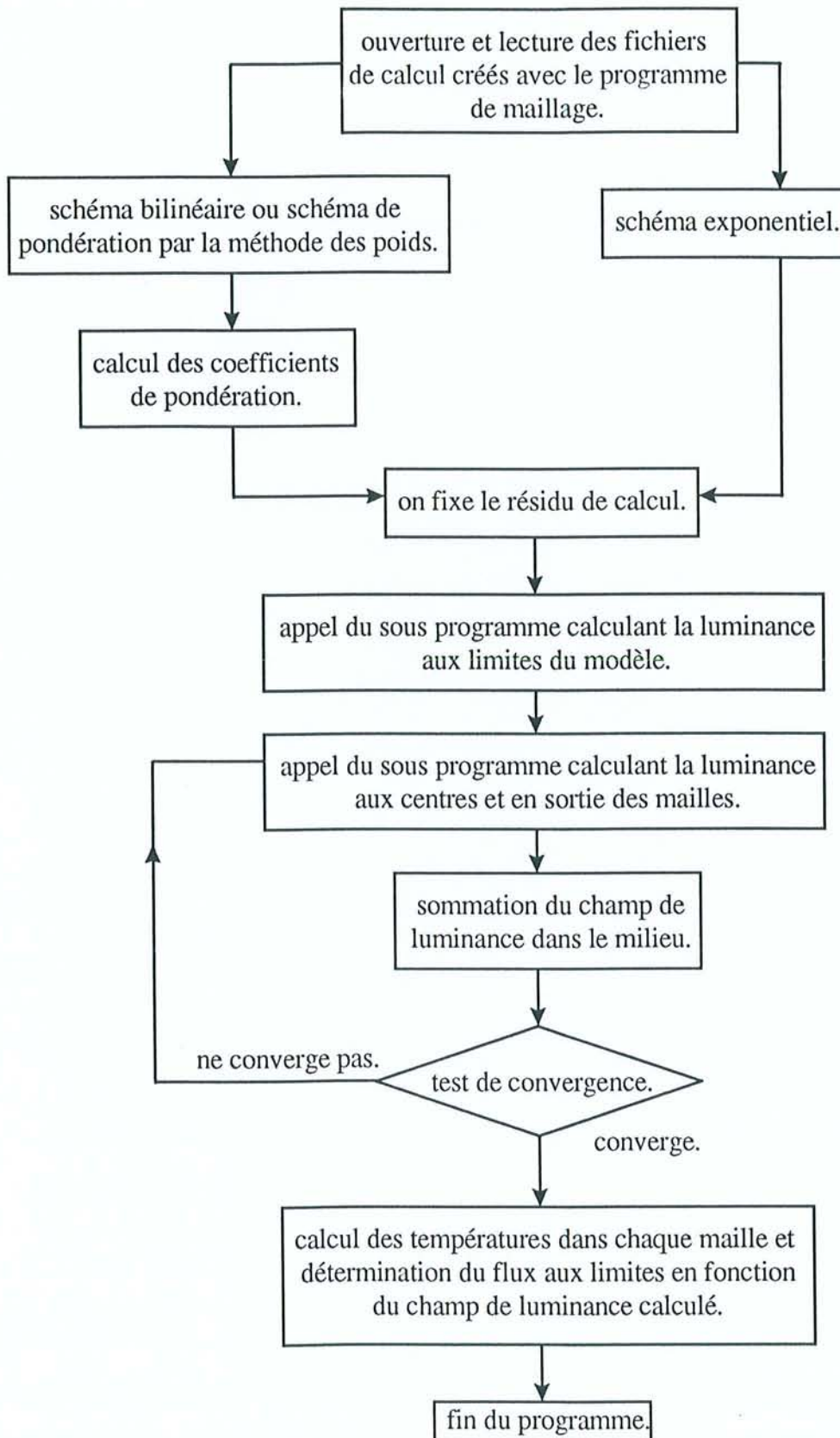


Figure V.4.3.1. : Algorithme du programme résolvant l'équation du transfert radiatif.

Nous modélisons un élément de plasma de forme cubique, mesurant cinq millimètres de côté. Le maillage est de 35 éléments suivant  $x$  et  $y$  (base de la plume) et de 15 éléments suivant  $z$ . Le choix du nombre de mailles est limité par les capacités de l'ordinateur. En effet, la résolution numérique de l'équation du transfert radiatif en géométrie tridimensionnelle implique que la luminance dépende de cinq variables :  $L = \text{fonction}(x, y, z, m, n)$ .

où  $x, y$  et  $z$  sont les coordonnées de la maille,  $1 < x < 35$ ,  $1 < y < 35$  et  $1 < z < 15$ ,

$m$  est le nombre de directions de discrétisation, en  $S_4$   $m = 24$ ,

$n$  caractérise la position dans la maille (face : 1 à 6 ou centre : 7)

Les luminances sont donc stockées dans des tableaux contenant 3087000 éléments.

Les conditions aux limites de notre modèle sont les suivantes :

- l'émissivité :  $\epsilon = 0,9$  ; nous supposons que le panache est suffisamment chaud pour valider cette hypothèse.
- nous imposons un flux nul aux limites latérale du modèle ; nous faisons l'hypothèse idéale qu'il n'a pas d'échanges conductif et convectif avec l'extérieur. A la base et en haut du volume de plasma modélisé nous supposons que la flux d'énergie est gaussien.

Nous imposons un terme source dans le panache ; la répartition de l'énergie dans le faisceau laser est supposée gaussienne. Le faisceau est focalisé sur la pièce par une lentille de distance focale égale à 120 millimètres. Les caractéristiques géométriques du faisceau sont présentées sur la figure V.4.3.2..

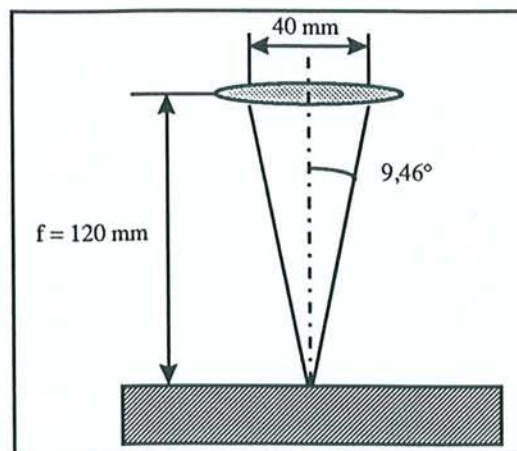


Figure V.4.3.2. : Caractéristiques géométriques du faisceau laser.

Les calculs sont effectués avec une puissance de 1000 watts en régime continu. Les indices optiques calculés à  $1,06 \mu\text{m}$  sont utilisés. Nous allons étudier l'influence des particules sur la propagation du rayonnement dans le plasma. Dans le premier calcul, nous résolvons l'équation du transfert radiatif sans diffusion. Le champ de températures dans la plume et les lignes isothermes sont présentés sur la figure V.4.3.3..

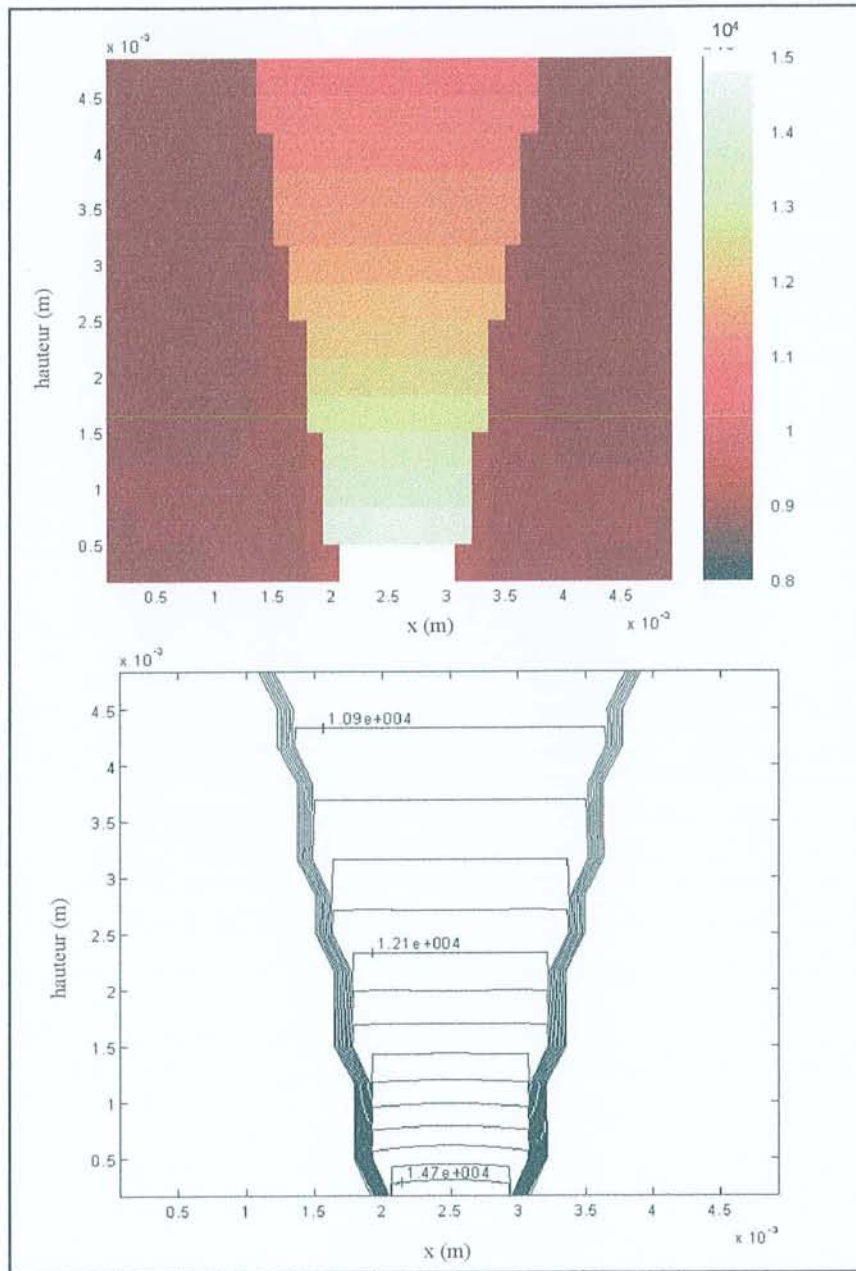


Figure V.4.3.3. : Champ de températures dans le panache en l'absence de diffusion.

Les températures calculées sont très élevées. Ces résultats diffèrent des mesures spectroscopiques sur les plasmas de soudure. Cependant, Mazumder<sup>29,75</sup> a montré que

l'irradiation d'un gaz tel que l'argon par un laser CO<sub>2</sub> de 2,4 kW donne une température de plasma évoluant de 10000 K à 15000 K au cœur du plasma. Le cas que nous venons de considérer sur la figure V.4.3.3. est similaire. Les isothermes montrent que le rayonnement n'est pas diffusé ; la partie chaude se trouve dans le cône de focalisation du faisceau laser.

Maintenant, nous allons étudier l'effet de la diffusion. Sur les figures V.4.3.4. et V.4.3.5., nous présentons les champs de températures et les isothermes d'un plasma contenant des particules de très petites dimensions (diamètre 50 nm).

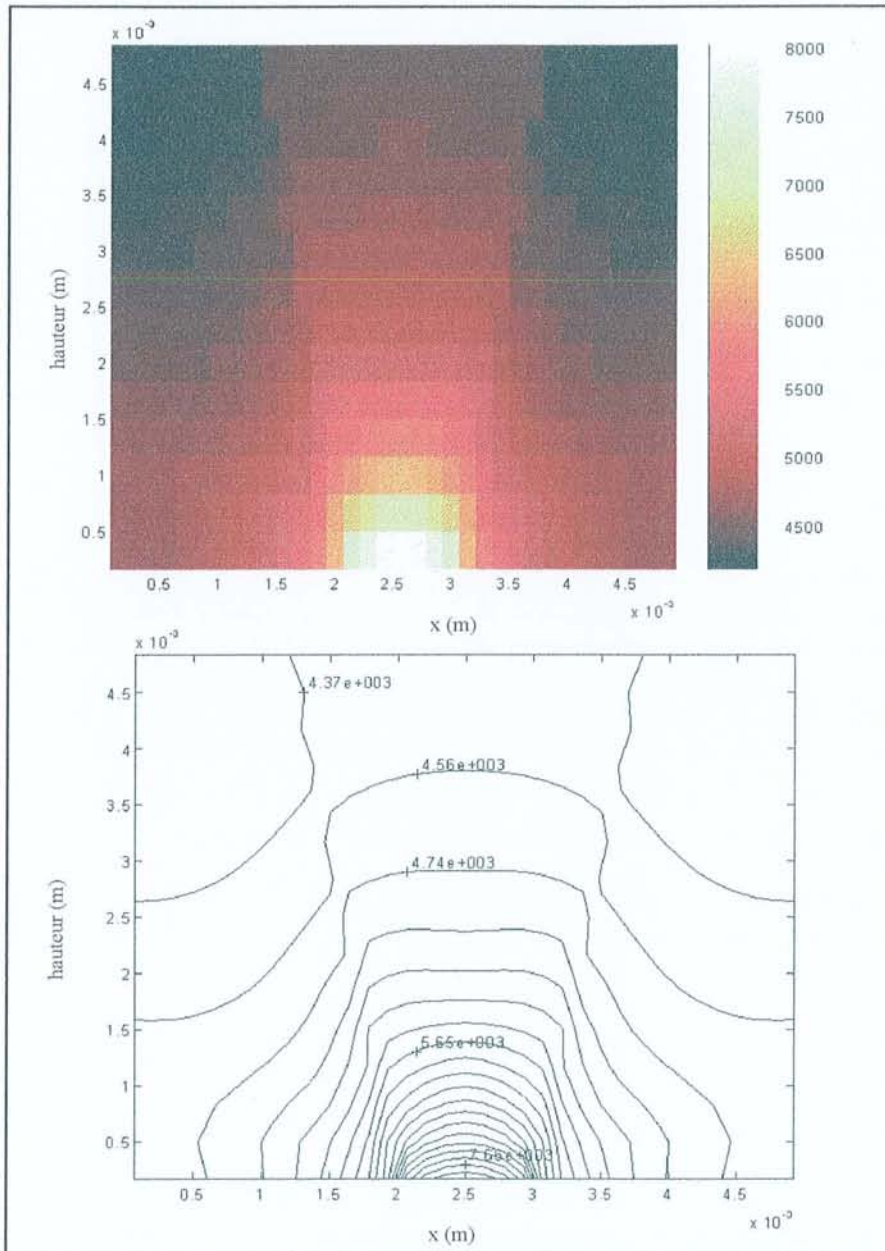


Figure V.4.3.4. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre 50 nm ;  $f_v = 5 \%$ .



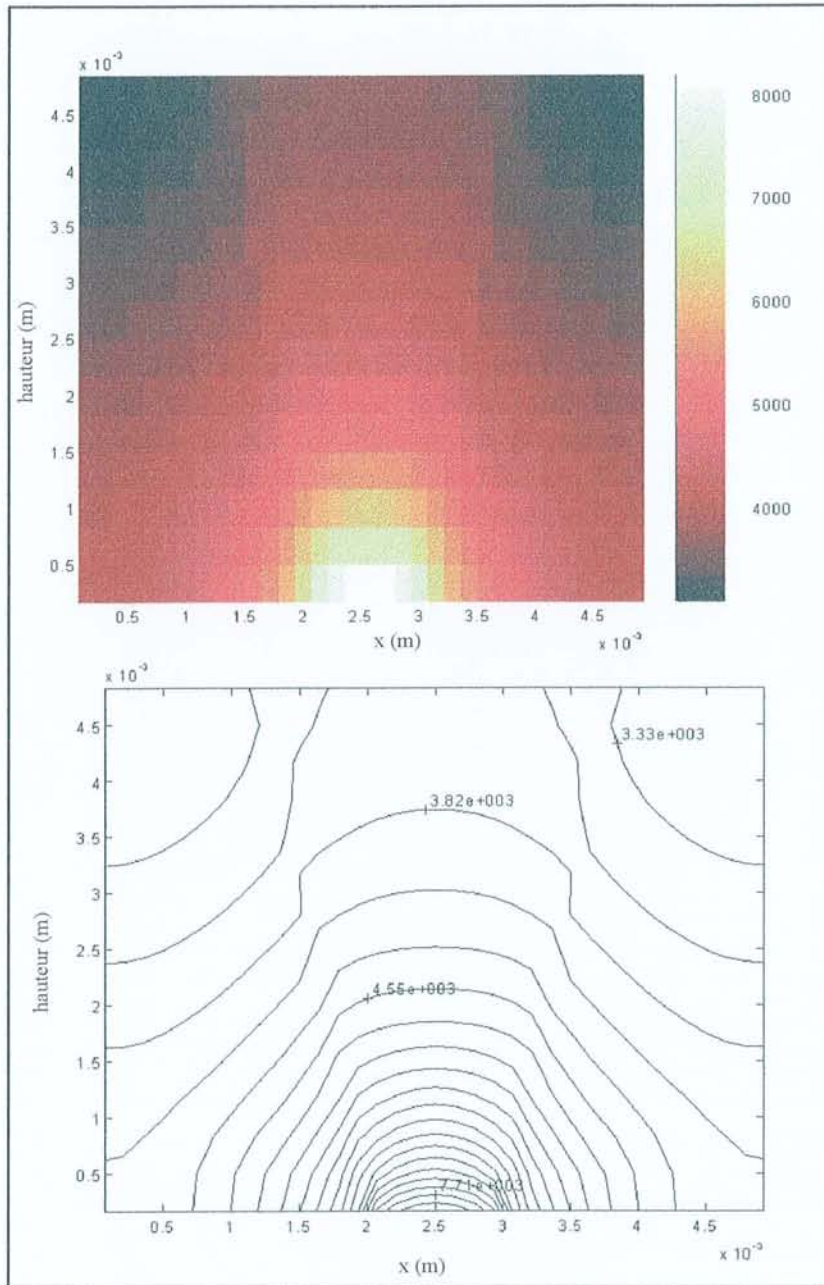


Figure V.4.3.5. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre 50 nm ;  $f_v = 10\%$ .

L'observation des deux figures V.4.3.4. et V.4.3.5. fait clairement apparaître l'influence de la diffusion sur la propagation du rayonnement laser dans le panache. Les particules étant de faible dimension devant la longueur d'onde du laser, la diffusion du rayonnement est isotrope. La fonction de phase de diffusion (figure V.3.3.10.) est telle qu'une forte part du rayonnement laser est rétro-diffusé. Nous remarquons qu'il existe un élargissement significatif de la zone chaude à la base du panache.

L'influence de la taille des particules sur la modélisation du transfert radiatif est présentée sur les figures V.4.3.6. à V.4.3.8.. La fraction volumique des particules dans le milieu est égale à 5%.

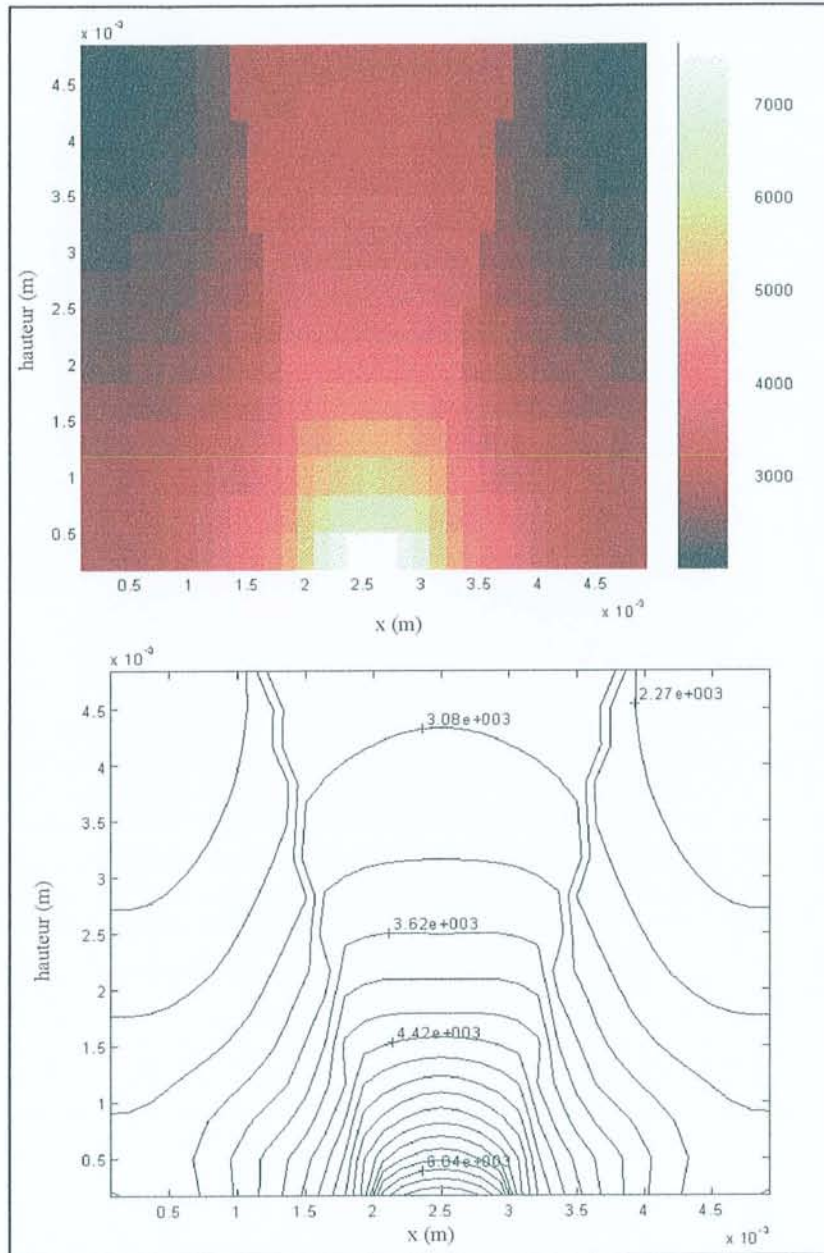


Figure V.4.3.6. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre 100 nm ;  $f_v = 5\%$ .

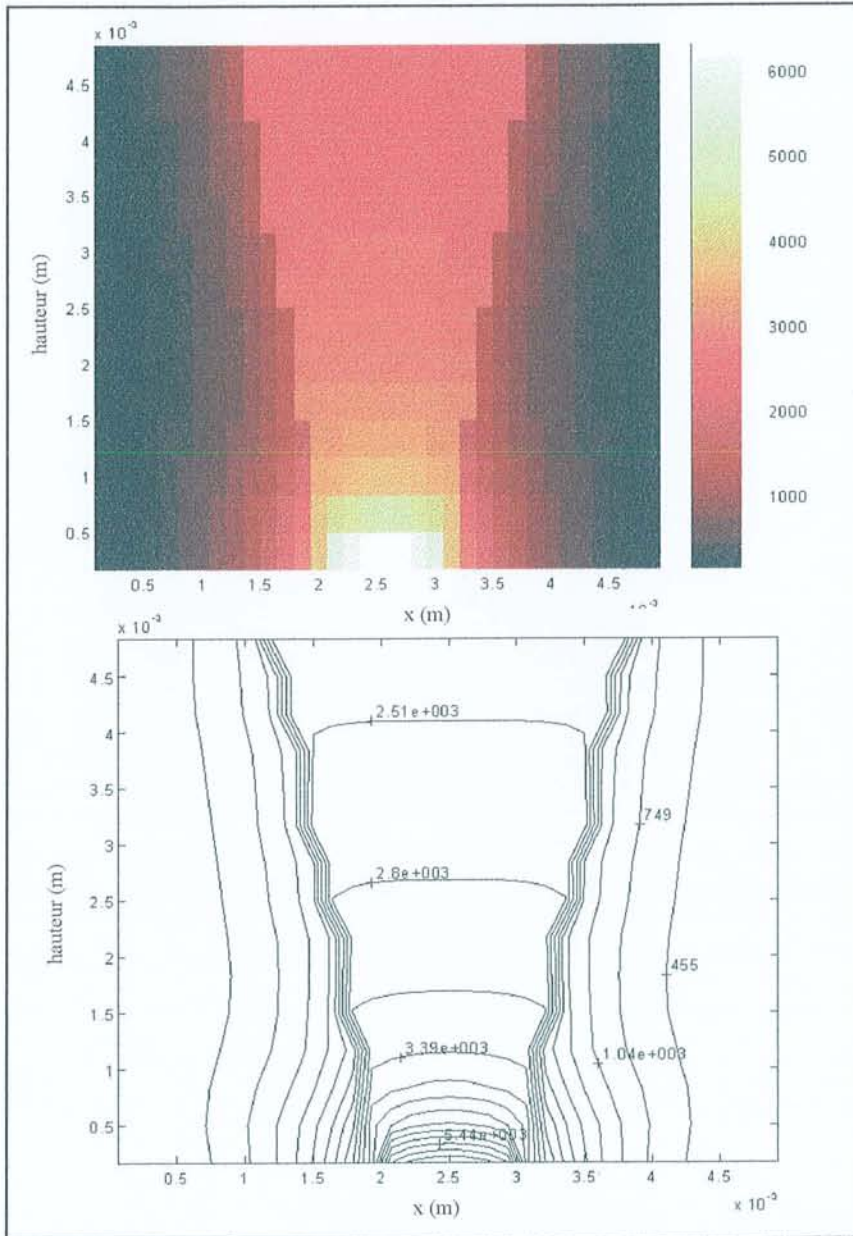


Figure V.4.3.7. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre 250 nm ;  $f_v = 5\%$ .

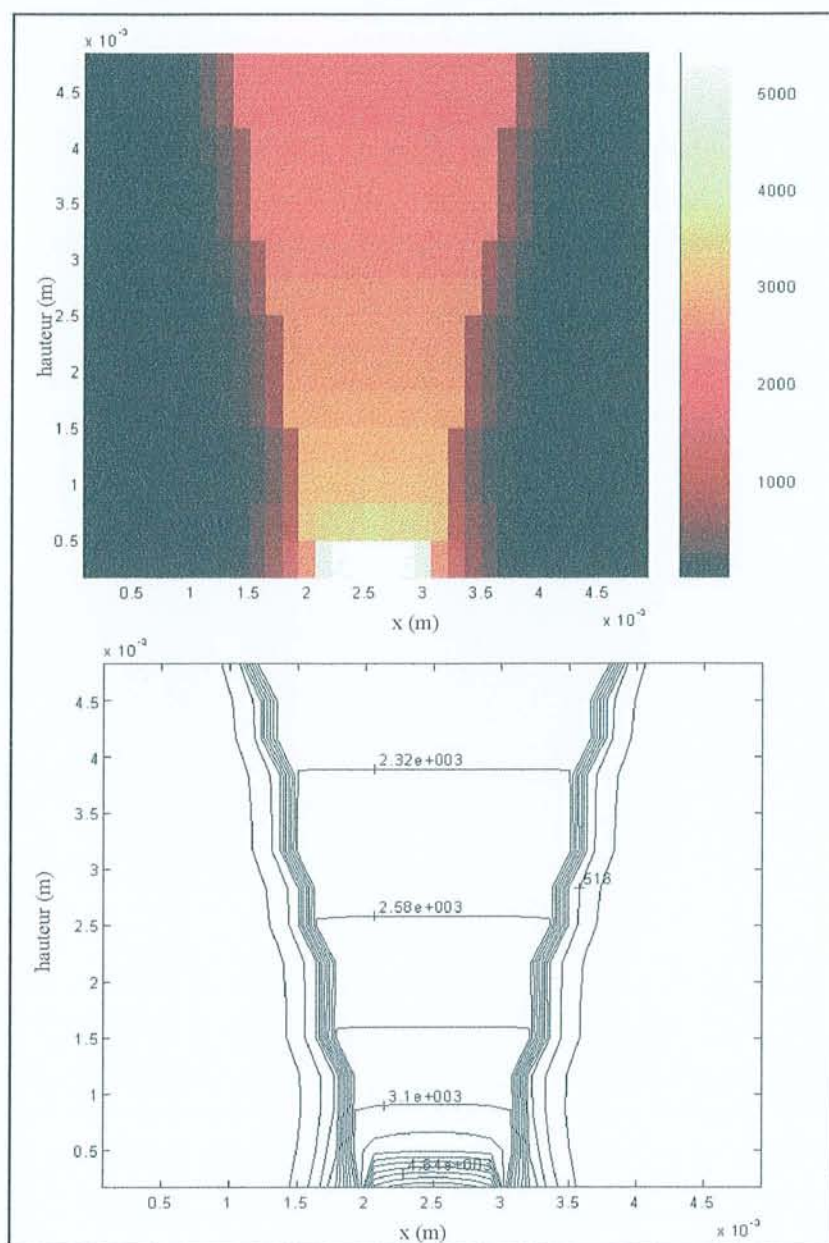


Figure V.4.3.8. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre  $1 \mu\text{m}$  ;  $f_v = 5 \%$ .

Les simulations numériques effectuées font apparaître que la base du panache est plus chaude quand le diamètre des particules est petit (figure V.4.3.6.). Le rayonnement laser est largement diffusé autour du cône de focalisation du faisceau.

Quand le paramètre de taille augmente (figures V.4.3.7. et V.4.3.8.), la fonction de phase de diffusion est dirigée vers l'avant. Le faisceau laser est peu dispersé dans la plume et les zones les plus chaudes sont dans le passage du faisceau. Les mesures spectroscopiques de la

température et les dépôts réalisés sur les lames de verre montrent que, dans le cas du soudage, la diffusion dans le panache est le fait de particules de petite dimension.

Nous allons étudier l'influence de la fraction volumique sur notre modélisation (figures V.4.3.9. à V.4.3.11.). Nous fixons la taille des particules (diamètre = 1 micron).

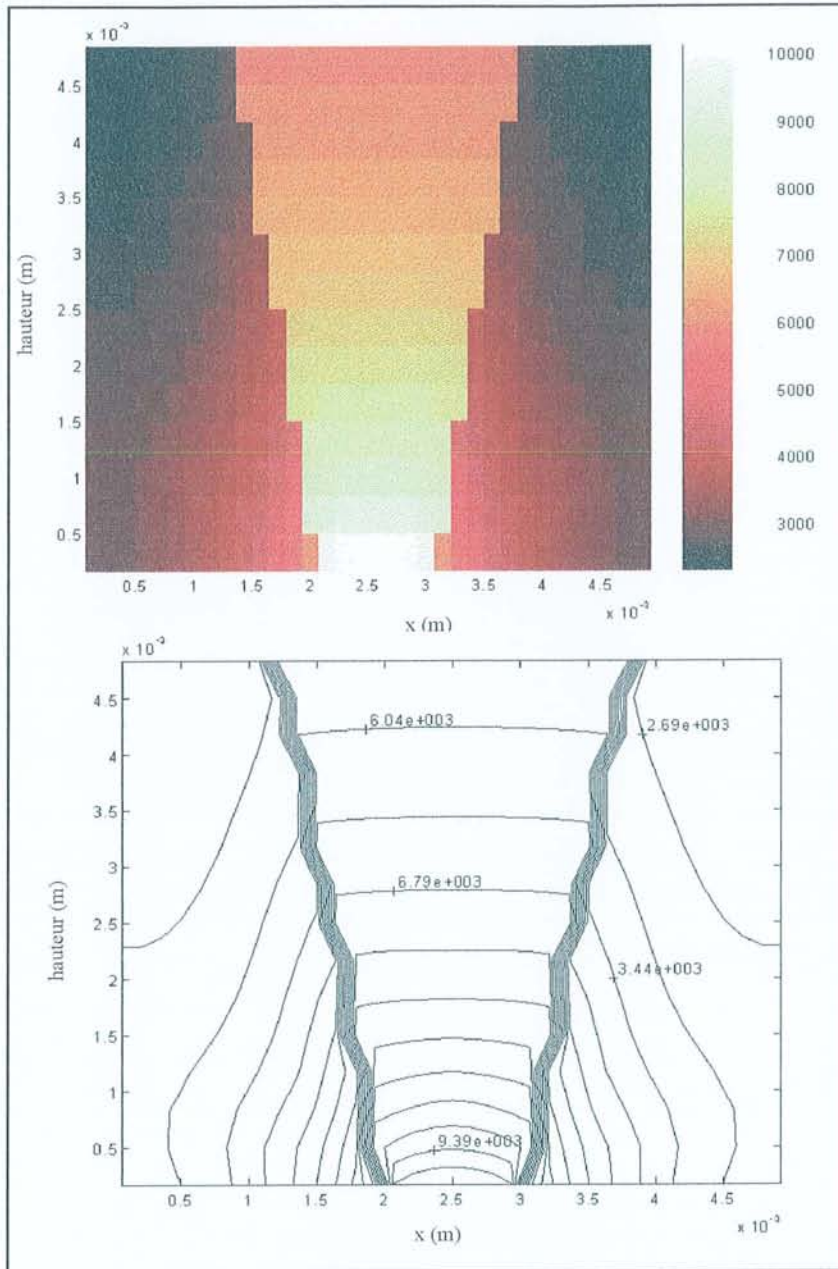


Figure V.4.3.9. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre  $1 \mu\text{m}$  ;  $f_v = 0,1 \%$ .

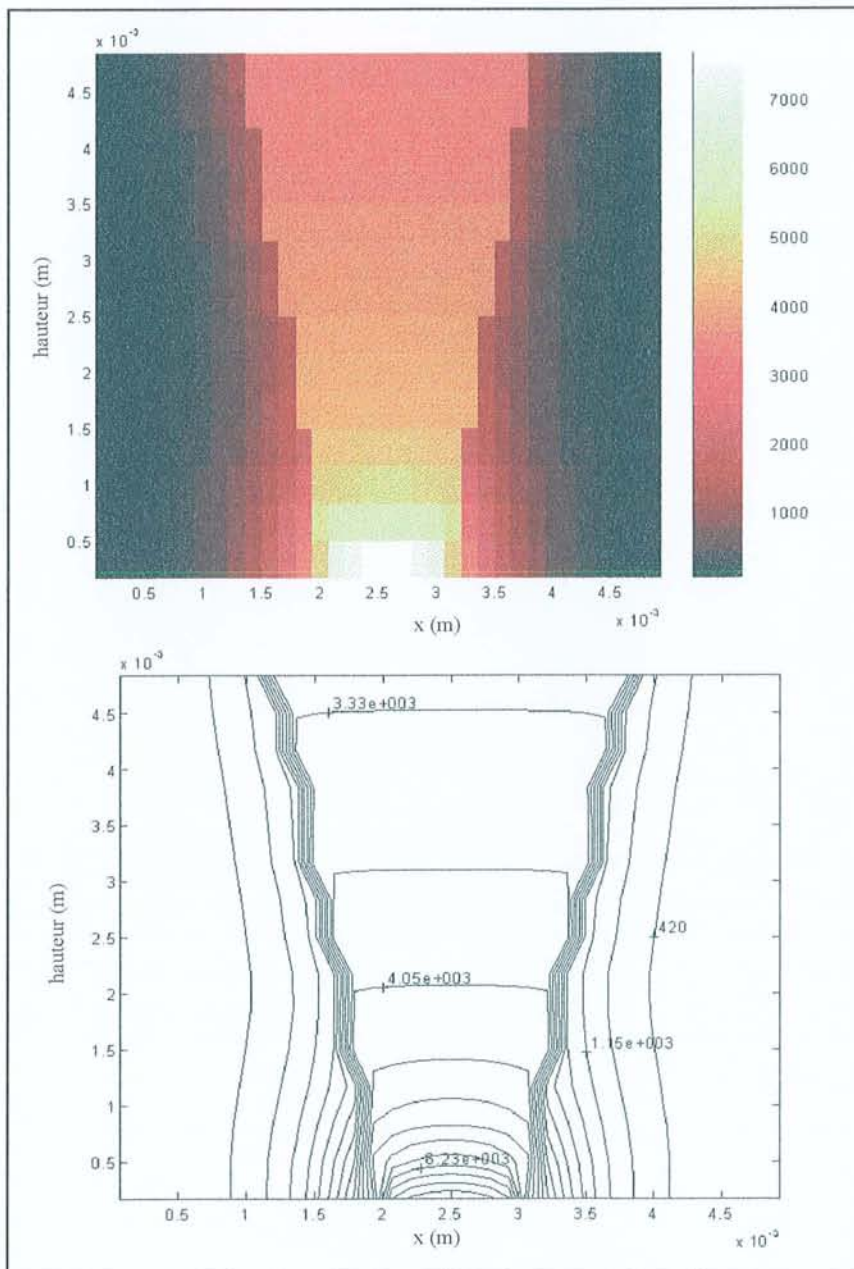


Figure V.4.3.10. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre  $1 \mu\text{m}$  ;  $f_v = 1 \%$ .

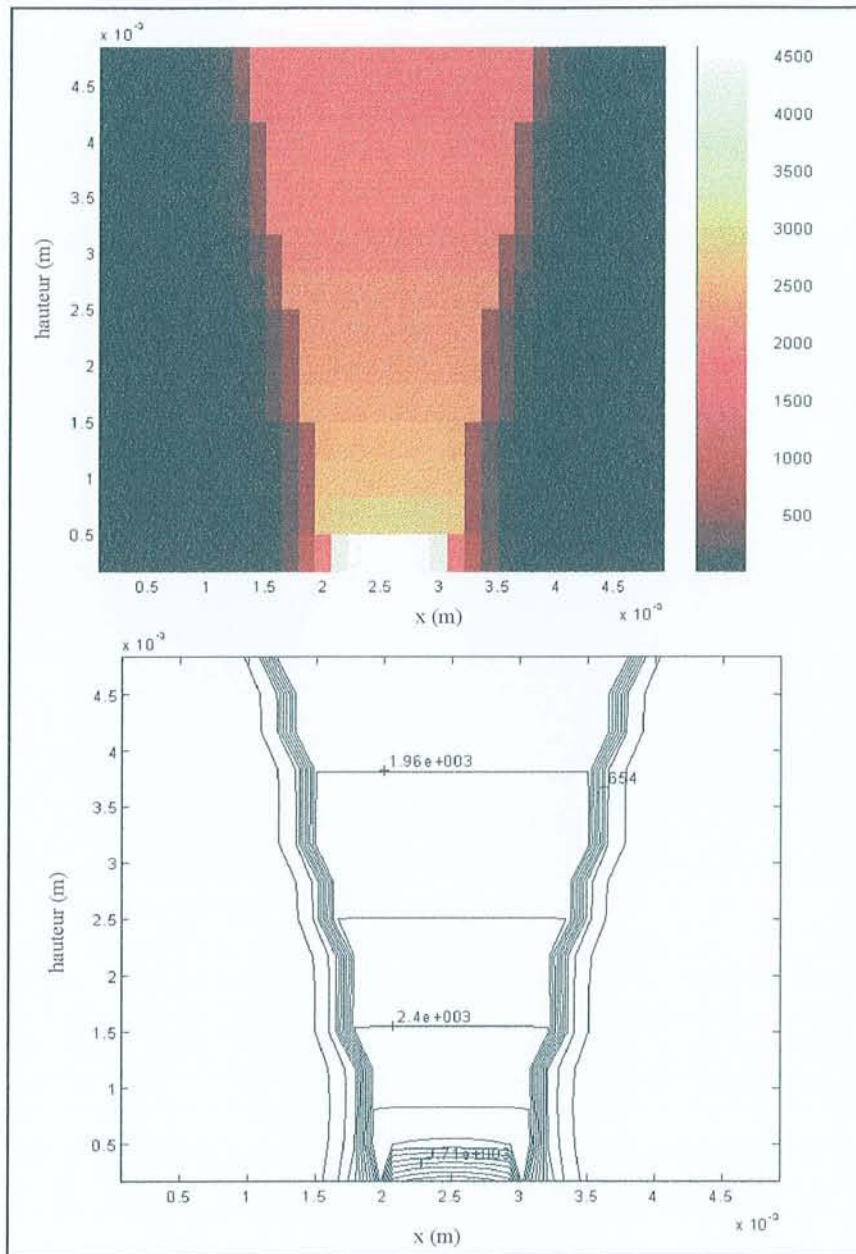


Figure V.4.3.11. : Champ de températures dans le panache ; diffusion par des sphères de diamètre  $1 \mu\text{m}$  ;  $f_v = 10 \%$ .

Le choix de la fraction volumique du milieu a une forte influence sur le champ de températures calculé. Nous observons que pour une faible fraction volumique (figure V.4.3.9.), le panache reste très chaud, comme pour le cas représenté sur la figure V.4.3.3.. Cependant, bien que  $f_v$  soit petit, l'effet de la diffusion est observable ; les isothermes dans le bas de la plume s'écartent du cône défini par le faisceau focalisé.

A mesure que la fraction volumique augmente (figures V.4.3.10. et V.4.3.11.), l'absorption du rayonnement par les particules présentes dans le milieu est plus importante. Dans le cas présent, où le paramètre de taille est grand, le coefficient de diffusion est important. Il en résulte, selon les relations (V-38 et V-43), que le coefficient d'extinction  $\sigma_{\lambda,e}$  est grand. Nous observons que la température dans le panache diminue quand  $f_v$  croît.

Une fraction volumique de 10 % semble être un cas limite pour les particules de grand diamètre.

## V.5. Conclusion.

Nous avons présenté plusieurs modèles caractérisant les propriétés du plasma. Nous avons déterminé :

- les fonctions de partition de plusieurs éléments,
- les densités de chaque élément dans un plasma complexe,
- l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption du panache,
- l'indice d'absorption et les coefficients de diffusion d'un ensemble de particules.

Ces modèles ont été utilisés dans différentes conditions. Les simulations numériques nous ont permis d'étudier l'influence de plusieurs paramètres sur la nature et le comportement du plasma. L'influence de la pression sur l'évolution de la densité électronique a été mise en évidence. Par ailleurs, nous avons vérifié que le coefficient d'absorption du panache est lié à la longueur d'onde du laser utilisé pour souder.

Le paragraphe §V.3.3. a été consacré à l'étude de la diffusion d'un rayonnement à 1,06  $\mu\text{m}$  par des particules sphériques de petite dimension. Les propriétés d'absorption et de diffusion ont été déterminées à l'aide de la théorie de Mie. Les résultats obtenus sont à la base de l'étude sur la diffusion du rayonnement laser dans le panache.

Le transfert radiatif dans la plume est traité dans le paragraphe §V.4.. Les simulations numériques réalisées permettent d'obtenir les champs de températures dans le panache. Nous avons mis en évidence l'influence de deux paramètres, la taille et le nombre de particules, sur les températures calculées. La diffusion du rayonnement se révèle être un facteur prépondérant dans le transfert de chaleur dans le plasma.



**-CONCLUSION-**

## CONCLUSION

Le travail présenté dans ce mémoire donne les caractéristiques du plasma créé lors du soudage laser. Initialement, nous rappelons les principaux phénomènes physiques responsables de la création d'un plasma lors de l'interaction laser-matière.

Nous avons vu que l'irradiation d'un métal par un faisceau laser de puissance modifie les propriétés optiques à la surface du matériau. L'évaporation du métal et l'amorçage du plasma sont les étapes suivantes de l'interaction laser-matière.

Dans le second chapitre, après un bref rappel sur la structure électronique de l'atome, nous détaillons les lois physiques régissant le comportement des plasmas (lois de Maxwell, de Boltzmann et de Saha). Nous définissons également plusieurs paramètres caractéristiques utiles en spectroscopie d'émission. La théorie permettant la détermination des propriétés optiques d'un plasma (indice de réfraction et coefficient d'absorption) achèvent ce chapitre.

Les bases théoriques de l'interaction laser-matière et de la spectroscopie des plasmas ont été posées. Nous détaillons dans le troisième chapitre les éléments nécessaires pour effectuer le diagnostic spectroscopique d'un plasma. La température électronique est déterminée par la méthode de la droite de Boltzmann. La densité électronique est calculée à partir de l'élargissement, dû à l'effet Stark, d'une raie d'émission du fer ou par le rapport d'intensité de deux raies dans des états d'ionisation successifs. Le dispositif expérimental est constitué d'un spectromètre à réseau.

Nous avons réalisé de nombreuses mesures spectroscopiques de panaches induits lors du soudage avec des lasers Nd:YAG, pulsé et continu, ainsi qu'avec des lasers CO<sub>2</sub>. Un ensemble de mesures préliminaires sur des matériaux purs sert à caractériser précisément le spectre d'émission d'un acier inoxydable A316. Les observations spectroscopiques n'ont pas

permis de repérer des raies d'éléments ionisés dans les spectres enregistrés lors du soudage avec des lasers néodymes. Quelques raies de fer, ionisé une fois, ont été identifiées dans les spectres d'aciers soudés avec des lasers CO<sub>2</sub>.

Pour déterminer la température électronique du panache, nous utilisons huit raies d'émission du fer. Nous avons mis en évidence l'influence de plusieurs paramètres (puissance du laser, nature et débit du gaz de protection, durée de l'impulsion laser, ...) sur la température du panache. Ainsi, il apparaît que la température décroît à mesure que le point d'observation est élevé dans la plume. Par ailleurs, dans des conditions expérimentales similaires, les températures les plus importantes ont été mesurées lors du soudage avec des lasers CO<sub>2</sub> et les températures les plus basses résultent du soudage avec des lasers Nd :YAG continus.

L'augmentation de la puissance du laser provoque un accroissement de la température. Toutefois, l'évolution de la température n'est pas linéaire. Nous avons constaté qu'aux faibles puissances la température évolue rapidement. Pour les puissances moyennes, la température du panache reste sensiblement constante, proche de 5200 K dans le cas du soudage avec un laser Nd :YAG pulsé et de 4000 K avec un laser néodyme continu. A puissance élevée, la température de la plume augmente.

L'emploi d'un gaz de protection diminue la température du panache. L'hélium, diminue fortement la température du panache créé avec un laser néodyme ; nous observons peu de raies d'émission dans ce cas.

La mesure de l'élargissement de la raie d'émission du fer à 538,833 nm nous a permis de calculer la densité électronique des plasmas. Nous avons vérifié que la condition d'équilibre thermodynamique local était validé. Les essais réalisés avec des lasers CO<sub>2</sub> ont conduit à des valeurs de densité plus élevées.

La détection des défauts de soudage a fait l'objet de la fin du chapitre IV. Nous présentons, en premier lieu, les raies d'émission choisies pour effectuer le contrôle du soudage. Nous discutons leurs domaines d'utilisation. Ensuite, à travers une série d'essais, nous exposons les différents types de défauts que nous pouvons caractériser. La défocalisation du faisceau laser, par exemple, peut être observée. Les défauts de planéité d'une pièce soudée sont détectables. De même, si deux éléments à souder sont mal joints, le contact est mauvais et la soudure n'est plus réalisée. Ce défaut résulte aussi de la défocalisation du laser ; il a été détecté. La spectroscopie d'émission a aussi permis le contrôle de la propreté des pièces à souder : la présence de graisse sur le métal provoque l'apparition de raies d'émission supplémentaires dans le spectre de l'acier.

Enfin, les essais ont été analysés en utilisant un traitement du signal (analyse de Fourier). Nous avons montré qu'il existait des basses fréquences caractéristiques du soudage à 4 Hz et à 38 Hz. L'amplitude de ces deux pics est sensible à la présence de défauts lors du soudage. Nous n'avons pas pu expliquer l'origine de ces fréquences. Des essais supplémentaires seraient nécessaires pour proposer une interprétation.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté plusieurs modèles numériques permettant de caractériser le plasma. Nous calculons, dans un premier temps, les fonctions de partition de sept éléments présents dans les plasmas d'acier inoxydable. Puis, nous résolvons numériquement l'équation de Saha pour un plasma à plusieurs constituants, dans les deux premiers états d'ionisation. Les densités électronique, atomiques et ioniques sont calculées pour différentes pressions et pour plusieurs mélanges gaz-vapeurs métalliques. Les résultats obtenus ont été utilisés pour déterminer l'indice optique complexe du plasma.

A  $1,06 \mu\text{m}$ , l'indice de réfraction est proche de 1. Le coefficient d'absorption est très sensible à la pression, à  $10^{-3}$  Pa ; il est presque nul. A la pression atmosphérique, le coefficient d'absorption est inférieur  $3 \text{ m}^{-1}$ . Les mélanges gaz-vapeurs métalliques présentent des courbes d'absorption avec deux pics. Le premier pic correspond à l'absorption par Bremsstrahlung Inverse dû à l'ionisation de la vapeur métallique. Le second, à plus haute température, est dû à la première ionisation du gaz de protection et à la deuxième ionisation de la vapeur métallique. A  $10,6 \mu\text{m}$ , les valeurs de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption sont plus importantes. Ainsi, à 9000 K, dans un plasma d'acier inoxydable, le coefficient d'absorption est égal à  $250 \text{ m}^{-1}$ .

L'observation au microscope électronique à balayage d'un dépôt métallique prélevé dans la plume révèle l'existence de très petites particules (quelques dizaines de nanomètres) ainsi que d'agglomérats de taille proche du micron. Le rayonnement laser va être diffusé dans le panache. Les coefficients d'absorption et de diffusion bidirectionnels d'un ensemble de particules sphériques sont donnés pour plusieurs paramètres de taille à la longueur d'onde du laser Nd :YAG.

Les calculs d'absorption par Bremsstrahlung Inverse et de diffusion par des particules sphériques dans le panache sont utilisés pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans le milieu semi-transparent qu'est le plasma. Nous utilisons une méthode de résolution appelée 'méthode des ordonnées discrètes'. Les résultats obtenus montrent que la présence de particules de petite dimension contribue grandement à diffuser le rayonnement laser dans le bas de la plume. Nous avons étudié plusieurs paramètres, tels que la répartition de l'énergie

délivrée par le laser, les coefficients d'absorption et de diffusion du milieu, les conditions aux limites. Il s'agit d'une première étude et des améliorations du code de calcul sont prévues. Il faudrait, notamment, optimiser le maillage pour améliorer les temps de calculs et peut-être, envisager d'utiliser d'autres quadratures plus adaptées aux géométries cylindriques. Enfin, il faut préciser que nous ne tenons pas compte des échanges de chaleur par conduction et convection dans le panache.

L'ensemble de cette étude a permis de mieux connaître le plasma induit lors du soudage laser. Les mesures spectroscopiques donnent les caractéristiques de la plume, notamment sa température. Elles fournissent aussi des informations utiles pour le contrôle en temps réel des défauts de soudage. Il serait bon de réaliser d'autres essais avec des fréquences d'échantillonnage plus importantes afin d'optimiser le traitement du signal.

La modélisation du plasma de soudure montre que la diffusion est un facteur prépondérant dans le transfert de chaleur par rayonnement à  $1,06 \mu\text{m}$ . Ce modèle pourrait compléter les nombreuses études réalisées sur le transfert thermique dans le keyhole. Il serait, en effet intéressant de modéliser l'ensemble de l'interaction laser-plasma-matière.

**-BIBLIOGRAPHIE-**

## BIBLIOGRAPHIE

[1] **A.B. Vannes**, '*Lasers et industries de transformation.*', Techniques et Documentation - Lavoisier, 1986.

[2] **M. Garbuny**, '*Optical Physics.*', Academic Press New York, 1965.

[3] **M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.L. Long, M.R. query**, Appl. Opt. 24, 4493, 1985.

[4] **D.W. Lynch, W.R. Hunter**, '*Handbook of optical constants of solids II - subpart I*', edited by E. D.Palik, Academic press, inc. 1991.

[5] **E. Beyer, L. Bakowsky, P. Loosen, R. Poprawe, G. Herziger**, '*Development and optical absorption properties of a laser induced plasma during CO<sub>2</sub> laser processing.*' , références non fournies.

[6] **E. Beyer, K. Behler, G. Herziger**, '*Influence of laser beam polarisation in welding.*', Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Lasers in Manufacturing, p. 233-240, September 1988.

[7] **D. Rosenthal**, '*Mathematical theory of heat distribution during welding and cutting.*' Welding Journal, Research Supplement, p. 220s-234s, may 1941.

[8] **M. Sparks**, '*Theory of laser heating of solids : Metals.*' J. Appl. Phys., Vol. 47, n°3, p. 837-849, March 1976.

[9] **O. Ichiko, N. Hamada, H. Soga**, '*Development of the simulation for 15 kW CO<sub>2</sub> laser material processing.*' , Proceedings of Lamp'87, p. 31-36, 1987.

- [10] **W.M. Steen, J. Dowden, M. Davis, P. Kapadia**, 'A point and line source model of laser keyhole welding.', *J. Phys. D. Appl. Phys.* 21, p. 1255-1260, 1988.
- [11] **J. Dowden, P. Kapadia**, 'A mathematical investigation of the penetration depth in keyhole welding with continuous CO<sub>2</sub> lasers.', *J. Phys. D. Appl. Phys.* 28, p. 2252-2261, 1995.
- [12] **C. Lampa, A.F.H. Kaplan, J. Powell, C. Magnusson**, 'An analytical thermodynamic model of laser welding.', *J. Phys. D. Appl. Phys.* 30, p. 1293-1299, 1997.
- [13] **J. Hermann**, 'Caractérisation du plasma créé lors de l'interaction laser, cible métallique. Rôle du plasma dans le transfert d'énergie entre le faisceau laser et le métal.', Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 1991.
- [14] **M. Aden, E. Beyer, G. Herziger**, 'Laser-induced vaporisation of metal as a Riemann problem.', *J. Phys. D : Appl. Phys.* 23, p. 655-661, 1990.
- [15] **J.R. Ho, C.P. Grigoropoulos, J.A.C. Humphrey**, 'Computational study of heat transfer and gas dynamics in the pulsed laser evaporation of metals.', *J. Appl. Phys.*, (78), p. 4696-4709, 1 October 1995.
- [16] **M. Weyl**, 'Laser induced plasmas and applications.', Radziemski and Cremers, 1989.
- [17] **C. Pecker-Wimel**, 'Introduction à la spectroscopie des plasmas.' Gordon & Breach, 1967.
- [18] **J.R. Fuhr, G.A. Martin, W.L. Wiese, S.M. Younger**, 'Atomic transition probabilities for iron, cobalt, nickel.', *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 10, No. 2, p. 305-565, 1981.
- [19] **D. Astic**, 'Caractérisation par spectroscopie d'émission d'un plasma créé par laser CO<sub>2</sub> impulsionnel sur matériaux solides.', Thèse de doctorat, Université d'Aix Marseille II, 1990.
- [20] **H.R. Griem**, 'Plasma spectroscopy.', Mc Graw-Hill book company, 1964.
- [21] **G.V. Marr**, 'Plasma spectroscopy.', Elsevier, London, 1968.
- [22] **C.E. Moore**, 'Atomic Energy Levels.', 1948.



- [23] **A. Unsöld**, *Z. Astrophys.* 24, p.355, 1949.
- [24] **A.P. Thorne**, '*Spectrophysics.*', Chapman and Hall, Science Paperback, London, 1974.
- [25] **W.L. Wiese**, '*Line Broadening.*', Chapter 6.
- [26] **A. Poueyo-Verwarerde**, '*Etude des processus physiques du soudage de cibles métalliques par un laser CO<sub>2</sub> continu de puissance : interaction laser-plasma et couplage thermique en régime capillaire profond.*', Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay, 1994.
- [27] **B.S. Tannenbaum**, '*Plasma physics.*', Mc Graw-Hill book company, 1973.
- [28] **M. Mitchener and C.H. Kruger**, '*Partially ionized gases.*', Wiley, 1973.
- [29] **J. Mazumder, T.J. Rockstroh, H. Krier**, '*Spectroscopic studies of plasma during cw laser gas in flowing argon.*', *J. Appl. Phys.*, vol. 62, No. 12, 1987.
- [30] **J.F. Seely**, '*Quantum theory of Inverse Bremsstrahlung absorption and pair production*', '*Laser interaction and related plasma phenomena.*', Plenum press, vol. 2, p. 433-467, 1972.
- [31] **B.R Finke, P.D. Kapadia and J.M. Dowden**, '*A fundamental plasma based model for energy transfer in laser material processing.*', *J. Phys. D : Appl. Phys.* 23, p. 643-654, 1990.
- [32] **P.J. Brussaard, H.C. Van de Hulst**, '*Approximation formulas for nonrelativistic Bremsstrahlung and average Gaunt factor for a maxwellian electron gas.*', *Review of modern physics*, Vol. 34, Nb. 3, p. 507-520, 1962.
- [33] **L.G. D'Yachkov** '*Simple formula for the average Gaunt factor.*', *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* (23), L429-L432, 1990.
- [34] **E.A. Metzbower**, '*On the formation of the keyhole and its temperature.*', *Journal of laser applications*, 9, p. 23-33, 1997.
- [35] **J. Paulini and G. Simon**, '*A theoretical lower limit for laser power in laser-enhanced arc welding.*', *J. Phys. D : Appl. Phys.* 26, p. 1523-1527, 1993.

- [36] **A. Lessage, J.L. Lebrun, J. Richou**, '*Temperature dependence of Stark parameters for Fe I lines.*', The Astrophysical Journal, 360, p. 737-740, september 1990.
- [37] **N. Konjevic, M.S. Dimitrijevic, W.L. Wiese**, '*Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms.*', J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 13 No. 3, p. 619-647, 1984.
- [38] **S. Freudenstein, J. Cooper**, '*Stark broadening of Fe I 5383 Å.*', Astron. Astrophys. 71, p. 283-288, 1979.
- [39] **D. Lacroix, G. Jeandel, C. Boudot**, '*Spectroscopic studies of laser induced plume during welding with a Nd :YAG laser.*' SPIE vol. 2789, High power lasers : Applications and emerging applications, p. 221-227, June 1996.
- [40] **D. Lacroix, G. Jeandel, C. Boudot**, '*Spectroscopic characterization of laser-induced plasma created with a pulsed Nd :YAG laser.*', J. Appl. Phys. Vol. 81, n° 9, may 1997.
- [41] **I. Miyamoto, H. Maruo**, '*Spatial and temporal characteristics of laser-induced plasma in CO<sub>2</sub> laser welding.*', Proceeding of LAMP' 92, Nagaoka, p. 311-316, juin 1992.
- [42] **W. Sokolowski, G. Herziger, E. Beyer**, '*Spectral plasma diagnostics in welding with CO<sub>2</sub> lasers.*', SPIE Vol. 1020, High power CO<sub>2</sub> laser systems and applications, p. 96-102, 1988.
- [43] **Z. Szymanski, J. Kurzyna**, '*Spectroscopic measurements of laser induced plasma during welding with CO<sub>2</sub> laser.*', J. Appl. Phys. 76 (12), p. 7750-7756, 15 December 1994.
- [44] **D. Bermejo, R. Fabbro, L. Sabatier, L. Leprince, J.M. Orza**, '*Spectroscopic studies of iron plasma induced by continuous high power CO<sub>2</sub> laser.*', SPIE vol. 1279, Laser assisted processing II, p. 118-126, 1990.
- [45] **W. Sokolowski, G. Herziger, E. Beyer**, '*Spectroscopic study of laser induced plasma in the welding process of steel and aluminium.*', SPIE vol. 1132, High power lasers and laser machining technology, p. 288-295, 1989.

- [46] **A. Poueyo-Verwaerde, R. Fabbro, G. Deshors, A.M. de Frutos, J.M. Orza,** '*Experimental study of laser-induced plasma in welding conditions with continuous CO<sub>2</sub> laser.*', J. Phys. Appl. 74 (9), 1993.
- [47] **W. Gaztweiler, D. Maischner, E. Beyer,** '*On-line plasma diagnostics for process control in welding with CO<sub>2</sub> lasers.*', SPIE vol. 1020, High power CO<sub>2</sub> laser systems and applications, p. 142-148, 1988.
- [48] **E. Gaubert, E. Prat, G. Péru,** '*Potentialities of on-line quality control of laser welding by plasma spectroscopic analysis.*', Proceedings of IIW congress, doc. IV-653-96, 1996.
- [49] **L. Grad,** '*Acoustic monitoring of pulsed laser beam welding.*', Proceedings of IIW congress, doc. IV-652-96, 1996.
- [50] **D.P. Hand, C. Peters, J.D.C. Jones,** '*Nd :YAG laser welding process monitoring by non intrusive optical detection in the fibre optic delivery system.*' Meas. Sci. Technol. , vol. 6, p. 1389-1394, 1995.
- [51] **L. Li, D.J. Brookfield and W.M. Steen,** '*Plasma charge sensor for in process, non contact monitoring of the laser welding process.*', Meas. Sci. Technol. , vol. 7, p. 615-626, 1996.
- [51a] **D. Lacroix, C. Boudot, G. Jeandel,** '*On line laser welding control, experimental validation.*' Proceedings of IIW congress, doc. IV-657-96, 1996.
- [51b] **D. Lacroix, C. Poignon, G. Jeandel, C. Boudot,** '*Spectroscopic study of laser induced plume. Application to defects control.*' Proceedings of IIW congress, doc. IV-686-97, 1997.
- [52] **F.M. Haran, D.P. Hand, C. Peters, J.D.C. Jones,** '*Process control in laser welding utilising optical signal oscillations.*', ICALEO 1996 - Section B, p. 49-57, 1996.
- [53] **A. Matsunawa, J. Kim, S. Katayama,** '*Reduction of porosity and hot cracking by pulse shaping in laser spot welding of aluminium alloys.*', International Institute of Welding Congress, San Francisco, IIW Doc.IV-681-97, July 1997.

- [54] **H. Gu, W.W. Duley**, '*Resonant acoustic emission during laser welding of metals.*', J. Appl. Phys. 29, p. 550-555, 1996.
- [55] **T. Engel, M. Kane, J. Fontaine**, '*Temporal characterisation of plasma CW-high power CO<sub>2</sub> laser-matter interaction : contribution to the welding process control.*', SPIE , Laser and Optics in manufacturing, 1997.
- [56] **Ch. E. Moore**, '*Atomic energy levels.*', N.B.S. circular 467, 1949.
- [57] **A. Poueyo-Verwaerde, R. Fabbro, G. Deshors**, '*Experimental study of continuous CO<sub>2</sub> laser welding at subatmospheric pressures.*', J. Appl. Phys., 78, p. 2981-2984, 1995.
- [58] **A. Matsunawa, T. Ohnawa**, '*Beam plume interaction in laser material processing.*', Transaction of J.W.R.I., vol. 20, n°1, p. 9-15, 1991.
- [59] **E. Dumord**, '*Modélisation du soudage continu par faisceau de haute énergie : application au cas du soudage par laser Nd :YAG d'un acier X5 Cr.Ni 18-10.*', thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 1996.
- [60] **H.C. Van de Hulst**, '*Light scattering by small particles.*', John Wiley & Sons Inc. N.Y., 1957.
- [61] **C.F. Bohren, D.R. Huffman**, '*Absorption and scattering of light by small particles.*', John Wiley & Sons Inc. N.Y., 1983.
- [62] **P. Boulet**, '*Etude du transfert par rayonnement à travers les milieux fibreux.*', Thèse de doctorat, Université de Nancy I, 1992.
- [63] **P. Boulet, G. Jeandel, G. Morlot**, '*Transfert d'énergie par rayonnement à travers les milieu fibreux.*' Société française des thermiciens, 10 février 1993.
- [64] **P. boulet, G. Jeandel, G. Morlot**, '*Model of radiative transfer in fibrous media, matrix method.*', Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 36, n° 18, p. 4287-4297, 1993.
- [65] **M. Kerker**, '*The scattering of light and other electromagnetic radiation.*' Academic press, N.Y., 1969.

- [66] **M.Q. Brewster, C.L. Tien**, '*Radiative transfer in packed fluidized beds : dependent versus independent scattering.*', journal of heat transfer, Vol.104, p. 573-579, 1982.
- [67] **M. Beck, P. Berger, H. Hugél**, '*The effect of plasma formation on beam focusing in deep penetration welding with CO<sub>2</sub> lasers.*', J. Phys. D : Appl. Phys., 28, p. 2430-2442, 1995.
- [68] **F. Papini, P. Gallet**, '*La thermographie infrarouge et les échanges radiatifs.*', Cours de 3ème année de l'IUSTI de Marseille.
- [69] **M.F. Modest**, '*Radiative heat transfert.*', Mc Graw Hill International Ed., Mechanical Engineering Series, 1993.
- [70] **S. Chandrasekhar**, '*Radiative transfer.*', N. Y. Dover publication Inc., 1960.
- [71] **J. S. Truelove, D.J. Hyde**, '*The discrete ordinates approximation for multidimensional radiant heat transfer in furnaces.*' Oxfordshire, A.E.R.E Harwell, R-8502, p.39, 1977.
- [72] **W.A. Fiveland**, '*A discrete ordinates method for predicting radiative transfer in axisymmetric enclosure.*', A.S.M.E. paper, 82-HT-20, p. 1-8, 1982.
- [73] **B. Carlson, K.D. Lathrop**, '*Transport theory - The method in reactor physics.*', Ed. Greenspan, Kelber and Okrent - Gordon and Breach, N. Y., 1968.
- [74] **M. Sakami, A. Charette, V. Le Dez**, '*Application of the discrete ordinates method to combined conductive and radiative heat transfer in a two dimensionnal complex geometry.*', J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 56, n° 4, p. 517-533, 1996.
- [75] **J. Mazumder, X. Chen**, '*Emission spectroscopy of cw CO<sub>2</sub> laser-sustained argon plasma : effects of gas-flow speed*', J. Appl. Phys. 66 (12), 1989.
- [76] **R.J. Glumb, H. Krier**, '*Two dimensional model of laser sustained plasmas in axisymmetric flowfields.*', A.I.A.A. journal, vol. 24, n° 8, p. 1331-1336, 1986.

**-ANNEXES-**

Annexe I.

Un spectre d'acier enregistré lors du soudage CO<sub>2</sub> est présenté dans les domaines de l'ultraviolet et du visible.

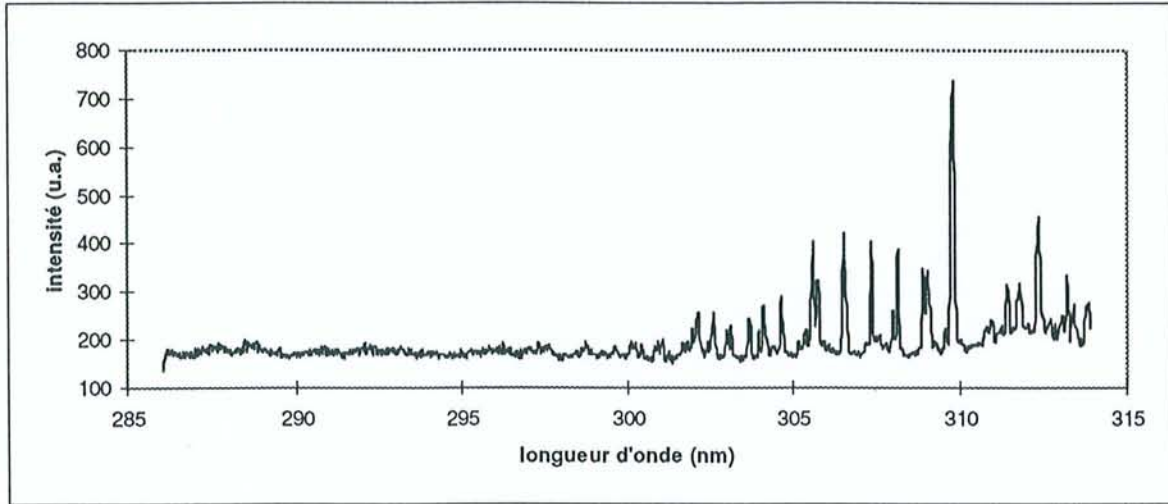


Figure A1.1. : Spectre d'un acier carbone de 285 à 315 nm.

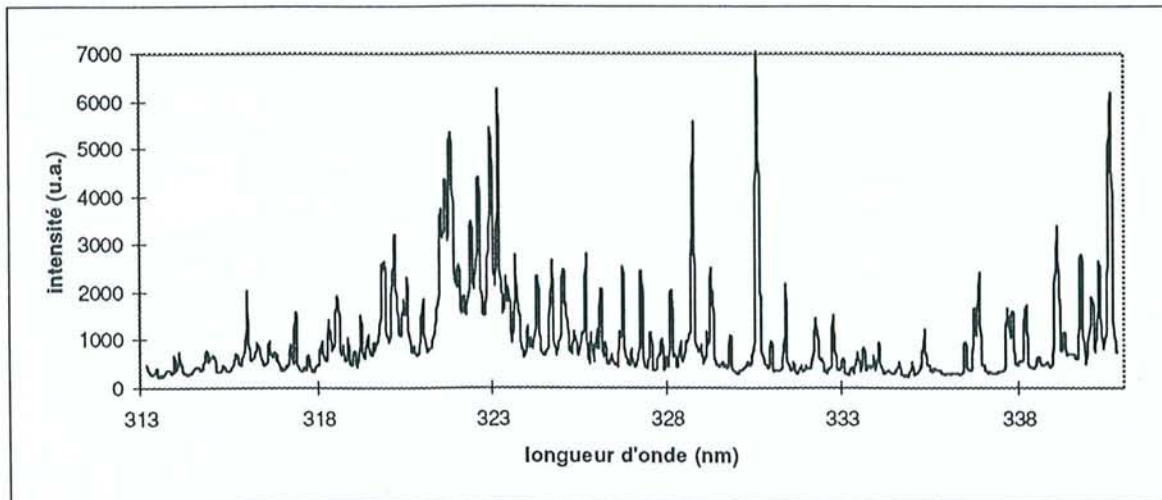


Figure A1.2. : Spectre d'un acier carbone de 313 à 340 nm.

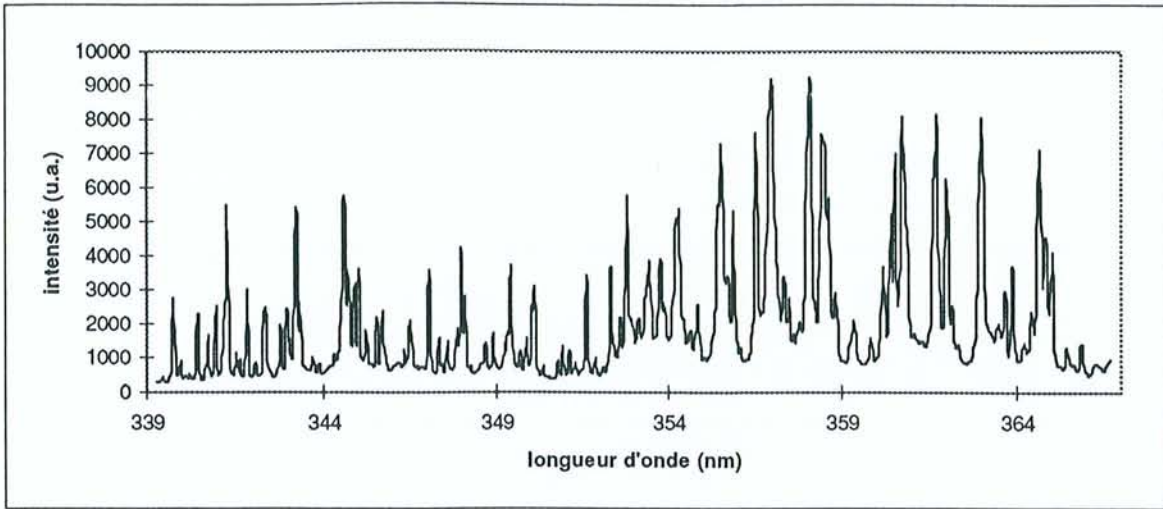


Figure A1.3. : Spectre d'un acier carbone de 339 à 366 nm.

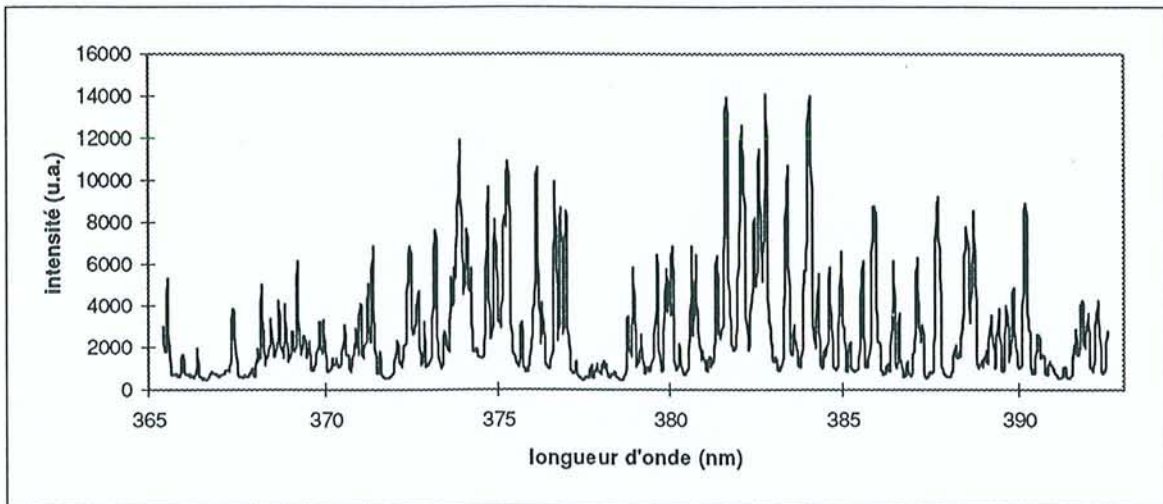


Figure A1.4. : Spectre d'un acier carbone de 365 à 392 nm.

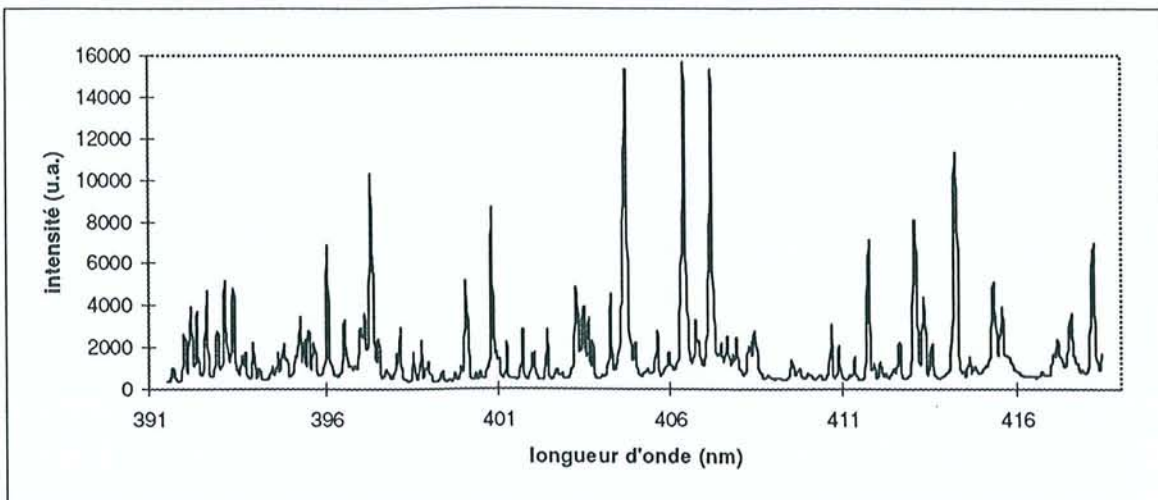


Figure A1.5. : Spectre d'un acier carbone de 391 à 418 nm.



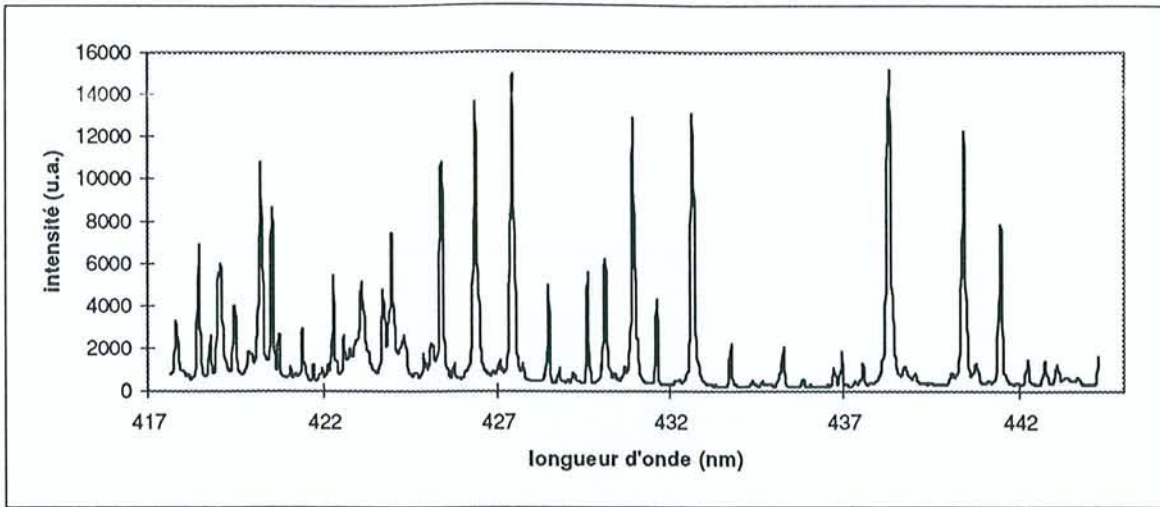


Figure A1.6. : Spectre d'un acier carbone de 417 à 444 nm.

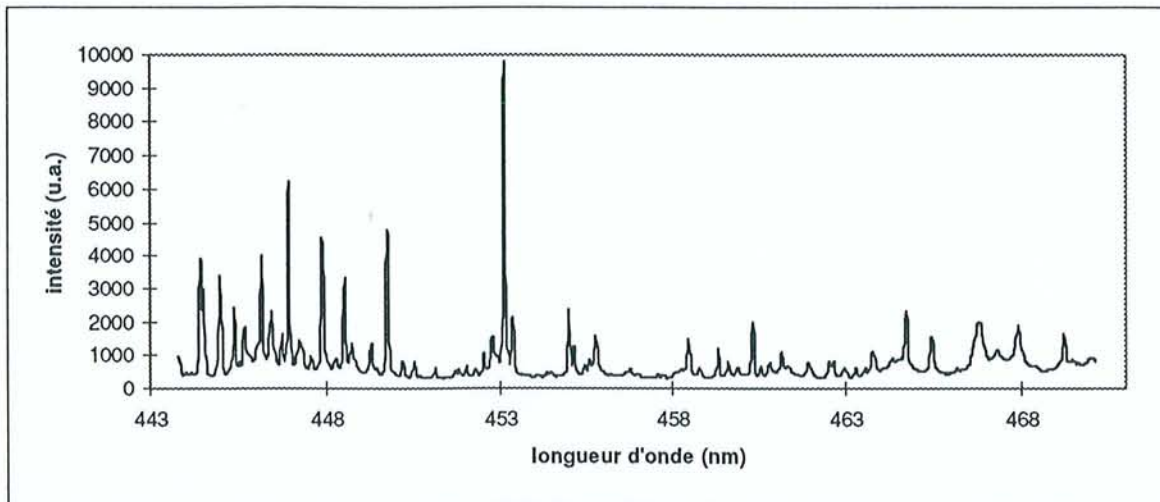


Figure A1.7. : Spectre d'un acier carbone de 443 à 470 nm.

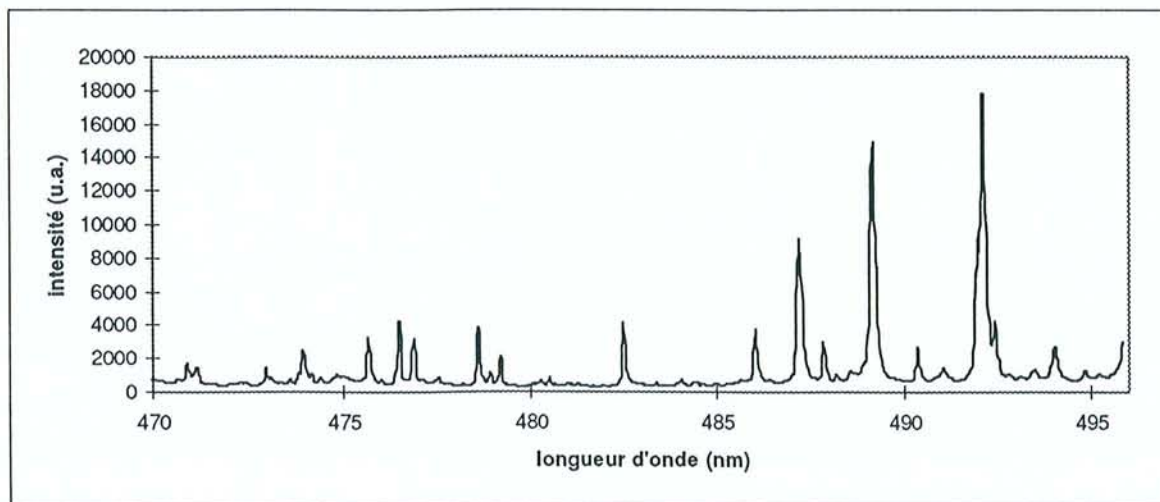


Figure A1.8. : Spectre d'un acier carbone de 470 à 496 nm.

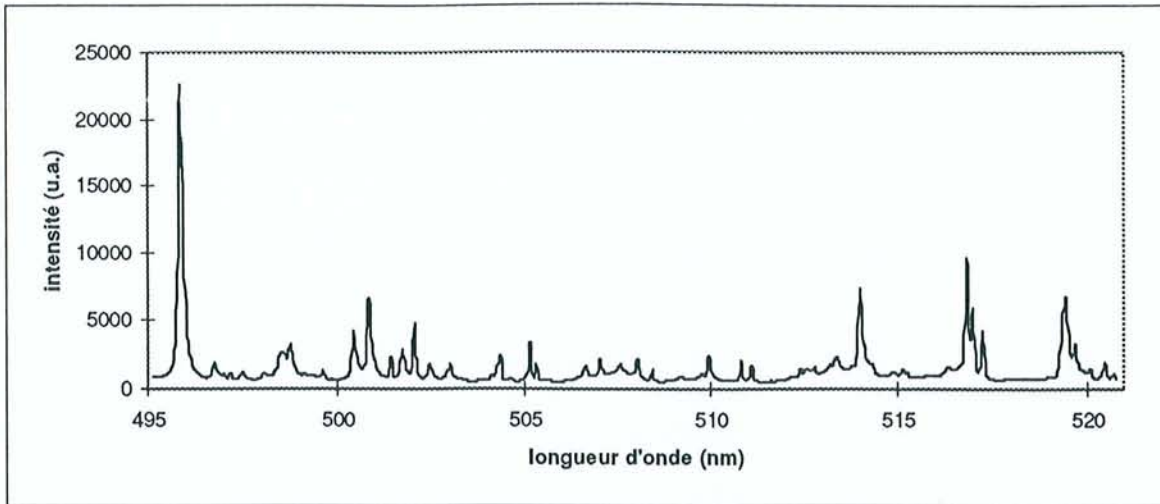


Figure A1.9. : Spectre d'un acier carbone de 495 à 520 nm.

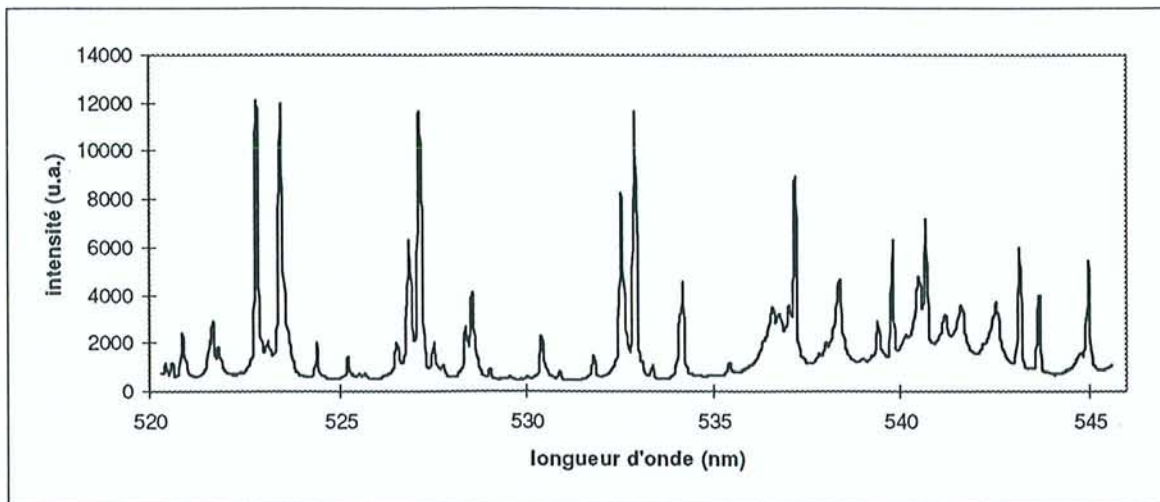


Figure A1.10. : Spectre d'un acier carbone de 520 à 545 nm.

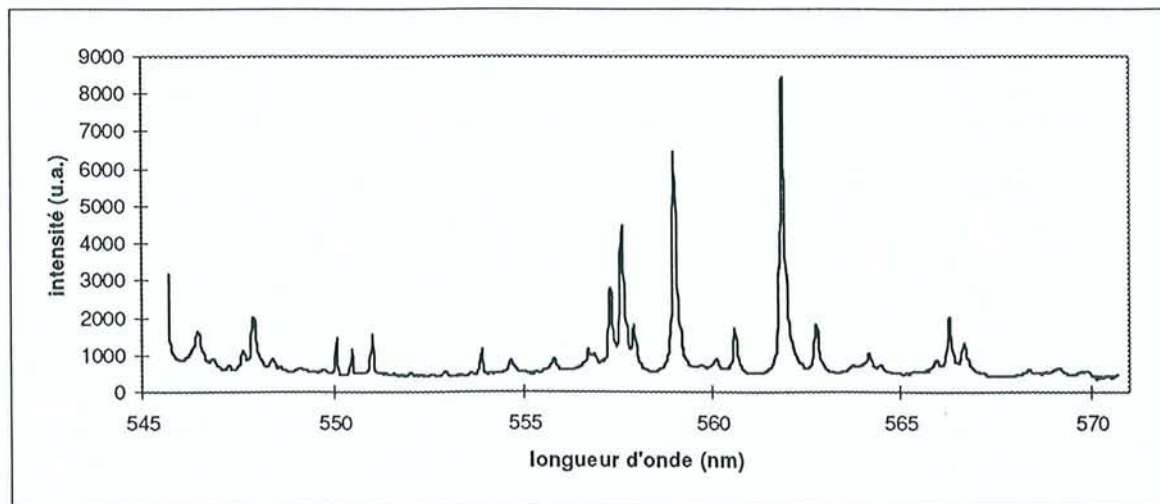


Figure A1.11. : Spectre d'un acier carbone de 546 à 571 nm.

Annexe 2.**Calcul de la densité électronique  $N_e$ .**

Nous posons :

$$S_{i,a} = \frac{N_{i,a} N_e}{N_{i-1,a}} \quad (\text{A2-1})$$

Le produit de l'équation de Saha pour différents degrés d'ionisation (pour un même élément), permet d'écrire après simplification :

$$\prod_{u=1}^i S_{u,a} = \frac{N_{1,a} N_e}{N_{0,a}} \frac{N_{2,a} N_e}{N_{1,a}} \dots \frac{N_{i,a} N_e}{N_{i-1,a}} = \frac{N_{i,a} (N_e)^i}{N_{0,a}}$$

soit encore :

$$N_{i,a} = N_{0,a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \quad (\text{A2-2})$$

Nous reportons A2-2 dans V-3, il vient alors :

$$D = \sum_{a=1}^A \sum_{i=0}^{I_a} N_{i,a} \Rightarrow D = \sum_{a=1}^A \sum_{i=0}^{I_a} \left( N_{0,a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)$$

$$D = \sum_{a=1}^A \left[ N_{0,a} \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \right] \quad (\text{A2-3})$$

Pour simplifier les équations et faciliter la suite des calculs, nous posons :

$$r_a = \frac{N_{0,a}}{N_{0,1}} \quad (\text{A2-4})$$

$r_a$  représente la proportion de l'élément 'a' par rapport à un élément de référence (pris pour  $a=1$ ), dans l'état neutre à l'équilibre.

Nous réécrivons l'équation A2-3 à l'aide A2-4 :

$$D = N_{0,1} \sum_{a=1}^A \left[ r_a \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \right] \quad (\text{A2-5})$$

De même en remplaçant dans l'équation V-4 la valeur de  $N_{i,a}$  donnée en A2-2, il vient :

$$N_e = \sum_{a=1}^A \sum_{i=1}^{I_a} i N_{i,a} \Rightarrow N_e = \sum_{a=1}^A \left[ N_{0,a} \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \right] \quad (\text{A2-6})$$

En introduisant le rapport  $r_a$ , nous obtenons :

$$N_e = N_{0,1} \sum_{a=1}^A r_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \quad (\text{A2-7})$$

La combinaison de A2-5 et A2-7 simplifie  $N_{0,1}$ .

$$N_e = D \frac{\sum_{a=1}^A r_a \left[ \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right]}{\sum_{a=1}^A r_a \left[ 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right]} \quad (\text{A2-8})$$

Nous posons :

$$R_a = \frac{D_a}{D_1} \quad (\text{A2-9})$$

$R_a$  représente la proportion de l'élément 'a' par rapport à l'élément de référence (pris ici pour  $a=1$ ) pour tous les états (neutre et ionisés) à l'équilibre .

Par ailleurs, nous écrivons  $D_a$  et  $D_l$ , conformément à l'équation V-3 :

$$D_a = \sum_{i=0}^{Ia} N_{i,a} \quad D_l = \sum_{i=0}^{Il} N_{i,l} \quad (\text{A2-10 et (A2-11)})$$

$R_a$  est réécrit :

$$R_a = \frac{\sum_{i=0}^{Ia} N_{i,a}}{\sum_{i=0}^{Il} N_{i,l}} \Rightarrow R_a = \frac{N_{0,a} \left( 1 + \sum_{i=1}^{Ia} \frac{N_{i,a}}{N_{0,a}} \right)}{N_{0,l} \left( 1 + \sum_{i=1}^{Il} \frac{N_{i,l}}{N_{0,l}} \right)}$$

soit encore : 
$$R_a = r_a \frac{\left( 1 + \sum_{i=1}^{Ia} \frac{N_{i,a}}{N_{0,a}} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{Il} \frac{N_{i,l}}{N_{0,l}} \right)}$$

Maintenant en remplaçant  $N_{i,a}$  et  $N_{i,l}$  par leurs valeurs respectives, nous obtenons:

$$R_a = r_a \frac{\left( 1 + \sum_{i=1}^{Ia} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{Il} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,l} \right)} \quad (\text{A2-12})$$

A l'aide cette dernière relation nous exprimons  $r_a$  (qui n'est pas directement accessible) en fonction de  $R_a$  qui est défini par la composition initiale du matériau. Nous remplaçons les  $r_a$  de l'équation A2-8 :

$$N_e = D \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_1} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,1} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \right]}{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_1} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,1} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \right]} \quad (\text{A2-13})$$

En sortant  $\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_1} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,1} \right)$  de la somme sur 'a' et en simplifiant, il vient :

$$N_e = D \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]}{\sum_{a=1}^A R_a} \quad (\text{A2-14})$$

Sous cette forme il ne subsiste plus qu'une inconnue, le terme D, aussi nous utilisons l'équation d'état V-5, nous avons alors :

$$p = (N_e + D) k T \Rightarrow D = \frac{p}{k T} - N_e \quad (\text{A2-15})$$

En reportant ce résultat dans l'expression précédente il vient :

$$N_e = \left( \frac{p}{k T} - N_e \right) \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]}{\sum_{a=1}^A R_a}$$

$$\Rightarrow N_e \left( 1 + \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]}{\sum_{a=1}^A R_a} \right) = \frac{p}{k T} \frac{\sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right]}{\sum_{a=1}^A R_a}$$

Après simplification par  $\sum_{a=1}^A R_a$ , nous trouvons:

$$N_e = \frac{p}{k T} \frac{\left( \sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right] \right)}{\left( \sum_{a=1}^A R_a + \sum_{a=1}^A \left[ \frac{R_a \left( \sum_{i=1}^{I_a} i (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \right] \right)} \quad (\text{A2-16})$$

La connaissance de  $p$  et de  $T$  permet d'accéder à  $N_e$  par itérations successives. Cette première étape réalisée, il est possible de remonter à d'autres paramètres tels que la densité des neutres  $N_{0,a}$  et aux densités des différentes particules ionisées  $N_{i,a}$ .

### Calcul de la densité des neutres $N_{0,a}$ .

Nous avons :

$$D = \sum_{a=1}^A D_a \text{ et } \frac{D_a}{D_1} = R_a \Rightarrow D = D_1 \sum_{a=1}^A R_a$$

$$\Rightarrow \frac{D}{D_a} = \frac{D_1}{D_a} \sum_{a=1}^A R_a$$

$$\Rightarrow \frac{\left(\frac{p}{kT} - N_e\right)}{D_a} = \frac{1}{R_a} \sum_{a=1}^A R_a \quad (\text{A2-17})$$

Par ailleurs :

$$\begin{aligned} D_a &= \sum_{i=0}^{I_a} N_{i,a} \Rightarrow D_a = N_{0,a} + \sum_{i=1}^{I_a} N_{i,a} \\ &\Rightarrow D_a = N_{0,a} + \sum_{i=1}^{I_a} N_{0,a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \\ &\Rightarrow D_a = N_{0,a} \left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right) \end{aligned} \quad (\text{A2-18})$$

En combinant A2-17 et A2-18 nous pouvons exprimer  $N_{0,a}$ :

$$N_{0,a} = \frac{R_a}{\sum_{a=1}^A R_a} \left( \frac{p}{kT} - N_e \right) \frac{1}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \quad (\text{A2-19})$$

**Calcul des densités ioniques  $N_{i,a}$ .**

Sachant que  $N_{i,a} = N_{0,a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a}$ , il vient directement:

$$N_{i,a} = \frac{R_a}{\sum_{a=1}^A R_a} \left( \frac{p}{kT} - N_e \right) \frac{(N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a}}{\left( 1 + \sum_{i=1}^{I_a} (N_e)^{-i} \prod_{u=1}^i S_{u,a} \right)} \quad (\text{A2-20})$$



Annexe 3.

L'étude de la diffusion par une particule sphérique a été évoqué dans le chapitre V (§V.3.3.). Nous détaillons ici un peu plus précisément la théorie de Mie, selon Van de Hulst. Une onde électromagnétique incidente  $\vec{E}_i$  se propage selon l'axe z. En arrivant sur une particule, elle est diffusée en une onde  $\vec{E}_s$ . L'onde incidente s'exprime :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \exp(-ikz + i\omega t) = (\vec{E}_{0r} + \vec{E}_{0l}) \exp(-ikz + i\omega t) = \vec{E}_{ir} + \vec{E}_{il} \quad (\text{A3-1})$$

où

k est le vecteur d'onde,

$\omega$  est la pulsation de l'onde.

Les indices l et r sont associées aux composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique.

L'onde diffusée dans toutes les directions de l'espace est caractérisée par la matrice de diffusion  $S(\theta, \varphi)$ , dont les quatre composantes  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  et  $S_4$  dépendent des angles polaire  $\theta$  et azimutal  $\varphi$ .

$$\begin{pmatrix} E_{sl} \\ E_{sr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} \begin{pmatrix} E_{il} \\ E_{ir} \end{pmatrix} \quad (\text{A3-2})$$

où r est le rayon polaire.

Les vecteurs  $\vec{E}_i$  et  $\vec{E}_s$  et les angles sont définis sur la figure A3.1..

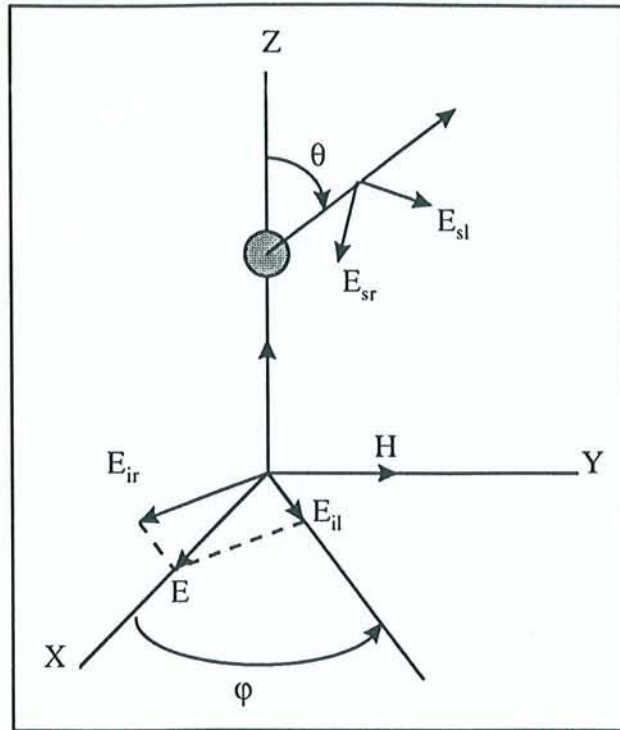


Figure A3.1. : Décomposition des vecteurs électriques de l'onde incidente et de l'onde diffusée.

Dans le cas de particules sphériques, les amplitudes  $S_3$  et  $S_4$  sont nulles, nous avons donc :

$$E_{sr} = S_1(\theta) \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} E_{ir} \quad (\text{A3-3})$$

et

$$E_{sl} = S_2(\theta) \frac{\exp(-ikr + ikz)}{ikr} E_{il} \quad (\text{A3-4})$$

Les fonctions  $S_1$  et  $S_2$  sont des séries. Elles dépendent des coefficients  $a_n$  et  $b_n$  (caractérisés par la dimension et l'indice optique complexe de la particule), ainsi que des fonctions  $\pi_n$  et  $\tau_n$ .

Nous avons :

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos(\theta)) + b_n \tau_n(\cos(\theta))] \quad (\text{A3-5})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n(\cos(\theta)) + b_n \pi_n(\cos(\theta))] \quad (\text{A3-6})$$

avec

$a_n$  et  $b_n$  sont les fonctions définies par les relations V-31 et V-32.

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} \quad (\text{A3-7})$$

et

$$\tau_n(\cos \theta) = \cos \theta \pi_n(\cos \theta) - \sin \theta \frac{d\pi_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} \quad (\text{A3-8})$$

où

$P_n$  est le polynôme de Legendre d'ordre  $n$ .

Nous définissons l'intensité diffusée à l'aide de ses deux composantes  $i_l$  et  $i_r$  (parallèle et perpendiculaire :

$$i_l = |S_2|^2 \quad (\text{A3-9})$$

$$i_r = |S_1|^2 \quad (\text{A3-10})$$

Pour une lumière non polarisée, nous avons l'intensité lumineuse de diffusion  $i$ :

$$i = \frac{i_l + i_r}{2} \quad (\text{A3-11})$$

Annexe 4.

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	8,48	7,95	7,00	5,93	4,99	4,45
22,50°	23,25	22,28	20,03	17,45	15,22	13,93
37,50°	32,60	31,85	30,01	27,62	25,56	24,34
52,50°	35,93	36,14	35,97	35,72	35,27	34,98
67,50°	35,21	36,69	38,74	41,05	43,05	44,04
82,50°	33,68	36,01	39,58	43,68	47,25	49,38
97,50°	33,60	35,93	39,49	43,58	47,16	49,31
112,50°	34,97	36,44	38,48	40,78	42,82	43,95
127,50°	35,52	35,74	35,59	35,35	35,04	34,90
142,50°	32,12	31,37	29,58	27,32	25,38	24,28
157,50°	22,82	21,87	19,73	17,26	15,12	13,90
172,50°	8,29	7,80	6,90	5,86	4,96	4,44

$$\sigma_{\text{total}} = 344,82 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 7029,95 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.1. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 0,148; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_v = 50 \text{ \%}.$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	68,84	64,39	56,57	47,63	39,88	35,29
22,50°	188,36	180,29	161,63	140,20	121,61	110,46
37,50°	263,29	256,96	241,69	221,69	204,04	192,99
52,50°	288,76	290,35	288,72	285,93	281,11	277,17
67,50°	281,28	293,09	309,31	327,19	342,21	348,64
82,50°	267,03	285,56	313,84	346,10	374,03	390,36
97,50°	264,32	282,60	310,71	343,11	371,68	389,25
112,50°	273,02	284,54	300,63	319,17	336,13	346,44
127,50°	275,60	277,43	276,54	275,43	274,21	274,77
142,50°	247,99	242,44	229,05	212,32	198,31	191,06
157,50°	175,63	168,51	152,49	133,97	118,07	109,33
172,50°	63,70	60,02	53,29	45,47	38,71	34,94

$$\sigma_{\text{total}} = 2723,84 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 7137,23 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.2. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 0,296; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_v = 50 \text{ \%}.$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	13,77	12,88	11,31	9,53	7,98	7,06
22,50°	37,67	36,06	32,33	28,04	24,32	22,09
37,50°	52,66	51,39	48,34	44,34	40,81	38,60
52,50°	57,75	58,07	57,74	57,19	56,22	55,43
67,50°	56,26	58,62	61,86	65,44	68,44	69,73
82,50°	53,41	57,11	62,77	69,22	74,81	78,07
97,50°	52,86	56,52	62,14	68,62	74,34	77,85
112,50°	54,60	56,91	60,13	63,83	67,23	69,29
127,50°	55,12	55,49	55,31	55,09	54,84	54,95
142,50°	49,60	48,49	45,81	42,46	39,66	38,21
157,50°	35,13	33,70	30,50	26,79	23,61	21,87
172,50°	12,74	12,00	10,66	9,09	7,74	6,99

$$\sigma_{\text{total}} = 544,76 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 1427,44 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.3. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_{\text{T}} = 0,296; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_{\text{v}} = 10 \%$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	1162,15	1074,93	923,63	752,70	603,66	507,13
22,50°	3144,11	2982,50	2624,47	2211,76	1842,63	1590,03
37,50°	4298,17	4171,90	3875,30	3474,17	3085,86	2782,03
52,50°	4562,06	4579,35	4524,32	4410,51	4213,80	3991,79
67,50°	4257,01	4439,98	4677,38	4904,28	5038,62	4998,79
82,50°	3836,69	4109,88	4523,93	4984,44	5362,81	5553,01
97,50°	3589,12	3842,41	4241,82	4720,01	5167,17	5474,90
112,50°	3514,18	3667,93	3900,72	4204,02	4534,41	4816,39
127,50°	3390,75	3425,12	3448,83	3507,32	3611,85	3779,94
142,50°	2946,30	2900,06	2781,76	2647,76	2572,97	2608,40
157,50°	2037,36	1974,45	1823,87	1653,69	1521,72	1486,42
172,50°	730,08	696,24	633,00	559,25	498,20	474,43

$$\sigma_{\text{total}} = 38402,03 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 7753,72 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.4. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_{\text{T}} = 0,741; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_{\text{v}} = 50 \%$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	232,43	214,99	184,73	150,54	120,73	101,43
22,50°	628,82	596,50	524,89	442,35	368,53	318,01
37,50°	859,63	834,38	775,06	694,83	617,17	556,41
52,50°	912,41	915,87	904,86	882,10	842,76	798,36
67,50°	851,40	888,00	935,48	980,86	1007,72	999,76
82,50°	767,34	821,98	904,79	996,89	1072,56	1110,60
97,50°	717,82	768,48	848,36	944,00	1033,43	1094,98
112,50°	702,84	733,59	780,14	840,80	906,88	963,28
127,50°	678,15	685,02	689,77	701,46	722,37	755,99
142,50°	589,26	580,01	556,35	529,55	514,59	521,68
157,50°	407,47	394,89	364,77	330,74	304,34	297,28
172,50°	146,02	139,25	126,60	111,85	99,64	94,89

$$\sigma_{\text{total}} = 7680,41 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 1550,74 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.5. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 0,741; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_v = 10 \%$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	10075,32	8950,95	7094,13	5114,49	3466,57	2341,28
22,50°	26171,92	24072,84	19847,27	15073,05	10789,25	7569,91
37,50°	32984,60	31531,86	28214,18	23483,35	18433,42	13865,83
52,50°	30954,26	31173,65	30565,02	28680,71	25129,99	20717,79
67,50°	24402,37	25959,97	27915,93	29236,91	28947,46	26477,80
82,50°	17683,29	19538,60	22526,04	25856,52	28400,74	29178,08
97,50°	12781,04	14189,29	16772,12	20352,12	24283,30	27562,30
112,50°	9607,03	10412,93	12034,86	14713,75	18418,10	22638,51
127,50°	7325,37	7711,86	8522,05	10078,41	12644,15	16306,15
142,50°	5275,69	5459,39	5816,75	6543,05	7941,60	10321,70
157,50°	3200,27	3293,65	3432,98	3723,20	4321,74	5494,67
172,50°	1071,91	1093,42	1133,07	1207,89	1362,24	1691,18

$$\sigma_{\text{total}} = 186121,71 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 8670,93 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.6. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 1,48; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_v = 50 \%$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	2015,06	1790,19	1418,83	1022,90	693,31	468,26
22,50°	5234,38	4814,57	3969,45	3014,61	2157,85	1513,98
37,50°	6596,92	6306,37	5642,84	4696,67	3686,68	2773,17
52,50°	6190,85	6234,73	6113,00	5736,14	5026,00	4143,56
67,50°	4880,47	5191,99	5583,19	5847,38	5789,49	5295,56
82,50°	3536,66	3907,72	4505,21	5171,30	5680,15	5835,62
97,50°	2556,21	2837,86	3354,42	4070,42	4856,66	5512,46
112,50°	1921,41	2082,59	2406,97	2942,75	3683,62	4527,70
127,50°	1465,08	1542,37	1704,41	2015,68	2528,83	3261,23
142,50°	1055,14	1091,88	1163,35	1308,61	1588,32	2064,34
157,50°	640,05	658,73	686,60	744,64	864,35	1098,93
172,50°	214,38	218,68	226,61	241,58	272,45	338,24

$$\sigma_{\text{total}} = 37224,34 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 1734,19 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.7. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 1,48; \lambda = 1,06 \mu\text{m}; f_v = 10 \%$$

## angle d'incidence

	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	15661,95	11638,46	6329,90	2447,26	632,09	123,96
22,50°	33917,86	28180,01	18429,71	9374,65	3576,25	1035,58
37,50°	29143,73	29114,46	26046,94	18764,80	10449,56	4367,58
52,50°	14499,95	19147,07	24306,64	25089,13	19586,05	11508,04
67,50°	4266,60	8431,28	15692,46	22721,74	24986,15	20359,02
82,50°	879,63	2603,04	7017,48	14298,80	21808,54	24964,35
97,50°	649,60	917,49	2312,80	6266,64	13300,77	21073,57
112,50°	854,50	776,35	889,90	2049,45	5654,85	12417,30
127,50°	807,23	769,47	688,69	772,36	1766,69	5045,25
142,50°	609,32	619,42	595,94	528,22	588,98	1438,82
157,50°	380,22	388,15	389,44	370,57	320,92	359,78
172,50°	131,50	130,00	130,90	132,73	120,31	86,22

$$\sigma_{\text{total}} = 104443,70 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 1975,21 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.8. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_T = 2,96; \lambda = 1,06 \text{ mm}; f_v = 10 \%$$

## angle d'incidence

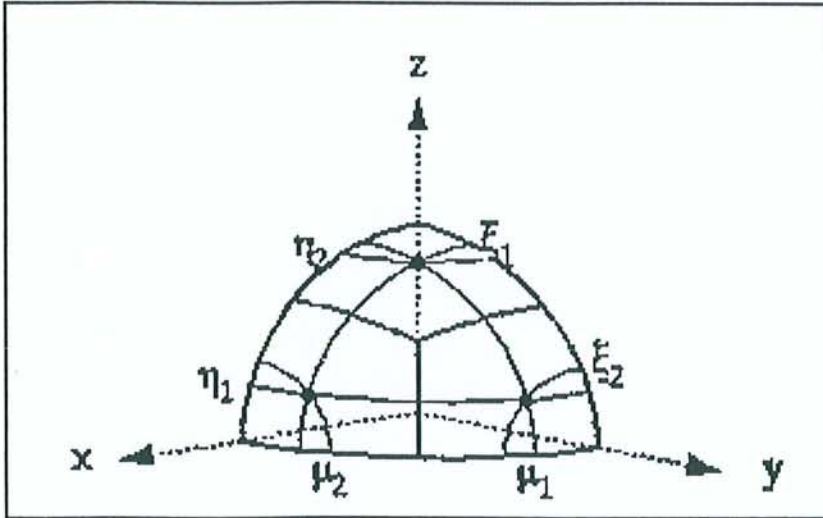
	7,50°	22,50°	37,50°	52,50°	67,50°	82,50°
7,50°	1566,19	1163,85	632,99	244,73	63,21	12,40
22,50°	3391,79	2818,00	1842,97	937,46	357,62	103,56
37,50°	2914,37	2911,45	2604,69	1876,48	1044,96	436,76
52,50°	1450,00	1914,71	2430,66	2508,91	1958,61	1150,80
67,50°	426,66	843,13	1569,25	2272,17	2498,61	2035,90
82,50°	87,96	260,30	701,75	1429,88	2180,85	2496,43
97,50°	64,96	91,75	231,28	626,66	1330,08	2107,36
112,50°	85,45	77,63	88,99	204,95	565,49	1241,73
127,50°	80,72	76,95	68,87	77,24	176,67	504,52
142,50°	60,93	61,94	59,59	52,82	58,90	143,88
157,50°	38,02	38,82	38,94	37,06	32,09	35,98
172,50°	13,15	13,00	13,09	13,27	12,03	8,62

$$\sigma_{\text{total}} = 10444,37 \text{ m}^{-1}; \alpha_{\lambda} = 197,52 \text{ m}^{-1}$$

Tableau A4.9. : Coefficients de diffusion bidirectionnels ( $\text{m}^{-1}$ ),

$$\alpha_{\tau} = 2,96; \lambda = 1,06 \text{ mm}; f_v = 1 \%$$



Annexe 5.Approximation  $S_4$ . $n = 4$ .nombre de directions  $\Omega$  :  $N = 24$ .Figure A.5.1. : Directions de propagation du rayonnement avec la quadrature  $S_4$ .

directions	$\mu$	$\xi$	$\eta$	poids $W$
1	0,29856	0,29856	0,908248	0,523599
2	0,29856	0,908248	0,29856	0,523599
3	0,908248	0,29856	0,29856	0,523599

Tableau A5.1. : Cosinus directeurs pour la quadrature  $S_4$ .

Approximation  $S_6$ .

$n = 6$ .

nombre de directions  $\Omega$  :  $N = 48$ .

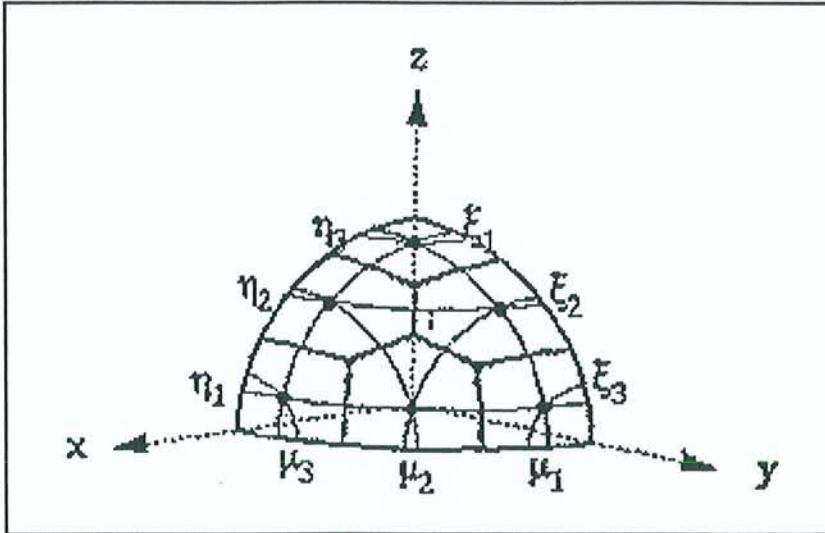


Figure A.5.2. : Directions de propagation du rayonnement avec la quadrature  $S_6$ .

directions	$\mu$	$\xi$	$\eta$	poids W
1	0,183867	0,183867	0,965601	0,160952
2	0,695051	0,183867	0,695051	0,362647
3	0,965601	0,183867	0,183867	0,160952
4	0,183867	0,695051	0,695051	0,362647
5	0,695051	0,695051	0,183867	0,362647
6	0,183867	0,965601	0,183867	0,160952

Tableau A5.2. : Cosinus directeurs pour la quadrature  $S_6$ .

Approximation  $S_8$ .

$n = 8$ .

nombre de directions  $\Omega$  :  $N = 80$ .

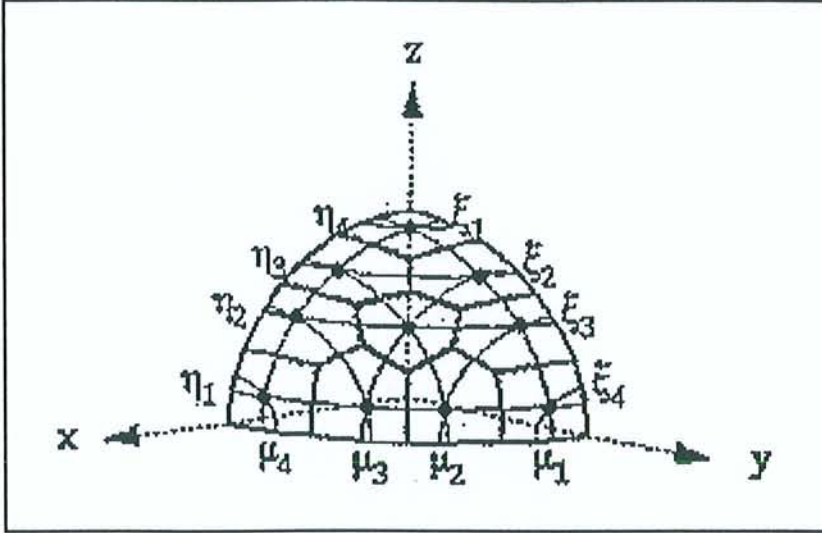


Figure A.5.3. : Directions de propagation du rayonnement avec la quadrature  $S_8$ .

directions	$\mu$	$\xi$	$\eta$	poids W
1	0,142256	0,142256	0,979554	0,171236
2	0,57735	0,142256	0,804009	0,099228
3	0,804009	0,142256	0,57735	0,099228
4	0,979554	0,142256	0,142256	0,171236
5	0,142256	0,57735	0,804009	0,099228
6	0,57735	0,57735	0,57735	0,461718
7	0,8044009	0,57735	0,142256	0,099228
8	0,142256	0,804009	0,57735	0,099228
9	0,57735	0,804009	0,142256	0,099228
10	0,142256	0,979554	0,142256	0,171236

Tableau A5.3. : Cosinus directeurs pour la quadrature  $S_8$ .

Annexe 6.

élément	T <sub>fusion</sub> (K)	T <sub>vaporisation</sub> (K)	Potentiel de la 1 <sup>ère</sup> ionisation (eV)	densité (kg.m <sup>-3</sup> )
fer	1808	3023	7,87	7870
chrome	2130	2945	6,77	7100
nickel	1726	3005	7,63	8900
molybdène	2890	4885	7,1	10220
manganèse	1517	2235	7,43	7400

Tableau A6.1. : Caractéristiques physiques et thermiques des principaux métaux présents dans les alliages d'acier inoxydable.



Nom: LACROIX

Prénom: David

DOCTORAT de l'UNIVERSITE HENRI POINCARÉ, NANCY-I

en MECANIQUE & ENERGETIQUE

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER

Nancy, le 27 NOV 1997 n° 128

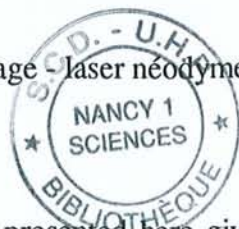
Le Président de l'Université



## RESUME

Le travail présenté dans ce mémoire donne les caractéristiques du plasma créé lors du soudage laser. La première partie de cette étude est expérimentale. Nous utilisons la spectroscopie d'émission pour déterminer la température et la densité électronique des plasmas. Plusieurs essais ont permis d'étudier l'influence des paramètres de soudage sur la température du panache : puissance du laser néodyme, nature du gaz de protection, durée de l'impulsion. Ces mesures ont été réalisées sur de l'acier inoxydable et sur des métaux purs (Fe, Cr, Ni, Mo, Nb). La spectroscopie d'émission est aussi utilisée pour analyser les défauts de soudage et réaliser, en temps réel, le contrôle de la soudure. Des expériences ont mis en évidence la présence de défauts géométriques et chimiques (graisses) sur les surfaces soudées. La deuxième partie de ce travail est consacrée aux simulations numériques développées pour décrire l'interaction laser-plasma. Plusieurs modèles sont présentés. Le calcul des fonctions de partition de chaque élément du panache permet de déterminer numériquement les densités des espèces présentes dans le plasma. Avec ces données, nous précisons les propriétés optiques du panache (coefficient d'absorption et indice de réfraction). L'étude en microscopie électronique de dépôts métalliques, prélevés dans le panache, confirme la présence de particules de petites dimensions. Nous calculons la diffusion du rayonnement laser dans le plasma avec la théorie de Mie. Finalement, nous modélisons le transfert radiatif dans le panache en utilisant une méthode aux ordonnées discrètes. Les résultats obtenus mettent en évidence l'importance de la diffusion, par les petites particules, sur les gradients de température du plasma. Ce modèle peut compléter les simulations numériques caractérisant la géométrie du cordon de soudure.

Mots-clefs : Soudage laser néodyme - plasma - milieu semi-transparent - transfert radiatif.



## ABSTRACT

The work presented here gives the characteristics of the laser induced-plasma plume created during laser welding. First, in the experimental part of the study, we have used the emission spectroscopy to determinate the electron temperature and the density of the plasma. Several tests have been achieved. We have estimated the influence of welding parameters such as : the laser power, the nature of the shielding gas, the pulse duration. These measurements have been achieved on stainless steel, but also on pure metals (Fe, Cr, Ni, Mo, Nb). The emission spectroscopy is used to analyse the welding defects, in order to achieve real time control of the process. Experiments have shown that geometrical and chemical (grease) defectiveness can be detected. The second part of this work is devoted to the numerical model used to describe the laser-plasma interaction. Several models are presented. The calculation of the partition function of each element of the plasma plume allows the theoretical determination of the densities. Then we can estimate the optical properties of the plume (absorption coefficient and refractive index). Electron microscopy measurements of the plasma plume deposits show the presence of small particles. Consequently, we apply the Mie's theory in order to study the laser beam scattering in the plume. Finally, we model the radiative transfer in the plasma using a discrete ordinate scheme. The numerical results point out the major effect of the scattering on the temperature field in the plume. This model can be used in complement of those calculating the geometry of the weld seam.

Keywords : welding - neodyme laser - plasma - semi-transparent medium - radiative transfer.